

Université de Paris-Sud
UFR scientifique d'Orsay

THÈSE
présentée par

Gilles Barouch

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES de l'UNIVERSITÉ PARIS XI
Spécialité : Modélisation et Instrumentation en Physique

**ANALYSE DES PHÉNOMÈNES PHYSIQUES LIÉS AU FONCTIONNEMENT
DU DÉTECTEUR GAZEUX À MICROPISTES MICROMEGAS**

soutenue le 27 avril 2001, devant le jury composé de

MM. Etienne Augé	<i>rapporteur</i>
Michel Baubillier	<i>président</i>
Yannis Giomataris	
Philippe Mangeot	
Rob Veenhof	<i>rapporteur</i>
Henri Zaccone	<i>directeur de thèse</i>

Table des matières

Introduction	13
I Micromegas et les grandes familles de détecteurs de position en physique des hautes énergies	15
Introduction de la première partie	17
1 Les grandes dates de la détection de particules	18
2 Les détecteurs de traces non électroniques	20
2.1 La chambre de Wilson	20
2.2 La chambre à bulles	20
2.3 Les chambres à étincelles	21
2.4 L'émulsion nucléaire	23
3 Les détecteurs gazeux	24
3.1 Les chambres proportionnelles multifils	24
3.2 Les chambres à dérive	25
3.3 Les chambres proportionnelles à pistes	28
3.4 Les chambres à pailles	29
3.5 Les chambres à nids d'abeille	31
3.6 La chambre à projection temporelle (TPC)	32
3.6.1 Principe de fonctionnement	32
3.6.2 Mesure des coordonnées $R\phi$	33
3.6.3 Mesure de la coordonnée z	34
3.6.4 Identification des particules	34
3.6.5 Les caractéristiques d'une TPC	35
3.7 Les chambres à micro-pistes	35
3.7.1 Principe de fonctionnement des MSGCs	35
3.7.2 Les performances des MSGCs	36
3.7.3 Les descendants des MSGCs	38
3.8 Le GEM	38
4 Les détecteurs de traces solides	41
4.1 Les détecteurs à pistes de silicium	41
4.1.1 La jonction pn	42

4.1.2	Signal d'un détecteur à jonction	42
4.1.3	La jonction pn à localisation ou le détecteur silicium à micro-pistes	43
4.1.4	Caractéristiques des détecteurs silicium à micro-pistes	43
4.1.5	Lecture bidimensionnelle	44
4.1.6	Les détecteurs à pixels	44
4.1.7	Le problème de la tenue aux radiations	46
4.1.8	Résumé des caractéristiques des détecteurs à semi-conducteur	47
4.2	Les fibres scintillantes	47
4.2.1	Principe de fonctionnement	47
4.2.2	La chaîne de lecture	48
4.2.3	Les caractéristiques des fibres optiques scintillantes	48
4.2.4	Les applications des fibres scintillantes	49
5	Comparaison des détecteurs de traces	50
5.1	Les détecteurs de vertex	50
5.1.1	A haut flux	50
5.1.2	A bas flux	51
5.2	Le détecteur central	51
5.3	Les spectromètres à muons	52
5.4	Tableau comparatif	52
6	Description de Micromegas	54
6.1	Micromegas : un nouveau détecteur gazeux	54
6.1.1	Les chambres proportionnelles multifils	54
6.1.2	Les chambres à faces parallèles	54
6.1.3	Les MSGCs (Micro Strip Gas Chamber)	55
6.1.4	Micromegas	55
6.2	Principe de fonctionnement	55
6.3	Construction de Micromegas	57
6.3.1	L'électrode de dérive	57
6.3.2	La grille (<i>Micromesh</i>)	57
6.3.3	Les plots	59
6.3.4	Les pistes	59
6.3.5	Le substrat	59
6.3.6	Le montage de la grille	60
6.3.7	Le mélange gazeux	60
6.4	Différents prototypes	60
6.5	Avantages de Micromegas	61
II	Modélisation du détecteur Micromegas	63
	Introduction de la deuxième partie	65

7	Développement du programme de simulation Monte Carlo	66
7.1	Les processus physiques	66
7.2	Les étapes du programme de simulation	66
7.3	Définition des variables et du repère	68
8	Calcul du champ électrique	70
8.1	Les équations du champ électrique	70
8.1.1	Mise en équation	70
8.1.2	Charge du diélectrique	71
8.2	Les procédures de calcul du champ électrique	72
8.2.1	Simulation des pistes et de la grille par une matrice de fils	73
8.2.2	Calcul du champ électrique par éléments finis	73
8.2.3	Méthode analytique de calcul du champ électrique	77
9	Ionisation du gaz le long de la trajectoire	81
9.1	Ionisation	81
9.1.1	Les interactions	81
9.1.2	Ionisation totale	82
9.1.3	Perte d'énergie	82
9.1.4	Fluctuations de perte d'énergie	83
9.2	Calcul de la perte d'énergie dans le gaz : HEED	84
10	Migration et diffusion des charges sous l'influence d'un champ électrique	86
10.1	Vitesse de dérive	86
10.2	Diffusion longitudinale et diffusion transverse	88
10.3	Déflexion des électrons de dérive en champ magnétique	88
10.4	Calcul des coefficients de transport dans le gaz : MAGBOLTZ	90
10.5	Simulation Monte Carlo de la dérive des charges : DRIFT_MC	93
10.5.1	Dérive des électrons	93
10.5.2	Dérive des ions	94
11	Amplification et formation des signaux	95
11.1	Processus de multiplication par avalanche	95
11.1.1	Le gain du détecteur	95
11.1.2	L'attachement	96
11.1.3	Echange de charge : <i>quenching</i>	96
11.1.4	L'effet Penning	97
11.1.5	Statistique de l'amplification	97
11.1.6	Production des ions dans l'avalanche	100
11.2	Simulation du phénomène d'amplification	101
11.2.1	Calcul des coefficients de Townsend : MAGBOLTZ	101
11.2.2	Prise en compte de l'effet Penning	101
11.2.3	Simulation de l'avalanche : AVALANCHE_MC	102
11.3	Courants induits par une charge mobile et champ de pondération	104
11.3.1	Théorème de Green	105
11.3.2	Calcul des courants induits sur les pistes	105
11.3.3	Procédure de calcul des courants induits : SIGNAL	107

12 Simulation de l'électronique associée au détecteur	108
12.1 Simulation du bruit électronique	108
12.1.1 Mesure du bruit ENC	108
12.1.2 Ajout du bruit électronique : ADD_NOISE	109
12.2 Simulation de la chaîne électronique	109
12.2.1 Ajustement de la réponse impulsionnelle	109
12.2.2 Calcul de la réponse électronique : AMPLI_ELE	110
III Performances de Micromegas en faisceau de particules	113
Introduction de la troisième partie	115
13 Description de l'expérience	116
13.1 Faisceau de test au CERN	116
13.2 Le télescope	116
13.2.1 Silicium à micro-pistes	117
13.3 Le détecteur Micromegas	120
13.4 Quantité de matière traversée par le faisceau de particules	122
13.5 L'électronique d'acquisition	122
13.5.1 Le séquenceur et les modules ADC	123
13.5.2 Le signal de déclenchement et la lecture des données	123
13.6 Programme expérimental	124
14 Analyse des données	125
14.1 Analyse des données des détecteurs silicium	125
14.1.1 Calcul des piédestaux et du bruit	126
14.1.2 Extraction du signal : l'algorithme de recherche des amas	126
14.1.3 Distribution de la perte d'énergie	127
14.1.4 La procédure d'alignement du silicium	128
14.1.5 La résolution spatiale du silicium	129
14.1.6 L'efficacité du détecteur silicium	131
14.2 Analyse des données de Micromegas	131
14.2.1 Soustraction du piédestal et du bruit commun	132
14.2.2 L'algorithme de recherche des amas	132
14.2.3 L'alignement du détecteur Micromegas	133
14.2.4 Problèmes de fonctionnement du détecteur Micromegas	133
14.3 Reconstruction des traces	135
14.3.1 Sélection des traces	135
14.3.2 Calcul de la position extrapolée	136
14.3.3 Simulation Monte Carlo du dispositif expérimental	136
15 Résultats expérimentaux	139
15.1 Angle de Lorentz	139
15.1.1 Calcul de l'angle de Lorentz	139
15.1.2 Calcul de l'incertitude sur l'angle de Lorentz	141
15.1.3 Résultats	145

15.2	Distribution de charge	145
15.3	Résolution spatiale	147
15.3.1	Méthode de calcul de la résolution spatiale intrinsèque	147
15.3.2	Résolution spatiale pour $B = 0$ T et à angle nul	147
15.3.3	Dépendance angulaire de la résolution	148
15.3.4	Résolution spatiale en fonction du champ magnétique	148
Conclusion de la troisième partie		150
IV Résultats du programme de simulation		151
16	Comparaison aux données expérimentales	153
16.1	Paramètres utilisés dans le programme de simulation	153
16.2	Dispositifs expérimentaux	154
16.3	Ajustement du gain et comparaison aux distributions de charges	155
16.4	Incertitudes	157
16.5	Taille des amas	158
16.5.1	Distribution de la taille des amas	158
16.5.2	Taille des amas en fonction de la concentration de DME	162
16.5.3	Taille des amas en fonction du gain	162
16.5.4	Taille des amas en fonction de l'angle d'incidence des particules	166
16.5.5	Interprétation des résultats	166
16.6	Résolution spatiale	168
16.6.1	Résolution spatiale en fonction de la concentration de DME	168
16.6.2	Résolution spatiale pour différents mélanges gazeux	170
16.6.3	Résolution spatiale en fonction de l'angle d'incidence des particules	170
16.6.4	Résolution spatiale en présence d'un champ magnétique	171
16.7	Angle de Lorentz	173
16.8	Efficacité de détection	175
16.9	Signaux induits	177
16.10	Interprétation et conclusion	178
17	Performances attendues d'après la simulation Monte Carlo	180
17.1	Influence de la diffusion transverse	180
17.1.1	Efficacité	181
17.1.2	Taille des amas	181
17.1.3	Résolution spatiale	183
17.2	Influence de la largeur de l'espace de dérive	188
17.3	Influence du gain	190
17.4	Influence de l'angle d'incidence des particules	190
17.5	Influence du pas de la grille	192
17.6	Conclusion	193
V Etude détaillée du fonctionnement de Micromegas		195
Introduction de la cinquième partie		197

18 Etude du gain et de l'avalanche	198
18.1 Validité de l'approximation de Rose-Korff	198
18.2 Epaisseur optimale de l'espace d'amplification	198
19 Etude de la transmission de la grille	201
19.1 Transparence électrostatique de la grille	201
19.2 Remontée des ions dans l'espace de dérive	205
19.2.1 Le modèle	205
19.2.2 Les lignes de dérive	208
19.2.3 Résultats	208
20 Etude des signaux induits	211
20.1 Application du théorème de réciprocité	211
20.2 Forme des signaux induits	213
20.3 Evaluation du déficit balistique des préamplificateurs	217
20.4 Calcul de la charge induite due aux ions et aux électrons	219
20.4.1 Calcul de la charge induite due aux électrons	219
20.4.2 Calcul de la charge induite due aux ions	220
20.4.3 Calcul de la charge totale	220
20.4.4 Proportion de la charge induite par les électrons et par les ions	221
20.5 Pôle/zéro et compensation de la traînée ionique	222
20.6 Etude de la diaphonie	223
Conclusion de la cinquième partie	226
Conclusion	227
Annexes	229
A Fonction de Green pour une Bande de largeur D	229
Bibliographie	231
Résumé	240

Remerciements

Ce travail a été possible grâce à l'aide et au soutien de nombreuses de personnes. C'est un plaisir de remercier leurs contributions.

Tout d'abord, je souhaite remercier chaleureusement Henri Zaccone, mon directeur de thèse, pour l'attention constante qu'il a portée à ce travail. Merci Henri de m'avoir soutenu et supporté pendant ces longues années.

Je remercie Joël Feltesse de m'avoir permis d'effectuer cette thèse au Département d'astrophysique, de physique des particules, de physique nucléaire et d'instrumentation associée du CEA-Saclay. Merci à Michel Spiro et Pascal Debu de m'avoir accueilli au Service de physique des particules et d'avoir mis à ma disposition tous les moyens nécessaires pour réaliser cette thèse dans les meilleures conditions. Je suis très reconnaissant à Pascal Debu d'avoir accepté de financer la troisième année de ce travail de recherche.

Je tiens également à remercier sincèrement Daniel Vignaud, adjoint au chef de service lorsque je débutais ma thèse, qui m'a permis d'obtenir un financement en résolvant avec le ministère une situation difficile. Sans Daniel, je serais sans doute passé à côté de tous les fabuleux moments que j'ai eu la chance de vivre depuis que j'ai débuté mes recherches en physique.

Je remercie l'ensemble du groupe Micromegas au sein duquel cette thèse a vu le jour. En particulier, je suis reconnaissant à Yannis Giomataris et Jacques Derré. Par son optimisme, son énergie et son sens de l'intuition, Yannis fut un chef de projet incomparable. Jacques Derré a également été d'un grand soutien. Je le remercie pour ces lumineuses explications concernant Micromegas. Merci aussi à Philippe Rebourgeard pour l'intérêt qu'il a porté sur tout ce qui touche aux simulations de Micromegas.

Comment remercier Rob Veenhof pour son dévouement, son aide précieuse et son amitié? Autant remercier la providence qui nous a permis de travailler ensemble. Rob m'a beaucoup appris en physique des particules et sur les détecteurs. Il m'a fait découvrir le CERN et les montagnes qui l'entourent. Il n'a jamais semblé fatigué de répondre à mes questions. Je n'aurais pu accomplir l'ensemble de ce travail sans ses conseils et son soutien.

J'ai passé trois belles années au Service de physique des particules ; cela est dû à la gentillesse et à la compétence des membres du Spp. Je pense par exemple à Jacques Bouchez.

Merci à Marcel Banner pour ses explications sur le calcul du champ électrique en utilisant les fonctions de Green. Merci à Peter Cwetanski qui, depuis le CERN, a calculé certaines cartes de champ électrique qui ont été utilisées dans ce travail.

Partager mon bureau avec Jean-Pierre Meyer fut un réel plaisir. J'ai beaucoup appris en travaillant à ses côtés bien que nous étions impliqués sur des projets différents. J'admire Jean-Pierre tout autant pour ses compétences en physique que pour ses qualités humaines que j'ai eu la chance d'apprécier durant ces trois années.

J'ai passé d'excellents moments avec ceux qui ont accompagné mes dîners à la cantine du CEA : Xavier, Hervé, Antoine, Vincent et bien d'autres. Je salue Hervé pour avoir relu une

partie de ce manuscrit mais surtout pour son amitié et sa gentillesse. J'ai beaucoup apprécié la complicité qu'Antoine, Vincent et moi-même avons vécu en partageant nos joies et nos émotions durant la dernière année de notre thèse. Merci en outre à Jean-Christophe Bodineau pour son soutien constant.

C'est avec grand plaisir que j'exprime toute ma gratitude à Fabrice Feinstein pour avoir suivi mon travail. Ses interventions furent rares mais d'une efficacité remarquable. C'est grâce à toi Fabrice si j'ai eu la chance de vivre une aventure extraordinaire aux Etats-Unis et je t'en suis extrêmement reconnaissant.

Merci à Michel Baubillier pour avoir accepté d'être président de ce jury.

Je remercie Etienne Augé et Rob Veenhof qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail et dont les remarques judicieuses m'ont été bien utiles.

Merci à Philippe Mangeot qui m'a introduit au monde des détecteurs gazeux et qui a ensuite eu la gentillesse d'être membre de mon jury.

Enfin, merci à tous ceux qui font que la vie vaille la peine d'être vécue.

Introduction

Depuis le début de la physique des particules, les physiciens ont étudié les réactions entre particules en cherchant à obtenir un maximum d'informations sur les particules mises en jeu. Aussi ont-ils été amenés à réfléchir sans cesse à la conception de détecteurs de plus en plus performants. Ces détecteurs doivent présenter une bonne précision spatiale et être capables d'observer plusieurs particules d'une même interaction. L'avènement d'accélérateurs de plus en plus puissants lié à l'intérêt d'étudier des interactions de particules à des énergies de plus en plus élevées n'a fait qu'accentuer la recherche de nouveaux détecteurs de particules.

Micromegas a été proposé pour la première fois par Georges Charpak et Yannis Giomataris en 1996. Ce détecteur, issu des chambres à fils, peut être réalisé grâce aux avancées technologiques dans le domaine de la micro-électronique. Les fils des compteurs gazeux traditionnels sont remplacés par des pistes métalliques gravées à l'échelle du micron sur un substrat isolant. Micromegas est constitué de deux espaces bien distincts séparés par une micro-grille. L'espace dit de conversion, compris entre un plan métallique et la micro-grille, délimite l'espace gazeux où le passage d'une particule produit par ionisation un signal d'électrons. Ces électrons, soumis à un champ électrique, dérivent en direction de la micro-grille et s'engouffrent à travers celle-ci dans l'espace d'amplification, où ils sont multipliés. L'espace d'amplification est défini par la micro-grille, qui joue le rôle de cathode, et le plancher du détecteur. La largeur de cet espace est de l'ordre de la centaine de micromètres. Les pistes, déposées sur le plancher, constituent l'anode du détecteur.

La granularité obtenue dans les compteurs Micromegas leur permet de fonctionner sous un flux élevé de particules, grâce à une collection rapide de la charge. Elle contribue aussi à la mesure des impacts avec de bonnes résolutions spatiales et temporelles. Le Dapnia (Département d'astrophysique, de physique des particules, de physique nucléaire et d'instrumentation associée) du CEA-Saclay développe, construit et teste les chambres Micromegas.

L'objectif de ce travail de thèse est de comprendre, de caractériser et d'optimiser le fonctionnement du détecteur Micromegas en vue de son utilisation dans une expérience de physique des particules. Ce mémoire est organisé en cinq parties.

Dans la première partie, une revue des différents détecteurs de traces est présentée. Cette étude permet d'appréhender qualitativement ce que peut apporter le détecteur Micromegas. Les caractéristiques et le principe de fonctionnement des chambres Micromegas sont abordées en fin de cette première partie.

Les processus physiques survenant dans un détecteur gazeux et les outils de simulation développés dans le cadre de cette thèse sont détaillés dans la deuxième partie.

La mise en œuvre et les résultats d'un test en faisceau de particules sont présentés dans la troisième partie.

Dans la quatrième partie, les résultats expérimentaux sont comparés à ceux obtenus d'après notre programme de simulation Monte Carlo. L'influence des divers paramètres (géométrie,

gaz, électronique...) sur les performances de Micromegas est également discutée en vue de l'optimisation des performances du détecteur.

Le bon fonctionnement d'un détecteur est le fruit d'une analyse détaillée des phénomènes physiques. Ce travail fait l'objet de la cinquième et dernière partie.

Première partie

Micromegas et les grandes familles de
détecteurs de position en physique des
hautes énergies

Introduction de la première partie

Depuis le début de la physique nucléaire, les physiciens des Hautes Energies ont étudié les réactions entre les particules en cherchant à obtenir le plus d'informations possibles sur des événements de plus en plus rares. Aussi ont-ils été amenés à améliorer sans cesse la conception de détecteurs de plus en plus performants.

L'avènement d'accélérateurs plus puissants comme le *Large Hadron Collider* au CERN, pour étudier des interactions de particules à des énergies de plus en plus élevées n'a fait qu'accentuer le développement de nouvelles techniques de détection de particules ; les détecteurs doivent être capables de distinguer des événements très rares dans un bruit de fond énorme. L'élaboration de nouveaux détecteurs précis et rapides représente pour les physiciens qui les conçoivent un véritable défi technologique.

Les détecteurs sont tous basés sur le même principe : le transfert d'une certaine quantité d'énergie de la particule à étudier à la matière du détecteur, celle-ci étant ensuite convertie sous une forme plus accessible à la perception humaine. Aujourd'hui, les détecteurs modernes sont essentiellement de natures électriques, c'est-à-dire qu'ils reposent sur la conversion de l'énergie cédée au détecteur en signaux électriques. La recherche de nouveaux concepts de détection s'appuie donc fortement sur les progrès réalisés dans le domaine de l'électronique et de l'informatique.

