

Table des matières

I. INTRODUCTION.....	7
II. MICROMEGAS : UN NOUVEAU DETECTEUR GAZEUX.....	19
A. Le principe de fonctionnement.....	23
B. L'ionisation.....	25
1. L'effet photoélectrique.....	25
2. Le facteur de Fano.....	27
3. Les interactions des particules chargées dans le gaz.....	28
4. Le dépôt moyen d'énergie des particules chargées.....	28
5. La distribution de la perte d'énergie.....	30
6. Le détail des interactions.....	31
C. Le transport des électrons.....	35
1. La fonction de distribution de l'énergie des électrons.....	35
2. La vitesse de dérive.....	37
3. La diffusion.....	37
4. La recombinaison des électrons.....	38
5. Les ions.....	38
6. La simulation.....	39
7. Les effets du champ magnétique.....	41
D. Le passage de la grille.....	42
E. L'amplification.....	44
F. La formation du signal.....	48
1. Le signal du détecteur.....	48
2. Le signal sur les pistes.....	50
3. Conclusion.....	51
G. La construction du détecteur.....	52
III. MICROMEGAS : TESTS AU LABORATOIRE.....	67
A. Description du dispositif.....	69
1. La chaîne électronique.....	70
2. Les mesures.....	70
B. Etude du gain en fonction des mélanges gazeux.....	71
1. Détecteur avec 100 μm d'espace d'amplification.....	71
2. Détecteur avec 50 μm d'espace d'amplification.....	78

C. Etude du gain en fonction de la pression.....	87
D. Etude de la résolution en énergie.....	89
E. Conclusion.....	90
IV. MICROMEGAS : TESTS EN FAISCEAU.....	93
A. Mise en place d'une nouvelle électronique et de sa protection.....	96
1. Le gassiplex.....	96
a). Description du circuit.....	96
b). Description du système de commande.....	97
2. Tests de cette nouvelle électronique.....	99
3. Tests au laboratoire.....	100
B. Description des dispositifs au CERN.....	101
1. Description des lignes de faisceau.....	102
2. Description de la mécanique du dispositif.....	103
3. Description des détecteurs utilisés.....	105
4. Description des électroniques utilisées.....	105
a). Amplificateurs de charge.....	105
b). Gassiplex.....	105
c). Lecroy MQS104A.....	106
d). Description des systèmes d'acquisition.....	106
C. Méthode de l'analyse.....	107
1. Le piédestal.....	107
2. Le bruit corrélé.....	108
3. Le traitement du bruit corrélé.....	108
4. La reconstruction de la position.....	111
5. La méthode de détermination de la résolution spatiale.....	112
D. Présentation des résultats.....	112
1. La distribution en charge.....	113
2. La distribution de la taille des amas.....	117
a). L'effet du gain.....	117
b). L'effet de la diffusion dû à un changement du mélange...	118
c). L'effet de la réduction de l'espace de conversion.....	119
d). L'effet de l'angle d'incidence des particules.....	120
e). Conclusion.....	121
3. L'efficacité.....	122
a). Les causes de l'inefficacité.....	122
b). Les courbes d'inefficacité.....	125
4. La résolution spatiale.....	127
5. La résolution en temps.....	130
6. Tests à haut flux.....	131

E. Conclusion.....	132
V. MICROMEGAS : TESTS A HAUT FLUX.....	137
A. Description du dispositif.....	140
1. Description du générateur X.....	140
2. Description des détecteurs utilisés.....	141
B. Etude des caractéristiques du faisceau.....	143
1. Etude du profil du faisceau.....	144
2. Etude du spectre en énergie.....	144
3. Etude du flux du générateur X.....	145
C. Etude du fonctionnement de micromégas en fonction de la charge mesurée	147
1. Principe de la mesure.....	147
2. Mesures.....	147
3. Conclusion.....	149
D. Etude du fonctionnement de micromégas soumis à un haut flux de photons X	150
1. Etude du gain.....	150
2. Mesures de la transparence de la grille.....	151
3. Etude du gain à rapport de champ constant.....	152
4. Etude du gain maximum.....	156
5. Etude de la charge maximum de l'avalanche.....	158
E. Conclusion.....	158
VI. CONCLUSION.....	161
Annexe A.....	165
Annexe B.....	171

Chapitre 1

INTRODUCTION

Depuis bien longtemps, nous essayons de percer les secrets de la matière, nos connaissances se sont enrichies grâce au développement de nouveaux instruments qui nous ont permis de scruter la matière à des échelles de plus en plus réduites. Les détecteurs gazeux ont permis de nombreuses découvertes et contribuent toujours aux avancées de la recherche.

Un des ancêtres des détecteurs gazeux est la chambre à brouillard (ou chambre de Wilson) qui fut utilisée dès le début de siècle, notamment par Millikan pour mesurer précisément la charge de l'électron. Cette chambre à brouillard allait se révéler être le premier outil permettant de suivre le trajet d'une particule chargée, le premier détecteur de trace. Elle consiste en un récipient fermé dont une paroi est transparente et une autre amovible. Ce récipient contient de l'air saturé en vapeur (eau, alcool). En augmentant brutalement le volume de cette enceinte grâce au déplacement de la paroi amovible, on amène la vapeur dans un état dit sursaturé. Le passage d'une particule chargée va alors ioniser le gaz le long de sa trajectoire. La présence d'ions va amorcer un processus conduisant à la formation de gouttelettes. La photographie des gouttelettes formées par le passage des particules chargées permet de visualiser la trajectoire des particules. Ce dispositif a notamment permis d'étudier les désintégrations radioactives ou les rayons cosmiques.

Peu de temps après, dans les années 1920, le compteur Geiger était inventé. Ce détecteur est constitué d'un fil métallique tendu au centre d'un tube rempli de gaz rare. Le fil est à un potentiel électrique positif élevé par rapport aux parois. Les électrons libérés par le passage d'une particule chargée sont attirés par le fil se multiplie à son approche et engendre une décharge électrique. Ce détecteur, dans son mode de fonctionnement en décharge ou dans son mode de fonctionnement en régime proportionnel est encore utilisé. A l'origine il a beaucoup servi comme compteur et comme système de déclenchement des chambres à brouillard. La détection d'une particule dans le compteur provoquait la détente de la chambre. De nombreuses découvertes furent permises par de tels dispositifs, notamment le positron par Anderson en 1933.

Mais l'avènement de la physique auprès des accélérateurs et l'augmentation des flux de particules va voir le remplacement de la chambre à brouillard couplée à des compteurs Geiger par les chambres à étincelles déclenchées par des scintillateurs. La chambre à étincelles est une enceinte remplie de gaz et fermée par deux électrodes. Comme précédemment des ions et des électrons sont créés le long de la trajectoire d'une particule chargée. Lorsque celle-ci est détectée par les scintillateurs, on applique entre les électrodes de la chambre à étincelles une forte différence de potentielle et une étincelle se propage grâce aux ions et aux électrons en suivant la trace de la particule. Cette étincelle est alors photographiée. La résolution spatiale de ces chambres est déjà inférieure au millimètre en 1960 et ces chambres peuvent détecter quelques dizaines de milliers de particules par seconde.

La découverte des chambres proportionnelles multifils [CHAR], en 1968, va entraîner une profonde modification de l'instrumentation utilisée en physique des particules. La photographie n'est désormais plus utile pour suivre la trajectoire des particules chargées. Ce nouveau détecteur repose sur une juxtaposition de fils qui se comporte

chacun comme un compteur proportionnel, ces fils sont distants d'environ 1 mm et sont très fins (diamètre 20 μm), l'épaisseur du détecteur est de l'ordre de quelques millimètres (Figure I.1).

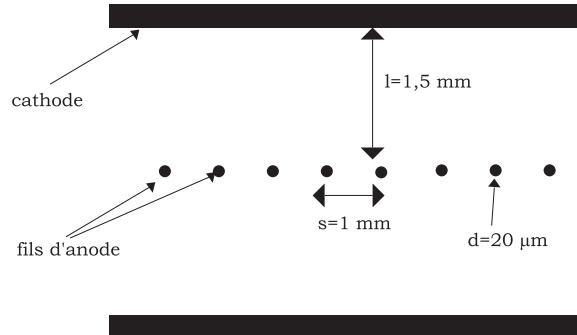


Figure I.1 : Schéma d'une chambre proportionnelle multifils.

Les électrons créés par le passage d'une particule vont dériver vers les fils sous l'action du champ électrique. Au voisinage d'un fil, on assiste à une multiplication des électrons, une avalanche, car le champ électrique devient très intense. Chaque fil est relié à un amplificateur qui permet de mesurer le temps d'arrivée des signaux ainsi que l'énergie déposée par la particule incidente et la position du passage de cette particule dans le détecteur. Compte tenu du pas des fils, la résolution spatiale peut atteindre 100 μm et la résolution temporelle quelques nanosecondes.

Contrairement à la chambre à étincelles, la chambre proportionnelle multifils ne nécessite aucun système de déclenchement et peut détecter un grand nombre de particules, jusqu'à 10^4 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Le principe de ce détecteur va être intensivement utilisé et de nombreuses variantes vont voir le jour, on pourra notamment citer les chambres à dérive.

Ces caractéristiques font que ce type de détecteur sera le plus utilisé durant les années 80 dans le milieu de la physique des particules pour reconstruire la trajectoire des particules.

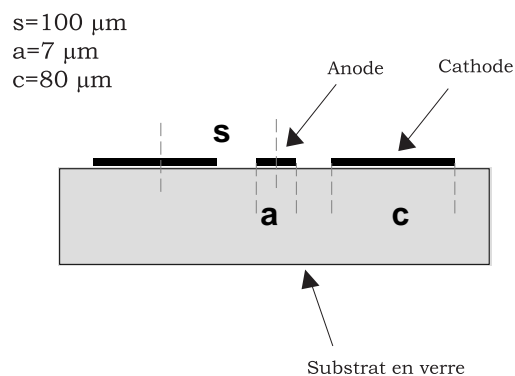


Figure I.2 : Schéma d'un détecteur MSGC (MicroStrip Gas Chamber).

Les progrès de la microélectronique et la demande des expériences de détecteur pouvant fonctionner à de hauts flux de particules, c'est à dire des flux supérieurs à 10^4 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, vont favoriser le développement d'un nouveau type de détecteur. Le dépôt sur un substrat de fines pistes de cuivre est à la base des MSGC (MicroStrip Gas Chamber) [OED] (Figure I.2). Les anodes et les cathodes du détecteur se trouvent sur le même plan, on alterne une piste très fine, large d'une dizaine de microns, l'anode, et une piste large d'une centaine de microns, la cathode. Un plan qui constitue une autre cathode est placé quelques millimètres au dessus. En imposant une certaine différence de potentielle entre les anodes et les cathodes, les conditions sont remplies pour que des avalanches se produisent au voisinage de l'anode. Ce type de détecteur a montré de très bonnes performances, un gain dépassant 10^4 , une résolution spatiale de l'ordre de $40 \mu\text{m}$ et la faculté de fonctionner sous un flux de 10^6 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ [SAUL]. Nous sommes dorénavant en présence d'un détecteur pouvant fonctionner lorsqu'il est soumis à un haut flux de particules. Un inconvénient majeur réside dans la fragilité de ce type de détecteur et sur la possibilité de destruction des anodes sous l'effet d'étincelles pouvant survenir entre les anodes et les cathodes [SCHM].

Dans le but de trouver des détecteurs plus robustes, pouvant fonctionner à hauts flux, présentant un gain plus important et une meilleure résolution spatiale, de nombreux nouveaux détecteurs ont vu le jour ces dernières années [SAUL2]. La micro-gap chamber [ANG1], [ANG2] ou la micro-gap wire chamber [CHRI] (Figure I.3), sont des variantes des MSGC. La différence entre ces deux variantes étant simplement la forme de l'anode rectangulaire dans le cas de la micro-gap chamber et circulaire dans le cas de la microgap wire chamber.

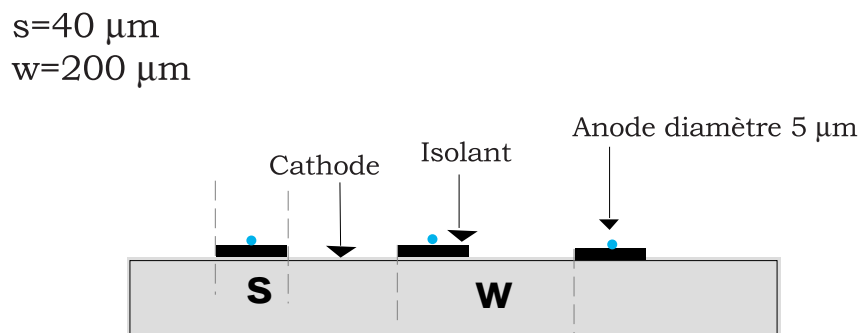


Figure I.3 : Schéma du détecteur microgap wire chamber.

Une nouvelle structure amplificatrice a été introduite en 1996, le Gas Electron Multiplier (GEM) [SAUL3] Il s'agit, comme son nom l'indique, d'amplifier le nombre d'électrons produit par le passage d'une particule. Il convient de coupler cet amplificateur avec un détecteur qui recueillera le signal. GEM (Figure I. 4) est fabriqué dans une mince feuille de Kapton métallisée, épaisse de $50 \mu\text{m}$, dans laquelle des trous sont percés, en imposant une forte différence de potentiel entre la face supérieure et la face inférieure de cette structure, on obtient une multiplication des électrons à l'intérieur des trous.

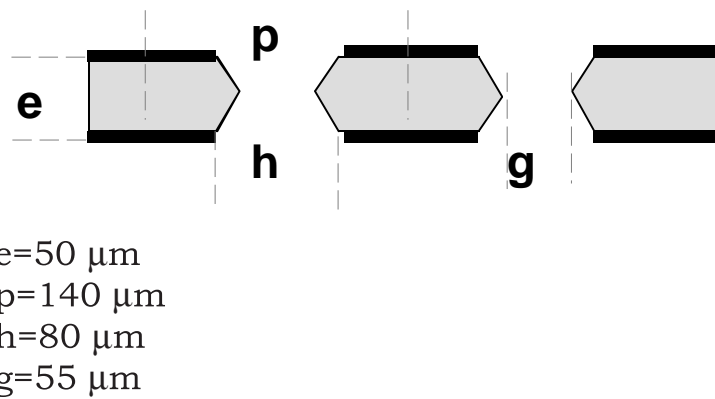


Figure I. 4 : Schéma du détecteur GEM

GEM a été associé à un détecteur MSGC en tant que préamplificateur, les principaux résultats sont un gain total proche de 10^5 [BENL], une résolution spatiale de $35 \mu\text{m}$ [BENH] et une pleine efficacité de détection pour des particules au minimum d'ionisation.

Il est aussi possible de coupler GEM avec un simple circuit imprimé (Figure I.5), les pistes de ce circuit constituant les anodes du détecteur [BENL], des gains de l'ordre de 10^4 ont été observés. Pour augmenter le gain, deux GEM superposés ont été utilisés, la lecture des signaux étant toujours réalisée grâce à un circuit imprimé. Des gains de l'ordre de 10^5 , une résolution spatiale de $40 \mu\text{m}$ et une résolution temporelle de 18 ns (largeur à mi-hauteur) ont été mesurés [BACH].

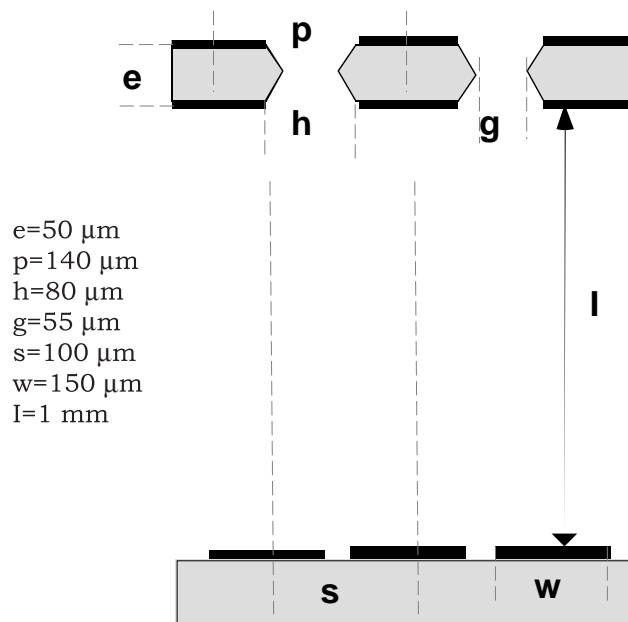


Figure I.5 : Schéma d'un détecteur GEM (Gas Electron Mutiplier) et de son circuit de lecture.

Le compteur à trous [BART], inventé quelques temps avant GEM fonctionne sur le même principe. Les différences résident dans le diamètre des trous et l'épaisseur de la zone amplificatrice. Dans le cas du compteur à trous, le circuit de lecture est accolé à la structure amplificatrice. Des gains de l'ordre de 10^4 ont été mesurés.

D'autres détecteurs gazeux reposant sur des géométries différentes ont aussi été testés. Ainsi le microdot detector présente une géométrie circulaire [BIAG1] (Figure I.6), il est construit en silicium grâce aux techniques standards de microélectronique et sa structure permet une lecture en deux dimensions aisée. Les mesures de gain [BIAG2] ont montré la capacité de ce détecteur à fonctionner à des gains proches de 10^5 .

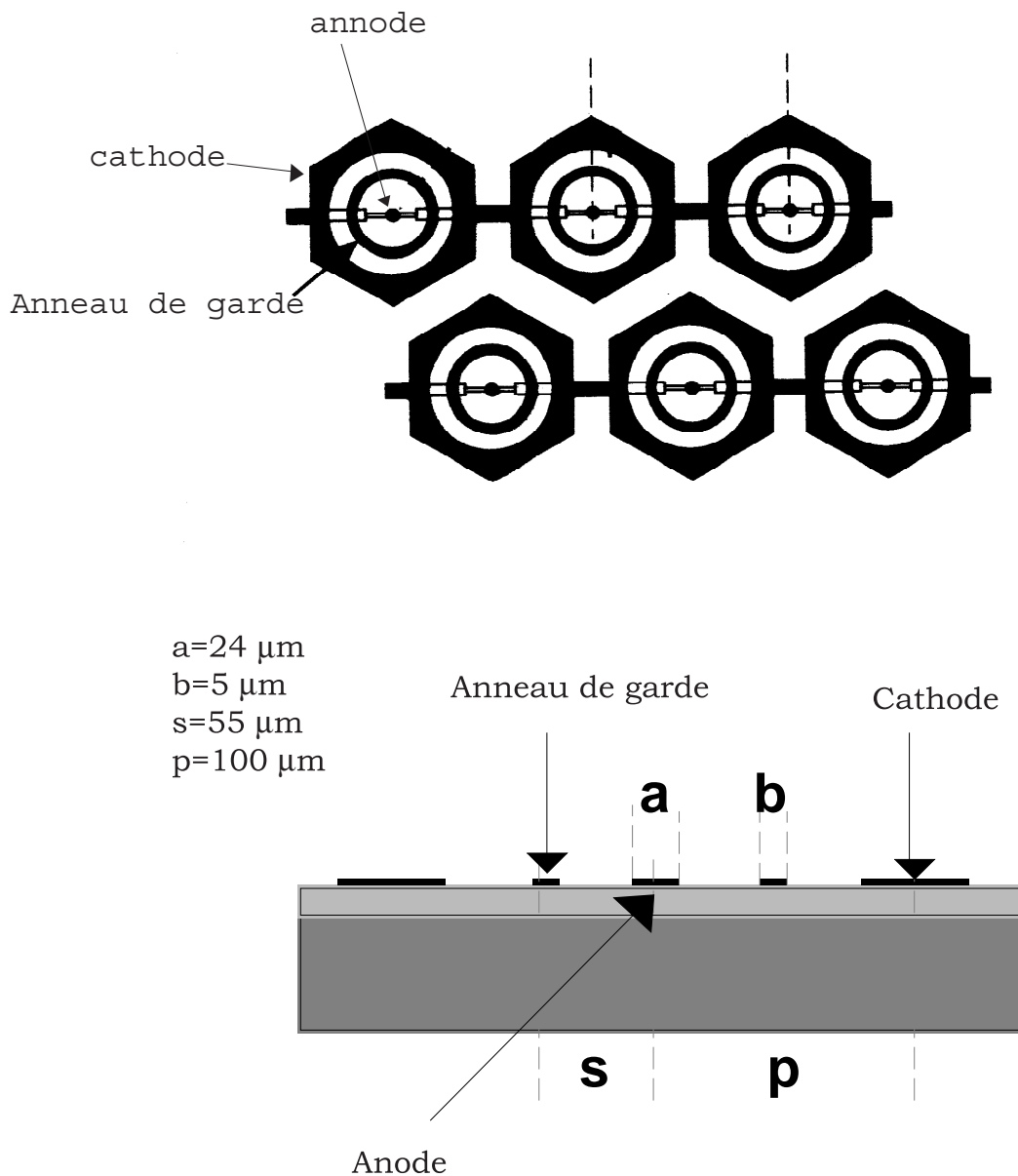


Figure I.6 : Schéma d'un détecteur Microdot, vue dessus et vue en coupe.

Plus récemment, de nombreux nouveaux détecteurs sont apparus. Nous citerons le well detector [BELL1] (Figure I.7), le Micro-Groove detector [BELL2] (Figure I.8) ou le microwire detector [ADEV] (Figure I.9). Ces nouveaux détecteurs ont tous montré des gains supérieurs à 10^4 et leur capacité à fonctionner à des flux supérieurs à 10^5 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Une structure semblable à celle de micromégas dénommée le microcat [SARV], a aussi été présentée, la différence résidant simplement dans l'épaisseur de la grille. Des mesures [SARV2] ont montré un gain supérieur à 10^4 et la possibilité de localiser les particules suivant deux dimensions.

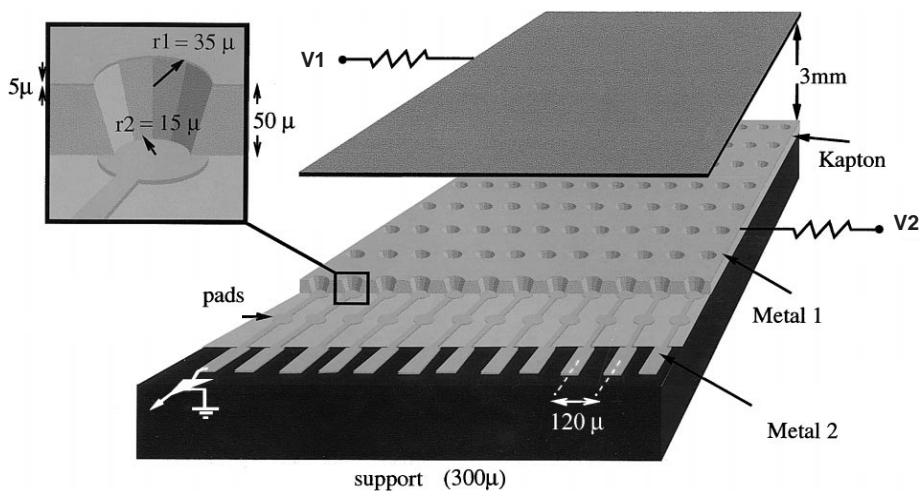


Figure I.7 : Schéma du well detector.

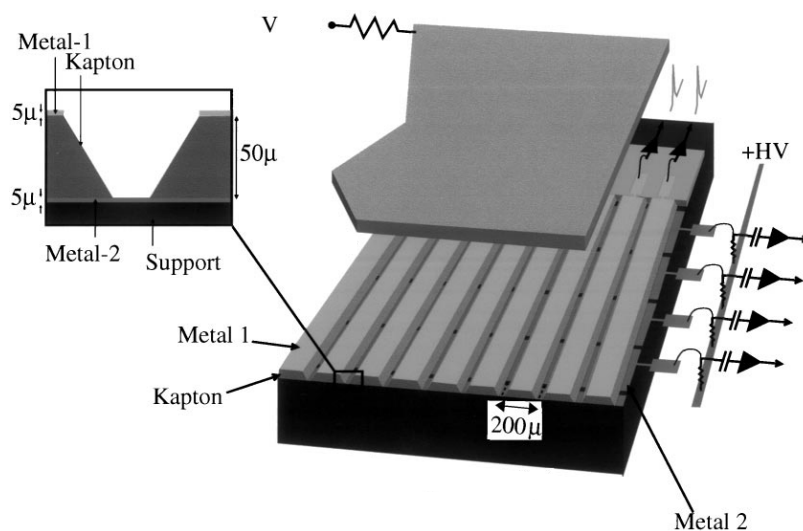


Figure I.8 : Schéma du détecteur micro-groove.

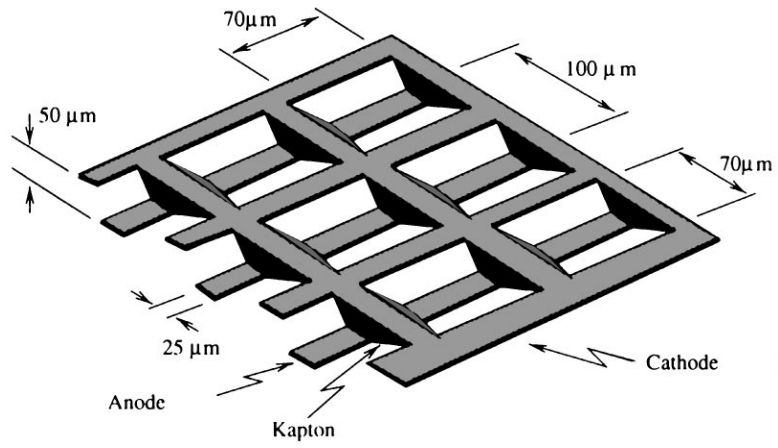


Figure I.9 : Schéma du microwire detector.

Références :

- [ADEV] B. Adeva et al., Nuclear Instruments and Methods A435 (1999) 402-407
- [ANG1] F. Angelini et al, Nuclear Instruments and Methods A335 (1993) 69-77
- [ANG2] F. Angelini et al, Nuclear Instruments and Methods A362 (1995) 273-276
- [BACH] S. Bachmann et al., présenté à la conférence de Londres : 5th International Conference on Position-Sensitive Detectors, 13-17 september 1999.
- [BART] F. Bartol et al., J. Phys. III France 6 (1996) 337-347
- [BELL1] R. Bellazzini et al., Nuclear Instruments and Methods A423 (1999) 125-134
- [BELL2] R. Bellazzini et al., Nuclear Instruments and Methods A424 (1999) 444-458
- [BENH] Y. Benhammou et al., Nuclear Instruments and Methods A441 (2000) 452-458
- [BENL] J. Benlloch et al., Nuclear Instruments and Methods A419 (1998) 410-417
- [BIAG1] S.F. Biagi et al., Nuclear Instruments and Methods A361 (1995) 72-76
- [BIAG2] S.F. Biagi et al., Nuclear Instruments and Methods A419 (1998) 438-443
- [CHAP] G. Chaplier et al., Nuclear Instruments and Methods A426 (1999) 339-355
- [CHAR] G. Charpak et al., Nuclear Instruments and Methods 62 (1968) 262-268
- [CHRI] E. Christophel et al., Nuclear Instruments and Methods A398 (1997) 195-202
- [OED] A. Oed, Nuclear Instruments and Methods A263 (1988) 351-359
- [SARV] A. Sarvestani et al., Nuclear Instruments and Methods A419 (1998) 444-451
- [SARV2] A. Sarvestani et al., Nuclear Instruments and Methods A410 (1998) 238-258
- [SAUL1] F. Sauli, Nuclear physics B 61B (1998) 236-243
- [SAUL2] F. Sauli et al., CERN-EP/99-69, soumis à : Annual Review of nuclear Particle Science
- [SAUL3] F. Sauli et al., Nuclear Instruments and Methods A386 (1997) 531
- [SAUL4] F. Sauli et al., Nuclear Instruments and Methods A424 (1999) 321-342
- [SCHM] B. Schmidt, Nuclear Instruments and Methods A419 (1998) 230-238

Chapitre 2

MICROMEGAS : UN NOUVEAU DETECTEUR GAZEUX

A. Le principe de fonctionnement

B. L'étude de l'ionisation

1. L'effet photoélectrique

2. Le facteur de Fano

3. Les interactions des particules chargées dans le gaz

4. Le dépôt d'énergie des particules chargées

5. La distribution de la perte d'énergie

6. Le détail des interactions

C. Le transport des électrons

1. La fonction de distribution de l'énergie des électrons

2. La vitesse de dérive

3. La diffusion

4. La recombinaison des électrons

5. Les ions

6. La simulation

7. Les effets du champs magnétique

D. Le passage de la grille

E. L'amplification

F. La formation du signal

1. Le signal du détecteur

2. Le signal sur les pistes

3. Conclusion

G. La construction du détecteur

H. Les applications

1. La physique des hautes énergie

2. Les applications dans le domaine de la détection des rayons X

3. Les autres applications

I. Conclusion

Ces dernières années les exigences des nouvelles expériences, en ce qui concerne les trajectomètres, ont motivé de nombreuses recherches dans le domaine des détecteurs de position. Des équipes de recherche à travers le monde ont entrepris des programmes de recherche et développement sur les détecteurs gazeux. Nous avons ainsi vu apparaître, comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent de nouveaux détecteurs et de nouvelles structures. Micromégas (Figure II.1) (MICRO Mesh GASous Structure) fait partie de ces nouveaux détecteurs [GIOM].

Ce détecteur est capable de détecter efficacement et de localiser précisément les particules chargées qui vont le traverser, le but étant de détecter les particules déposant très peu d'énergie dans le détecteur, les particules au minimum d'ionisation. Il est également capable de fonctionner lorsqu'il est soumis à de hauts flux de particules. Il peut aussi détecter les photons X, y compris à haut flux, et mesurer leur énergie avec une bonne résolution.

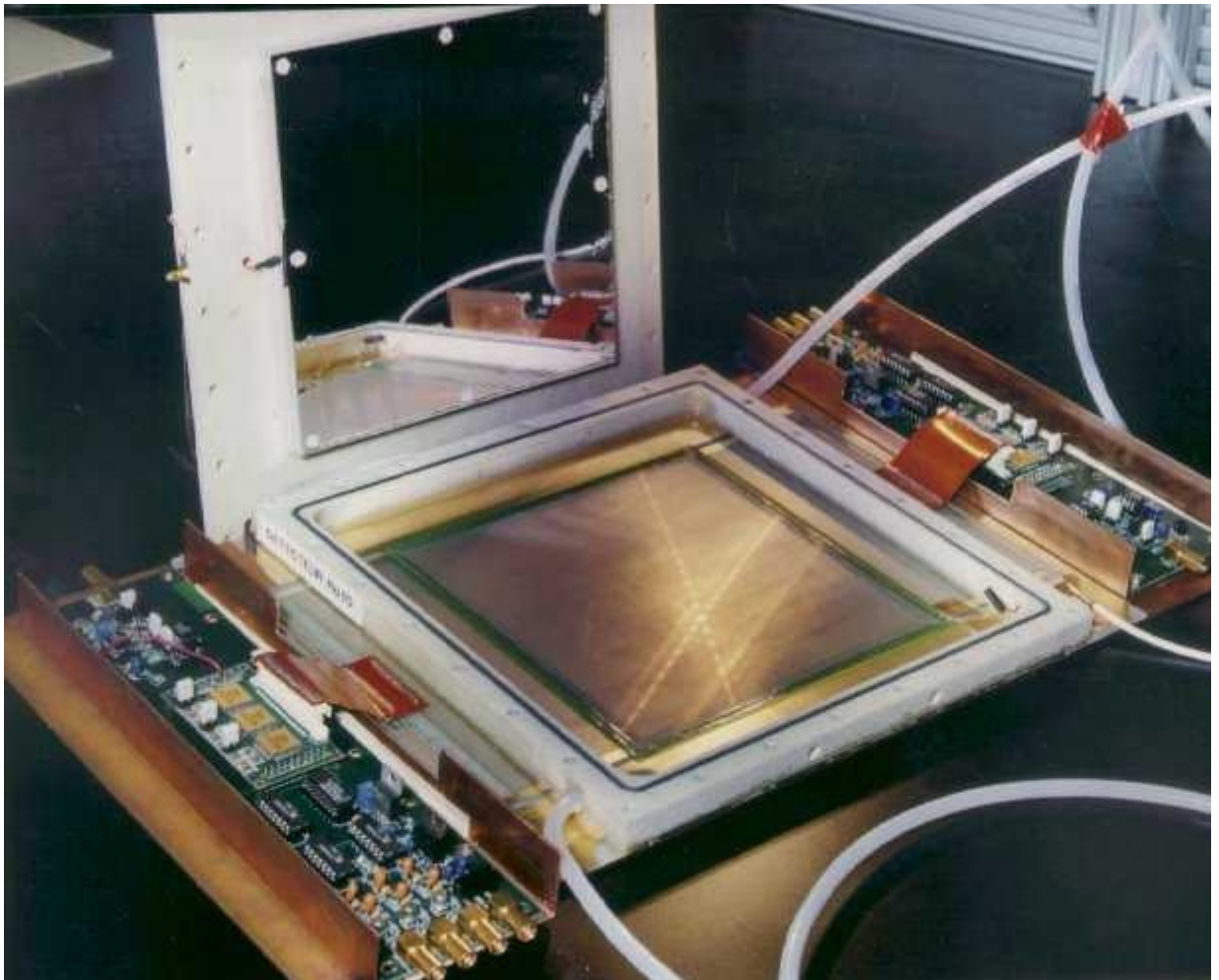


Figure II.1 : Photographie du détecteur micromégas ouvert et de son électronique.

A. Principe de fonctionnement

Micromégas est un détecteur reposant sur une double structure. Comme nous pouvons le voir sur la figure II.2, micromégas est un détecteur très asymétrique. Il est constitué de deux espaces bien distincts séparés par une microgrille. Ce détecteur se trouve dans une enceinte étanche dans laquelle circule un mélange gazeux, la plupart du temps à base d'un gaz noble et de quelques pour cent d'un « quencheur », un gaz modérateur nécessaire au bon fonctionnement du détecteur. D'une manière habituelle le détecteur fonctionne à pression atmosphérique mais il peut aussi fonctionner à des pressions inférieures ou supérieures.

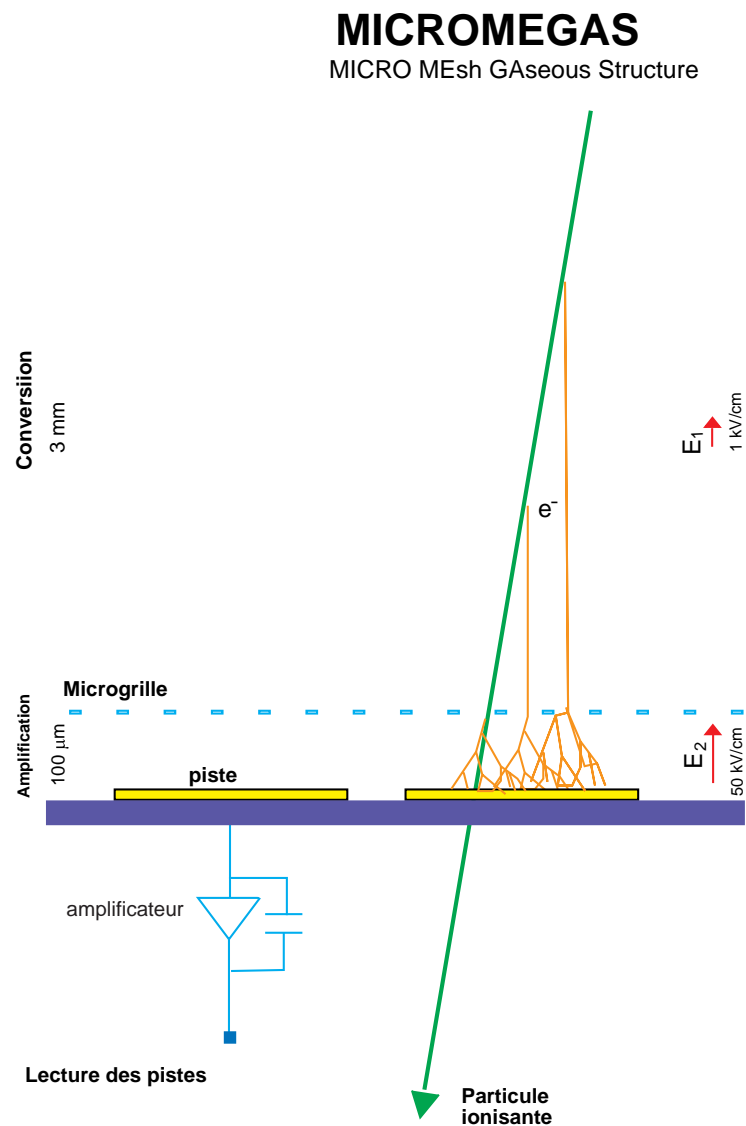


Figure II.2: Principe de fonctionnement de micromégas.

Son espace de conversion (compris entre l'électrode de dérive et la microgrille, typiquement large de 3 mm) va permettre aux particules incidentes traversant micromégas de déposer de l'énergie ou, dans le cas des photons X, de se convertir. Ce dépôt d'énergie se traduira par la création de paires électron-ion issues de l'ionisation des atomes du mélange gazeux.

L'espace d'amplification est défini par la microgrille et le plancher du détecteur. La largeur de cet espace est de l'ordre de la centaine de microns. Des pistes sont déposées sur le plancher et constituent les anodes du détecteur. C'est dans cet espace que se produira la multiplication des électrons.

On impose un champ électrique faible, de l'ordre du kilovolt par centimètre, entre l'électrode de dérive et la microgrille. Sous l'action de ce champ faible les électrons créés par ionisation dérivent vers la microgrille. Ils passent ensuite entre les mailles de la microgrille et accèdent à une zone de champ fort. Ce champ fort, imposé entre les pistes et la microgrille (cf II.D), est de l'ordre de quelques dizaines de kilovolt par centimètre. Sous l'action de ce champ électrique, les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour à leur tour ioniser les atomes du gaz. Un phénomène en chaîne s'enclenche alors, c'est ce que l'on appelle une avalanche. Les électrons issus de cette avalanche sont collectés sur les pistes du circuit alors que les ions remontent vers la microgrille où ils sont collectés.

Chaque piste est reliée à une chaîne amplificatrice et les signaux sont ensuite enregistrés. Il est aussi possible de connecter la microgrille à un amplificateur et d'observer le signal sur cette électrode.

On comprend dès à présent que de multiples paramètres vont intervenir dans le fonctionnement et les performances du détecteur :

- La largeur de l'espace de conversion, la composition du gaz et la nature des particules incidentes vont déterminer la quantité d'énergie perdue par la particule dans le détecteur, ce qui va directement influencer la capacité de micromégas à détecter toutes les particules qui vont le traverser (son efficacité).
- La largeur de l'espace de conversion et la nature du gaz vont aussi influencer la précision avec laquelle micromégas va pouvoir localiser le passage d'une particule. Un phénomène extrêmement important sur lequel nous reviendrons par la suite est la diffusion des électrons dans le mélange gazeux au cours de la dérive des électrons dans l'espace de conversion. Le pas des pistes de lecture aura aussi, nous le verrons, une très grande importance.
- Le gain du détecteur va dépendre du mélange gazeux, du champ électrique divisé par la pression et de la largeur de l'espace d'amplification. Le gain devra bien sûr être le plus élevé possible afin de maximiser le rapport signal sur bruit, le but étant de pouvoir détecter un signal lorsqu'une seule paire

électron-ion a été produite dans l'espace de conversion. La nature du gaz influencera aussi la résolution temporelle du détecteur.

- La durée du signal dépendra du mélange gazeux mais aussi de la largeur de l'espace d'amplification (cf III). Il est à noter que le pas de la grille devra être adapté à la largeur de l'espace d'amplification.

Il va donc s'agir d'étudier les effets de tous ces paramètres et de trouver un compromis qui nous permette de faire fonctionner micromégas dans des conditions où le détecteur sera efficace à 100% pour des particules au minimum d'ionisation et sera capable de trouver la position du passage de la particule avec la plus grande précision. Dans certaines expériences, le détecteur devra fonctionner en présence d'un champ magnétique, nous verrons quels sont les effets d'un tel champ sur le fonctionnement d'un détecteur gazeux.

Micromégas peut aussi détecter les photons X. Il doit pouvoir mesurer l'énergie de ces photons avec une bonne précision et doit pouvoir fonctionner en étant soumis à de hauts flux de photons X.

Il est certain que chaque expérience a des contraintes bien particulières. En conséquence, des adaptations sont toujours nécessaires en ce qui concerne la géométrie du détecteur, des pistes, notamment de leur pas et de leur largeur, mais aussi du mélange gazeux. Toutes ces adaptations dépendront des performances recherchées : résolution en temps, résolution en position et des conditions de fonctionnement dans les expériences, intensité du champ magnétique, flux de particules traversant le détecteur...

B. L'ionisation

Micromégas est un détecteur qui est sensible aux particules chargées. Nous étudierons les effets du passage de ces particules dans le détecteur.

Il est aussi sensible aux photons dans la gamme des X entre quelques keV et quelques dizaines de keV. Pour les photons de plus haute énergie, compte tenu de la baisse des sections efficaces d'interaction des photons avec l'énergie, il est nécessaire d'utiliser des gaz lourds et de travailler non pas à pression atmosphérique mais à des pressions plus importantes, de l'ordre de quelques bars.

Afin de tester le bon fonctionnement du détecteur au laboratoire nous avons utilisé des photons X de quelques keV, ceux-ci interagissent par effet photoélectrique.

1. L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est un processus quantique dans lequel sont impliqués un photon d'énergie $h\nu$, et un électron de masse m_e , de l'atome, le plus souvent un électron fortement lié, c'est à dire un électron de la couche K ou beaucoup

plus rarement de la couche L. Sa section efficace pour des photons X de basse énergie varie avec le numéro atomique des atomes (Z) du milieu suivant la formule [LEO]:

$$\Phi = 4\alpha^4 \Phi_0 \sqrt{2} \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{\frac{7}{2}} Z^5$$

$$\alpha = \frac{1}{137} \text{ constante de structure fine}$$

$$\Phi_0 = 6,651 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$$

La section efficace de l'effet photoélectrique est proportionnelle à Z^5 . On comprend alors tout l'intérêt d'utiliser, dans les détecteurs gazeux destinés à la détection des photons X, des gaz lourds comme le xénon ou le krypton.

Lors de l'effet photoélectrique, le photon incident est absorbé et transfère son énergie à un électron. Celui-ci est éjecté du cortège électronique de l'atome avec une énergie ($\mathcal{E}_e = \mathcal{E}_\gamma - \mathcal{E}_i$) qui est la différence entre l'énergie du photon incident et l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. L'électron éjecté appartenant à une couche profonde de l'atome, il va se produire une réorganisation des couches électroniques de l'atome.

Deux mécanismes peuvent alors avoir lieu :

- Soit, on assiste à une transition radiative, la fluorescence : la transition d'un électron de la couche i vers la couche j entraîne l'émission d'un photon d'énergie $\mathcal{E} = \mathcal{E}_j - \mathcal{E}_i$.
- Soit, après un réarrangement impliquant plusieurs électrons, un électron est émis avec une énergie proche de \mathcal{E}_j . Cet électron est appelé électron Auger.

Examinons ce qui se passe lorsque l'on utilise une source ^{55}Fe qui produit des photons X de 5,9 keV et un mélange à base d'argon. A la suite d'une interaction par effet photoélectrique, le photoélectron a une énergie de 2,7 keV (qui correspond à l'énergie du photon 5,9 keV moins l'énergie de liaison de l'électron K de l'argon 3,2 keV) ; dans 85% des cas on assiste à une transition non radiative de l'argon et un électron Auger est émis avec une énergie de 3,2 keV. Le parcours de ces deux électrons sera d'environ 100 μm et ils seront arrêtés dans le détecteur. Dans les 15% des cas restants la transition est radiative. Le photon de fluorescence de la transition K-L de l'argon a une énergie de 2,9 keV. Ce photon a une énergie tout juste inférieure à l'énergie de liaison des électrons K de l'argon et ne pourra donc plus interagir par effet photoélectrique sur les électrons de cette couche, son libre parcours moyen dans le gaz est alors de plusieurs centimètres et la probabilité pour qu'il interagisse dans le détecteur est

très faible. La réorganisation du cortège électronique de l'atome d'argon entraîne ensuite l'émission d'un électron de la couche L d'énergie 0,3 keV.

Par conséquent, le spectre en énergie obtenu par un détecteur gazeux lorsque l'on utilise une source de photons X et un mélange à base d'argon sera caractérisé par deux pics : le pic correspondant à l'énergie de la source (transition non radiative de l'argon) et le pic que l'on nomme pic d'échappement et qui correspond à la transition radiative de l'argon. En résumé, si nous utilisons une source de ^{55}Fe et un mélange à base d'argon, nous obtiendrons un pic à 5,9 keV et un autre à 3 keV.

2. Le facteur de Fano et la résolution en énergie

La résolution en énergie qu'il est possible d'atteindre avec des détecteurs reposant sur l'ionisation, qu'il s'agisse de détecteurs gazeux ou solides, est limitée par les processus statistiques intervenant dans le phénomène de l'ionisation. En effet le nombre n de paires électron-ion créées par une particule ionisante d'énergie fixée dans un détecteur va fluctuer. Le signal étant proportionnel aux nombres de paires, nous aurons une certaine fluctuation de l'énergie mesurée. En moyenne, une trentaine d'électronvolts est nécessaire pour créer une paire électron-ion. Il est à noter que cette énergie varie peu avec les gaz utilisés [SAUL]. Les fluctuations du nombre de paires créées autour de la valeur moyenne ont été étudiées notamment par Fano [FANO] et il trouva pour expression de la variance de n :

$$\frac{\sigma_n^2}{n} = F$$

Le facteur F , qui porte désormais le nom de facteur de Fano, est déterminé par les propriétés du milieu absorbant et les mécanismes intervenants dans les processus d'ionisation. Ce facteur F est inférieur à 1 et peut atteindre des valeurs inférieures à 0,1 suivant le mélange gazeux utilisé. Les fluctuations sont donc inférieures aux fluctuations statistiques attendues en \sqrt{n} . De nombreuses études ont par la suite porté sur ce sujet. Sous certaines hypothèses simplificatrices, il est possible de calculer F [ALKH]. Il est à noter que l'ajout d'une fraction, même très faible d'un autre gaz peut faire varier notablement le facteur de Fano.

Dans notre cas, en plus des fluctuations du nombre d'électrons (n) lors de l'ionisation du mélange gazeux, la résolution en énergie dépendra des fluctuations du gain G , c'est à dire des fluctuations dans le développement de l'avalanche, qui sont généralement prépondérantes et sur lesquels nous reviendrons au paragraphe E. Dans ce cas l'expression de la variance du nombre d'électrons collecté N sera :

$$\frac{\sigma_N^2}{N^2} = \frac{\sigma_n^2}{n^2} + \frac{1}{n} \frac{\sigma_G^2}{G^2}$$

3. Les interactions des particules chargées

Dans le cadre du développement de micromégas nous avons utilisé à plusieurs reprises des faisceaux de particules chargées de haute énergie (plusieurs GeV/c²) pour tester son bon fonctionnement et caractériser son comportement dans des conditions proches de celles des expériences. Ces particules chargées traversent le détecteur et ont, dans celui-ci, une trajectoire rectiligne. Hormis les rares événements où des interactions nucléaires ont lieu, ce sont les interactions électromagnétiques qui sont les processus dominants. Les atomes ou les molécules du gaz interagissant avec les particules incidentes peuvent être soit ionisés, soit excités, l'énergie perdue par la particule se répartissant également entre l'excitation et l'ionisation.

4. Le dépôt moyen d'énergie des particules chargées

En ce qui concerne les particules chargées, autre que les électrons, le dépôt moyen d'énergie par unité de longueur, de ces particules dans un milieu est donné par l'équation de Bethe-Bloch [LEO] :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right]$$

z Charge de la particule incidente

Z Numéro atomique du milieu traversé

A Masse atomique du milieu traversé [g.mol⁻¹]

ρ Densité du milieu traversé [g.cm⁻³]

$m_e c^2$ masse de l'électron

$I = I_0 Z$ Énergie d'excitation moyenne $I_0 = 10 \pm 1$ eV

δ Correction des effets de densité

C Correction des effets de couches

$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ $K = 0,30707$ MeV.cm².mol⁻¹

N_A Nombre d'Avogadro $N_A = 6,022.10^{23}$ mol⁻¹

r_e Rayon classique de l'électron $r_e = 2,817.10^{-15}$ m

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2}$$

M Masse de la particule incidente

Dans cette équation T_{max} est l'énergie maximum qui peut être transférée à un électron libre lors d'une collision.

La perte d'énergie a été calculée pour des muons, des pions et des protons dans différents matériaux et est représentée sur la Figure II.3.

Nous pouvons voir que cette perte d'énergie passe par un minimum, quand $\beta\gamma$ est compris entre 3 et 4. Les particules se trouvant dans cette zone sont les plus difficiles à détecter car elles interagissent très peu dans les détecteurs (en moyenne le dépôt d'énergie est de $2 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$ c'est à dire dans le cas de l'argon à pression atmosphérique de $3,2 \text{ keV.cm}^{-1}$). Elles sont appelées particules au minimum d'ionisation et nous voulons les détecter avec une totale efficacité. Au-delà de cette énergie, le dépôt d'énergie augmente, c'est ce que l'on appelle la remontée relativiste. En physique des hautes énergies, les particules à détecter se trouvent dans cette zone et sont donc plus faciles à détecter que les particules au minimum d'ionisation.

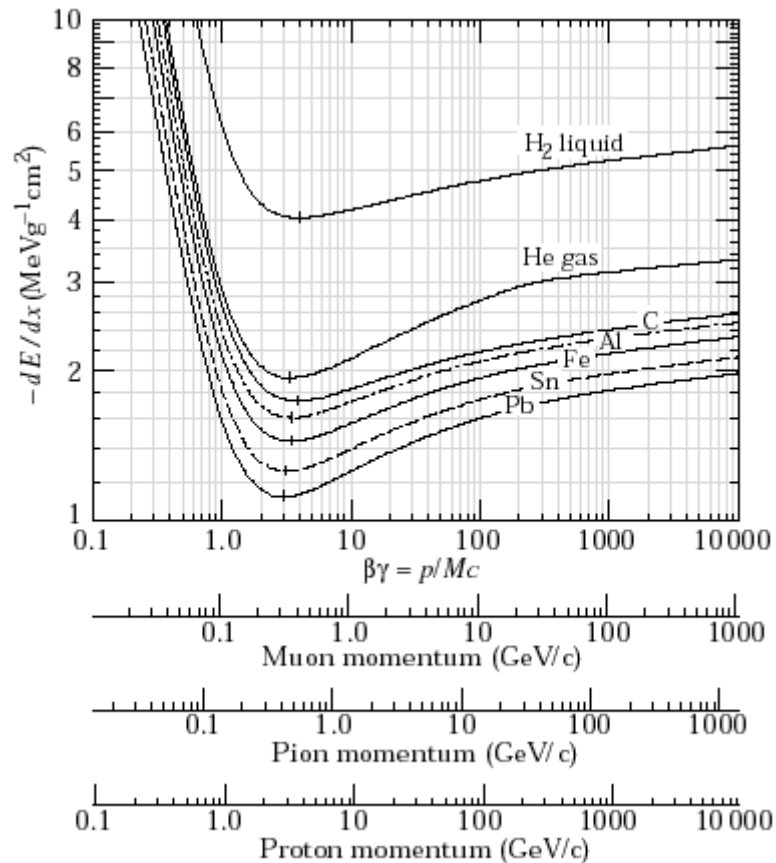


Figure II.3 : Perte d'énergie calculée par la formule de Bethe-Bloch pour des muons, des pions et des protons, dans différents matériaux. [CASO]

5. La distribution de la perte d'énergie des particules chargées

La distribution de la perte d'énergie des particules chargées dans un matériau mince est très caractéristique, elle a été décrite théoriquement par Landau et Vavilov [BLUM]. Il faut prendre en compte dans ces calculs, d'une part, le fait que le nombre de collisions entre la particule incidente et les atomes du milieu qu'elle traverse est faible et d'autre part qu'il est possible qu'au cours de ces collisions un transfert d'énergie important ait lieu.

Une approximation de cette distribution, connue sous le nom de distribution de Moyal, peut s'écrire sous la forme :

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + \exp(-\lambda))\right)$$

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{pp}}{\xi}$$

$$\xi = K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} X$$

ΔE est l'énergie perdue par la particule et ΔE_{pp} est la perte d'énergie la plus probable. ξ est l'énergie moyenne perdue par la particule et provient du premier terme de la formule de Bethe. X est l'épaisseur traversée.

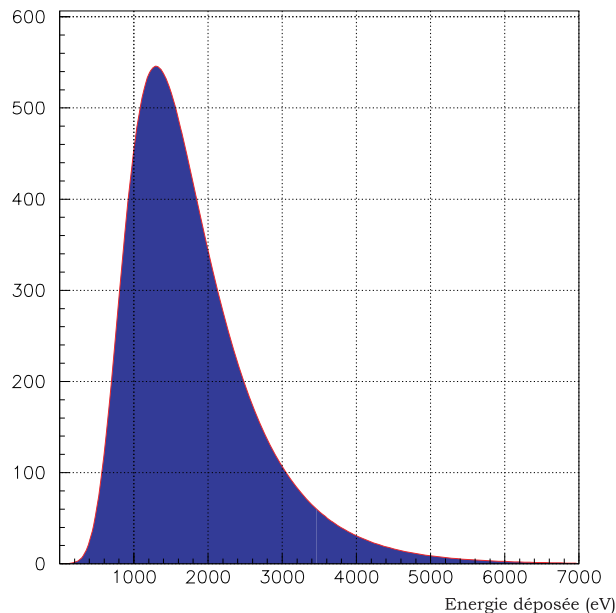


Figure II.4 : Distribution théorique du dépôt d'énergie d'un proton de 10 GeV/c² dans un 1 cm d'argon.

La forme théorique de cette distribution est représentée sur la Figure II.4. Nous pouvons remarquer la longue queue de la distribution. Celle-ci va imposer des contraintes notamment sur la dynamique de l'électronique de lecture.

6. Le détail des interactions

L'énergie perdue par la particule incidente va être transférée aux atomes du gaz suivant deux phénomènes, l'excitation ou l'ionisation.

Dans le cas de l'excitation, l'atome excité peut se désexciter en émettant un photon qui le plus souvent s'échappe du détecteur. Dans le cas d'un mélange gazeux, un atome excité de l'espèce A peut transférer son énergie d'excitation à un atome de l'espèce B ; il s'agit de l'effet Penning [HUXL]. Si cet atome a un potentiel d'ionisation plus faible, il est possible que l'on assiste à une ionisation.

Dans l'autre cas, celle de l'ionisation, la particule incidente transfère une certaine énergie aux électrons produits lors de l'ionisation (électrons primaires). Si cette énergie est supérieure au potentiel d'ionisation du gaz, les électrons primaires peuvent à leur tour ioniser les atomes du gaz et créer des électrons secondaires. Un électron primaire pourra produire un ou plusieurs électrons secondaires.

On comprend alors que la distribution du nombre total d'électrons que nous allons recueillir est donnée par la convolution de la distribution du nombre d'interactions entre la particule incidente et les atomes du gaz et de la distribution du nombre d'électrons produits lors de chacune de ces collisions.

Le nombre d'interactions dans un mélange gazeux va suivre une loi de Poisson, dont la valeur moyenne dépend du mélange gazeux. Pour l'argon, le libre parcours moyen est de 300 microns pour une particule au minimum d'ionisation. Si le détecteur est très mince la probabilité pour qu'il n'y ait aucune interaction dans le détecteur n'est donc pas nulle.

Le nombre d'électrons produits à chacune de ces collisions dépend de l'énergie transférée à l'électron. Comme nous le verrons sur la Figure II.5, cette énergie peut être très grande et l'on peut obtenir beaucoup d'électrons secondaires lors d'une collision.

Dans les cas extrêmes, le nombre d'électrons produit peut soit être nul, la particule ayant traversé le détecteur sans interagir ou le peu d'énergie perdue se retrouvant sous forme d'énergie d'excitation, ou peut être très grand, supérieur à la centaine, la particule incidente ayant perdu beaucoup d'énergie.

Un programme de simulation dénommé Heed [SMIR] interfacé avec Garfield [VENH] est disponible au CERN. Il permet de calculer pour des détecteurs gazeux l'énergie déposée dans le détecteur, le nombre de collisions et le nombre d'électrons créés par collision. On en déduit le nombre total d'électrons créés par le passage d'une particule dans le détecteur. A titre d'exemple, la

Figure II.5 représente ces trois distributions pour un mélange d'argon et d'isobutane avec une proportion de 6% d'isobutane, la largeur de l'espace de conversion du détecteur est de 3 mm et la particule incidente est un pion de $0,3 \text{ GeV}/c^2$. Nous pouvons constater que dans ce cas il y aura en moyenne 9 collisions, la plupart du temps un seul électron sera créé lors de chacune de ces collisions. La dernière figure représente la distribution du nombre d'électrons créés dans le détecteur par le passage d'une particule, nous retrouvons la distribution de Landau dont nous avons parlé au paragraphe précédent.

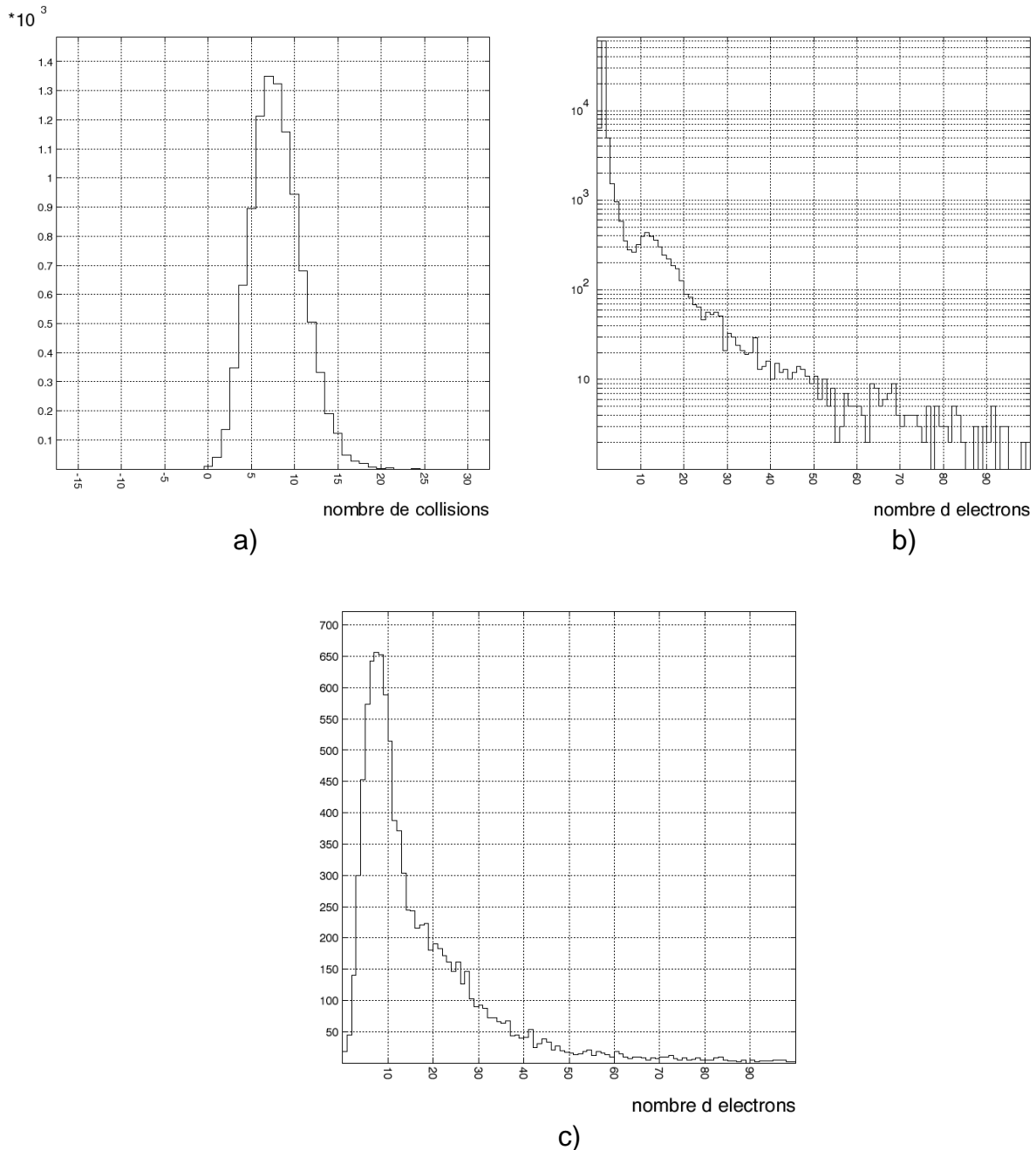


Figure II.5 : a) Nombre de collisions, b) Nombre d'électrons créés à chaque collision c) Nombre total d'électrons créés par le passage d'un pion de $0,3 \text{ GeV}/c^2$ dans 3 mm d'un mélange d'argon et d'isobutane 6%.

Ce programme tient compte de la géométrie du détecteur et de la composition du mélange gazeux.

Nous avons calculé le nombre d'électrons créés dans l'espace de conversion pour plusieurs gaz. Le Tableau II.1 résume ces résultats calculés pour un espace de conversion large de 3 mm, une pression de 1 bar et un pion incident de $0,3 \text{ GeV}/c^2$.

Gaz	Collisions	Nombre d'électrons le plus probable	Nombre d'électrons moyen
Helium	0,3	0	0,5
Néon	2,4	0	6,5
Argon	6,7	6	18,4
DME	16,7	15	24,0
Isobutane	27,7	31	50,3
CF ₄	16,7	23	39,9

Tableau II.1 : Comparaison du nombre d'électrons créés dans 3 mm pour différents gaz par le passage d'un pion de $0,3 \text{ GeV}/c^2$.

On peut constater que le fait de remplacer l'argon, qui est habituellement à la base des mélanges utilisés dans les détecteurs gazeux, par du néon entraîne une baisse du nombre d'électrons produits. Pour compenser cette perte, il faut utiliser une proportion importante de quencheur, isobutane ou DME (Dimethyl Ether). On constate aussi que l'ajout de CF₄ permet d'augmenter le nombre d'électrons produits. Il s'agit là d'un avantage du CF₄, nous verrons par la suite que ce gaz en présente d'autres (cf II.C).

Il est très important d'utiliser un mélange gazeux qui maximisera la production d'électrons et notamment d'avoir un nombre de collisions suffisant pour assurer une bonne efficacité. En effet une première cause d'inefficacité est la non-interaction des particules incidentes dans le détecteur.

Nous avons simulé des changements de largeur de l'espace de conversion et l'influence du mélange gazeux sur le nombre d'électrons créés. Les résultats de ces calculs sont données dans le Tableau II.2.

On peut remarquer dans ce tableau que le nombre le plus probable d'électrons créés dans le détecteur, qui est le paramètre important pour la détermination de l'efficacité de détection, ne suit pas une loi linéaire avec la largeur de l'espace de conversion et cela parce que la distribution de Landau est la convolution d'une distribution de Poisson et de la distribution du nombre d'électrons produits à chaque collision. Une trop grande réduction de la largeur de cette espace entraînera une grande perte d'efficacité. Une manière de remédier à cette perte d'efficacité est d'utiliser des gaz plus lourds que l'argon.

Epaisseur (mm)	Collisions	Nombre d'électrons le plus probable	Nombre d'électrons moyen
10	29,0	45	74,9
3	8,0	7	20,6
1,5	3,5	2	8,6
1	2,0	0	5,0

Tableau II.2 : Variation des paramètres intervenant dans le processus d'ionisation en fonction de la largeur de l'espace de conversion pour un mélange argon-isobutane 6% et des pions de 0,3 GeV/c².

Dans le cas où l'espace de conversion d'un détecteur est réduit à 1,5 mm, le nombre de collisions entre une particule au minimum d'ionisation et les atomes du mélange gazeux serait alors en moyenne de 3,5 (Figure II.6). La conséquence directe est une baisse de l'efficacité d'au moins 6%, ces 6% correspondant au nombre d'événements où il n'y a eu aucune collision entre la particule incidente et les atomes du gaz.

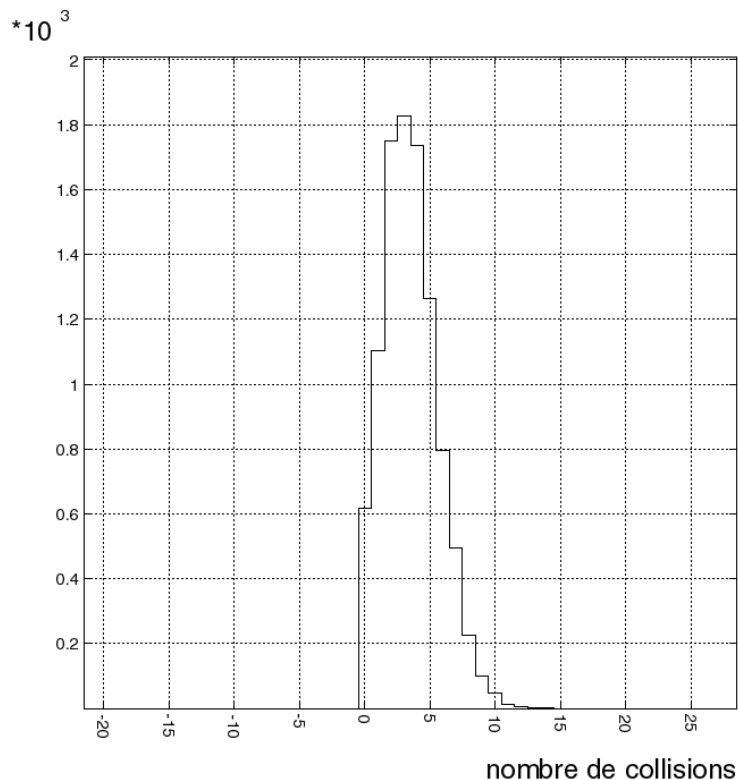


Figure II.6 : Nombre de collisions dans un mélange argon-isobutane 6% pour une largeur de l'espace de conversion de 1,5 mm et une particule incidente au minimum d'ionisation.