Dans ce premier chapitre nous allons décrire sommairement les principaux détecteurs de *traces*, en mentionnant quelques-unes des grandeurs caractéristiques de ces instruments comme la résolution spatiale et temporelle, la rapidité, la sensibilité sans oublier le prix de revient et la facilité de fabrication et d'utilisation qui jouent un rôle majeur dans le choix de telle ou telle technique. Nous insisterons sur le compromis entre matière et précision spatiale, la grandeur physique mesurée ne devant pas être trop perturbée par le système de mesure lui-même.

Chapitre 1

Les grandes dates de la détection de particules

C'est un détecteur de rayonnement, la plaque photographique, qui a permis à la fin du XIX^{ième} siècle de découvrir le premier phénomène nucléaire connu, le rayonnement gamma émis par les dérivés de l'uranium. Au début du XX^{ième} siècle, c'est un autre détecteur de rayonnement nucléaire, la chambre d'ionisation, qui fut utilisé comme un instrument essentiel de la séparation du polonium et du radium de leurs minerais, premiers grands travaux de la jeune science nucléaire. Parallèlement, avec la découverte de l'électron en 1897 par Sir J.J. Thomson, a été conduit un précieux travail de recherche sur les décharges dans les gaz. Le livre de Thomson [1] reste de nos jours une référence fondamentale pour l'étude des interactions électron-molécule dans les gaz.

Trente ans plus tard, vers 1935, les physiciens disposaient de trois autres types de détecteurs de rayonnements qui avaient été mis au point entre temps : les scintillateurs au sulfure de zinc qui permirent d'observer les premières transmutations, la chambre de Wilson pour visualiser pour la première fois les trajectoires des particules, et surtout le compteur Geiger qui permit la découverte de la radioactivité artificielle. Inventé en 1928 par W. Müller et H. Geiger [2], ce compteur à un fil allait vite devenir dans les années suivantes l'instrument principal de tous les laboratoires où s'élaboraient les premières techniques des applications de la radioactivité. Considéré comme l'ancêtre des détecteurs gazeux modernes, le compteur Geiger-Müller reste encore largement utilisé, en particulier en dosimétrie, où sa simplicité et sa robustesse sont inégalées.

En 1952 fut inventée par D. Glaser la chambre à bulles. La chambre à bulles contient un liquide surchauffé qui forme des bulles au passage d'une particule ionisante. En 1963 au CERN, les chambres à bulles ont, en autres, permis de visualiser les premières interactions de neutrinos.

Avec une meilleure connaissance des phénomènes physiques survenant dans les gaz et les progrès de l'électronique apparurent les chambres à étincelles (1960).

Trente ans après l'invention du compteur Geiger-Müller, en 1968, G. Charpak et ses collaborateurs ont montré qu'il était possible de construire des chambres proportionnelles multifils (MWPCs) dont chaque fil était un détecteur indépendant. Très rapidement les physiciens reconnurent les avantages substantiels des chambres multifils, à savoir leur bonne précision spatiale et temporelle et leur relative rapidité. La résolution spatiale des MWPCs fut améliorée un an après leur découverte par les chambres à dérive qui fonctionnent suivant le même principe que les chambres à fils mais où le temps du signal est utilisé pour la mesure des coordonnées spatiales des particules. Dans les années 70, les expériences utilisant les chambres à fils se multiplièrent.

A ce moment, la physique des particules a pris un véritable tournant. Les chambres à fils sont à l'heure actuelle des instruments incontournables de la physique des particules. La contribution fondamentale qu'elles ont apportée à la physique des Hautes Energies a été reconnue en 1992 par l'attribution du prix Nobel de Physique à Georges Charpak.

Plus récemment, l'attention s'est portée sur de nouveaux types de détecteurs de traces : les détecteurs à pistes de silicium. D'abord développés pour la mesure en énergie des radiations ionisantes, les détecteurs semi-conducteur ont retenu l'attention des physiciens des particules pour leur excellente résolution spatiale.

Malgré l'intérêt toujours croissant que suscitent ces détecteurs solides auprès de la communauté des Hautes Energies, les efforts de recherche dans le domaine des détecteurs gazeux sont encore importants comme en témoigne l'invention en 1988 par Anton Oed [4] d'un nouveau concept de détecteurs gazeux : les MSGCs pour Multi Strip Gas Chamber. Le principe de ces chambres s'inspire à la fois des célèbres MWPCs et des détecteurs silicium : il s'agit d'une enceinte gazeuse où les fils d'anode des MWPCs ont été remplacés par des pistes conductrices gravées à l'échelle du micron sur un substrat isolant. La lecture de la position au pas de $200 \mu\text{m}$ permet une bien meilleure précision spatiale que dans le cas des chambres à fils où le pas de lecture ne peut être inférieur au millimètre (pour des raisons de forces électrostatiques entre les fils). De plus la faible distance entre deux pistes consécutives améliore la rapidité des MSGCs par rapport aux chambres à fils.

D'autres groupes se sont inspirés de cette dernière structure pour améliorer les MSGCs mais l'approche la plus innovante a été réalisée en 1994 par Georges Charpak et Yannis Giomataris avec l'invention de Micromegas. Cette découverte, stimulée par les problèmes rencontrés sur les MSGCs, fait l'objet de cette thèse.

Chapitre 2

Les détecteurs de traces non électroniques

2.1 La chambre de Wilson

La visualisation du sillage de la particule est réalisée par l'utilisation d'un état gazeux métastable (vapeur saturée). En pratique l'état métastable est obtenu par détente du gaz de la chambre. On utilise comme mélange gazeux de l'air humide. La particule chargée qui traverse la chambre à Wilson laisse sur son passage des paires électron-ion. Les ions de la trace produisent une condensation sous forme de gouttes. Les gouttes sont ensuite photographiées afin de reconstituer la trajectoire de la particule dans l'espace. L'état durant lequel les gouttes peuvent être photographiées dure quelques secondes.

Le cycle de décompression et de recompression est lent, de l'ordre de quelques minutes. Ce temps correspond au temps mort du détecteur.

Dans les chambres à diffusion, l'état métastable est atteint non plus par compression mais en diffusant un gaz dans un volume refroidi. A la différence des chambres de Wilson, les chambres à diffusion sont sensibles tout le temps.

2.2 La chambre à bulles

L'inconvénient des chambres à Wilson est leur temps mort élevé et le faible nombre d'interactions nucléaires observables en cas d'utilisation de la chambre comme cible. Un milieu liquide plus dense est préférable à un milieu gazeux.

Dans la chambre à bulles on utilise un liquide en dessous de son point d'ébullition. Un abaissement de la pression amène le liquide dans un état métastable.

Le passage d'une particule ionisante dans ce liquide surchauffé amorce, après détente préalable, l'ébullition spontanée avec formation de micro-bulles. La photographie du phénomène par une caméra ultra rapide révèle l'alignement des bulles le long de la trajectoire. Chaque événement est ensuite analysé un par un, cliché par cliché. Des clichés de chambre à bulles sont montrés sur les figures 2.1 et 2.2. Normalement le traitement des données s'effectue en trois stades : mesure, numérisation et analyse.

La durée de vie des bulles est de l'ordre de 10^{-3} s et le temps mort est de un dixième de seconde. La précision spatiale de ces chambres est définie par la taille des bulles qui varie suivant le liquide utilisé (typiquement une bulle a un diamètre d'environ $10 \mu\text{m}$).

Les chambres à bulles ont été très utilisées comme détecteurs de particules associées aux grands accélérateurs. Elles servent à l'étude des interactions à hautes énergies sur les noyaux cibles du liquide de la chambre.

Les chambres à bulles ont permis de découvrir des centaines de nouvelles particules. Durant leurs plus prospères années, dix millions de photographies étaient prises par an.

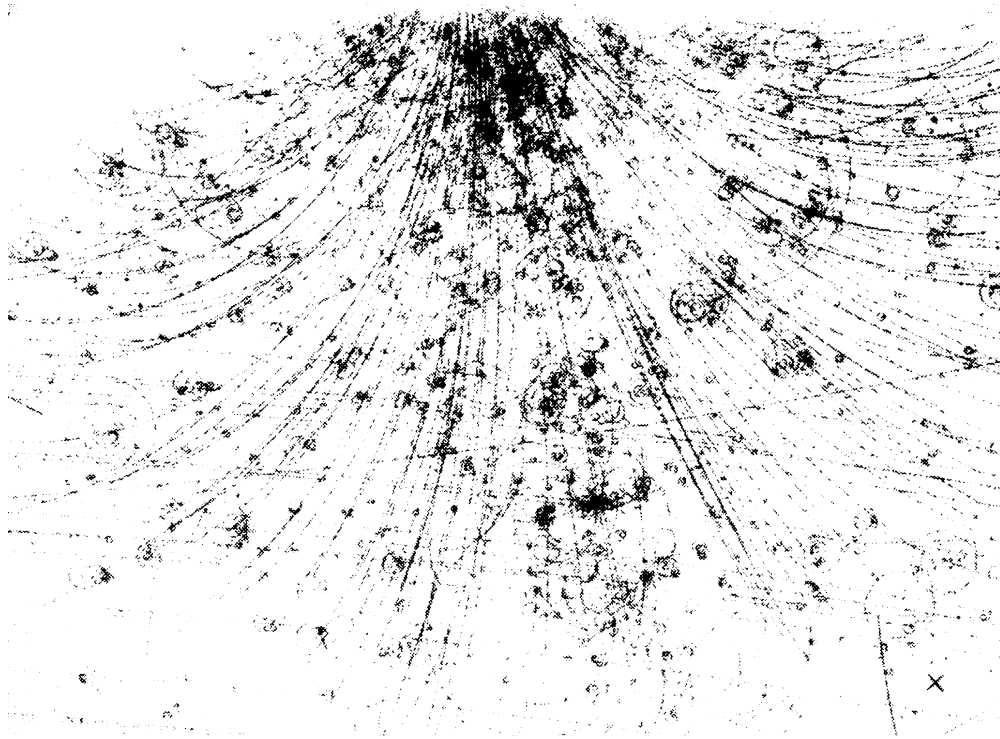


Fig. 2.1 – Interaction d'une particule cosmique dans une chambre à bulles de 2 mètres au CERN. Elle résulte de l'interaction d'une particule de 100 GeV avec le piston de la chambre.

Il n'existe plus que quelques unités de chambres à bulles dans le monde ; d'autres types de détecteurs, plus rapides, les ont remplacés.

Les avantages des chambres à bulles sont les suivants :

- une bonne résolution spatiale ($\simeq 50 \mu\text{m}$ pour une optique standard et $5 \mu\text{m}$ en utilisant les techniques d'holographie)
- les trois coordonnées de la trajectoire de la particule sont mesurées (par stéréo).

Les inconvénients de ces chambres sont :

- un temps mort élevé (un dixième de seconde)
- en commun avec les chambres de Wilson, l'inconvénient majeur des chambres à bulles est la lecture optique des données qui n'est pas directement compatible avec un ordinateur. Une grande partie du dépouillement doit s'effectuer manuellement.

2.3 Les chambres à étincelles

La chambre à étincelles [5] est un aboutissement direct d'un vieux détecteur appelé compteur à étincelles, développé depuis les années trente pour étudier les rayons cosmiques et les

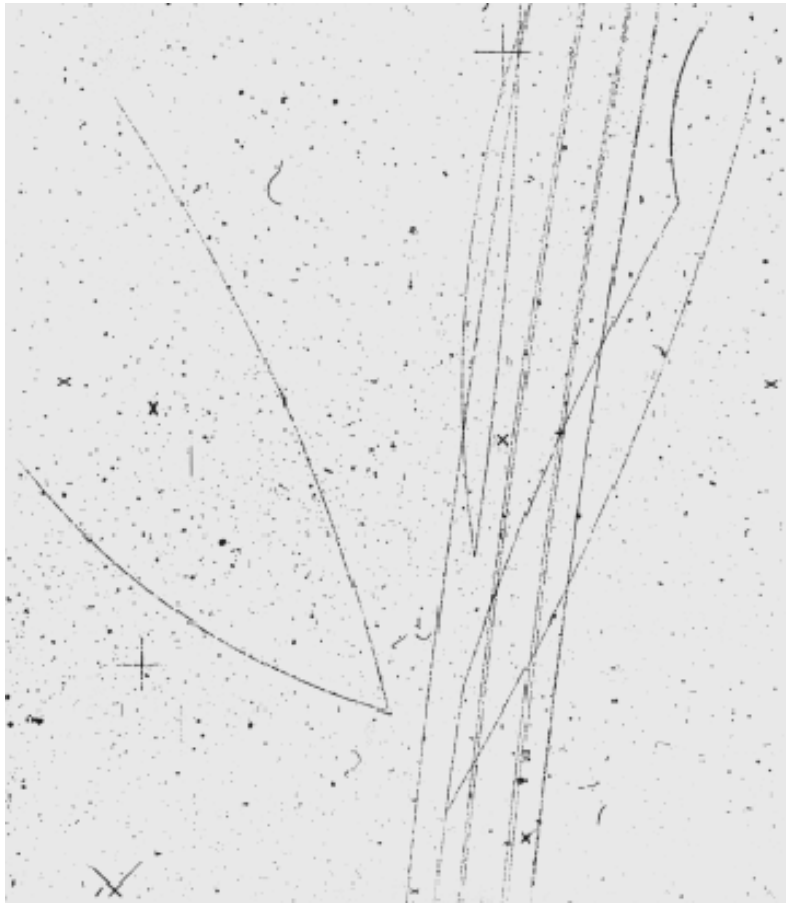


Fig. 2.2 – Interaction d'une des huit particules du faisceau (K^- de $4.2 \text{ GeV}/c$) avec un proton de la chambre à bulles.

désintégrations de noyaux. Il s'agit d'un dispositif très simple, composé de deux plaques parallèles portées à des potentiels différents dans un environnement gazeux. Le champ électrique est de l'ordre du kilovolt par centimètre pour des espaces entre électrodes de un à plusieurs millimètres, selon la pression et le type de gaz. Le passage d'une particule ionisante dans le gaz d'une chambre à étincelles arrache des électrons de la couche externe du cortège électronique des atomes. Si le gaz considéré est un gaz rare à couche électronique complète, les électrons arrachés se recombinent assez lentement. Avec un retard très bref (200 ns), on soumet les électrons à un fort champ électrique pulsé. Les électrons primaires se multiplient et l'énergie des électrons de la cascade est suffisante pour donner une émission lumineuse. Le trajet de la particule chargée est jalonné par une série de petits centres lumineux, globules de plasma fortement ionisés résultant d'une avalanche électronique très intense. Une photographie de chaque trajectoire est ensuite effectuée.

La chambre est contrôlée par des compteurs en coïncidence. Quand une particule ionisante traverse le dispositif, on applique une impulsion de tension grâce au générateur haute tension. Cette impulsion est choisie de manière à dépasser une certaine tension seuil entre les plaques.

Le temps mort de la chambre est de l'ordre de 10^{-4} s. Les plaques métalliques, en plus de leur rôle d'électrode, peuvent servir de cible.

Une des versions les plus utilisées est la chambre *multiplaques*.

La chambre à *streamers* [6] est un autre type de chambre à étincelles. On utilise alors de

grands intervalles (50 cm) de développement des étincelles. La chambre est remplie de gaz rare à pression atmosphérique. La trajectoire de la particule est alors jalonnée par une série d'embryons d'étincelles (*streamers* en anglais) produits par avalanches électroniques dans le gaz.

Les avantages des chambres à étincelles sont les suivants :

- leur simplicité de fabrication
- leur robustesse.

Les inconvénients sont :

- un temps mort élevé ($\simeq 10^{-4}$ s)
- la nécessité de disposer d'un système de lecture optique puis de numériser chaque cliché.

De nos jours, ces chambres sont les prédécesseurs des chambres à plaques résistives, utilisées par exemple dans le trigger de muons dans les expériences auprès du LHC.

2.4 L'émulsion nucléaire

Le passage des particules conduit à la formation d'une *image latente* dans l'émulsion par l'absorption d'énergie par les micro-cristaux d'halogénures d'argent. Ces micro-cristaux sont ensuite réduits en argent métallique par un agent chimique convenable appelé révélateur. Le fixage transforme l'argent des grains non impressionnés qui ne sont ensuite plus photosensibles. La trajectoire d'une particule chargée est indiquée, après développement, par les grains d'argent révélés. La dimension de ces grains est de l'ordre du micron. La résolution spatiale de ces détecteurs est par conséquent excellente. L'émulsion est toujours prête à fonctionner mais les résultats expérimentaux ne sont pas immédiatement disponibles puisqu'il faut développer l'émulsion et examiner ensuite les traces au microscope. On peut être gêné par l'abondance des traces pour choisir les événements intéressants. C'est pourquoi il faut coupler les émulsions à d'autres types de détecteurs de traces qui permettent d'indiquer la position d'une interaction dans la cible.

Au CERN, les émulsions étaient utilisées dans une expérience de recherche d'oscillations de neutrinos. L'expérience Cern Hybrid Oscillation Research apparatus (CHORUS [7]) était l'une des deux expériences actuelles qui prenait des données auprès du faisceau de neutrinos large bande au CERN SPS, avec le but de signer des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Cette expérience cherchait l'apparition d'un ν_τ dans un faisceau de ν_μ suivant la réaction $\nu_\tau + X \rightarrow \tau^- + Y$

Il est possible d'identifier le τ^- qui parcourt environ 1 mm avant de se désintégrer si on dispose d'un détecteur d'excellente précision spatiale. A l'heure actuelle, seules les émulsions en sont capables.

Les avantages de l'émulsion nucléaire sont :

- leur excellente résolution spatiale ($\simeq 2 \mu\text{m}$)

Les inconvénients sont :

- le temps de traitement des données pour numériser l'information contenue dans l'émulsion
- la nécessité de maintenir les émulsions à température constante (5°C)
- le passage d'une particule laisse une trace irréversible dans l'émulsion. C'est pourquoi il est impossible de les utiliser pour les expériences où le taux d'interaction est élevé.

Chapitre 3

Les détecteurs gazeux

Un détecteur gazeux est constitué d'un volume de gaz dans lequel des électrodes créent un champ électrique pour collecter les électrons sur les anodes et les ions sur les cathodes. La mesure se décompose en trois processus physiques bien distincts :

- ionisation dans le gaz par interaction des particules incidentes
- dérive des charges vers les électrodes
- multiplication des électrons dans un champ électrique intense et collection des charges sur les électrodes.

Chaque processus dépend de la nature du gaz dans le détecteur et les deux derniers processus dépendent aussi de la configuration des électrodes.

3.1 Les chambres proportionnelles multifils (MWPC)

Avant les années 70, tous les détecteurs de traces étaient de nature optique et chaque événement était analysé un par un, cliché par cliché. Tout instrument électronique était donc particulièrement attendu. Une possibilité était d'assembler une série de tubes proportionnels. Mais cette solution ne s'avérait pas pratique sur le plan mécanique. En 1968, une révolution est survenue avec l'invention de la chambre proportionnelle multifils par G. Charpak [3] (*Multi Wire Proportional Chambers*).

En effet G. Charpak a montré qu'une matrice de fils d'anode régulièrement espacés dans la même chambre fonctionne comme un assemblage de tubes proportionnels. De plus, avec les développements récents de l'électronique à base de transistors, chaque fil peut avoir son propre amplificateur intégré dans la chambre. La chambre à fils a été rapidement adoptée en physique des particules et a stimulé de nouvelles générations d'expériences.

Le dispositif mécanique et la configuration électrostatique des MWPCs sont représentés sur le schéma 3.1. Une série de fils d'anode parallèles est entourée en son centre par deux plans de cathodes. Un plan de cathode peut être soit une feuille métallique soit une grille de fils.

Le fonctionnement d'une chambre à fils peut être résumé ainsi : au passage d'une particule chargée, les atomes ou molécules de gaz sont ionisés et des électrons sont libérés dans le gaz. Sous l'influence d'un champ électrique, ces électrons migrent vers l'anode. Le champ électrique étant très intense au voisinage immédiat de l'anode, un processus multiplicatif se produit quand l'énergie cinétique gagnée par l'électron entre deux collisions dépasse le seuil d'ionisation du gaz. Un signal est induit sur les électrodes par le mouvement des charges créées à l'intérieur du champ électrique. La localisation du fil sur lequel un signal est enregistré indique la position du

passage de la particule chargée dans la chambre.