C. Le transport des électrons

Comme nous l'avons expliqué, au cours de leur passage dans le détecteur les particules au minimum d'ionisation perdent peu d'énergie (de l'ordre du keV pour 3 mm de gaz) et créent quelques paires électron-ion, principalement dans l'espace de conversion (large de 3 mm). L'angle d'émission des électrons suit la formule :

$$\cos^2 \theta = \frac{E}{E_M}$$

E énergie de l'électron

E_M énergie maximum qui peut être transférée à l'électron

et E_M est très supérieure à E . Les électrons primaires sont donc émis perpendiculairement à la trajectoire de la particule.

Les électrons primaires peuvent avoir un grand parcours dans le détecteur si leur énergie est importante (un électron ayant une énergie de 10 keV aura un parcours dans l'argon à pression atmosphérique de l'ordre de deux millimètres). Une fois cette énergie initiale perdue dans de multiples collisions, les électrons vont migrer sous l'action du champ électrique.

Lors de la dérive des électrons, ceux-ci vont interagir avec les molécules du gaz, suivant l'énergie des électrons et les molécules du mélange gazeux. Les collisions seront soit élastiques, soit inélastiques. Les collisions inélastiques vont se traduire par un transfert de l'énergie de l'électron vers la molécule et parfois des molécules métastables vers les électrons. Les niveaux d'énergie d'une molécule monoatomique correspondent simplement à des niveaux d'excitation électronique alors que pour des molécules polyatomiques, de nombreux niveaux d'énergie existent : les niveaux de rotation, des niveaux de vibration et bien sûr des niveaux d'excitation.

Il existe aussi une probabilité pour que les électrons soient absorbés par les molécules du gaz et conduisent à la formation d'ions négatifs ou que des recombinaisons entre des électrons et des ions positifs aient lieu.

Les sections efficaces des différents processus se trouvent en annexe A pour quelques gaz purs.

De toutes ces interactions dépendront les deux grandeurs macroscopiques qui nous intéressent c'est à dire la vitesse de dérive et la diffusion des électrons.

1. La fonction de distribution de l'énergie des électrons

Une étude théorique précise [HUXL], [CHRI] de la migration des électrons sous l'action d'un champ électrique dans le gaz existe et est basée sur l'équation de transport de Maxwell-Boltzmann qui détermine la fonction de distribution de l'énergie des électrons f . Celle-ci est établie en égalisant l'énergie gagnée par

les électrons sous l'action du champ électrique et de leur diffusion et celle perdue par collisions avec les atomes et les molécules du gaz, elle s'écrit :

$$\frac{\partial f(r, v)}{\partial t} = \frac{eE}{m} \cdot \nabla_v f - v \cdot \nabla_r f + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}$$

v vitesse des électrons

m masse des électrons

r position des électrons

E champ électrique

Il est important de pouvoir résoudre cette équation car tous les coefficients de transport vont dépendre de l'énergie des électrons. Pour résoudre cette équation on utilise un développement de f en polynômes de Legendre en ne conservant que les deux premiers termes F_0 et F_1 .

La distribution de l'énergie des électrons (F_0) ne correspond pas à une distribution de Maxwell mais s'écrit sous la forme suivante [SAUL] :

$$F_0(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\int \frac{3\varepsilon\Lambda(\varepsilon)}{(eE\lambda(\varepsilon))^2 + 3\varepsilon kT\Lambda(\varepsilon)} d\varepsilon\right)$$

ε énergie de l'électron

$\lambda(\varepsilon)$ le libre parcours moyen entre les collisions

$\Lambda(\varepsilon)$ la fraction d'énergie perdue à chaque collision

T la température

Typiquement cette distribution est maximum pour des énergies de l'ordre de quelques électronvolts.

Le libre parcours moyen λ est directement relié à la section efficace σ par la formule suivante :

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)}$$

La fraction d'énergie perdue, représentée dans l'équation par $\Lambda(\varepsilon)$, est principalement perdue dans des processus d'excitations et d'ionisation ou sur des niveaux de vibration du quencheur.

N est le nombre de molécules par unités de volume et peut s'écrire sous la forme [SAUL] :

$$N = 2,69 \cdot 10^{19} \frac{p}{760} \frac{273}{T} \text{molécules.cm}^{-3}$$

p la pression en Torr

T la température en Kelvin

On peut remarquer que si le champ électrique est très faible alors $(eE\lambda(\varepsilon))^2$ est négligeable devant $3\varepsilon kT\lambda(\varepsilon)$ et on retrouve la distribution de Maxwell.

2. La vitesse de dérive

A partir de la fonction de distribution de l'énergie, on en déduit l'expression de la vitesse de dérive :

$$v(E) = -\frac{2}{3} \frac{eE}{m_e} \int \varepsilon \lambda(\varepsilon) \frac{\partial \left(\frac{F_0(\varepsilon)}{v} \right)}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$

L'ordre de grandeur de la vitesse de dérive des électrons est de quelques centimètres par microsecondes.

Il est à noter que la présence d'un polluant dans un mélange gazeux même en très faible proportion peut modifier très notablement les paramètres macroscopiques. De même l'adjonction d'un nouveau gaz dans un mélange et par conséquent de nouveaux niveaux d'énergie pour les électrons entraînera la modification de la fonction de distribution de l'énergie des électrons et en conséquence, les paramètres macroscopiques du mélange gazeux que sont la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion.

3. La diffusion

Pendant leur dérive, les électrons vont être soumis à un phénomène de diffusion. Cette diffusion est caractérisée par deux coefficients, l'un pour la diffusion transverse au champ électrique et l'autre pour la diffusion longitudinale.

Les électrons ayant dérivés sous l'action du champ la distribution de leur position d'arrivée sur un plan aura une forme gaussienne et pour expression :

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

où dN/N est la fraction des charges se trouvant dans l'élément dx à une distance x et après un temps t , D s'appelle le coefficient de diffusion transverse.

En présence d'un champ électrique, D est une fonction du champ électrique et a pour expression :

$$D = \frac{1}{3} \int \lambda(\varepsilon) v F_0(\varepsilon) d\varepsilon$$

Cette grandeur, comme nous le verrons par la suite, aura beaucoup d'importance, la résolution spatiale du détecteur en dépendra. Nous utiliserons surtout l'écart type de la diffusion qui a pour expression, dans le cas à une dimension :

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

Les écarts type de la diffusion des mélanges gazeux que nous avons utilisés sont de l'ordre de quelques centaines de microns par centimètre de dérive.

La diffusion longitudinale aura une influence sur la résolution temporelle du détecteur puisqu'elle introduit une fluctuation du moment d'arrivée des électrons sur l'anode.

4. La recombinaison des électrons

Pendant le transport, suivant la nature du mélange gazeux et de l'énergie des électrons dans ce mélange, des recombinaisons peuvent avoir lieu entre des électrons et des ions ou des ions négatifs peuvent se former. En effet, certaines molécules ou certains atomes présentent des résonances de capture d'électrons. Si la fonction de distribution de l'énergie des électrons coïncide avec une des zones de résonance pour l'absorption alors les électrons seront absorbés et cela entraînera une baisse d'efficacité du détecteur si nous travaillons avec des particules chargées ou une baisse de la résolution en énergie si nous utilisons des photons.

Il est de ce fait extrêmement important que le gaz qui circule dans les détecteurs soit très pur et que l'étanchéité du système d'alimentation du gaz soit irréprochable. En effet, l'oxygène représente un des principaux ennemis car il présente une forte section efficace de capture des électrons pour les énergies correspondant à l'énergie des électrons pendant le transport. Toute fuite dans le système d'alimentation en gaz des détecteurs introduirait de l'oxygène dans le circuit et donc des captures d'électrons.

5. Les ions

Les ions, tout comme les électrons vont subir l'action du champ électrique et un phénomène de diffusion. Mais contrairement aux électrons, la fonction de distribution de l'énergie des ions dépend très peu du champ électrique. En

conséquence la vitesse de dérive des ions est proportionnelle au champ électrique. On définit alors la mobilité des ions μ par le rapport de la vitesse des ions et du champ électrique.

$$\mu = \frac{v}{E}$$

Les ions étant très lourds, leur mobilité est petite et de l'ordre de $1 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour un champ de dérive de $1 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ nous obtenons une vitesse de dérive de $10^{-3} \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$, c'est à dire une vitesse mille fois inférieure à celle des électrons. Comme nous le verrons par la suite cette vitesse sera un paramètre important dans la formation du signal.

6. La simulation

Un programme de simulation [BIAG] permet à partir de l'équations de Maxwell-Boltzmann de calculer la fonction de distribution de l'énergie des électrons, les vitesses de dérive des électrons et la diffusion des électrons dans différents mélanges gazeux en fonction du champ électrique. La Figure II.7 présente la vitesse de dérive et la variance de la diffusion des électrons pour un mélange argon-isobutane 6%. Cette figure et la Figure II.8 présentent deux exemples des courbes obtenues pour des mélanges à base d'argon et de DME ou d'isobutane. L'annexe B contient de nombreuses autres courbes.

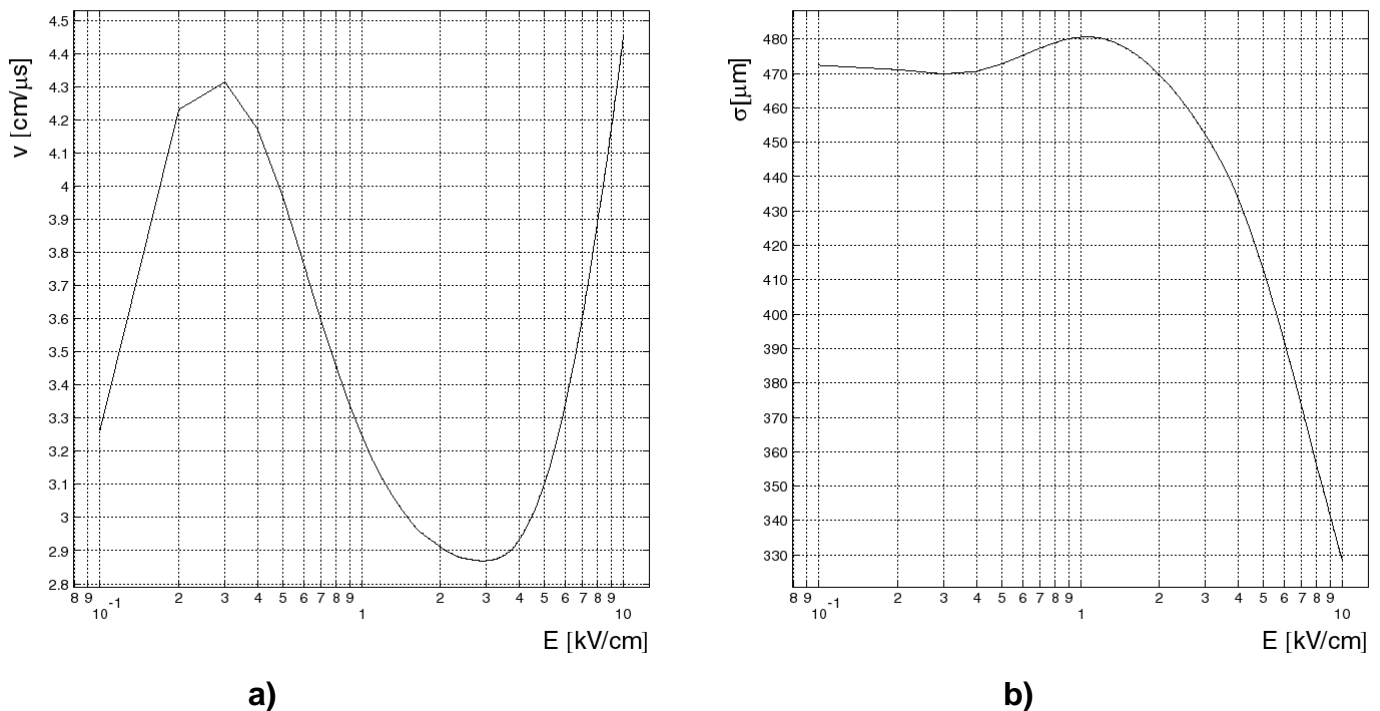


Figure II.7 : a) Vitesse de dérive des électrons b) Variance de la diffusion des électrons pour 1 cm de dérive et pour un mélange argon-isobutane 6%

Les tensions que nous avons utilisées pour faire dériver les électrons sont de l'ordre du kilovolt par centimètre. Comme nous pouvons le voir sur la Figure II.7, la diffusion dans un mélange argon-isobutane est une fonction décroissante du champ électrique alors que pour un mélange contenant du DME (dimethyl-ether) (Figure II.8), la courbe passe par un maximum avant de décroître. Les raisons de ces comportements sont à rechercher dans les différentes sections efficaces des atomes et des molécules qui composent le mélange et qui déterminent la fonction de distribution de l'énergie des électrons dans le mélange. En trouvera, en annexe A, les sections efficaces de ces différents processus pour les gaz usuels

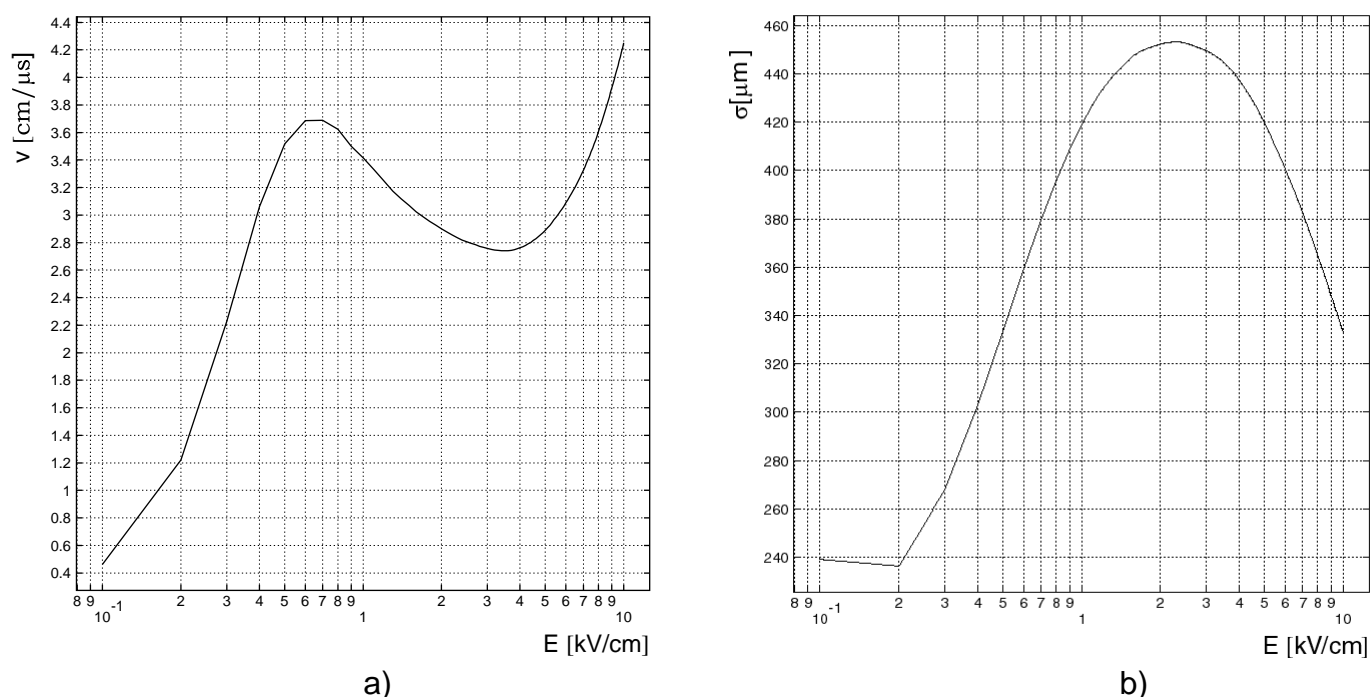


Figure II.8 : a) Vitesse de dérive des électrons b) Variance de la diffusion des électrons pour 1 cm de dérive et pour un mélange argon-DME 6%.

Il est très important de travailler avec une valeur du champ électrique dans l'espace de dérive telle que l'on se trouve dans une zone où la valeur de la variance de la diffusion soit minimum. En effet, la diffusion des électrons, créés par le passage d'une particule dans le détecteur, entraîne une perte d'information sur leur position initiale, ce qui conduit à une imprécision sur la localisation de la position de la particule. On cherche à minimiser cette perte d'information.

D'autres facteurs interviennent dans la détermination de la résolution spatiale du détecteur. Notamment la géométrie des pistes du détecteur, plus les pistes seront larges et plus le nombre de pistes ayant recueillies un signal sera faible.

Afin de pouvoir reconstruire la position du passage d'une particule avec une grande précision, il est nécessaire que plusieurs pistes soient touchées à chaque événement. Il faut donc trouver un optimum entre le pas des pistes et une diffusion la plus faible possible tout en s'assurant que plusieurs pistes aient recueilli un signal. Si une seule piste est touchée alors notre résolution sur la position reconstruite aura comme limite le pas des pistes divisé par racine de 12, le racine de 12 provenant de la variance d'une distribution uniforme. Nous reviendrons plus en détail sur cette étude dans le chapitre IV.

La diffusion des électrons est la limitation physique de la résolution en position de micromégas. Si l'écart type de la diffusion est de 450 μm pour un électron dans un espace de dérive large de 3 mm et que nous avons créé dix électrons dans cette espace, au final la contribution de la diffusion à la résolution spatiale est d'environ 50 μm .

7. Les effets du champ magnétique

Bien souvent, les détecteurs de trace sont utilisés dans les expériences de physique en présence d'un champ magnétique. Ceci a bien sûr des conséquences sur le transport des électrons. Dans le cas d'un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique régnant dans le détecteur on note une réduction de la vitesse de dérive et de la diffusion des électrons. Mais l'effet le plus important de ce champ magnétique réside dans le changement de la direction de dérive des électrons. Sous l'action du champ magnétique, les électrons ne vont pas dériver suivant les lignes du champ électrique mais avec un angle φ par rapport à celles-ci. Cet angle dépend du mélange gazeux, du champ magnétique et du champ électrique. Il est habituellement appelé angle de Lorentz et a pour expression :

$$\tan \varphi = \omega \tau \quad \tau \text{ temps moyen entre deux collisions}$$

$$\omega = \frac{eB}{m_e} \quad \omega \text{ fréquence cyclotron de l'électron}$$

Ces modifications dans le transport des électrons auront pour conséquence une dégradation de la résolution en position et en temps des détecteurs, dans le cas où les champs électrique et magnétique sont perpendiculaires. Pour remédier à cela, il est nécessaire d'optimiser le mélange gazeux utilisé et notamment réduire l'angle de Lorentz. Il est aussi possible d'incliner les détecteurs afin que le plan de détection soit perpendiculaire à la direction de dérive des électrons. Dans le cas où les champs électrique et magnétique sont parallèles les modifications des coefficients de transport entraînent une amélioration de la résolution spatiale.

D. Le passage de la grille

Les électrons créés dans l'espace de conversion dérivent dans cet espace et se dirigent vers la microgrille. Au voisinage de celle-ci, le champ électrique est déformé par la présence de cette grille et du champ fort de l'espace d'amplification. Pour assurer une bonne efficacité de détection, il est nécessaire que les pertes d'électrons soient minimisées. Nous avons vu que des recombinaisons peuvent avoir lieu et qu'une autre source de perte d'électrons est la collection sur la microgrille. Il faut que tous les électrons passent entre les mailles. La configuration du champ électrique au voisinage de celle-ci à une grande importance, on passe d'une zone de champ faible (dans l'espace de dérive) à une zone de champ fort (la zone d'amplification). Le rapport des champs électriques va influencer la configuration du champ autour de la microgrille. Seul un fort rapport entre ces deux champs (supérieur à 20) va nous permettre d'obtenir une transmission des électrons proche de 100%. Les lignes de champ vont être courbées et s'engouffrer entre les mailles de la microgrille. Les électrons sont focalisés vers les trous de la microgrille, ce qui assure une bonne transmission.

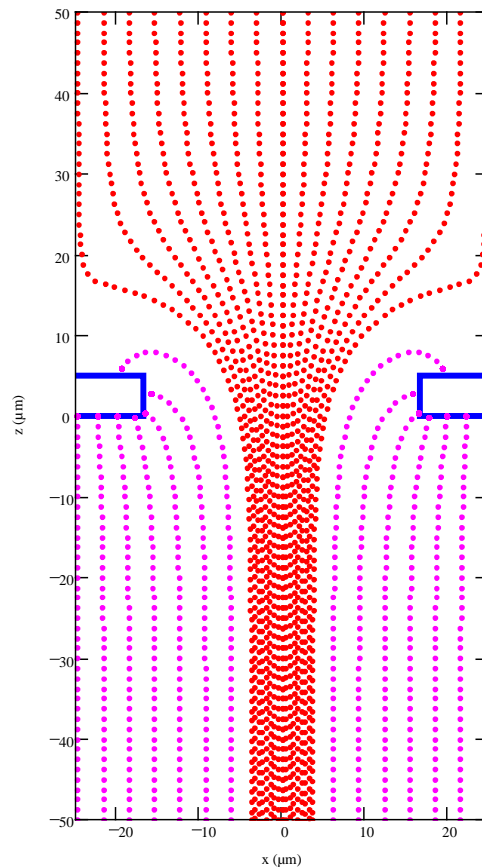


Figure II.9 : Lignes de champs à proximité de la grille calculées pour un champ d'amplification de 40 kV.cm^{-1} et un champ de dérive de 1 kV.cm^{-1} et une grille 500 LPI (Lines Per Inch).

Il est aussi très important de remarquer que la grille sert à assurer la bonne séparation du champ électrique fort et du champ électrique faible. Nous avons ainsi deux zones de champ uniforme. La zone où le champ ne l'est pas est localisée autour de la grille sur environ 20% de la largeur de l'espace d'amplification (Figure II.10).

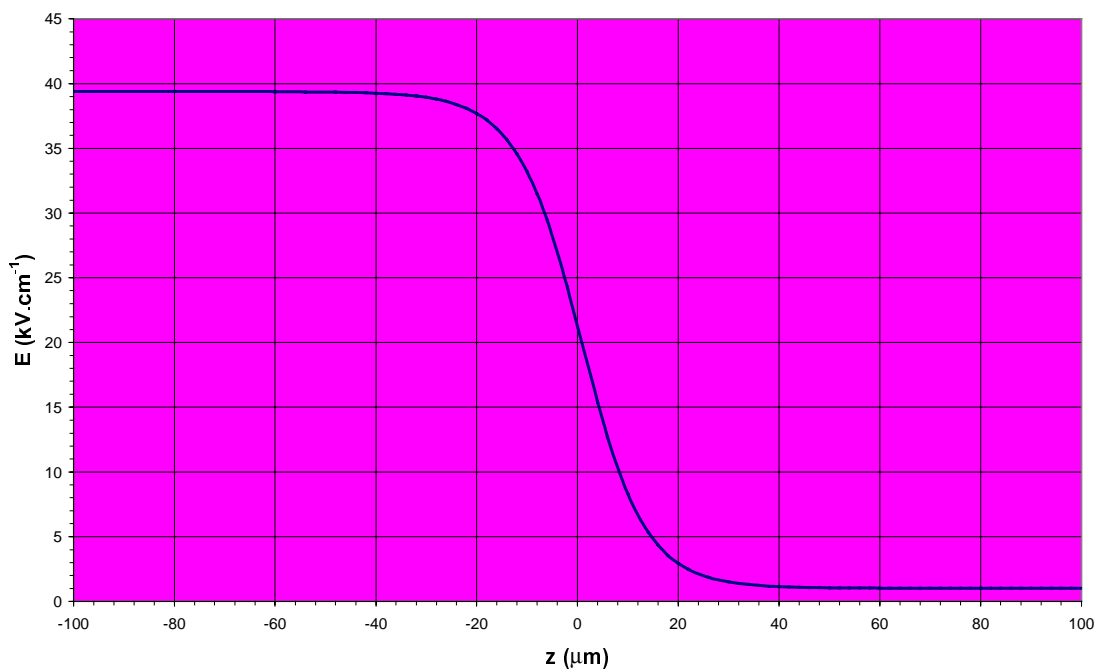


Figure II.10 : Champ électrique calculé au centre d'un trou de la grille pour un potentiel de grille de -400 Volt et un potentiel sur l'électrode de dérivation de -700 Volt, une grille 500 LPI, une largeur de l'espace d'amplification de 100 μm et une largeur de l'espace de dérivation de 3 mm.

La microgrille va aussi recueillir une grande proportion des ions issus de l'avalanche et limiter leur remontée dans l'espace de conversion.

Les caractéristiques de la microgrille (Tableau II.3) ont aussi toutes leur importance car il faut les adapter à la taille de l'espace d'amplification. Si cette taille diminue, il est nécessaire de diminuer le pas de la grille afin d'assurer une bonne uniformité du champ d'amplification.

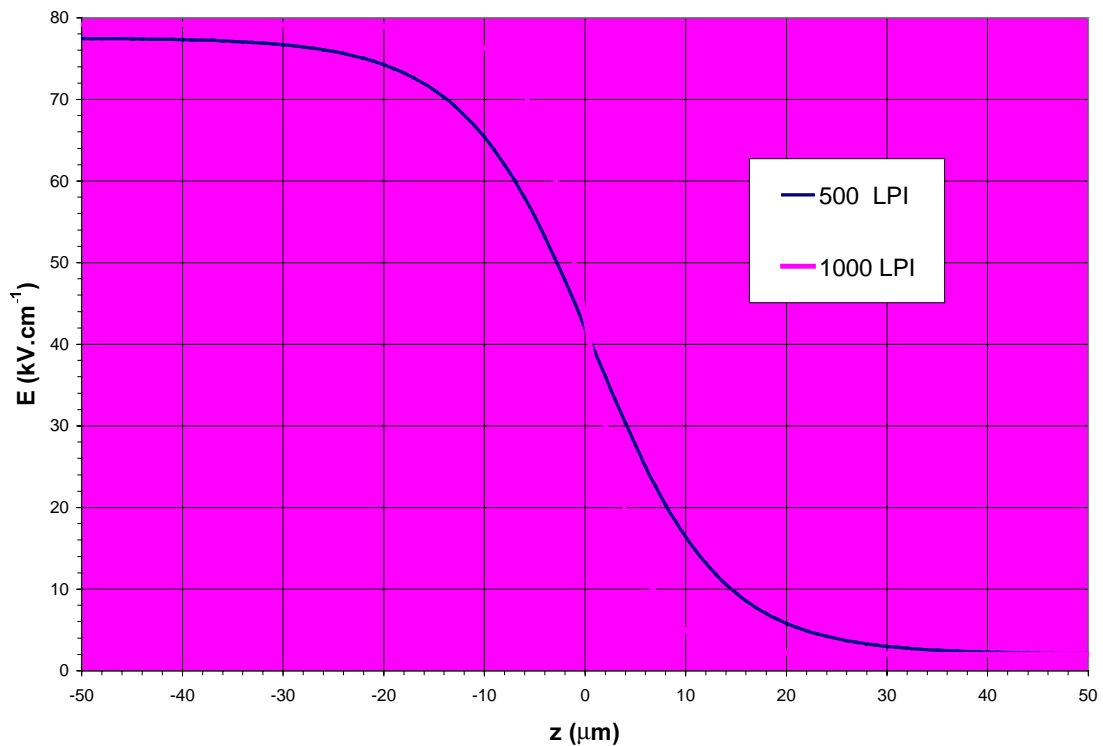


Figure II.11 : Champ électrique calculé au centre d'un trou de la grille pour une grille 500 LPI et une grille 1000 LPI, un potentiel de grille de -400 Volt et un potentiel sur l'électrode de dérive de -700 Volt, une largeur de l'espace d'amplification de 50 μm et une largeur de l'espace de dérive de 3 mm.

Comme nous pouvons le constater sur la Figure II.11, l'utilisation d'une grille de 500 LPI (Lines Per Inch) en utilisant un espace d'amplification large de 50 μm ne permet pas d'imposer un champ fort uniforme dans l'espace d'amplification. La séparation entre les champs est mieux assurée en utilisant une grille au maillage plus dense, une grille 1000 LPI, on augmente ainsi la largeur effective de l'espace d'amplification pour se rapprocher de sa largeur géométrique.

E. L'amplification

Après avoir dérivé sous l'action du champ électrique et être ensuite passé à travers les mailles de la microgrille, les électrons vont se trouver dans un champ électrique intense, le champ d'amplification.

Lorsque les électrons sont soumis à un champ électrique supérieur à environ une dizaine de kilovolts par centimètre, ceux-ci acquièrent suffisamment d'énergie pour pouvoir ioniser les atomes du gaz, de nouveaux électrons sont alors créés et vont à leur tour être accélérés. Un processus en chaîne s'enclenche et donne lieu à une avalanche. Il est nécessaire d'ajouter au gaz noble constituant la base du mélange une certaine proportion d'un gaz

polyatomique que l'on nomme quencheur. Nous avons vu au paragraphe C.6 les effets de ce gaz sur le transport des électrons mais il va aussi jouer un rôle dans le développement de l'avalanche. Il va absorber les rayonnements électromagnétiques produits lors de l'avalanche. Ses nombreux niveaux d'excitations, de rotations et de vibrations vont lui permettre d'absorber les photons émis et ainsi limiter le développement de l'avalanche. Cela stabilise le fonctionnement du détecteur et limite le développement d'avalanche conduisant à un processus divergent et un claquage. D'autre part l'énergie rayonnée lors de la collection des ions sur la microgrille qui pourrait être à l'origine d'un nouveau signal sera absorbée par ces molécules.

Le phénomène d'avalanche est caractérisé par l'inverse du libre parcours moyen pour l'ionisation que l'on note habituellement α . Ce coefficient est appelé le premier coefficient de Townsend. Il est à noter que ce coefficient est une fonction du champ électrique et de la pression.

Le gain d'un détecteur peut s'écrire, pour une longueur d'amplification d :

$$G = \exp\left(\int_0^d \alpha(x) dx\right)$$

Dans le cas de micromégas si nous faisons l'approximation d'un champ électrique d'amplification uniforme dans l'espace d'amplification de largeur d , α est constant et s'écrit simplement :

$$G = \exp(\alpha d)$$

Une approximation simple de α [KORF] peut s'écrire :

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-B \frac{p}{E}\right)$$

p étant la pression

Les coefficients A et B dépendent du mélange gazeux utilisé.

La Figure II.12 représente le premier coefficient de Townsend calculé pour un mélange argon-isobutane 6%. Nous pouvons constater que pour les champs électriques utilisés dans micromégas de l'ordre de 40 kV.cm^{-1} , nous atteignons une zone de la courbe où la pente est plus faible. Cela se traduit par des variations moins importantes de α en fonction du champ électrique. En d'autres termes, le comportement du détecteur n'est que faiblement affecté par de petites variations de la largeur de l'espace d'amplification.

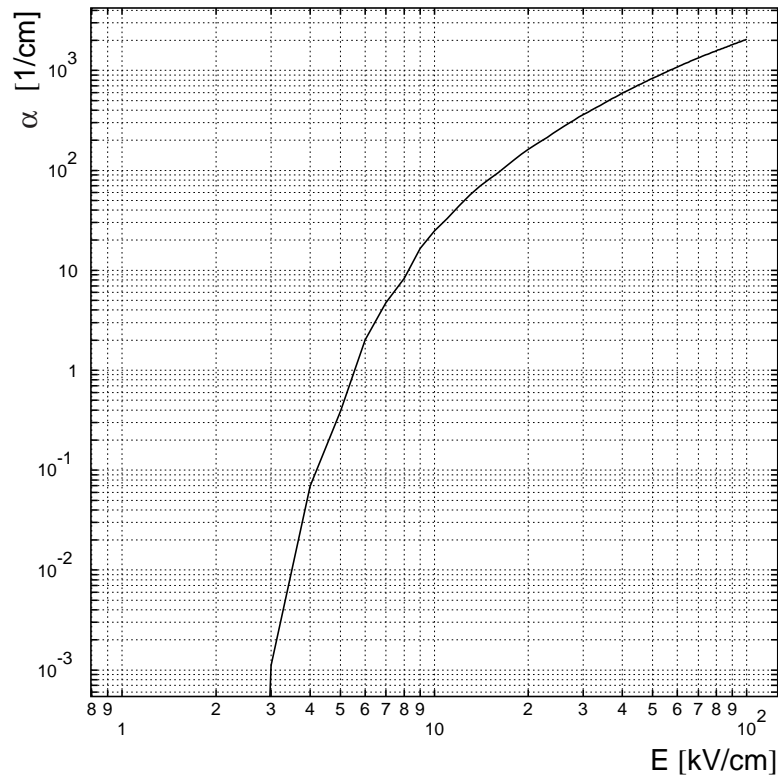


Figure II.12 : Premier coefficient de Townsend calculé pour un mélange argon-isobutane 6% et à la pression atmosphérique.

Le développement de l'avalanche est un processus statistique et le gain du détecteur, c'est à dire le nombre (n) de charges créées au cours de l'avalanche va suivre une certaine distribution. Celle-ci est dépendante notamment de la géométrie du détecteur et du rapport du champ électrique et de la pression. Plusieurs modèles tentent de reproduire cette distribution, citons la loi de Furry :

$$P(n) = \frac{1}{n} \exp\left(-\frac{n}{\bar{n}}\right)$$

Des confirmations expérimentales de cette loi de distribution se trouvent dans la référence [GENZ]. Mais cette distribution ne correspond pas aux distributions observées quand le champ d'amplification devient élevé et la nouvelle distribution du gain suit plutôt une distribution de Polya [ALKH2]:

$$P(n) = \frac{(1+\theta)^{1+\theta}}{\Gamma(1+\theta)} n^\theta \exp(-n(1+\theta))$$

Γ fonction d'Euler

θ un paramètre

Cette distribution repose sur l'hypothèse que le coefficient de Townsend dépend du nombre d'électrons présent dans l'avalanche suivant l'équation :

$$\alpha(x, n) = \alpha(x) \left(1 + \frac{\theta}{n} \right)$$

La forme de cette distribution est représentée, pour plusieurs paramètres θ , sur la Figure II.13. On constate que la valeur la plus probable de cette distribution est différente de 0.

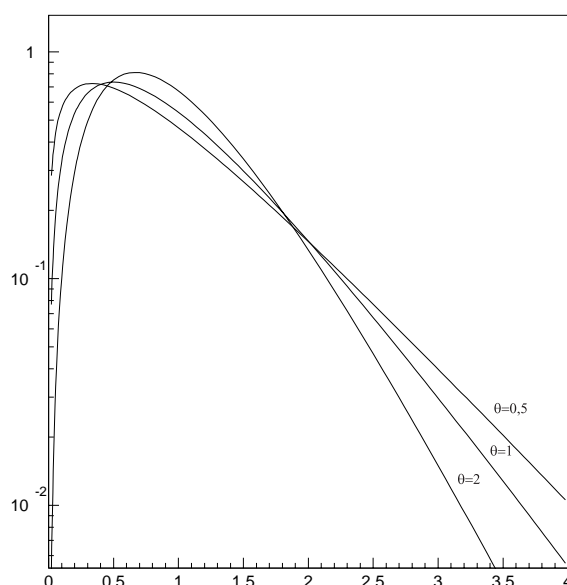


Figure II.13 : Distribution de Polya calculée pour plusieurs paramètres θ .

Lorsque les détecteurs fonctionnent dans des conditions telles que la charge de l'avalanche est supérieure à 10^7 électrons, on remarque que certaines avalanches divergent et on observe des claquages dans le détecteur. C'est à dire qu'un arc électrique se forme entre la cathode et l'anode du détecteur. Ce phénomène de décharge dans les gaz a été observé voilà plus d'un siècle et a fait l'objet de nombreuses études [LOEB], [RAET], [REES]. Un modèle mathématique du développement des avalanches menant aux décharges a été développé par Meek [MEEK]. La principale conclusion de ces études est que le développement d'une avalanche contenant un nombre d'électrons supérieur à 10^7 peut entraîner l'apparition de claquages, Cette limitation du nombre de charge dans l'avalanche est appelée la limite de Raether. La présence des ions et des électrons produits dans l'avalanche modifie le champ électrique et favorise le développement de l'avalanche ce qui mène à un processus divergent de multiplication, le claquage.

F. La formation du signal

Pour pouvoir décrire la formation du signal dans le détecteur, il faut suivre les électrons dès leur passage à travers les mailles de la microgrille et ensuite pendant l'avalanche. Ce n'est pas la collection des charges sur les électrodes, les pistes pour les électrons et la microgrille pour les ions, qui est à l'origine du signal mais c'est le déplacement des charges qui induit un signal sur les électrodes [RAET].

1. Le signal du détecteur

Raisonnons sur le courant et considérons le déplacement de n_0 électrons de la microgrille vers les anodes. Pendant le temps T_- que dure la collection des électrons :

$$T_- = \frac{d}{v_-}$$

où d est la largeur de l'espace d'amplification et v_- la vitesse des électrons, nous observerons un courant :

$$I_-(t) = \frac{n_0 q}{T_-} \quad 0 \leq t \leq T_-$$

Si maintenant nous suivons le développement de l'avalanche et l'augmentation du nombre d'électrons, nous obtenons :

$$I_-(t) = \frac{n_-(t)q}{T_-} \quad 0 \leq t \leq T_-$$

avec n_- le nombre d'électrons dans l'avalanche qui suit la loi :

$$n_-(t) = n_0 \exp(\alpha v_- t)$$

Les ions produits au cours de l'avalanche et en grande majorité à proximité des pistes, vont se diriger vers la microgrille à la vitesse v_+ très inférieure (au moins deux ordres de grandeur) à la vitesse des électrons. Le courant d'origine ionique comprendra donc deux termes, le nombre d'ions créés par le développement de l'avalanche diminué par le nombre d'ions qui ont été collectés sur la microgrille. Le courant ionique a donc pour expression, dans le cas où v_+ est très inférieure à v_- :

$$I_+(t) = \frac{n_o q}{T_+} (\exp(\alpha v_- t) - \exp(\alpha v_+ t)) \quad 0 \leq t \leq T_-$$

$$I_+(t) = \frac{n_o q}{T_+} (\exp(\alpha d) - \exp(\alpha v_+ t)) \quad T_- \leq t \leq T_+ + T_-$$

où T_+ est le temps de collection des ions.

Compte tenu de la largeur de l'espace d'amplification de micromégas (100 μm) et du champ y régnant, T_- est de l'ordre de la nanoseconde et T_+ de l'ordre de la centaine de nanosecondes. Sur la Figure II.14 nous pouvons voir la forme calculée du signal de micromégas. Le courant électronique est très bref et très intense et suit une loi exponentielle, alors que le courant ionique dure une centaine de nanosecondes et est constant. Il faut remarquer la très grande rapidité de collection des ions dans micromégas. Il est également à noter que le rapport des courants électronique et ionique est de l'ordre du rapport des vitesses de dérive des électrons et des ions.

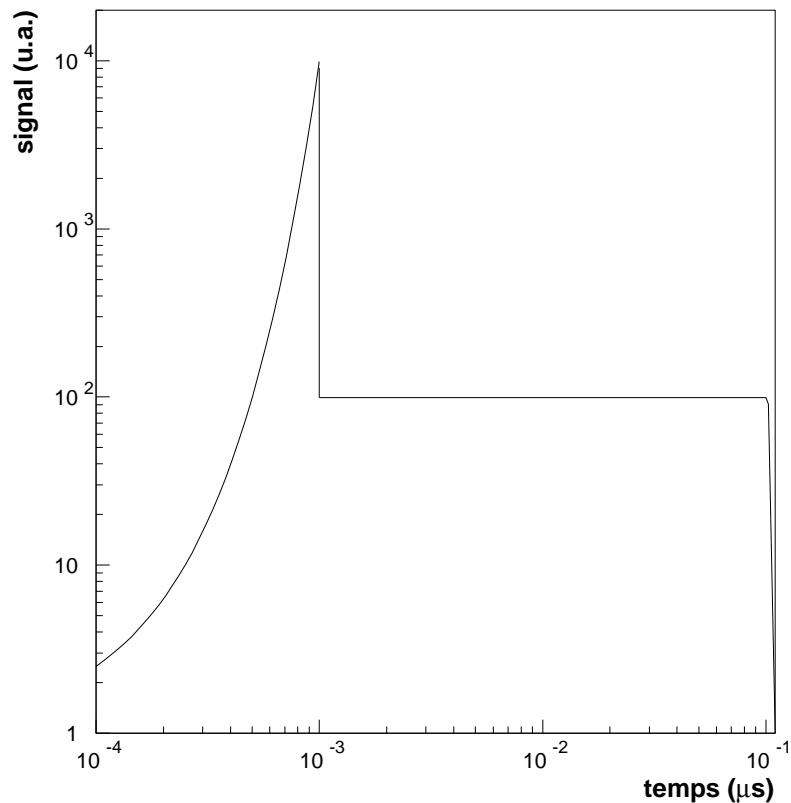


Figure II.14 : Signal calculé de micromégas dû à un seul électron créé dans l'espace de conversion.

Si maintenant nous intégrons les expressions des courants électroniques et ionique, nous obtenons les expressions de la charge Q suivantes :

$$Q(t) = \int_0^t I(t') dt'$$

$$Q(t) = \frac{n_0 q}{\alpha d} (\exp(\alpha v_- t) - 1) \quad 0 \leq t \leq T_-$$

$$Q(t) = n_0 q \exp(\alpha d) \frac{t}{T_+} \quad T_- \leq t \leq T_+$$

Dans ce cas, nous voyons que le rapport des signaux produits par les électrons et les ions est dans le rapport $1/\alpha d$, c'est donc le déplacement des ions qui représente la contribution principale du signal en charge du détecteur.

Pour résumer, si nous voulons utiliser micromégas et ses qualités intrinsèques relatives à la rapidité de son signal, il faudra grâce à une électronique très rapide utiliser le fort courant électronique. Par contre si les applications ne nécessitent pas une très grande rapidité alors il conviendra d'utiliser un amplificateur de charge avec un temps d'intégration de l'ordre du temps de collection des ions.

2. Le signal sur les pistes

Le signal recueilli sur les pistes dépendra comme nous l'avons vu du déplacement des charges. Ramo a étudié quel était le signal induit sur une piste lorsqu'une charge se déplaçait au-dessus d'elle [RADE].

On calcule tout d'abord le « weighting field » \mathbf{E}_w , il s'agit du champ électrique qui régnerait dans le détecteur si toutes les électrodes étaient mises à un potentiel nul, sauf celle sur laquelle nous étudions le signal et que nous appellerons piste d'intérêt. Celle-ci est mise au potentiel 1. Une fois ce champ calculé, le signal sur cette piste est donné par la formule suivante :

$$i = -q \mathbf{E}_w \cdot \mathbf{v}$$

Le courant sur la piste sera égal au produit scalaire du weighting field et de la vitesse de dérive de la charge se déplaçant multiplié par la valeur de cette charge, la vitesse étant celle qui régnerait dans les conditions normales de fonctionnement du détecteur.

Figure II.15 : Calcul du weighting field et des signaux sur une piste d'intérêt.

Nous constatons que lorsque la charge se déplace en face de la piste d'intérêt le signal est unipolaire, par contre lorsque cette charge n'est plus en face alors le signal devient bipolaire. Ceci exprime le fait que l'intégrale du courant, c'est à dire la charge induite ne peut prendre que trois valeurs -1, 0 et 1. En effet, l'intégrale du courant s'écrit :

$$Q_i = -q \int_{x_1}^{x_2} \mathbf{E}_w dl = q(V_w(x_1) - V_w(x_2))$$

et par définition, cette différence de potentiel ne peut prendre que les trois valeurs 1, 0 et -1. La conséquence physique est que seule la piste en regard de la charge recueillera un signal intégré non nul.

3. Conclusion

Le fait que le champ imposé dans l'espace d'amplification soit fort (plusieurs dizaines de kilovolt par centimètre) va permettre à une avalanche de se développer et le nombre d'électrons va être multiplié. Le fait que la grille soit très proche des pistes (largeur de l'espace d'amplification de 100 μm) et que le champ d'amplification soit fort, va limiter la durée du signal. Les électrons transiteront très rapidement avec un temps de collection de l'ordre de la

nanoseconde et les ions seront collectés en 100 nanosecondes. La diminution de la largeur de l'espace d'amplification peut permettre encore un renforcement du courant ionique car le point de fonctionnement du détecteur impose un doublement du champ amplificateur, donc au moins un doublement de la vitesse de dérive des ions et par conséquent une forte augmentation du courant ionique. Grâce à la réduction de l'espace de conversation la collection des ions sera aussi beaucoup plus rapide. Le fait que micromégas soit un détecteur très rapide lui permet de travailler dans des environnements où règnent de hauts flux de particules, les problèmes d'empilement se posant d'autant moins que la durée du signal est courte. La très grande rapidité du signal de micromégas permet de réduire l'exigence d'une fine segmentation du dispositif de lecture. Le nombre de pistes ou de pixels s'en trouve limité et le nombre de voies électroniques par la même occasion. Dans les détecteurs gazeux, on rencontre souvent des problèmes d'espace de charge. L'accumulation des ions dans la zone d'amplification entraîne une baisse du champ amplificateur et cela se traduit par une baisse du gain du détecteur. Ce problème n'existe pas dans micromégas car même à de hauts flux, les ions sont rapidement évacués et ne modifient pas la configuration du champ amplificateur.

G. La construction du détecteur

Micromégas peut se caractériser par une structure asymétrique qui lui procure de nombreux avantages. Il est constitué de deux espaces séparés par une microgrille. Le premier espace (typiquement large de 3 mm) est appelé espace de conversion, le deuxième (typiquement large de 100 μm) est appelé espace d'amplification. Cette structure se trouve dans une enceinte gazeuse étanche.

La face supérieure du détecteur est fermée par une fenêtre pleine pour assurer l'étanchéité gazeuse ; une simple feuille de mylar de quelques microns assure cette tâche. L'électrode de dérive peut être réalisée de deux manières différentes. Nous pouvons utiliser une feuille de mylar aluminisé ou utiliser une grille dont le pas est de l'ordre de 250 μm (ou 100 Lines Per Inch). Il suffit ensuite de relier cette électrode à la haute tension. Ces deux éléments sont fixés sur un cadre qui sert de couvercle au détecteur.

L'élément clé du détecteur réside dans la microgrille. Il s'agit d'une grille très fine, environ 5 μm , et dont le pas est très petit, puisqu'il peut descendre à environ 12 μm . (Figure II.16)

Elle peut être fabriquée dans différents matériaux métalliques : nickel, or, cuivre. Nous avons utilisé la plupart du temps des grilles en nickel. Des tests ont montré la possibilité d'utiliser des grilles en cuivre. La production de cette microgrille repose sur un processus de fabrication industriel. Le procédé utilisé est l'électroformage ; il s'agit de concevoir un moule représentant le négatif de la forme que l'on veut obtenir, ensuite par électrodéposition les mailles de la grille vont se former, il suffit ensuite de démouler la microgrille. Industriellement, les moules sont des rouleaux à demi immergés dans les solutions électrolytiques.

En imposant un courant adéquat et une certaine vitesse de rotation du rouleau, on règle l'épaisseur du métal qui va se déposer dans le moule.

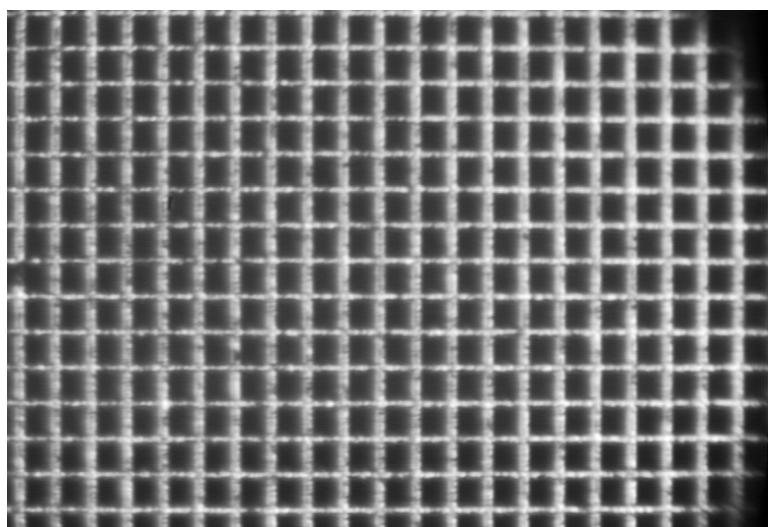


Figure II.16 : Photo de la microgrille.

Les applications industrielles des microgrilles sont multiples, elles sont utilisées pour le filtrage en chimie, dans les pacemakers, dans les photocopieurs ou les écrans plats de télévision...

Plusieurs modèles de microgrilles sont disponibles, dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau II.3.

Line Per Inch	Pas (μm)	Largeur des trous (μm)	Largeur des fils (μm)	Transparence optique (en %)
2000	12,7	7,6	5,0	36
1500	17,0	11,2	5,6	44
1000	25,4	18,0	7,4	50
750	33,9	25,1	8,6	55
670	37,9	26,2	11,7	48
500	50,8	39,1	11,7	60

Tableau II.3 : Caractéristiques des microgrilles

Nous verrons par la suite comment la microgrille est posée sur le plancher du détecteur, toute la difficulté étant de maintenir cette microgrille 100 μm au-dessus des pistes, et de définir ainsi un espace d'amplification entre la cathode, la microgrille, et les anodes, les pistes, d'une largeur constante.

Le plancher du détecteur est formé d'un substrat isolant, bien souvent, il s'agit d'une plaque de verre-epoxy épaisse de 1,6 mm. Pour certains détecteurs, afin

de diminuer la quantité de matière représentée par le détecteur, nous avons réduit l'épaisseur de ce verre-epoxy à 400 μm . L'épaisseur a même été réduite jusqu'à 100 μm en utilisant une structure en nid d'abeilles afin de rigidifier l'ensemble. Il est aussi possible d'utiliser une mince plaque de verre comme support du détecteur. Plusieurs détecteurs ont été construits sur ce principe en utilisant une plaque de verre épaisse de 150 μm .

Les procédés industriels de photolithographie sont utilisés pour réaliser les pistes du détecteur. La première étape consiste à recouvrir le verre-epoxy sur ses deux faces d'une couche de cuivre de 8 μm . Cette couche de cuivre est ensuite recouverte d'une résine. On utilise un masque représentant le dessin des pistes de cuivre que l'on veut obtenir et l'on illumine la résine par des rayons ultraviolets. On élimine ensuite grâce à de l'acide la résine qui n'a pas été illuminée. En définitive, nous obtenons un substrat où ce qui deviendra les pistes est recouvert d'une couche de résine et l'interpiste est encore rempli de cuivre qu'il faut attaquer. Une attaque chimique permet l'élimination de ce cuivre. Il reste ensuite à éliminer la résine se trouvant sur les pistes. Une face du substrat est alors prête, les pistes du détecteur ont été réalisées (Figure II.17). Le pas des pistes que nous utilisons est généralement de 317,5 μm (pistes large de 250 μm) mais il a été possible de réduire ce pas et d'atteindre grâce à la même technique un pas de 100 μm et une largeur des pistes de 50 μm . Des détecteurs présentant un pas des pistes de 50 μm ont même pu être construits en utilisant la technique du dépôt d'aluminium sur des plaques de verre. Dans ce cas, la largeur des pistes et de l'interpiste était de 25 μm .

Sur l'autre face du substrat, en utilisant les mêmes techniques de photolithographie, on dessine un maillage qui sert à établir un plan de masse au dos du détecteur afin de lutter contre les problèmes de bruit.

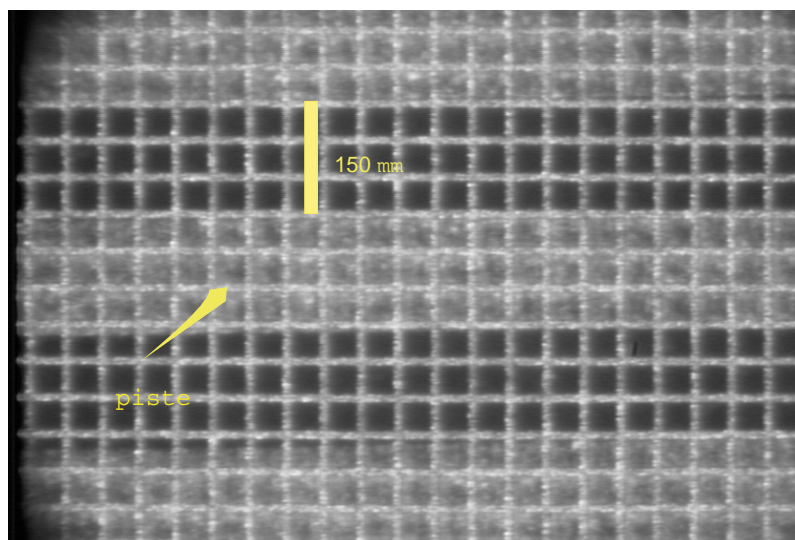


Figure II.17 : Photo des pistes du détecteur.

Le support étant désormais prêt, il reste à disposer la microgrille 100 μm au-dessus des pistes. Pour ce faire deux techniques peuvent être utilisées :

- La première consiste à tendre la microgrille sur un cadre et de poser ce cadre sur le plancher du détecteur. Afin d'assurer la largeur de l'espacement, des fibres de quartz de 100 μm de diamètre sont collées sur le plancher. Les fibres sont espacées d'environ 2 mm. Lorsqu'on impose une tension électrique entre les pistes et la microgrille, celle-ci, sous l'action de la force électrostatique, est attirée vers les pistes et vient au contact des fibres qui assurent la largeur de l'espace d'amplification.

Les inconvénients d'un tel dispositif sont d'une part la présence d'une certaine zone inactive autour des fibres de quartz. D'autre part, le cadre ne suit pas parfaitement la forme du plancher. En effet, si le plancher ou la microgrille présente un défaut de planéité alors cela se traduit par une largeur de l'espace d'amplification plus importante que prévue sur les bords du détecteur et des différences de performance du détecteur en fonction de la zone utilisée. En conséquence la zone active est réduite.

- La deuxième solution, celle que nous avons utilisée, consiste à déposer sur le plancher, après avoir réalisé les pistes, ce que l'on nomme des microplots. Ce sont de petits cylindres de résines de dimensions très variables. Une fois encore, nous faisons appel au procédé industriel de photolithographie. Le circuit est recouvert d'une couche de résine, on utilise cette fois un masque représentant le négatif des plots que nous voulons obtenir. On irradie alors la surface du circuit aux UV, ceux-ci passeront à travers le masque uniquement aux endroits qui deviendront plus tard les plots du détecteur, ce qui représente une surface très réduite de la surface active de celui-ci. On dissout ensuite le reste de la résine. Un dernier traitement, un passage en étuve et sous UV, permet d'assurer une très bonne dureté des plots et un accrochage sur le circuit extrêmement fort (Figure II.18 et Figure II.19).

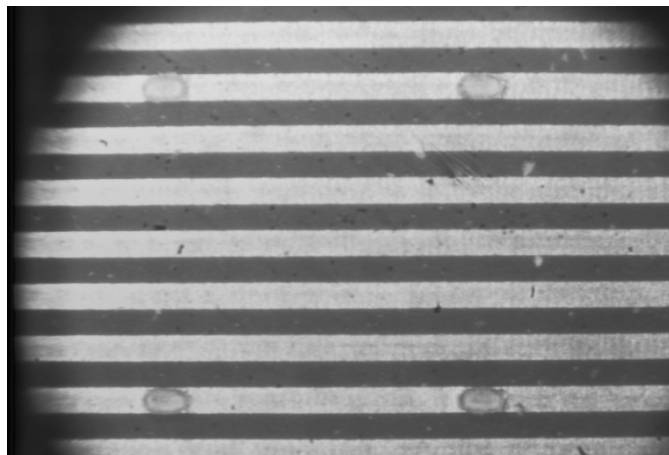


Figure II.18 : Photo des microplots (taille 150x300 μm^2) et des pistes (pas et largeur 150 μm) du détecteur.

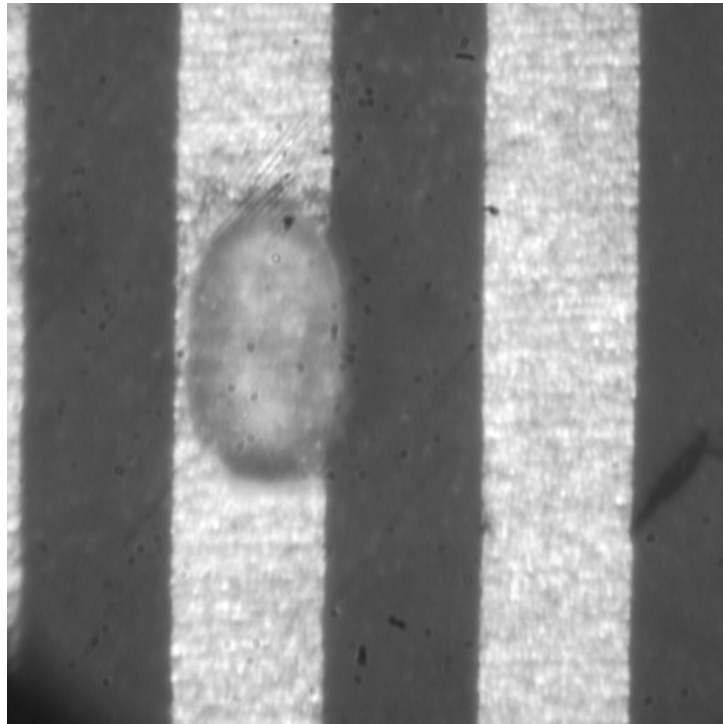


Figure II.19 : Photo du détecteur où l'on voit un plot déposé sur une piste.

La fabrication du circuit et le dépôt des plots représentent la phase la plus délicate de la construction du détecteur. Les plots sont déposés aux quatre coins d'un carré de côté 1,9 mm. Ce motif se répète sur toute la surface active du détecteur. La hauteur des plots peut aussi être ajustée à loisir entre 30 et 150 μm avec une précision de 1 ou 2 μm .

Il est à noter que le dessin des pistes peut être fait à loisir, les pistes peuvent ne pas être parallèles et leur longueur variable.

Une fois le circuit réalisé et les plots déposés sur celui-ci, il faut placer la microgrille sur les plots. La microgrille est tendue sur un cadre afin de supprimer les éventuels plis, cette microgrille étant extrêmement mince (quelques microns), elle se manipule comme une feuille. On dépose ensuite ce cadre sur le circuit. Comme nous pouvons le voir sur la Figure II.20, une bordure haute de 100 μm a été déposée en même temps que les microplots. La microgrille est collée sur cette bordure. Nous avons, grâce à cette bordure, supprimé le cadre et les problèmes de non-planéité que nous pouvions rencontrer. Ainsi même si le circuit n'est pas parfaitement plan, la force électrostatique va être suffisante pour correctement plaquer la microgrille sur les plots.

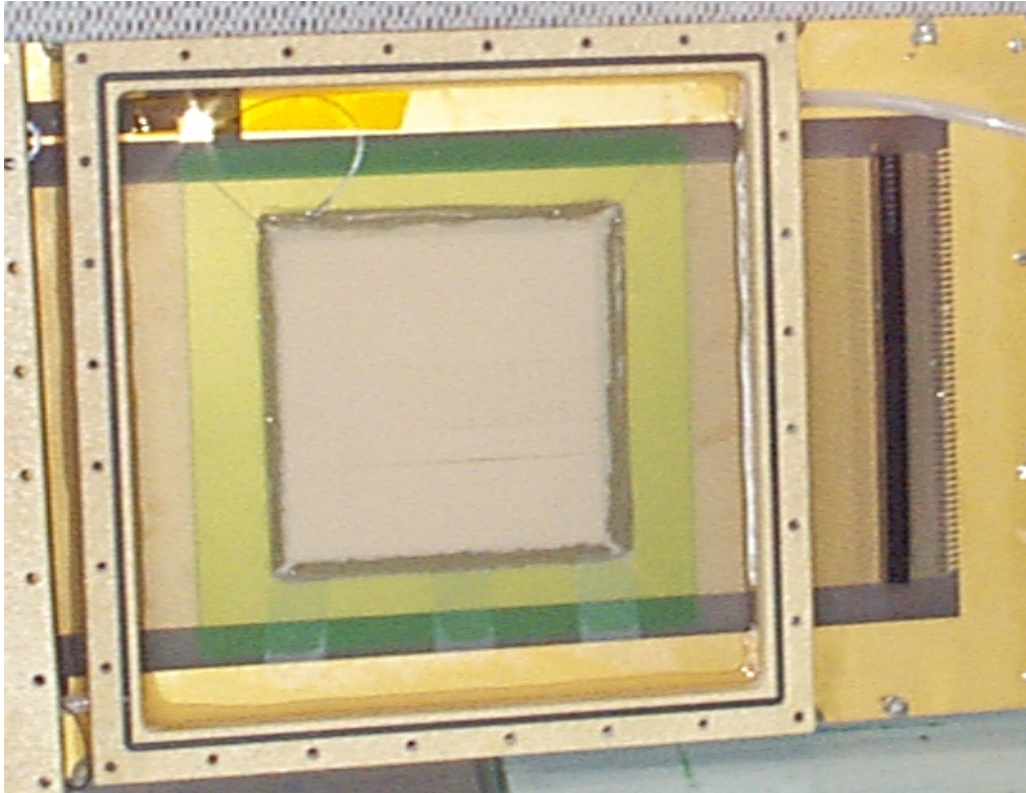


Figure II.20 : Photographie d'un détecteur ouvert.

H. Les applications

Micromégas est un détecteur gazeux susceptible d'avoir de multiples applications. Son développement a, dans un premier temps, concerné le domaine de la physique des hautes énergies et les grandes expériences. Mais de nombreuses autres applications lui sont ouvertes grâce à sa capacité à détecter les rayons X et notamment lorsque les flux de rayons X sont extrêmement importants. De nombreuses autres applications sont aussi possibles en utilisant un convertisseur. Il est ainsi possible d'utiliser micromégas pour la détection de neutrons, de photons γ et de photons dans la gamme UV ou visible.

1. La physique des hautes énergies

Nous avons déjà développé, dans le chapitre I, les diverses exigences concernant les détecteurs de positions dans les expériences de physique des hautes énergies. Nous rappelons simplement que micromégas possède des qualités qui lui permettent de figurer en très bonne position dans ce domaine, notamment grâce à son efficacité de détection, sa très bonne résolution spatiale et temporelle et sa fiabilité. Il est aussi très important dans ce type d'expérience

que la quantité de matière représentée par le détecteur soit des plus faibles ce qui est le cas des détecteurs gazeux comme micromégas.

2. Les applications dans le domaine de la détection des rayons X.

Micromégas grâce à sa capacité à détecter des photons X jusqu'à des flux élevés va pouvoir être utilisé dans de nombreux domaines. Il peut remplacer les détecteurs gazeux déjà utilisés en améliorant encore les performances de ces systèmes.

De nombreux domaines utilisent des photons X de faibles énergies, entre quelques keV et quelques dizaines de keV. Nous pouvons, par exemple, citer les expériences utilisant le rayonnement synchrotron. De nombreuses machines, une quinzaine en Europe, sont dédiées à la production de rayonnement synchrotron. Les faisceaux produits par ces appareils ont un flux important qui permet d'étudier des cristaux par diffraction X. On peut grâce aux figures de diffractions recueillies par les détecteurs reconstruire la configuration en trois dimensions des molécules et les biologistes utilisent fréquemment cette technique pour déterminer la configuration des protéines. Dans ce cas le détecteur doit être capable de localiser le photon assez précisément et en deux dimensions et pouvoir supporter le flux de photons X. Des prototypes du détecteur micromégas ont été construits afin de pouvoir réaliser une localisation en deux dimensions et éventuellement être utilisés dans de telles applications.

D'autres applications telle que la radiologie lui sont aussi ouvertes. La radiographie industrielle nécessite des détecteurs de grandes dimensions pouvant dépasser plusieurs mètres et des détecteurs gazeux sont déjà utilisés dans ce domaine. Des détecteurs micromégas de grandes dimensions (40x40 cm²) ont déjà été construits.

La réalisation de radiographie humaine est, elle aussi, tout à fait possible grâce aux détecteurs gazeux et des prototypes ont déjà montré le bon fonctionnement du principe. Il est aussi envisagé de réaliser des scanners en utilisant ce type de détecteur. De nombreux groupes travaillent dans ces domaines depuis la découverte de la chambre à fils.

Les principales limitations pour ce type d'application sont :

Premièrement, l'efficacité de détection des photons. Les Figure II.21 et II.19 présentent le libre parcours moyen des photons dans le gaz à pression atmosphérique en fonction de leur énergie. Pour des photons de 20 keV, à pression atmosphérique et en utilisant le xénon, seul environ 10% des photons du faisceau se convertissent dans le détecteur. Pour augmenter la probabilité de conversion, une solution consiste à augmenter la pression du gaz dans le détecteur aux environs de 4 ou 5 bars.

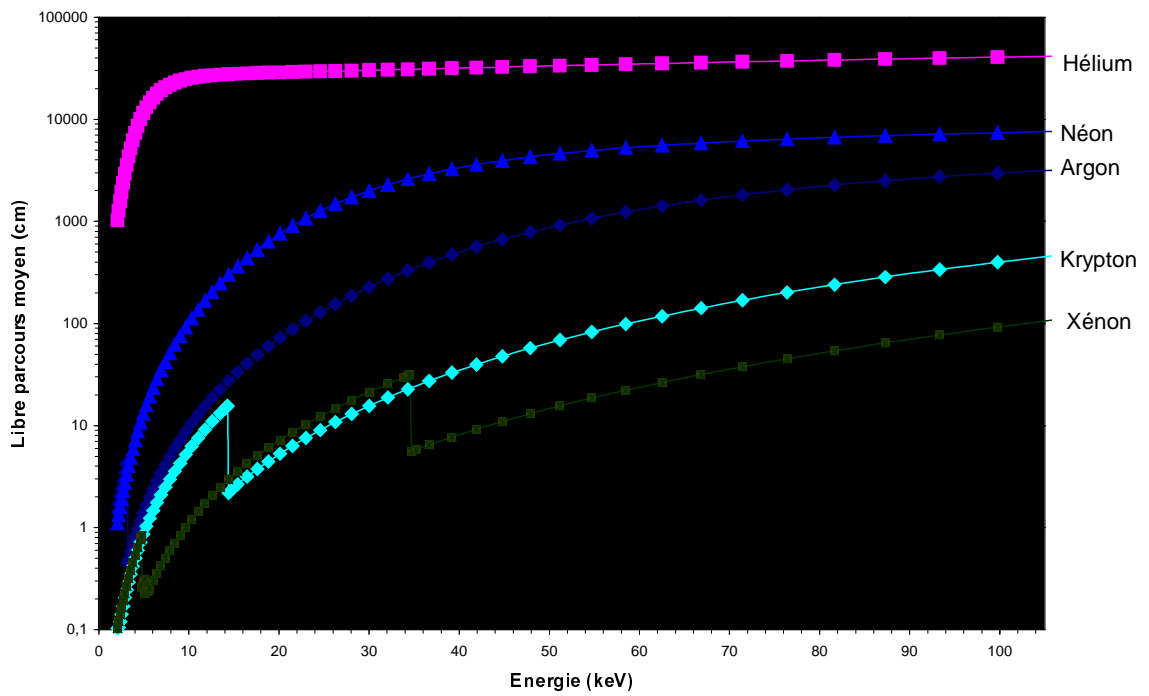


Figure II.21 : Libre parcours moyen des photons en fonction de leur énergie pour un gaz à pression atmosphérique.