D'un point de vue mécanique, une règle est d'utiliser des fils de l'ordre de la dizaine de micromètres et ce afin d'obtenir un champ électrique suffisamment grand pour une bonne amplification.

Les gaz choisis pour fonctionner avec ce type de chambre sont souvent un mélange de gaz noble comme l'argon ou le xénon associé à un *quencher* comme l'isobutane ou l'éthane. Le rôle du *quencher* est de contenir l'avalanche par absorption des photons UV émis par désexcitation radiative des molécules d'argon ou de xénon. Ces additifs possèdent de nombreux états de vibration, rotation, excitation à des niveaux plus bas que le gaz porteur et ceci avec des sections efficaces élevées. Le *quencher* dissipe donc l'énergie en excès par des processus non radiatifs.

Dans le cas d'une chambre MWPC, la résolution spatiale dépend de l'espacement des fils d'anode. Elle est égale au pas des fils d'anode (c'est-à-dire la distance entre deux fils) divisé par $\sqrt{12}$. Cette résolution peut être améliorée par l'utilisation de chambres avec un espacement d'anode plus petit. Cependant, du fait des contraintes électrostatiques, il est difficile de descendre en dessous de 1 mm d'espacement entre les fils.

Des gains d'amplification de 10^5 peuvent être atteints avant de quitter le fonctionnement de type mode proportionnel. Le mode proportionnel est un régime de fonctionnement du détecteur où la charge détectée est proportionnelle à l'énergie déposée. La largeur du plateau, c'est-à-dire la région en tension où la chambre fonctionne sans étincelles à pleine efficacité pour des particules au minimum d'ionisation, est de l'ordre de la centaine de volts.

L'efficacité d'une chambre à fils est proche de 100%. Mais cette valeur dépend du flux de particules. A une tension de fonctionnement constante, l'efficacité décroît généralement avec le flux. C'est la conséquence de la charge d'espace qui se crée due à une accumulation d'ions autour du fil. Cette charge a tendance à diminuer le champ électrique et donc le gain de la chambre. Cette perte peut être compensée par une augmentation du champ électrique près des fils. Il faut noter cependant que la largeur du plateau est alors plus faible. A très haut flux, la perte ne pourra donc pas être compensée : la densité de charge est si grande que des décharges se produisent dans la chambre. En règle générale, il devient fort difficile d'utiliser des chambres à un taux de comptage supérieur à 10^4 particules/mm²/s.

Un autre problème rencontré dans ce type de chambre est l'instabilité mécanique des fils d'anode due à la répulsion électrostatique.

3.2 Les chambres à dérive

En 1970, une idée a germé dans l'esprit des physiciens pour améliorer la précision des chambres proportionnelles multifils. Celle-ci consiste à mesurer le temps de migration des électrons sur chaque fil d'anode pour en déduire la position du point d'impact de la particule par rapport à l'anode. Cette mesure se réalise en considérant l'instant où la particule passe dans la chambre (temps de référence donné par des détecteurs auxiliaires) et celui où apparaît le signal anodique. A chaque temps mesuré est associée une position. La relation entre le temps et la distance est calculée au préalable par calibration du détecteur.

La figure 3.2 illustre le fonctionnement d'une chambre à dérive. En principe la structure des MWPCs peut être utilisée pour les chambres à dérive. Néanmoins, afin d'obtenir une relation linéaire entre le temps de dérive et la position, le champ électrique doit être uniforme. Pour cela, la structure de la chambre est légèrement modifiée. La cellule de dérive est définie d'un côté par un fil d'anode et de l'autre côté par un fil de cathode. Afin de créer un champ électrique

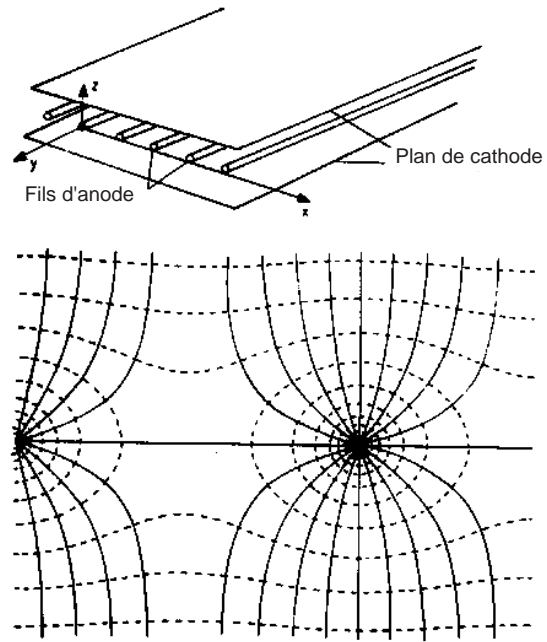


Fig. 3.1 – Principe de fonctionnement d'une MWPC. Sur la figure du bas sont représentées les lignes équipotentielles (trait plein) et les lignes de dérive (traits hachurés).

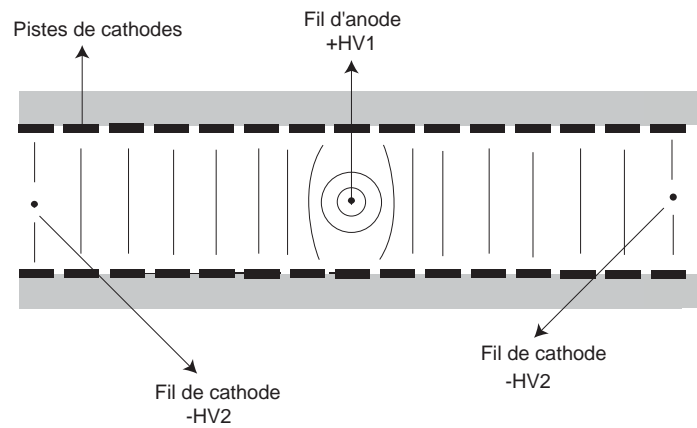


Fig. 3.2 – Principe de fonctionnement d'une chambre à dérive.

uniforme dans la cellule, une série de fils ou de pistes cathodiques est disposée le long de celle-ci. Les potentiels appliqués sur ces cathodes varient uniformément de 0 devant le fil d'anode pour atteindre quelques milliers de volts en face de la cathode. Les zones de dérive utilisées couramment sont de l'ordre de 5-10 cm.

Les lignes de dérive, suivies par les électrons, sont représentées sur la figure 3.3.

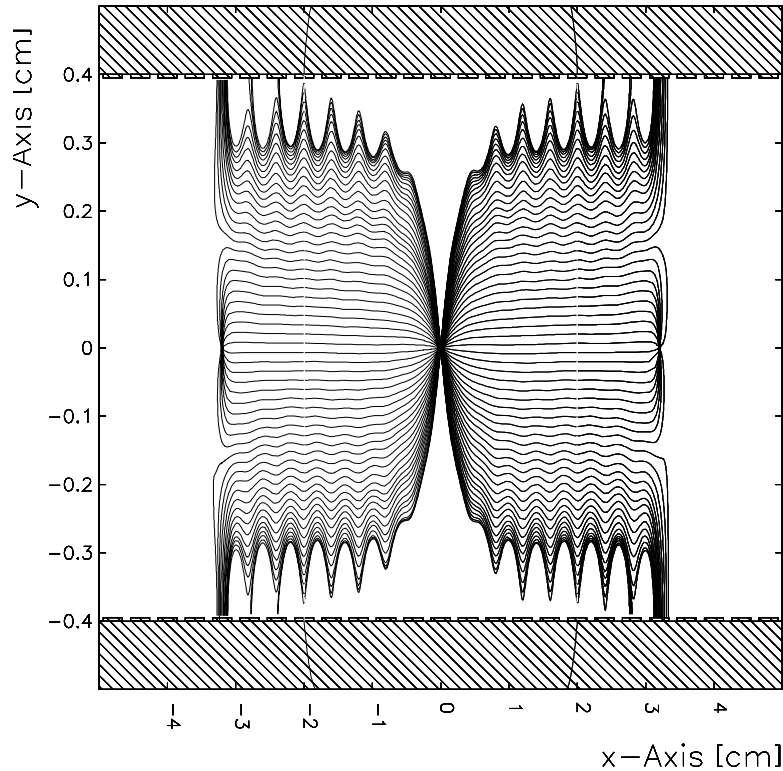


Fig. 3.3 – Lignes de champ électrique pour les chambres à dérive de l'expérience NOMAD. La taille de la cellule est de $6.4 \text{ cm} \times 0.8 \text{ cm}$.

La résolution spatiale des chambres à dérive est limitée principalement par trois facteurs :

- La tolérance mécanique sur le positionnement des fils d'anode pour des grandes surfaces de chambres.
- La connaissance de la relation temps-distance. Le gaz est choisi de telle sorte que la vitesse de dérive soit pratiquement constante en fonction du champ électrique. Les principales sources d'incertitude proviennent soit de la géométrie de la chambre (position des fils), soit d'une variation de la vitesse de dérive. Des variations de quelques ppm du mélange gazeux ou des conditions de température et de pression peuvent modifier la vitesse de dérive de façon notable [109].
- La diffusion des électrons de dérive. Soumis à des chocs élastiques sur les molécules de gaz, les électrons de dérive subissent sur leur parcours des fluctuations statistiques qui ont comme effet d'élargir le paquet d'électrons autour de sa position centrale et par voie de conséquence la distribution des temps d'arrivée des signaux anodiques.

La résolution spatiale des chambres à dérive est de l'ordre de $150 \mu\text{m}$. Avec des cellules de dérive très courtes ($\simeq 5 \text{ mm}$), des résolutions de $50 \mu\text{m}$ ont été obtenues [8]. La détérioration de la résolution spatiale pour des traces à angle est représentée sur la figure 3.4.

Les avantages des chambres à fils (MWPCs et chambres à dérive) sont :

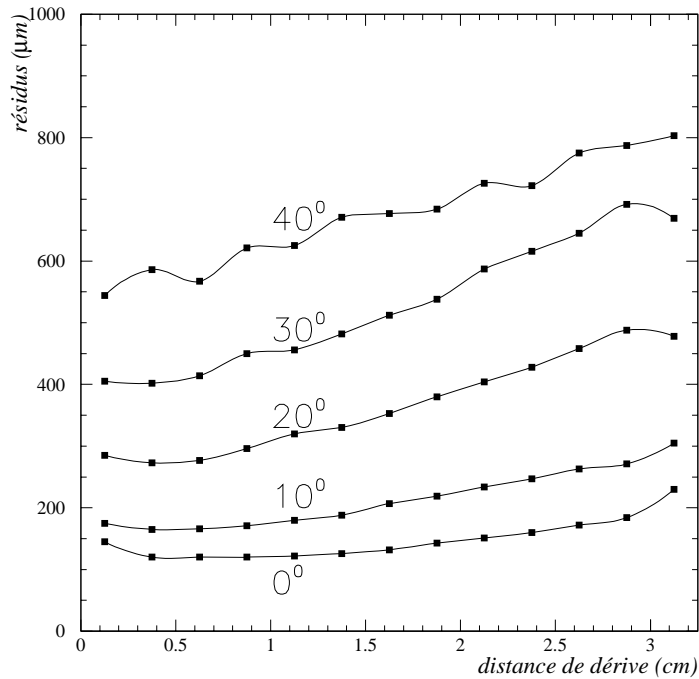


Fig. 3.4 – Résolution spatiale des chambres à dérive de l'expérience Nomad en fonction de la distance dans la cellule de la particule et pour différents angles d'incidence.

- une bonne efficacité
- une faible quantité de matière
- la facilité de construction et d'utilisation
- un faible nombre de voies d'électroniques à employer (dans le cas des chambres à dérive) : typiquement 1 voie tous les 5 cm pour une résolution spatiale de 150 μm
- un faible coût.

Les inconvénients des chambres à fils sont :

- un temps d'occupation important
- un effet instantané de la charge d'espace : l'accumulation des ions positifs diminue le champ électrique au voisinage du fil et donc le gain
- le flux maximum : il est difficile de faire fonctionner des chambres à fils à un flux supérieur à 10^4 particules/ mm^2/s
- une résolution spatiale de l'ordre de 150 μm
- un mauvais pouvoir de séparation double trace (la résolution double trace est de l'ordre de 1.5 mm)
- l'ambiguïté chirale dans certains types de chambres à dérive complique la reconstruction.

3.3 Les chambres proportionnelles à pistes (*Cathode Strip Chamber, Cathode Pad Chamber*)

La résolution spatiale des chambres proportionnelles peut être améliorée en utilisant le signal induit sur les plans de cathode. Si les deux plans de cathode sont formés d'une série de pistes conductrices perpendiculaires entre elles (un plan dispose de pistes parallèles aux fils, l'autre

perpendiculaires), il est dès lors possible de disposer d'une information bidimensionnelle sur la position de la particule. Mieux, en mesurant le signal induit sur chaque piste (par l'intermédiaire de modules ADC), et en calculant le centre de gravité de la charge induite sur plusieurs pistes, la résolution spatiale peut atteindre $80 \mu\text{m}$ pour des pistes au pas de 1 cm (comparé au $500 \mu\text{m}$ des MWPCs). La figure 3.5 illustre le principe de fonctionnement des chambres proportionnelles à lecture cathodique. Plus récemment, de nouvelles méthodes de calcul du centre de gravité ont été introduites. La distribution de charge sur les pistes a été calculée puis paramétrée [44].

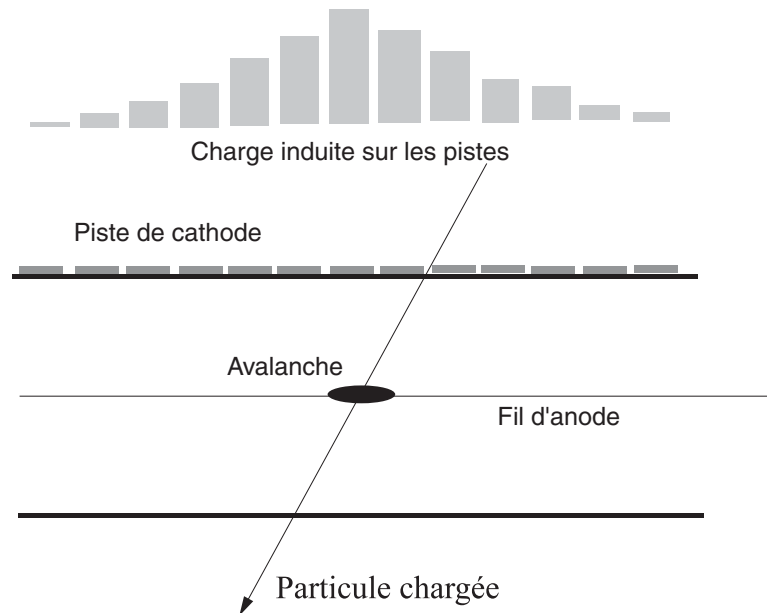


Fig. 3.5 – Principe de fonctionnement d'une chambre proportionnelle à pistes.

Dans le cas d'un flux intense de particules, la lecture bidimensionnelle sur des plans séparés est source d'ambiguïtés (voir figure 3.6) si plus d'une particule traverse le détecteur en même temps. Pour éviter ce problème, il est possible de segmenter les pistes suivant leur longueur pour fabriquer des damiers. On parle alors de *Cathode Strip Chamber* ou CSC. La longueur de chaque segment définit la granularité du détecteur et peut être facilement adaptée à la densité de particules calculée par simulation Monte Carlo.

La répartition du signal sur un grand nombre de pistes (typiquement 5) associée au calcul du centre de gravité de la charge induite sur toutes les pistes permet d'obtenir une résolution spatiale de l'ordre de $60 \mu\text{m}$ pour des pistes au pas de 3 mm .

Les avantages des chambres proportionnelles à lecture cathodique sont les suivants :

- lecture bidimensionnelle
- bonne granularité
- bonne résolution spatiale ($\simeq 60 \mu\text{m}$ pour des pistes au pas de 3 mm).

Leur point faible majeur est le temps d'occupation de la chambre (0.1 à $1 \mu\text{s}$) : l'espace de charge créé, par la migration des ions, limite le flux maximum acceptable par le détecteur.

3.4 Les chambres à pailles (ou chambre à tubes)

Les chambres à tubes [9] sont des enceintes gazeuses cylindriques avec au centre un fil très fin soumis à un potentiel positif. Les parois du cylindre sont en métal, généralement de l'aluminium,

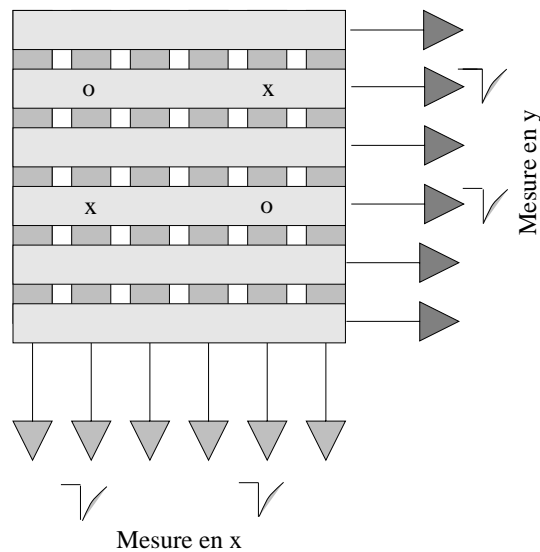


Fig. 3.6 – Ambiguïté sur la localisation en deux dimensions du passage de la particule dans le cas de détecteurs à pistes croisées. L'utilisation de damiers (ou pad) au lieu de pistes croisées évite ce problème.

et elles sont connectées à la masse. La haute tension est appliquée à travers une impédance de $1\text{ M}\Omega$. Le signal sur le fil est lu à la sortie d'un préamplificateur. Un module électronique (TDC, *Time Digital Converter*) enregistre le temps d'arrivée du signal, c'est-à-dire le temps de dérive des électrons dans la cellule. Le temps de dérive est ensuite converti en distance par une connaissance très précise de la relation temps-distance déterminée par calibration. La figure 3.7 représente le principe de fonctionnement d'une chambre à pailles. Bien que considérés comme l'ancêtre des détecteurs gazeux, les compteurs proportionnels n'en restent pas moins largement utilisés de nos jours et leur facilité de construction associée à une bonne résolution spatiale ($\simeq 80\text{ }\mu\text{m}$ à 3 atmosphères) restent inégalées par les détecteurs de nouvelles générations. Néanmoins, d'énormes progrès ont été apportés tant sur le plan mécanique qu'au niveau de l'électronique.

Les chambres à pailles sont principalement utilisées dans des spectromètres de muons où les surfaces à instrumenter sont très grandes. Le spectromètre à muons d'ATLAS est constitué de 700 000 chambres cylindriques de 3 cm de diamètre. Elles ont été spécialement conçues pour fonctionner sous haut flux de particules avec une bonne tenue aux radiations. Les tubes sont construits avec une précision de l'ordre de $20\text{ }\mu\text{m}$. Ils sont ensuite assemblés toujours avec une tolérance de $10\text{ }\mu\text{m}$. Par la suite, la position des chambres est mesurée, avec une précision de l'ordre de $10\text{ }\mu\text{m}$, avec un système laser.

Un grand effort de recherche a été consacré à l'optimisation des chambres à pailles. Le choix du gaz et la réponse de l'électronique ont fait l'objet d'une attention particulière. De gros progrès ont ainsi été réalisés dans la compréhension des phénomènes physiques de ces détecteurs. Une simulation complète a également contribué à l'amélioration de leurs performances.

Les avantages des chambres à pailles sont les suivants :

- une bonne résolution spatiale $\simeq 80\text{ }\mu\text{m}$ à 3 atmosphères
- un faible nombre de voies de mesure (environ tous les 30 mm)
- une faible longueur de radiation
- une relative facilité de construction
- la possibilité d'instrumenter de très grandes surfaces.

L'inconvénient majeur de ce détecteur est la mauvaise résolution double trace.