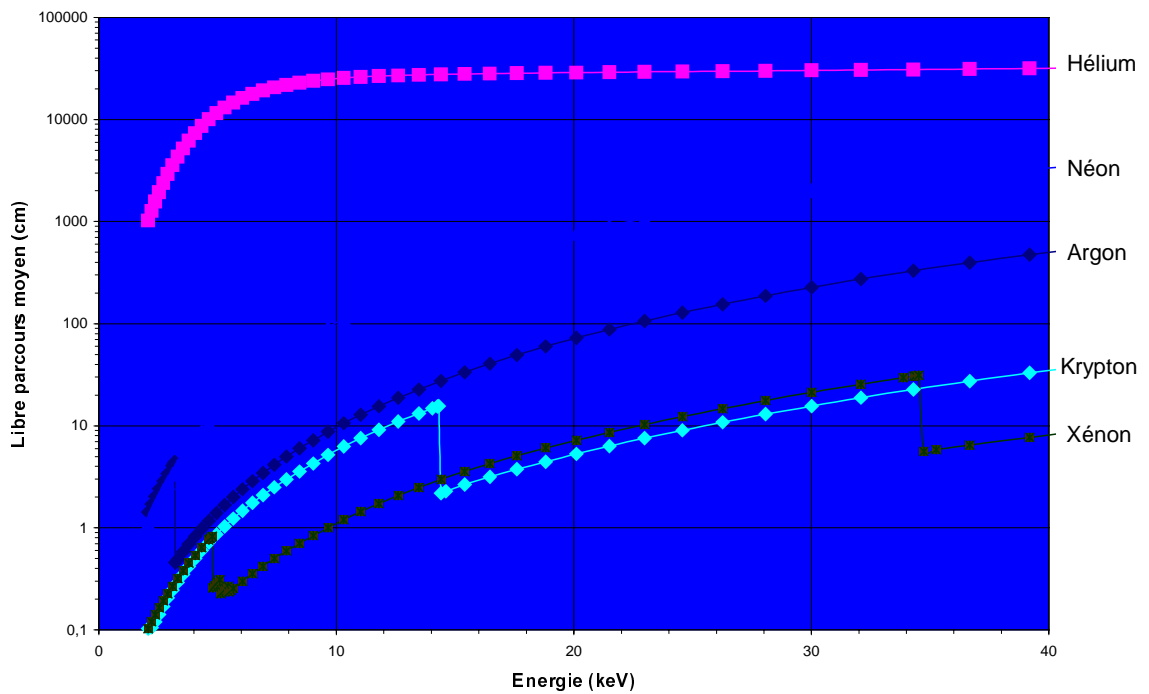


Figure II.22 : Libre parcours moyen des photons en fonction de leur énergie pour un gaz à pression atmosphérique.

La deuxième limitation est le parcours des électrons issus de l'effet photoélectrique. Ce parcours et la diffusion des électrons seront les deux paramètres déterminants pour la résolution spatiale. La figure II.20 représente le parcours des électrons dans le gaz en fonction de l'énergie des électrons et à pression atmosphérique. On constate sur cette figure que ce parcours est de l'ordre de plusieurs millimètres pour des électrons de 10 keV, ce qui représente une sérieuse limitation. Pour réduire ce parcours, une solution consiste encore à augmenter la pression de fonctionnement du détecteur.

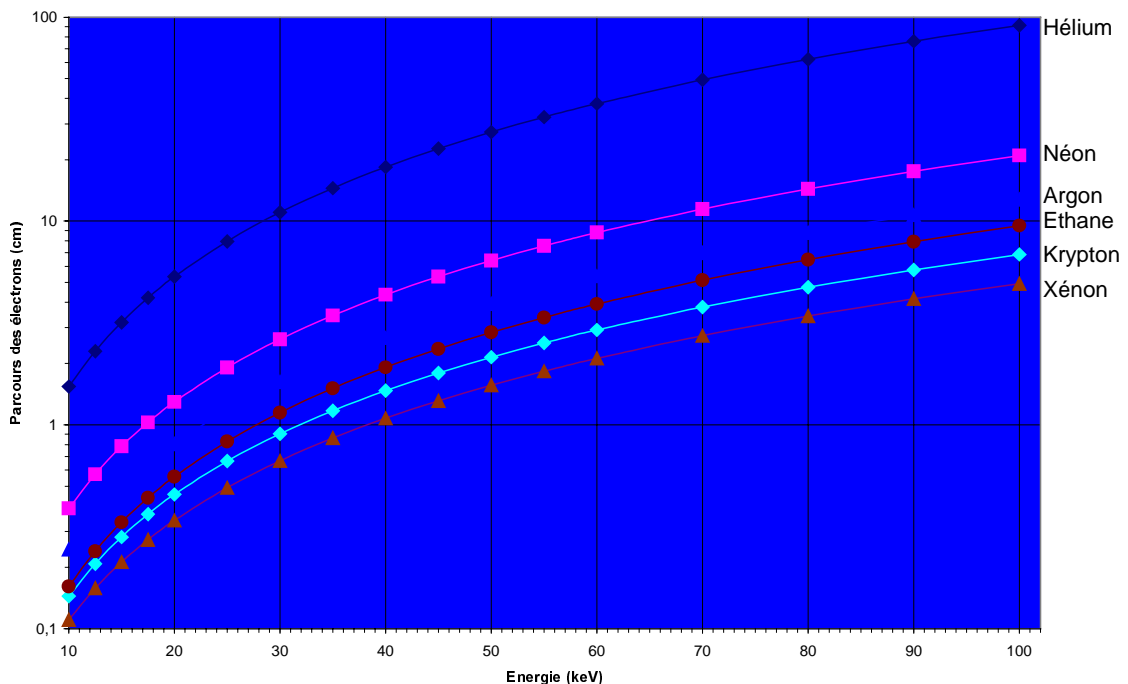


Figure II.23 : Parcours des électrons dans un gaz à pression atmosphérique en fonction de leur énergie.

3. Les autres applications

Une multitude d'autres applications sont possibles. On pourra encore citer la détection des neutrons thermiques par un moyen indirect. En utilisant dans le mélange gazeux de micromégas une proportion d'hélium 3, une réaction entre les neutrons et ^3He va produire un proton et un triton. Ces deux particules chargées peuvent être détectées dans micromégas. On peut, de la sorte, localiser les neutrons et mesurer le flux d'un faisceau de neutrons. Pour des neutrons de plus haute énergie on pourra utiliser un convertisseur, réalisé en lithium ou en bore, placé juste au-dessus de micromégas et qui permettra de convertir les neutrons.

Il est aussi possible d'utiliser le principe de la conversion pour détecter des photons γ ou des photons UV. Différents types de convertisseur sont alors

utilisés mais le principe est toujours de convertir les photons incidents et d'obtenir des particules chargées que nous pourrions alors détecter. La recherche de nouveaux convertisseurs fait l'objet de recherches très dynamiques.

Pour plus de détails concernant les applications des détecteurs gazeux dans divers domaines on pourra se reporter aux comptes-rendus des conférences de Vienne [VIEN] ou de Londres, qui traitent de ce domaine.

I. Conclusion

Micromegas est un détecteur dont la structure est une superposition de deux détecteurs à plaques parallèles. Une microgrille sépare deux espaces, l'espace d'amplification dont la largeur est $100\ \mu\text{m}$ et où règne un fort champ électrique et l'espace de conversion large de $3\ \text{mm}$ où règne un faible champ électrique.

Les photons X interagissent dans le détecteur principalement par effet photoélectrique. Pour augmenter la proportion de photons X convertis dans le détecteur il est souhaitable d'utiliser des gaz lourds comme le xénon. En augmentant la pression du gaz dans le détecteur on augmente encore la proportion d'X convertis et on réduit le parcours des électrons issus de l'effet photoélectrique, ce qui permet d'améliorer la résolution spatiale.

La résolution en énergie dépend du facteur de Fano et surtout de la distribution du gain du détecteur. Une des caractéristiques des détecteurs fonctionnant sur le principe des plaques parallèles est justement une bonne résolution en énergie grâce à l'uniformité du champ électrique régnant dans la zone d'amplification.

La détection des particules chargées et plus spécialement des particules au minimum d'ionisation est difficile. En effet ces particules interagissent très peu dans un gaz et seulement une dizaine de paires électrons-ions sont créées par le passage d'une particule. L'utilisation de gaz lourd permet d'augmenter ce dépôt d'énergie.

La localisation des particules traversant le détecteur va dépendre de plusieurs paramètres ; des paramètres géométriques, notamment du pas des pistes de lecture mais aussi de la diffusion des électrons dans l'espace de conversion. La valeur du coefficient de diffusion est une caractéristique de chaque mélange gazeux et dépend du champ électrique. Cette valeur joue un rôle primordial dans la détermination de la résolution spatiale du détecteur. Il est possible en ajustant le champ de dérive d'optimiser le coefficient de diffusion afin d'optimiser les performances du détecteur en terme de résolution spatiale. Une contrainte impose cependant que le rapport du champ amplificateur et du champ régnant dans l'espace de conversion soit supérieur à 10 de manière à ce que la transmission des électrons à travers la microgrille soit totale. Le pas des pistes représentent un autre paramètre sur lequel nous reviendrons au chapitre IV.

La rapidité du signal de micromégas est exceptionnelle pour un détecteur gazeux car la très faible largeur de son espace d'amplification permet une collection très rapide des ions issus de l'avalanche. Cette rapidité de collection des ions va supprimer les problèmes d'espace de charge qui pourraient survenir lorsque le détecteur est soumis à un haut flux de particules ou de photons X.

Micromégas est un détecteur extrêmement simple à fabriquer, un des points clef réside dans la largeur très faible de l'espace d'amplification. Cette largeur est maintenue constante grâce au dépôt sur un simple circuit imprimé de plots dont la hauteur peut être choisie entre 30 et 150 μm .

Ses performances concernant sa capacité à fonctionner à haut flux de particules, à détecter et localiser les particules le traversant lui promettent de nombreuses applications.

Références:

- [ALKH] G.D. Alkhazov, A.P.Komar, A.A. Vorob'ev, Nuclear Instruments and Methods 48 (1967) 1-12
- [ALKH2] G.D. Alkhazov, Nuclear Instruments and Methods 89 (1970) 155-165
- [BIAG] S.F. Biagi, Nuclear Instruments and Methods A283 (1989) 716-722
- [BLUM] W. Blum, L. Rolandi, Particle detection with drift chambers, Springer-Verlag 1993
- [CASO] C. Caso et al, The European Physical Journal C3 (1998) 1
- [CHRI] L.G. Christophorou, Atomic and molecular radiation physics, Wiley, 1971
- [FANO] U. Fano, Ionization yield of radiations, The fluctuations of the number of ions, Physical Review 72 (1947) 26
- [FROS] L.S. Frost, Physical Review 127 (1962) 1621
- [GENZ] H. Genz, Nuclear Instruments and Methods 112 (1973) 83-90
- [GIOM] Y. Giomataris et al, Nuclear Instruments and Methods A376 (1996) 29
- [HUXL] L.G.H. Huxley, R.W. Crompton, The diffusion and drift of electrons in gases, Wiley 1974.
- [LEO] W.R. Leo, Techniques for nuclear and particle physics experiments, Springer 1992
- [LOEB] L.B. Loeb, Basic processes in gaseous electronic. Univ. Of California Press, Berkeley and Los Angeles (1961)
- [LOND] 13-17 septembre 1998, comptes-rendus à paraître dans Nuclear Instruments and Methods.
- [MEEK] J.M. Meek, Physical Review 57 (1940) 722.
- [RADE] Annual review of particle science 1988. 38: 217-77.
- [RAET] H. Raether, Electron avalanches and breakdown in gases, Butterworths 1964
- [REES] J.A. Rees, Electrical Breakdown in gases. Macmillan (1973)

- [SMIR] I. Smirnov, Cern program library ref: W5060
- [SAUL] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09
- [VENH] R. VeenHof, CERN program library ref: W5050
- [VIEN] Nuclear Instruments and Methods A323 (1992)
Nuclear Instruments and Methods A419 (1998)

Chapitre 3

MICROMEGAS : TESTS AU LABORATOIRE

A. Description du dispositif

1. La chaîne électronique

2. Les mesures

B. Etude du gain en fonction des mélanges gazeux

1. Détecteur avec 100 μm d'espace d'amplification

2. Détecteur avec 50 μm d'espace d'amplification

C. Etude du gain en fonction de la pression

D. Etude de la résolution en énergie

E. Conclusion

Micromégas est un détecteur aux multiples applications, comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent. Il est nécessaire pour ces multiples applications d'optimiser les caractéristiques du détecteur, du point de vue de ses paramètres géométriques et aussi en utilisant des gaz différents pour chacune des applications. Le but des nombreuses mesures réalisées au laboratoire étaient de trouver des mélanges gazeux ayant de bonnes performances pour chacun des domaines.

Pour les applications concernant la physique des hautes énergies, nous recherchons :

- Une efficacité de détection proche de 100% pour les particules au minimum d'ionisation. Il faut donc toujours utiliser un mélange dans lequel une particule au minimum d'ionisation dépose suffisamment d'énergie pour que le détecteur soit efficace.
- Un gain le plus grand possible et au moins de 10^3 afin de maximiser le rapport signal sur bruit.
- Une très bonne résolution spatiale, ce qui implique l'utilisation d'un mélange gazeux présentant une faible diffusion transverse et un pas des pistes réduits.
- Une bonne résolution temporelle afin de pouvoir séparer les événements, ce qui est très important notamment dans le cas des expériences où les flux de particules sont élevés.

Suivant les expériences, les performances requises seront très variables et à chaque expérience des adaptations sont nécessaires. La résolution en temps demandée, le flux de particules et la valeur du champ magnétique dans lequel doit fonctionner micromégas sont, elles aussi, dépendantes des conditions de l'expérience.

Pour les applications où c'est la capacité de micromégas à détecter des photons X qui est visée, il est important de pouvoir utiliser des gaz lourds comme le xénon ou le krypton qui augmenteront l'efficacité de détection. Pour encore accroître cette efficacité il est aussi utile de travailler dans des enceintes où la pression est de l'ordre de quelques bars. La capacité de micromégas à fonctionner sous haut flux de photons X est étudiée dans le chapitre V.

A. Description du dispositif

Il s'agit au laboratoire de montrer le bon fonctionnement des différentes options et l'on mesure notamment une variable très importante qui est le gain du détecteur.

Pour réaliser les mesures de gain au laboratoire nous avons utilisé principalement deux dispositifs expérimentaux ; nous verrons au chapitre V une méthode utilisant un générateur de rayons X et un pico-ampèremètre, mais le plus souvent nous utilisons

une chaîne électronique constituée d'un préamplificateur de charge et d'un amplificateur de spectroscopie. Les pistes sont reliées à la masse et c'est sur la microgrille que nous connectons le préamplificateur de charge. Pour ce qui concerne la mécanique du dispositif, les détecteurs sont posés sur un support horizontal, le plancher en verre-epoxy reposant sur le support et une source de photons X est placée juste au-dessus. Il nous est également possible de placer le détecteur dans une enceinte étanche. Ce dernier dispositif nous permet de pouvoir faire varier la pression à souhait dans l'enceinte et ainsi d'étudier le fonctionnement du détecteur dans de multiples conditions, nous reviendrons par la suite sur l'intérêt de cette étude.

1. La chaîne électronique.

Nous avons utilisé des préamplificateurs ORTEC 142 et des amplificateurs ORTEC 472. Cette chaîne électronique est reliée à la microgrille du détecteur. Il est nécessaire de calibrer cette chaîne électronique afin de connaître son gain lorsqu'un détecteur est connecté. En effet, suivant la capacité vue par le préamplificateur sa réponse et notamment son gain seront différents.

Pour calibrer cette chaîne nous avons utilisé le dispositif décrit sur la Figure III.1. La capacité utilisée pour l'injection du signal dans la chaîne a été choisie égale à 1,7 nF de manière à simuler la capacité entre la grille et les pistes. Pour adapter les impédances la valeur de la résistance est de 50 Ω . Connaissant la charge introduite dans la chaîne et mesurant la hauteur du signal de sortie de cette chaîne nous pouvons en déduire un coefficient de calibration (K) en Volt par picocoulomb.

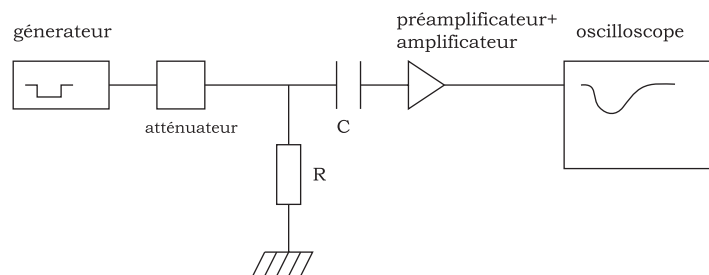


Figure III.1 : Montage utilisé pour la calibration de la chaîne électronique.

2. Les mesures.

Connaissant les caractéristiques de la chaîne électronique, nous pouvons alors atteindre le gain du détecteur grâce à la mesure de la hauteur des impulsions délivrées par l'amplificateur. Pour chaque source de rayons X, nous connaissons les énergies des photons X émis, nous pouvons donc évaluer le nombre d'électrons produits dans le

détecteur après conversion des photons par effet photoélectrique. Nous obtenons la charge déposée par le photon dans le détecteur.

En mesurant la hauteur du signal à l'oscilloscope et en utilisant le facteur de calibration que nous avons mesuré, nous déduisons le gain du détecteur grâce à la formule :

$$G = \frac{S_{\text{dét}}}{KQ_{\nu}}$$

où K est la constante de calibration de la chaîne électronique, Q_{ν} la charge déposée par le photon converti dans le détecteur et $S_{\text{dét}}$ le signal mesuré à l'oscilloscope.

Pour réaliser une courbe de gain, il faut donc mesurer à l'oscilloscope la hauteur du signal et faire de nouveau cette mesure en augmentant le champ électrique d'amplification. Le dernier point de mesure correspond à un régime où des claquages apparaissent dans le détecteur.

Il est possible en reliant la sortie de l'amplificateur à un convertisseur analogique numérique d'acquérir ces données afin de les traiter informatiquement, c'est de cette manière que nous pouvons mesurer par exemple la résolution en énergie de micromégas.

B. Etude du gain en fonction des mélanges gazeux

Il existe une multitude de mélange gazeux possibles. Il est possible d'utiliser différents gaz comme base du mélange, nous avons utilisé l'argon, le néon, le xénon, le krypton et le CF_4 , et différents quencheurs, nous avons utilisé le DME (dimethyl-ether), l'isobutane, le cyclohexane. A partir de ces gaz, nous pouvons composer des mélanges binaires voire ternaires et faire varier les proportions à loisirs. De nombreux mélanges gazeux ont été testés, le plus souvent des mélanges binaires en faisant varier la proportion de quencheur. Pour ces tests au laboratoire, nous utilisons une source de ^{55}Fe qui émet des photons X de 5,9 keV. Deux types de détecteur avec un espace d'amplification large de 100 ou de 50 μm ont été utilisés. Les pistes de ces détecteurs étaient large de 250 μm et leur pas était de 317 μm . Nous avons utilisé une microgrille au pas de 500 LPI pour le détecteur ayant un espace d'amplification large de 100 μm alors que pour le détecteur ayant un espace d'amplification large de 50 μm , la microgrille utilisée avait un pas de 1000 LPI.

1. Détecteur avec 100 μm d'espace d'amplification.

Un mélange utilisé très couramment dans les détecteurs gazeux est un mélange argon-isobutane. Il présente de nombreux avantages et est utilisé depuis de nombreuses

années dans les détecteurs gazeux. L'argon est un gaz peu cher il est de plus relativement lourd, l'isobutane est utilisé comme quencheur depuis fort longtemps et a fait ses preuves. Nous avons utilisé ce mélange en faisant varier les proportions.

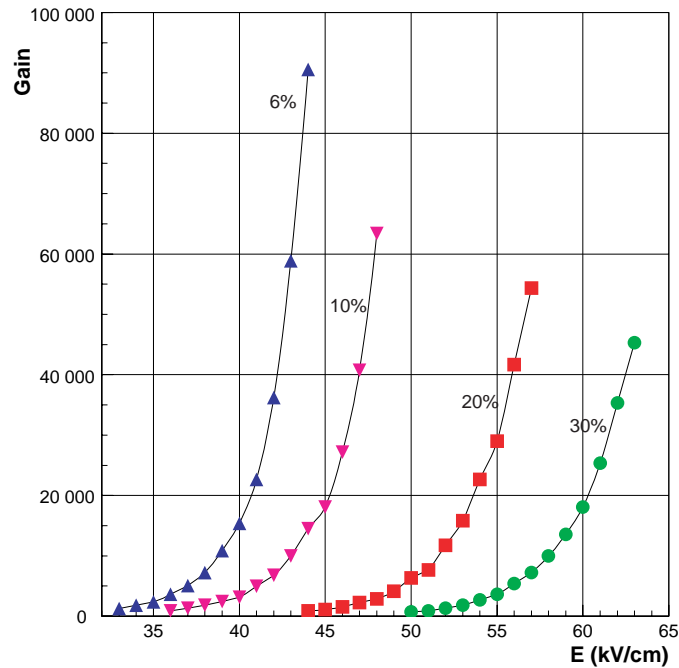


Figure III.2 : Mélanges argon-isobutane.

Nous pouvons constater sur la Figure III.2 que l'augmentation de la proportion de quencheur entraîne une baisse du gain maximum. Nous remarquons aussi que pour obtenir un même gain, plus la proportion de quencheur est importante et plus le champ d'amplification est important. Le gain maximum diminue en fonction de la proportion d'isobutane dans le mélange, des claquages se produisent à des gains plus faibles lorsque l'on augmente la proportion d'isobutane. On voit ici l'effet du quencheur qui tend à limiter le développement de l'avalanche. Pour un champ d'amplification donné, l'ajout d'isobutane entraîne une baisse du coefficient de Townsend et donc un gain plus faible. Pour obtenir des gains comparables il est nécessaire d'augmenter le champ d'amplification.

Il est à noter que pour le mélange contenant 6% d'isobutane le gain maximum est de 90 000, compte tenu du nombre d'électrons produit par un photon de 5,9 keV dans ce mélange qui est de 230. Le nombre d'électrons dans l'avalanche est de $2 \cdot 10^7$, ce qui est proche de la limite des gains habituellement observés dans les détecteurs gazeux qui se trouve entre 10^7 et 10^8 [REES].

Pour essayer d'augmenter encore ce gain maximum de nouveaux mélanges gazeux ont été essayés et nous avons utilisé un mélange original contenant du cyclohexane. Le cyclohexane étant liquide à température ambiante, il est nécessaire d'utiliser un système (Figure III.3) dans lequel l'argon va passer dans le liquide et ensuite se diriger vers la chambre.

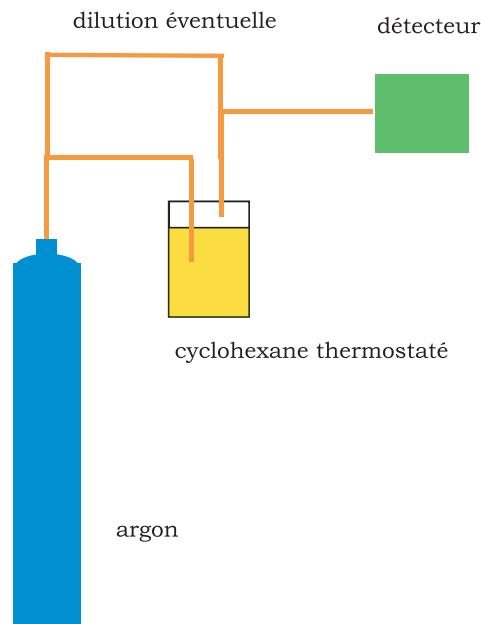


Figure III.3 : Principe du système de gaz utilisé pour les mélanges argon ou néon + cyclohexane.

La pression de vapeur saturante se trouvant au-dessus du liquide est reliée à la température du liquide par la relation suivante :

$$P_{sat} = P_0 e^{\left(-\frac{L}{RT} \right)}$$

P_0 une constante

L la chaleur de vaporisation du cyclohexane

$R = 8,314 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ constante des gaz parfaits

Nous avons mesuré [LAVA] les valeurs suivantes :

T (°C)	8	10	12	14	16	18	20	22	24	26
P_{sat} (mBar)	64	67	72	79	86	94	103	111	120	129

La proportion de cyclohexane dans le mélange final sera donnée par cette pression de vapeur saturante divisée par la pression atmosphérique. Cette pression est directement reliée à la température du liquide, en augmentant celle-ci nous augmentons la proportion de cyclohexane dans le mélange. A une température de 8 °C, la pression de vapeur saturante est 64 mb et le mélange contient alors une proportion de 6,4% de cyclohexane. La température de fusion du cyclohexane est assez élevée, elle est de 6,5 °C. En conséquence, pour utiliser de faibles pourcentages de cyclohexane il faut diluer le mélange en ajoutant de l'argon après avoir fait passer un premier flux d'argon dans le cyclohexane liquide (Figure III.3).

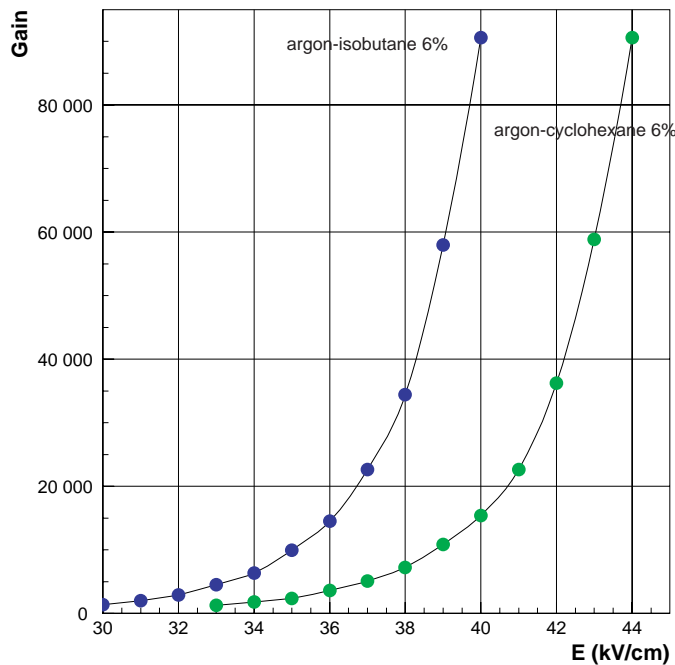


Figure III.4 :Mélange argon-isobutane et Argon-cyclohexane 6%.

La Figure III.4 présente les performances comparées d'un mélange gazeux à base d'argon et contenant 6% de cyclohexane à celle d'un mélange argon-isobutane 6%. En terme de gain maximum les performances sont comparables, par contre, il est nécessaire d'utiliser un champ amplificateur plus important pour atteindre le même gain. Ce mélange au même titre que le mélange utilisant de l'isobutane a été utilisé pour les tests en faisceau au CERN. Sa diffusion et la résolution spatiale qu'il était possible d'atteindre avec un tel mélange nous étaient inconnues.

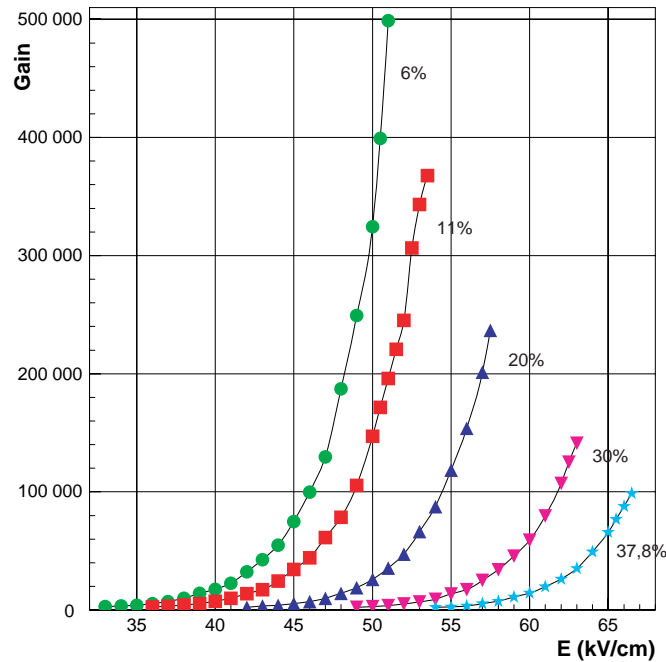


Figure III.5 : Mélanges néon-isobutane.

Bien que le néon soit un gaz beaucoup plus léger que l'argon, nous l'avons aussi utilisé comme base des mélanges. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, le nombre d'électrons produit en moyenne dans le néon est trois fois plus faible que dans l'argon. Cet inconvénient peut être réduit grâce à l'utilisation d'une proportion d'isobutane plus importante. Ce gaz présente certains avantages, notamment une moindre diffusion et un coefficient de Townsend plus important. On peut donc espérer atteindre des gains plus importants et lors des tests en faisceau une meilleure résolution spatiale.

Le remplacement de l'argon par le néon nous permet d'atteindre un gain maximum cinq fois plus important (Figure III.5). La taille maximum de l'avalanche est dans ce cas, en considérant qu'un photon X de 5,9 keV produit 167 électrons, de $9 \cdot 10^7$ électrons, ce qui constitue des tailles proches des limites dont nous avons déjà parlées. Nous observons toujours une baisse du gain maximum et une hausse des tensions de fonctionnement lorsque nous augmentons la proportion de quencheur.

Il demeure néanmoins qu'en utilisant de fortes proportions de quencheur, ce qui est favorable pour la détection des particules au minimum d'ionisation, le gain maximum est encore de l'ordre de 10^5 . En augmentant cette proportion, on diminue dans le même temps la diffusion des électrons et on améliore ainsi la résolution spatiale.

Le remplacement de l'isobutane par du DME a aussi été étudié, l'utilisation de ce quencheur permettant de réduire encore la diffusion. Le mélange néon-DME est un mélange qui est utilisé dans d'autres détecteurs gazeux. Le gain de micromégas avec ce mélange est très satisfaisant (Figure III.6).

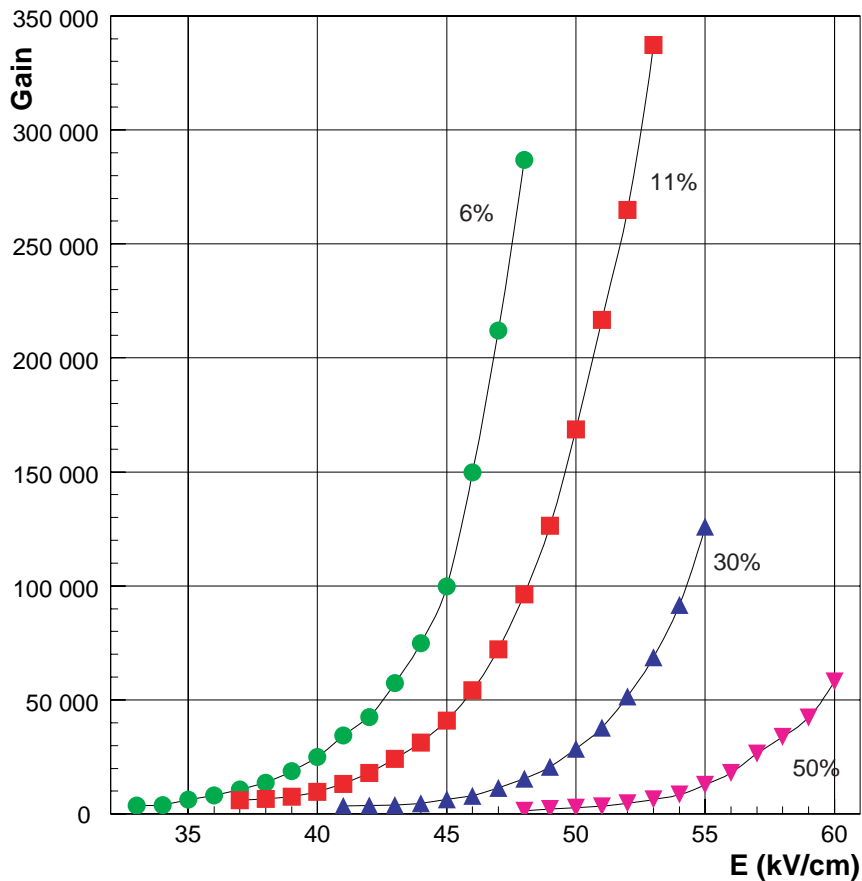


Figure III.6 : Mélanges Néon-DME

Par contre le DME comme quencheur de l'argon ne semble pas adapté, le gain de ces mélanges est moins important (Figure III.7). Le gain maximum reste malgré tout de l'ordre de 10^4 . De meilleurs résultats ont été obtenus en utilisant l'isobutane comme quencheur de l'argon (Figure III.2).

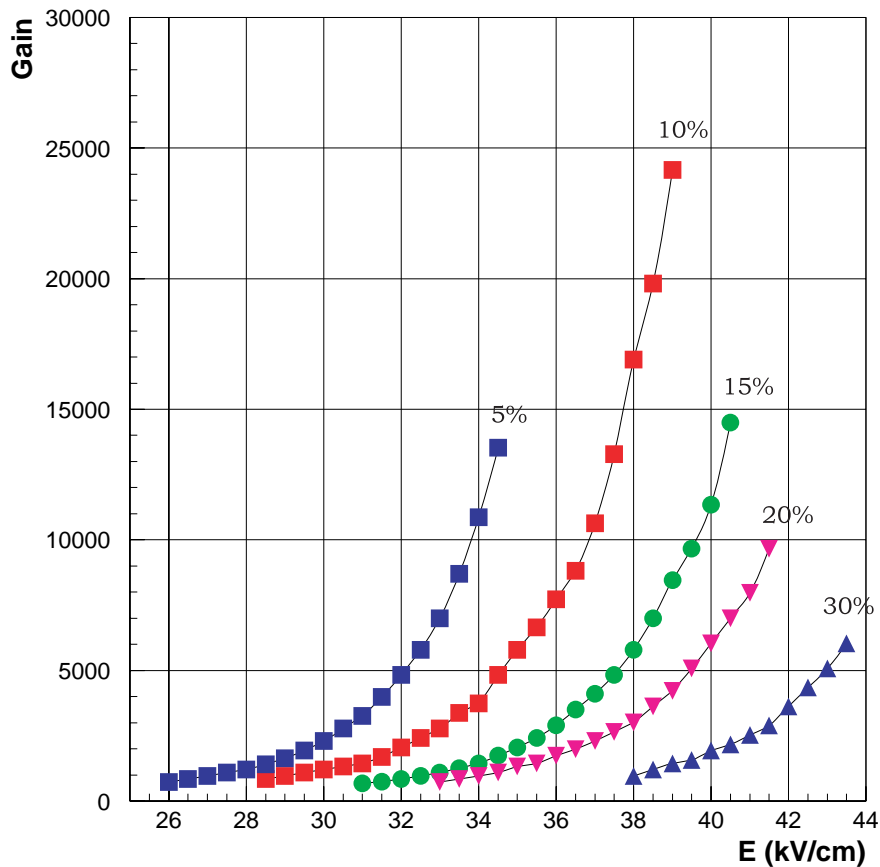


Figure III.7 : Mélanges Argon-DME

A la place du gaz noble qui est utilisé habituellement comme base des mélanges dans les détecteurs gazeux, nous avons utilisé un gaz très lourd le CF_4 . L'utilisation d'un tel gaz permet d'augmenter le dépôt d'énergie dans le détecteur et de pouvoir éventuellement réduire la largeur de l'espace de conversion. La vitesse de dérive des électrons est beaucoup plus élevée que dans un mélange à base de néon et/ou d'argon, ce qui permet d'améliorer la résolution en temps du détecteur. Il présente de plus une très faible diffusion, facteur nous l'avons déjà vu, très favorable pour la résolution en position.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure III.8, le gain maximum atteint avec un mélange à base de CF_4 et quelques pour cents de cyclohexane ou d'isobutane est supérieurs à 10^4 . Ce type de mélange n'égale pas, en terme de gain, les résultats obtenus avec un mélange à base de néon.

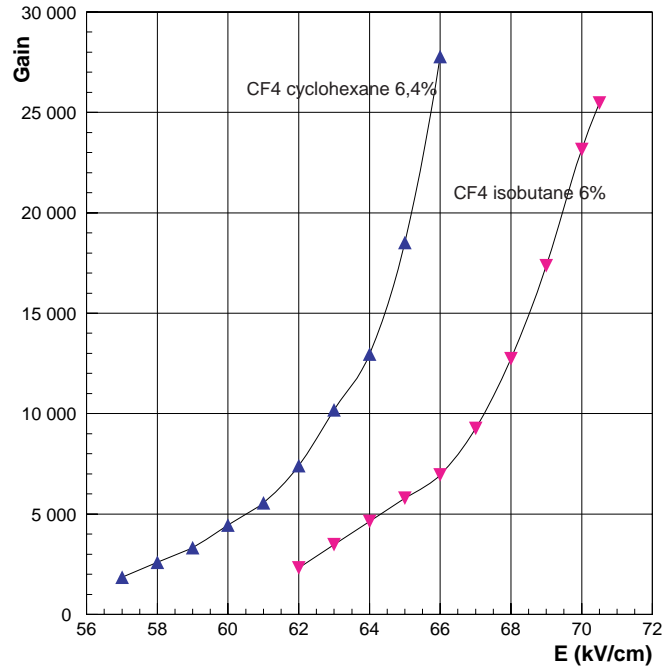


Figure III.8 : Mélange CF₄-Isobutane et CF₄-cyclohexane.

2. Détecteur avec 50 μm d'espace d'amplification.

Ces mesures [LAVA] ont été réalisées en utilisant un dispositif différent du précédent. Nous avons utilisé une boîte étanche contenant un détecteur et une source. Une circulation de gaz pouvait être entretenue dans la boîte ou nous pouvions la remplir du mélange désiré et la fermer. Il était ensuite possible de pomper le mélange et ainsi d'étudier le fonctionnement de micromégas à des pressions inférieures à la pression atmosphérique.

Le principal avantage d'un détecteur ayant un espace d'amplification large de 50 μm, par rapport à un détecteur ayant un espace d'amplification large de 100 μm, est notamment une plus grande rapidité de collection des ions. D'une part la distance à parcourir pour les ions entre les pistes et la microgrille est deux fois plus petite mais comme nous le verrons sur les courbes de gain, les champs électriques utilisés sont aussi deux fois plus importants, on a donc un doublement de la vitesse de dérive des ions. La conséquence de cette plus grande rapidité de collection des ions est un signal beaucoup plus court en temps et une augmentation du courant due à l'augmentation de

la vitesse des charges. Cette plus grande rapidité dans la collection des charges devrait nous permettre de fonctionner à des flux de particules plus élevés.

Les gains atteints avec les mélanges argon-isobutane (Figure III.9) sont de l'ordre de 80 000, ils sont comparables à ceux atteints en utilisant un détecteur dont l'espace d'amplification est de 100 μm . On note aussi une augmentation des tensions pour atteindre des gains identiques lorsque l'on augmente le pourcentage de quencheur, ce qui est dû, à tension égale, à la baisse du coefficient de Townsend lorsque l'on augmente le pourcentage de quencheur. Une différence notable dans le comportement des deux types de détecteur réside dans la forte hausse des champs d'amplification utilisés. Dans le cas du 50 μm nous devons utiliser des champs électriques plus importants pour atteindre le même gain. Cette augmentation est d'environ 50 %. La baisse du gain maximum que nous avons observée avec un détecteur de 100 μm en fonction du pourcentage d'isobutane ne se révèle pas aussi nettement dans le cas du détecteur 50 μm . Nous observons que le gain maximum est constant jusqu'à une proportion de 20% d'isobutane avant de chuter.

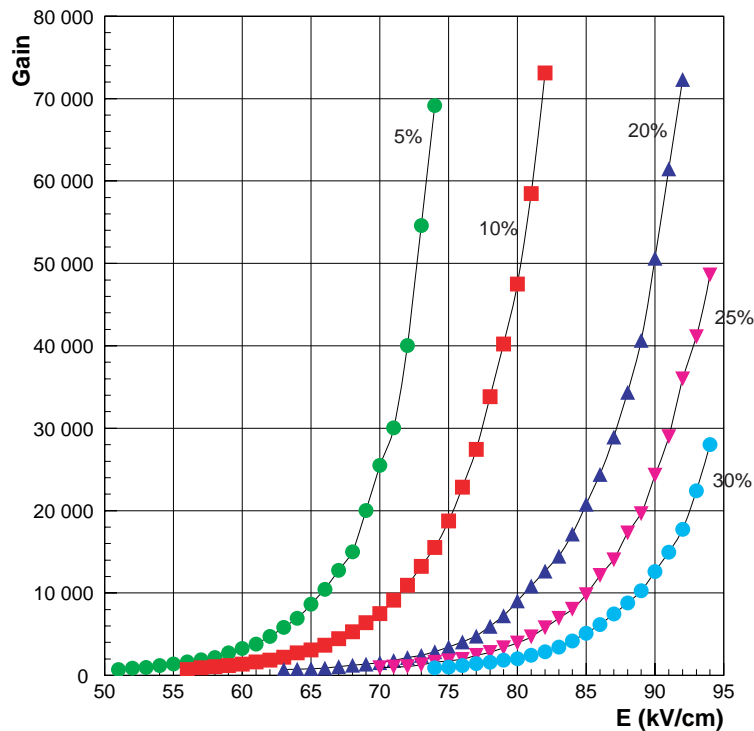


Figure III.9 : Mélanges argon-isobutane

Comme dans le cas du détecteur 100 μm , nous avons aussi utilisé le cyclohexane comme quencheur (Figure III.10).

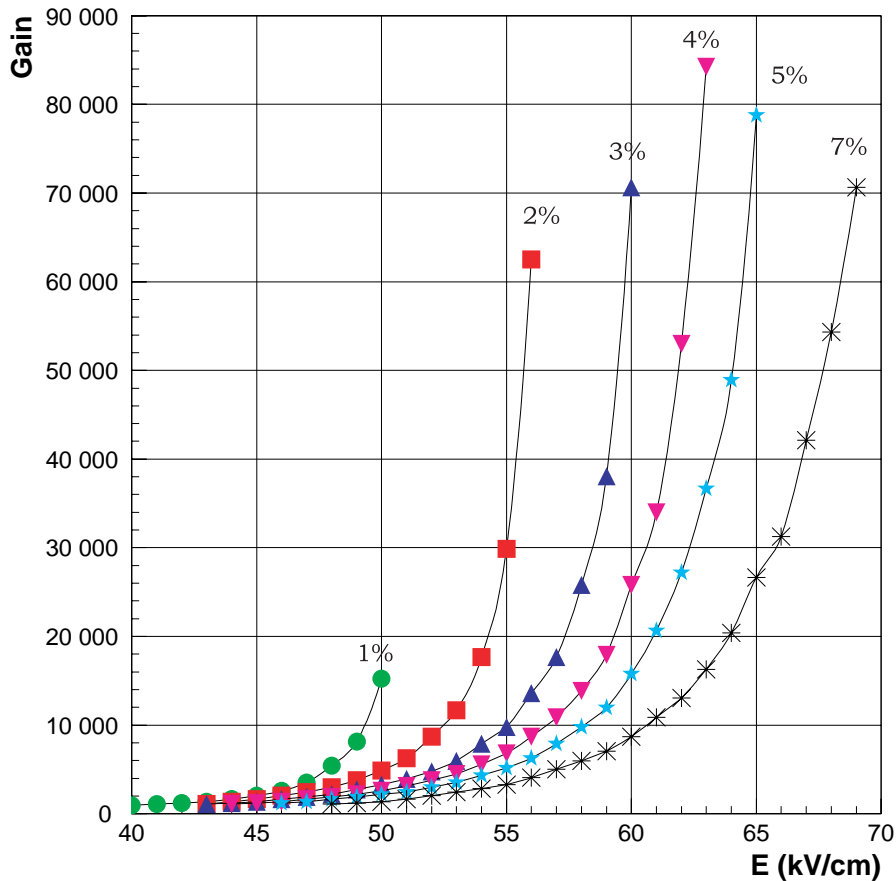


Figure III.10 : Mélanges argon-cyclohexane.

Comme pour le cas d'un détecteur ayant un espace d'amplification large de 100 μm les performances en terme de gain maximum sont comparables pour les mélanges utilisant du cyclohexane et de l'isobutane comme quencheur.

L'ajout d'une certaine proportion de CF_4 est motivé par de meilleures performances en termes de résolution spatiale et temporelle (Figure III.11). Nous notons une légère baisse du gain maximum et surtout une augmentation importante de la tension amplificatrice. Cela traduit la baisse du coefficient de Townsend avec l'augmentation de la proportion de CF_4 dans le mélange.

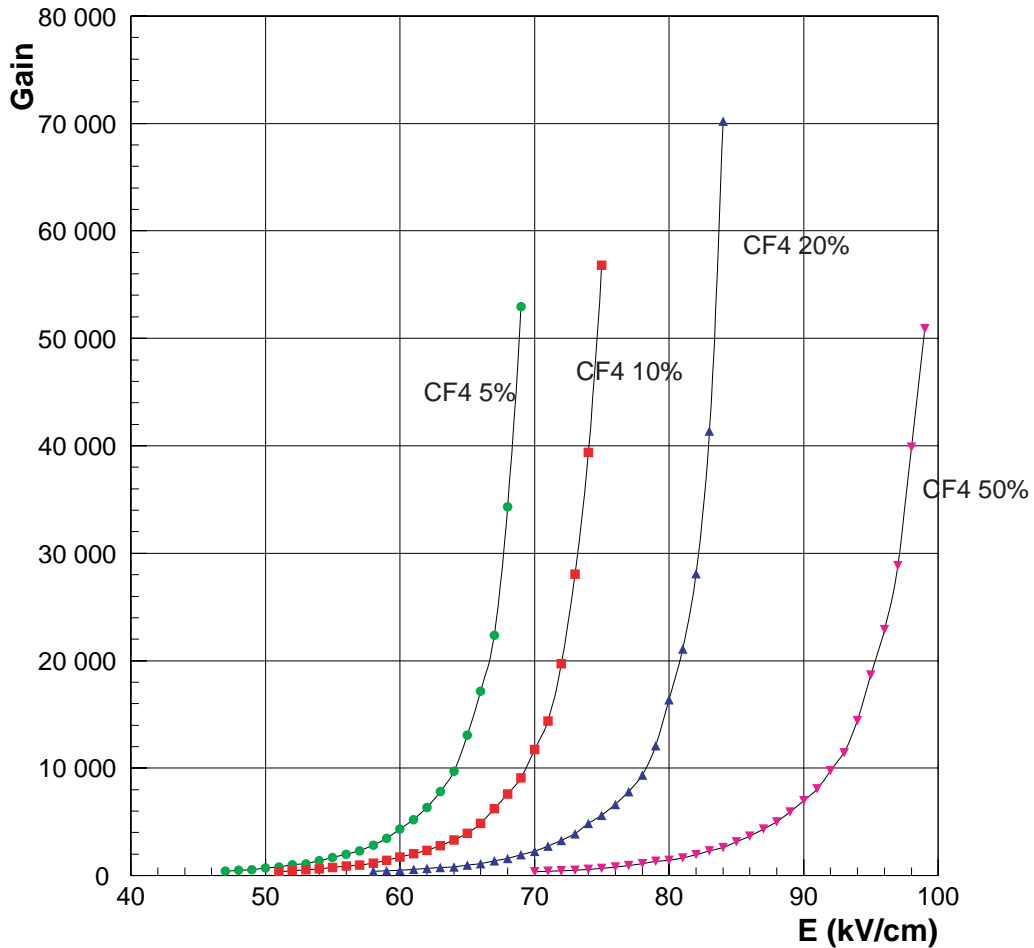


Figure III.11 : Mélanges argon-CF₄-cyclohexane 3%.

Nous avons aussi testé le fonctionnement de micromégas en utilisant des gaz plus lourds tels que le xénon à la place de l'argon mais les résultats (Figure III.12) au niveau du gain maximum se révèlent décevants. Au maximum celui-ci est néanmoins de 12 000 en utilisant un mélange contenant 12% d'isobutane. L'utilisation du cyclohexane (Figure III.13) comme quencheur donne des résultats pratiquement similaires. Il conviendrait d'essayer d'autres quencheurs plus adaptés au xénon pour augmenter les performances en termes de gain maximum.

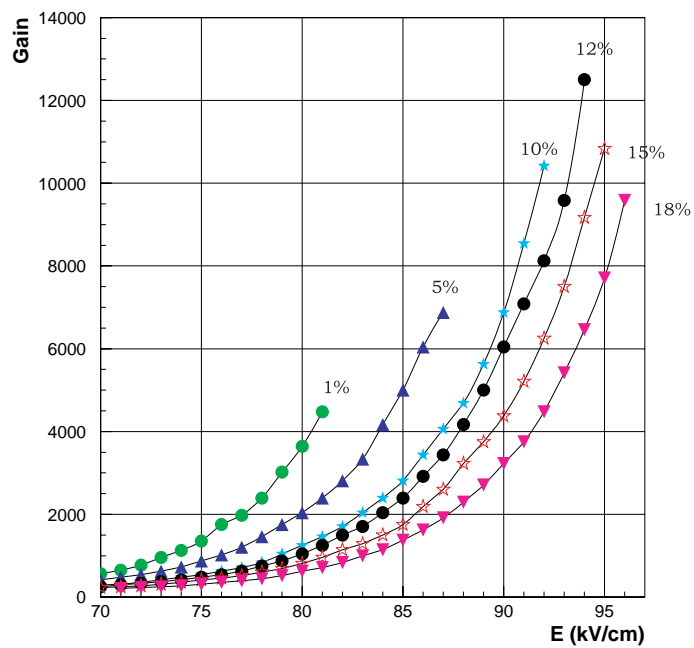


Figure III.12 : Mélanges Xénon-isobutane.

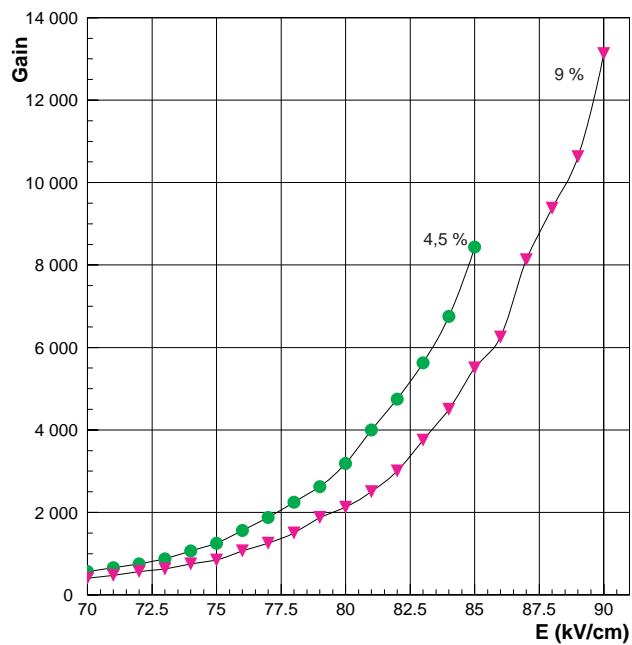


Figure III.13 : Mélanges xénon-cyclohexane.

L'utilisation du Krypton qui est le gaz rare se situant entre le xénon et l'argon présente l'avantage d'être plus lourd que l'argon, ce qui augmente la proportion de photons X convertis. De plus les courbes de gain représentées sur la Figure III.14 montrent des performances comparables à celles obtenues en utilisant l'argon. Ce type de mélange pourrait être très utile dans le cas de la détection de photons.

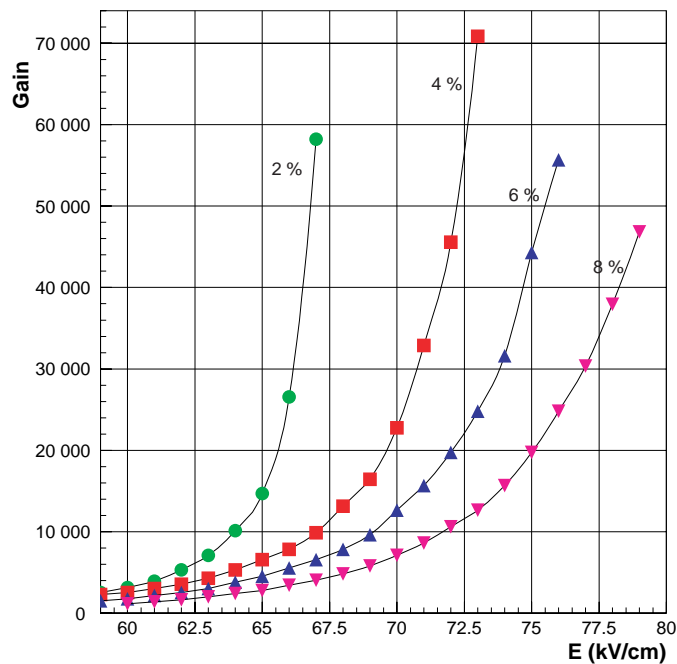


Figure III.14 : Mélanges Krypton-cyclohexane.

Le gain d'un détecteur gazeux peut s'écrire, à pression atmosphérique, selon la formule empirique due à Korff :

$$G = e \times \left(p A d \cdot e \times \left(p - \frac{B}{E} \right) \right)$$

Nous avons résumé dans le Tableau III.1 les paramètres A et B déterminés pour les différents mélanges et pour un détecteur ayant un espace d'amplification large de 100 μm , les figures correspondantes sont les Figures III.15, III.16, III.17.

Les Figures III.18 et III.19 représentent le coefficient de Townsend mesuré avec un détecteur ayant un espace d'amplification large de 50 μm . Comme nous pouvons le voir sur ces figures le modèle ne reproduit pas correctement les courbes, il a déjà été

constaté que pour des champs forts (supérieurs à 50kV.cm^{-1}), ce modèle ne reproduisait pas correctement les données [SHAR].

Mélange	Pourcentage	A (cm^{-1})	B (kV.cm^{-1})
argon-isobutane	6	4700	62,7
	10	4600	69,2
	20	5700	93,9
	30	7200	119,8
argon-DME	5	2900	39,6
	10	3100	44,4
	15	3500	52,9
	20	3300	53,6
	30	4200	69,1
néon-isobutane	6	3400	48,9
	11	3700	56,8
	20	4400	74,0
	30	5600	97,8
	37	6900	118,8
néon-DME	6	3200	46,0
	11	3300	50,7
	30	3800	65,3
	50	5800	99,8

Tableau III.1: Paramètres du coefficient de Townsend pour différents mélanges à pression atmosphérique et un espace d'amplification large de $100\ \mu\text{m}$.

Comme nous l'avons déjà constaté l'augmentation de la proportion de quencheur entraîne l'augmentation de la tension pour obtenir un même gain, en conséquence (Tableau III.1), les coefficients A et B augmentent avec la proportion de quencheur. Rappelons que les molécules du quencheur possèdent de nombreux niveaux d'excitation et de vibration et que ces molécules auront tendances à ralentir les électrons et à absorber l'énergie, cela au détriment de l'ionisation.

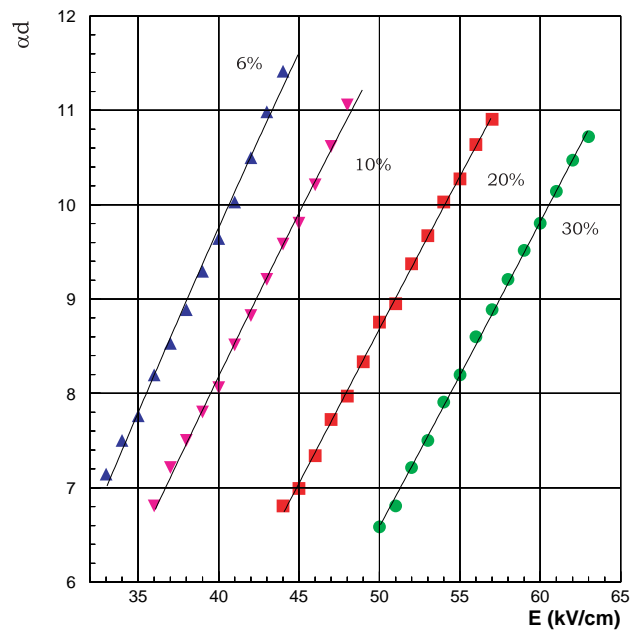


Figure III.15 : : Coefficient de Townsend en fonction de la tension pour des mélanges argon-isobutane ($d=100 \mu\text{m}$).

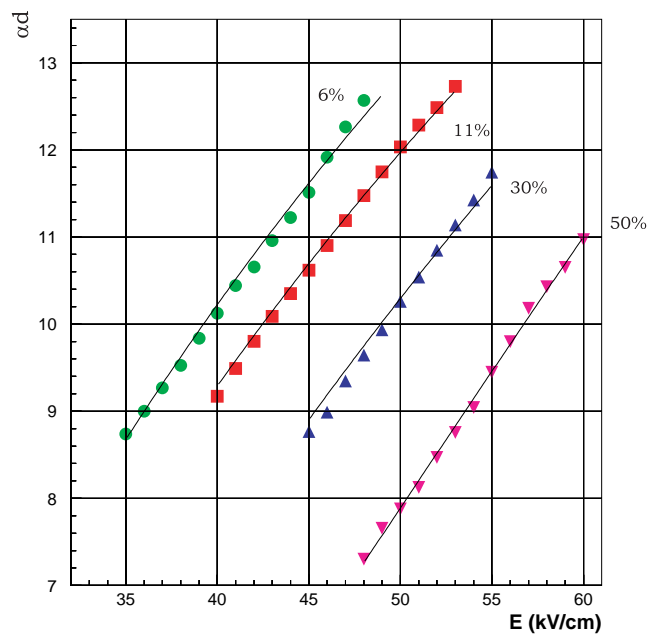


Figure III.16 : : Coefficient de Townsend en fonction de la tension pour des mélanges néon-DME ($d=100 \mu\text{m}$).

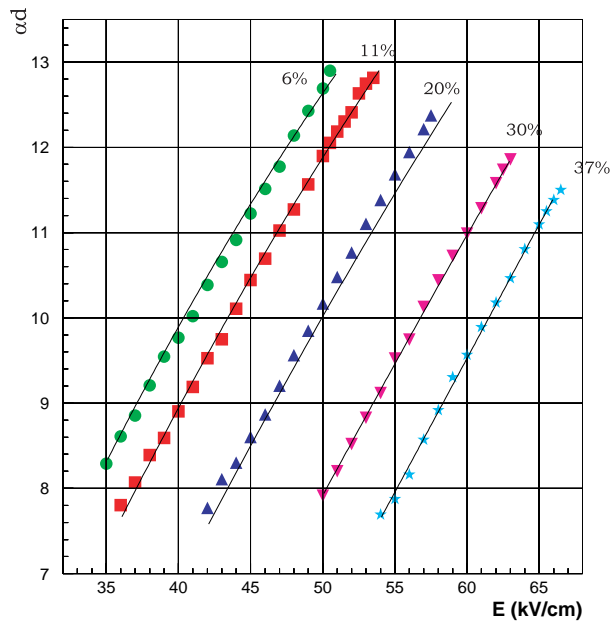


Figure III.17 : Coefficient de Townsend en fonction de la tension pour des mélanges néon-isobutane ($d=100 \mu\text{m}$).

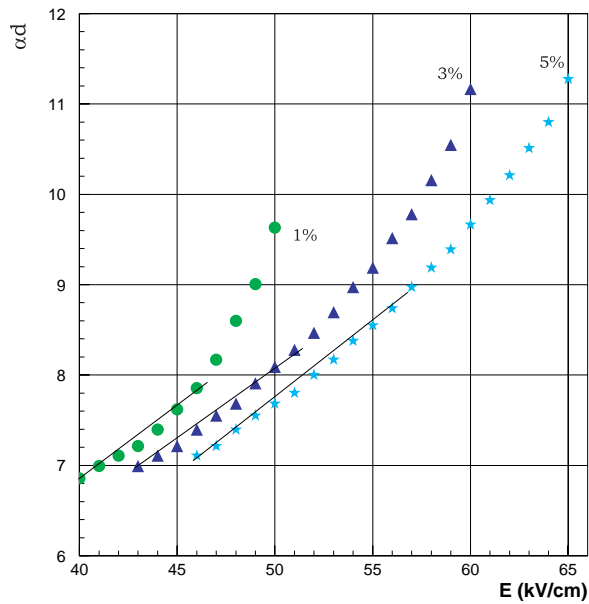


Figure III.18 : Coefficient de Townsend en fonction de la tension pour des mélanges argon-cyclohexane ($d=50 \mu\text{m}$).

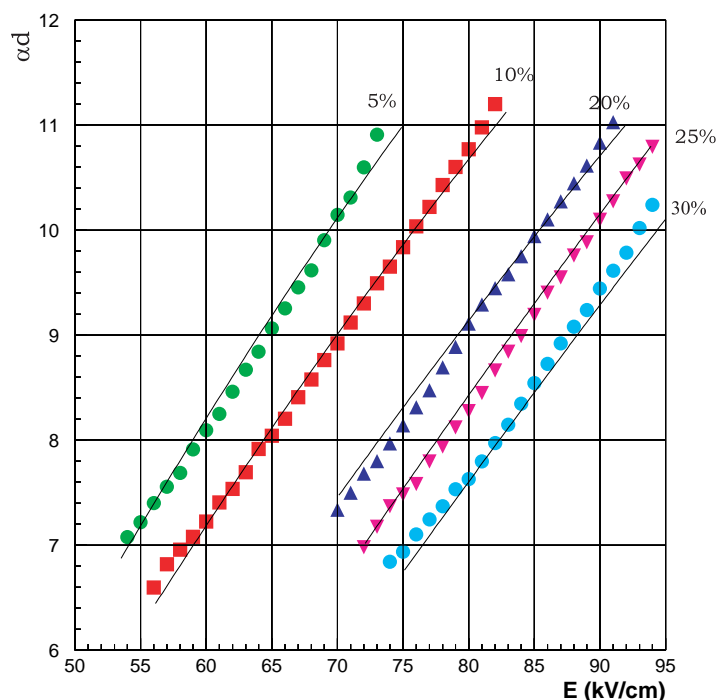


Figure III.19 : : Coefficient de Townsend en fonction de la tension pour des mélanges argon-isobutane ($d=50 \mu\text{m}$).

C. Etude du gain en fonction de la pression

D'après la formule de Korff, le gain dépend du facteur pd (cf chapitre II). Pour optimiser la largeur de l'espace d'amplification, il est plus aisé de faire varier la pression plutôt la largeur de l'espace d'amplification. Sous l'hypothèse que seul le facteur pd a une influence et non pas l'un ou l'autre de ces paramètres, nous pouvons, en faisant varier la pression, optimiser la largeur de l'espace d'amplification. Lors de ces tests, nous avons utilisé un détecteur avec un espace d'amplification large de $50 \mu\text{m}$. Nous avons mesuré le gain du détecteur en faisant varier la pression Figure III.20 et Figure III.21 [LAVA]. La tension amplificatrice est maintenue constante alors que la pression qui régné dans l'enceinte où se trouve le détecteur est progressivement baissée. Nous constatons que le gain passe par un maximum pour une pression qui est d'environ 500 mbar. Cette pression optimum dépend du mélange gazeux dans la mesure où les paramètres A et B de la formule de Korff sont dépendants du mélange gazeux utilisé. Cette tendance à obtenir un gain plus important pour des pressions inférieures à la pression atmosphérique indique que la largeur de l'espace d'amplification optimum est inférieure à $50 \mu\text{m}$.

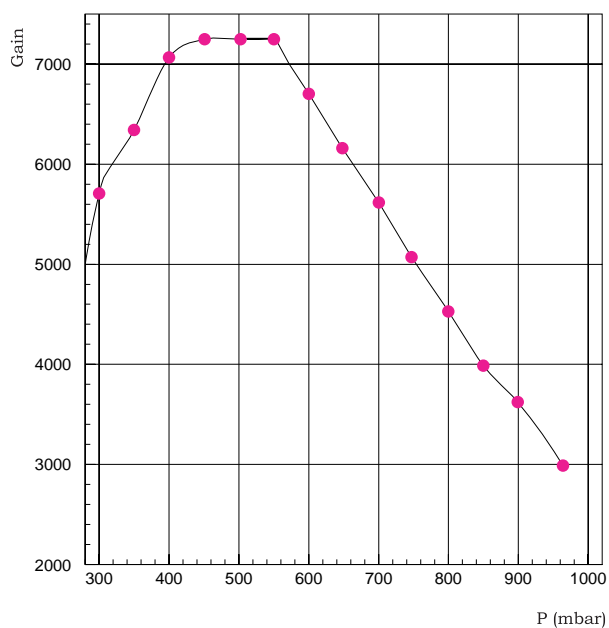


Figure III.20 : Gain mesuré en fonction de la pression du mélange gazeux argon-isobutane 10%.