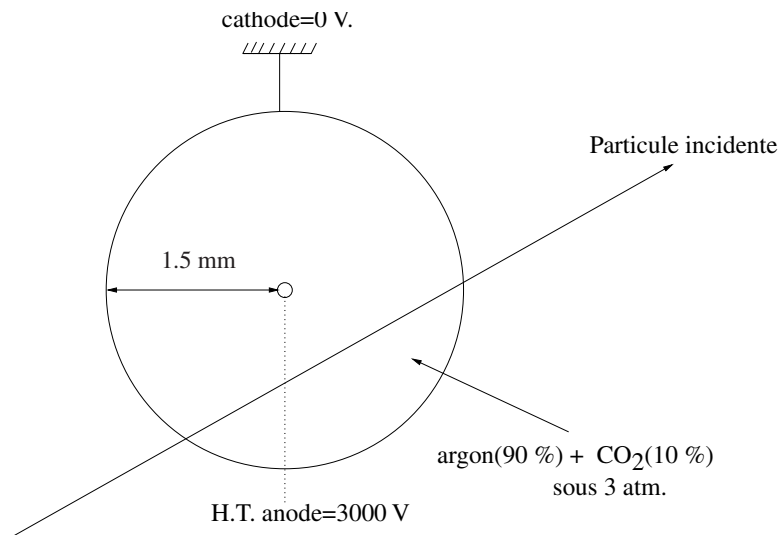


Fig. 3.7 – Schéma des chambres à pailles. Environ 700 000 chambres de ce type constitueront le spectromètre à muons de l'expérience ATLAS au LHC.

3.5 Les chambres à nid d'abeille (HoneyComb Strip Chamber)

Les chambres à nids d'abeille (HSC) [88] combinent les caractéristiques des CSCs (Cathode Strip Chamber) et des chambres à pailles. De conception récente (1990), elles offrent une information bidimensionnelle par lecture du temps de dérive sur le fil d'anode et calcul de la charge induite sur les pistes de cathodes.

Les chambres à nid d'abeille sont constituées de cellules hexagonales. La cellule est large de quelques dizaines de millimètres et de longueur variable. Plusieurs cellules sont disposées côte à côte. Au centre de chaque cellule se trouve un fil d'anode très fin ($20\ \mu\text{m}$) porté à un potentiel de 2000 volts. Chaque fil est connecté à un TDC (Time Digital Converter). La cellule hexagonale joue le rôle de cathode. Elle est constituée d'un plastique conducteur. Les bords hexagonaux peuvent être segmentés en pistes de cuivre gravées au pas de 5 mm sur un support de Kapton. La lecture de la charge de ces pistes permet de déterminer la coordonnée suivant l'axe du fil (voir figure 3.8). Le principe de fonctionnement des HSCs est similaire à celui d'une chambre à pailles (ou compteur cylindrique).

Ces chambres ont été proposées pour le spectromètre de l'expérience ATLAS mais n'ont pas été retenues en raison de leur coût de fabrication.

A pression atmosphérique, la résolution dans la coordonnée perpendiculaire au fil est de $100\ \mu\text{m}$ en moyenne pour des cellules au pas de 12 mm. Cette valeur dépend de la distance de la particule par rapport au fil. Le long du fil, la mesure de la charge sur les pistes de cuivre au pas de 5 mm combinée avec un calcul de centre de gravité sur les pistes touchées est une méthode relativement simple pour obtenir une résolution de $70\ \mu\text{m}$ par point de mesure [43]. Cette valeur est meilleure que celle obtenue traditionnellement par mesure du temps de dérive. Cependant, la résolution spatiale calculée dans le cas des pistes se détériore rapidement avec

l'angle de la particule, ce qui conduit à utiliser la lecture sur les fils comme mesure de la coordonnée principale.

Les caractéristiques des chambres à nid d'abeille sont les suivantes :

- une information bidimensionnelle
- une faible longueur de radiation
- une résolution spatiale de l'ordre de $80 \mu\text{m}$ dans les deux directions et à une atmosphère
- la résolution mesurée par les pistes se dégrade rapidement avec l'angle d'incidence ($200 \mu\text{m}$ à 10°)
- la fabrication de ces chambres est difficile
- le coût de construction est élevé.

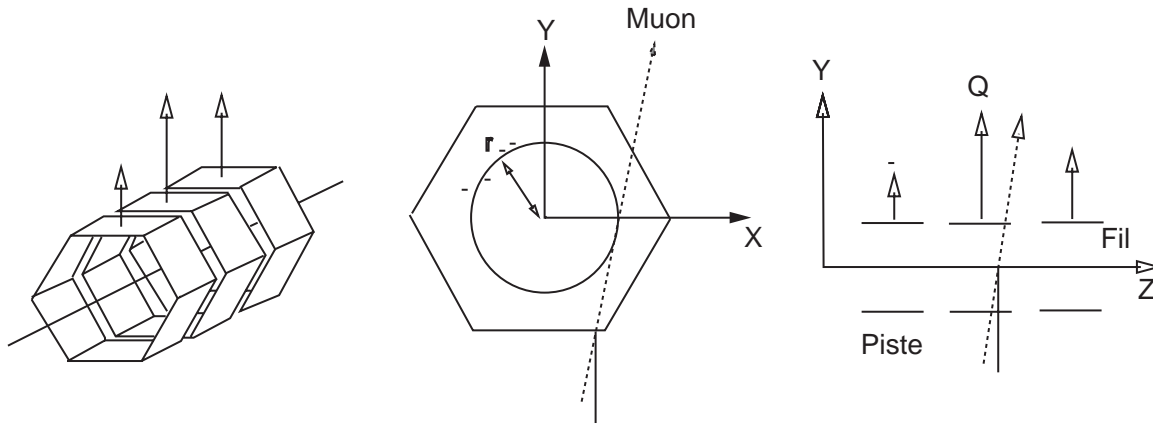


Fig. 3.8 – *Principe de fonctionnement d'une chambre à nid d'abeille (HSC). La lecture des pistes de cathodes permet une mesure en deux dimensions de la trajectoire.*

3.6 La chambre à projection temporelle (TPC)

La Chambre à projection temporelle (en anglais, Time Projection Chamber, ou TPC) est particulièrement adaptée à la conception de détecteurs centraux dans les expériences installées sur les collisionneurs.

La TPC est un détecteur sophistiqué qui permet une localisation en trois dimensions de la particule incidente. Associée à une mesure de perte d'énergie, elle est également capable d'identifier la particule incidente.

La TPC a joué un rôle essentiel dans les expériences de type collisionneur où sa géométrie cylindrique est parfaitement adaptée. Du fait de sa bonne granularité, elle peut être également utilisée auprès des collisionneurs pour des expériences à haute luminosité, telles STAR [17] à Brookhaven où ALICE au LHC [16]. Plus récemment ce type de détecteur a été ingénieusement proposé pour des expériences hors accélérateur comme HELLAZ [18] ou ICARUS [19].

3.6.1 Principe de fonctionnement

La figure 3.9 est une représentation d'une TPC standard. Dans son principe, une TPC combine les avantages des chambres à dérive et la précision des chambres proportionnelles à fils. Elle est constituée d'une grande enceinte gazeuse cylindrique. L'enceinte est séparée en son plan

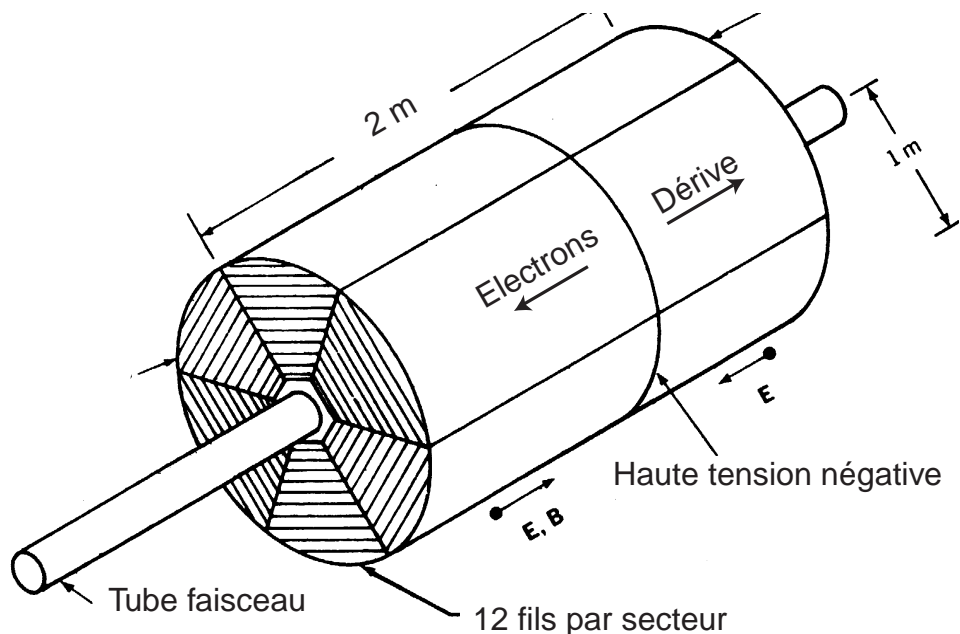


Fig. 3.9 – Schéma de principe d'une chambre à projection temporelle.

de symétrie par une plaque haute tension portée à un potentiel négatif. Une cage électrostatique assure un champ électrique uniforme et homogène. Deux chambres proportionnelles multifils sont disposées de chaque côté du cylindre. Lorsqu'une particule chargée traverse le volume sensible de la TPC, perpendiculairement à l'axe du cylindre, des paires électron-ion sont créées par ionisation. Sous l'action du champ électrique, les électrons issus de l'ionisation dérivent à vitesse constante ($\simeq 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$) parallèlement à \vec{E} jusqu'à l'une ou l'autre des extrémités de la TPC. La détection des électrons en fin de dérive est réalisée dans les secteurs de chambres proportionnelles à fils.

L'ensemble du détecteur baigne dans un champ magnétique parallèle au champ \vec{E} . Le parallélisme des champs électriques et magnétiques est la propriété essentielle sur laquelle repose tout le principe d'une TPC. Les forces $\vec{E} \times \vec{B}$ sont négligeables de sorte que le détecteur n'est pas sensible à l'intensité du champ magnétique comme c'est le cas dans bon nombre de détecteurs de positions (chambres à dérive par exemple). De plus, le parallélisme entre champ magnétique et électrique présente un nouvel avantage : le champ magnétique, en focalisant les électrons de dérive autour des lignes de champ selon des trajectoires hélicoïdales, atténue considérablement l'effet de la diffusion transverse des électrons de dérive durant leur long parcours jusqu'aux chambres à fils. Sans champ magnétique, la diffusion dominerait et il serait impossible de reconstruire une trace.

3.6.2 Mesure des coordonnées $R\phi$

Parallèlement à chaque fil, des damiers (c'est-à-dire des pistes conductrices séparées par des segments isolants) sont gravés afin de permettre la localisation de la particule le long des fils (voir figure 3.10). La coordonnée R de cette géométrie cylindrique est déterminée principalement par la lecture des fils sensibles. L'angle ϕ est obtenu en calculant le centre de gravité de la

charge induite sur les damiers. Le signal recueilli sur un damier, par effet capacitif, résulte du mouvement des charges créées par les avalanches électroniques déclenchées à proximité des damiers, sur les fils d'anode.

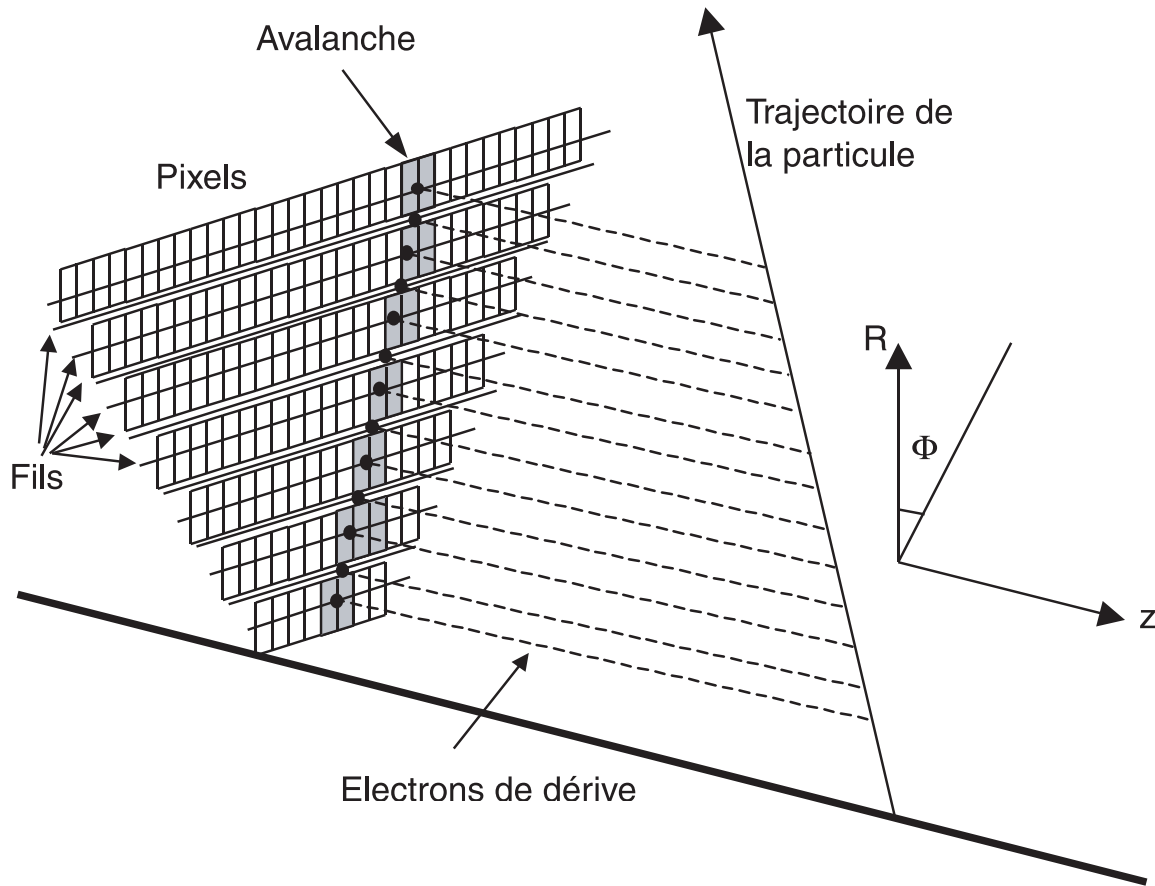


Fig. 3.10 – Projection de la trajectoire dans le plan (R, ϕ) .

3.6.3 Mesure de la coordonnée z

La coordonnée z de chaque point reconstruit dans le plan transverse $R\phi$ est obtenue par une mesure du temps d'arrivée du signal rapportée au temps d'origine de croisement des faisceaux. La position z repose donc sur une connaissance précise de la relation temps-distance des électrons de dérive.

3.6.4 Identification des particules

Pour une impulsion donnée, le pouvoir d'identification des particules dans la TPC repose sur la mesure de la perte d'énergie par ionisation lors de la traversée du milieu sensible. Néanmoins, du fait des nombreuses fluctuations à laquelle est soumise cette mesure (fluctuations intrinsèques de la perte d'énergie, variation du gain de chaque fil, effet de saturation, variation de la pression...), l'identification est souvent ambiguë.

3.6.5 Les caractéristiques d'une TPC

Les TPCs allient de bonnes performances dans la mesure de la position des particules à une relative facilité de reconstruction, sans ambiguïté chirale comme c'est le cas dans les chambres à dérive. Ses inconvénients sont un long temps de dérive ($\simeq 10$ ms) et un pouvoir de séparation des traces proches limité. On est également limité dans le choix de la longueur de dérive par les effets de diffusion des électrons dans le gaz qui élargissent le paquet d'électrons autour de sa position centrale.

Pour deux expériences auprès du collisionneur électron-positron du LEP au CERN, le principe de la TPC a été retenu comme détecteur central. L'expérience DELPHI utilise une TPC de rayon $R=1.1$ m sur une longueur de 2.5 m, tandis que le détecteur ALEPH une TPC de 1.8 m de rayon sur une longueur de 4.6 m. Des résolutions spatiales de l'ordre de $200 \mu\text{m}$ dans le plan (r, ϕ) et de 1 mm en z par point de mesure ont été obtenues [15]. De plus la reconstruction précise de la trace est basée sur un grand nombre de points de mesure (16 dans le cas de la TPC de DELPHI).

En conclusion les avantages des TPC sont les suivants :

- une mesure de la trajectoire en trois dimensions
- une bonne résolution spatiale
- un grand nombre de points de mesure par unité de longueur de radiation (la longueur de radiation moyenne d'une TPC est de 1% de X_0 pour 18 points de mesures contre 1% pour un seul plan de détecteur silicium)
- la TPC peut couvrir de grand volume.

Les inconvénients sont :

- le pouvoir de séparation des traces proches limité
- le temps d'occupation de la TPC empêche son utilisation dans une expérience à très haut flux.

3.7 Les chambres à micro-pistes (*Micro Strips Gas Chamber*)

Avec la construction du collisionneur de protons LHC débute l'ère d'une physique nouvelle à des énergies non encore explorées. La très haute luminosité, les forts taux de comptage attendus nécessitent le développement de nouveaux détecteurs dont les caractéristiques sont adaptées à ces contraintes de plus en plus sévères.

3.7.1 Principe de fonctionnement des MSGCs

Initié par A. Oed en 1988 [4], les MSGCs (Multi Strips Gaz Chamber) ont représenté une avancée significative dans le domaine des détecteurs de traces. Elles fonctionnent suivant le même principe que les chambres à fils dont elles sont inspirées, seulement l'utilisation de techniques de photolithographie a permis de remplacer les fils d'anode par des pistes conductrices, gravées à l'échelle du micron sur un substrat isolant.

Le motif du détecteur est représenté sur le schéma 3.11. Il s'agit d'une séquence d'électrodes planes, alternativement anodes et cathodes dont la période est typiquement de $200 \mu\text{m}$. L'enceinte gazeuse est définie par ce plan de pistes et par un plan métallique, placé à 3 mm au-dessus du substrat. Ces deux plans délimitent l'espace gazeux où le passage d'une particule produit

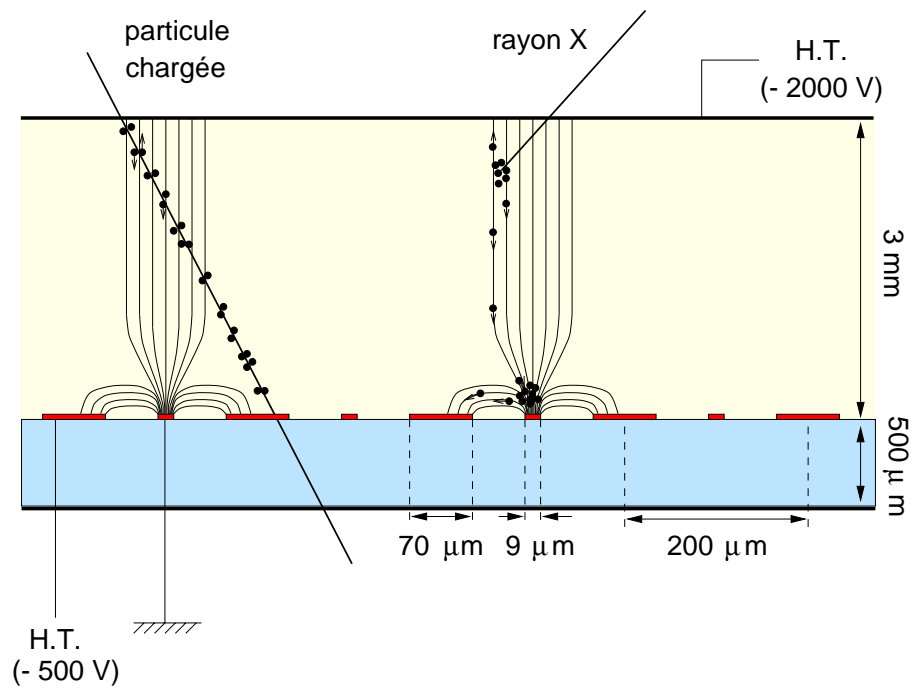


Fig. 3.11 – Principe de fonctionnement d'un détecteur MSGC.

des paires électron-ion qui, après multiplication, créent un signal sur les électrodes. Dans une telle configuration, l'avalanche a lieu près des pistes, lieu où le champ électrique est très intense.