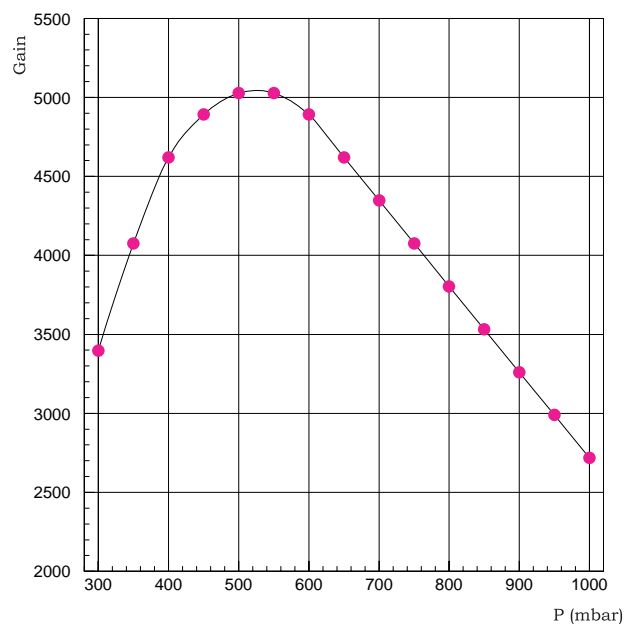


Figure III.21 : Gain mesuré en fonction de la pression du mélange gazeux argon-cyclohexane 7%.

F. Etude de la résolution en énergie :

La résolution en énergie (cf chapitre II.B.2) dépend de deux paramètres le facteur de Fano et les fluctuations du gain. Dans notre cas, ce sont les fluctuations du gain du détecteur qui dominent cette résolution en énergie. Nous pouvons voir sur la figure III.22, le spectre en énergie mesuré avec un détecteur ayant un espace d'amplification large de 100 μm et un mélange argon-isobutane 10%. La source de ^{55}Fe utilisée produit des X de 5,9 keV. Nous pouvons remarquer le pic d'échappement de l'argon à 3 keV. Le gain du détecteur est d'environ 2000 et la résolution en énergie mesurée (FWHM) est de 14 % [GIOM]. On retrouve ici une des caractéristiques des détecteurs à plaques parallèles qui est une très bonne

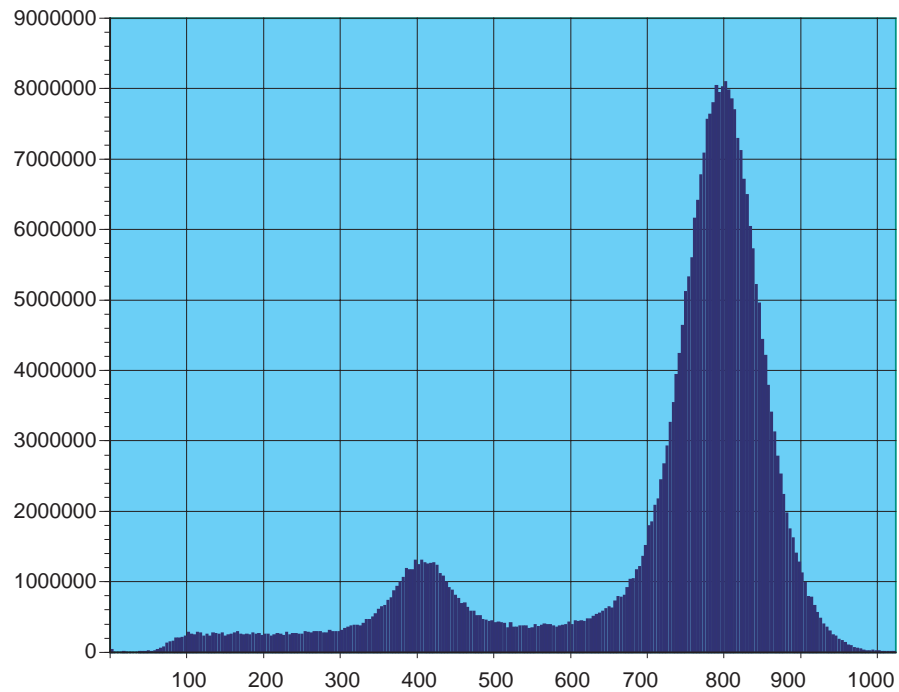


Figure III.22 : Spectre en énergie mesuré avec un mélange argon-isobutane 10% pour des X de 5,9 keV.

E. Conclusion

Les tests en laboratoire de micromégas ont principalement porté sur l'étude de mélanges gazeux. Une caractéristique essentielle à étudier est le gain du détecteur. Pour mener cette étude nous avons utilisé une source de ^{55}Fe qui émet des photons de 5,9 keV.

Pour une largeur de l'espace d'amplification de 100 μm : Nous avons montré que le gain est proche de 10^5 lorsque l'on utilise des mélanges gazeux à base d'argon. Le gain maximum des mélanges à base de néon est plus élevé et dépasse 10^5 . Il atteint même $5 \cdot 10^5$ pour un mélange néon-isobutane 6%. Nous avons aussi noté dans ce cas une augmentation de la charge maximum contenue dans l'avalanche. Celle-ci est de l'ordre de 10^8 électrons.

Nous avons aussi montré qu'un détecteur ayant un espace d'amplification large de 50 μm , montrait de forts gains. Ce gain est proche de 10^5 pour des mélanges argon-isobutane ou argon-cyclohexane.

Afin d'optimiser la résolution spatiale du détecteur pour la localisation des particules chargées nous avons recherché des mélanges gazeux présentant de faibles diffusions. Ceci nous a conduit à augmenter la proportion de quencheur dans les mélanges à base d'argon ou de néon, ceci se traduit par une baisse du gain maximum. Nous avons aussi utilisé des mélanges à base de CF_4 dans le même but. Ceux-ci présentent des gains supérieurs à 10^4 .

Pour des applications concernant la détection des photons X, nous avons utilisé des gaz lourds. Les mélanges à base de krypton et utilisant le cyclohexane comme quencheur ont montré des gains de l'ordre de 50 000, par contre, le gain maximum atteint avec des mélanges de xénon et de cyclohexane ou d'isobutane est de l'ordre de 10^4 , l'utilisation d'un autre quencheur pourrait éventuellement permettre d'améliorer ce résultat.

Références :

[GIOM] Y. Giomataris et al., Nuclear Instruments and Methods A376 (1996) 29-35

[REES] J.A. Rees, Electrical breakdown in gases, Macmillan 1973.

[SHAR] A. Sharma et F. Sauli, Nuclear Instruments and Methods A334 (1993) 420

Chapitre 4

MICROMEGAS : TESTS EN FAISCEAU.

A. Mise en place d'une nouvelle électronique et de sa protection.

1. Le gassiplex.
 - a) Description du circuit.
 - b) Description du système de commande.
2. Tests de cette nouvelle électronique.
3. Tests au laboratoire.

B. Description des dispositifs au CERN.

1. Description des lignes de faisceau.
2. Description de la mécanique du dispositif.
3. Description des détecteurs utilisés.
4. Description des électroniques utilisées.
 - a) Amplificateurs de charge.
 - b) Gassiplex.
 - c) Lecroy MQS104A.
 - d) Description des systèmes d'acquisition.

C. Méthode de l'analyse.

1. Le piédestal.
2. Le bruit corrélé.
3. Le traitement du bruit corrélé.
4. La reconstruction de la position.
5. La méthode de détermination de la résolution spatiale.

D. Présentation des résultats.

1. La distribution en charge.

2. La distribution de la taille des amas.

a) L'effet du gain.

b) L'effet de la diffusion dû à un changement du mélange.

c) L'effet de la réduction de l'espace de conversion.

d) L'effet de l'angle d'incidence des particules.

e) Conclusion.

3. L'efficacité.

a) Les causes de l'inefficacité.

b) Les courbes d'inefficacité.

4. La résolution spatiale.

5. La résolution en temps.

6. Tests à haut flux.

E. Conclusion.

A. Mise en place d'une nouvelle électronique et de sa protection.

Pour pouvoir réaliser des tests en faisceau, il était nécessaire d'équiper le détecteur d'une électronique de lecture. Alors qu'au laboratoire nous lisions le signal du détecteur sur la microgrille, nous voulions dans le cadre des tests en faisceau équiper les pistes. Un travail de recherche concernant l'électronique la plus adaptée aux signaux du détecteur micromégas et aux caractéristiques des faisceaux que nous voulions utiliser a été mené. Après plusieurs essais avec des amplificateurs de charges et des amplificateurs plus rapides tels que les MQS104A fabriqués par LECROY, nous avons choisi le gassiplex, un circuit développé au CERN, initialement prévu pour des chambres à fils mais qui a été adapté pour des détecteurs plus rapides tels que les détecteurs silicium ou micromégas.

1. Le gassiplex.

a) Description du circuit.

Ce circuit est en fait bien plus qu'un amplificateur de charge. Il s'agit véritablement d'un circuit de traitement des signaux. En connectant une voie sur chacune de ses 16 entrées, nous obtenons sur son unique sortie un multiplexage des 16 signaux amplifiés et filtrés. Pour chacune des voies les opérations successives effectuées par ce circuit sont les suivantes (Figure IV.1) :

- Un premier étage comprend un préamplificateur de charge, Il s'agit d'un amplificateur bas bruit dont la constante d'intégration est comprise entre 600 et 800 ns. Son gain élevé (12 V/pC) est bien adapté pour la détection de faibles signaux jusqu'à un seuil de 0,3 fC (2000 électrons). Il fonctionne pour les deux polarités.
- Le deuxième étage est composé du filtre. Celui-ci est plutôt destiné aux chambres à fils et a pour but de compenser le long signal dû aux ions. Il est possible de le court-circuiter pour les détecteurs à signaux rapides tels que les détecteurs silicium ou micromégas. Dans ce cas le gain de la chaîne de détection est de 7 V/pC.
- Le troisième étage est un filtre qui permet de symétriser le signal. Il est constitué d'un passe-bas suivi d'un passe-bande qui transforme un signal échelon en une semi-gaussienne. Un circuit de suppression du pôle zéro permet de retrouver une ligne de base 3 μ s après le maximum du signal.
- A la sortie de ces étages de traitements analogiques des signaux se trouve un échantillonneur-bloqueur. Un signal de commande permet de choisir le moment où le signal sera mémorisé. Il faut bien entendu régler le moment d'arrivée de ce signal afin qu'il coïncide avec le maximum du signal physique. On mémorise ainsi dans des capacités le maximum du signal.

- Un multiplexeur va ensuite, lorsque l'instruction lui sera donnée, envoyer successivement sur le bus de sortie les signaux provenant des 16 voies. La cadence de ce bus est commandée par une horloge. Il faut donc 16 coups d'horloge pour sortir les 16 signaux contenus dans le circuit. Il est par ailleurs possible de chaîner plusieurs circuits et d'obtenir des bus où 48 signaux sont mis sur le bus, c'est le mode de fonctionnement que nous avons utilisé.

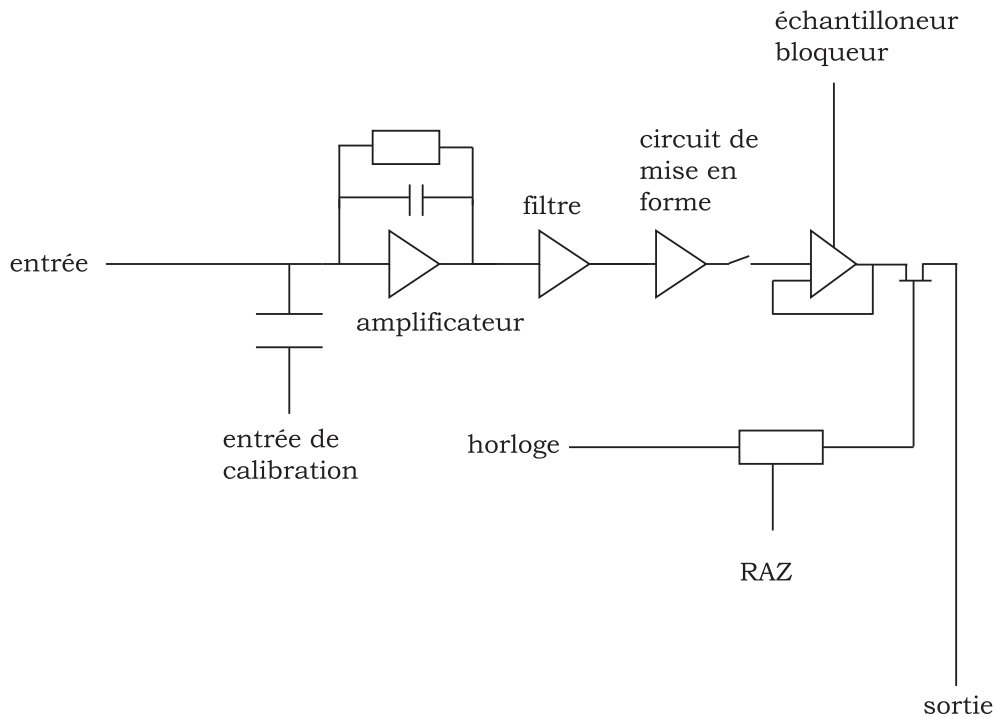


Figure IV.1 : Schéma de principe d'une voie du circuit gassiplex.

b) Description du système de commande.

Pour commander ce circuit il est nécessaire d'élaborer trois signaux : un signal de remise à zéro, un signal de commande de l'échantillonneur-bloqueur et un signal d'horloge (Figure IV.2). Ces signaux sont synchronisés avec le passage d'une particule dans le détecteur. Pour les tests en faisceau, des scintillateurs détectent le passage d'une particule et lorsque l'on travaille avec des photons X, on utilise un signal rapide provenant de la microgrille du détecteur (cf IV.A.3).

Le système fonctionne suivant le principe suivant : un système de déclenchement sélectionne les événements à traiter et décide de les enregistrer. Le système d'acquisition et l'électronique gassiplex sont alors activés. Un signal est envoyé à l'échantillonneur-bloqueur, ce signal est appelé T&H (Track and Hold) . Il est impératif de régler le moment d'arrivée de ce signal afin qu'il coïncide avec le maximum du signal

physique dans le gassiplex. Il faut donc prendre en compte tous les retards pouvant intervenir dans le système de déclenchement et dans la propagation du signal dans les câbles venant du détecteur pour évaluer ce moment au plus juste. Au moment où survient le T&H, les signaux physiques sont mémorisés dans des capacités. Il reste à les lire. L'envoi des signaux d'horloge au circuit va provoquer la mise sur le bus des signaux mémorisés. Les 16 signaux ou plus dans le cas d'un chaînage, vont être mis les uns à la suite des autres, on observera donc sur la sortie une succession de niveaux continus chacun correspondant à une voie électronique. La remise à zéro peut avoir lieu indifféremment au début ou à la fin d'un événement.

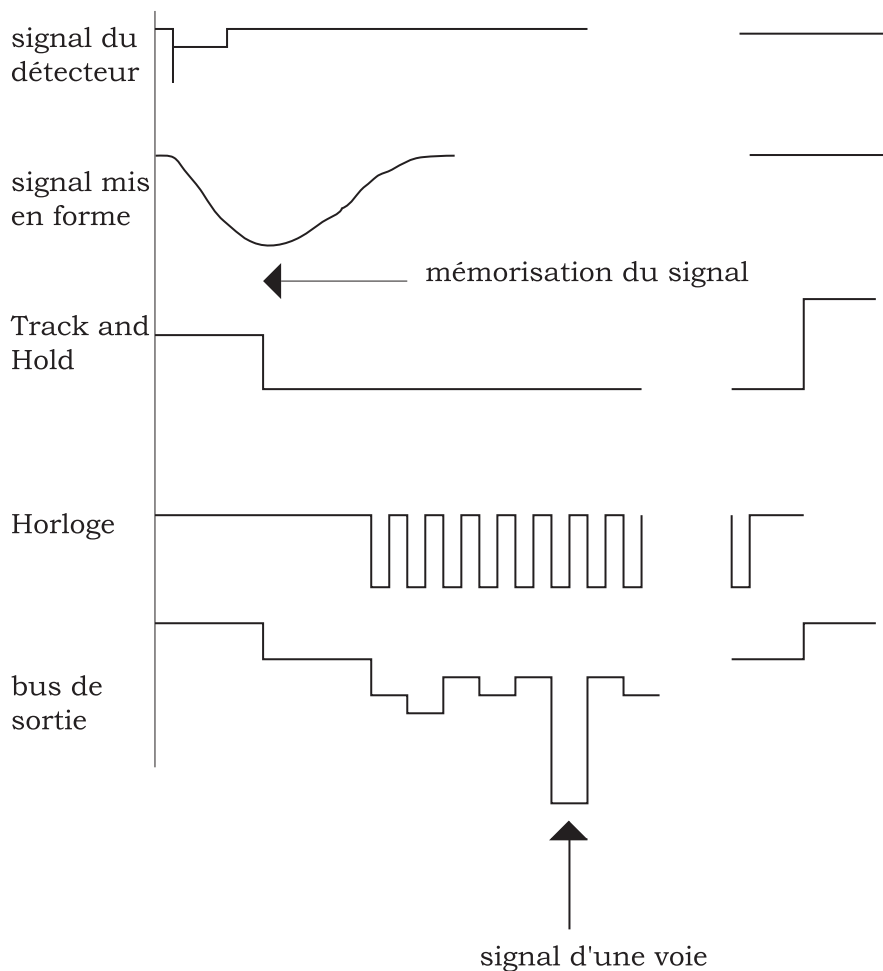


Figure IV.2 : Diagramme des signaux de commande.

La sortie du bus du Gassiplex est représentée sur la Figure IV.3. Nous pouvons voir le chaînage des 48 niveaux continus qui représentent les valeurs des signaux présents à la sortie des amplificateurs au moment du déclenchement de la mémorisation. Sur la figure de gauche, aucune piste n'a recueilli du signal, on enregistre alors la valeur du niveau continu présent en sortie de l'amplificateur, c'est le piédestal. Par contre sur la figure de droite, une piste se trouvant au milieu de la zone équipée a répondu.

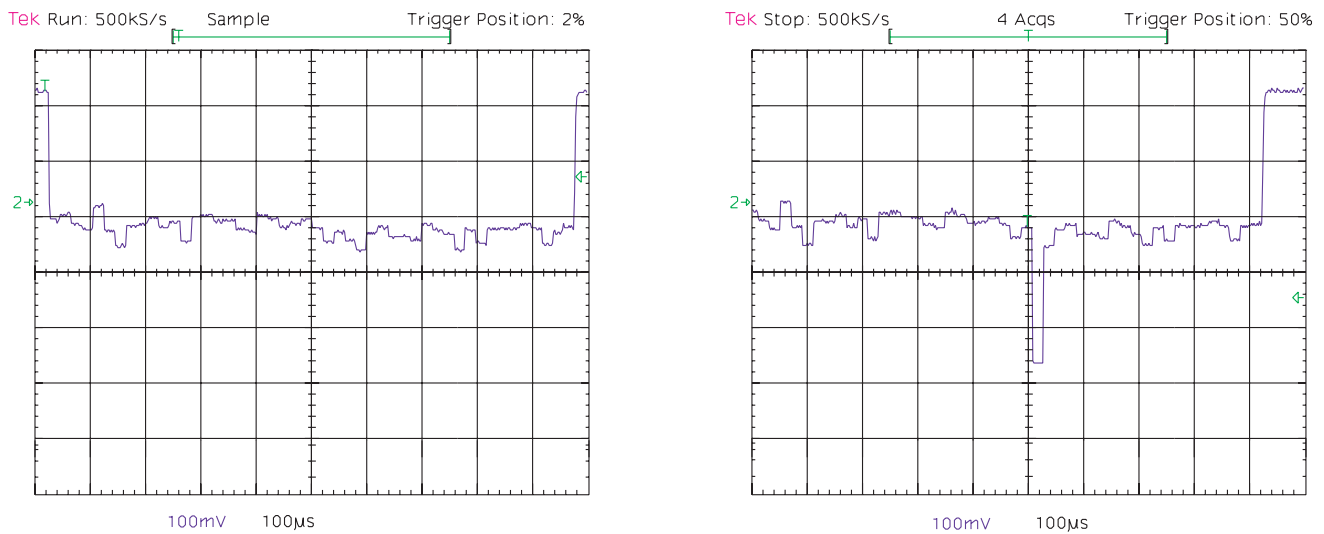


Figure IV.3 : Signal du bus de sortie d'un chaînage de 48 voies gassiplex. A gauche aucune piste n'a été touchée. A droite, une piste a répondu.

Nous avons mis en place un système de génération des signaux de commande afin d'optimiser la mise en temps des différents signaux, comme nous l'avons déjà dit le moment d'arrivée du T&H par rapport au signal physique doit être ajusté. Ensuite le système assure la génération des signaux logiques et la synchronisation avec le système d'acquisition.

2. Tests de cette nouvelle électronique.

Nous avons choisi dans un premier temps d'équiper une centaine de voies sur les détecteurs. Les pistes (les anodes du détecteur), dessinées sur le plancher du détecteur, sortent alternativement à gauche et à droite du détecteur, de telle sorte que les voies paires sortent d'un côté du détecteur et les voies impaires de l'autre côté. Nous avons choisi de chaîner trois circuits gassiplex de manière à équiper 48 voies paires et 48 voies impaires. Nous avons donc construit un circuit sur lequel se trouvaient trois circuits gassiplex et la connexion des pistes aux amplificateurs se faisait par l'intermédiaire de kaptons souples.

Une fois le système de commande du gassiplex opérationnel et les gassiplex connectés aux pistes du détecteur, nous avons commencé nos premiers tests. Il s'est très vite avéré que les amplificateurs étaient détruits les uns après les autres et qu'une protection électronique était nécessaire. Nous avons alors mis en place un circuit de protection dont le schéma est représenté sur la Figure IV.4. Ce circuit a été implanté sur les connecteurs souples en kaptan. D'autres circuits de protection ont été utilisés notamment en supprimant la résistance et/ou la première capacité.

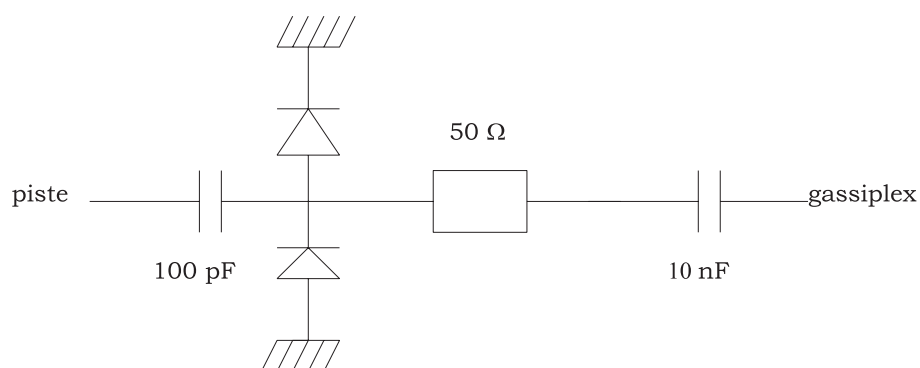


Figure IV.4 : Schéma électronique du circuit de protection des amplificateurs gassiplex.

3. Tests au laboratoire.

La mise en place de la protection ayant montré son efficacité, nous avons alors entrepris de faire de plus amples tests au laboratoire. Un problème se pose au laboratoire lorsque l'on utilise une simple source de ^{55}Fe car nous ne pouvons pas utiliser de système de déclenchement externe. En effet, si le photon X émis par la source était détecté dans un premier détecteur qui nous servirait de système de déclenchement, il disparaîtrait en se convertissant dans ce détecteur. Il faut donc utiliser une sortie rapide du signal de micromégas pour déclencher tout le système de commande. Nous avons alors utilisé un amplificateur rapide relié à la microgrille pour signaler la détection d'un photon X et mettre en route tout le système de commande du gassiplex. Le signal de mémorisation (T&H) pouvait arriver avec la bonne mise en temps par rapport au signal issu des pistes grâce au retard introduit par l'amplificateur et le circuit de mise en forme du gassiplex. Nous avons alors raccordé le système d'acquisition à la sortie des bus du gassiplex (un bus pour les voies paires et un autre pour les voies impaires). A partir de ce moment nos premiers tests ont réellement pu commencer. Les premières données ont été enregistrées et nous avons écrit un programme de lecture et d'analyse. La première étape consistait à décoder les données écrites dans un format bien particulier. Ensuite il fallait remettre en ordre les données afin de reconstruire le détecteur. A ce stade, nous possédions alors un détecteur équipé d'une centaine de voies d'électronique c'est à dire une bande de détection large de $96 \times 317 \mu\text{m}$ environ 30 mm et longue de 150 mm et nous étions capables de lire et réorganiser les données afin de reconstruire les événements survenant dans le détecteur.

Nous avons tout d'abord fait varier le champ de dérive régnant dans le détecteur. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II.C.6, une variation de ce champ entraîne une variation de la diffusion ce qui devrait se traduire par une variation du nombre de pistes ayant recueilli un signal. Nous voulions donc mettre en évidence le rôle de la diffusion dont les conséquences sont importantes sur la résolution spatiale du détecteur.

Pour ces tests nous avons utilisé un mélange d'argon et de DME à 10%. Ce mélange présente, comme nous l'avons indiqué dans le chapitre II, une courbe de diffusion très particulière puisque la diffusion augmente avec le champ électrique avant de passer par un maximum pour un champ de l'ordre de 1,7 kV/cm pour ensuite diminuer. En mesurant le nombre moyen de pistes touchées, nous avons pu reproduire la forme de la courbe (Figure IV.5) prédite par la simulation. Il est donc possible, et c'est très important, d'optimiser le nombre de pistes touchées en moyenne compte tenu des caractéristiques du détecteur (largeur de l'espace de conversion) et du pas des pistes.

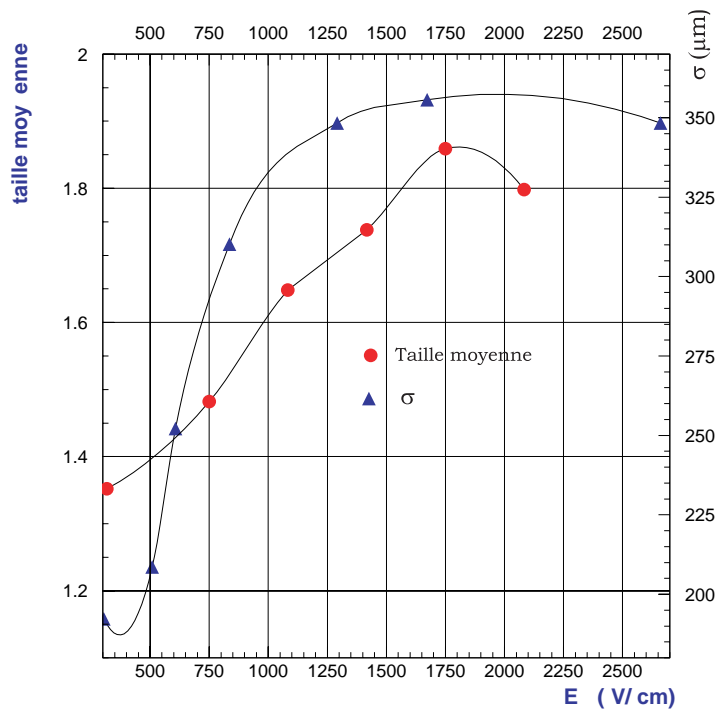


Figure IV.5 : Nombre moyen de pistes touchées et σ de la diffusion (calculé pour 1 cm de dérive) en fonction du champ électrique pour un mélange argon-DM E 10 % .

B. Description des dispositifs au CERN

Pour tester micromégas dans les conditions de fonctionnement d'une expérience, il est nécessaire de réaliser des tests en utilisant des faisceaux de particules. Nous avons dû, à de multiples reprises, réaliser des tests sur les lignes de faisceau du CERN à Genève. Les premiers tests ont été réalisés sur une ligne de faisceau du synchrotron à protons (PS) en n'équipant que quelques voies d'un détecteur d'amplificateurs de charge. Puis nous avons équipé de l'électronique gassiplex plusieurs détecteurs pour réaliser de nouveaux tests sur le PS et le SPS, le super synchrotron à protons. Au cours de ces tests, en collaboration avec l'équipe travaillant sur l'expérience COMPASS, nous avons

équipé des détecteurs micromégas d'amplificateurs rapides le MQS104A fabriqués par Lecroy et nous les avons soumis à de hauts flux de muons. Cette électronique rapide nous a notamment permis de mesurer la résolution temporelle de micromégas et aussi de valider la possibilité d'utiliser micromégas dans des expériences de physique de haute énergie utilisant des faisceaux intenses. Nous avons utilisé trois électroniques, deux amplificateurs de charges et un amplificateur plus rapide et deux systèmes d'acquisition pour lesquels il a fallu développer des codes de lectures et de traitement des données.

1. Description des lignes de faisceau.

Le laboratoire européen pour la physique des particules (CERN) dispose d'infrastructures exceptionnelles. Créé en 1954 par 12 pays fondateurs, ce laboratoire compte désormais 20 états membres. Des physiciens du monde entier y travaillent et le complexe des accélérateurs leur permet d'utiliser une très grande variété de faisceaux de particules tant dans la nature des particules du faisceau que dans ses caractéristiques: énergie, taille, luminosité. Le CERN dispose de 10 accélérateurs dont les principaux sont représentés sur la Figure IV.6. Le LHC (Large Hadron Collider) devrait remplacer dans quelques années le LEP (Large Electron Positron storage ring collider). Dans ce collisionneur circuleront des faisceaux de proton de 7 TeV. La fréquence des collisions sera de 40 MHz (les paquets du faisceau se rencontreront toutes les 25 ns) et la luminosité devrait atteindre $10^{34} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Ces paramètres encore jamais atteints entraînent pour les détecteurs de nouvelles contraintes concernant la résolution temporelle ou la résistance aux radiations. C'est dans ce cadre que de très nombreuses recherches sur les détecteurs ont eu lieu ces dernières années.

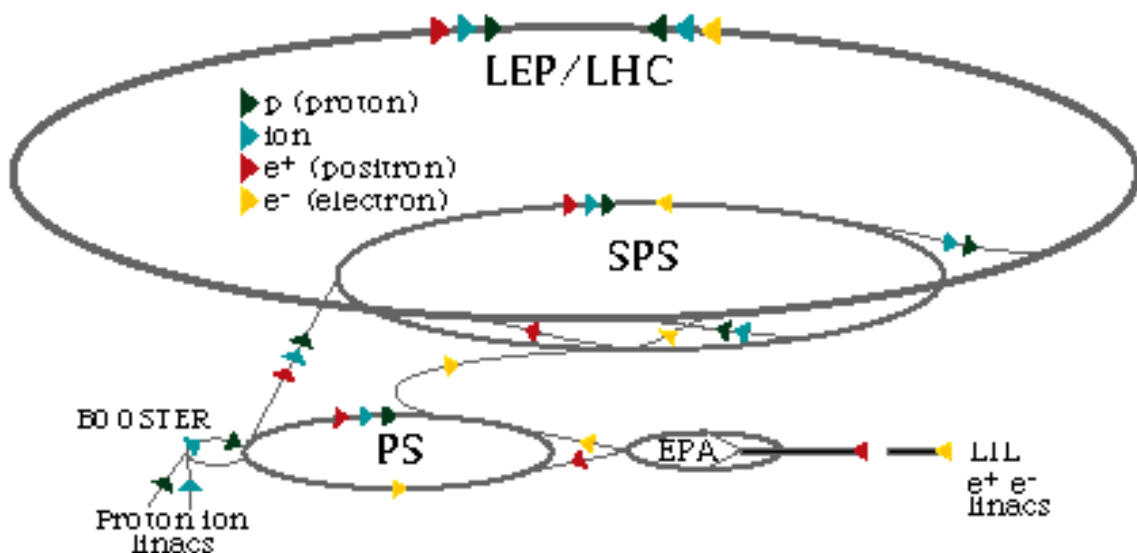


Figure IV.6 : Disposition des accélérateurs du C E R N .

Dans le cadre de nos tests, nous avons utilisé les faisceaux de protons des accélérateurs PS et SPS. Grâce à des extracteurs une partie du faisceau circulant dans les synchrotrons est prélevée et envoyée vers des lignes de faisceau que nous appelons des tangentes. Une cible se trouve sur ces lignes et permet la production de pions (π^+) et de kaons (K^+). Sur la tangente T9 du PS, il est ensuite possible de sélectionner le moment des particules grâce à de nombreux aimants. Il s'agit d'un faisceau de particules pulsé dont la durée d'un déversement est de 300 ms. Dans le cas de la ligne de faisceau M2 du SPS, une base de vol de 600 m de long permet la désintégration de ces particules en muons, ensuite un spectromètre permet la sélection des muons selon leur impulsion. Nous avons choisi des muons de 100 ou 180 GeV/c². Il est à noter que cette ligne de faisceau est optimisée pour produire des faisceaux à haut flux, de l'ordre de plusieurs milliers de muons par mm².s⁻¹, sur cette ligne de faisceau la durée du déversement est de 2 s. C'est sur cette ligne que l'expérience COMPASS devrait débiter courant 2001. Et cette expérience utilisera micromégas dans son trajectomètre.

2. Description de la mécanique du dispositif.

La disposition générale de nos tests était toujours la même :

- Le dispositif de déclenchement comportait des scintillateurs. Certains étaient placés en amont des détecteurs, d'autres en aval. Nous utilisions des scintillateurs de différentes tailles, notamment de petits scintillateurs (quelques centimètres carrés) afin de pouvoir sélectionner très précisément la position du passage des particules traversant les détecteurs. Les coïncidences entre les signaux issus de ces scintillateurs nous permettaient de sélectionner les événements. Nous définissions ainsi une zone d'intérêt dans les détecteurs micromégas. Ces signaux de coïncidence étaient ensuite utilisés pour déclencher les électroniques des différents détecteurs, notamment celle de micromégas et le système d'acquisition.
- Deux chambres à dérive, une placée en amont l'autre en aval des détecteurs, nous permettaient de reconstruire la trajectoire des particules avec une précision de l'ordre de 100 μm . Ces chambres nous permettaient de connaître cette position selon les axes X et Y perpendiculaires au faisceau. A partir de ces positions détectées, nous pouvions reconstruire la trajectoire des particules et connaître approximativement la position des particules dans les détecteurs micromégas.
- Au centre des deux systèmes précédents se trouvaient les détecteurs micromégas. Suivant le nombre de détecteurs utilisés le dispositif a évolué. Lors des premiers tests nous avons placé un unique détecteur au centre. Puis nous avons utilisé cinq détecteurs dont quatre étaient associés deux à deux, ils étaient disposés dos à dos et formaient ce que nous appelons un doublet (Figure IV.7). Nous avons opté (cf IV.C.5) pour cette disposition afin de déterminer rapidement et facilement la résolution. Une autre méthode consiste à utiliser l'ensemble des détecteurs afin de reconstruire la trajectoire des particules.

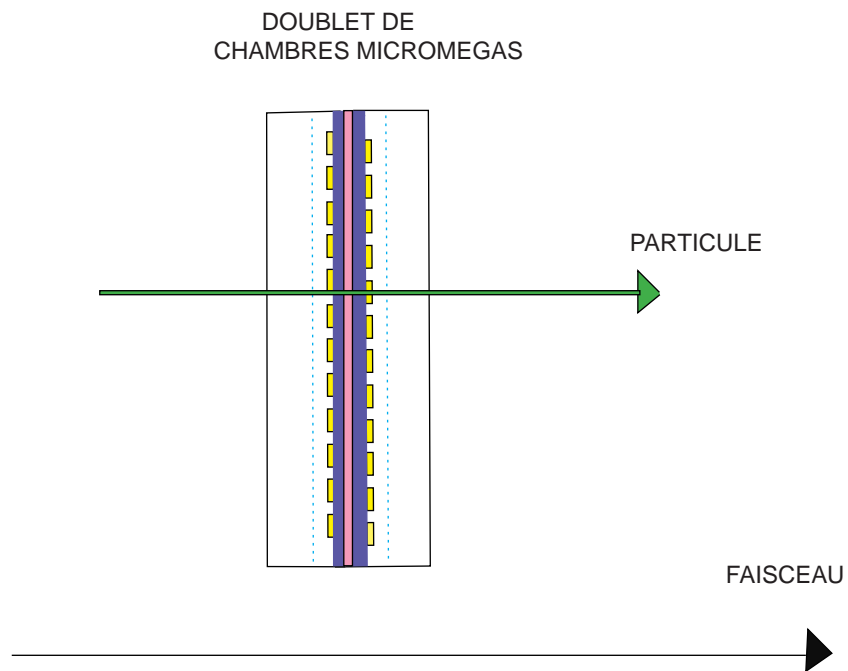


Figure IV.7 : Schéma d'un doublet de détecteurs micromégas.

Ces doublets se trouvaient placés dans le dispositif de manière à encadrer un détecteur fixé sur une plate-forme tournante, comme nous pouvons le voir sur la figure IV.8.

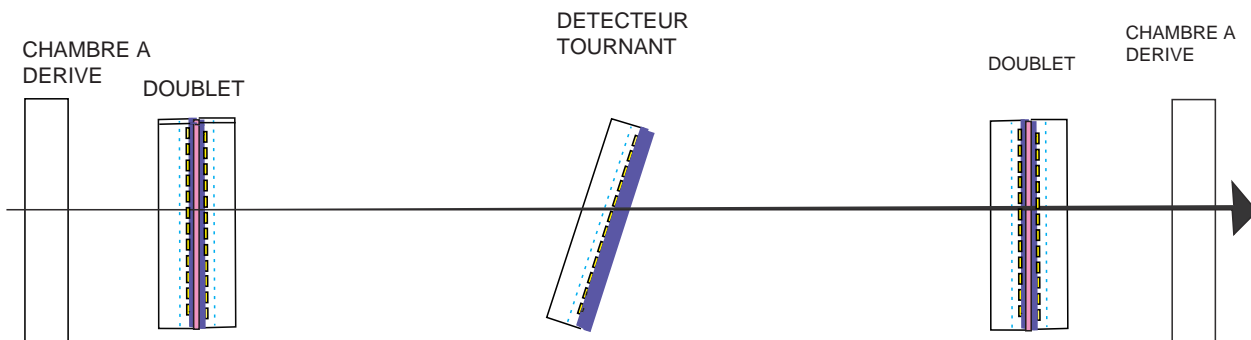


Figure IV.8 : Schéma de la disposition des chambres lors des tests en faisceau.

Ce détecteur central était prévu dans le cadre des études de la résolution spatiale et de l'efficacité de détection de micromégas lors du passage de particules inclinées [BARO].

3. Description des détecteurs utilisés.

Dans le cadre des tests en faisceau au CERN, nous avons utilisé des détecteurs aux caractéristiques différentes. D'une manière générale le pas des pistes étaient de 317,5 μm , ceci afin de faciliter la connectique de l'électronique sur le plancher du détecteur. La largeur de l'espace d'amplification était généralement de 100 μm . Cependant des tests utilisant un détecteur ayant un espace d'amplification large de 50 μm ont aussi été réalisés. L'espacement entre la microgrille et les pistes a été réalisé grâce aux microplots décrits dans le chapitre II. Nous avons utilisé des fibres pour assurer cet espacement uniquement lors du premier test en faisceau d'un détecteur. D'une façon standard la largeur de l'espace de conversion était pour tous les détecteurs de 3 mm. Pour une étude spécifique des effets de la réduction de l'espace de conversion nous avons réduit cette largeur à environ 1 mm.

4. Description des électroniques utilisées

Plusieurs amplificateurs ont été employés lors des tests en faisceau. Nous avons le plus souvent utilisé l'électronique gassiplex dont nous avons décrit le principe de fonctionnement. D'autres amplificateurs de charges et un amplificateur plus rapide ont aussi été utilisés.

a) Amplificateurs de charge

Lors de nos premiers tests au CERN, nous avons équipé une petite surface d'un détecteur de 24 amplificateurs de charge, ce qui représente une bande de 7,6x150 mm^2 . Ces amplificateurs ont été calibrés au laboratoire avant d'être utilisés. Un circuit d'injection analogue à celui représenté sur la Figure III.1 a été utilisé. Un changement de la capacité était bien sûr nécessaire puisque dans ce cas il fallait simuler la capacité entre une piste et la microgrille alors que précédemment il s'agissait de la capacité entre la microgrille et le plan d'anode. Cette mesure nous a permis de déterminer un coefficient de calibration relative entre les pistes et de mesurer un gain absolu de l'ordre de 1,8 V/pC.

b) Le gassiplex

Nous vous renvoyons à la description figurant au paragraphe A.

c) Lecroy MQS104

Ce circuit est conçu et optimisé pour être utilisé avec des chambres proportionnelles, il présente un fort gain (27 V/pC) et un circuit de mise en forme qui vise à supprimer le long signal ionique des chambres à dérive. Il s'agit d'un amplificateur beaucoup plus rapide que ceux que nous avons décrit précédemment puisqu'il présente un temps de montée de 10 ns et une réponse impulsionnelle large de 18 ns (FWHM).

Nous avons utilisé ce type d'amplificateur pour déterminer la résolution temporelle de micromégas. Cette électronique a aussi été utilisée lors des tests réalisés en collaboration avec le groupe de l'expérience COMPASS qui a effectué de nombreux tests en vue de l'intégration de micromégas dans cette expérience.

d) Description des systèmes d'acquisition

Lors de nos premiers tests nous avons utilisé une acquisition qui existait et qui était utilisée dans une précédente expérience (CERN RD30). Elle reposait sur un ordinateur macintosh. Celui-ci était relié à un châssis camac dans lequel se trouvait nos différents modules :

- Pour les deux chambres à dérive du dispositif expérimental décrit plus haut, des TDCs (Time-to-Digital Converter) nous permettaient de mesurer le temps entre le signal issu du système de déclenchement et le signal du passage de la particule dans le détecteur. On en déduit alors la position du passage de la particule dans le détecteur.
- Pour les détecteurs micromégas, des ADCs (Analog-to-Digital Converters) qui mesuraient le signal issu de chacune des pistes du détecteur.

Dans un deuxième temps, lorsque nous avons mis en place des tests d'une plus grande ampleur, nous avons développé un nouveau système d'acquisition reposant toujours sur un macintosh mais dont le programme d'acquisition a été écrit à l'aide d'un logiciel KMAX disponible commercialement. L'utilisation des gassiplex et la sortie série des signaux imposaient de nouvelles contraintes. Chaque sortie des bus des circuits gassiplex était connectée à une entrée d'un ADC et à chaque coup d'horloge la numérisation des signaux était réalisée. Il fallait ensuite aller lire très rapidement le signal mesuré par l'ADC entre deux coups d'horloge.

Dans les deux systèmes d'acquisition toutes les données (temps et charges) mesurées par les modules dans le châssis camac étaient lues par un microprocesseur résidant dans le châssis camac puis transférées à destination du disque dur de l'ordinateur. Aucune sélection et aucun traitement des données n'étaient réalisés ; toutes les données brutes étaient stockées.

C. Méthode de l'analyse

Un programme nous permettait de traiter rapidement les données et de produire des histogrammes de nombreux paramètres. On pouvait ainsi effectuer une analyse en ligne pendant la prise de données au CERN de s'assurer du bon fonctionnement des détecteurs et de leur positionnement dans le cœur du faisceau de particules. Ce programme était une première version du programme d'analyse que nous avons écrit et utilisé pour exploiter les données recueillies et pour mener à bien nos études.

Cette analyse s'est déroulée en plusieurs étapes et a permis de mieux comprendre le fonctionnement du détecteur et de caractériser les performances de micromégas notamment son efficacité de détection des particules au minimum d'ionisation et sa résolution spatiale.

1. Le piédestal

La première chose à faire dans toute analyse est de déterminer les caractéristiques du piédestal. Nous rappelons qu'il s'agit de caractériser le niveau continu présent à la sortie des amplificateurs en l'absence de signaux physiques. Cette valeur du piédestal répond à une certaine distribution caractérisée par une valeur moyenne et une variance. La plupart du temps cette distribution est gaussienne. Sa valeur moyenne correspond au niveau continu présent en sortie de l'amplificateur et sa variance caractérise le bruit électronique. Il faut donc pour chacune des voies, en sélectionnant les événements sans signaux physiques, ajuster une gaussienne sur la distribution. En mesurant le bruit électronique nous nous sommes aperçus que celui-ci était beaucoup plus important que celui mesuré au laboratoire. Une observation attentive à l'oscilloscope des signaux du bus de sortie du gassiplex en utilisant une grande base de temps a fait apparaître la présence d'une composante basse fréquence qui se superposait au niveau continu. Compte tenu de la période de cette composante basse fréquence et de la longueur des signaux du gassiplex sur le bus de sortie, nous pouvons considérer qu'à chaque signal issu du gassiplex se superpose un signal continu d'amplitude aléatoire (le signal basse fréquence et les signaux gassiplex étant décorrélés).

La Figure IV.9 présente la distribution du piédestal recueilli sur une voie. Une calibration est nécessaire pour faire correspondre à un nombre de canaux ADC un nombre d'électrons. Dans ce cas, la calibration est de 223 électrons par canal ADC. Une fois cette calibration effectuée le bruit mesuré était de 2800 électrons contre un bruit attendu aux environs de 1000 électrons.

Il est extrêmement important de diminuer au maximum le bruit électronique. Comme nous l'avons montré dans le chapitre II, les signaux produits par des particules au minimum d'ionisation sont très faibles et bien que le détecteur ait été sensible au passage d'une particule le signal en résultant peut se trouver noyé dans le bruit électronique.

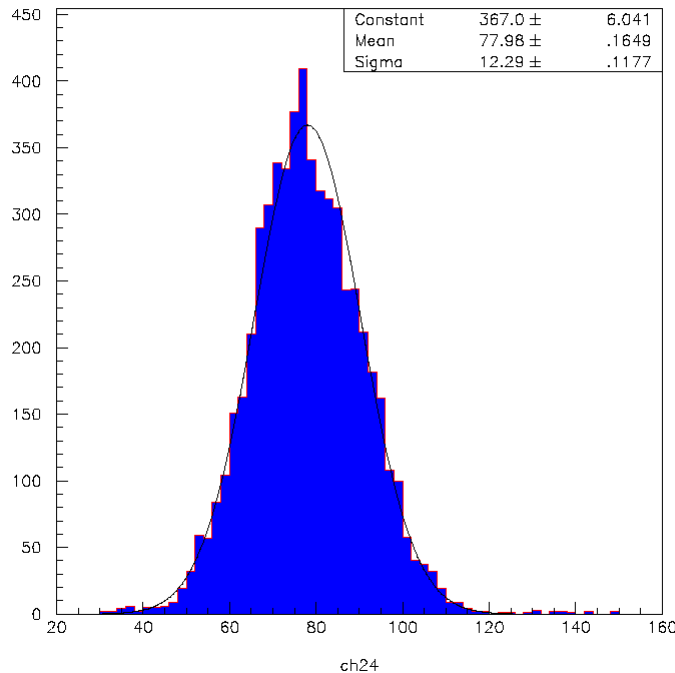


Figure IV.9 :P édestal avant correction du b bruit corré.

2. Le bruit corré

Nos efforts de blindage des détecteurs et les améliorations des liaisons à la masse de tout le matériel utilisé ont permis de réduire le bruit électronique mais il subsistait toujours une composante basse fréquence. Une étude plus approfondie de ce bruit nous a montré que chaque circuit gassiplex présentait une composante (un niveau continu à chaque événement) différente. Il n'existait aucune corrélation entre les circuits, même ceux qui étaient placés sur un même détecteur ne montraient aucune corrélation. Rappelons que chaque détecteur est équipé de deux circuits gassiplex (un pour les voies paires et un autre pour les voies impaires, placé de part et d'autre du détecteur). Ces circuits sont composés de trois puces que nous chaînons pour obtenir un bus de sortie comprenant 48 voies.

C'est uniquement sur chacun des bus de sortie des gassiplex que le niveau continu se superposait. Les 48 voies (correspond à 48 pistes paires ou impaires) comprises sur un bus gassiplex présentaient donc un même niveau continu qu'il fallait évaluer et éliminer.

3. Le traitement du bruit corré.

Nous pouvons voir sur la Figure IV.10 à gauche, la corrélation qui existe entre deux voies électroniques du même circuit gassiplex. Il est clair que cette franche corrélation peut être corrigée.

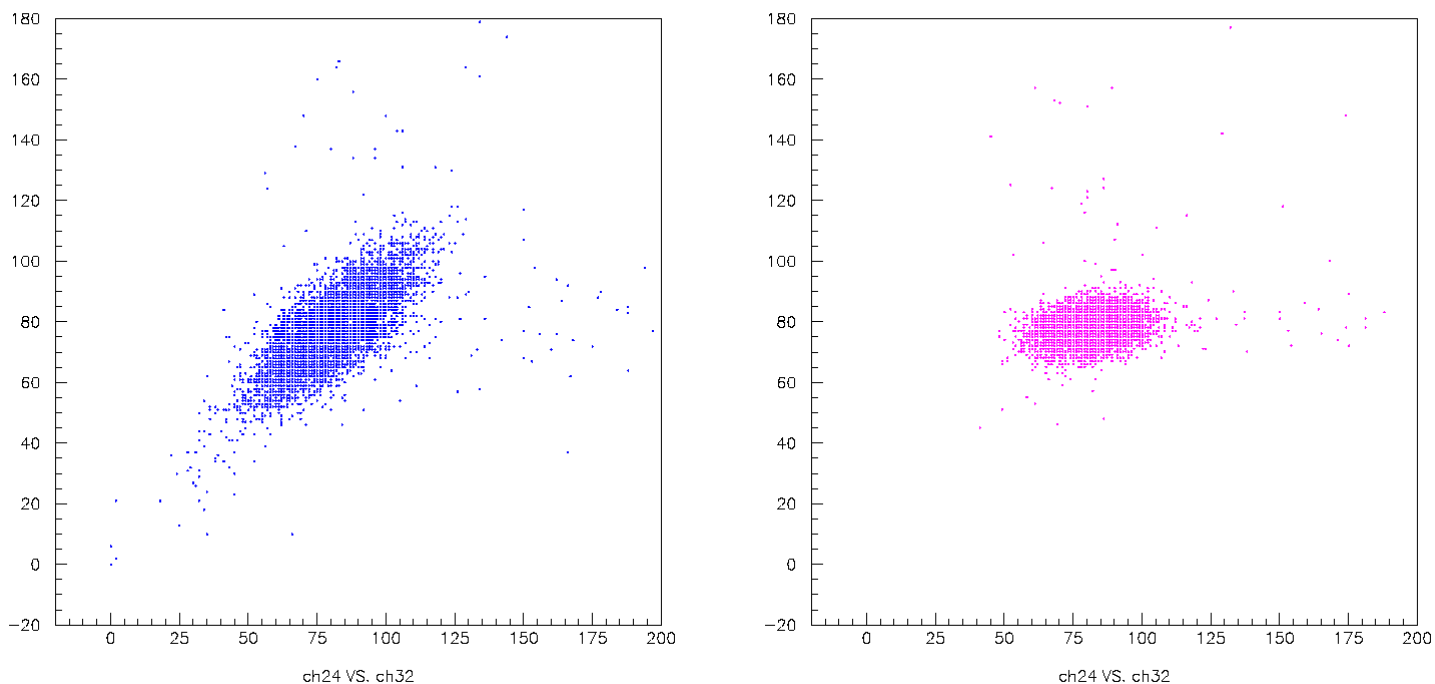


Figure IV.10 : Corrélation du bruit de deux voies avant (à gauche) et après (à droite) correction.

Plusieurs méthodes peuvent alors être utilisées pour déterminer à chaque événement la valeur du niveau continu.

Une méthode consiste, connaissant la valeur moyenne des piédestaux, à mesurer la différence entre la valeur du piédestal de l'événement et la valeur moyenne. Cette mesure est réalisée pour les voies parmi les 48 qui ne présentent pas de signal physique et on moyenne cette valeur. On détermine ainsi une valeur moyenne du niveau continu.

Une autre méthode, celle que nous avons utilisée, consiste à prendre une voie de référence et déterminer la valeur du niveau continu à chaque événement en mesurant la différence entre la valeur moyenne du piédestal de cette voie et la valeur mesurée pour cet événement. Il faut dans ce cas prendre garde d'utiliser une voie rarement touchée, une voie en dehors du faisceau et de supprimer les quelques événements où un signal physique a été recueilli sur cette voie.

Dans ce cas, plusieurs opérations de traitement sont alors nécessaires ; la première consiste à déterminer pour chacune des voies la valeur moyenne du piédestal et sa variance. Ensuite nous utilisons la valeur moyenne calculée pour notre voie de référence pour déterminer la valeur du niveau continu à chaque événement. Nous soustrayons ou ajoutons cette valeur aux 47 autres voies du circuit. Cette opération est effectuée pour chacune des deux cartes des détecteurs. Nous obtenons alors pour

chacune des voies et pour chaque événement des données corrigées du bruit électronique provenant de la composante basse fréquence.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure IV.10 de droite cette correction du bruit a fait disparaître la corrélation qui existait entre deux voies du même circuit gassiplex. Sur la Figure IV.11 nous constatons que la correction du bruit corrélé a considérablement réduit la largeur de la distribution des piédestaux, nous retrouvons les niveaux de bruit que nous avons observé au laboratoire aux environs de 1000 électrons.

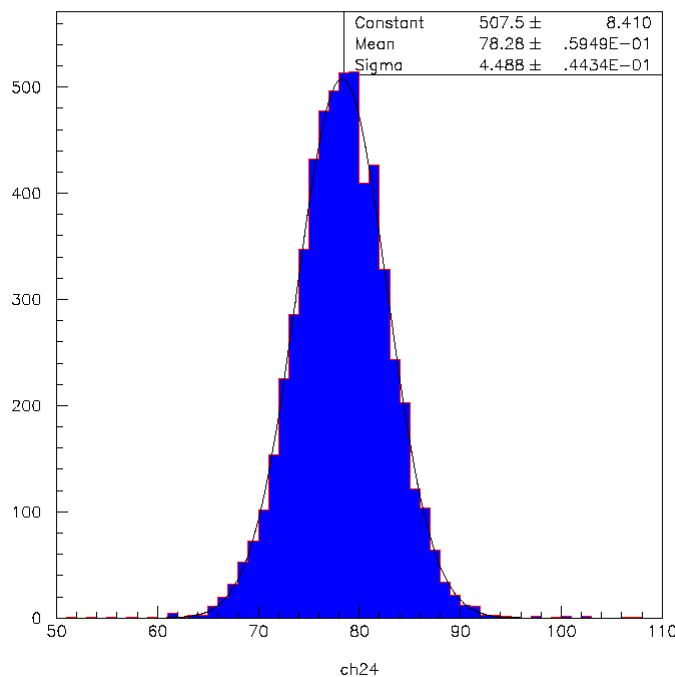


Figure IV.11 : Piédestal après correction du bruit corrélé.

Une fois ce traitement du bruit corrélé effectué nous pouvons alors commencer l'analyse des événements physiques.

La valeur moyenne qui caractérise la distribution des piédestaux correspond comme nous l'avons dit à un niveau continu qui apparaît en sortie de l'amplificateur de chacune des voies électroniques. Pour atteindre la valeur significative des signaux, il faut donc soustraire cette valeur à tous les événements. Après ce nouveau traitement des données nous devons observer, si l'on regarde l'histogramme des données mesurées sur une voie, la distribution de la charge recueillie sur cette voie. Celle-ci présentera un pic centré à 0 qui correspond aux piédestaux et une certaine distribution de charge correspondant aux événements où une particule a été détectée.

4. Le traitement des signaux des pistes.

Pour chaque événement sélectionné par le système de déclenchement, nous enregistrons les données mesurées sur toutes les voies des détecteurs. Une fois ces données traitées, il reste à déterminer si une particule a été détectée et dans ce cas quelle est la position mesurée. Pour déterminer si une piste a recueilli un signal physique lors d'un événement nous regardons qu'elle a été la charge mesurée. Connaissant le bruit électronique que présente cette voie, caractérisée par un certain écart-type, nous imposons une coupure à 2,5 écart-type pour déterminer si oui ou non il s'agit d'un événement physique ou simplement d'une fluctuation du bruit. L'ensemble des pistes adjacentes ayant recueilli un signal au-dessus de ce seuil est appelé un amas.

Pour cet amas, nous sommions les charges recueillies sur les pistes et obtenons ainsi la charge recueillie dans le détecteur pour chaque événement.

A partir de ce groupe de pistes, chacune ayant recueilli une certaine charge, nous allons déterminer la position du passage de la particule dans le détecteur. Pour ce faire plusieurs méthodes existent [LAU]. Nous en citerons simplement quelques unes :

- La méthode du calcul d'un barycentre dont la pondération repose sur la charge collectée sur chacune des pistes.

$$X = p \frac{\sum_{i=1}^n x_i Q_i}{\sum_{i=1}^n Q_i}$$

où p est le pas des pistes et x_i est le numéro de la piste et Q_i est la charge de la piste.

- Une méthode utilise un rapports entre les trois plus grandes charges de l'amas tel que :

$$X = \frac{p}{2} \frac{(Q_2 - Q_3)}{(Q_1 - Q_3)} \quad Q_1 > Q_2 > Q_3$$

- Il est aussi possible d'ajuster une gaussienne ou une lorentzienne sur le profil de la charge à chaque événement.

Pour chaque type de détecteur et pour chaque géométrie certaines méthodes permettront d'obtenir une plus grande précision dans la détermination de la position. Chaque méthode est bien sur entachée d'une erreur systématique qu'il est possible de corriger au cours d'une expérience.

Après avoir essayé plusieurs méthodes et compte tenu de la taille des amas mesurée, nous avons privilégié la méthode du centre de gravité pour déterminer la position en utilisant la charge collectée sur chaque piste comme poids dans le calcul du barycentre.

5. La méthode de détermination de la résolution spatiale

Une fois la position reconstruite dans chacun des détecteurs comme nous venons de l'expliquer, la résolution des détecteurs peut être calculée. Pour ce faire une méthode habituelle consiste, lorsque l'on dispose de plusieurs détecteurs, à ajuster une droite grâce aux différents points mesurés dans les détecteurs. On définit ainsi ce que l'on appelle une trace. On calcule ensuite le résidu entre la position reconstruite et la position mesurée dans un détecteur. Le sigma de l'ajustement d'une gaussienne sur la distribution obtenue est la convolution de la résolution en position du détecteur et de la résolution en position de la trace. Cette dernière est particulièrement affectée par la diffusion multiple intervenant dans les détecteurs et limite la précision de la mesure de la résolution spatiale. Pour s'en affranchir nous avons adopté une disposition en doublet.

Les deux détecteurs qui composent le doublet sont très proches, ils sont dos à dos. Les effets de la diffusion multiple sont ainsi réduits ainsi que ceux dus à la divergence du faisceau. Nous pouvons donc ne pas tenir compte de l'angle d'incidence des particules qui est très petit et la trajectoire des particules ne sera que très faiblement influencée par la diffusion multiple compte tenu du petit bras de levier. Nous pouvons alors, pour déterminer la résolution spatiale des détecteurs, soustraire les positions mesurées par l'un et l'autre des détecteurs constituant le doublet. En admettant que les deux détecteurs ont la même résolution spatiale, la résolution spatiale d'un détecteur est égale à l'écart type de la différence divisée par racine de deux.

D. Présentation des résultats

Nous présenterons les principaux résultats que nous avons obtenus lors des tests en faisceau. Nous étudierons la distribution de la charge mesurée par les détecteurs, ces distributions étant les premiers signes du bon fonctionnement des détecteurs. Nous étudierons ensuite les distributions du nombre de pistes ayant mesuré un signal au-dessus du piédestal. Ces deux distributions nous permettront de déterminer l'efficacité de détection de micromégas ainsi que la résolution spatiale de ce détecteur.

Les résultats obtenus en utilisant différents mélanges ont été comparés. Nous avons utilisé l'argon comme base du mélange gazeux, les différents quencheurs utilisées étaient l'isobutane, le DME et le cyclohexane. Une petite proportion de CF_4 a parfois été ajoutée à ces mélanges, notamment pour améliorer la résolution en temps.

1. La distribution en charge

Une des premières distributions que nous regardons lors des tests en faisceau est la distribution de la charge mesurée par le détecteur. Rappelons qu'il s'agit de la charge contenue dans un amas. Dans le cas où plusieurs amas sont détectés dans le même événement, nous avons retenu l'amas contenant la plus grande charge. Celle-ci, lorsque le gain est faible, est très proche du pic du piédestal. Comme le montre le premier histogramme de la Figure IV.12 pour un mélange argon-isobutane 6%, elle se détache progressivement du bruit lorsque l'on augmente la tension d'amplification. Sur cette figure nous avons augmenté entre chaque distribution la tension d'amplification de 5 V.

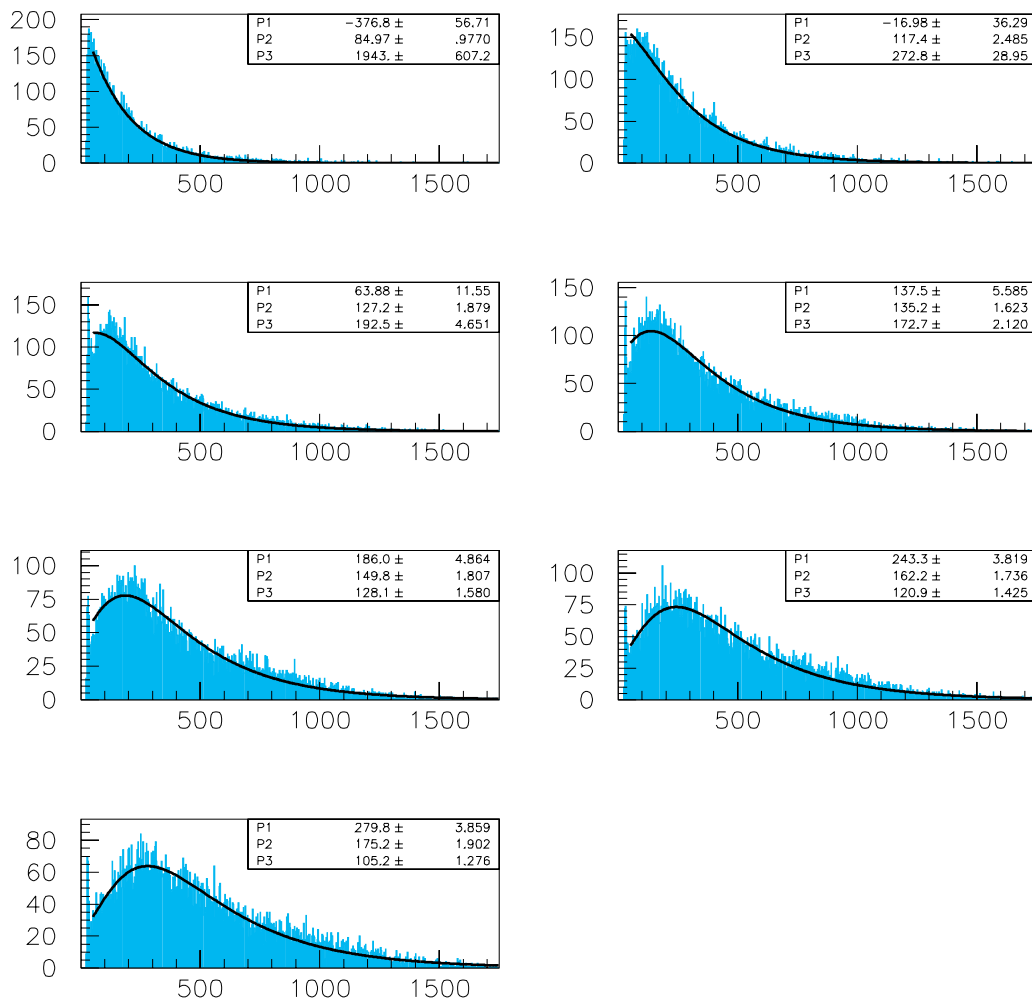


Figure IV.12 : Distribution de la charge mesurée pour un mélange argon-isobutane 6% et des gains compris entre quelques centaines et 6000.

La valeur du gain varie entre environ 800 pour la première figure et 6000 pour la dernière. L'augmentation du gain va permettre d'obtenir un rapport signal sur bruit plus favorable et de voir la distribution de la charge très nettement décollée du bruit. Nous obtenons ainsi un rapport signal sur bruit de 28 pour un gain de 6000 (Figure IV.13). Nous rappelons que le rapport signal sur bruit est calculé en déterminant la valeur du pic de la distribution de Landau grâce à un ajustement que l'on divise par la valeur du bruit, qui est d'environ 10 canaux d'ADC.

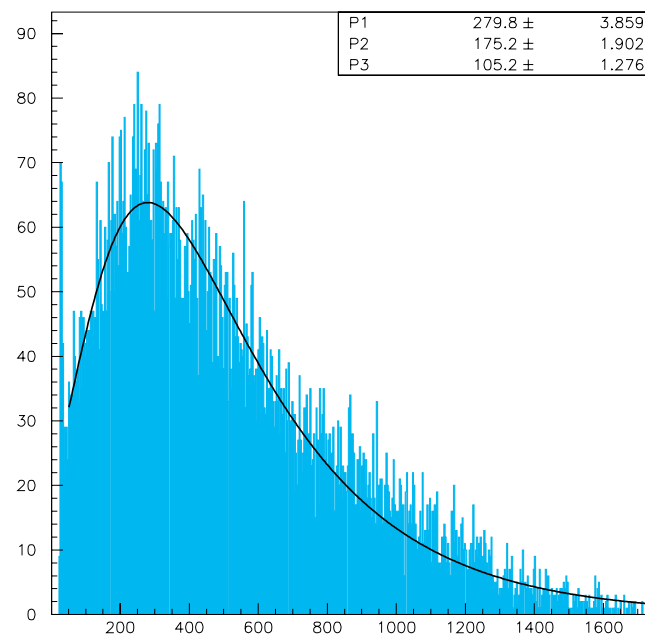


Figure IV.13 : Distribution de la charge mesurée pour un mélange argon- isob utane 6%

Cette même étude de la distribution de la charge mesurée a été réalisée pour plusieurs mélanges gazeux. Dans tous les cas nous nous sommes placés à la tension correspondant au début des claquages dans le détecteur. Nous pouvons voir (Figure IV.13,14,15) les distributions en charges obtenues avec un mélange argon-isobutane 6%, argon-DME 10% et argon-cyclohexane 6%. Les performances de ces différents mélanges gazeux sont très différentes. Comme nous l'avons vu, le rapport signal sur bruit atteint 28 pour un mélange argon-isobutane 6%, il n'est que de 17 pour un mélange argon-DME 10%. De bien meilleures performances ont été obtenues en utilisant un mélange argon-cyclohexane où nous avons observé un rapport signal sur bruit dépassant 50.