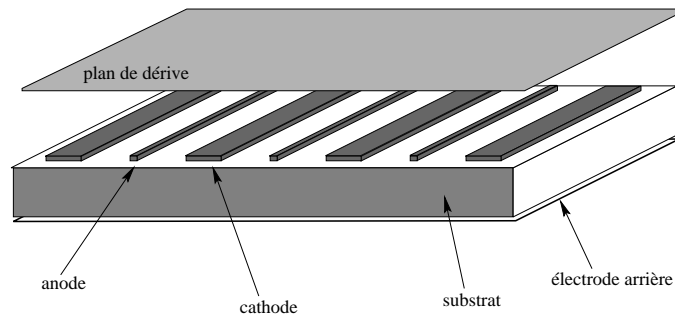


Fig. 3.12 – Vue en trois dimensions d'un détecteur MSGC.

3.7.2 Les performances des MSGCs

La granularité des détecteurs MSGCs associée à une collection rapide des ions créés dans l'avalanche leur permet de fonctionner sous un flux élevé de particules (10^6 Hz/mm²). La longueur des pistes est ajustée en fonction du flux incident de particules pour limiter le taux d'occupation dans la chambre.

La structure microscopique des électrodes confère aux MSGCs une bonne résolution spatiale de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ [20]. En conséquence, les MSGCs sont donc bien adaptées pour être utilisées comme détecteur central auprès du futur collisionneur LHC (*Large Hadron Collider*) au CERN. Elles devront fonctionner dans des conditions extrêmes, mesurant des impacts de particules sous diverses incidences, dans un champ magnétique de 4 teslas pour l'expérience CMS. L'expérience

est prévue pour prendre des données pendant une dizaine d'années et sous un flux de particules attendu d'environ 10^4 Hz/mm² [21].

La première utilisation des MSGCs pour la physique des particules a été réalisée dans le cadre de l'expérience SMC au CERN. Le résultat fut concluant. Les diverses mesures ont également démontré une pleine efficacité des chambres associée à une bonne résolution spatiale ($\simeq 50$ μ m).

Toutefois, les diverses mesures menées pour évaluer la stabilité de leurs caractéristiques dans des conditions expérimentales proches de celles du LHC ont fait apparaître des problèmes de dégradation du gain liés au flux, à la dose d'irradiation et aux dommages créés par les décharges [10]. Ces instabilités de gains observées sont principalement attribuées à une accumulation de charges sur la surface isolante où l'avalanche a lieu. Malgré une connaissance partielle des mécanismes impliqués, on a tenté d'éliminer ces problèmes en contrôlant la résistivité des supports isolants [22]. La largeur du plateau, bien que peu large est acceptable [23]. Cependant plusieurs auteurs [24, 25] ont démontré que la tension maximale applicable doit être réduite significativement en présence d'un haut flux de particules et avec occasionnellement des particules très ionisantes. Le fonctionnement du détecteur ayant subi une dose élevée d'irradiation se dégrade lentement avec une augmentation des décharges au fur et à mesure que la dose induite augmente [27]. La *passivation* des pistes (*advanced passivation*) est un procédé coûteux pour limiter le nombre de décharges des MSGCs. Elle consiste à déposer sur le bord des pistes de la colle dont la résistivité est soigneusement choisie afin d'éviter les effets de bord, sources de décharges électrostatiques. D'autre part, beaucoup d'études ont été menées pour comprendre les phénomènes physiques au sein du substrat isolant. Elles ont démontré que le contrôle de la résistivité du substrat permet de limiter le chargement du diélectrique. Ces méthodes sont passées en revue dans la référence [26].

Devant les problèmes rencontrés durant les tests en faisceaux, deux groupes développant un trajectographe rapide (HERA-B [24] et CMS [21]) à l'aide de MSGCs ont été conduit à abandonner la technologie MSGC [11] au profit respectivement des GEMs (voir paragraphe 3.8, page 38) et des détecteurs silicium (voir paragraphe 4.1, page 41).

3.7.3 Les descendants des MSGCs

Devant les problèmes rencontrés par les MSGCs, de nouveaux types de détecteurs sont apparus comme une solution alternative. Il s'agit des Micro-Gap Chamber [28] et des Small-Gap Chamber [29]. La figure 3.13 représente le principe de fonctionnement d'un détecteur MGC. Anodes et cathodes sont l'une sur l'autre, séparées par des plots isolants. Le contact gaz-substrat est considérablement réduit afin d'éviter l'accumulation de charges dans le diélectrique, source des problèmes rencontrés par les MSGCs. De plus le signal se développe plus rapidement en raison de la faible distance entre anode et cathode.

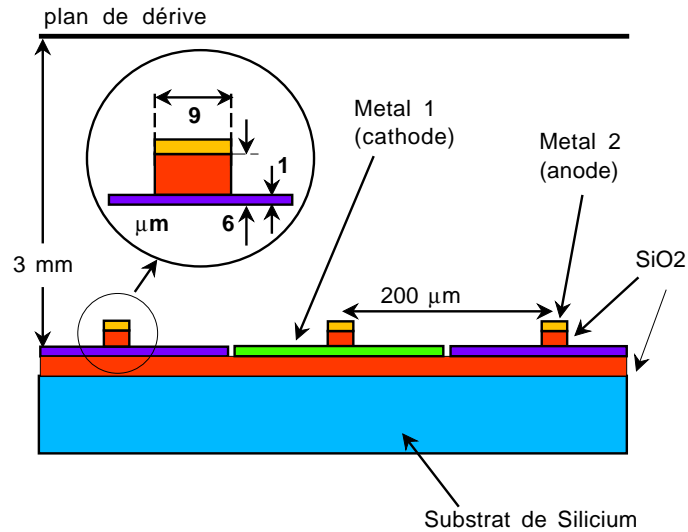


Fig. 3.13 – Schéma d'un détecteur Micro-Gap.

Une lecture bidimensionnelle avec des MSGCs est réalisée en gravant des pistes en dessous du plan isolant. Une possibilité est de segmenter la cathode en damiers, chaque damier étant connecté entre eux suivant une ligne perpendiculaire aux pistes d'anodes. Une autre solution pour la lecture en deux dimensions repose sur un autre type de chambre : la chambre Micro-Dot à avalanche [30]. Conceptuellement il s'agit d'un détecteur à damiers. De grands gains ont été mesurés sur des détecteurs de petites tailles. Néanmoins, la construction de grandes surfaces s'avère difficile.

3.8 Le GEM (*Gas Electron Multiplier*)

Le principe du GEM a été introduit en 1997 par F. Sauli [31]. Le GEM permet d'éliminer les problèmes de décharges dont souffrent les MSGCs en séparant l'espace de multiplication et l'espace de lecture. Le GEM est constitué d'une feuille de Kapton de 50 µm d'épaisseur cuivrée sur les deux faces et percée de trous. Les trous, représentés sur la figure 3.15, ont une largeur de 100 µm et sont espacés tous les 200 µm. Ils sont percés soit par gravure électrochimique, soit par laser. En appliquant une différence de potentiel entre les deux faces métallisées, on crée un champ électrique très intense ($\simeq 100$ kV/cm) [31]. Les lignes de champ sont représentées sur la figure 3.14. Les électrons de dérive subissent un phénomène d'avalanche dans le trou (voir figure 3.17). Le gain à la sortie du GEM peut être de plusieurs milliers.

Cet amplificateur peut être couplé avec une MSGC ou bien avec un simple plan de pistes. Il est disposé dans l'espace de dérive délimitant ainsi deux espaces de conversion (voir figure 3.16). Les électrons créés dans le premier espace de conversion dérivent vers les trous du GEM dans lesquels ils sont multipliés.

Les tests en faisceaux ont montré que l'on pouvait atteindre une résolution spatiale de l'ordre de 50 µm. Toutefois, ces détecteurs ne sont pas exempts de claquages. Une solution

pour résoudre le problème de claquages consiste à combiner plusieurs éléments multiplicateurs. Cela est facilement réalisé en plaçant un GEM devant une MSGC ou bien en superposant deux GEMs [12]. Ces détecteurs double étage permettent d'atteindre des gains beaucoup plus haut avant d'atteindre le régime de claquage ou bien, à un gain donné, ils permettent de fonctionner dans des conditions plus sûres. En effet, chaque étage d'amplification opère à un gain beaucoup plus faible que dans une structure simple étage. De plus, une plus grande dispersion des avalanches réduit la densité de charge. Les avantages du GEM sont :

- simplicité de fabrication
- peu coûteux
- détecteur robuste
- la multiplication et la détection de la charge s'effectuent sur deux électrodes distinctes ; il est ainsi possible d'éviter la propagation des décharges sur l'électronique de lecture
- un haut gain avant régime de claquage
- une capacité à supporter les hauts flux.

Les inconvénients sont:

- la résolution spatiale est limitée par le pas du GEM, lui-même limité par la procédure de fabrication,
- la remontée des ions dans l'espace de dérive
- la charge libérée lors de claquages peut détruire l'électronique.

La collaboration HERA-B [24] a décidé d'utiliser cette nouvelle technologie afin d'améliorer les conditions de fonctionnement des MSGCs en présence de particules hautement ionisantes. La collaboration COMPASS [127] a également choisi d'adopter un détecteur double-GEM.

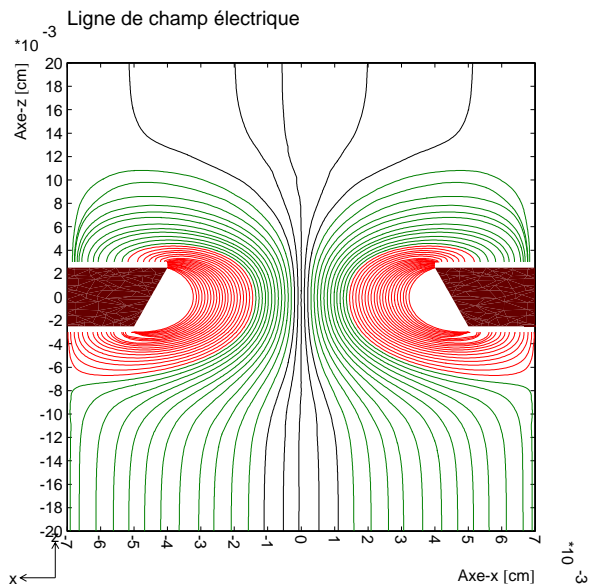


Fig. 3.14 – Lignes de champ électrique près d'un trou.

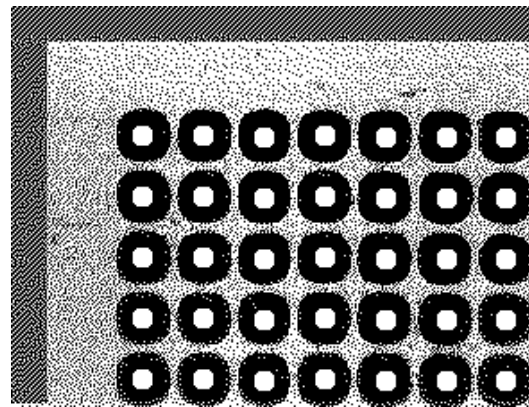


Fig. 3.15 – Vue de dessus d'un détecteur GEM.

GEM + MSGC

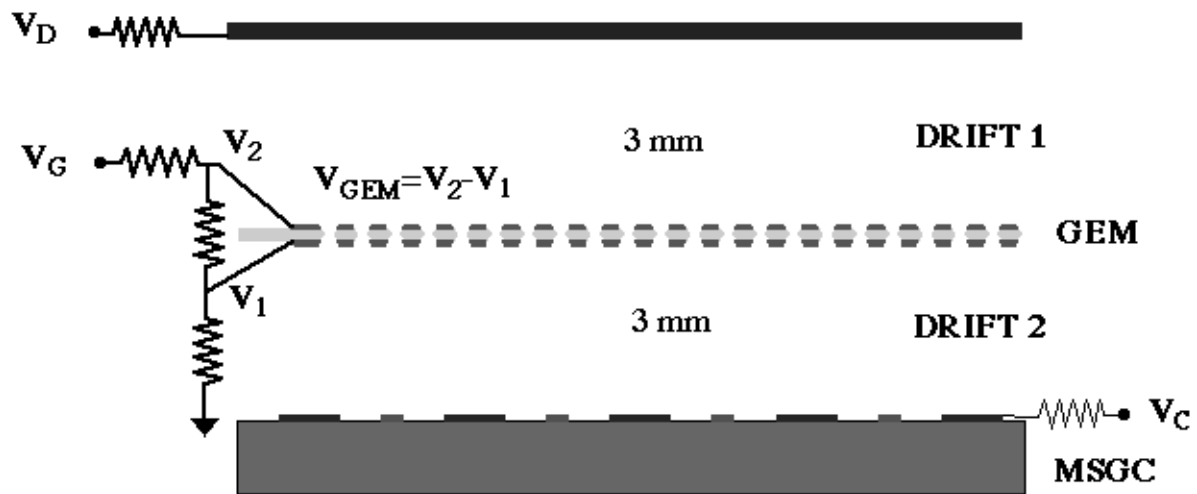


Fig. 3.16 – Vue schématique d'un détecteur MSGC couplé à un étage d'amplification GEM.

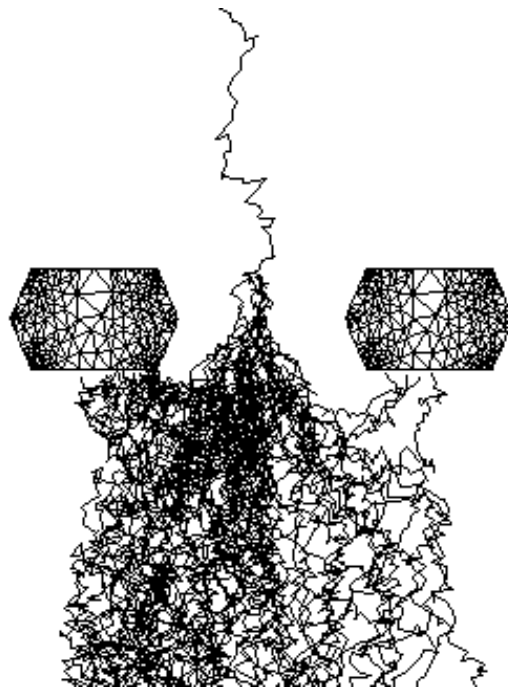


Fig. 3.17 – Phénomène de multiplication électronique dans un détecteur GEM. Au centre du trou le champ électrique est suffisamment intense pour que l'électron primaire déclenche une avalanche.

Chapitre 4

Les détecteurs de traces solides

Les détecteurs solides pour la mesure de position des particules virent le jour dans les années 80. Aujourd'hui on distingue deux grandes familles de détecteurs solides : les détecteurs semi-conducteur et les fibres optiques scintillantes. Plusieurs matériaux sont disponibles pour réaliser un détecteur semi-conducteur mais seul le silicium sera mentionné dans ce chapitre. Si d'autres matériaux (AsGa, Diamant...) peuvent le remplacer avantageusement, les développements techniques ne sont pas à un stade suffisamment avancés pour être mentionnés dans cette thèse.

Des détecteurs au silicium à micro-pistes ont été utilisés dans notre banc de test afin de localiser le point de passage de la particule dans Micromegas avec une très haute précision (voir partie III). L'analyse des données des détecteurs silicium à laquelle nous avons participé nécessite une bonne connaissance de leur principe de fonctionnement. C'est pourquoi nous insisterons sur la description de ces détecteurs. Les caractéristiques des fibres scintillantes seront ensuite abordées.

4.1 Les détecteurs à pistes de silicium

C'est peu après la découverte du transistor à pointe que K.G. Mac Kay réalisa la première détection nucléaire (des particules α) avec une jonction au Germanium (1949). Deux ans plus tard, le même Mac Kay réalisa le premier détecteur à jonction pn avec une région sensible de $5 \mu\text{m} \times 1 \text{mm}$. Ces instruments furent les premiers à fournir une mesure énergétique de très haute résolution.

L'idée d'utiliser les jonctions semi-conductrices comme détecteur de position pour la physique des hautes énergies remonte au début de leur développement. Cependant, dans les années 1970, le travail des physiciens expérimentateurs fut essentiellement consacré à l'optimisation des détecteurs gazeux. Ce n'est que dans les années 1980 que la communauté des hautes énergies a définitivement adopté les détecteurs semi-conducteur pour la localisation des particules chargées. De nombreux développements ont été motivés par la mesure d'une résolution spatiale de $5 \mu\text{m}$ à l'aide d'un détecteur silicium à micro-pistes. Les détecteurs semi-conducteur sont de nos jours des éléments incontournables, comme en témoigne le rôle essentiel qu'ils ont joué dans la découverte du quark top à Fermilab.

Un détecteur à semi-conducteur est une chambre d'ionisation solide : les charges créées par un rayonnement ionisant sont séparées sous l'action d'un champ électrique et le courant induit est mesuré.

Les notions de base sur la physique des semi-conducteur et du dopage des cristaux sont rappelées dans la suite de ce chapitre. Nous précisons ensuite le principe de fonctionnement des détecteurs silicium.

4.1.1 La jonction pn

Les charges libérées dans la bande de conduction créées par le passage d'une particule peuvent être recueillies par une électrode à condition que le nombre de charges libres normalement présentes dans les matériaux soit très faible. Dans le cas d'un cristal de silicium intrinsèque, le nombre de paires électron-trou créées par la particule incidente est bien inférieur au nombre de charges libres intrinsèquement présentes dans le cristal. Par conséquent, le signal est perdu dans le bruit. L'utilisation d'une jonction pn ou d'une diode silicium permet de remédier à ce problème.

On réalise une jonction pn lorsque deux zones de dopages différents sont en présence. A l'interface, il y a diffusion de porteurs de charge majoritaires d'une zone vers l'autre : les électrons de la zone n diffusent vers la zone p, les trous de la zone p diffusent vers la zone n. Ces zones initialement neutres vont devenir chargées : une charge d'espace s'installe donnant naissance à un champ électrique qui induit un courant de conduction des porteurs minoritaires. A l'équilibre, le courant de conduction des porteurs majoritaires est compensé par le courant de conduction des porteurs minoritaires. Il se crée une zone désertée de porteurs libres (ou zone déplétée, figure 4.1) où règne un champ électrique intense. Lorsque la jonction est polarisée en inverse, la zone de déplétion augmente et seuls les porteurs minoritaires diffusent d'une zone vers l'autre.

Les paires électron-trou générées thermiquement autour de centres de génération (défauts ou impuretés du cristal) engendrent un courant dit de fuite, qui bien-sûr, doit rester faible.

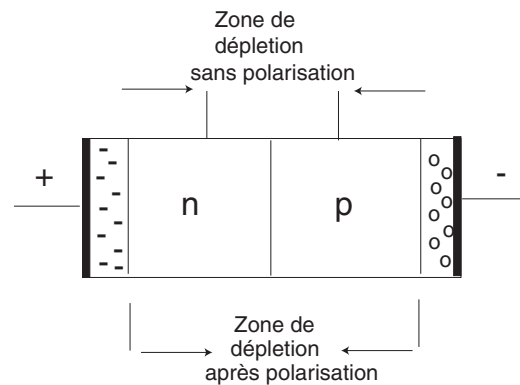


Fig. 4.1 – Zone déplétée dans une jonction pn.

4.1.2 Signal d'un détecteur à jonction

Lorsqu'un rayonnement ionisant perd de l'énergie dans la zone déplétée d'une jonction polarisée en inverse, il y a création de paires électron-trou. En fait une partie de l'énergie provoque des vibrations du réseau cristallin (phonons) et aussi l'énergie apparente pour créer une paire électron-trou est-elle supérieure à l'énergie de gap. La présence du champ électrique intense

dans la zone déplétée sépare les porteurs de charge qui vont migrer en sens opposé. C'est le déplacement des charges qui induit un courant dans le circuit.

4.1.3 La jonction pn à localisation ou le détecteur silicium à micro-pistes

La jonction pn peut être assimilée à une chambre d'ionisation solide. On peut pousser l'analogie avec les chambres gazeuses à fils lorsque l'on segmente une jonction pn en plusieurs éléments contigus : on réalisera alors un détecteur à micro-pistes. Dans ce cas, on aura une localisation discrète de l'impact de la particule.

La jonction pn est réalisée en implantant sur un substrat de type n quasi intrinsèque une zone de type p fortement dopée. Le substrat est un cristal de silicium d'une épaisseur de $300\ \mu\text{m}$ (figure 4.2). Les implants p+ sont des bandes et constituent les pistes. Sur un même substrat, on obtient donc plusieurs éléments de détecteurs. Une série de fines électrodes en aluminium sont imprimées sur le substrat p+. Des tensions adéquates sont appliquées aux bornes de la jonction pour créer la zone déplétée (c'est-à-dire la zone exempte de charges libres) sur presque toute l'épaisseur du cristal.

La charge déposée par le passage d'une particule peut être mesurée en connectant le côté p (ou n) à un amplificateur qui produira un signal mesurable. Cependant, il existe un courant de fuite entre les côtés p et n qui introduit du bruit dans l'amplificateur. Afin de découpler ce courant et d'isoler la source de tension de polarisation de l'électronique de lecture, le signal est généralement lu par couplage capacitif. Une couche de quelques microns d'épaisseur de dioxyde de silicium est déposée à la surface du substrat de silicium. Elle est recouverte par une couche d'aluminium. La capacité entre l'aluminium et l'implantation p+ (ou n+) est importante. Les implantations p+ et n+ sont connectées au générateur de tension de polarisation à travers des impédances importantes afin de forcer la majeure partie du courant à être induit sur l'aluminium.

4.1.4 Caractéristiques des détecteurs silicium à micro-pistes

Typiquement, sur la zone active épaisse de $300\ \mu\text{m}$, 25 000 paires électron-trou sont créées. En raison du grand nombre de charges primaires, une bonne résolution sur la perte d'énergie peut être atteinte. Aussi est-il possible d'utiliser la perte d'énergie pour compter le nombre de particules qui traversent le détecteur en même temps.

Si l'ionisation primaire est grande (25 000 paires électron-trou en moyenne), il n'existe pas de phénomène d'avalanche dans les détecteurs silicium comme c'est le cas pour les détecteurs gazeux. Au total, le nombre de charges collectées par les électrodes est plus faible dans le cas d'un détecteur silicium que dans le cas d'un détecteur gazeux. Pour fonctionner à pleine efficacité, on doit donc disposer d'une électronique bas bruit de fond, très onéreuse.

En 10 ns environ toutes les charges sont collectées sur les électrodes. Intrinsèquement, le silicium est donc un détecteur rapide.

La structure des électrodes peut être très fine, au pas de $20\ \mu\text{m}$ par exemple. La meilleure résolution spatiale obtenue jusqu'à présent est de $2.8\ \mu\text{m}$ avec des pistes au pas de $20\ \mu\text{m}$. La présence d'électrons énergétiques, dits électrons delta [13], limite la précision sur la localisation de la particule incidente. Typiquement, avec des pistes au pas de $25\ \mu\text{m}$, lues tous les $50\ \mu\text{m}$, la résolution est de l'ordre de $7\ \mu\text{m}$ (en tenant compte des erreurs d'alignement). Ce type de

résolution est couramment atteinte par les détecteurs de vertex du LEP [40] ou de CDF à Fermilab [41].

Dans le cas où le flux incident serait faible, il est possible de réduire le nombre de voies d'électronique en ne connectant qu'une piste sur deux. La piste non lue est alors reliée à la masse via une haute impédance. L'impédance inter-piste étant dans ce cas beaucoup plus faible que toutes les autres impédances auxquelles sont connectées les pistes, la charge sur les pistes non lues est collectée par couplage capacitif vers le préamplificateur de la piste voisine.

Désormais, les détecteurs silicium ont atteint un degré de fiabilité suffisamment élevé pour pouvoir envisager la construction de détecteurs de grande taille au LHC [42], mettant en jeu non seulement des grandes surfaces (50 m^2) mais également une bonne tenue aux radiations et une lecture rapide.

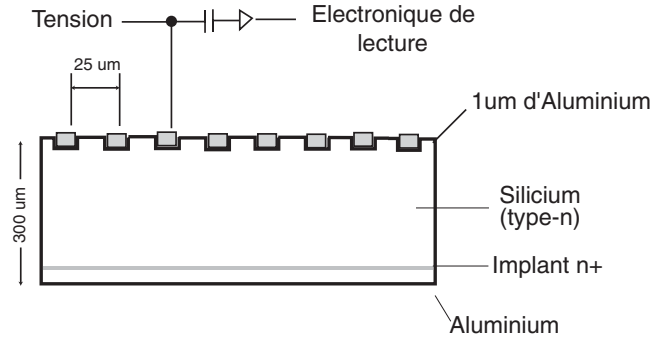


Fig. 4.2 – Schéma de principe d'un détecteur silicium à micro-pistes.

4.1.5 Lecture bidimensionnelle

Trois méthodes sont possibles si l'on souhaite disposer d'une information bidimensionnelle sur le passage d'une particule :

1. La première solution est de coller deux détecteurs silicium micro-pistes dont les pistes sont croisées (deux détecteurs simple face).
2. Une autre solution repose sur l'impression d'un plan de pistes croisées sur l'autre face du substrat. Un tel dispositif est appelé silicium double face. Il souffre d'ambiguïtés à haut flux si plus d'une particule traverse le détecteur en même temps (voir figure 3.6). L'avantage de cette configuration est une réduction de 20 % de la quantité de matière par rapport à deux détecteurs simple face.
3. Enfin, dans le cas où le flux incident est élevé, il faut envisager de remplacer les pistes par des pixels. Les ambiguïtés sont levées au prix d'une augmentation du nombre de voies d'électronique. Le principe de ces détecteurs est détaillé dans le paragraphe suivant.

4.1.6 Les détecteurs à pixels

Deux classes peuvent être distinguées : les détecteurs à couplage de charge (*Charge-Coupled Device* ou CCD) et les détecteurs à pixels actifs. Ces derniers ont la caractéristique d'avoir chacune de leur diode (les pixels) connectée à son propre système de lecture électronique du

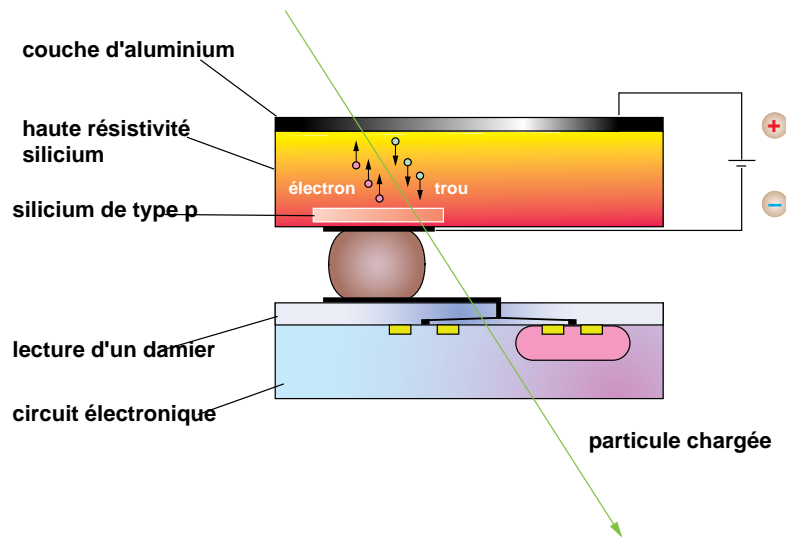


Fig. 4.3 – Schéma de principe d'un détecteur silicium à pixels (*pad*). Chaque pixel possède sa propre électronique de lecture sous le cristal de silicium.

signal. Au contraire, les détecteurs CCD [45] ont moins de canaux de lecture que de cellules. Les charges des cellules sont transférées de proche en proche vers un registre de sortie. La lecture n'est donc pas extrêmement rapide et induit un temps mort. Aussi leur utilisation à haut flux est-elle exclue. Néanmoins, ils présentent certains avantages pour d'autres applications : faible quantité de matière, faible puissance dégagée, petites cellules. C'est pourquoi ils équipaient le détecteur de vertex de l'expérience SLD [46] au SLAC.

En ce qui concerne les détecteurs à pixels actifs, deux expériences les utilisent à l'heure actuelle. Quatre plans de détecteurs à pixels sont en service depuis 1994 dans l'expérience WA97 [48]. Les performances de ces détecteurs sont très bonnes [48]. Le détecteur à micro-vertex de l'expérience DELPHI [47] a été amélioré pour le fonctionnement du LEP à plus haute énergie. Enfin, au LHC les deux expériences ATLAS [49] et CMS [21] ont choisi d'instrumenter avec des pixels une surface importante (quelques mètres carrés) près du point d'interaction des faisceaux. L'expérience ALICE [16] pour étudier les collisions d'ions lourds a fait le même choix.

Seuls les détecteurs à pixels actifs sont étudiés dans ce paragraphe.

Principe de fonctionnement d'un détecteur à pixels actifs

Le terme de détecteurs à pixels fait référence à un système semi-conducteur constitué d'une matrice de diodes silicium contiguës de petites tailles ($10 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$). Ces détecteurs sont utilisés comme détecteurs de vertex près des lieux d'interaction des particules. Le développement des techniques CMOS de micro-électronique a rendu possible la réalisation de détecteurs à pixels, avec l'intégration de plusieurs fonctions au sein d'une même puce. La technologie *hybride* permet de réaliser les fonctions de préamplification, de comparaison et de discrimination au sein du même pixel.

La figure 4.3 montre la réalisation d'un tel détecteur : sur un cristal de silicium est dessiné un réseau de diode de $50 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$; un autre cristal (*wafers* en anglais) contient l'électronique (amplificateurs, comparateur...) intégrée aux mêmes dimensions. Les deux cristaux sont superposés et chaque diode est connectée à l'électronique par une goutte d'indium. Le diamètre de ces billes varie entre $100 \mu\text{m}$ (DELPHI) et moins de $30 \mu\text{m}$ (ATLAS). Ces technologies sont

assez bien maîtrisées dans les laboratoires de micro-électronique (CEA/LETI par exemple). A la sortie, chaque pixel fournit une information binaire. L'intégration de l'électronique permet ainsi de diminuer considérablement le bruit électronique et le temps de lecture de l'information.

Caractéristique d'un détecteur à pixels actifs

La surface élémentaire de la diode est un paramètre important car c'est elle qui conditionne la résolution spatiale du détecteur. Il est donc intéressant de réaliser de petites cellules. C'est en fait l'électronique associée à chaque pixel qui impose la limite inférieure. Le choix du pas des pixels est lui essentiellement limité par le diamètre de la bille d'indium.

C'est de cette petite surface que les détecteurs à pixels tirent la plupart de leurs avantages : bonne résolution spatiale, faible taux d'occupation et bruit intrinsèque très faible.

Le bruit pour un tel système équivaut à une charge de 100 électrons (à 1σ) contre plus de 1000 pour une piste de $50 \mu\text{m} \times 10 \text{cm}$. Les pixels présentent donc un rapport signal sur bruit 15 fois plus élevé qu'un détecteur à micro-pistes classique. Par conséquent, ils peuvent s'accommoder plus facilement d'une diminution du signal et résistent mieux aux radiations.

De plus, les détecteurs à pixels, présentant un niveau de bruit électronique très bas, peuvent s'accommoder d'une épaisseur de cristal plus faible (100 à 150 μm). Cela diminue la quantité de matière rencontrée par les particules. En dessous de 100 μm , le détecteur est trop fragile.

Les fonctions de lecture du signal par une électronique locale au pixel, c'est-à-dire implantée dans la zone de détection, peuvent être intégrées au sein d'un même élément de silicium (pixel monolithique). Les pixels monolithiques font l'objet de développements intéressants [50]. Toutefois, leur fabrication est très complexe et la technique n'est pas encore tout à fait maîtrisée.

4.1.7 Le problème de la tenue aux radiations

Les détecteurs à semi-conducteur, placés au plus près du point de collision, seront exposés à des doses extrêmement élevées : il est donc primordial d'évaluer leur tenue aux radiations. Ce domaine d'étude est très vaste et relativement complexe.

- Dans les semi-conducteur, les particules de hautes énergies produisent trois types d'effets :
- La création de paires électron-trou. La détection de particule dans les semi-conducteur est basée sur cet effet.
 - Le déplacement des atomes. Les déplacements que subissent les atomes du réseau résultent de pertes d'énergie non ionisantes (neutrons, gamma). Ces déplacements sont également produits par les fragments secondaires d'interactions nucléaires. Ces déplacements induisent des lacunes et des atomes interstitiels dans le réseau cristallin, qui peuvent se combiner avec d'autres atomes (silicium ou dopants). Le dopage est donc modifié et des niveaux donneurs et accepteurs additionnels apparaissent formant des pièges. Les effets de ces déplacements sont une augmentation du taux de capture des paires électron-trou. Ils sont également la cause de perturbations du champ électrique et d'une modification de la concentration des dopants.
 - L'effet de l'ionisation à long terme. Dans les isolants, les matériaux ne retournent pas à leur état initial si certains électrons ou trous sont piégés. L'effet principal est un changement du champ électrique à la surface du semi-conducteur.

Tous ces effets dépendent de l'énergie et du type de particules incidentes.

Les résultats constatés pour de fortes doses d'irradiation sont une augmentation du courant de fuite, un changement de la résistivité du semi-conducteur et une baisse de la charge totale

collectée. La tension nécessaire pour dépléter la jonction augmente avec la dose d'irradiation reçue. Les physiciens ont constaté l'effet de la dose induite pouvait être réduite en opérant les détecteurs à basse température (-5/-10 °C).

Pour les détecteurs à pixels, la petite taille des pixels conduit à une augmentation du courant de fuite assez faible. Pour les détecteurs à micro-pistes de silicium, l'effet est 100 fois plus important simplement à cause de la surface des pistes.

Les courants de fuite sont réduits en maintenant le silicium à basse température.

L'augmentation de la tension de déplétion est en revanche un problème sérieux. Elle est liée à une modification des concentrations des dopants. Néanmoins, pour des détecteurs à pixels cette diminution est acceptable car le bruit est maintenu à un niveau très bas.

En conclusion, les détecteurs à pixels sont plus aptes pour affronter les conditions de radiations sévères rencontrées près des points de collision.

4.1.8 Résumé des caractéristiques des détecteurs à semi-conducteur

Les avantages des détecteurs silicium (micro-pistes ou pixels) sont les suivants :

- excellente granularité
- excellente résolution spatiale ($\simeq 10 \mu\text{m}$)
- très rapide intrinsèquement (temps de collection $\simeq 10 \text{ ns}$)
- très fiable en utilisation normale.

Les inconvénients en sont le pendant exact :

- nombre de voies et connectique
- mécanique à cause de la taille limitée du cristal de silicium (5" par 5")
- longueur de radiation importante ($\simeq 1. \% X_0$ pour $300 \mu\text{m}$ de silicium)
- relative sensibilité aux radiations
- nécessité de refroidir le détecteur et l'électronique
- le coût.

4.2 Les fibres scintillantes

4.2.1 Principe de fonctionnement

Les fibres optiques sont désormais couramment utilisées pour transporter des données numériques sur de longues distances. Leurs applications à la détection de particules remontent au milieu des années 80 avec une première application satisfaisante dans le détecteur UA2 [32].

Le détecteur consiste à joindre en paquet un grand nombre de fibres scintillantes dont le diamètre varie entre $30 \mu\text{m}$ et 1 mm. Il est choisi de manière à concilier efficacité de détection d'une particule au minimum d'ionisation et une bonne résolution spatiale. En bout de chaque paquet de fibres, un dispositif optoélectronique recueille et amplifie la lumière émise par les fibres. La position de la particule est indiquée par la détection de la lumière sur les fibres.

Une fibre optique scintillante est composée d'un cœur scintillant et d'une gaine dont la fonction est de confiner la lumière produite par scintillation. Le diamètre de la fibre est de l'ordre du millimètre.

Le scintillateur peut être soit plastique (type polystyrène) soit inorganique. Les scintillateurs plastiques scintillent plus efficacement et ont une plus grande longueur d'atténuation si bien que de longues fibres peuvent être employées. D'un autre côté, les fibres optiques à scintillateurs

inorganiques ont une meilleure tenue aux radiations. Elles ont également l'avantage de pouvoir être fabriquées avec des diamètres très fins, de l'ordre de la dizaine de microns.

Une autre solution repose sur l'utilisation de scintillateur liquide. Très rapide, le liquide peut être changé dans le détecteur après plusieurs années de fonctionnement dans le cas où ses performances se dégraderaient du fait de la dose de radiation accumulée.

La probabilité d'obtenir un signal sur une fibre est en général très faible. Ce n'est pas un problème car la particule traverse plusieurs fibres sur sa trajectoire et trois points sont suffisants pour reconstruire une trace.

4.2.2 La chaîne de lecture

Il s'agit de localiser, d'amplifier et de détecter la charge reçue par les fibres qui ont émis de la lumière. La réalisation de ces trois fonctions est un problème difficile à résoudre.

Pour collecter la lumière émise par les fibres, plusieurs types de dispositifs optoélectroniques ont été testés :

- Une galette à micro-canaux pour intensifier la lumière couplée à une caméra CCD. L'inconvénient de ce dispositif est la lenteur de la lecture des signaux.
- Un photomultiplicateur sensible à la position (PSPM).
- Une photodiode.
- Un tube IPSA (*Imaging Pixel Silicon Array*) [36]. Le tube IPSA est très prometteur. Il s'agit d'un cylindre de 30 mm de long. A une extrémité de ce cylindre se trouve une fenêtre optique à fibres optiques au bout desquelles est déposée, par évaporation, une photocathode. Le diamètre de ces fibres est de 10 μm . A l'autre extrémité du cylindre, 30 mm plus loin, est disposé un détecteur de silicium à pixels dont l'épaisseur est de 300 μm . Les photo-électrons sont accélérés dans le cylindre sous une différence de potentiel de 20 kV et sont détectés par des pixels de silicium. Pour conserver leur trajectoire, ils sont focalisés par un champ magnétique le long du cylindre. En général, le champ magnétique de l'expérience est utilisé pour conserver la résolution spatiale des fibres scintillantes.

4.2.3 Les caractéristiques des fibres optiques scintillantes

Les propriétés des fibres scintillantes se rapprochent de celles des détecteurs silicium à micropistes. Une résolution de 10 μm a été mesurée [35] en utilisant un scintillateur inorganique. Un nouveau procédé a été développé pour obtenir des fibres fines ($\simeq 60 \mu\text{m}$) avec un scintillateur plastique [34]. Couplées à un tube IPSA, une résolution de 30 μm a été atteinte.

Le nombre de fibres scintillantes traversées par une particule au minimum d'ionisation est suffisamment grand pour atteindre une efficacité proche de 100 %. Les fibres scintillantes disposent d'une très bonne granularité et d'une bonne résolution double trace.

D'autre part, les scintillateurs produisent des signaux rapides (moins de 15 ns). La rapidité des fibres est limitée par la chaîne de lecture, lue en parallèle. Dans le cas d'un scintillateur couplé à un tube IPSA, le temps de lecture est de 10 μs . Un autre concept de lecture des signaux a été développé pour les expériences à haut flux permettant de baisser le temps de lecture à 1 μs [36].

En outre, les fibres scintillantes bénéficient d'un plus grand nombre de points de mesure par longueur de radiation et nécessitent moins de voies d'électroniques pour atteindre la même résolution spatiale que les détecteurs silicium à pistes.

Cependant l'application de ces techniques pour une expérience de physique des particules demande encore beaucoup d'efforts de recherche et développement pendant quelques années. Premièrement, de grande surface de fibres doivent être assemblées avec leur électronique de lecture. Ensuite, la chaîne de lecture optoélectronique doit être optimisée. Enfin la structure mécanique de l'ensemble du détecteur doit être étudiée.

Les avantages des fibres scintillantes sont donc :

- bonne résolution spatiale
- très bonne résolution double trace
- temps de collection rapide (< 15 ns)
- grand nombre de points de mesure par longueur de radiation (plusieurs centaines de points par X_0)
- faible puissance consommée.

Les principaux problèmes des fibres scintillantes sont :

- le grand nombre de voies de mesures
- le temps de lecture encore trop lent
- l'encombrement du dispositif de lecture
- la faible photo-statistique : en général, seuls quelques photo-électrons sont détectés par le dispositif optique.