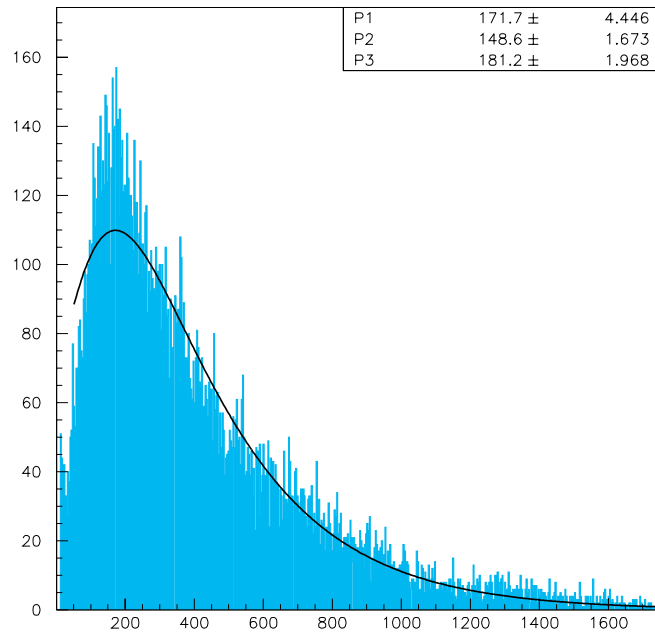


Figure IV.14 : Distribution de la charge mesurée pour un mélange Argon-DM E 10 %

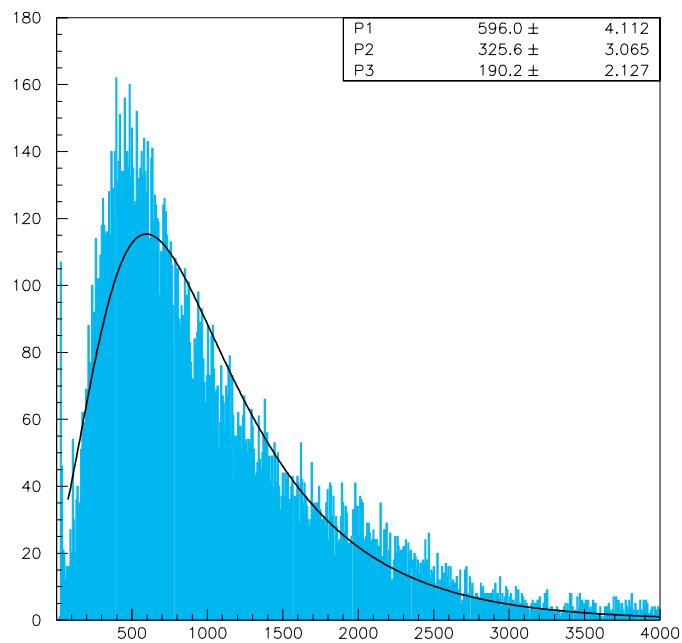


Figure IV.15 : Distribution de la charge mesurée pour un mélange argon-cyclohexane 6%

Au vu des distributions en charges obtenues avec micromégas, nous pouvons remarquer qu'elles sont conformes aux distributions théoriques (Figure II.4). Le fait que nous puissions observer une très bonne séparation entre le bruit et les signaux physiques, même les plus faibles, nous indique une très bonne efficacité de détection sur laquelle nous reviendrons plus loin.

Des modifications, en cours d'expérience, de la largeur de l'espace de conversion d'un détecteur nous ont permis d'étudier le fonctionnement d'un détecteur dont l'espace de conversion était réduit à environ 1 mm. Nous avons mesuré la distribution en charge recueillie dans ces conditions. Il est clair que dans le deuxième cas, comme la simulation l'a montré (cf II.B.6), le dépôt d'énergie de la particule incidente est très faible et ne nous permet pas, avec un mélange argon-isobutane et à pression atmosphérique, d'obtenir un bon rapport signal sur bruit. La conséquence est une perte d'efficacité de détection, les petites charges ne pouvant être séparées du bruit électronique.

Les histogrammes de la Figure IV. 16 montrent la distribution en charge mesurée dans les deux configurations (3 mm et 1 mm de largeur pour l'espace de conversion) et pour une même tension d'amplification c'est à dire un même gain. Ce que l'on observe est donc la diminution de la charge déposée dans l'espace de conversion.

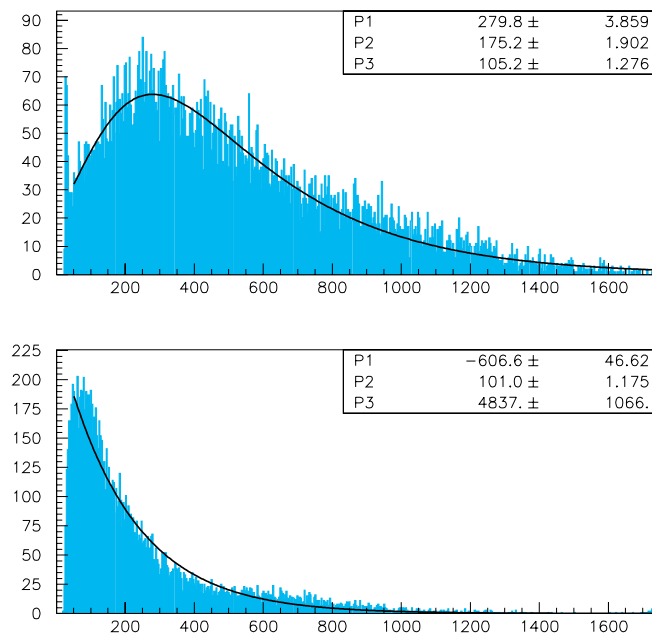


Figure IV. 16 : Distribution de la charge mesurée pour une largeur de l'espace de conversion de 3 mm (histogramme du haut) et 1 mm (histogramme du bas) et avec un mélange argon- isobutane 6% et une même tension d'amplification.

2. La distribution de la taille des amas.

La taille des amas, c'est à dire le nombre de pistes adjacentes ayant recueillies une charge supérieure à 2,5 écarts type du bruit lors d'un événement, dépend de plusieurs paramètres. Bien sûr, cette taille dépend directement de la largeur et du pas des pistes de lecture que nous utilisons. Pour les tests en faisceau, le pas est de 317,5 μm et la largeur des pistes de 250 μm .

Nous montrerons quels sont les effets du gain, d'un changement de mélange, du choix du quencheur et de sa proportion, de la réduction de l'espace de conversion et de l'angle d'incidence des particules sur la taille des amas.

Typiquement la distribution de la taille des amas aura la forme représentée sur la Figure IV.17 et les erreurs sur la valeur moyenne sont de l'ordre de 0,1 piste.

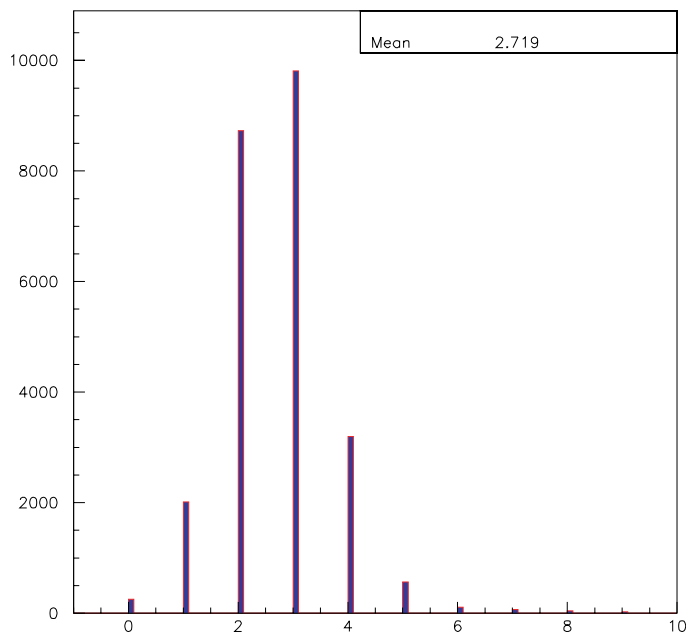


Figure IV.17 : Distribution typique de la taille des amas mélange argon-dme 10 % .

a) L'effet du gain

Il est clair que le fait d'augmenter le gain de fonctionnement du détecteur va augmenter le nombre de pistes dont le signal sera supérieur au bruit. Il s'agit dans ce cas d'un simple effet de passage au seuil. Nous avons mesuré avec tous les mélanges gazeux que nous avons utilisés une augmentation linéaire de la taille des amas avec la tension.

La Figure IV.18 présente cette évolution pour le cas du mélange argon-isobutane 6% et sur la Figure IV.20 pour le mélange argon-cyclohexane 6%. Dans ce dernier cas, l'évolution irrégulière de la taille des amas en fonction de la tension d'amplification est due à des fluctuations de température du cyclohexane liquide que nous utilisons pour composer le mélange gazeux, ce qui revient à modifier la proportion du cyclohexane gazeux dans le mélange (cf Chapitre II).

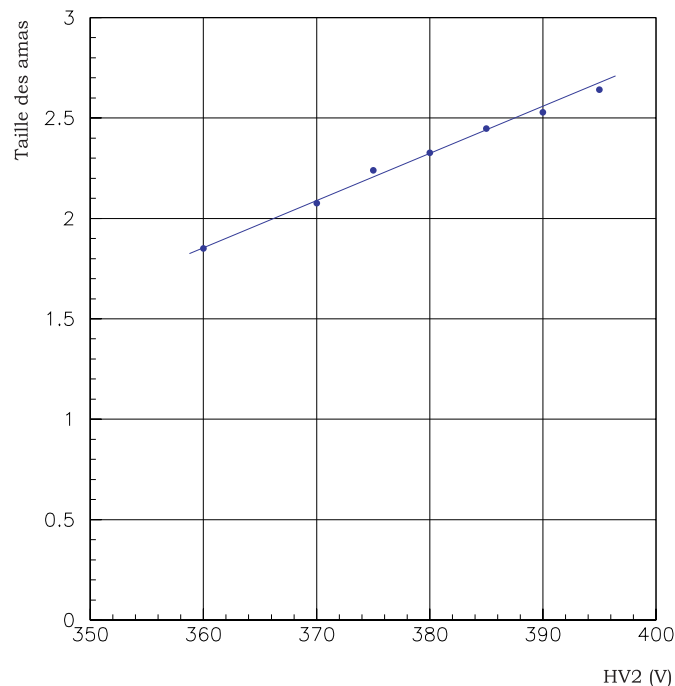


Figure IV.18 : Evolution de la taille des amas en fonction de la tension d'amplification, mélange argon- isob utane 6%

b) L'effet de la diffusion dû à un changement du mélange

D'une manière générale l'augmentation de la proportion de quencheur a pour effet de diminuer la diffusion pour un champ de dérive donné. La diffusion étant plus faible, nous nous attendons à une diminution de la taille moyenne des amas.

Nous avons réalisé des tests utilisant une proportion de 2, 4 et 7% d'isobutane dans de l'argon (Figure IV.19). Ces mesures montrent très clairement cet effet et correspondent à une baisse de la diffusion de 10% entre les différentes concentrations.

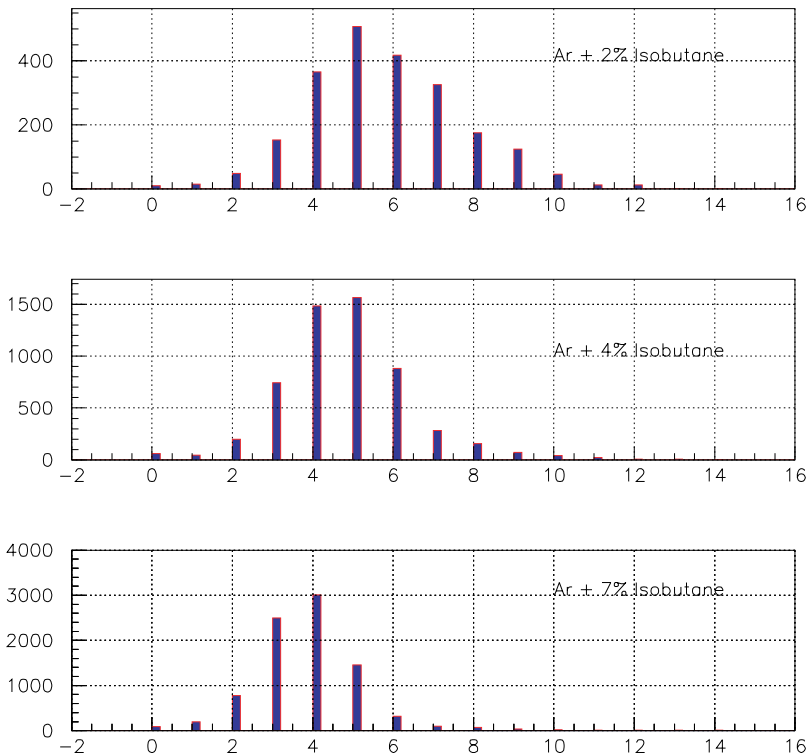


Figure IV.19 : Taille des amas pour un même gain et un mélange argon isobutane à des concentrations de 2% , 4 % et 7% .

c) L'effet de la réduction de l'espace de conversion

La réduction de la largeur de l'espace de conversion (de 3 à 1 mm) d'un détecteur a eu pour conséquence une diminution de la taille moyenne des amas (Figure IV.20). Rappelons que la diffusion varie comme la racine de la distance. Cette diminution de la taille moyenne des amas s'explique par une longueur de diffusion plus courte dans le gaz, les électrons vont donc moins diffuser et toucher moins de pistes.

Un autre paramètre entre en jeu, le nombre d'électrons produits étant plus faible, l'effet de seuil existant dans la validation de la réponse d'une piste va influencer le calcul de la taille des amas.

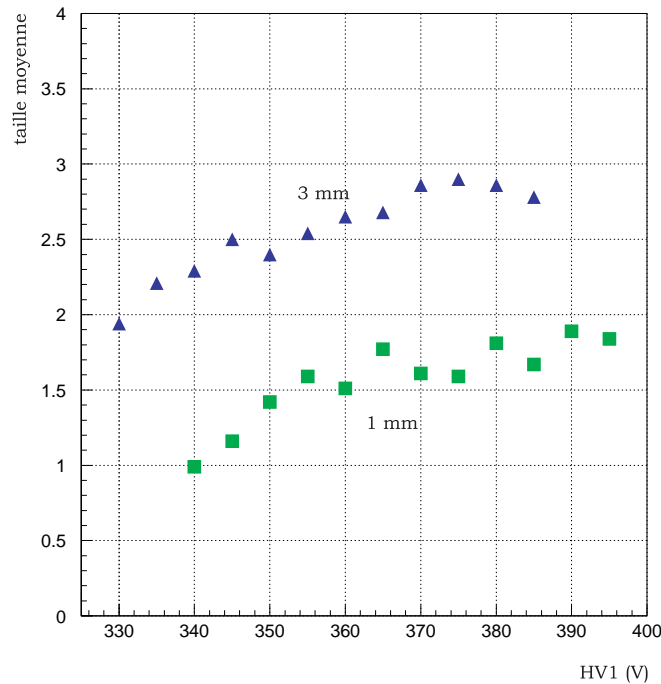


Figure IV.20 : Taille moyenne des amas en fonction de la tension amplification, mélange argon-cyclohexane 6% .

d) L'effet de l'angle sur la distribution de la taille des amas.

Nous avons utilisé une chambre pivotante au milieu de notre dispositif de tests, ceci afin de tester la réponse de micromégas lorsque les particules le traversent non plus perpendiculairement mais avec un certain angle par rapport à la perpendiculaire. Plusieurs effets ont alors lieu. On note une augmentation de la charge déposée par la particule incidente car la particule parcourt un plus long trajet dans le détecteur donc dépose plus d'énergie. Mais cette charge au lieu d'être déposée face à une piste sera, compte tenu de l'angle d'inclinaison de la chambre par rapport au faisceau, déposée en face de plusieurs pistes. Nous nous attendons donc à voir un déplacement de la distribution de la taille des amas vers des tailles plus grandes. Ceci peut se vérifier sur la Figure IV.21 où la distribution de la taille des amas a été tracée pour un mélange argon-dme 10% et pour des angles allant de 0° à 40°. Nous pouvons aussi remarquer une déformation de la distribution. En effet la charge déposée qui augmente de 30% pour un angle de 40° va se répartir sur un nombre plus important de pistes et en moyenne chaque piste reçoit moins de signal. Dans certains cas ce signal n'est pas suffisant pour sortir du bruit et un effet de seuil entre en jeu. Même si des tailles d'amas plus importantes sont observées, la distribution ne suit plus une distribution de poisson et les amas de taille 1 vont devenir les plus nombreux. Nous mesurons aussi aux angles supérieurs à 30° une augmentation de la proportion des événements où une

particule a traversé le détecteur et où aucun signal n'a été détecté dans micromégas. Ceci entraîne une légère baisse de l'efficacité de détection de micromégas.

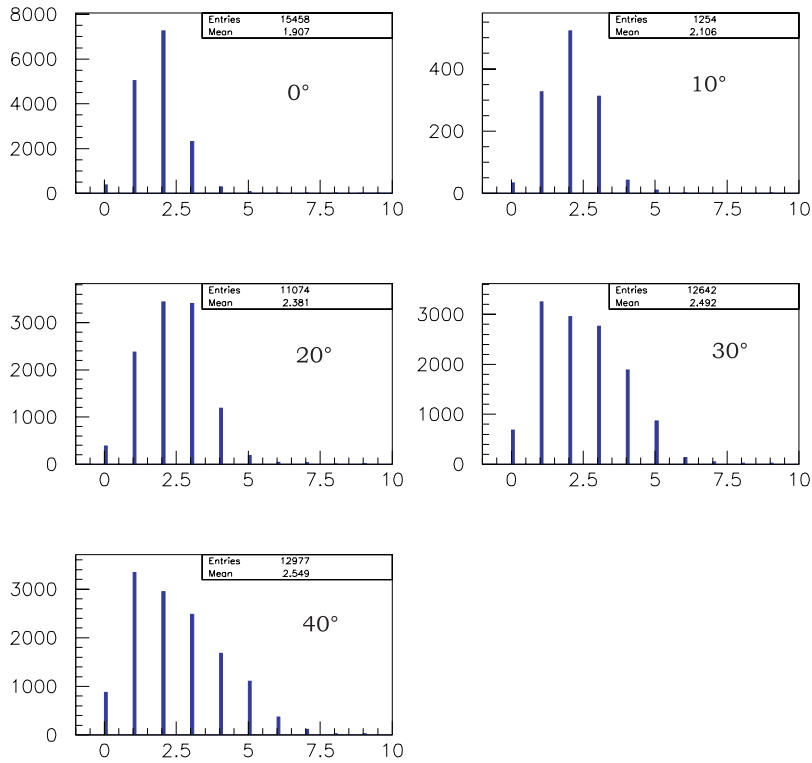


Figure IV.21 : T aille des amas en fonction de l'angle des traces.

e) Conclusion

Plusieurs paramètres participent à la détermination de la distribution de la taille des amas. Il y a des paramètres géométriques : les plus importants étant la largeur et le pas des pistes. L'effet est dans ce cas évident le nuage d'électrons a une certaine taille à l'entrée de l'espace d'amplification et se répartit sur les pistes. Plus le pas est petit et plus le nombre de pistes touchées est important. Le deuxième concerne la largeur de l'espace de conversion, une diminution de cette largeur entraînera une baisse de la diffusion des électrons (celle-ci varie comme la racine carrée de la distance).

Dans le cas des détecteurs ayant 3 mm d'espace de conversion, la modification de la composition du mélange gazeux, que cela soit un changement de la proportion du quencheur ou un changement du quencheur, va modifier les propriétés de transport des électrons (notamment la diffusion). Nous pouvons, en modifiant la composition du mélange et en ajustant le champ de dérive, régler l'écart type de la diffusion et de cette

manière régler le nombre de pistes touchées. Nous pouvons donc optimiser cette grandeur pour obtenir les meilleures performances en terme d'occupation et de résolution spatiale.

Afin d'optimiser la résolution spatiale, il est préférable de travailler en utilisant le mélange gazeux présentant la plus faible diffusion. Il reste néanmoins une limitation liée au pas des pistes : il est nécessaire pour pouvoir reconstruire une position de disposer d'événements où plusieurs pistes ont été touchées afin de pouvoir calculer un centroïde, l'optimum se trouvant entre 2 et 3 pistes touchées.

Compte tenu du pas des pistes (317,5 μm) et afin de conserver plusieurs pistes touchées, nous ne pouvons pas utiliser de mélange gazeux à faible diffusion.

Nous avons aussi vu que l'angle d'incidence des particules traversant le détecteur a plusieurs effets. On note une modification non seulement de la valeur moyenne de la taille des amas mais aussi de la forme de la distribution de cette grandeur.

3. L'efficacité.

a) Les causes de l'inefficacité.

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre II, le dépôt d'énergie d'une particule dans 3 mm est très faible, le nombre le plus probable d'électrons produits étant d'une dizaine. Il s'agit donc d'un signal très faible et très difficile à détecter qui rend nécessaire l'utilisation d'une électronique bas-bruit. Plus le bruit sera faible et plus le plateau d'efficacité sera long. En effet, le détecteur pourra fonctionner à un gain modéré en étant totalement efficace. Le fonctionnement du détecteur sera plus confortable et le nombre de claquages sera d'autant plus réduit que le gain sera faible. On voit donc toute l'importance du travail qui doit être mené pour réduire le bruit électronique et pour blinder la chaîne de détection contre les parasites.

Le signal physique issu du détecteur micromégas a une durée comprise entre 60 et 100 ns (suivant le gaz utilisé la migration des ions est plus ou moins rapide). Si le temps d'intégration de l'amplificateur est trop faible, une partie du signal ne sera pas prise en compte, il s'agit du déficit balistique. Ceci va diminuer le rapport signal sur bruit et la mesure de l'efficacité s'en trouvera affectée.

Nous avons pu comparer l'efficacité de détection mesurée en utilisant l'électronique gassiplex et l'électronique rapide MQS 104A (Figure IV.22). Le niveau de bruit dû à cette électronique rapide est trois fois plus élevé que celui des gassiplex et tend à diminuer le rapport signal sur bruit.

Compte tenu du déficit balistique et du niveau de bruit important, il a été très difficile d'obtenir une pleine efficacité de détection avec cette électronique rapide. Une nouvelle électronique a été développée dans le cadre de l'expérience COMPASS [ABBO] ; une optimisation du temps d'intégration ainsi qu'une minimisation du bruit électronique a permis d'obtenir de bien meilleures performances.

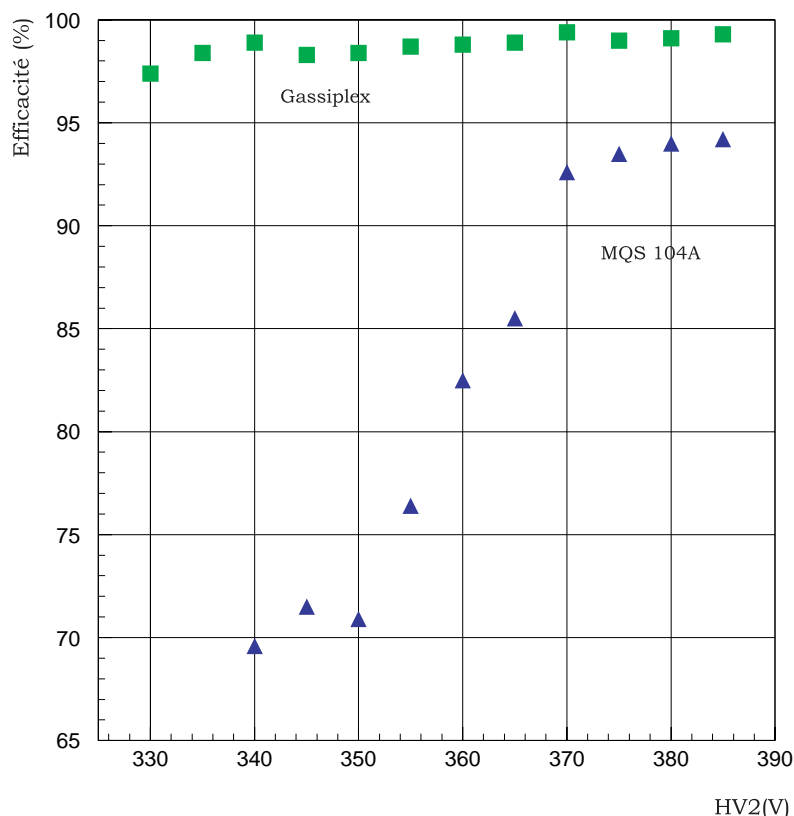


Figure IV.22 : E f f i c a c i t é d e d é t e c t i o n m e s u r é e a v e c u n d é t e c t e u r é q u i p é d ' u n e é l e c t r o n i q u e g a s s i p l e x e t u n d é t e c t e u r é q u i p é d e s a m p l i f i c a t e u r s M Q S 1 0 4 A p o u r u n m é l a n g e a r g o n - c y c l o h e x a n e 8 % .

Une réduction de la largeur de l'espace de conversion peut entraîner une baisse de l'efficacité de détection du détecteur. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, la réduction de la largeur de l'espace à un millimètre entraîne une très forte baisse de la charge déposée par la particule incidente dans le détecteur. Certaines particules traverseront le détecteur sans interagir dans le mélange gazeux. La Figure IV.26 présente les courbes d'efficacité mesurées en utilisant un détecteur avec un espace de conversion large de 3 mm et ensuite réduit à environ 1 mm. On remarque qu'il est nécessaire d'imposer une tension amplificatrice plus importante avant d'atteindre un plateau. La baisse du nombre d'électrons produits dans l'espace de conversion doit être compensée par un gain plus important dans l'espace d'amplification pour que le détecteur soit efficace. De plus le plateau d'efficacité est voisin de 94%, l'inefficacité correspondant aux particules ayant traversées le détecteur sans interagir.

Une autre source d'inefficacité provient des supports utilisés pour maintenir l'espacement entre la microgrille et le plancher du détecteur. Lors des premiers tests, nous avons utilisé un détecteur dans lequel des fibres de quartz de 100 µm de diamètre assuraient l'espacement. Les fibres représentaient une zone morte et le fonctionnement

du détecteur autour de ces fibres était perturbé. Compte tenu de la surface de ces fibres par rapport à la surface active du détecteur, elles n'étaient la cause que d'une très faible inefficacité qu'il a été difficile de mettre en évidence. En sélectionnant les évènements pour lesquels le détecteur a été inefficace, nous avons représenté sur la Figure IV.23, un histogramme des zones inefficaces dans le détecteur en fonction de la coordonnée perpendiculaire aux fibres de quartz. Nous pouvons voir que les zones inefficaces se trouvent autour des fibres qui étaient disposées environ tous les trois millimètres.

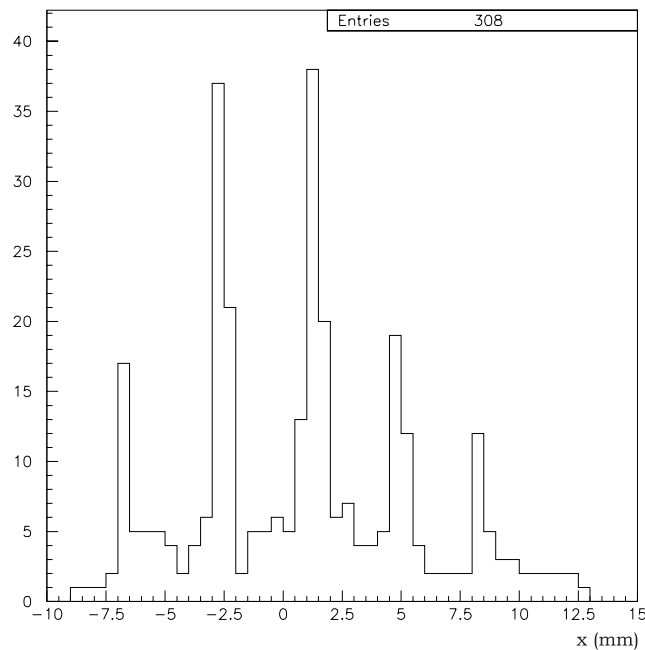


Figure IV.23 : Localisation des événements pour lesquels le détecteur est inefficace en fonction de la coordonnée x perpendiculaire aux fibres.

Lorsque nous avons utilisé des microplots pour assurer l'espacement entre la microgrille et le plancher, la surface morte et la zone perturbée s'est notablement réduite et nous n'avons pas pu mettre en évidence une baisse d'efficacité autour des microplots. Nous avons simplement remarqué une baisse de la charge moyenne recueillie sur les pistes où les microplots étaient déposés [BARO].

En résumé, plusieurs éléments permettent d'expliquer les inefficacités d'un détecteur gazeux. Premièrement, le dépôt de charge d'une particule ionisante dans le détecteur est un processus répondant à la statistique de Landau (cf II.B.5) ; lorsqu'on réduit la largeur de l'espace de conversion, la baisse du nombre d'électrons créés dans l'espace de conversion va entraîner une baisse de l'efficacité de détection. En effet la probabilité pour qu'une particule traverse le détecteur sans interagir devient alors significative et les faibles charges difficiles à détecter deviennent plus nombreuses. Le bruit de l'électronique est donc un paramètre très important, le temps d'intégration aussi, car

dans le cas de temps d'intégration courts une certaine proportion du signal physique n'est pas prise en compte dans la mesure.

L'utilisation de fibres de quartz comme espaceurs introduit, elle aussi, une certaine baisse de l'efficacité de l'ordre du pour-cent. Celle-ci a été notablement réduite grâce à l'utilisation de microplots. Les tests utilisant des détecteurs où les microplots étaient déposés sur les pistes ont mis en évidence une légère baisse du gain moyen sur ces pistes mais sans introduire une baisse d'efficacité notable.[BARO]

b) Les courbes d'efficacité.

Après avoir expliqué les causes de l'inefficacité pouvant survenir dans micromégas, nous allons présenter les résultats obtenus concernant la mesure de l'efficacité. Grâce à la mesure de la position du passage d'une particule dans les chambres à dérive et dans les détecteurs micromégas (Figure IV.8), nous pouvons déterminer la position approximative du passage de la particule dans le détecteur dont nous voulons calculer l'efficacité. La proportion des événements pour lesquels le détecteur a localisé une particule autour de cette position est l'efficacité de détection.

Nous avons vu que pour être pleinement efficace le détecteur devait fonctionner au-dessus d'un certain gain compte tenu de son électronique. Le fait d'augmenter ensuite la tension d'amplification et donc le gain, nous permet de fonctionner avec un rapport signal sur bruit plus important. A l'extrémité du plateau, une limitation se manifeste par un taux de claquages qui ne permet plus de fonctionner dans des conditions satisfaisantes. Ces claquages apparaissent en faisceau à des gains pour lesquels le détecteur fonctionne correctement lorsque l'on utilise une source de ^{55}Fe . Ainsi nous n'avons pu atteindre en faisceau les gains mesurés au laboratoire. Cette limitation, concernant les particules ionisantes, que nous avons rencontré pendant nos tests en faisceaux avait déjà été étudiée dans le cadre de l'expérience CMS [HUHT]. Cette étude a mis en évidence qu'une certaine proportion des claquages dans le détecteur peut être attribuée aux collisions inélastiques qui sont la source de particules très ionisantes. Ces particules déposent dans le détecteur une énergie plusieurs centaines de fois supérieure à celle attendue pour des particules au minimum d'ionisation. Compte tenu de ce fort dépôt d'énergie et du gain de fonctionnement élevé nécessaire pour la détection des particules au minimum d'ionisation, on excède dans ce cas la limite de Raether. De nombreux tests sur différents faisceaux de particules ont été effectués pour étudier plus en détails cette limitation [ABBO]. Il apparaît que le taux de claquages est plus important dans le cas d'un faisceau de hadrons que dans le cas de faisceaux de muons ou d'électrons. La probabilité de claquages est de l'ordre de 10^{-6} pour un faisceau de hadrons quand le détecteur fonctionne au début de son plateau d'efficacité pour la détection des particules au minimum d'ionisation, c'est à dire à un gain de quelques milliers.

Les figures IV.24,25 et 26 présentent les courbes d'efficacité en fonction de la haute tension d'amplification pour plusieurs mélange gazeux. On pourra noter le long plateau d'efficacité obtenu avec un mélange utilisant le mélange aron-cyclohexane.

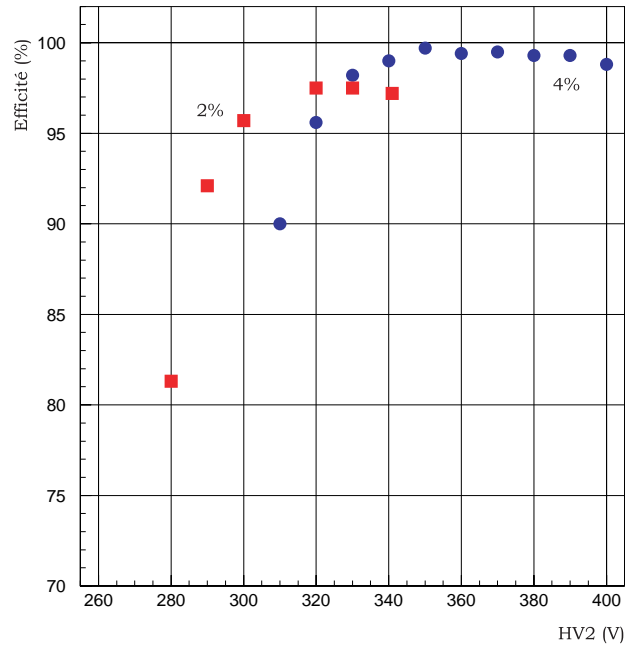


Figure IV.24 : E f f i c a c i t é de détection pour un mélange argon- isob utane 2% et 4 %

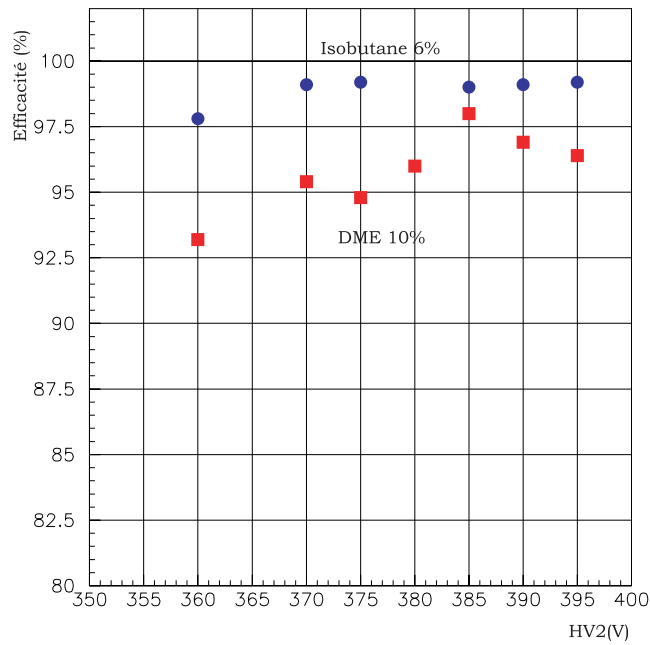


Figure IV.25 : E f f i c a c i t é de détection pour un mélange argon- isob utane 6% et argon- DM E 10 % .

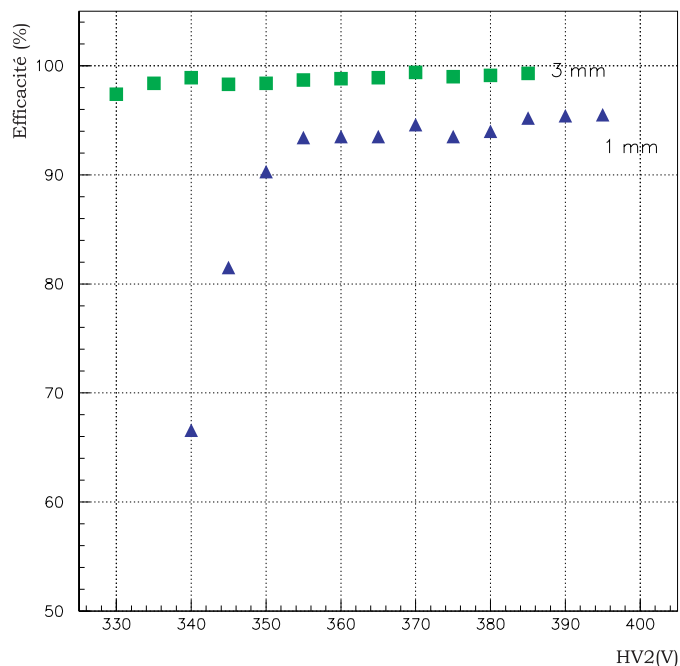


Figure IV.26 : E f f icaéité de détection pour un détecteur ay ant un espace de conversion large de 3 mm et 1 mm, mélange argon- cy clohexane 8 % .

4. La résolution spatiale

Comme nous l’avons déjà dit, la résolution spatiale du détecteur est principalement influencée par la diffusion des électrons dans l’espace de conversion. La diffusion correspond à une perte d’information donc à une dégradation de la résolution spatiale du détecteur. Nous avons donc tout intérêt à utiliser un gaz diffusant très peu et à utiliser un pas des pistes réduit.

Les détecteurs dont nous disposions lors des tests en faisceau avaient un pas de 317 μm . Ce pas s’est révélé être une limitation. Il était possible de réduire la diffusion en jouant sur la composition du mélange gazeux et sur le champ de dérive mais cela entraînait une baisse du nombre de pistes ayant recueilli du signal et donc l’impossibilité de calculer un barycentre. Nous n’avons donc pas pu réduire la diffusion pour améliorer la résolution spatiale du détecteur.

Nous avons choisi d’utiliser un doublet de détecteurs micromégas (Figure IV.7) pour mesurer la résolution spatiale. Sur la Figure IV.27, nous avons représenté la position reconstruite par un détecteur du doublet en fonction de la position reconstruite par l’autre. Nous pouvons constater une très bonne corrélation ente les deux positions mesurées. Une structure est reconnaissable : les barres horizontales correspondent à des événements où un détecteur n’a recueilli du signal que sur une piste alors que

l'autre a eu plusieurs pistes touchées et l'on a alors pu calculer un barycentre. Les barres verticales s'expliquent de la même manière, les rôles des détecteurs étant inversés.

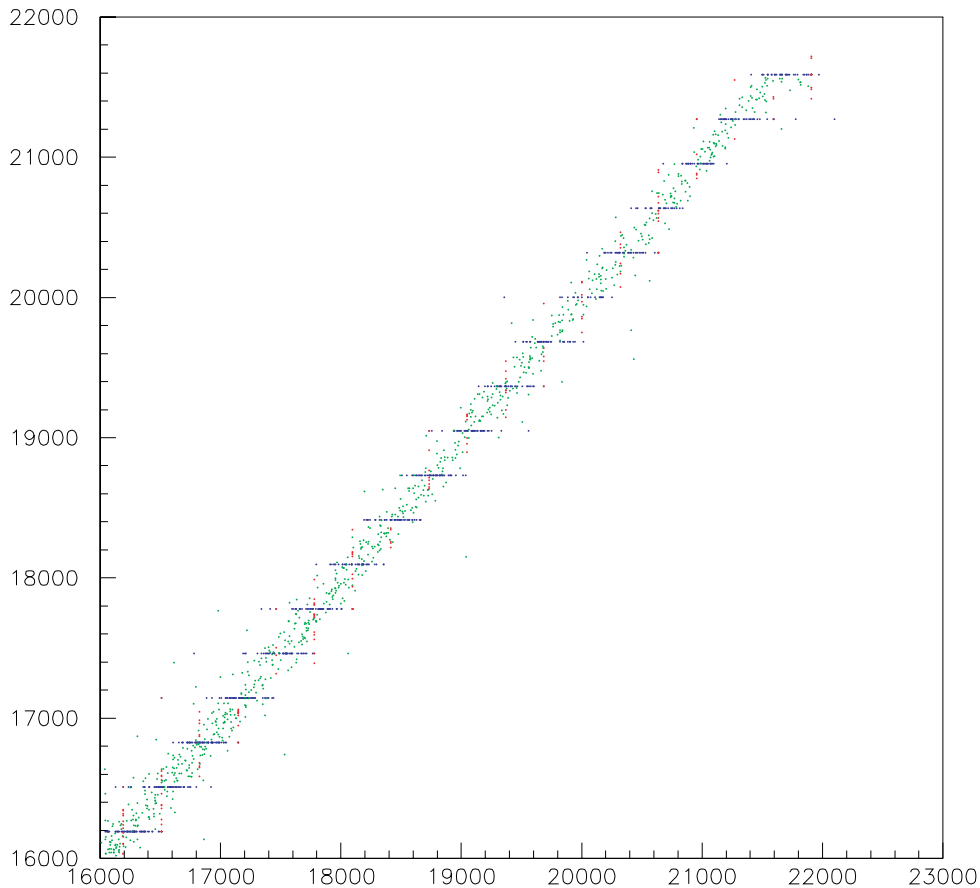


Figure IV.27 : Corrélation des positions reconstruites dans les deux détecteurs constituant un doublet.

Pour les événements où plusieurs pistes ont été touchées dans l'un et l'autre des détecteurs, si l'on trace l'histogramme de la différence de la position reconstruite par les deux détecteurs d'un doublet, nous obtenons une distribution (Figure IV.28) gaussienne dont l'écart type est de $61 \mu\text{m}$. Puisque les deux détecteurs du doublet entrent en jeu dans le calcul de cet écart type et moyennant l'hypothèse que leur contribution est identique et qu'il n'existe aucune corrélation entre les deux détecteurs, on trouve alors une résolution spatiale pour un mélange argon-DME 15% de $43 \mu\text{m}$. La baisse de la concentration en DME entraîne une détérioration de la résolution spatiale car la diffusion augmente. La résolution spatiale est de $65 \mu\text{m}$ pour une concentration de 10% et de $80 \mu\text{m}$ pour une concentration de 5%.

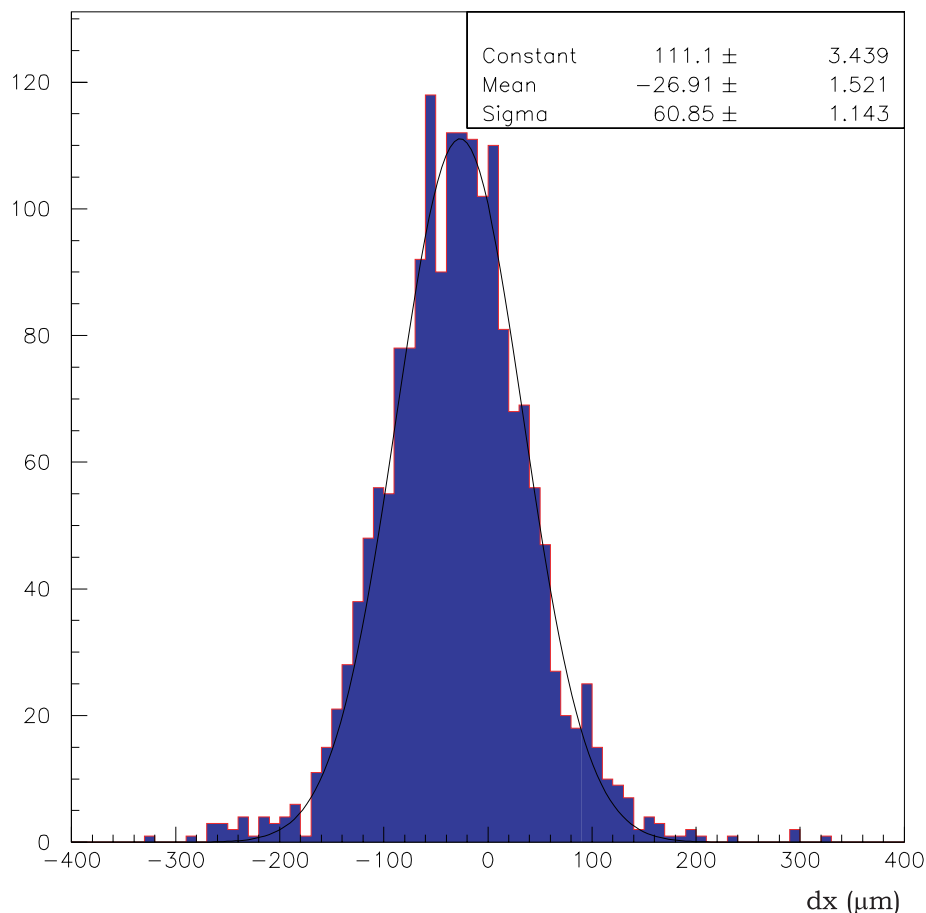


Figure IV.28 : Résolution spatiale calculée pour un mélange argon- DM E 15% .

Nous avons mesuré pour des mélanges argon-isobutane 6% et argon-cyclohexane 6% des résolutions spatiales assez proches d'environ 70 μm .

Pour améliorer ces performances, il était nécessaire de diminuer le pas des pistes des détecteurs. De nouveaux détecteurs ont donc été construits pour ces études spécifiques. Un pas de 100 μm a été utilisé, sauf pour les tests utilisant le mélange argon-DME 20% où le pas des pistes était de 50 μm . Dans ces conditions il a été possible d'utiliser des mélanges gazeux présentant une très faible diffusion, notamment des mélanges à base de CF_4 [DERR].

Le Tableau IV.1 présente les mesures de la résolution spatiale pour plusieurs mélanges gazeux.

Mélange gazeux	Résolution spatiale (μm)
Argon-isobutane 10%	4 2, 5
Hélium-isobutane 6% CF_4 5%	35
Hélium-isobutane 6% CF_4 10%	30
Hélium-DME 20%	25
CF_4 -isobutane 20%	11

Tableau IV.1 : Résolution spatiale mesurée.

5. La résolution en temps

L'utilisation de l'électronique gassiplex ne nous permettait pas de mesurer la résolution en temps de micromégas. Nous avons donc équipé un détecteur d'amplificateur rapide (MQS104A fabriqué par Lecroy). Nous avons mesuré le temps s'écoulant entre le signal délivré par un scintillateur plastique et le signal provenant de micromégas. L'écart type de la distribution des temps mesurés est la résolution temporelle de micromégas, la contribution du scintillateur étant négligeable. Pour augmenter la vitesse de dérive des électrons nous avons introduit une proportion croissante de CF_4 . La Figure IV.29 représente la distribution du temps d'arrivée des signaux. Une amélioration de la résolution en temps est très nette, les valeurs des écarts type de ces distributions sont reportées dans le Tableau IV.2 [BOUC]

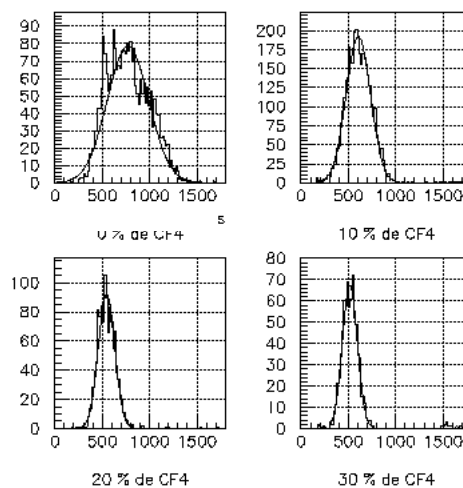


Figure IV.29 : Distribution des temps d'arrivée des signaux de micromégas pour un mélange de base argon- cyclohexane 6% avec différentes proportions de CF_4

Proportion de CF ₄ dans le mélange gazeux	Temps Moyens (ns)	σ (ns)
0	80	14
10	41	8,5
20	37	5,6
30	35	5

T ab leau IV.2 : M esure de la résolution en temps pour un mélange de base argon-cyclohexane 6% .

6. Tests à haut flux

Des tests à haut flux de particules, de l'ordre de quelques milliers de particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, ont été réalisés afin de montrer l'aptitude de micromégas à fonctionner dans les expériences de physique des hautes énergies. Nous avons réalisé ces tests en utilisant des muons de $180 \text{ GeV}/c^2$ [ABBO]. Ces tests ont montré le bon fonctionnement de micromégas. Nous avons aussi utilisé pendant ces tests des détecteurs standard avec un espace d'amplification large de $100 \mu\text{m}$ et aussi un détecteur ayant un espace d'amplification large de $50 \mu\text{m}$. La comparaison des signaux de ces deux chambres (Figure IV. 30) nous permet de voir l'effet de la réduction de la largeur de l'espace d'amplification sur la durée du signal. Dans le cas du détecteur $50 \mu\text{m}$, les ions sont beaucoup plus rapidement collectés sur la microgrille, d'une part la distance à parcourir est plus faible et le champ d'amplification utilisé est aussi plus grand, la vitesse de dérive des ions est donc plus importante. Tous ces éléments font que le signal est plus court et plus important.

Il est apparu lors de ces tests que des claquages survenaient dans le détecteur, des simulations [HUHT] ont déjà montré que lors de certains événements le dépôt d'énergie dans le détecteur est très important et peut conduire à des claquages, des études complémentaires sont en cours pour déterminer les conséquences de ces claquages sur le fonctionnement du détecteur et notamment sur le temps mort occasionné.

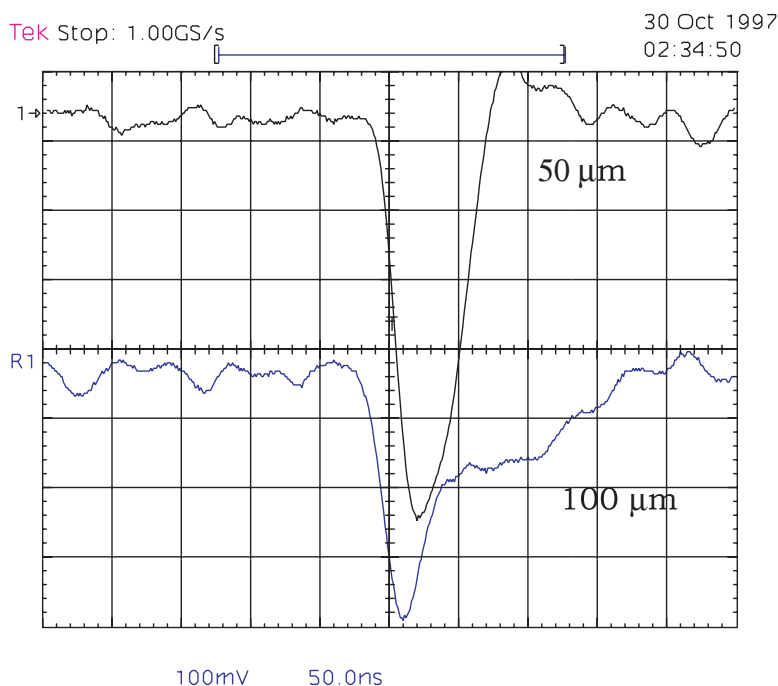


Figure IV. 30 : Réponse de micromégas à un muon de 180 GeV. Signaux recueillis sur une piste équipée d'un amplificateur rapide MQS 104 A pour un espace d'amplification de 50 et 100 μm.

E. Conclusion

Pour détecter des particules au minimum d'ionisation, compte tenu du faible signal produit dans le détecteur par ces particules, il est nécessaire d'utiliser une électronique bas bruit. Nous avons testé et mis en place une telle électronique afin de pouvoir réaliser des tests en faisceau au CERN et mesurer les performances de micromégas concernant la détection et la localisation de ces particules.

Le but de ces tests était de mesurer dans différentes conditions l'efficacité de détection de micromégas, sa résolution spatiale et sa résolution temporelle.

Micromégas a montré une totale efficacité de détection des particules chargées au minimum d'ionisation pour de nombreux mélanges gazeux (argon-isobutane, argon-cyclohexane, argon-DME). Micromégas est efficace pour des gains de l'ordre du millier et peut fonctionner jusqu'à des gains supérieurs à 10^4 , ce qui laisse une grande marge de sécurité.

La réduction de l'espace de conversion à 1 mm a entraîné une baisse de l'efficacité de détection. Cette baisse s'explique par le trop faible dépôt d'énergie des particules incidentes dans le détecteur.

La résolution spatiale du détecteur dépend principalement de deux paramètres : la diffusion des électrons dans l'espace de conversion et le pas des pistes du détecteur. L'écart type de la distribution des positions d'arrivée des électrons, créés par la particule incidente, sur la microgrille doit être minimisé en optimisant le mélange gazeux utilisé et le champ régnant dans l'espace de dérive.

La méthode de reconstruction des positions par calcul du barycentre ne peut s'appliquer que si plusieurs pistes recueillent du signal. Il faut donc ajuster la diffusion des électrons en tenant compte du pas des pistes (317 μm), une diminution trop importante de la diffusion entraîne une dégradation de la résolution spatiale. Avec ce pas des pistes nous avons obtenu une résolution spatiale de 43 μm pour un mélange argon-DME 15%. Une amélioration de la résolution spatiale est possible en diminuant la diffusion des électrons à condition d'utiliser un pas de lecture plus fin. Des détecteurs avec un pas de lecture de 100 μm ont été construits et la résolution spatiale atteinte est de 11 μm en utilisant un mélange CF_4 -isobutane 20%.

La résolution temporelle de micromégas pour la détection de particules au minimum d'ionisation arrivant perpendiculairement au détecteur a été mesurée pour des mélanges argon-cyclohexane-6%- CF_4 10%, 20%, 30%. On note une amélioration de la résolution temporelle en fonction de la proportion de CF_4 . Pour un mélange argon-cyclohexane-6%- CF_4 -30% nous avons mesuré une résolution temporelle de 5 ns.

Les tests à haut flux de micromégas dans des faisceaux de particules chargées ont montré son bon fonctionnement, malgré l'apparition de claquage dont le taux peut engendrer un temps mort pénalisant.

Grâce à sa robustesse et à ses performances en terme d'efficacité de détection, de résolution spatiale et de résolution temporelle, micromégas a montré qu'il pouvait être utilisé dans des expériences de physique des hautes énergies.

Références :

- [ABBO] P. Abbon et al, soumis à Nuclear Instruments and Methods.
- [BARO] G. Barouch et al, Nuclear Instruments and Methods A423 (1999) 32-48.
- [BOUC] S. Bouchigny, Rapport interne.
- [DERR] J. Derré et al, soumis à Nuclear Instruments and Methods.
- [LAVA] L. Laval, rapport interne.
- [LAU] K. Lau, J Pyrlík, Nuclear Instruments and Methods A366 (1995) 298-309.
- [HUHT] M. Huhtinen, CERN CMS note 1997/073 (1997).

Chapitre 5

MICROMEGAS : TESTS A HAUT FLUX

A. Description du dispositif experimental

1. Description du générateur X
2. Description du dispositif

B. Etude des caractéristiques du faisceau

1. Etude du profil du faisceau
2. Etude du spectre en énergie
3. Etude du flux du générateur X

C. Etude du fonctionnement de micromégas en fonction de la charge mesurée

1. Principe de la mesure
2. Mesures
3. Conclusions

D. Etude du fonctionnement de micromégas soumis à un haut flux de photons X

1. Etude du gain
2. Mesure de la transparence de la grille
3. Etude du gain à rapport de champs constant
4. Etude du gain maximum
5. Etude de la charge maximum de l'avalanche

E. Conclusion

Pour pouvoir être utilisé dans une expérience, un détecteur de particules doit satisfaire au moins deux conditions : la première concerne son bon fonctionnement dans les conditions de flux de particules de l'expérience, et en particulier qu'il puisse mesurer la position du passage des particules avec une bonne efficacité et une bonne précision. La seconde concerne la stabilité du fonctionnement du détecteur pendant toute la durée de l'expérience. Les performances du détecteur doivent être constantes dans le temps, on s'attache notamment à ce que le gain du détecteur ne varie pas en fonction du temps. Si c'est le cas on peut s'attendre à ce que l'efficacité de détection et la résolution spatiale du détecteur ne se dégradent pas. De précédentes études [KADY] ont montré que le vieillissement d'un détecteur gazeux, c'est à dire la dégradation de ses performances, survenait à la suite de la formation d'un dépôt sur ses électrodes. Ce dépôt entraîne notamment une baisse du gain du détecteur. Une façon de suivre ce phénomène de vieillissement est donc de mesurer le gain du détecteur en fonction de la charge mesurée par celui-ci. Pour étudier cet effet nous avons utilisé un générateur X délivrant un certain flux de photons et enregistré le gain du détecteur en fonction du temps.

Pour caractériser le fonctionnement de micromégas en fonction du flux de particules, nous avons, dans un premier temps, utilisé des particules chargées. Nous avons déjà décrit les tests que nous avons réalisés au CERN. Lors de ces tests nous avons utilisé des faisceaux de pions et de muons (cf chapitre IV) et un faisceau de protons [DERE]. Pour réaliser des études plus systématiques et pour plus de facilité, nous avons installé un dispositif de mesure auprès d'un générateur X au laboratoire.

Dans un premier temps, nous avons caractérisé le générateur X, notamment la taille de son faisceau et la densité de flux de photons qu'il délivrait.

Une fois le générateur X caractérisé, nous avons effectué des tests de vieillissement afin de vérifier la stabilité du fonctionnement de micromégas en fonction de la charge mesurée par le détecteur. Il est aisé avec un générateur de rayons X de régler le flux de photons émis. L'importance du flux produit par le générateur nous permet de mesurer en quelques jours l'équivalent de la charge que recueillerait un détecteur dans les conditions d'une expérience se déroulant sur plusieurs années.

La possibilité de régler le flux délivré par le générateur nous a permis de mener une étude des performances de micromégas en fonction du flux de photons ayant interagit dans le détecteur, notamment une étude concernant l'évolution du gain maximum atteint par le détecteur en fonction du flux de photons X pour plusieurs mélanges gazeux.

Pour effectuer ces études nous avons utilisé le détecteur non pas dans son mode de fonctionnement impulsionnel mais nous nous sommes intéressés à une étude en courant.

A. Description du dispositif expérimental.

1. Description du générateur X

La source habituelle de rayons X est appelée tube de Coolidge ou générateur de rayons X. Nous avons représenté sur la Figure V.1 une coupe du type de générateur que nous avons utilisé. Il s'agit d'un tube à vide au sein duquel sont disposés une anode et une cathode. Un connecteur permet de relier la cathode du dispositif à une alimentation haute tension. L'anode est constituée d'un métal, ce sont les niveaux d'énergie des électrons de ce métal qui imposeront l'énergie des photons émis.

Les puissances thermiques mises en jeu lors de la production nécessitent un refroidissement de l'anode par un circuit d'eau. A défaut d'un tel système on peut assister à la fusion de l'anode car la quasi-totalité de l'énergie délivrée par l'alimentation est perdue sous forme thermique dans l'anode, seul quelques pour-cent de cette énergie se retrouve sous forme de rayons X.

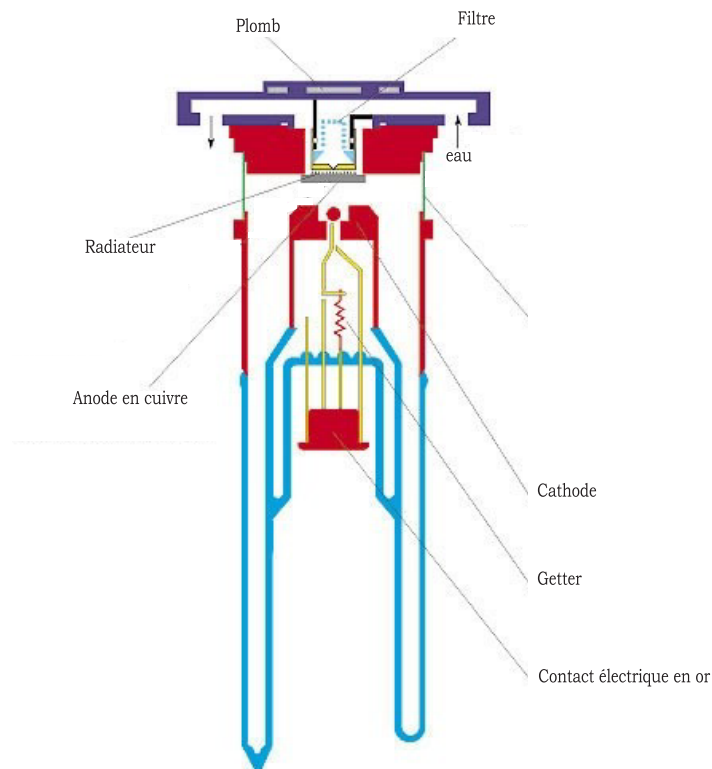


Figure V.1 : Schéma d'un tube à rayons X.

Nous avons utilisé pour nos tests au laboratoire un système dont l'alimentation haute tension pouvait fournir un courant maximum de 60 mA et une haute tension de 60 kV. La cathode est constituée d'un filament de tungstène, celui-ci est chauffé et des électrons sont émis par effet thermoélectronique, ils sont alors soumis au champ électrique imposé par l'alimentation haute tension. Sous l'action de ce champ ces électrons sont accélérés et se dirigent vers la cathode. Ils vont interagir dans celle-ci. Deux processus vont participer à l'émission de photons :

- Le rayonnement de freinage qui survient lorsqu'une particule chargée est ralentie dans un matériau. Cette émission est caractérisée par un spectre en énergie continu compris entre 0 et l'énergie maximum de l'électron incident.
- L'émission d'un spectre de raies caractéristique de l'élément constituant l'anode ; suite à l'ionisation des atomes de l'anode par les électrons du faisceau incident un réarrangement électronique de l'atome va conduire à l'émission d'un photon X.

Notre générateur est équipé d'une anode en cuivre. Les photons produits, caractéristiques de la structure électronique de cet atome, sont des X dont l'énergie est de 8 keV. Nous avons choisi cette anode afin de produire des X de basse énergie. Ces photons étant très facilement arrêtés par la fenêtre de sortie, il convient d'utiliser une fenêtre mince en béryllium pour minimiser l'absorption des photons.

Il est ensuite possible, pour obtenir un faisceau de photons monochromatique de supprimer tous les photons produits par le rayonnement de freinage et ainsi de ne conserver que les photons caractéristiques de la raie d'émission du cuivre. Pour cela, on place, à la sortie du générateur, un monochromateur dont le principe de fonctionnement repose sur la diffraction de Bragg des photons dans un cristal. Lors de nos tests nous n'avons pas utilisé de monochromateur afin de pouvoir bénéficier d'un maximum de flux dans le faisceau, en conséquence le faisceau n'était pas monochromatique.

2. Description du dispositif

Le générateur X est installé (Figure V.2) dans une enceinte fermée par des parois en plastique au plomb afin de diminuer la proportion des rayonnements diffusés. Il est disposé de façon à ce que le faisceau de rayons X soit émis vers le bas. Nous pouvons aussi voir sur la photographie le système de refroidissement ainsi que le système d'alimentation de la haute tension du générateur X.

Le détecteur est posé sur une platine motorisée, ce qui nous permet de déplacer le détecteur suivant les axes X et Y. Grâce à une commande à distance des moteurs pas à pas nous pouvons le déplacer avec précision. Un réglage en hauteur est possible.

Le faisceau de rayons X est collimaté d'une part par la mécanique du générateur X et de sa fenêtre de sortie et ensuite grâce à un collimateur que nous pouvons placer entre le générateur X et le détecteur (Figure V.3). Le diamètre de ce collimateur est de 1 cm et se trouve sur la fenêtre d'entrée du détecteur.

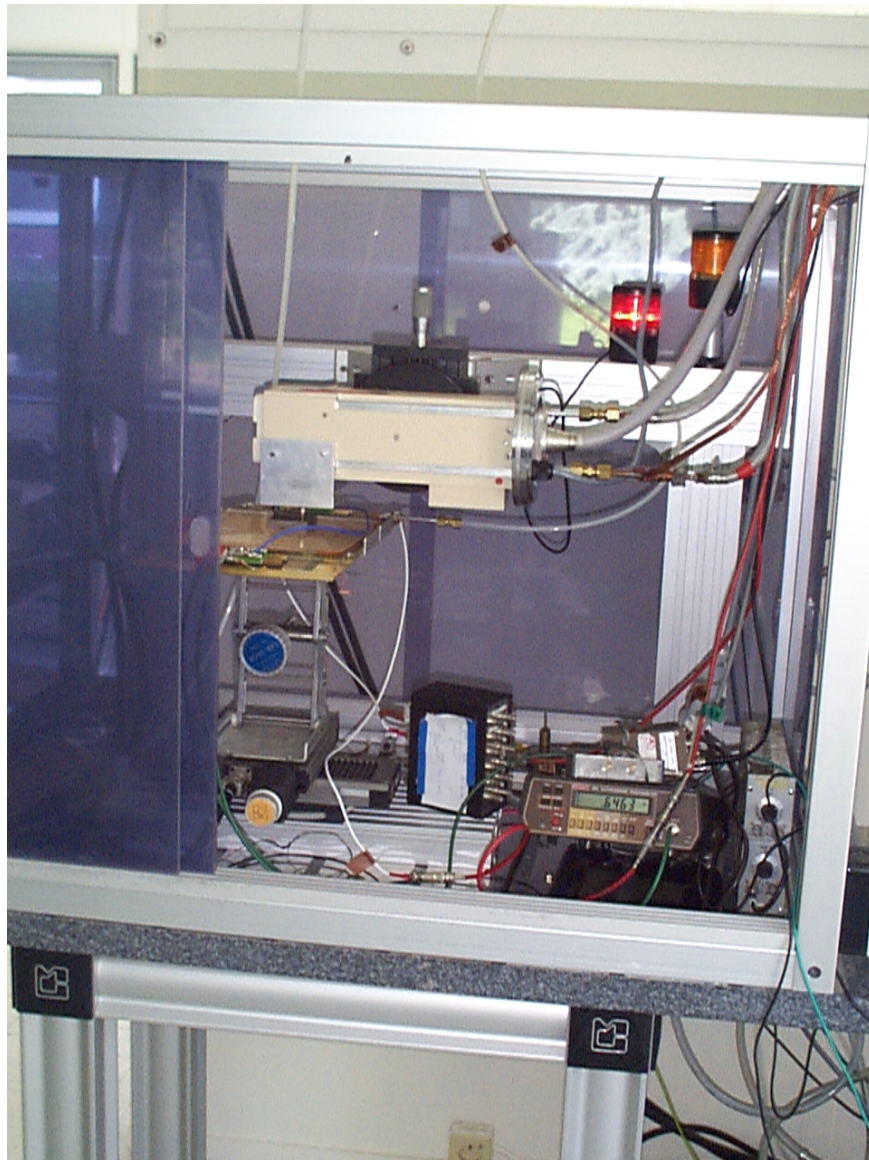


Figure V.2 : Photo de l'installation du générateur X.