4.2.4 Les applications des fibres scintillantes

Les fibres scintillantes peuvent être utilisées soit comme détecteurs de vertex [35] soit pour la détermination de la trajectoire de la particule pour en mesurer l'impulsion. Elles avaient été présentées comme une solution alternative aux détecteurs silicium à pistes dans la future expérience ATLAS ou aux MSGCs dans l'expérience CMS.

Chapitre 5

Comparaison des détecteurs de traces

Une comparaison des détecteurs de traces s'avère très difficile à réaliser en raison du nombre important de paramètres à prendre en considération comme :

- la résolution spatiale
- la résolution temporelle
- la quantité de matière
- le temps mort
- le taux maximum d'acquisition
- le coût.

La figure 5.1 montre le schéma habituel d'un détecteur sur anneau de collision, qui couvre tout l'angle solide. Partant du point d'interaction des faisceaux, il comprend :

- un détecteur de vertex
- un détecteur central destiné à la mesure des traces chargées, pouvant ainsi participer à l'identification des particules
- des calorimètres pour la mesure de l'énergie des particules chargées et neutres par absorption totale
- un système de mesure des muons, les seules particules avec les neutrinos à pouvoir traverser les calorimètres.

Dans chaque partie on peut établir un champ magnétique si nécessaire.

Les différentes parties du détecteur exigent un cahier des charges spécifique, ce qui explique la variété des instruments développés. C'est pourquoi nous tenterons de comparer les détecteurs de traces en distinguant le détecteur de vertex, le détecteur central (avant le calorimètre) et le spectromètre à muons.

5.1 Les détecteurs de vertex

5.1.1 A haut flux

Le but des détecteurs de vertex est de mesurer la trajectoire des particules très près du lieu d'interaction afin d'identifier les traces ne provenant pas du vertex primaire (c'est-à-dire les particules qui se désintègrent rapidement).

Proche du lieu d'interaction, une information bidimensionnelle est indispensable pour rejeter les traces fantômes. La granularité du détecteur est ajustée au flux de particules incident. Les détecteurs à pixels sont utilisés comme détecteurs de vertex à haut flux du fait de leur excellente

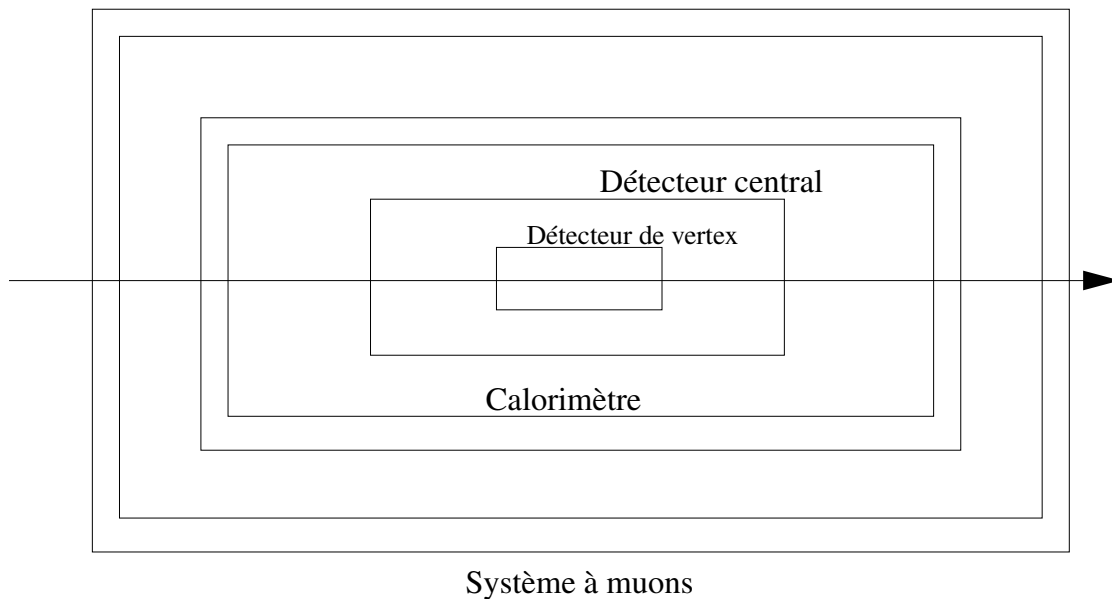


Fig. 5.1 – Schéma d'un détecteur 4π .

résolution spatiale dans les deux dimensions. De plus, du fait de leur faible niveau de bruit, ils sont à l'heure actuelle les seuls détecteurs à pouvoir s'accommoder des taux de radiations élevés près du lieu d'interaction.

Cependant, compte tenu de leur coût élevé, de faibles surfaces seulement peuvent être instrumentées. Leurs inconvénients majeurs sont leur longueur de radiation relativement élevée et leur coût de fabrication.

5.1.2 A bas flux

A plus faible flux, plusieurs solutions se présentent. Les plaques d'émulsions disposent d'une résolution spatiale excellente ($< 2 \mu\text{m}$). Cependant, la mise en oeuvre et l'analyse d'un tel détecteur s'avèrent lourdes : les plaques doivent être maintenues à 5°C constamment, l'analyse passe par des microscopes robotisés. Les fibres scintillantes disposent d'une bonne résolution spatiale pour une faible longueur de radiation. Les expériences à bas flux peuvent s'accommoder du temps de traitement de l'information des fibres scintillantes relativement lent (plusieurs microsecondes). Une TPC à très haute résolution spatiale a été proposée [51] comme détecteur de vertex pour l'expérience STAR [17] à Brookhaven. Cette TPC est beaucoup plus petite qu'une TPC standard. Toutefois, les simulations Monte Carlo ont montré que les performances de la TPC n'atteignent pas celles d'un détecteur silicium à pixels, malgré une longueur de radiation beaucoup plus faible.

5.2 Le détecteur central

On peut résumer les fonctions du détecteur central par :

- reconstruction de toutes les traces chargées
- mesure des impulsions des traces (en présence d'un champ magnétique)
- identification des électrons et des muons isolés

- association de certaines traces au vertex primaire.

Plus éloigné du lieu d'interaction le choix s'avère plus difficile car les surfaces à couvrir augmentent sensiblement.

Là encore, les détecteurs semi-conducteur sont particulièrement adaptés aux détecteurs centraux. L'utilisation de pixels n'est plus requise. Les détecteurs micro-pistes silicium, disposant de deux plans de pistes croisées de chaque côté du substrat pourront être utilisés si les surfaces à couvrir sont faibles.

Dans le cas contraire, on choisira des détecteurs gazeux : les Micro Strip Gas Chambers (MSGC), leurs descendants (Micro Gap Chamber, Micro Dot, Micro Groove...) ou bien Micro-megas. Les détecteurs gazeux, bien que disposant d'une moins bonne résolution spatiale que le silicium sont intrinsèquement moins denses que les détecteurs solides. La diffusion multiple dans le silicium peut dans certains cas favoriser le choix d'un détecteur gazeux. A bas flux, la TPC est un excellent détecteur central. Les fibres optiques sont en cours de développement. Nul doute que leur bonne résolution spatiale sera appréciée par les physiciens dans les années à venir.

5.3 Les spectromètres à muons

Les muons sont les seules particules chargées connues qui traversent le calorimètre. Une partie importante de la physique est basée sur la détection précise de muons.

En général, pour la détection de muons, on utilise des détecteurs gazeux : les performances requises sont moins sévères que pour le détecteur central en ce qui concerne la précision spatiale et le taux d'occupation. Les critères importants sont plutôt le bas prix et la fiabilité eu égard des immenses surfaces à couvrir ($\simeq 10^4$ m² par exemple pour le détecteur à muons d'ATLAS).

Le simple compteur proportionnel cylindrique, ancêtre des détecteurs de traces, est un choix judicieux ; bonne résolution spatiale, faible coût et facilité de fabrication sont autant d'atouts qui ont permis de sélectionner ces chambres pour le spectromètre à muons d'ATLAS, où la précision requise sur chaque point de mesure est de l'ordre de 80 μ m. Dans le cas de cette expérience, il faudra instrumenter 10^4 m² de chambres. Les chambres à fils à lecture cathodique (chambres à *pad*) sont également utilisables. Ces dernières présentent l'avantage d'avoir été testées en condition réelle de fonctionnement dans plusieurs expériences. Peu chères, elles fournissent une information bidimensionnelle. Une bonne résolution spatiale peut être obtenue avec un nombre de voies de lecture limité. Ces chambres ont été retenues pour le spectromètre à muons de l'expérience ALICE [16] au LHC.

5.4 Tableau comparatif

Le tableau 5.1 résume les caractéristiques essentielles des détecteurs de traces à partir de mesures publiées. Ces performances dépendent beaucoup du choix de conception du détecteur (nombre de voie, épaisseur de matière...). C'est pourquoi la configuration du détecteur, pour chaque performance indiquée, est précisée explicitement.

Détecteur	Rés. spatiale (μm)		Rés. double-trace (μm)		Temps d'occupation (ns)	Résolution temporelle (ns)	Flux maximum Hz/mm^2	Nb de <i>hit</i> $/0.1 \times X_0$
	Standard	Optimale	Standard	Optimale				
MWPC	600	150	4000	2000	50-100	10-30	10^4	
Ch. à dérive	150 (a)	50 (b)	2000 (c)	1500(c)	100-1000	2	10^4	
Ch. à pailles	80 (d)	60	3000 (c)	1500 (c)	100-1000	2	10^4	
Ch. à pad	100 ($\perp \vec{B}$) 1000 ($\parallel \vec{B}$)	50 (e) 500 (e)	1000	100 (f)	100-1000	10	10^4	
Ch. à nid d'abeille	200 (g)	80 (h)	1000 (c)	200	100-1000	2	$>10^4$	
MSGC	60 (i)	35 (j)	250 (k)	?	50	15	10^6	10-15
Fibre	50	15-40	90	50	15	5	$>10^5$	84-250
Sili. micro-pistes	7 (g)	2.5 (h)	100 (i)	10	15	5	$>10^6$	15-30
Ch. à bulles	50-200	5	1000	20	10^6	10^6		
Ch. à étincelles	200	20	3000	1000	>100			
Emulsion	1	1	3	3	∞	∞		

TAB. 5.1 – Propriétés des détecteurs de traces

Chapitre 6

Description de Micromegas

6.1 Micromegas : un nouveau détecteur gazeux

Trois types de détecteurs gazeux ont joué un rôle important dans l'invention de Micromegas. Il s'agit des chambres proportionnelles multifils, des chambres à faces parallèles ainsi que des MSGCs. Le principe de fonctionnement de ces compteurs a été décrit au chapitre 3 (page 24). Dans ce paragraphe, nous insisterons sur le rôle qu'ils ont joué dans l'invention de Micromegas. Notons tout d'abord que le concept de détecteurs à pistes a été inventé non pas pour les détecteurs gazeux mais pour les détecteurs silicium.

6.1.1 Les chambres proportionnelles multifils

Les progrès en physique des particules élémentaires sont très sensibles à l'évolution des détecteurs. Les détecteurs gazeux à fils jouent un rôle fondamental dans les quatre expériences du LEP. Néanmoins, ces détecteurs ne sont pas très bien adaptés aux contraintes imposées par les nouveaux accélérateurs à très haute luminosité. Leurs performances sont limitées en résolution spatiale, résolution temporelle et capacité à haut flux. De plus, cette technologie est assez avancée et la place pour une amélioration substantielle reste étroite. Seul un changement de technologie dans la conception du détecteur peut permettre de gagner un, voir deux ordres de grandeurs dans les performances du détecteur.

Les chambres proportionnelles multifils (MWPCs) ne conviennent plus dès lors qu'une résolution spatiale inférieure à $100 \mu\text{m}$ et une tenue à un flux supérieur à 10^4 particules / mm^2/s sont désirées.

6.1.2 Les chambres à faces parallèles

La structure à faces parallèles conduit à des champs électriques uniformes qui ne sont pas favorables à l'obtention de multiplications élevées sans apparition d'étincelles entre les électrodes. Pendant longtemps, l'utilisation de ce détecteur a été limitée à la détection de particules très ionisantes nécessitant de faibles gains (inférieurs à 10^3) en raison de son excellent temps de résolution, voisin de la nanoseconde. Ceci est dû au fait que les électrons sont confinés ou localisés dans une bande très mince située contre l'anode, ce qui évite la dispersion des temps caractéristique d'une structure cylindrique. Ce type de compteur connaît un regain d'intérêt avec l'introduction des détecteurs à étages, par découplage électrique entre la zone de dérive de la zone d'amplification. Une grille de fils, intercalée dans le volume utile de la chambre, sépare

deux régions où règnent des champs électriques uniformes mais d'intensité différente. Une avalanche a lieu dans la région à fort champ électrique. Cela conduit à des gains similaires à ceux d'une chambre à fils car les mécanismes responsables de la propagation des étincelles sont fortement réduits. Il est alors possible d'atteindre, avec de telles structures, des gains permettant de détecter un seul électron libéré dans l'intervalle d'entrée. Toutefois, il est impossible de placer la grille tout près de l'anode pour des raisons de contraintes électrostatiques. La distance que les ions doivent parcourir entre anode et cathode est trop importante pour que le détecteur puisse supporter de hauts flux de particules. De plus, en raison de la difficulté de maintenir l'espace d'amplification constant, le gain maximum avant l'apparition de claquage est trop faible.

6.1.3 Les MSGCs (Micro Strip Gas Chamber)

Pour s'affranchir des limitations en précision spatiale et en taux de comptage des MWPCs, une nouvelle technologie a été développée. Initiée par A. Oed en 1988 [4], la technique des MSGCs (Multi Strips Gas Chamber) a représenté une avancée significative dans le domaine des détecteurs de traces. Ces chambres fonctionnent suivant le même principe que les chambres à fils. L'utilisation de techniques de photolithographie a permis de remplacer les fils d'anode par des pistes conductrices. Malheureusement des instabilités et des variations en gain ont été observées, principalement attribuées à une accumulation de charges sur la surface isolante. Stimulés par la nécessité de disposer d'un instrument pouvant supporter les contraintes des futures expériences, G. Charpak et Y. Giomataris ont choisi d'adopter une structure différente en supprimant l'alternance des anodes et des cathodes sur le même substrat.

6.1.4 Micromegas (*MicroMesh Gaseous Structure*)

De conception plus récente (1995), Micromegas (*MicroMesh Gaseous Structure*) [70] laisse envisager des performances supérieures aux techniques développées précédemment. Il fonctionne suivant le principe des chambres à fils dont il est inspiré, avec cependant une meilleure résolution spatiale ($\leq 50 \mu\text{m}$) et une plus grande rapidité de formation du signal.

Micromegas est un détecteur gazeux à faces parallèles fortement asymétrique. Le principe de base est de découpler la zone de dérive de la zone d'amplification, non plus par une grille de fils, mais par une grille métallique très fine ($3 \mu\text{m}$ d'épaisseur). Toute l'astuce réside dans l'utilisation de cette micro-grille (la *micromesh*) percée d'une multitude de trous (au pas inférieur ou égal à $50 \mu\text{m}$).

Ce détecteur est en cours de développement à Saclay.

6.2 Principe de fonctionnement

Micromegas est une enceinte gazeuse composée de deux espaces séparés par une grille métallique très fine ($3 \mu\text{m}$ d'épaisseur). Le schéma 6.1 illustre la position de la grille par rapport aux deux espaces. Le premier espace, typiquement de 3 mm, est défini par un plan de mylar aluminisé et par la grille. C'est l'espace de conversion où sont créées les paires électron-ion lors du passage d'une particule chargée. La seconde région est délimitée par la grille et par un plan isolant sur lequel sont gravées des pistes conductrices (typiquement larges de $250 \mu\text{m}$, distantes de $317 \mu\text{m}$ et épaisses de $5 \mu\text{m}$). C'est l'espace d'amplification. Les trois plans du détecteur

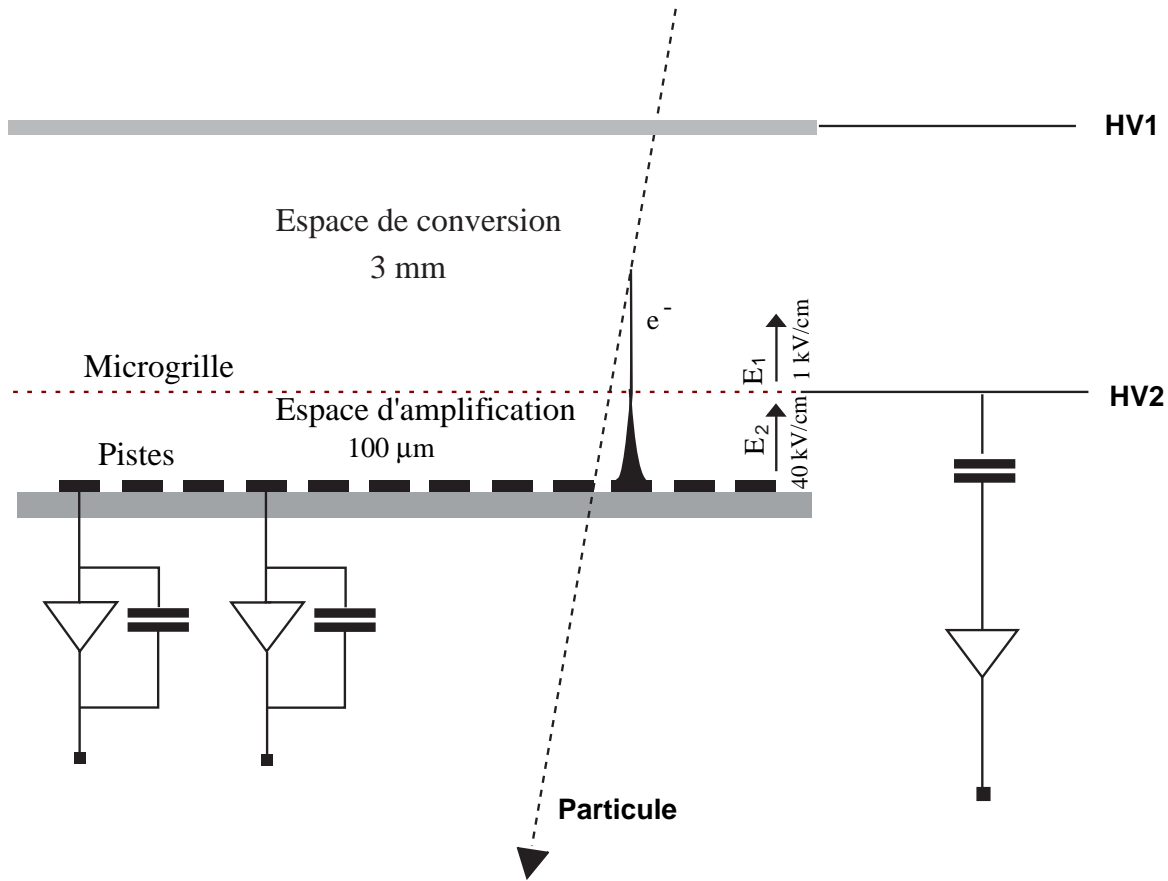


Fig. 6.1 – Vue en coupe du détecteur Micromegas

(mylar, grille et pistes) sont portés à des potentiels pour créer les champs électriques E_1 dans l'espace de dérive et E_2 dans l'espace de conversion.

Dans l'espace de conversion règne un champ électrostatique relativement faible ($E_1 \simeq 1000 \text{ V/cm}$ environ). En revanche, le gap d'amplification très petit permet, en appliquant des tensions négatives raisonnables (entre -300 et -500 V), d'avoir des champs électriques très intenses pouvant atteindre 50 kV/cm.

Le passage d'une particule arrache au total une dizaine de paires électron-ion dans les 3 mm de l'espace de conversion. Sous l'effet du champ électrique, les électrons créés dérivent vers la grille. Lorsque le rapport de champ entre l'espace de dérive et l'espace d'amplification est supérieur à 20, la grille devient très transparente aux électrons.