Les détecteurs que nous avons utilisés étaient standards, c'est à dire, avec des pistes au pas de $317,5 \mu\text{m}$ et une largeur de $250 \mu\text{m}$, un espace d'amplification large de $100 \mu\text{m}$ et un espace de conversion large de 3 mm . Lors des tests relatifs à la caractérisation du générateur X, nous avons modifié la largeur de l'espace de

conversion pour la porter à 1,5 cm afin d'augmenter la proportion de photons se convertissant dans le détecteur. Rappelons que dans le cas des photons de 8 keV et en utilisant un mélange à base d'argon, dans 3 mm de gaz seuls 7% des photons se convertissent. Cette proportion est de 30% pour un espace de conversion large de 1,5 cm.

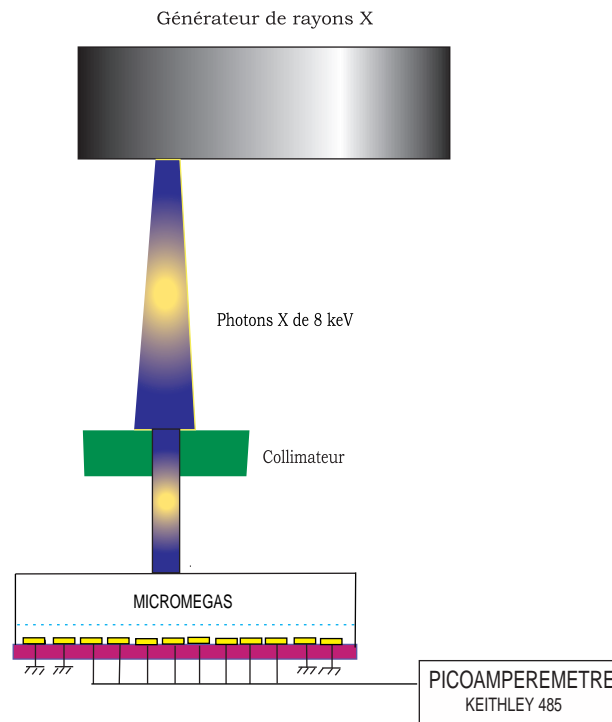


Figure V.3 : Schéma du dispositif des tests utilisant le générateur X.

Les mesures que nous avons effectuées sont des mesures en courant. En effet compte tenu du flux de photons X, seules les mesures du gain à très bas flux peuvent être effectuées grâce à la chaîne amplificatrice que nous avons décrite dans le chapitre II. Pour les flux élevés nous avons mesuré le courant recueilli sur les pistes. Pour ce faire nous avons connecté un pico-ampèremètre (KEITHLEY 485) à un groupe d'environ une centaine de pistes reliées entre elles.

B. Etude des caractéristiques du faisceau

Nous voulions caractériser le flux de photons X produit par le générateur, ainsi que la répartition de ce flux de photons sur la surface irradiée afin de déterminer la densité du flux de photons du faisceau.

1. Etude du profil du faisceau.

Pour mesurer le profil du faisceau, au lieu de relier une centaine de pistes au pico-ampèremètre, nous avons simplement connecté une piste. Ensuite, grâce à la platine motorisée, nous avons déplacé le détecteur en face du faisceau par pas de $500\ \mu\text{m}$ pour en déduire la forme de la surface irradiée par le faisceau.

Les résultats de ces mesures sont représentés sur la Figure V.4 et montrent que la surface irradiée sur le détecteur n'a pas une forme circulaire et que la densité de flux régnant au centre du faisceau est beaucoup plus importante que la densité de flux moyenne. Le faisceau a une forme elliptique dont la surface peut être évaluée à $2,8\ \text{cm}^2$. Nous avons aussi calculé que la densité de flux au cœur du faisceau est 6 fois plus importante que la densité de flux moyenne que nous mesurons.

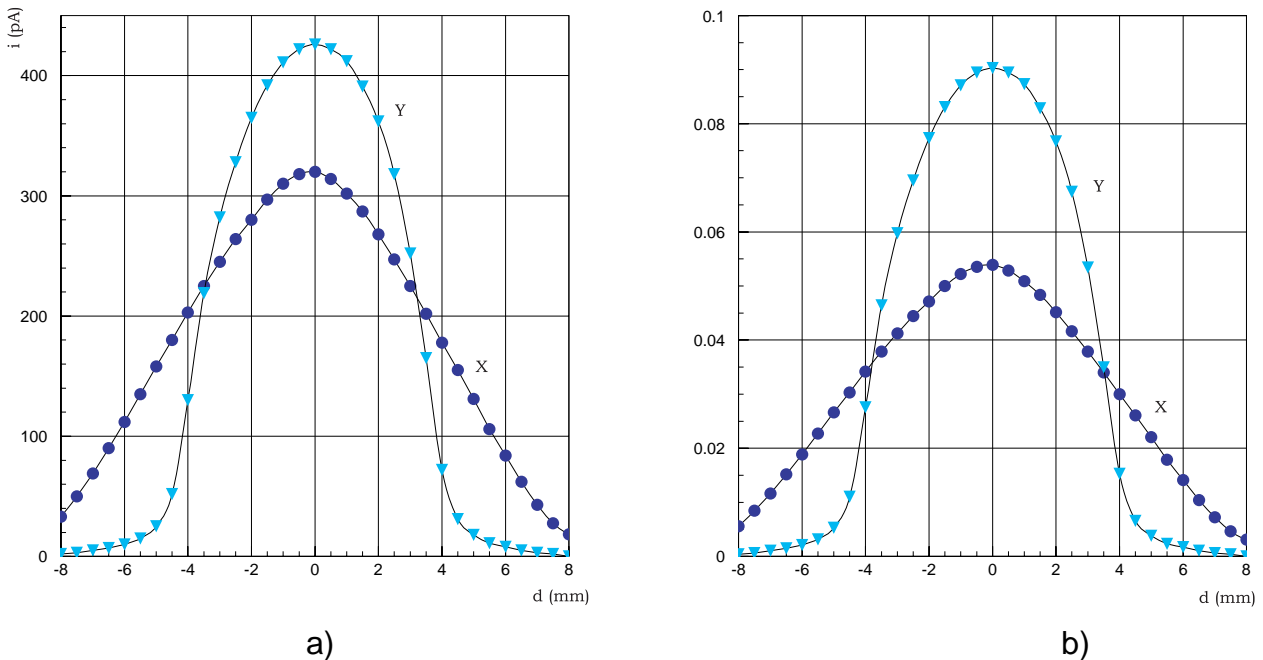


Figure V.4 : a) Courant mesuré sur une piste en fonction de la distance.

b) Courant normalisé par l'intégrale du courant en fonction de la distance.

2. Etude du spectre en énergie.

Nous pouvons voir sur la Figure V.5, le spectre d'émission du générateur X. L'énergie caractéristique d'émission est imposée par le matériau dans lequel est fabriquée l'anode. Nous utilisons une anode en cuivre, la raie caractéristique se trouve à $8\ \text{keV}$.

Figure V.5 : Spectre en énergie du générateur X, dont le pic caractéristique de l'anode en cuivre est à 8 keV.

3. Etude du flux du générateur X.

Pour faire varier le flux de photons produit par le générateur X, nous pouvons modifier deux paramètres : soit modifier la différence de potentiel entre la cathode et l'anode, soit modifier le courant délivré par l'alimentation du générateur. Il est nécessaire, pour produire avec une bonne efficacité les photons ayant l'énergie correspondant à la raie caractéristique du matériau constituant l'anode, d'utiliser des électrons ayant une énergie au moins double de celle des X que nous cherchons à produire. Dans notre cas, la raie d'émission du cuivre se trouve à 8 keV, il faut donc accélérer les électrons sous une tension accélératrice d'au moins 16 kV.

Pour étudier le flux du générateur, nous avons choisi de faire fonctionner micromégas comme une simple chambre d'ionisation, le champ d'amplification a été fixé à 5 kV/cm. A un tel champ, aucune amplification ne se produit et le détecteur fonctionne donc avec un gain 1. Nous mesurons simplement le courant (I_0) correspondant aux électrons produits lors de la conversion des photons dans le détecteur.

Pour déduire le nombre de photons X qui se sont convertit dans le détecteur par unité de surface et de temps nous utilisons la formule suivante :

$$N = \frac{I_0}{S.N_v}$$

N_v l'en o m b r e k e c t r o n s p a r u n i t é d e s u r f a c e
S l a s u r f a c e a i s c e a u

Pour chaque mélange gazeux le nombre d'électrons produits par la conversion d'un X de 8 keV dans le mélange varie, il est donc nécessaire de recalculer le flux pour chaque mélange de gaz.

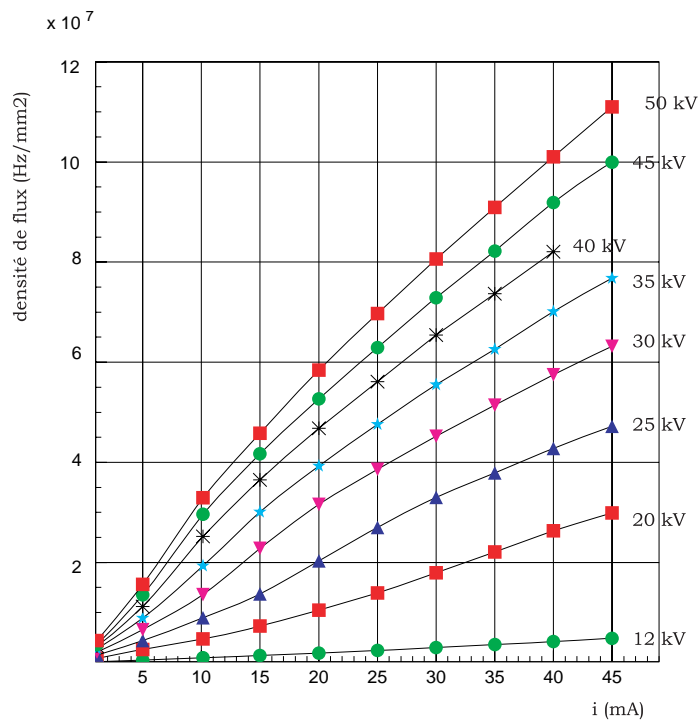


Figure V.6 : D ensité de f l u x c a l c u l é p o u r u n m é l a n g e a r g o n - i s o b u t a n e 6 % e n f o n c t i o n d u c o u r a n t e t d e s h a u t e s t e n s i o n s f o u r n i t p a r a l i m e n t a t i o n d u g é n é r a t e u r X.

Dans ces conditions, les densités flux mesurées (représentées sur la Figure V.6) sont bien plus importantes que celles que nous rencontrons dans les expériences. A titre d'exemple, pour une expérience du LHC, on attend des densités de flux de l'ordre de 10^4 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ dans la région centrale et à 40 cm du point d'interaction. Les densités de flux les plus importantes rencontrées dans l'expérience Compass sont inférieures à 10^5 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Les caractéristiques de fonctionnement de

micromégas doivent donc être étudiées pour des densités de flux inférieures à 10^5 . Pour essayer d'atteindre les limites du détecteur nous avons soumis le détecteur à des densités de flux allant jusqu'à 10^7 Hz.mm⁻².

C. Etude du fonctionnement de micromégas en fonction de la charge mesurée.

Dans des conditions d'expérience où le flux de particules est important, de l'ordre de 10^4 et où la durée d'utilisation du détecteur est longue, plusieurs années, il est à craindre des phénomènes de vieillissement. On a ainsi pu constater une dégradation des performances de certains détecteurs notamment des chambres à fils [KADY]. On a constaté une baisse du gain du détecteur ou même la destruction des électrodes dans le cas des MSGC [SAUL2].

1. Principe de la mesure

Ne pouvant disposer facilement d'un faisceau de particules à haut flux, on utilise souvent un générateur X pour réaliser ces tests [SAUL3]. Il est aisé de calculer la charge que le détecteur accumulerait dans les conditions d'une expérience : en considérant un flux de particules égal à 10^4 mm⁻².s⁻¹ et que 70 000 électrons sont collectés à chaque événement, une année de fonctionnement au LHC représente une charge collectée de 1 mC.mm⁻². On peut grâce à un générateur X reproduire cette charge, en utilisant un flux de photons bien plus important que le flux de particules auquel serait soumis le détecteur dans les conditions réelles des expériences.

Pour réaliser ces tests de vieillissement nous avons utilisé le principe de la mesure en courant décrite plus haut en reliant une centaine de pistes entre elles et enregistré ce courant sur une longue période.

Grâce aux importants flux délivrés par le générateur X, nous pouvons réaliser des tests en laboratoire et en quelques jours mesurer avec le détecteur une charge équivalente à celle qu'il devrait mesurer en plusieurs années dans les conditions de fonctionnement qui règnent lors d'une expérience.

2. Mesures

Pour réaliser ces mesures de vieillissement, nous avons irradié une zone du détecteur de 20 mm² avec un flux de $1,5 \cdot 10^5$ photons.mm⁻².s⁻¹. Le détecteur fonctionnant à un gain de 2700 avec un mélange gazeux à base d'argon et contenant une proportion de 6% d'isobutane, nous avons enregistré le courant mesuré sur les pistes du détecteur pendant 10 jours. L'évolution en fonction du temps de ce courant normalisé par sa valeur initiale est représentée sur la Figure V.7. Nous notons de faibles variations du

courant mesuré qui sont au maximum de l'ordre de 10%. Nous remarquons aussi une périodicité de ces fluctuations qui est de l'ordre de la journée et qui correspond aux variations de température entre le jour et la nuit.

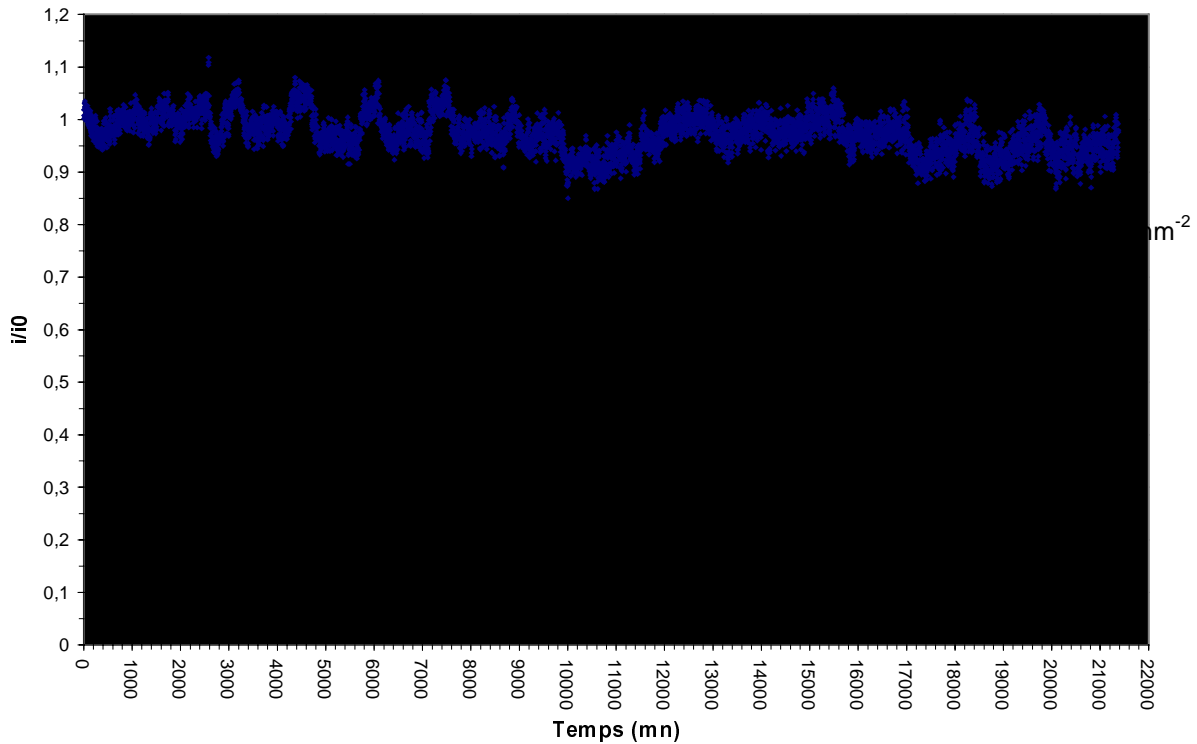


Figure V.7 :Variation du gain en fonction du temps pour un mélange argon-isobutane 6% .

Nous avons aussi réalisé ces mesures en utilisant un mélange gazeux à base de CF_4 et une proportion de 6% d'isobutane. Nous pouvons constater sur la Figure V.8 que pour une charge mesurée équivalente à plus d'une année de fonctionnement au LHC, nous ne constatons pas de variations significatives du gain du détecteur en fonction de la charge accumulée.

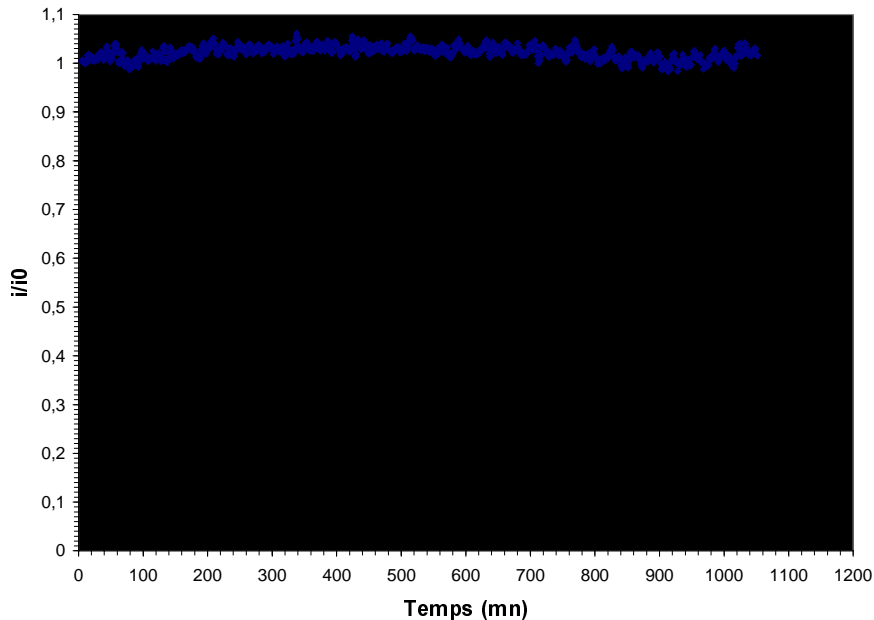


Figure V.8 : Evolution du gain du détecteur en fonction du temps, pour un mélange C₄Fisobutane 6% .

3. Conclusions

Ces tests reposent sur l'hypothèse que seule la charge accumulée joue un rôle dans les processus de vieillissement. L'utilisation de hauts flux de photons permet de reproduire la charge mesurée par le détecteur lors d'une longue expérience en quelques jours.

Le rythme auquel les tests de vieillissements ont lieu pourrait aussi jouer un rôle [BOUC]. D'autres tests réalisés sur une plus longue période, c'est à dire en utilisant une densité de charge moins importante, sont souhaitables. Il serait aussi intéressant de soumettre le détecteur aux multiples particules qui sont présentes dans l'environnement d'une expérience tels que les particules fortement ionisantes ou les neutrons et d'étudier notamment les conséquences sur l'activation ou la détérioration des matériaux constituant le détecteur.

Les nombreux tests que nous avons réalisés auprès des accélérateurs au CERN, ainsi que les récents tests réalisés au PSI ont montré le fonctionnement de micromégas sa stabilité lorsqu'il est soumis à des particules chargées. Afin de montrer sa stabilité sur des durées supérieures à un mois, nous avons procédé à des tests au laboratoire pendant lesquels le détecteur a mesuré des charges bien supérieures à celles qu'il

devrait mesurer pendant 10 ans de fonctionnement au LHC. Pendant ces tests, nous avons constaté une stabilité du gain du détecteur en fonction de la charge mesurée. Aucune dégradation des électrodes n'a été constatée.

D. Etude du fonctionnement de micromégas soumis à un haut flux de photons X

1. Etude du gain

Nous avons présenté une méthode pour mesurer le gain dans le chapitre II en utilisant une chaîne électronique calibrée et en mesurant les signaux grâce à un amplificateur. Le détecteur fonctionnait dans ce cas en mode impulsionnel. Il est aussi possible de mesurer le gain du détecteur lorsque nous mesurons uniquement le courant du détecteur. En effet, lorsque le champ amplificateur est faible, de l'ordre de quelques kilovolt par centimètre, le détecteur fonctionne sans amplifier le nombre d'électrons. Le courant I_0 mesuré est constant. Après une certaine tension d'amplification, qui dépend du mélange gazeux, la multiplication commence à avoir lieu. Pour mesurer le gain il suffit donc de mesurer le courant I et de le diviser par I_0 .

$$G = \frac{I}{I_0}$$

Nous pouvons voir sur la Figure V.9 les mesures du courant qui ont été relevées en fonction du champ amplificateur et pour une tension imposée sur l'électrode de dérive (celle se trouvant 3 mm au-dessus de la microgrille) à 500 V. Comme nous pouvons le constater le courant augmente exponentiellement à partir de 100 V, nous sommes dans le mode de fonctionnement en amplification. Par contre les mesures à faible champ amplificateur ne montrent pas un courant constant comme on peut s'y attendre. Il est alors difficile de déterminer le courant correspondant au mode de fonctionnement en chambre d'ionisation et ensuite de calculer le gain.

La cause de l'augmentation du courant, même pour des champs faibles ou aucune amplification ne se produit, réside dans la variation du rapport entre les champs régnants dans l'espace d'amplification (E_2) et dans l'espace de conversion (E_1). En fixant la tension sur l'électrode de dérive (l'électrode supérieure) et en augmentant la tension sur la microgrille on baisse le champ E_1 et on augmente le rapport de champ E_2/E_1 , on modifie alors la transparence de la microgrille qui évolue en fonction du rapport des champs.

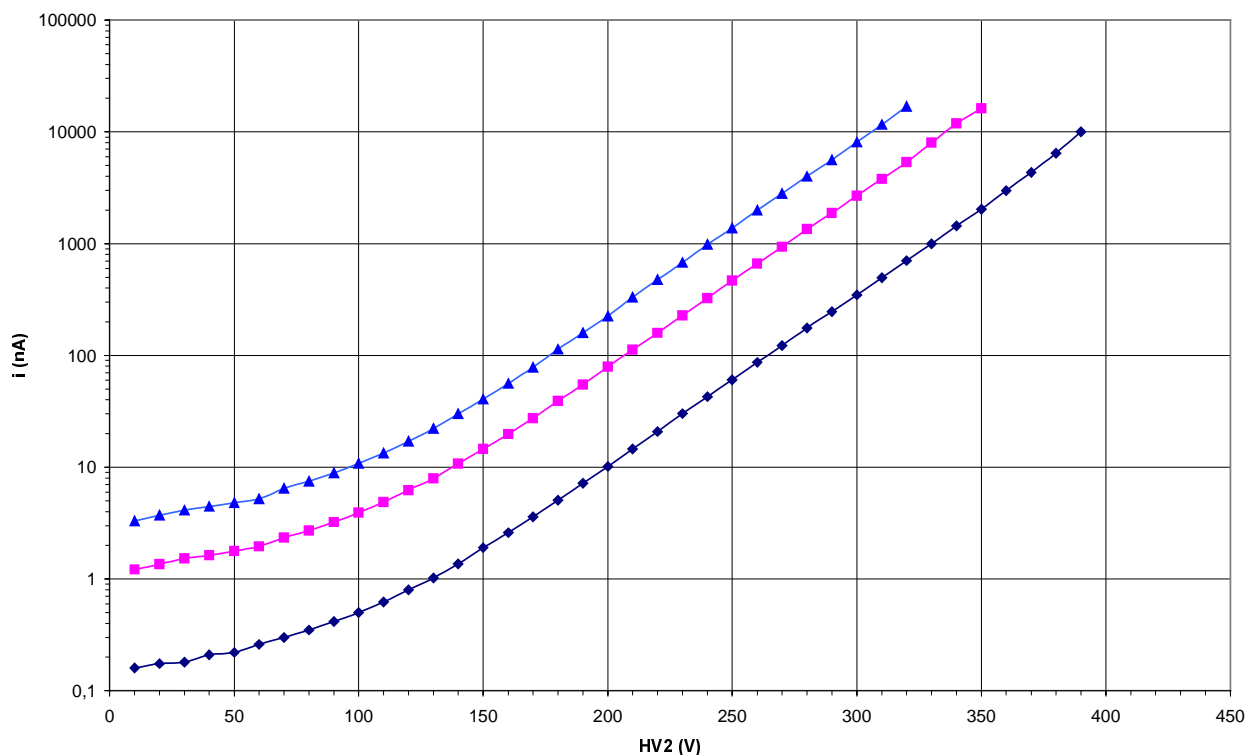


Figure V.9 : Mesure du courant en fonction de la tension amplification en fixant le potentiel de l'électrode de dérive à 500 Volts pour plusieurs flux de photons X.

2. Mesure de la transparence de la grille

Pour mesurer cette transparence, nous avons fixé la valeur de la tension imposée sur la microgrille et fait varier la tension sur l'électrode de dérive. Nous mesurons alors le courant sur les pistes du détecteur en faisant varier le rapport de champs E_2/E_1 . En première approximation le courant mesuré normalisé par le courant maximum mesuré nous donne la transparence de la microgrille en fonction du rapport de champ. Nous avons réalisé ces mesures pour différents champs amplificateurs (Figure V.10).

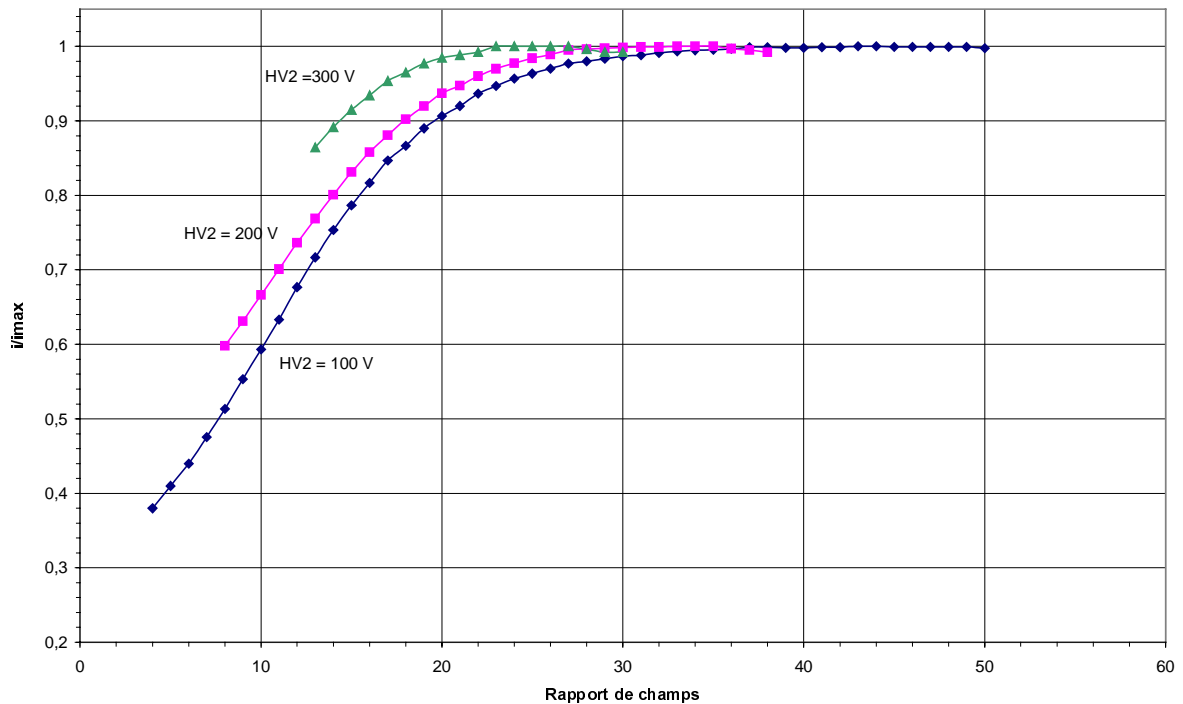


Figure V.10 : Evolution du courant normalisé i/i_{max} en fonction du rapport de champ pour des tensions amplificatrices de 100, 200 et 300 Volts.

On constate que les trois courbes ne se superposent pas ceci indique que la transmission n'est pas uniquement une fonction du rapport des champs. On note une dépendance avec la tension amplificatrice qui s'explique par le fait que pour un même rapport de champs, plus le champ amplificateur est élevé et plus le champ de dérive est élevé, la taille effective de l'espace d'amplification augmente alors pour se rapprocher de la largeur géométrique. Lorsque la tension amplificatrice augmente le rapport de champ pour lequel le courant est maximum a tendance à diminuer.

3. Etude du gain à rapport de champs constant

En mesurant maintenant le courant en prenant garde de maintenir le rapport E_2/E_1 à une valeur de 30, nous obtenons les courbes représentées sur la Figure V.11. On note une stabilité du courant pour les faibles champs amplificateurs, le courant mesuré correspond cette fois à un fonctionnement du détecteur en chambre d'ionisation et les variations de la transparence ne viennent pas perturber la mesure. Il est alors facile de déterminer le courant pour un gain 1 et nous pouvons calculer le gain en fonction de la tension amplificatrice.

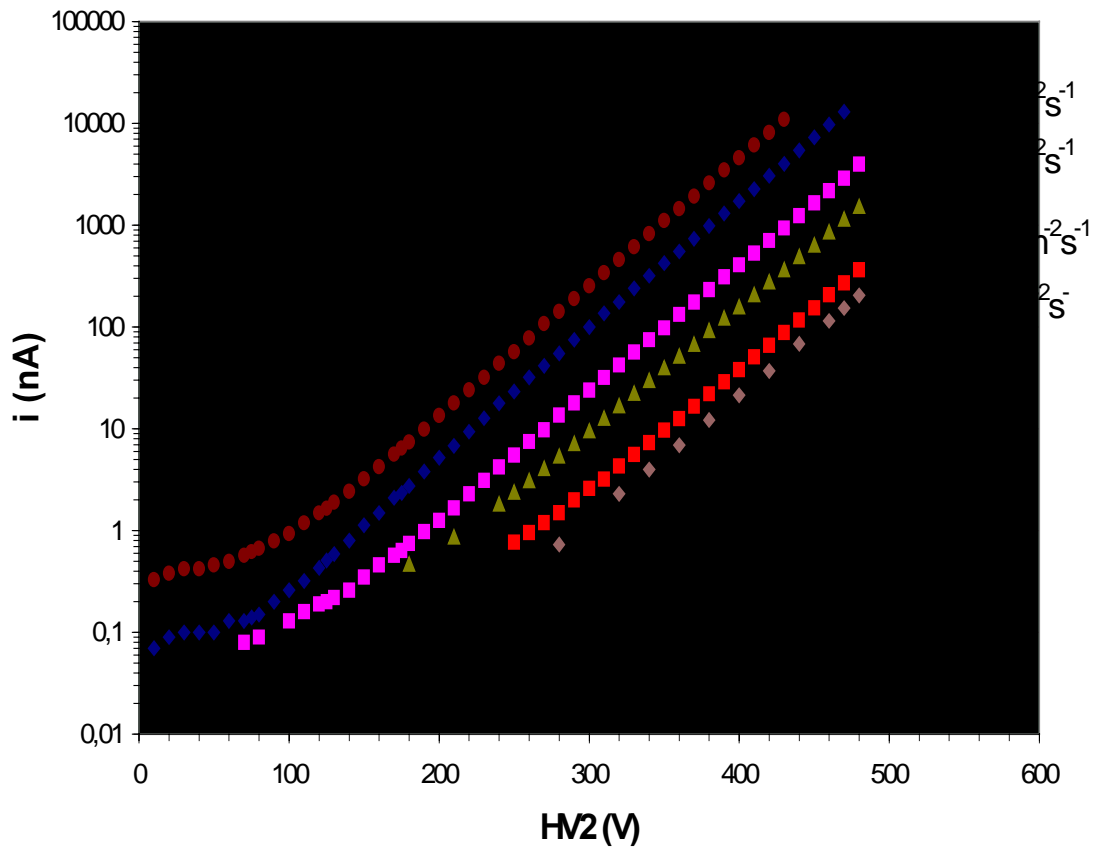


Figure V.11 : Mesure du courant recueil i sur les anodes en fonction de la tension amplificatrice pour des flux de photons Xélange argon- isobutane 6% .

Reste à vérifier que les deux méthodes utilisées pour déterminer le gain d'un détecteur coïncident. Pour ce faire, nous avons mesuré à bas flux le gain du détecteur en utilisant notre chaîne électronique calibrée et ensuite à haut flux en utilisant le pico-ampèremètre et la méthode décrite plus haut. Nous avons superposé le résultat des deux mesures sur la Figure V.12. Nous pouvons constater le parfait accord entre ces deux méthodes de détermination du gain du détecteur.

Par la suite toutes les mesures que nous avons effectuées ont toujours été réalisées en prenant soin de fixer le rapport des champs E_2/E_1 à une valeur de 30.

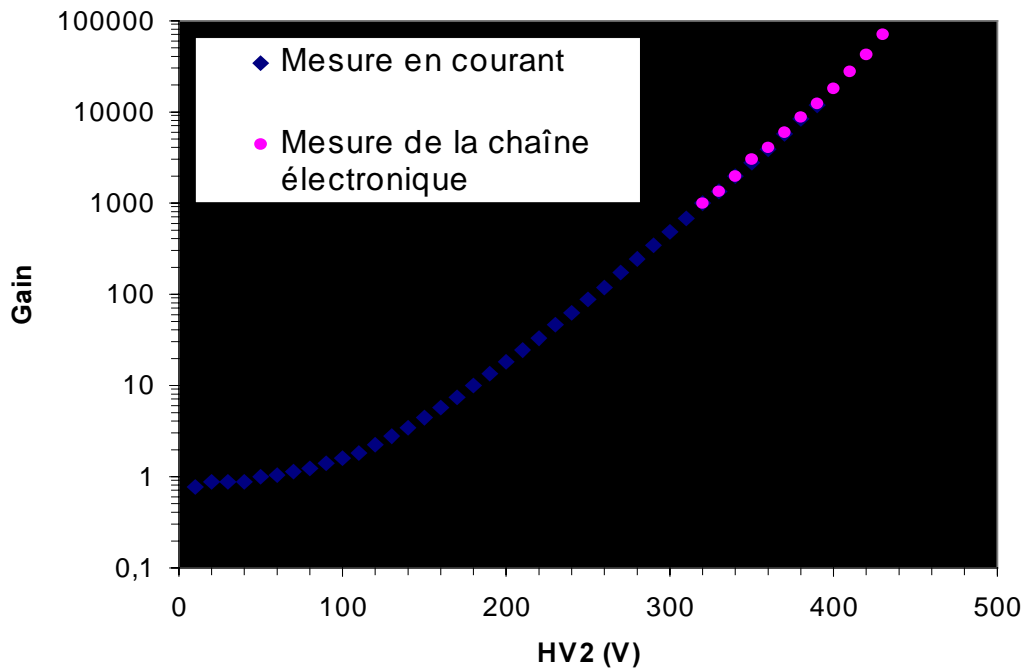


Figure V.12 : C ourbe de gain en util isant la mesure du courant et en util isant une chaîne él ectroniq ue calibrée.

Les courbes des figures V.11 et V.13 représentent le courant mesuré, pour plusieurs flux de photons, en fonction de la tension amplificatrice. Au regard de ces courbes, nous pouvons constater qu'elles sont parallèles entre elles, ceci indique que le gain du détecteur ne dépend pas du flux de photons auquel il est soumis.

Pour chacune des courbes et y compris pour les courants les plus importants la courbe de gain garde sa forme exponentielle et on ne peut pas déceler une éventuelle saturation. Même pour des densités de flux dépassant $10^6 \text{ photons.mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ nous ne remarquons aucun fléchissement de la courbe, ce qui indique que les ions créés lors de l'avalanche n'ont pas perturbé le champ amplificateur, on ne rencontre pas de problème relatif à une charge d'espace. Ce qui s'explique par la faculté de micromégas à évacuer très rapidement les ions en moins de 100 ns les ions sont collectés sur la microgrille.

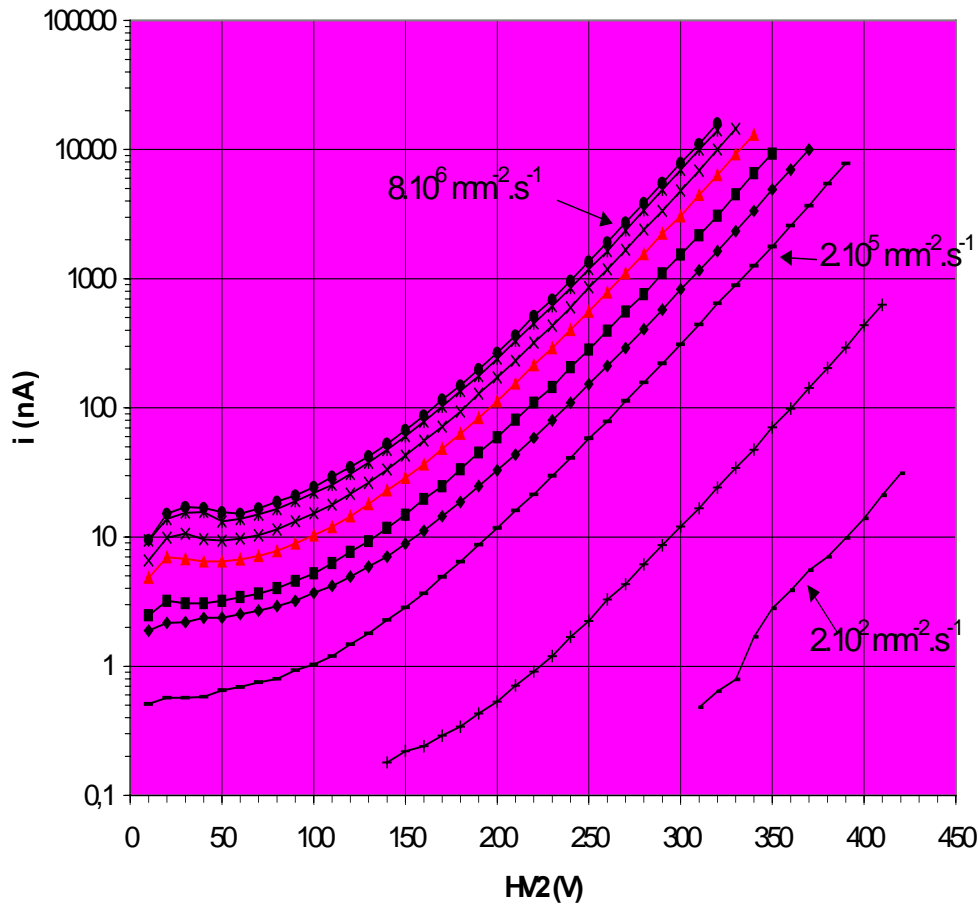


Figure V.13 : Mesure du courant recueilli i sur les anodes en fonction de la tension appliquée pour différents flux de photons Xénon-isobutane 6% .

Par contre, l'augmentation du flux a un effet sur le comportement du détecteur. Plus le flux de photons augmente et plus la tension maximum de fonctionnement de micromégas diminue. Rappelons que cette tension maximum est la tension pour laquelle des claquages apparaissent dans le détecteur, avec une fréquence de quelques Hertz, et où le fonctionnement du détecteur devient instable. Cette tension étant directement liée au gain, on note une baisse du gain maximum du détecteur en fonction du flux auquel il fonctionne.

De nombreux mélanges gazeux ont été utilisés et nous avons observé une stabilité du gain en fonction du flux de photons et une baisse du gain maximum en fonction du gain maximum pour tous les mélanges. Par contre le gain maximum pour un flux donné est très variable suivant le mélange utilisé.

4. Etude du gain maximum

Pour des flux inférieurs à 10^5 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ nous ne notons pas de réelle baisse du gain maximum et ceci quel que soit le mélange gazeux utilisé (Figure V.14,V.16 et V.17). Mais alors que pour des mélanges à base d'argon ou de CF_4 le gain maximum est de l'ordre de quelques 10^4 pour des flux inférieurs à 10^5 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, les mélanges à base de néon permettent d'atteindre des gains beaucoup plus élevés. Le gain maximum dépasse ainsi 10^5 pour un mélange à base de néon et contenant 6% d'isobutane (Figure V. 16).

Pour les flux de photons supérieurs à 10^5 , on note une baisse du gain avec le flux. Celui-ci reste néanmoins supérieur à 1 000 pour des mélanges à base d'argon et de CF_4 et des flux de l'ordre de 10^7 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Les mélanges à base de néon présentent de meilleures performances puisque des gains de l'ordre de 10 000 sont observés jusqu'à des flux de 10^6 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (Figure V. 16).

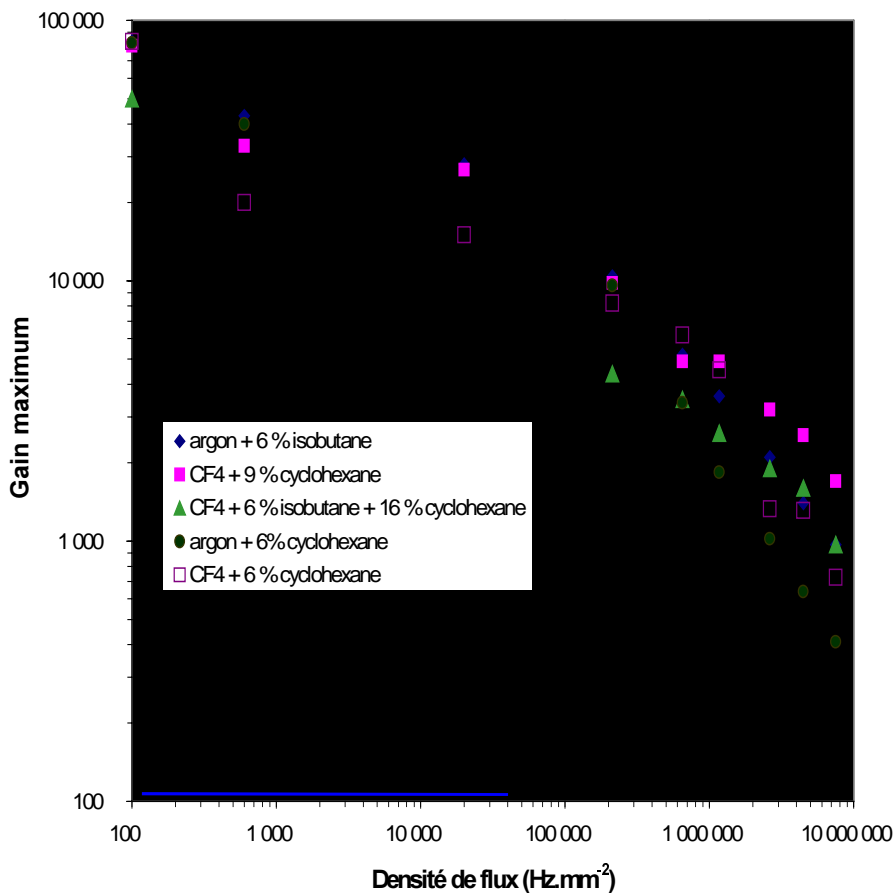


Figure V.14 : Gain maximum en fonction de la densité de flux de photons X pour plusieurs mélanges

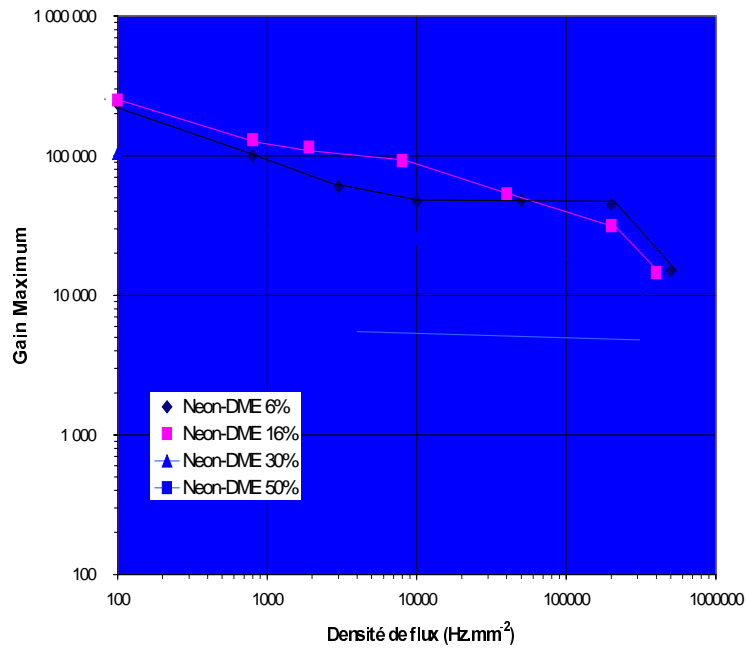


Figure V.15 : Gain maximum en fonction de la densité de flux de photons X pour plusieurs proportions de mélange néon-DME

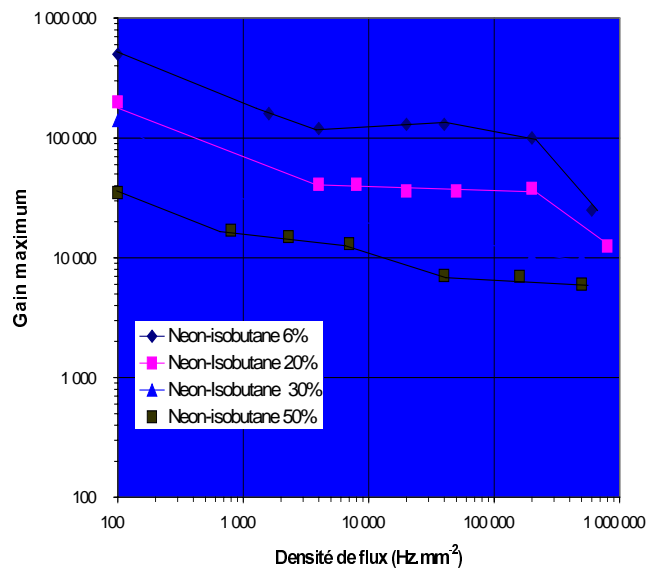


Figure V.16 : Gain maximum en fonction de la densité de flux de photons X pour plusieurs proportions de mélange néon-isobutane.

5. Etude de la charge maximum de l'avalanche

Nous avons déjà abordé dans le chapitre II.E ce que l'on a coutume d'appeler la limite de Raether. Il a été à de nombreuses reprises observé que lorsque la taille de l'avalanche dépasse une limite, qui dépend du gaz, et qui se situe entre 10^7 et 10^8 électrons, un processus divergent s'enclenche et conduit à une étincelle. C'est la limite que nous observons à bas flux : elle est par exemple de $2 \cdot 10^7$ électrons pour un mélange d'argon-isobutane 6% (pour un gain de $8 \cdot 10^4$) et de $9 \cdot 10^7$ pour un mélange à base de néon et contenant 6% d'isobutane (pour un gain de $5 \cdot 10^5$).

De récentes études [SAUL] concernant les effets de l'augmentation du flux de photons sur les nouveaux détecteurs reposant sur des structures où les espaces d'amplifications sont peu larges, comme dans le cas de micromégas, ont montré une tendance générale de ces détecteurs à la baisse du gain en fonction du flux sans toutefois pouvoir en déterminer les raisons.

E. Conclusion.

Un générateur X, délivrant un haut flux de photons d'une énergie de 8 keV, nous a permis d'effectuer des tests de vieillissement de micromégas. Après avoir mesuré une charge équivalente à celle mesurée par un détecteur pendant plus de 20 de fonctionnement dans les conditions d'une expérience au LHC, nous n'avons pas noté de variations significatives du comportement du détecteur.

Une étude concernant le comportement du détecteur lorsqu'il est soumis à un haut flux de photons X a montré une baisse du gain maximum du détecteur en fonction de la densité de flux de photons. Cette étude a montré que le détecteur fonctionnait correctement et avec un gain supérieur à 10 000 pour des mélanges à base d'argon jusqu'à des densités de flux de l'ordre de 10^5 particules. $\text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Les mélanges à base de néon ont montré un gain maximum encore plus élevé. Ainsi un mélange néon-isobutane 6% présente un gain supérieur à 100 000 jusqu'à une densité flux de 10^5 particules. $\text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Nous avons utilisé le détecteur jusqu'à une densité de flux de 10^7 particules. $\text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, mais alors le gain, pour un mélange à base d'argon, baisse et est de l'ordre de 1 000. Pour un mélange à base de néon et un flux de 10^6 particules. $\text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, le gain maximum est de 10 000. Les raisons de la baisse du gain maximum en fonction de la densité de flux de photons X du faisceau ne sont pas encore clairement établies.

Références :

- [BOIM] B. Boimska et al., Nuclear Physics B 61B (1998) 498-503
- [BOUC] R. Bouclier et al., Nuclear Instruments and Methods A367 (1995) 168
- [KADY] J. A. Kadyk, Nuclear Instruments and Methods A300 (1991) 436-479
- [RAET] H. Raether, Electron avalanches and breakdown in Gases. Butterworth, London (1964)
- [SAUL] Nuclear Instruments and Methods A424 (1999) 321
- [SAUL2] F. Sauli, CERN-EP/99-69, soumis à Annual Review of Nuclear and particle Science.
- [SAUL3] F. Sauli, Nuclear Physics B 61B (1998) 236-243

Chapitre 6

CONCLUSION

Ces dernières années ont vu apparaître de nombreux développements dans le domaine des détecteurs gazeux. Micromégas est apparu en 1996 comme un détecteur très prometteur.

Sa structure qui repose sur une double plaque parallèle a montré de nombreux avantages. Un espace large (3 mm) permet le dépôt d'énergie des particules chargées et un espace d'amplification d'une largeur très réduite (100 μm) permet l'amplification des signaux. Ces deux espaces sont séparés par une microgrille d'une épaisseur d'environ 5 μm . Cette microgrille permet d'imposer un champ faible dans l'espace de conversion et un champ fort dans l'espace d'amplification. La faible largeur de l'espace d'amplification permet une collection des ions très rapide (de l'ordre de 100 ns) et donc un signal très court.

La configuration du champ électrique permet d'obtenir des gains élevés, $5 \cdot 10^5$ avec un mélange néon-isobutane 6% et en utilisant une source délivrant des photons X de 5,9 keV, c'est à dire une charge dans l'avalanche de près de 10^8 électrons. De nombreux autres mélanges ont été testés en utilisant de l'argon, du néon, du CF_4 , du krypton et du xénon comme gaz principal et comme quencheur de l'isobutane, du DME et du cyclohexane.

Le champ uniforme dans l'espace d'amplification permet d'obtenir une très bonne résolution en énergie (14% FWHM pour une énergie de 5,9 keV).

Des tests ont aussi été effectués en utilisant un espace d'amplification large de 50 μm et des gains élevés, proche de 10^5 ont été mesurés.

La collection rapide des ions permet au détecteur de pouvoir fonctionner lorsqu'il est soumis à un haut flux de particules. Pour des densités de flux de l'ordre de $10^5 \text{ X} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, un mélange néon-isobutane 6% permet de fonctionner avec un gain de 100 000 et une taille de l'avalanche de $2 \cdot 10^7$ électrons.

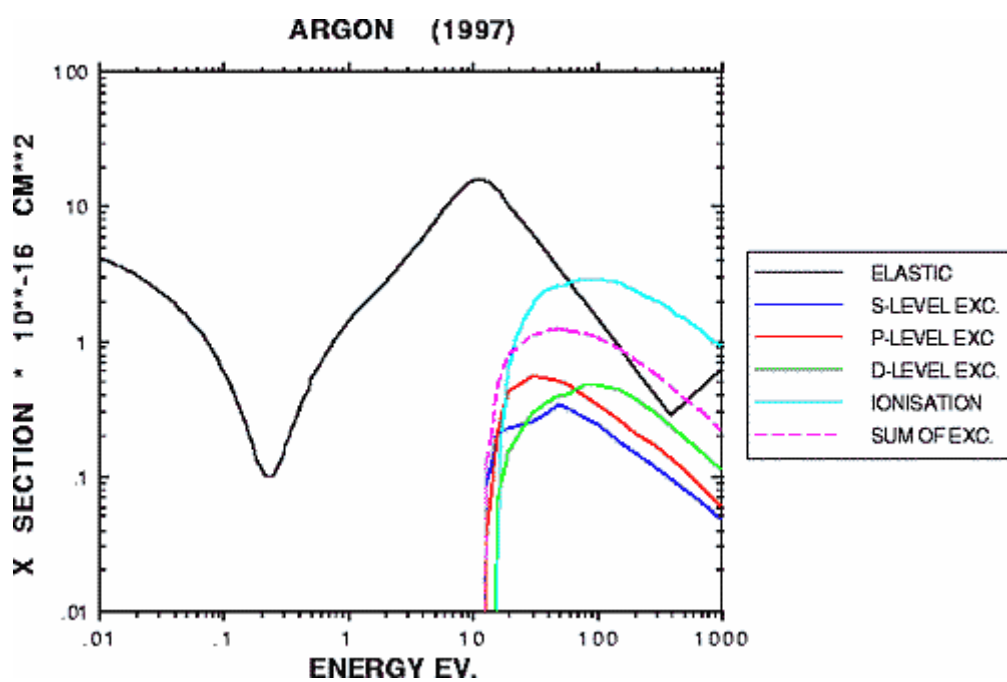
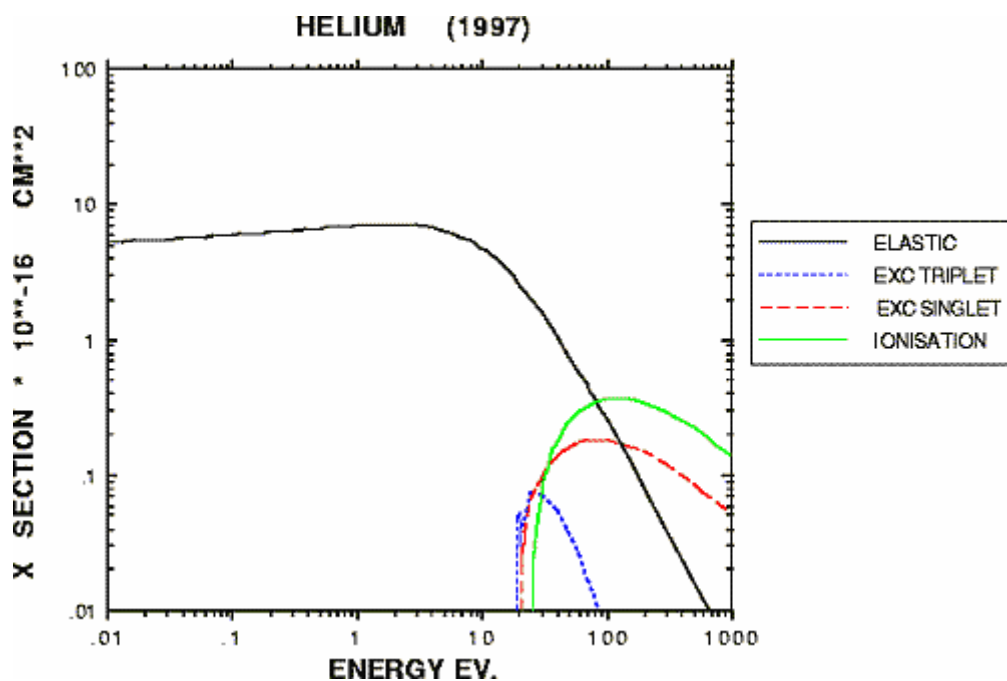
Des tests à des flux proches de $10^7 \text{ X} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ont montré que le détecteur fonctionnait toujours. Nous avons étudié pour de nombreux mélanges gazeux le comportement de micromégas en fonction du flux de photons X. Nous avons observé lors de ces tests qu'une augmentation de la densité de flux de photons X entraînait une baisse du gain maximum du détecteur.

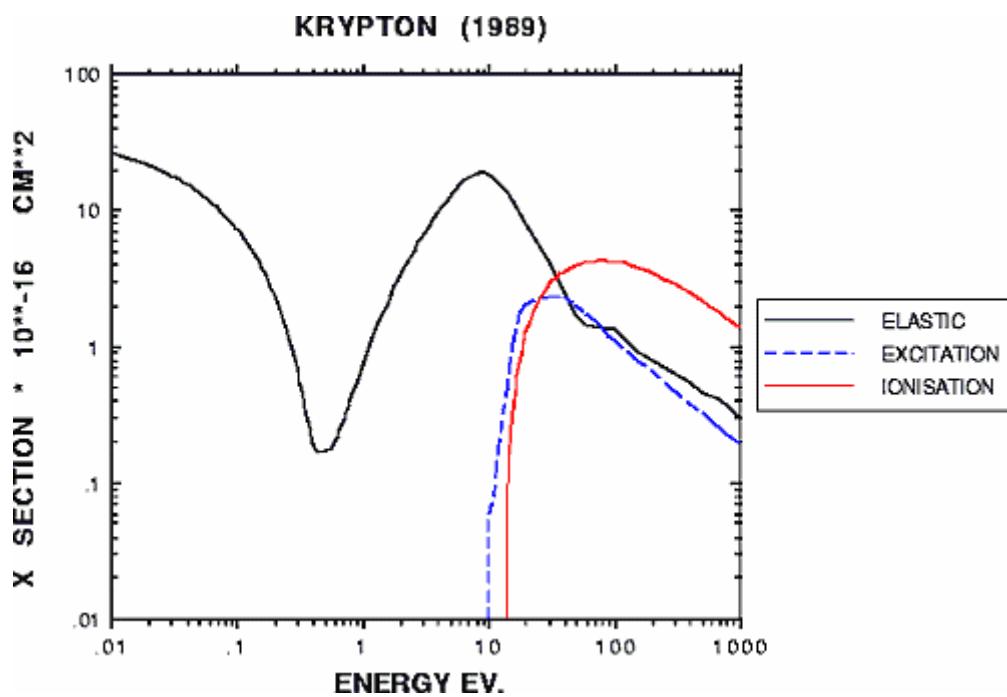
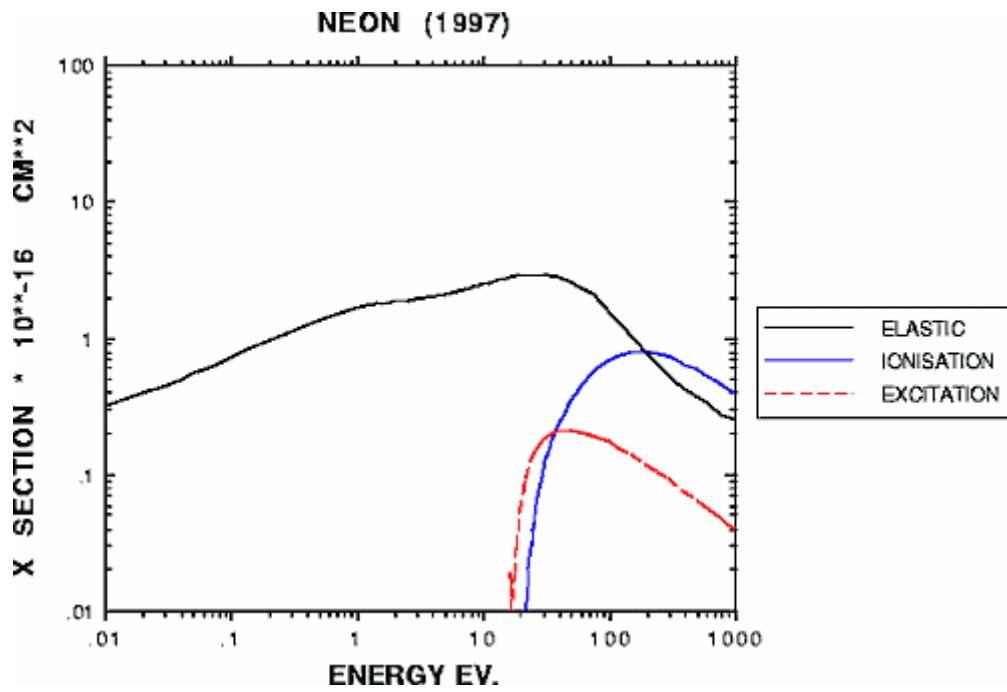
Des tests concernant le vieillissement du détecteur ont montré qu'il pouvait mesurer une charge équivalente à celle mesurée pendant plus de 20 ans de fonctionnement dans une expérience au LHC sans montrer de dégradation de ses performances.

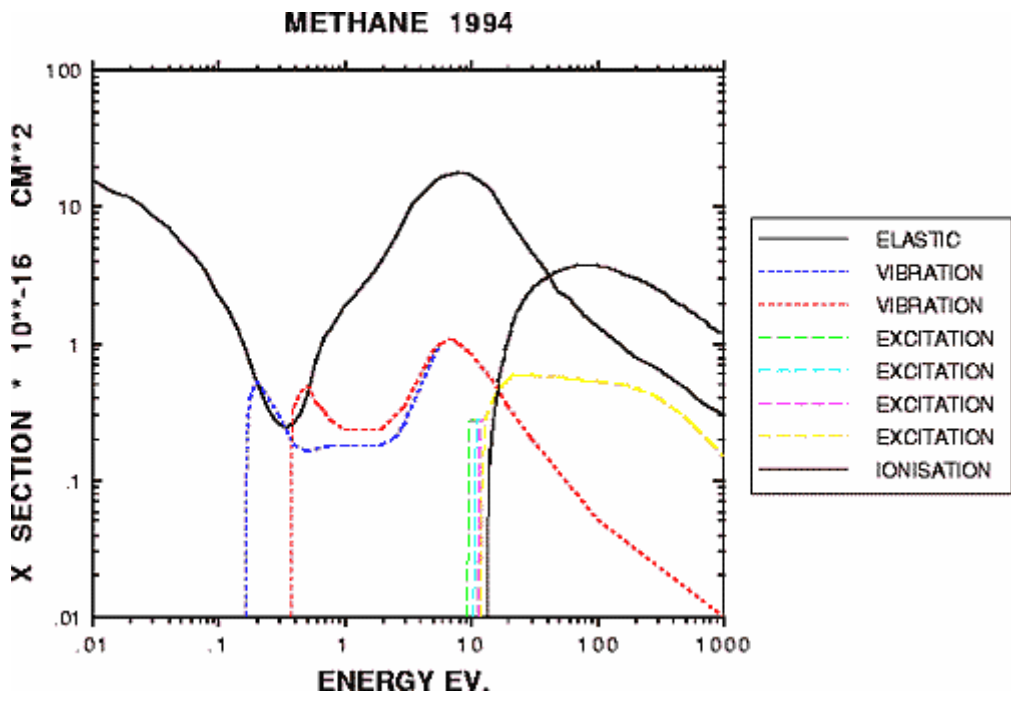
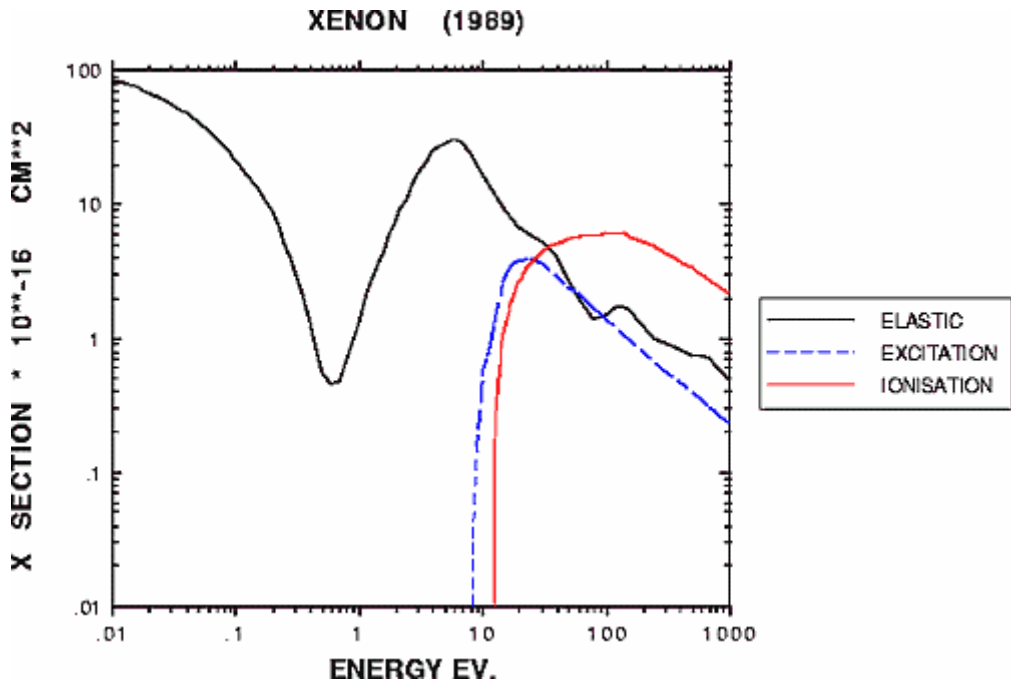
Nous avons réalisé de nombreux tests en faisceau au CERN, ces tests ont montré la capacité de micromégas à détecter des particules au minimum d'ionisation avec une totale efficacité. La résolution spatiale, qui dépend essentiellement de la diffusion transverse des électrons dans l'espace de dérive et du pas des pistes de lecture, peut atteindre 11 μm en utilisant un pas des pistes de 100 μm et un mélange CF_4 -isobutane 20%. La résolution temporelle a été mesurée. Elle est de 5 ns pour un mélange d'argon-cyclohexane 6% CF_4 30%.

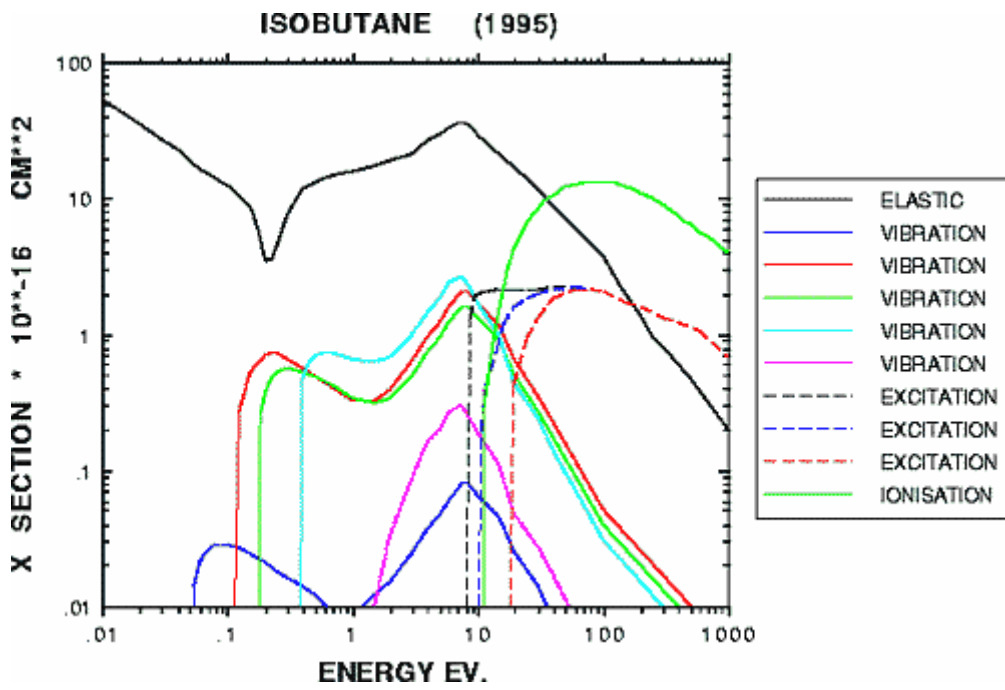
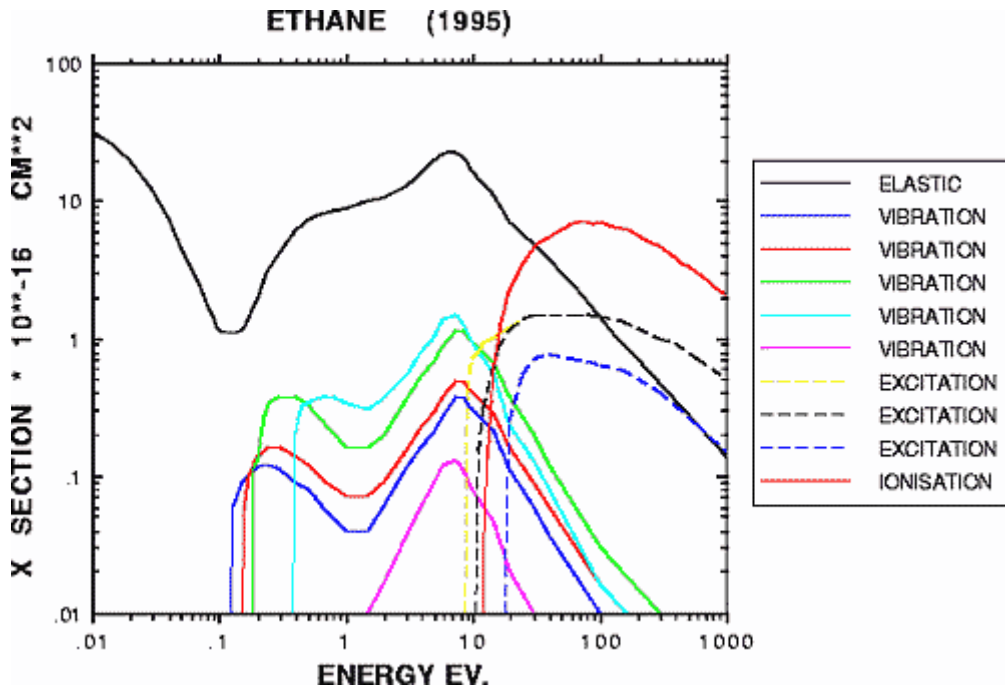
En conclusion, micromégas a montré de très bonnes performances dans le domaine de la physique des hautes énergies. Il détecte avec une totale efficacité les particules au minimum d'ionisation, il les localise avec une précision pouvant atteindre 11 μm et a montré une résolution temporelle de 5 ns. Nous avons aussi montré sa résistance à l'équivalent de plus de 10 ans de fonctionnement dans les conditions du LHC. De nombreuses applications sont aussi possibles dans le domaine de la détection des photons X. Nous avons montré la capacité du détecteur à fonctionner à haut gain lorsqu'il est soumis à un haut flux de photons.

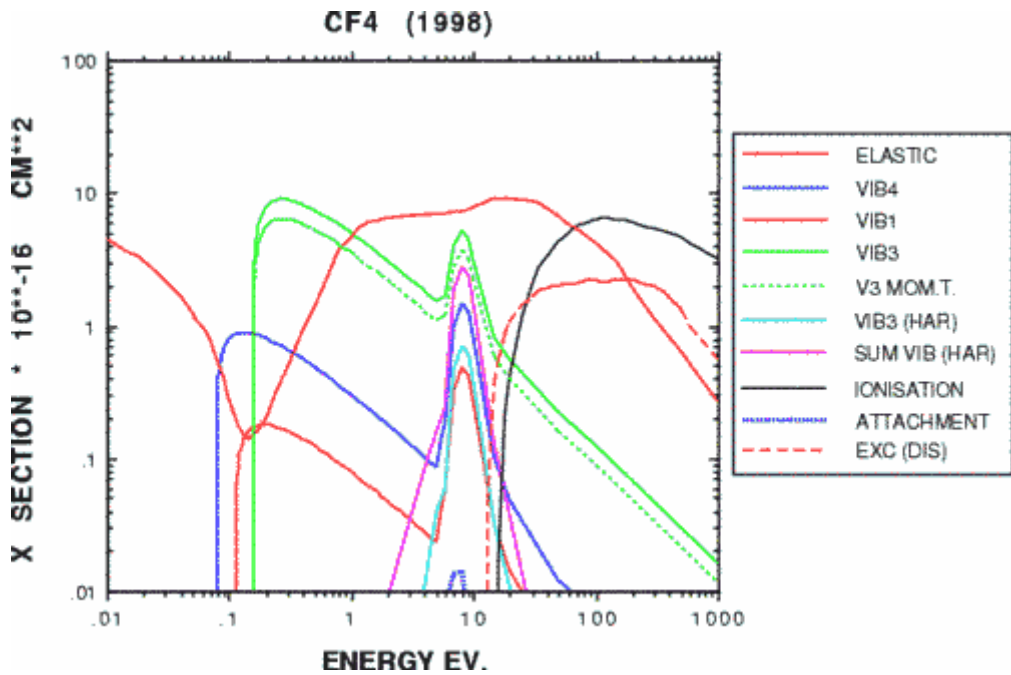
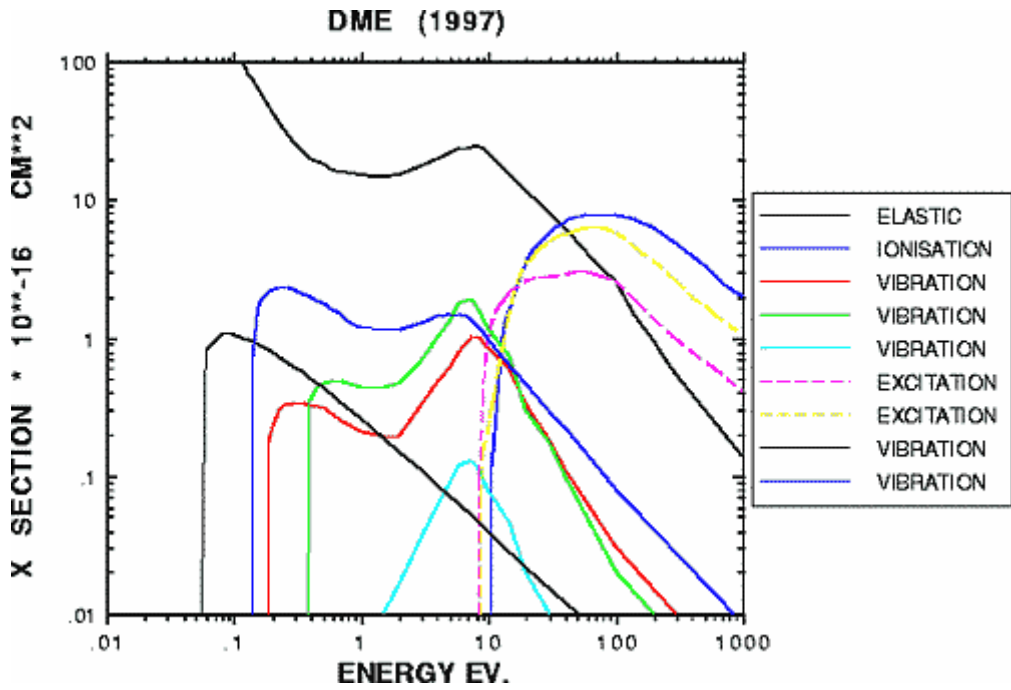
ANNEXE A



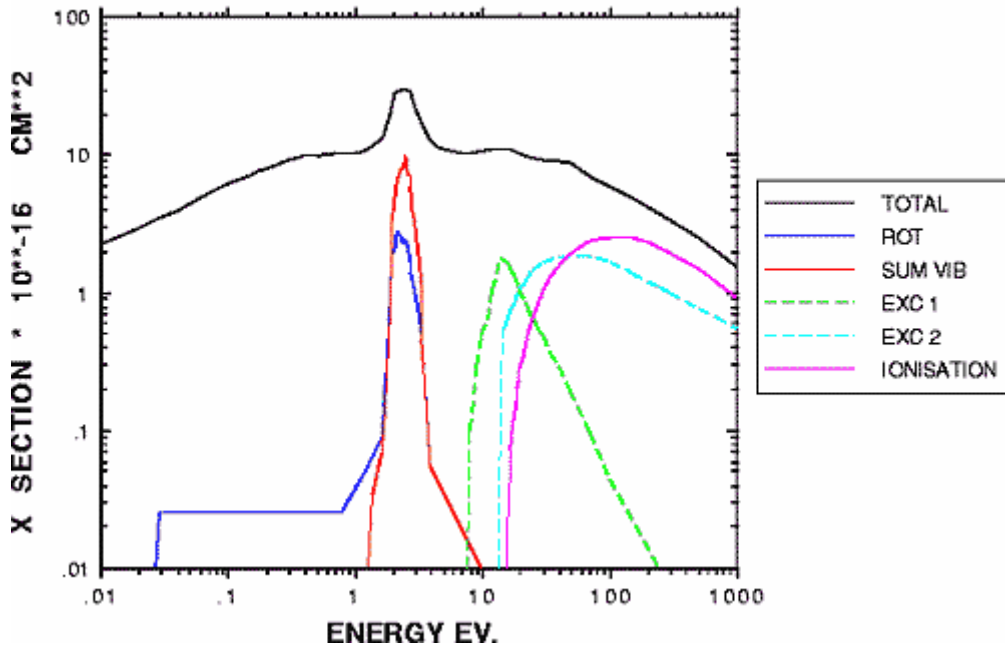




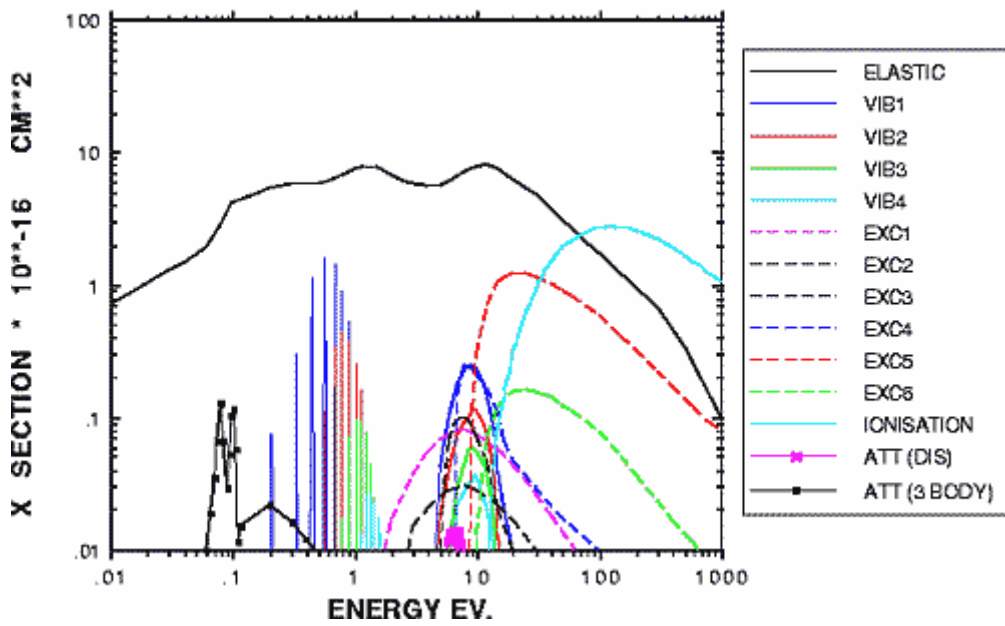




NITROGEN (PITCHFORD + PHELPS) N2MOD



OXYGEN (1990)



Diffusion calculée pour 1 cm de dérive

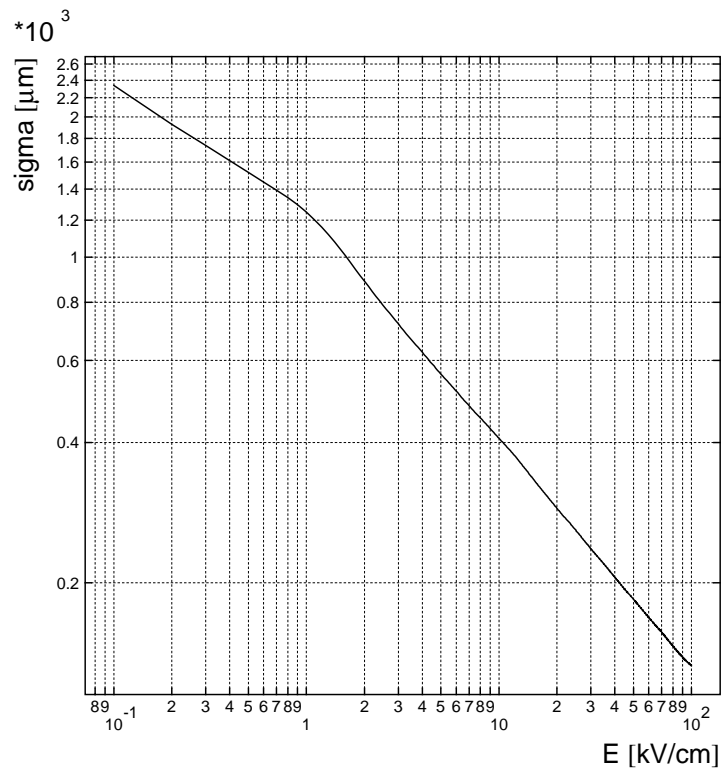


Figure B. 1 : Argon

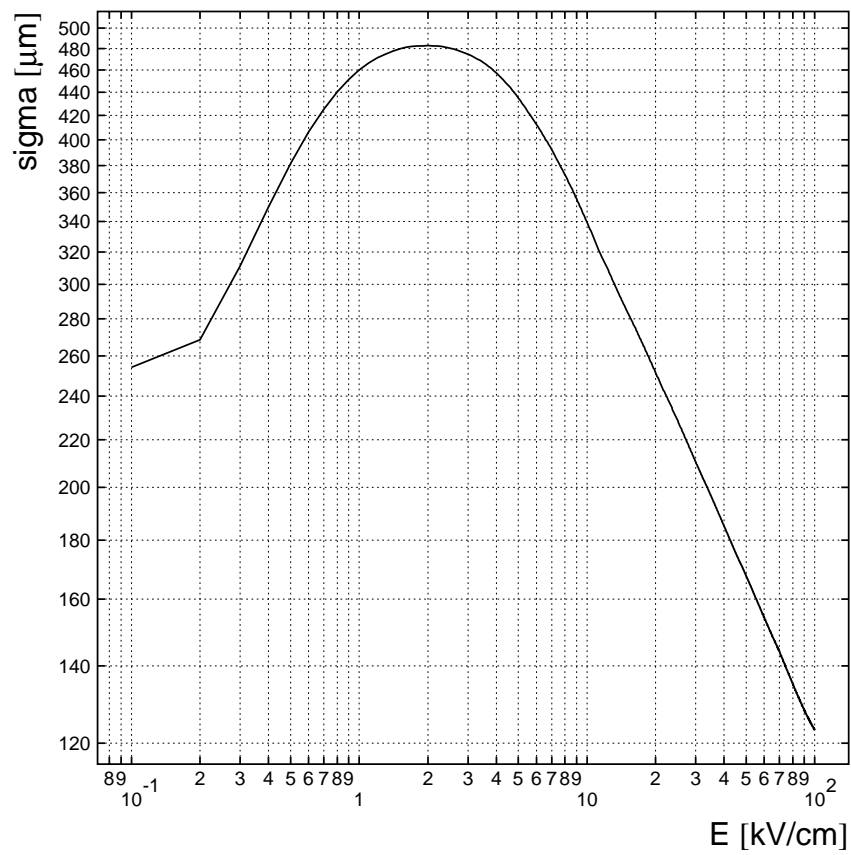


Figure B. 2 : Argon-DME 5%

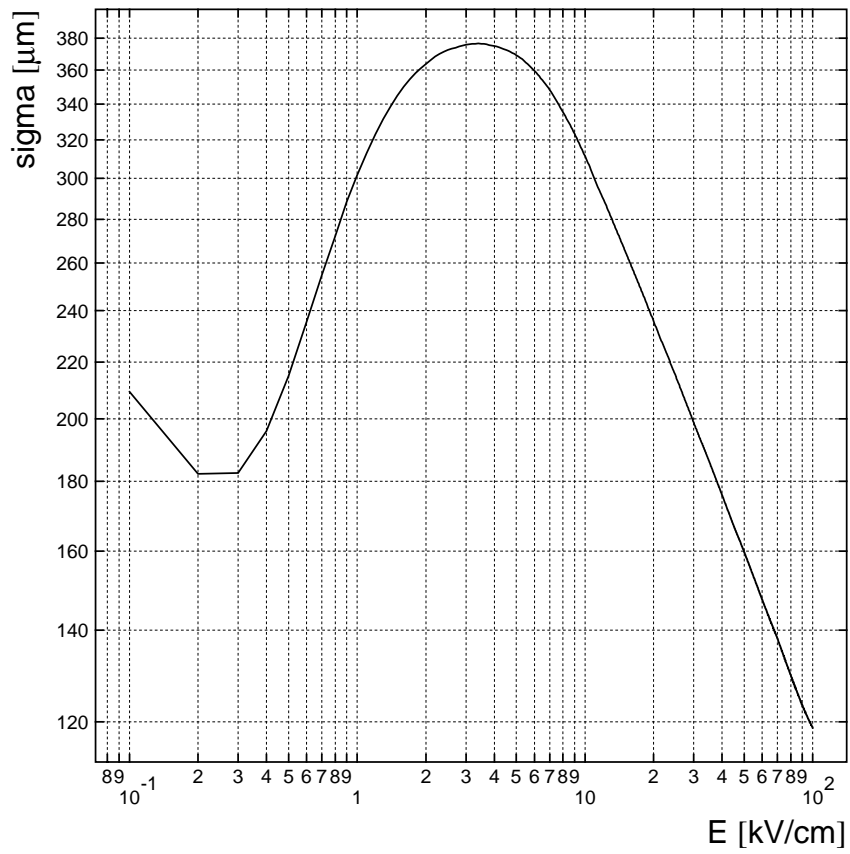


Figure B. 3 : Argon-DME 10%

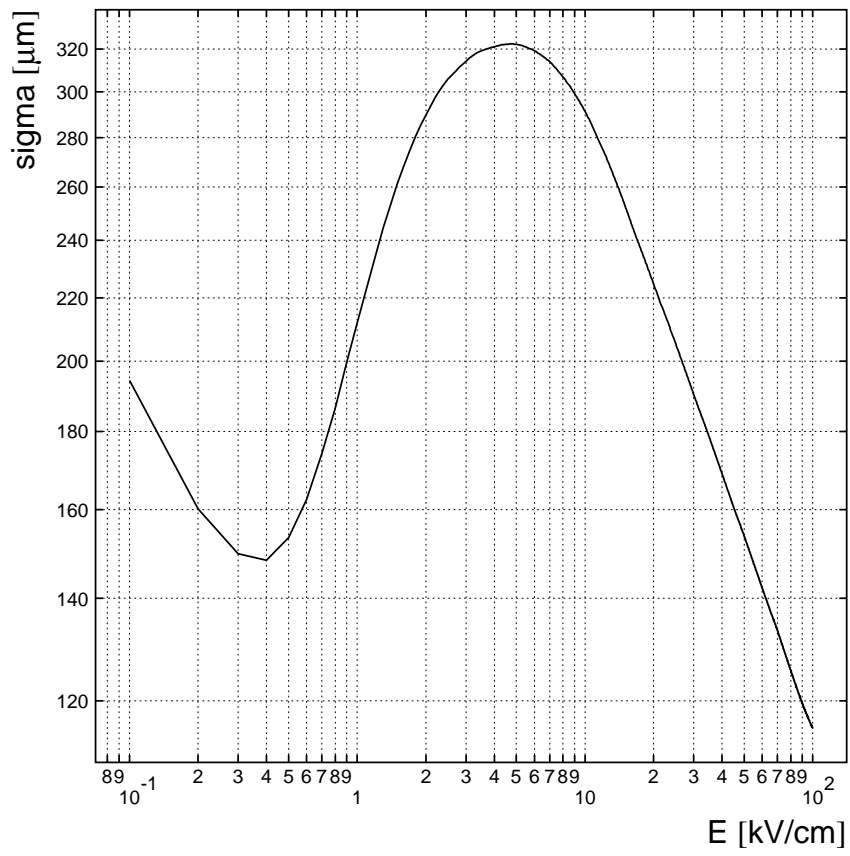


Figure B. 4 :Argon-DME 15%

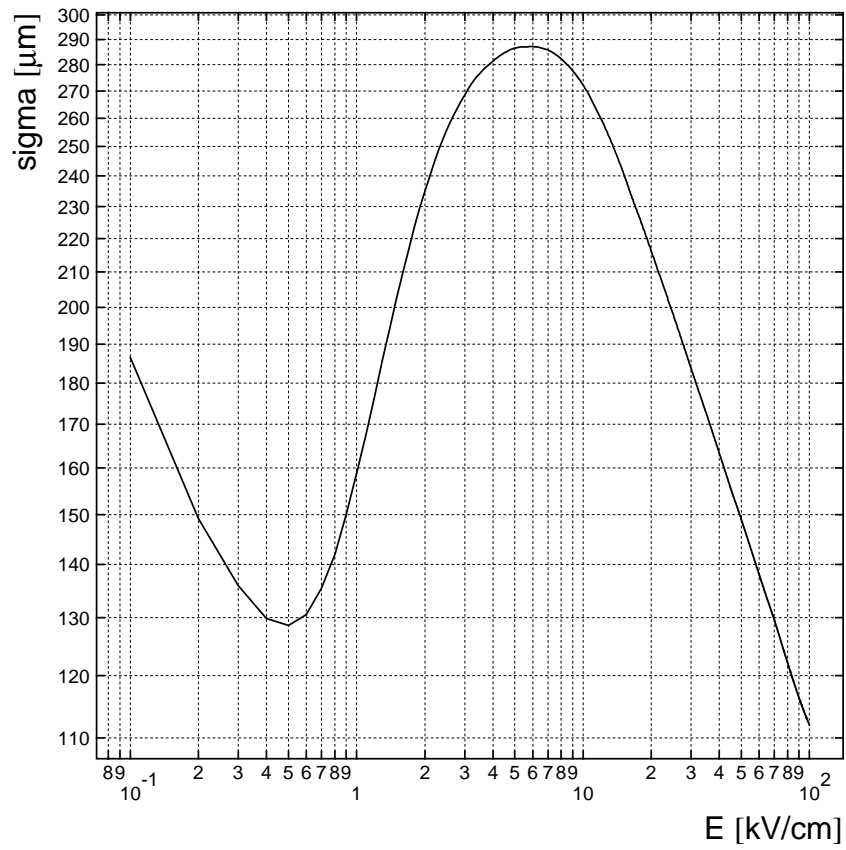


Figure B. 5 : Argon-DME 20%

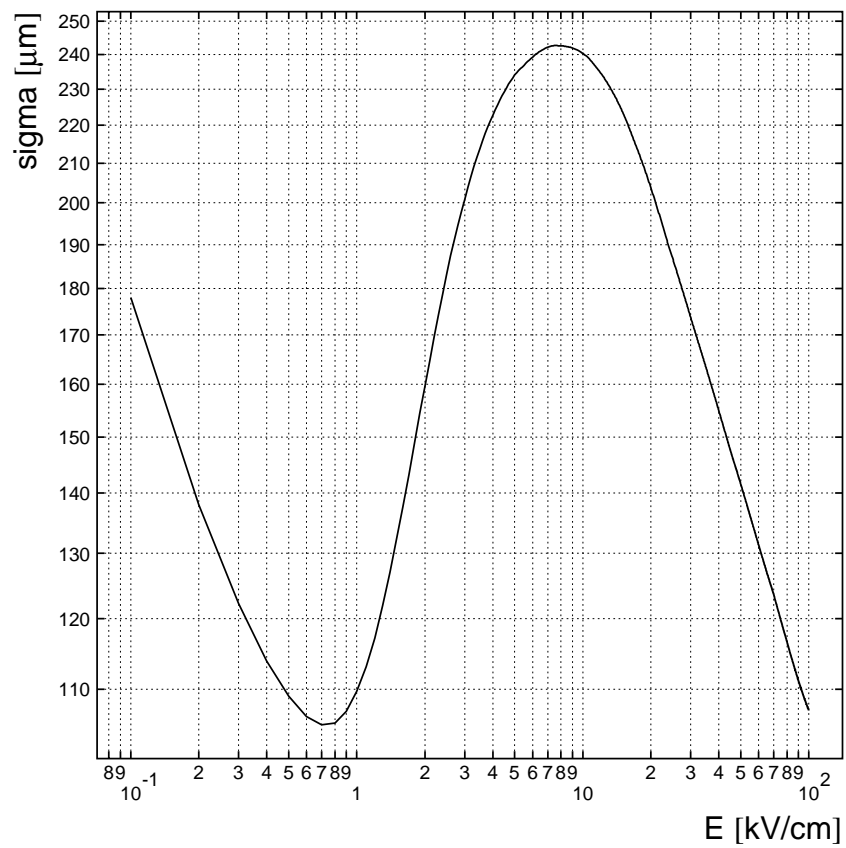


Figure B. 6 : Argon-DME 30%

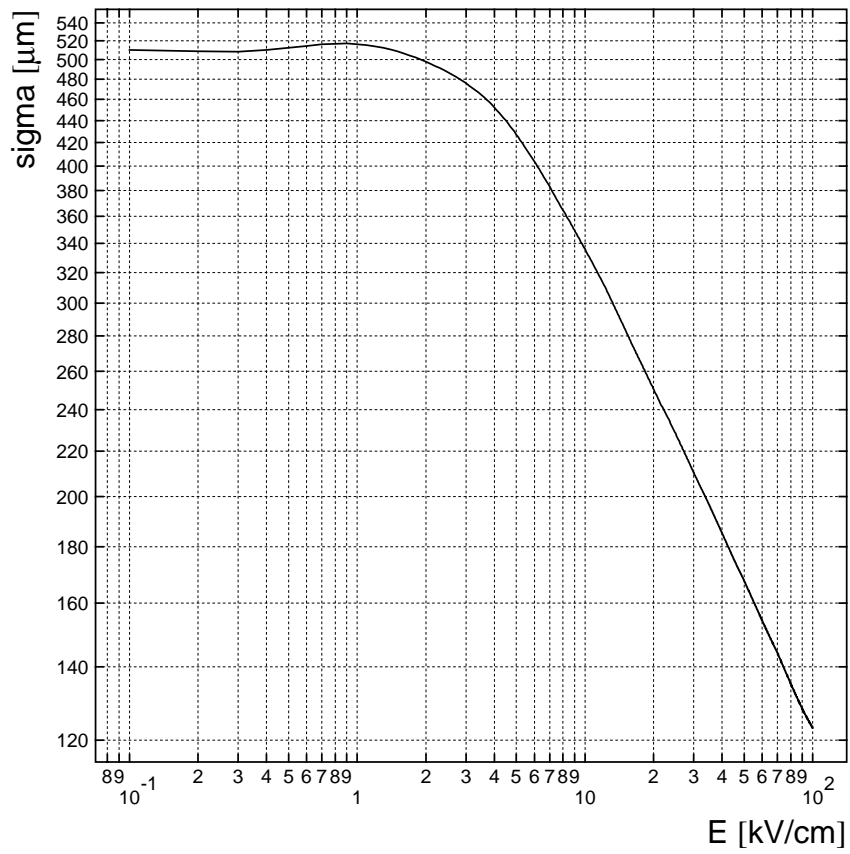


Figure B. 7 : Argon-isobutane 5%

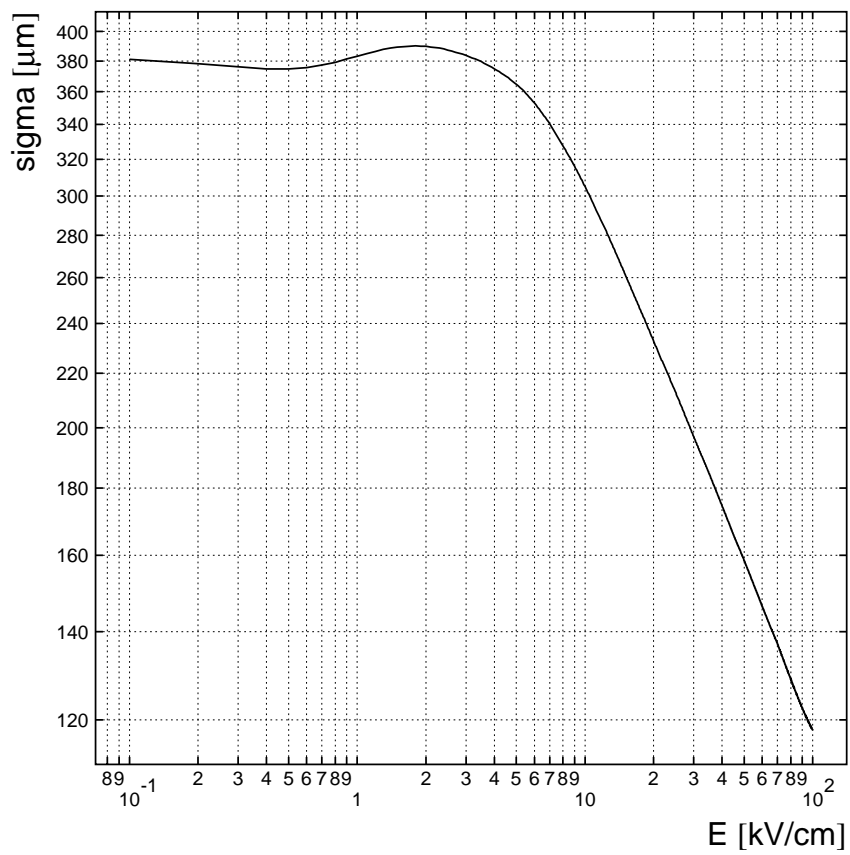


Figure B. 8 : Argon-isobutane 10%

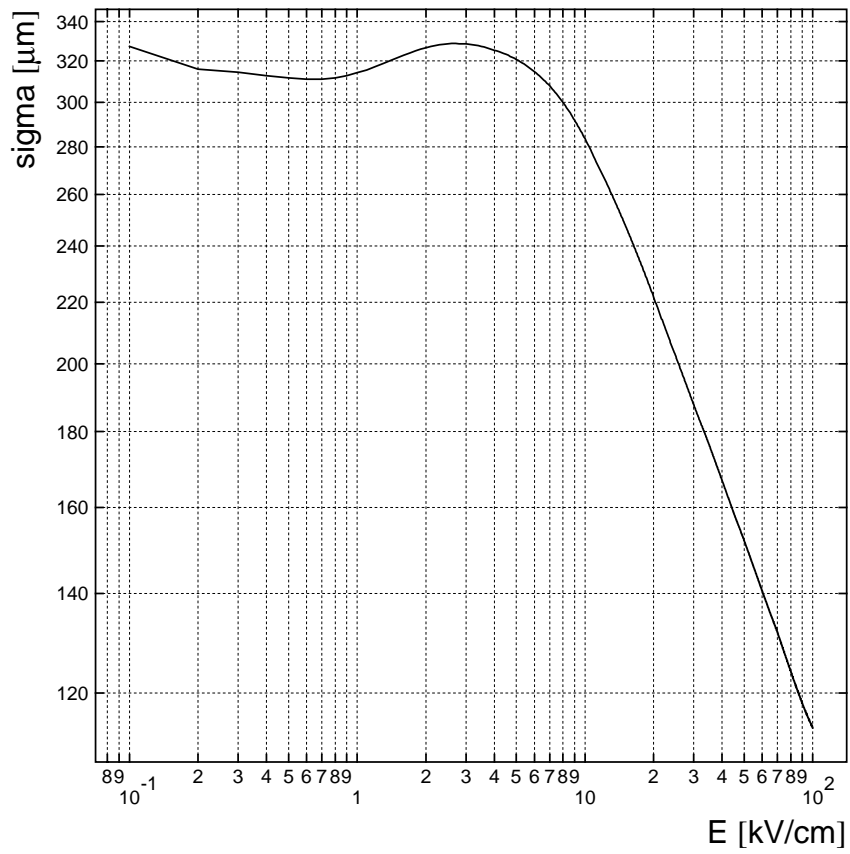


Figure B. 9 : Argon-isobutane 15%

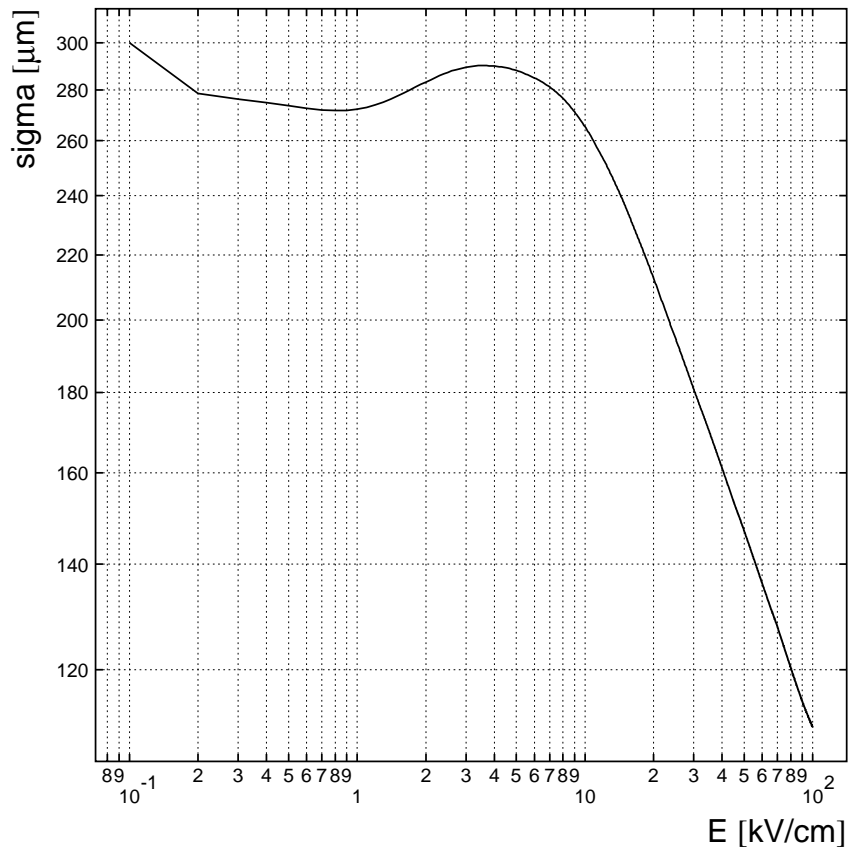


Figure B. 10 : Argon-isobutane 20%

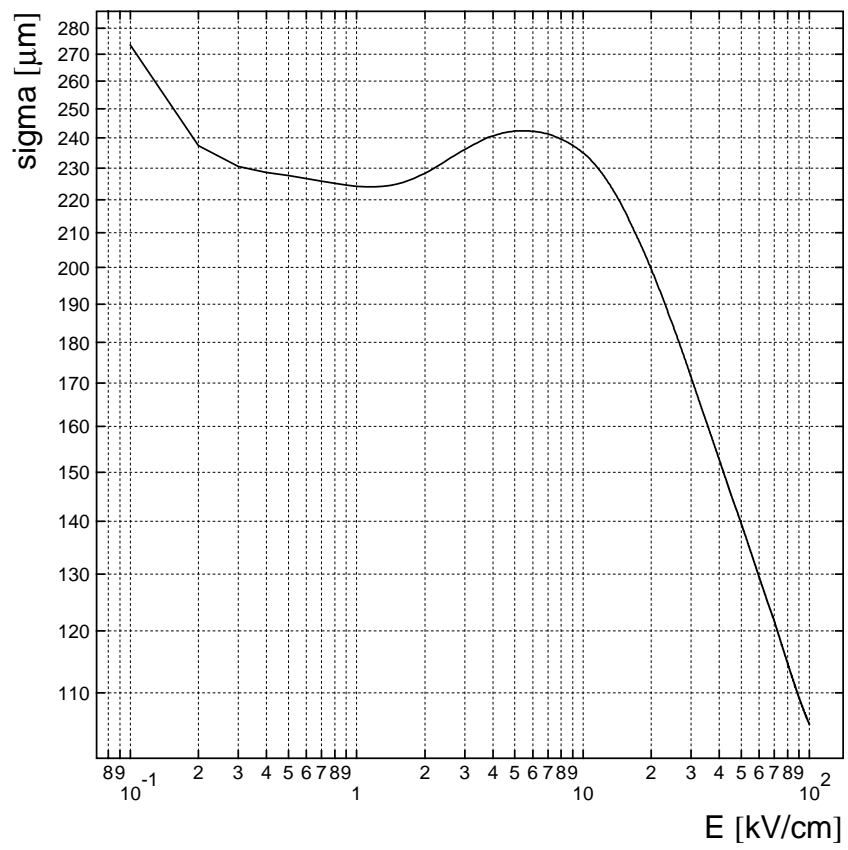


Figure B. 11 : Agon_isobutane 30%

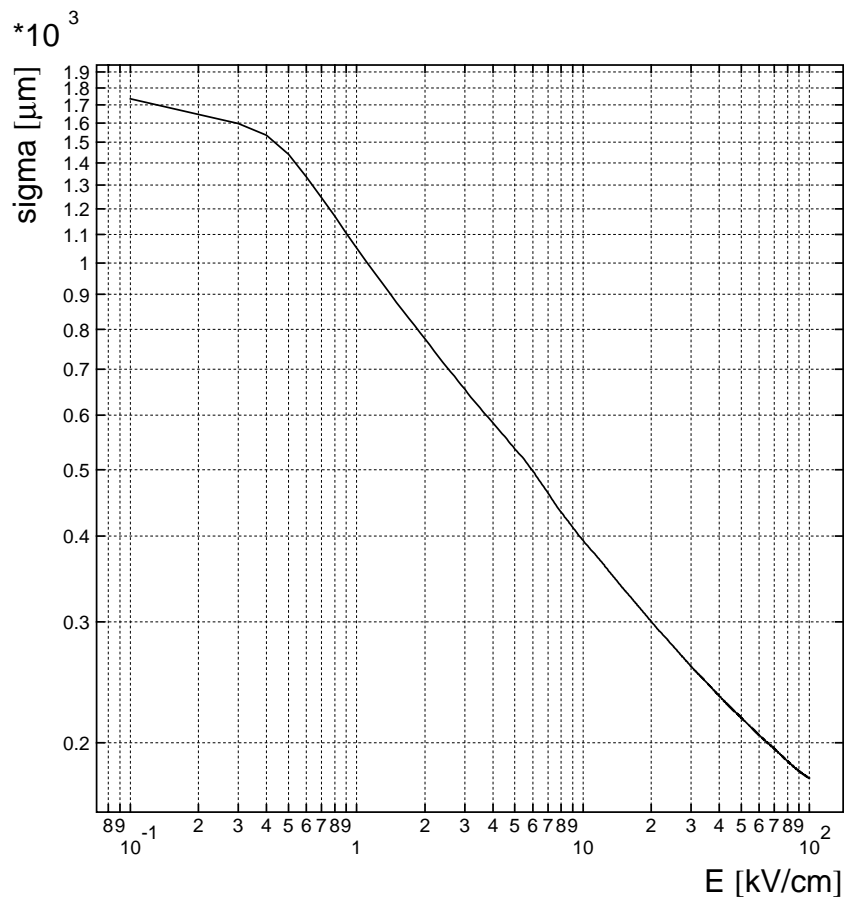


Figure B. 12 : néon

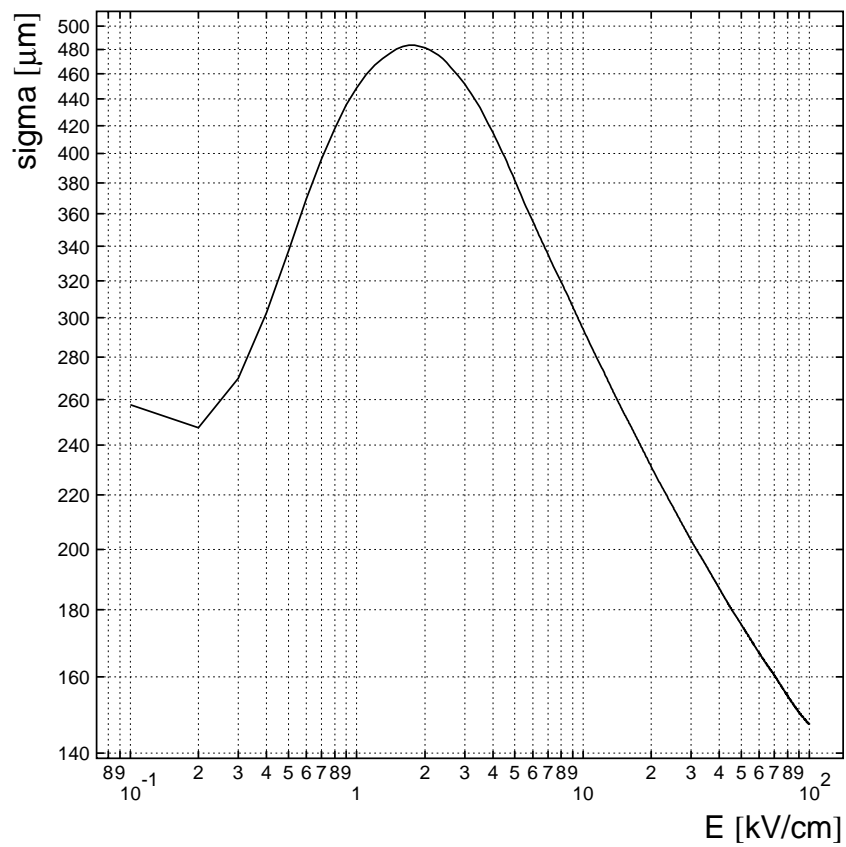


Figure B. 13 : néon-DME 5%

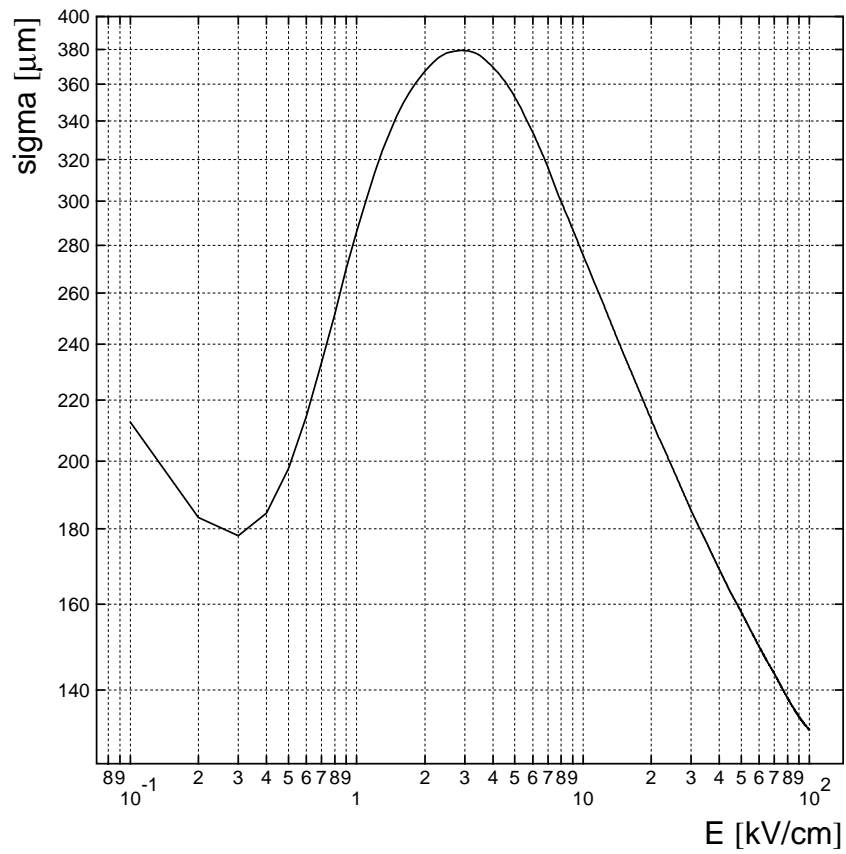


Figure B. 14 : néon-DME 10%

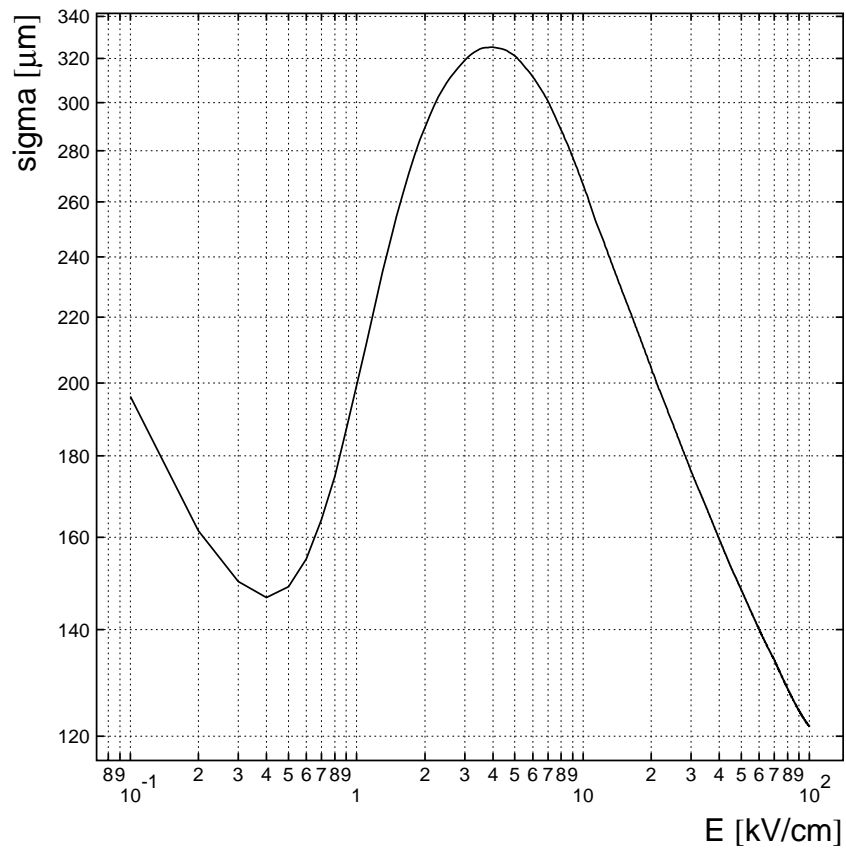


Figure B. 15 : néon-DME 15%

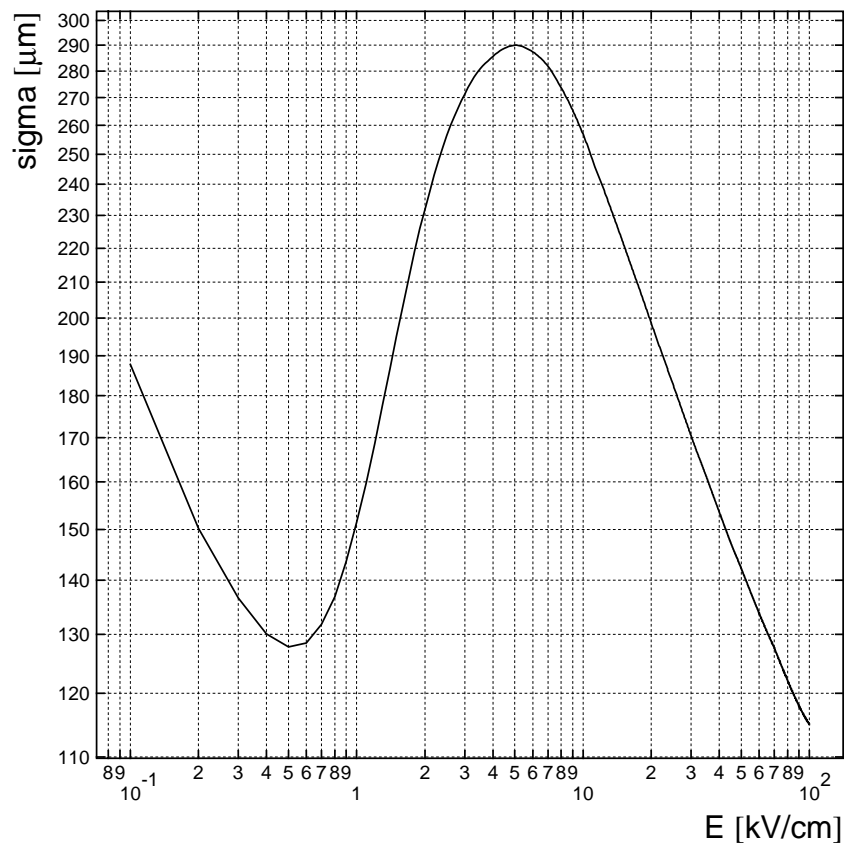


Figure B. 16 : néon-DME 20%

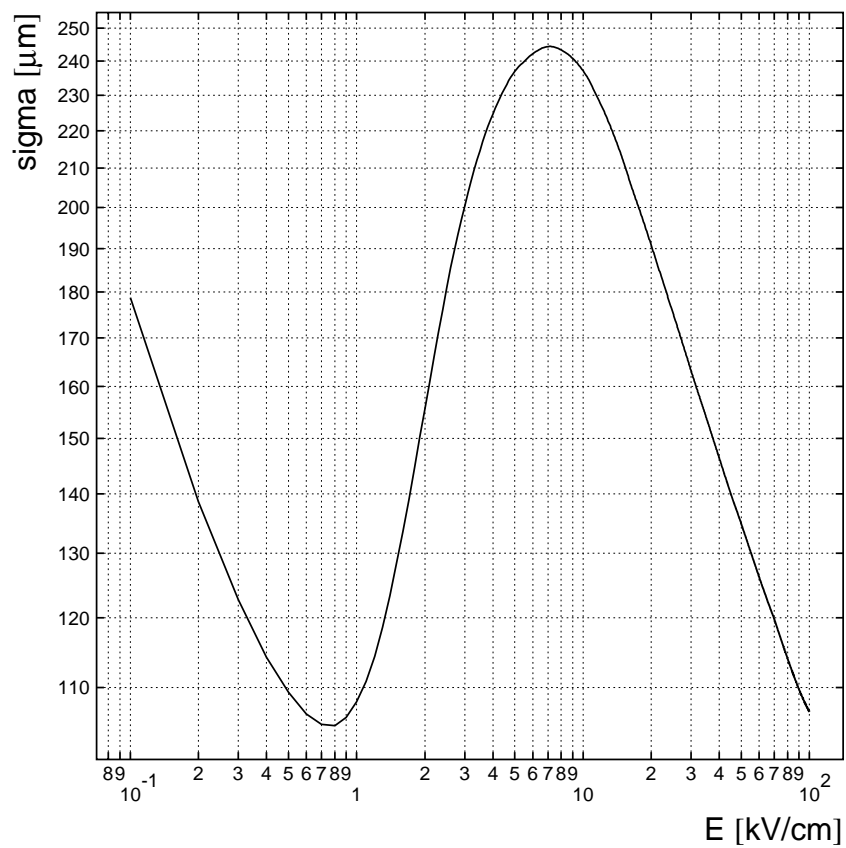


Figure B. 17 : néon-DME 30%

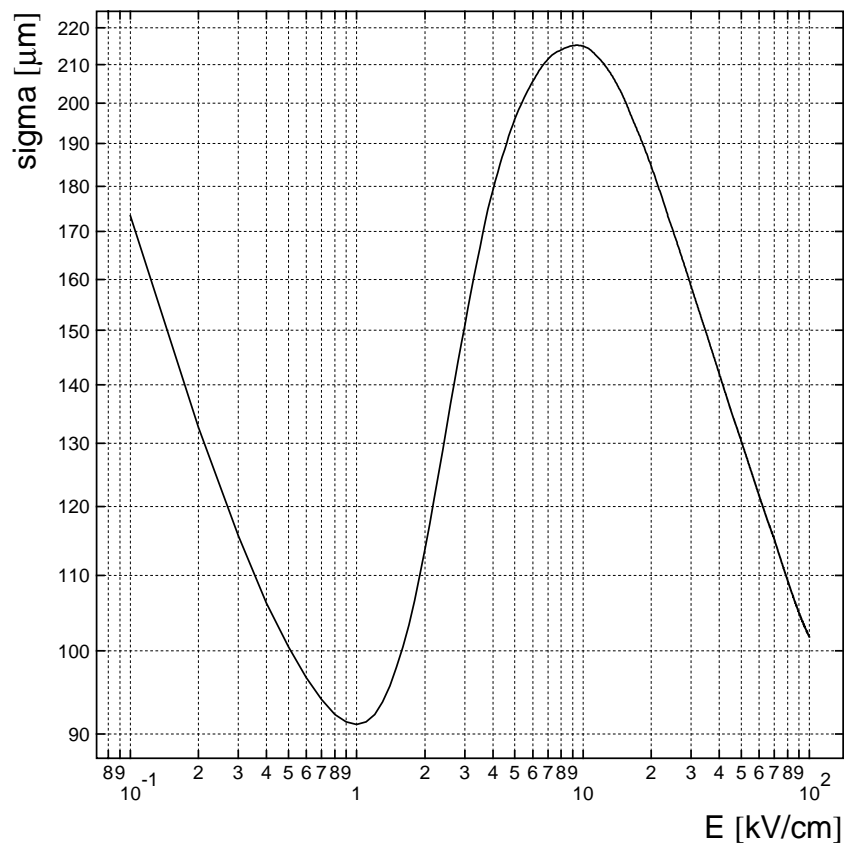


Figure B. 18 : néon-DME 40%

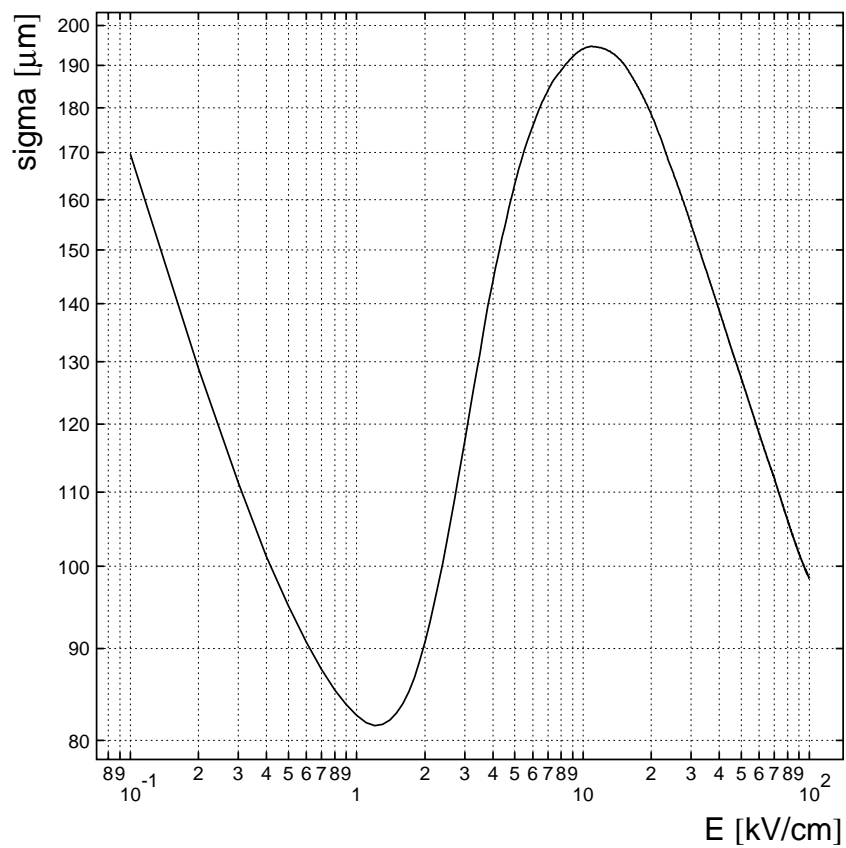


Figure B. 19 néon-DME 50%

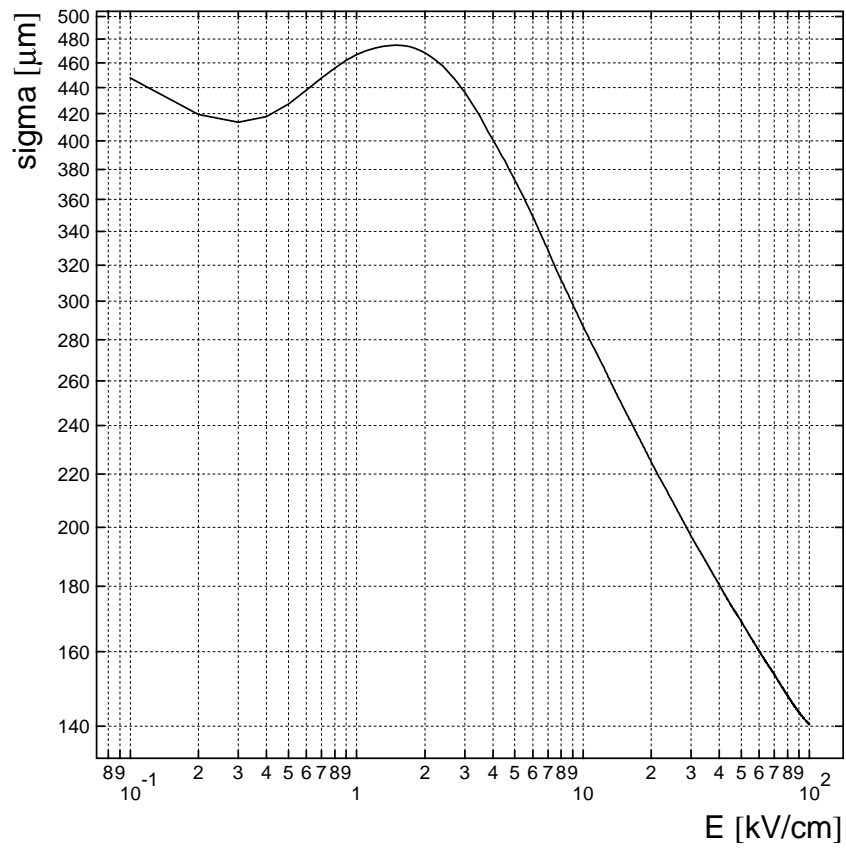


Figure B. 20 : néon-isobutane 5%

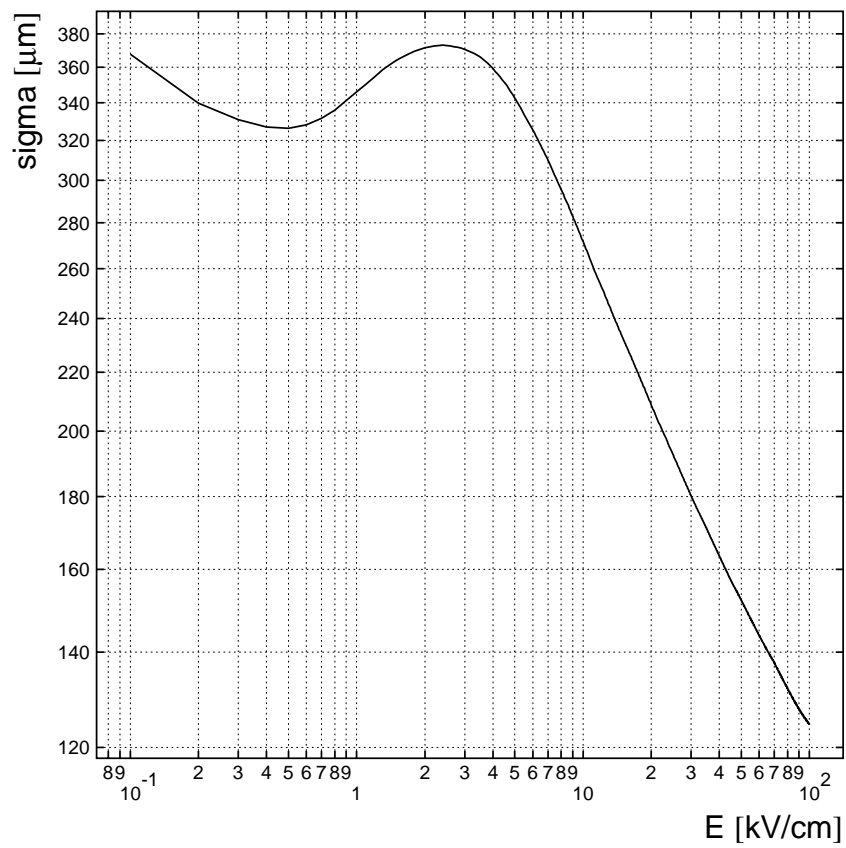


Figure B. 21 : néon-isobutane 10%

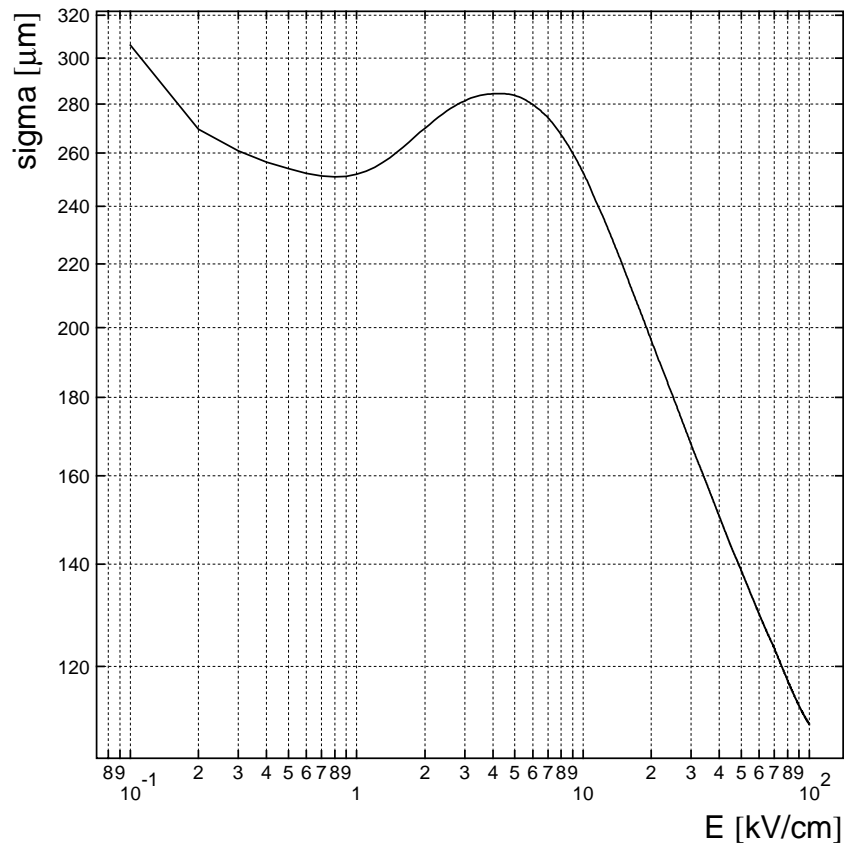


Figure B. 22 : néon-isobutane 20%

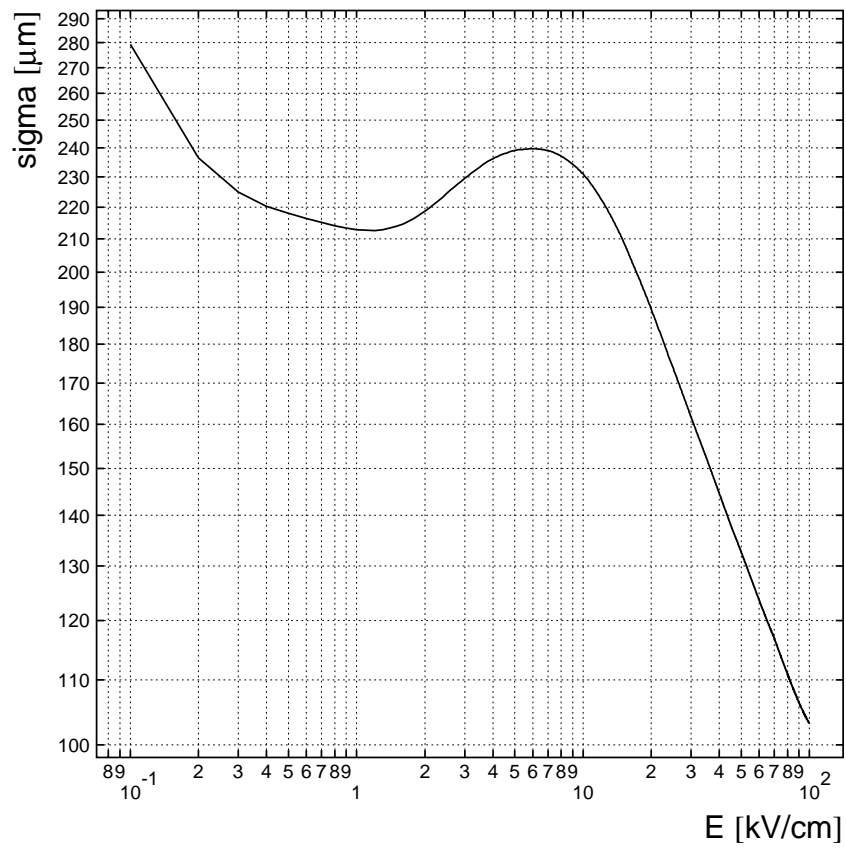


Figure B. 23 : néon-isobutane 30%

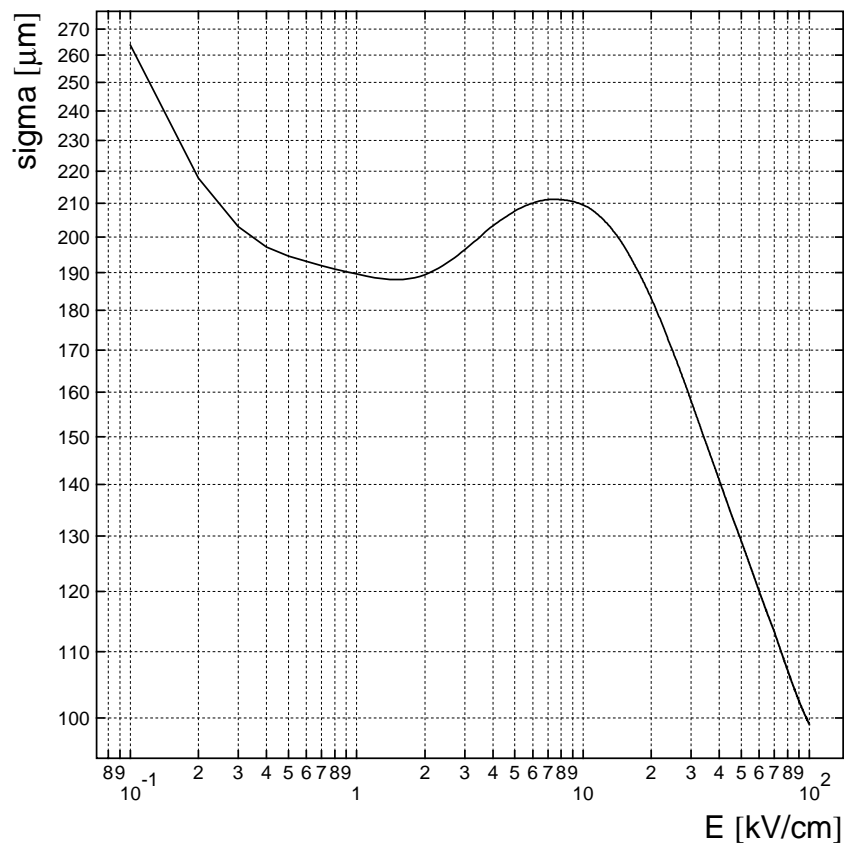


Figure B. 24 : néon-isobutane 40%

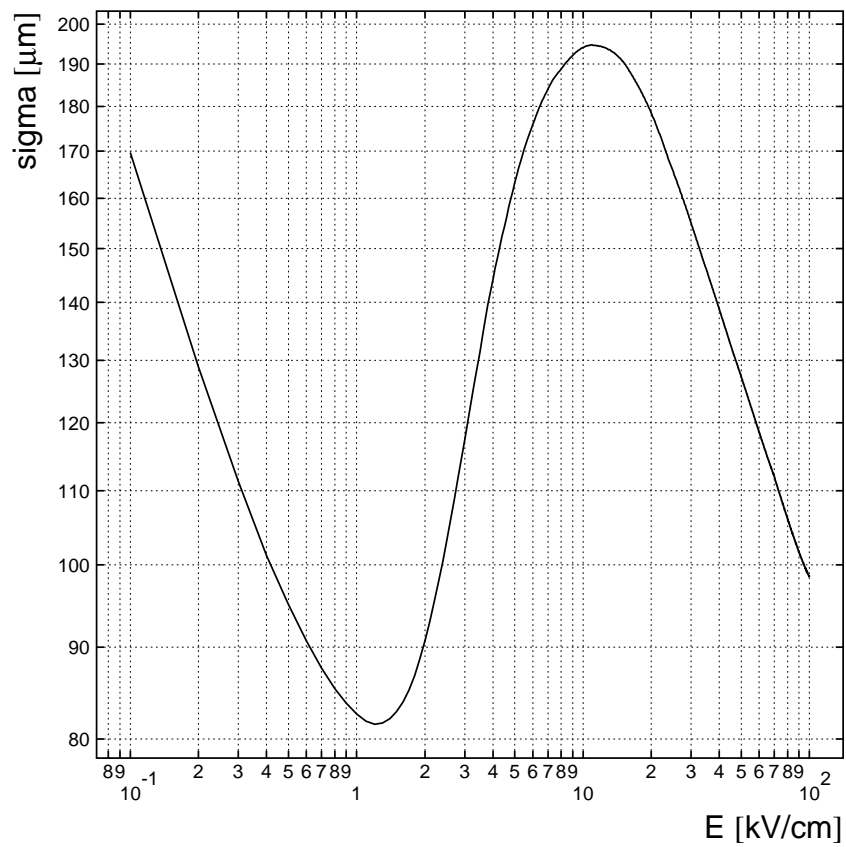


Figure B. 25 : néon-isobutane 50%

Vitesse de dérive

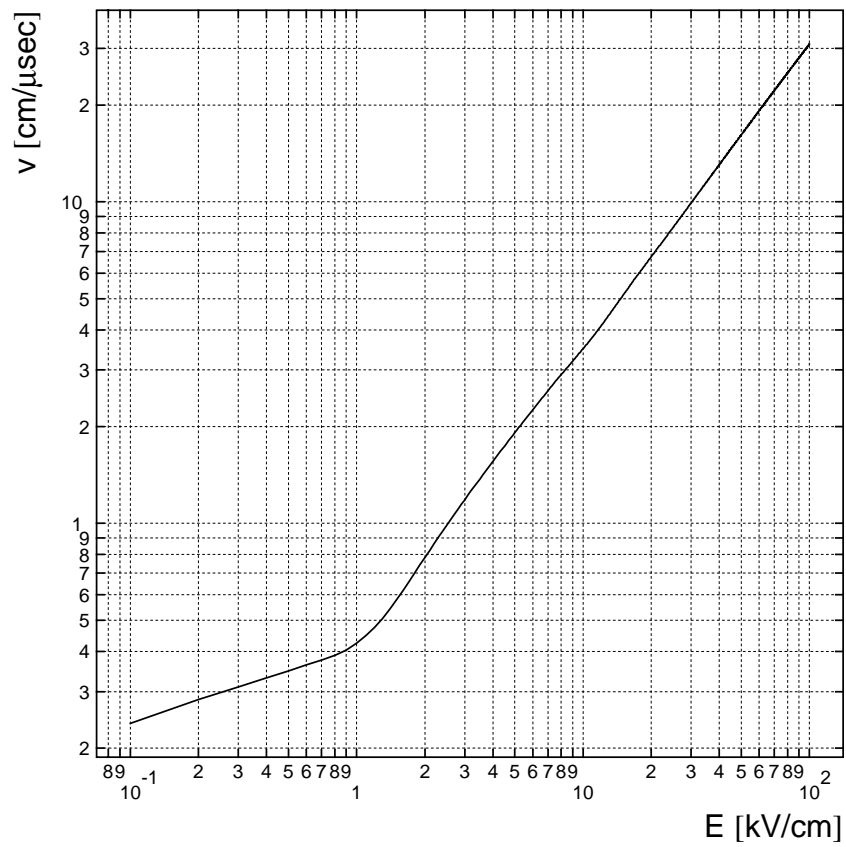


Figure B. 1 : Argon

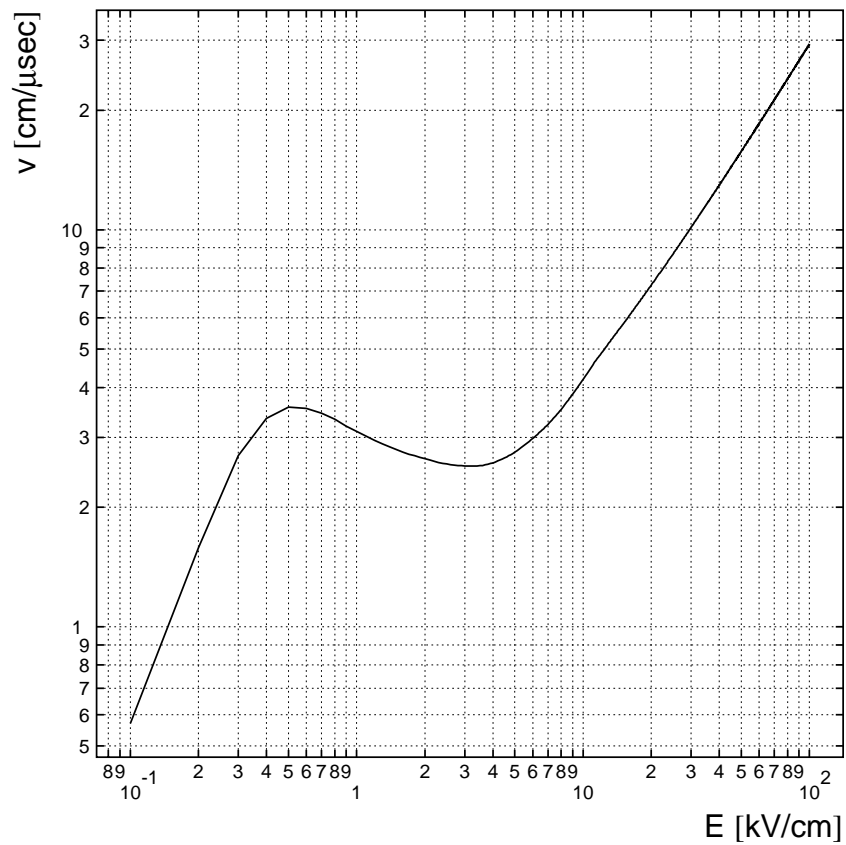


Figure B. 2 : Argon-DME 5%

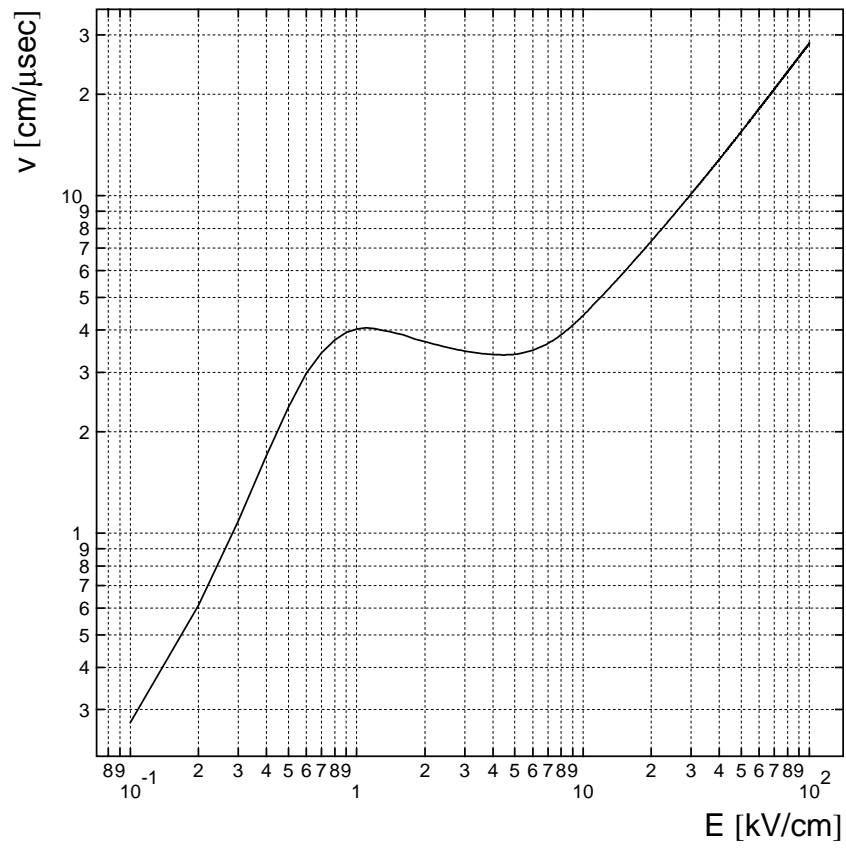


Figure B. 3 : Argon-DME 10%

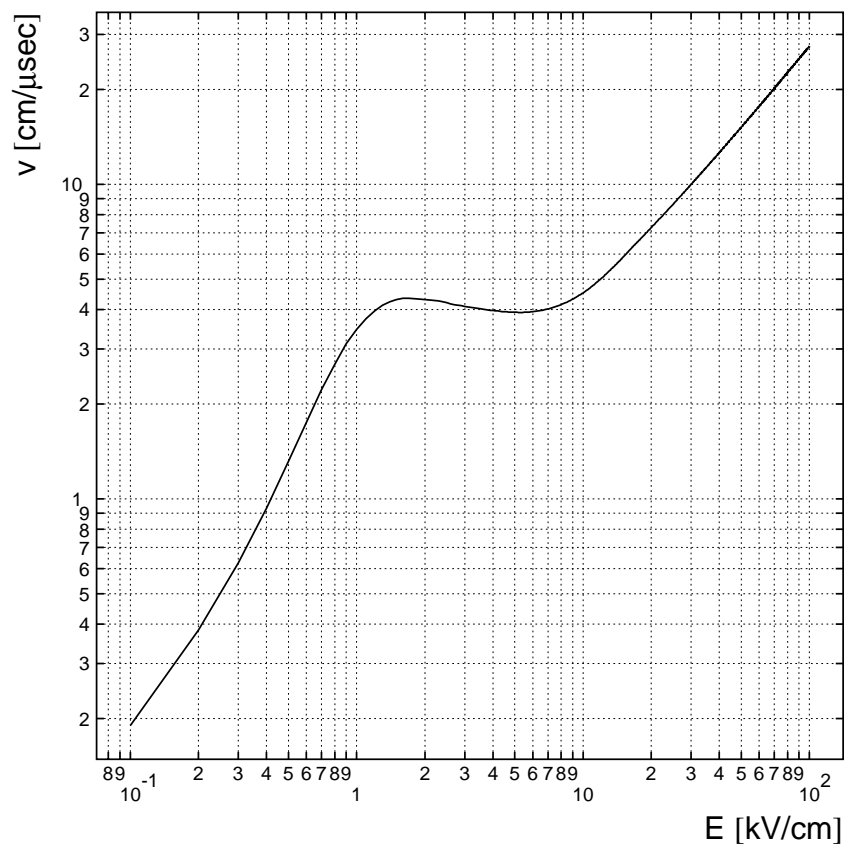


Figure B. 4 : Argon-DME 15%

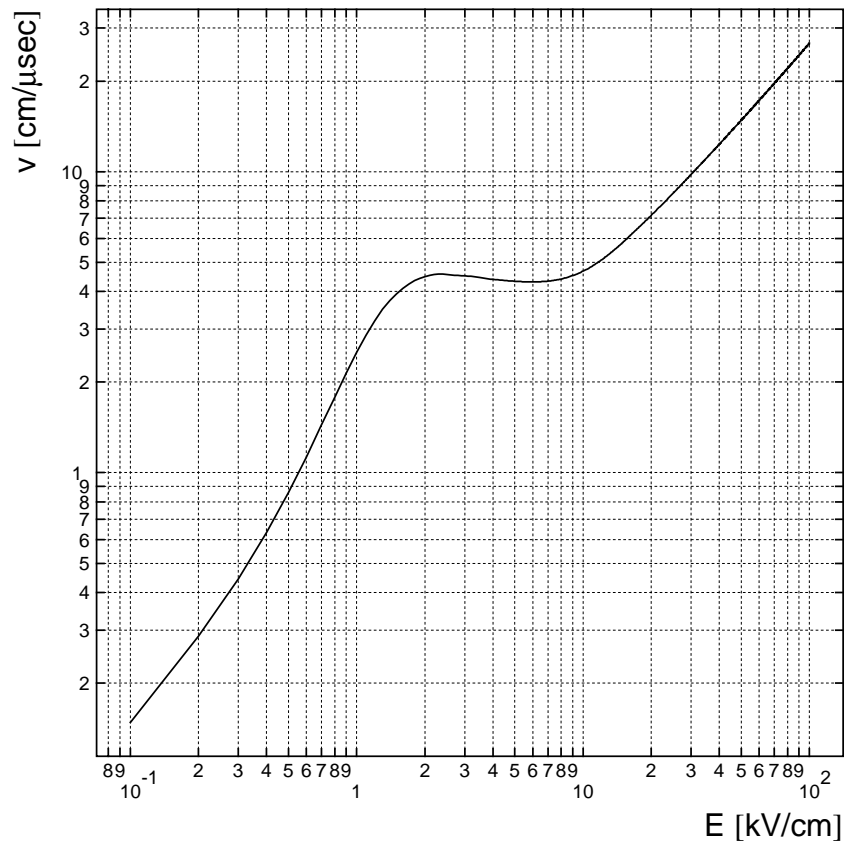


Figure B. 5 : Argon-DME 20%

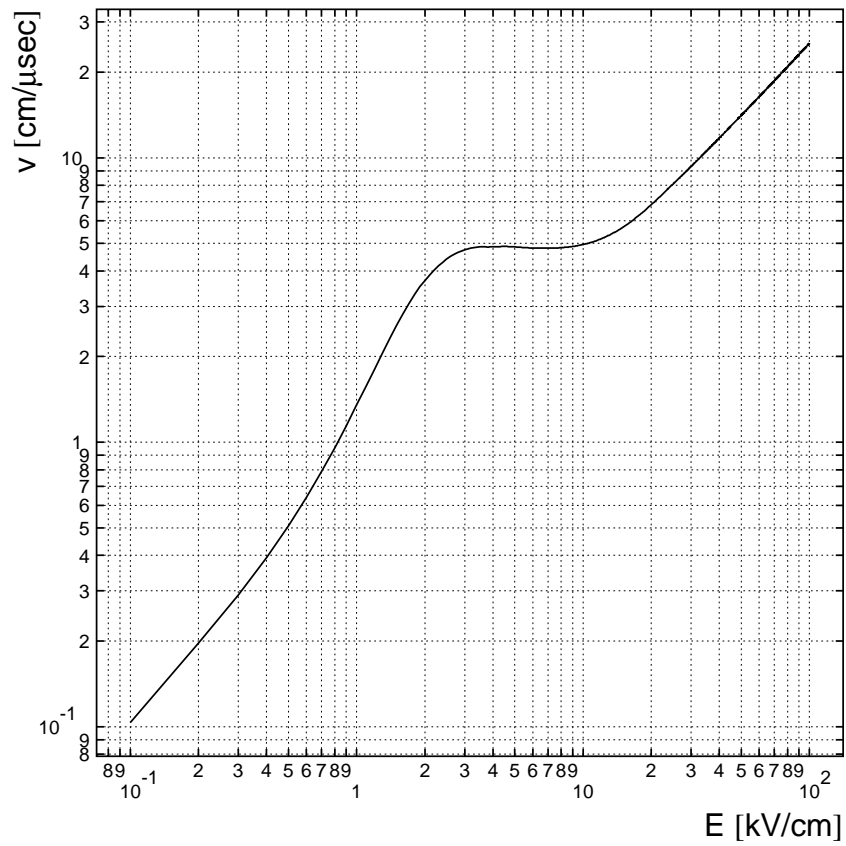


Figure B. 6 : Argon-DME 30%

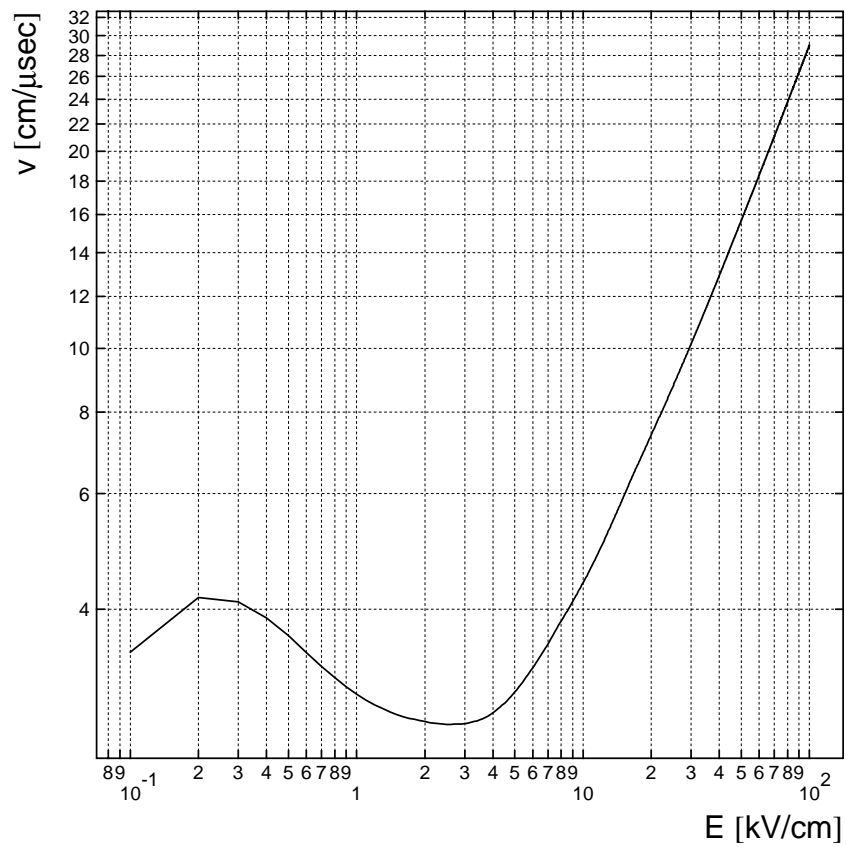


Figure B. 7 :Argon-isobutane 5%

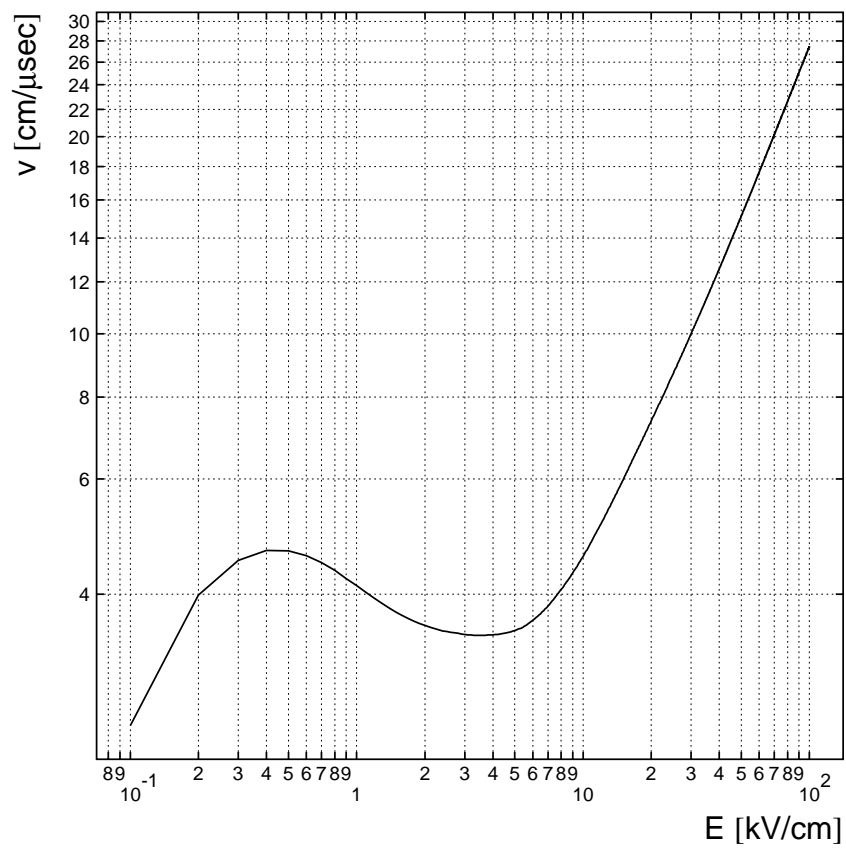


Figure B. 8 : Argon-isobutane 10%

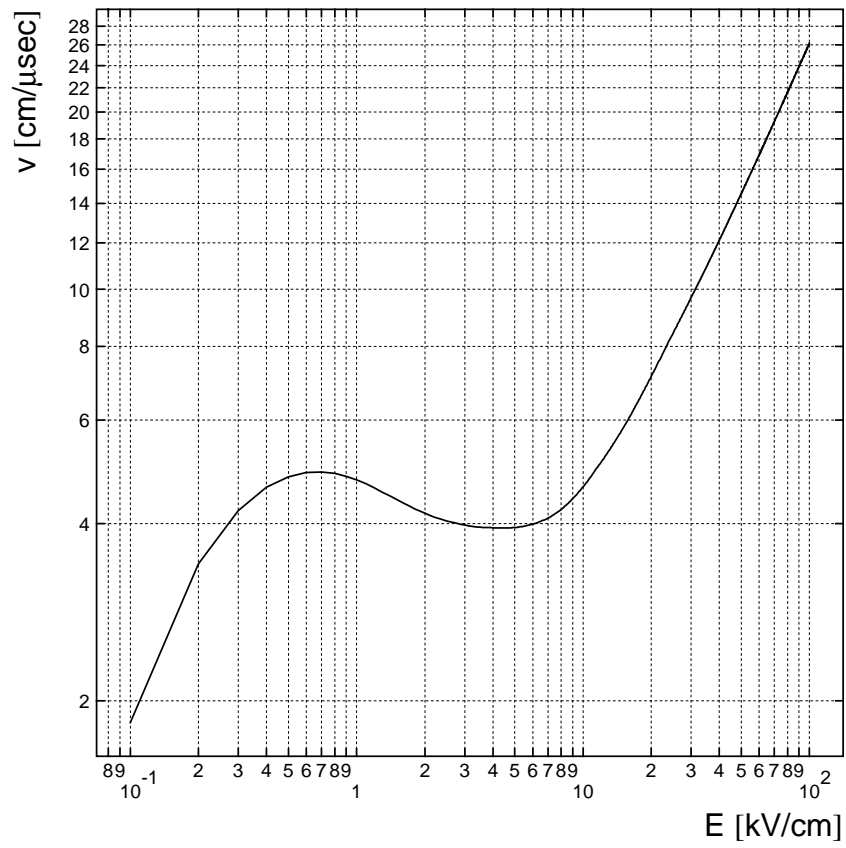


Figure B. 9 : Argon-isobutane 15%

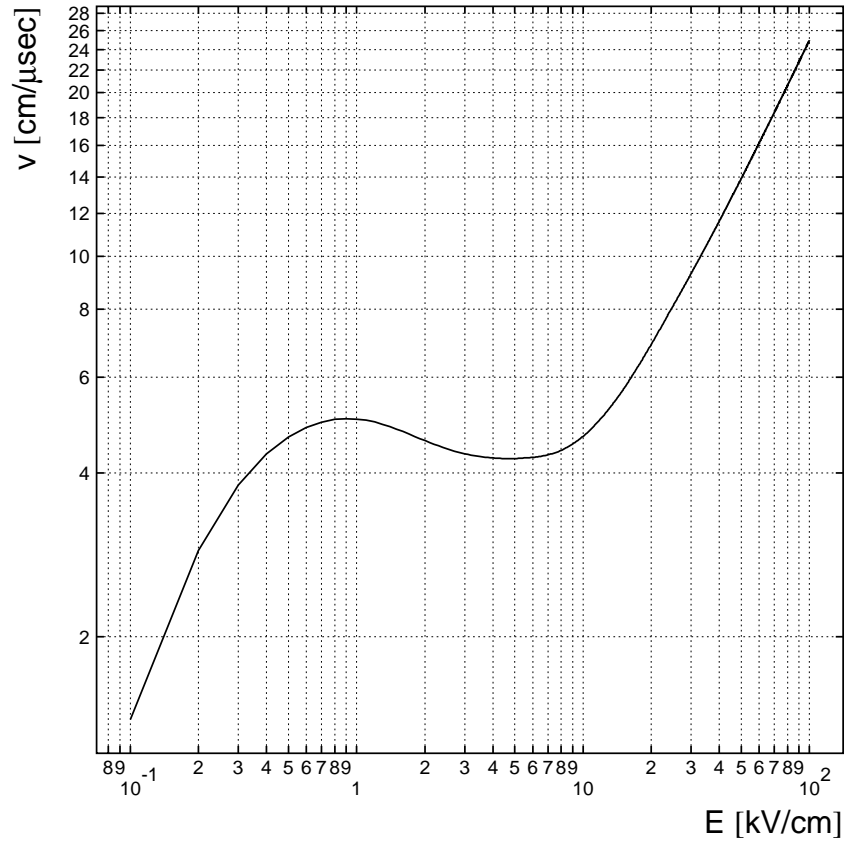


Figure B. 10 : Argon-isobutane 20%

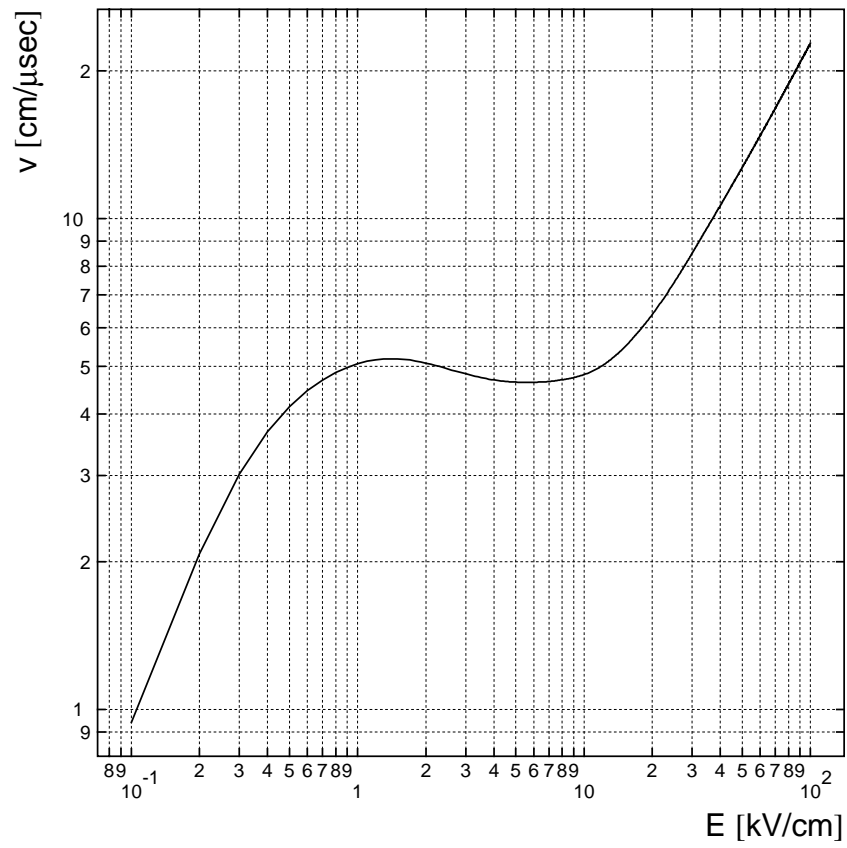


Figure B. 11 : Agon_isobutane 30%

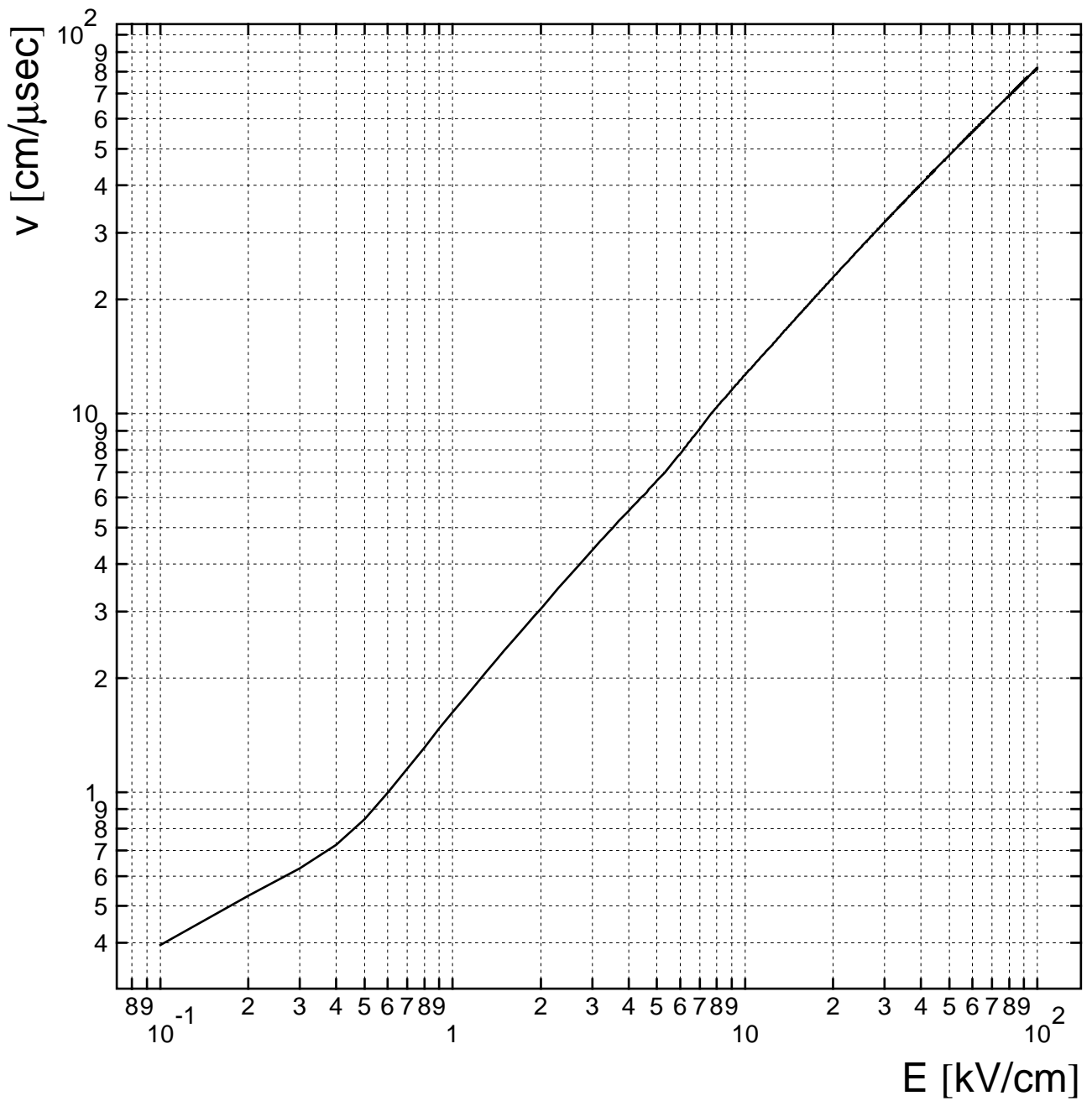


Figure B. 12 : néon

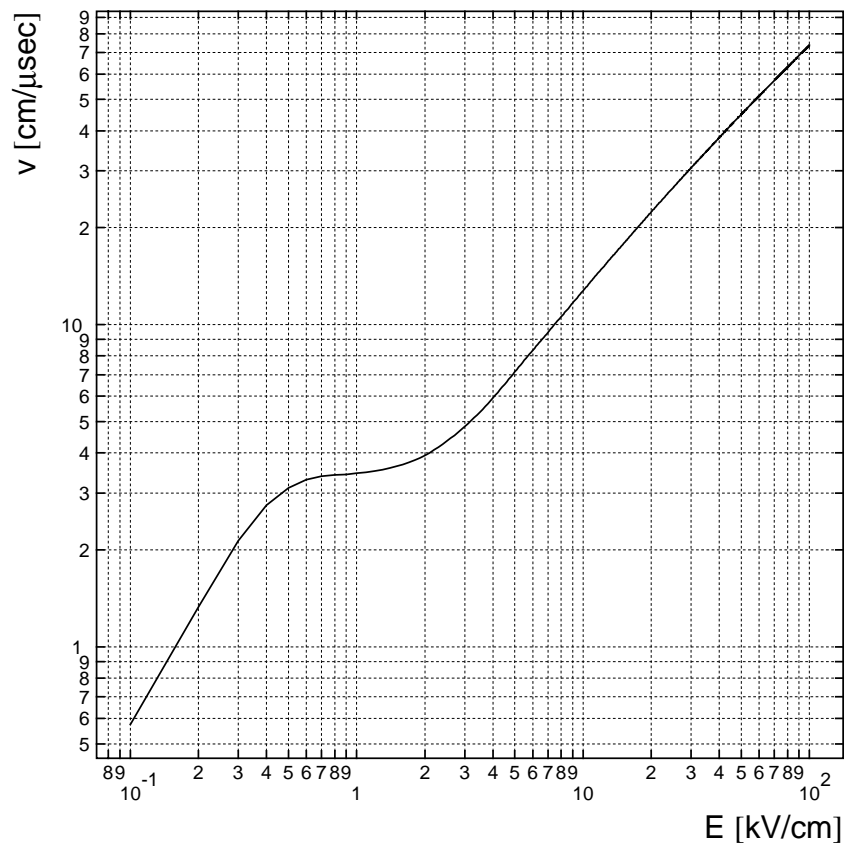


Figure B. 13 : néon-DME 5%

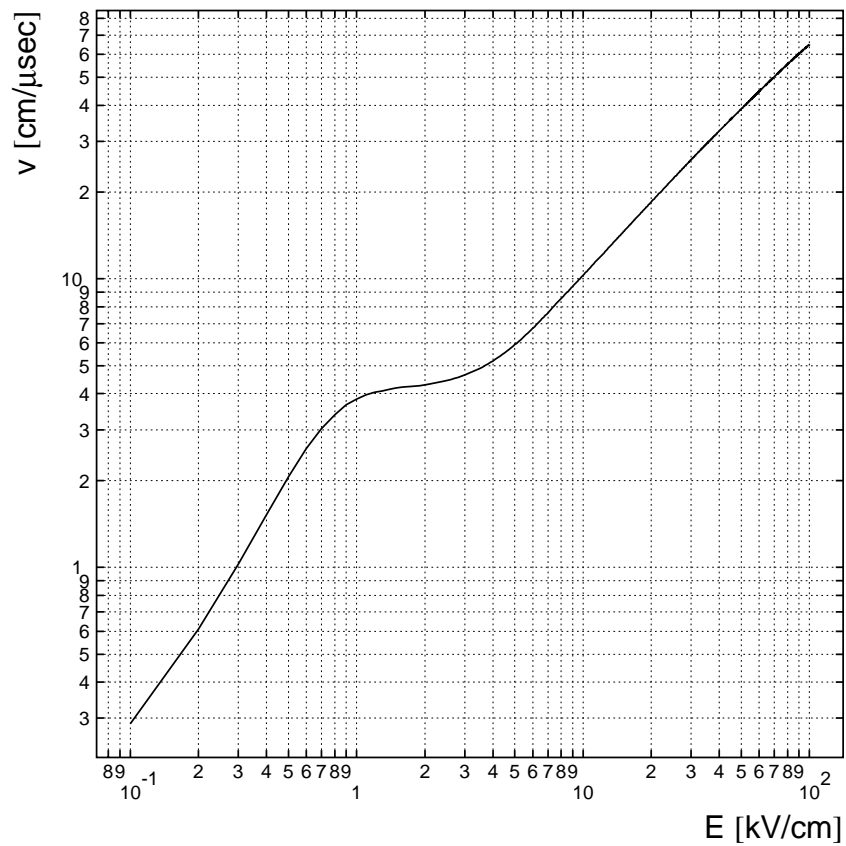


Figure B. 14 : néon-DME 10%

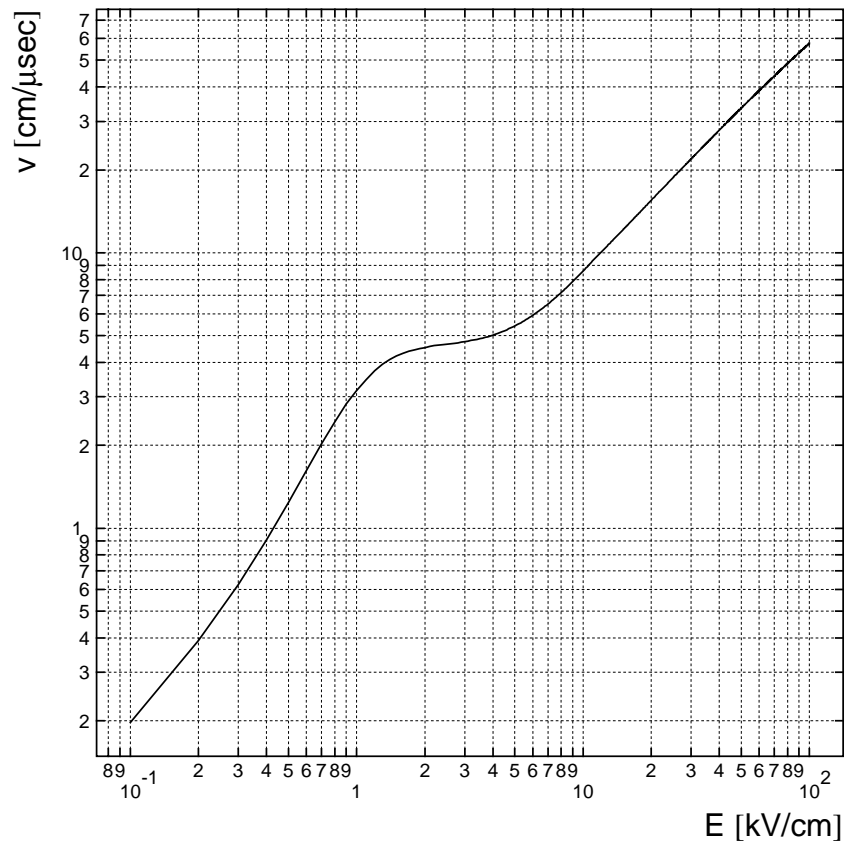


Figure B. 15 : néon-DME 15%

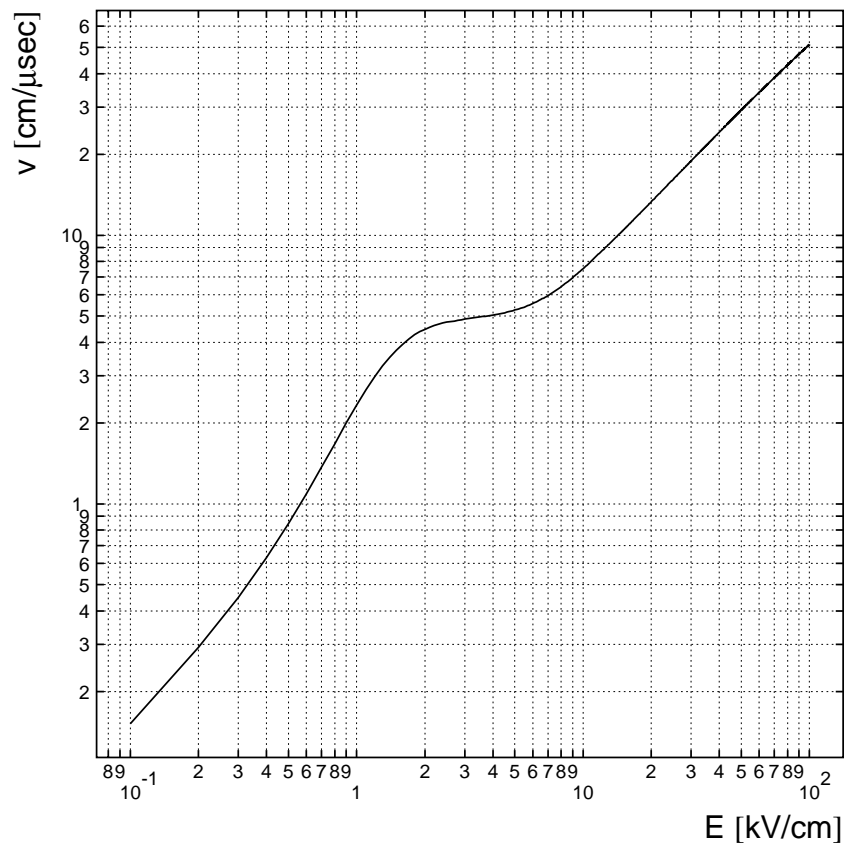


Figure B. 16 : néon-DME 20%

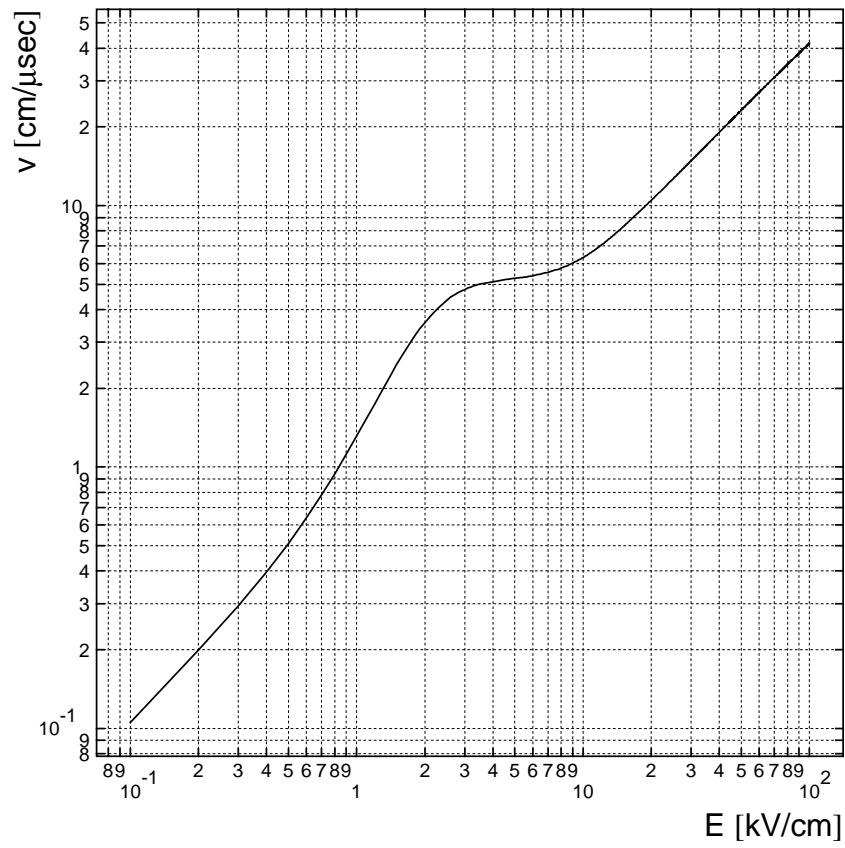


Figure B. 17 : néon-DME 30%

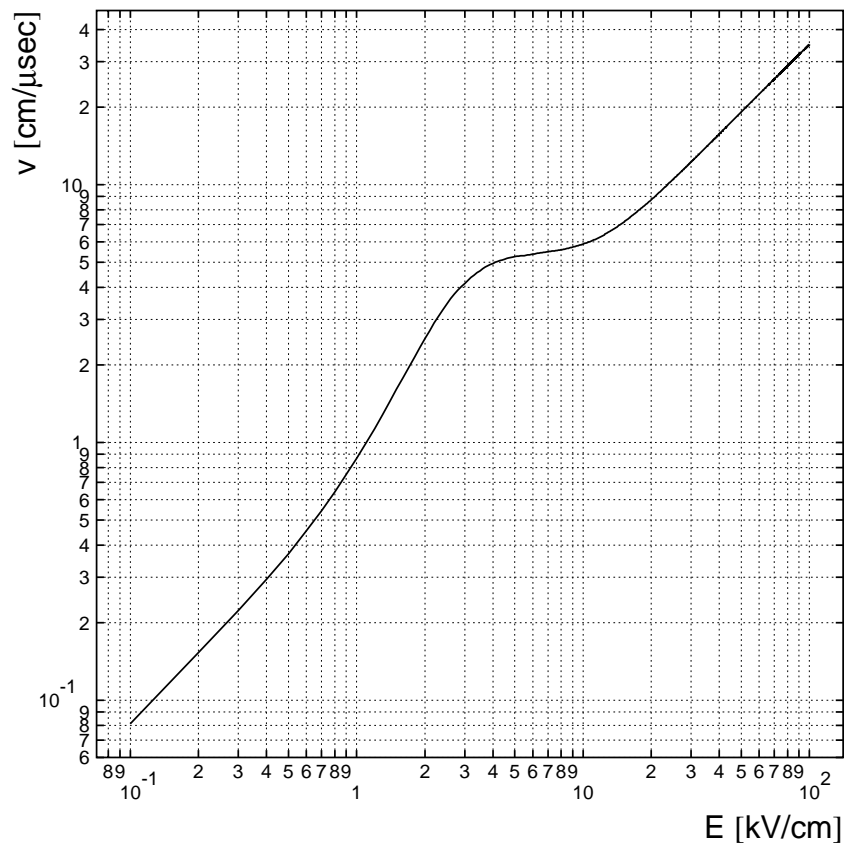


Figure B. 18 : néon-DME 40%

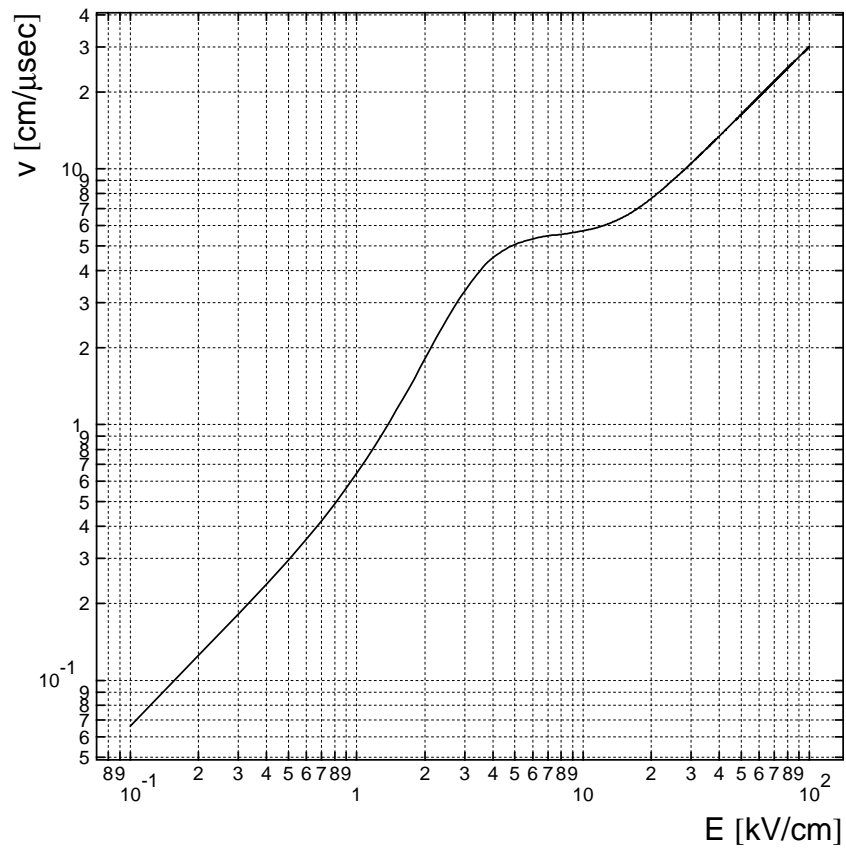


Figure B. 19 néon-DME 50%

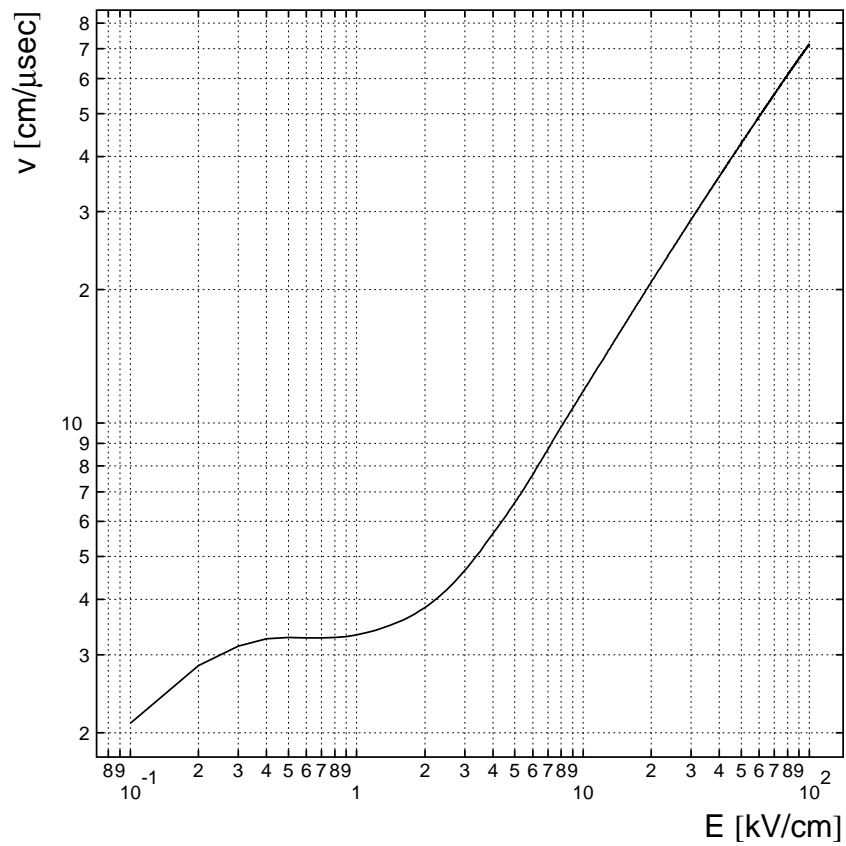


Figure B. 20 : néon-isobutane 5%

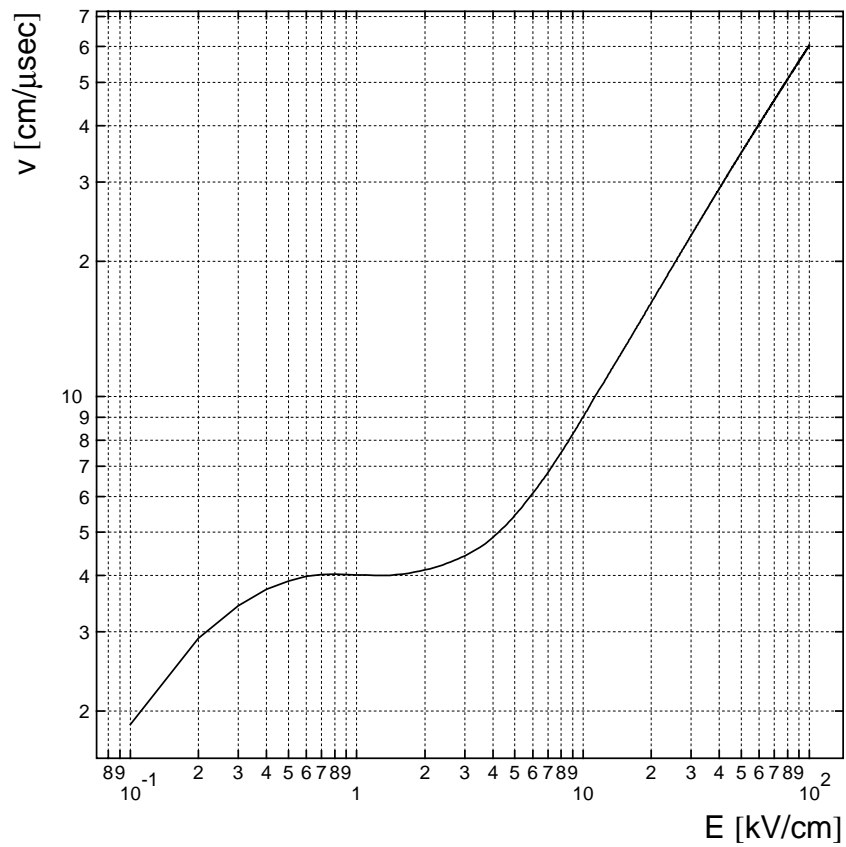


Figure B. 21 : néon-isobutane 10%

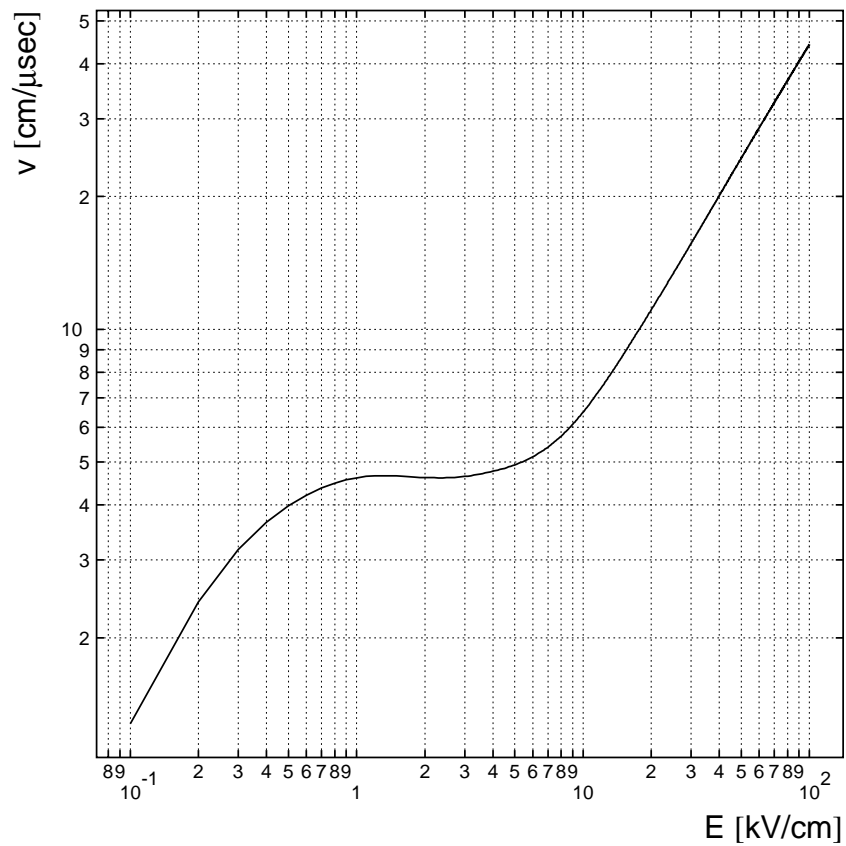


Figure B. 22 : néon-isobutane 20%

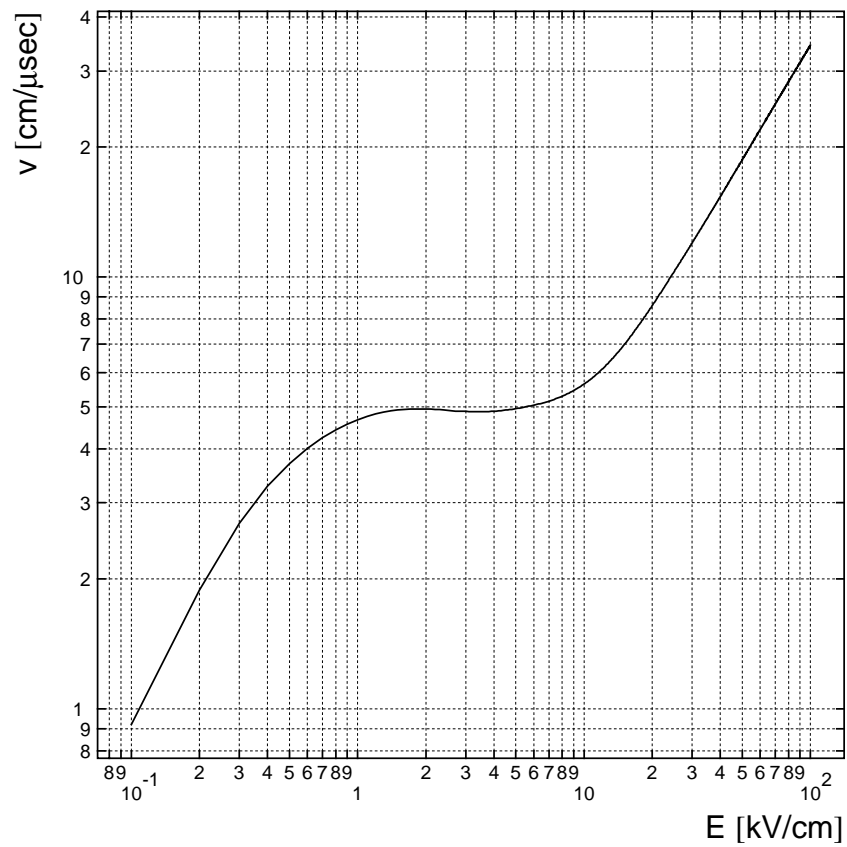


Figure B. 23 : néon-isobutane 30%

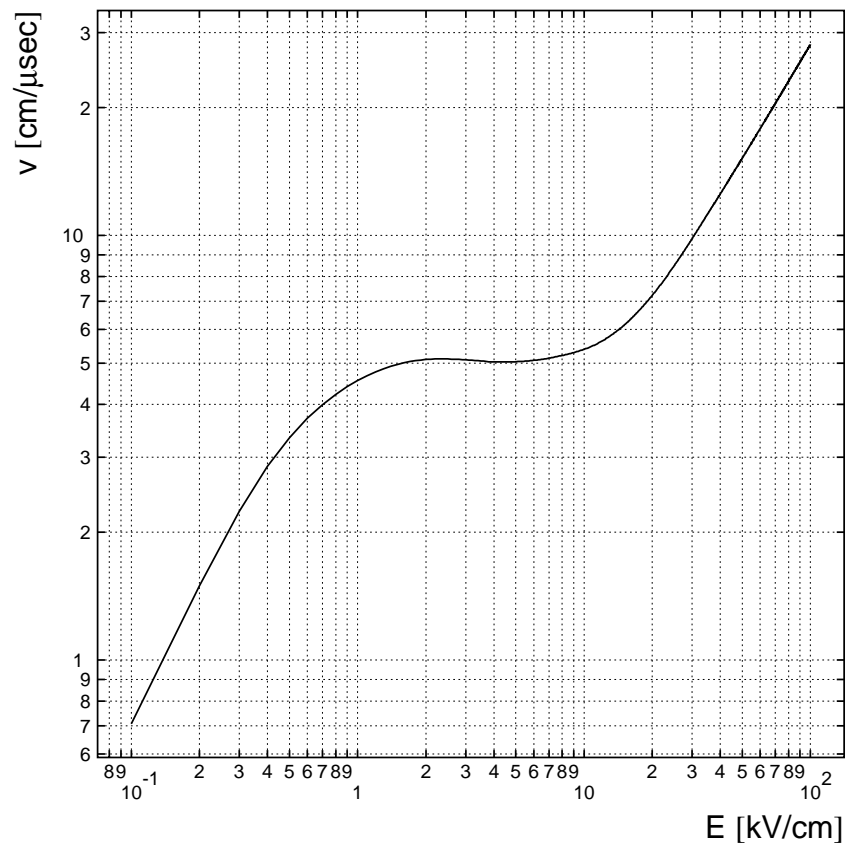


Figure B. 24 : néon-isobutane 40%

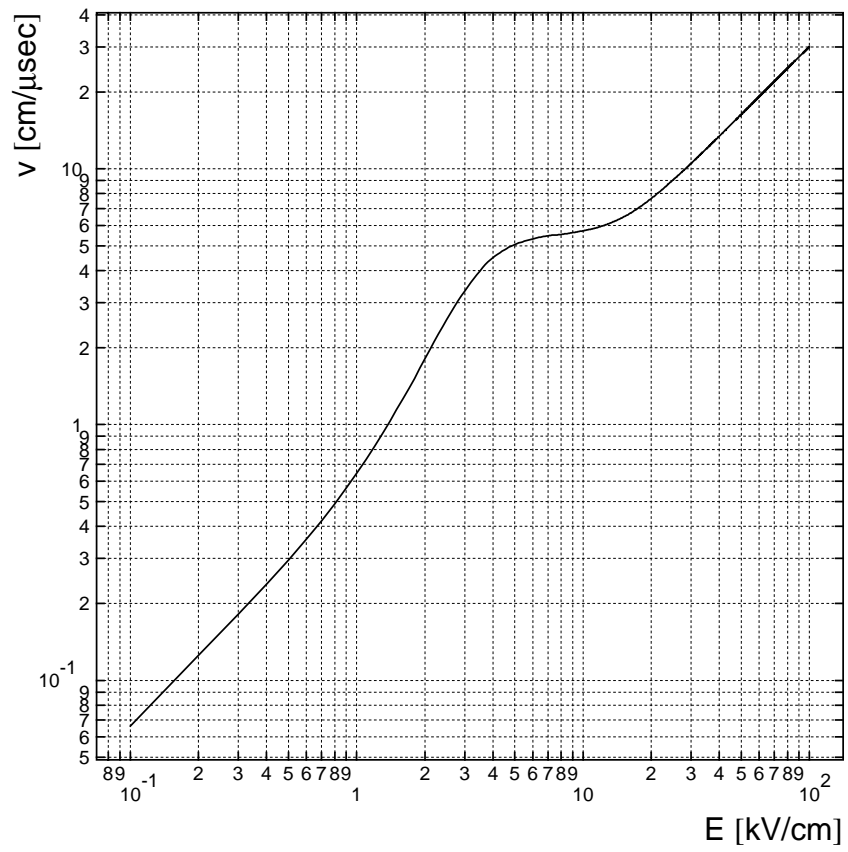


Figure B. 25 : néon-isobutane 50%