Au niveau de la grille, chaque électron de l'espace de dérive est focalisé dans l'espace d'amplification par un effet d'entonnoir (voir figure 6.2). Les électrons subissent, dans la région où règne un champ électrique très élevé ($\simeq 40 \text{ kV/cm}$), un phénomène d'avalanche. Après multiplication, les électrons sont collectés par les pistes conductrices (les anodes) alors que les ions migrent plus lentement vers la grille (qui joue le rôle de cathode). La charge est ensuite mesurée sur chaque piste à l'aide de modules ADC (*Analog Digital Converter*). Le signal mesuré sur les pistes est la somme du courant induit par les électrons et par la migration des ions vers la grille. A cause du phénomène de diffusion des électrons dans l'espace de dérive, le nombre de pistes touchées varie aléatoirement. La position de passage de la particule est obtenue en calculant le

barycentre des charges déposées sur chaque piste.

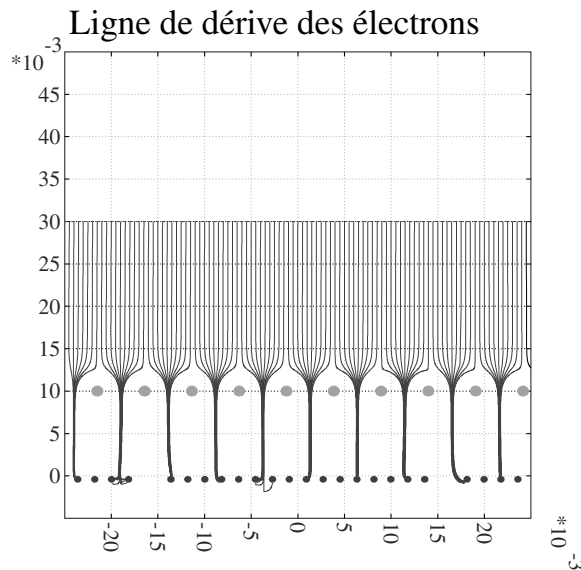


Fig. 6.2 – Lignes de champ électrique suivies par les électrons. Les électrons s’engouffrent dans l’espace d’amplification par un effet d’entonnoir. La grille est représentée par une matrice de fils.

Les différents phénomènes physiques survenant dans un détecteur gazeux sont expliqués en détail lors de la description du programme de simulation dans la partie II. Le développement du signal y est également traité. Les performances du détecteur atteintes lors des tests en faisceaux de particules sont présentées dans les parties III et IV.

6.3 Construction de Micromegas

Techniquement, le prototype de Micromegas est un détecteur plan, de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ composé de trois plans parallèles. La figure 6.3 présente une vue en coupe de la structure interne du détecteur ainsi que les dimensions et champs électriques caractéristiques. La figure 6.1 montre le principe de fonctionnement de Micromegas. En se déplaçant de haut en bas sur cette figure, on reconnaît successivement l’électrode de dérive, la grille, les plots, les pistes et enfin le substrat isolant. Ces éléments sont exposés dans les sous-paragraphe qui suivent.

6.3.1 L’électrode de dérive

L’électrode de dérive en mylar est recouverte d’une fine couche d’aluminium. Elle est épaisse de $5 \mu\text{m}$. La feuille est tendue puis collée sur un cadre en époxy. Elle assure, en plus de son rôle d’électrode, l’étanchéité gazeuse du détecteur.

6.3.2 La grille (*Micromesh*)

La grille est en nickel électroformée. L’électroformage est un procédé très précis pour fabriquer des motifs détaillés à partir de la reproduction d’un masque ou d’un moule. Ce procédé a été inventé en 1838 en Russie. L’électroformage nécessite la préparation d’un masque approprié,

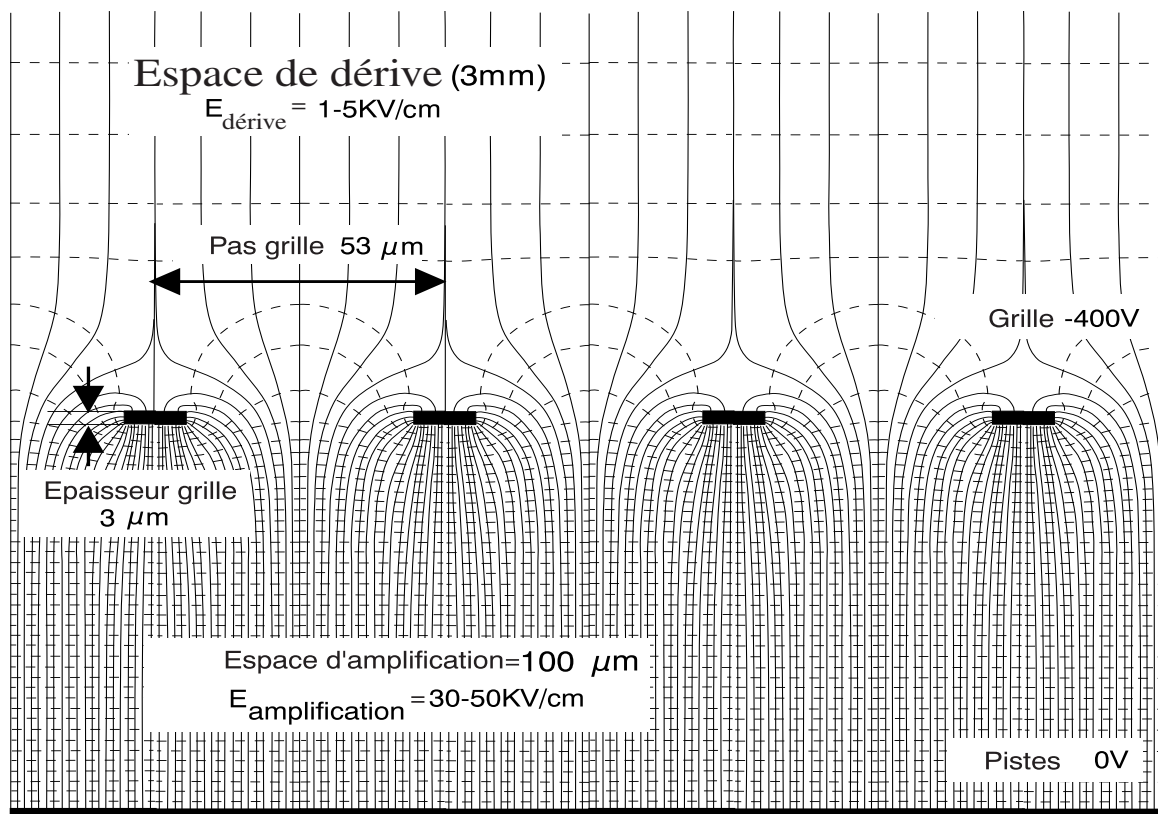


Fig. 6.3 – Principe de fonctionnement du détecteur Micromegas

réalisé par les techniques standards de photolithographie. Une fois la résine photosensible du masque révélée, celui-ci est immergé dans un bain électrolytique et connecté à une source de tension continue négative. Le masque joue le rôle d'une cathode. Du nickel solide est plongé dans la solution électrolytique et connecté au potentiel positif d'une alimentation continue. Lorsque l'alimentation est en marche, le nickel de l'anode s'oxyde en ions Ni^{2+} . Les ions Ni^{2+} migrent vers la cathode où ils sont réduits en nickel. Pour que ces deux réactions aient lieu, un courant doit circuler à travers l'alimentation.

Une fois la couche de métal déposée sur l'épaisseur souhaitée, le masque est retiré de la structure électroformée. Le masque retourne ensuite dans le bain électrolytique. De grandes quantités de grille sont réalisées par ce procédé, simple, précis et peu coûteux. En outre, la technique d'électroformage assure la production de grilles flexibles. La tolérance obtenue par cette méthode est de l'ordre de 1 μm .

La grille est épaisse de 3 μm . La taille de la feuille est de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ ou de $53 \times 53 \text{ cm}^2$. Les caractéristiques de la grille sont exprimées en terme de L.P.I (Lines Per Inch ou lignes par pouce). Le modèle couramment utilisé est de 500 L.P.I. Il s'agit d'une feuille ayant des trous de $41 \times 41 \mu\text{m}^2$, séparés par des bandes métalliques de 11.7 μm de largeur, soit un pas de 52.7 μm . La transparence optique d'une telle feuille est de l'ordre de 50%. En revanche, en appliquant une différence de potentiel suffisante entre les deux espaces, la transparence électrostatique est voisine de 100% (c'est-à-dire que tous les électrons sont transmis à travers la grille).

6.3.3 Les plots

Les plots sont des petits cylindres de résine disposés, tous les 2 mm, sur toute la surface du plan de pistes. Ils permettent de maintenir l'espace d'amplification constant. La hauteur des plots varie suivant l'épaisseur de l'espace d'amplification souhaitée (entre 30 et 100 μm). Leur diamètre est de 200 μm . Une fois de plus, nous employons les techniques de photolithographie pour déposer les plots sur le plancher de pistes.

6.3.4 Les pistes

Les pistes en cuivre sont gravées, sur une épaisseur de 5 μm , sur un substrat isolant par les techniques classiques de photolithographie.

Plusieurs largeurs de pistes sont disponibles. La plupart des détecteurs utilisés dans le cadre de cette thèse sont équipés de pistes au pas de 317.5 μm . La largeur des pistes est de 248 μm . L'espace d'isolant entre les pistes conductrices est donc de 69.5 μm . On dispose également de détecteurs équipés de pistes au pas de 50 μm ou de 100 μm . Le plan de pistes au pas de 50 μm a été construit en utilisant la technique de dépôt d'aluminium sur une plaque de verre.

Le choix de la métallisation des pistes est un paramètre important. L'utilisation d'un métal présentant une faible résistance est indispensable. Dans le cas contraire, le signal est atténué et retardé suivant l'endroit où il est produit. L'aluminium présente une faible résistance et est largement utilisé en micro-électronique. Cependant, certains travaux indiquent que ce matériau peut subir des effets de vieillissement à long terme [69]. La polymérisation de la surface de l'électrode par les ions du gaz produits au cours de l'avalanche entraîne une modification des performances du détecteur. En revanche, l'or, qui présente une faible résistance, est chimiquement inerte et a un bon comportement en terme de vieillissement. Ce métal recouvre les pistes de cuivre sur une épaisseur de 1 μm .

6.3.5 Le substrat

Le choix du matériau utilisé comme substrat isolant dans la réalisation des détecteurs Micromegas ne semble pas essentiel pour l'obtention de performances stables sous un haut flux de radiations [73]. En effet, les premières mesures ont démontré qu'un substrat habituellement utilisé dans l'industrie, l'époxy, permet d'obtenir des performances stables à long terme sous irradiation [72, 75]. Les effets attribués à la polarisation du substrat seront étudiés dans le chapitre 12 (page 108) concernant la simulation du champ électrique. Sur l'autre couche du substrat, on dépose un plan conducteur par des techniques de photolithographie et ce, afin de lutter contre les problèmes de bruit électromagnétique.

L'épaisseur de la couche isolante doit être aussi fine que possible afin de minimiser la diffusion multiple de la particule, tout en assurant une rigidité suffisante pour maintenir le détecteur plan.

Trois types de substrat sont utilisés :

- L'époxy, dont l'épaisseur varie de 400 μm à 1.5 mm.
- Le verre, dont l'épaisseur varie entre 50 μm et 10 μm . Pour un tel matériau, il reste à s'assurer que les performances de Micromegas restent stables à long terme et sous forte dose d'irradiation.
- Un film de Kapton, épais de 5 μm , déposé sur une structure en nid d'abeille. Pour une même tenue mécanique, cette configuration présente dix fois moins de matière que la solution époxy. Toutefois, la gravure des pistes sur le Kapton s'avère plus délicate.

6.3.6 Le montage de la grille

Après avoir réalisé le circuit de pistes et déposé les plots sur celui-ci, nous devons placer la micro-grille sur les plots. Le montage de la grille s'effectue comme suit ; la grille est d'abord tendue sur un cadre de transfert afin de supprimer les plis éventuels. Puis, on dépose le cadre sur le plancher de pistes. La micro-grille est ensuite collée sur une bordure haute de $100 \mu\text{m}$ et spécialement réalisée lors de la fabrication du plancher de pistes. Pour le collage, on utilise une résine. L'utilisation de la bordure permet de bien tendre la grille afin d'éviter les défauts de planéité. Ultérieurement, tous les défauts de planéité sont partiellement supprimés à l'aide de la force électrique qui permet de plaquer la grille contre les plots.

6.3.7 Le mélange gazeux

Le choix du mélange gazeux joue un rôle essentiel dans le bon fonctionnement du détecteur. Les mélanges sont toujours composés d'un gaz noble et d'un quencher (additif).

De nombreuses recherches ont été effectuées pour optimiser le fonctionnement des compteurs à fils [77]. Le choix du gaz dépend des conditions de fonctionnement du détecteur.

Pour des applications en physique des hautes énergies, plusieurs caractéristiques du gaz sont à prendre en compte :

- le nombre de paires primaires produites par unité de longueur de gaz traversé
- la diffusion transverse et longitudinale (la diffusion transverse influe sur la résolution spatiale, la résolution temporelle est limitée par la diffusion transverse et longitudinale)
- la vitesse de dérive des électrons pour limiter le temps d'occupation de la chambre
- le gain maximum avant l'apparition d'étincelles
- la bonne tenue aux radiations pour éviter les phénomènes de vieillissement du gaz
- l'angle de Lorentz, c'est-à-dire la déflexion des électrons en présence d'un champ magnétique.

L'optimisation du mélange gazeux en fonction des paramètres ci-dessus est un stade très important dans la conception du détecteur. De nombreux tests en laboratoire et en faisceaux permettent de valider un mélange gazeux en fonction des contraintes de l'expérience. Dans le cadre d'une utilisation standard, la chambre fonctionne avec des mélanges à base d'argon, d'hélium, de xénon, de krypton et de néon. Pour ce qui est des quenchers, des gaz comme l'isobutane, le DME, le CO_2 , le CF_4 ont été testés avec succès. De bonnes performances ont été obtenues avec un gaz jamais utilisé jusqu'à présent dans le domaine des détecteurs gazeux : le cyclohexane [78, 72].

6.4 Différents prototypes

A l'heure actuelle, il existe une trentaine de détecteurs Micromegas, dont les caractéristiques diffèrent par :

- la taille du détecteur qui varie de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ à $50 \times 50 \text{ cm}^2$
- l'épaisseur de l'espace de dérive qui varie de 1 mm à 3 mm
- la grille est disponible en 500, 1000, 1500 L.P.I.
- l'espace d'amplification varie de 30 à $100 \mu\text{m}$
- le pas des pistes varie de $50 \mu\text{m}$ à $317 \mu\text{m}$
- l'épaisseur du substrat varie de $10 \mu\text{m}$ à 1.5 mm

– le type de substrat est soit de l'époxy soit du verre.

Pour chaque configuration géométrique du détecteur s'ajoutent deux paramètres importants :

– le gaz

– les champs électriques dans l'espace d'amplification et dans l'espace de dérive.

En résumé, il existe plusieurs types de détecteurs Micromegas dont la configuration géométrique est choisie et optimisée en fonction des contraintes expérimentales.

6.5 Avantages de Micromegas

Les avantages intrinsèques de Micromegas sont les suivants :

- Une bonne résolution spatiale ($\leq \frac{\text{pas des pistes}}{\sqrt{12}}$).
- Il n'y a pas d'ambiguïté gauche-droite.
- Une collection rapide du signal. En effet, si le signal des électrons est rapide (de l'ordre de une ns), le signal des ions est lui beaucoup plus lent (200 ns environ). Or, dans le cas de Micromegas, deux facteurs permettent de résoudre le problème de l'encombrement des ions : d'une part, les ions parcourent une très faible distance ($\leq 100 \mu\text{m}$) et d'autre part les ions dérivent plus rapidement vers la cathode que dans une chambre à fils car le champ électrique y est plus intense. Tous les ions sont collectés en 200 ns environ pour un espace d'amplification de $100 \mu\text{m}$. Le temps d'occupation est encore plus faible avec un gap plus fin.
- Une capacité à supporter les flux intenses de particules ($10^6/\text{mm}^2/\text{s}$) due à une évacuation rapide de l'espace de charge et à la haute granularité de la grille.
- Le signal induit sur l'anode est dû à la fois aux ions et aux électrons (dans une chambre à fils, la plus grande partie du signal est produit par les ions). Ceci est la conséquence du champ électrique constant dans la zone d'amplification. Le signal électronique, très rapide, est donc détectable si l'on dispose d'une électronique rapide.
- L'effet dit *compensatoire* offre une situation favorable : quand l'épaisseur de l'espace d'amplification diminue, le champ électrique augmente. Ainsi, le plus grand nombre d'ionisations est compensé par une augmentation du coefficient de Townsend de la chambre. Cet effet limite les défauts mécaniques locaux et les variations de la pression du gaz.
- Enfin, la conception de Micromegas est facile et peu coûteuse.

Deuxième partie

Modélisation du détecteur Micromegas

Introduction de la deuxième partie

La simulation Monte Carlo est un instrument puissant pour aider à comprendre et à optimiser le fonctionnement d'un détecteur de particules. En physique des hautes énergies, ces simulations sont indispensables à tous les stades, depuis la conception des détecteurs jusqu'à l'évaluation des erreurs systématiques du résultat final.

Dans le cas d'un détecteur de particules, de nombreuses simulations sont réalisées. En effet, faire tourner un programme pour différentes conditions initiales est beaucoup plus simple que de construire un prototype pour chaque essai. Des travaux antérieurs [87, 88, 90] ont montré que les processus physiques tels que l'ionisation primaire, la migration des électrons, l'amplification sont suffisamment bien connus pour pouvoir simuler convenablement les caractéristiques des détecteurs gazeux.

Dans ce chapitre, le modèle de simulation du détecteur Micromegas est décrit en détail. Les programmes utilisés sont présentés. Une attention particulière a été portée à la formation de l'avalanche dans l'espace d'amplification et à la génération du signal anodique.

Les résultats sur les performances attendues d'après le programme de simulation de Micromegas décrit ici seront présentés dans la partie IV (page 153).

Notons d'autre part, qu'outre l'intérêt descriptif, ce chapitre complète la description du détecteur en insistant sur les phénomènes physiques survenant dans les gaz.

Chapitre 7

Développement du programme de simulation Monte Carlo

7.1 Les processus physiques

Les processus physiques qui déterminent le fonctionnement des détecteurs gazeux sont de nature statistique : l'ionisation des molécules de gaz, la diffusion des électrons libres, l'amplification gazeuse, etc. Ces processus statistiques peuvent être mesurés et compris ; néanmoins, si toutes les fonctions de probabilités gouvernant le détecteur sont connues, il est très difficile de trouver des expressions analytiques permettant de calculer les performances du détecteur comme l'efficacité ou la résolution spatiale.

Lorsque beaucoup de phénomènes probabilistes doivent être pris en compte simultanément, une approche alternative aux solutions analytiques est la simulation Monte Carlo. Il s'agit d'une simulation, sur un ordinateur, d'un phénomène physique : étant donné une condition initiale, tous les processus sont évalués, et si un phénomène probabiliste entre en jeu dans le processus, alors un choix aléatoire est effectué suivant la distribution du phénomène probabiliste en question.

L'interprétation des résultats nécessite de grandes précautions car les prédictions reposent sur un modèle théorique ou empirique, dont la validité est limitée. C'est pourquoi les résultats des simulations doivent être vérifiés le plus souvent possible par des expériences appropriées.

7.2 Les étapes du programme de simulation

La simulation consiste à envoyer, une par une, une particule de nature, d'impulsion et de direction données sur Micromegas. La simulation de Micromegas se décompose en plusieurs étapes :

- calcul du champ électrostatique dans la chambre
- génération des paires électron-ion dans l'espace gazeux
- diffusion des charges vers les électrodes
- amplification des électrons (avalanche)
- génération du courant produit par chaque avalanche
- génération du bruit électronique
- convolution du courant avec la réponse impulsionnelle du préamplificateur.

Au cours de nos recherches, plusieurs outils de simulation ont dû être développés afin de simuler les processus physiques décrits dans le paragraphe ci-dessus. Compte tenu de la diversité des calculs à effectuer, nous avons choisi de découpler le programme de simulation en plusieurs fonctions. Ce traitement modulaire me permet de mieux étudier l'influence d'un paramètre sur le fonctionnement du détecteur.

Une partie importante de ce travail de thèse a donc été consacrée aux développements d'outils de calcul permettant de simuler le cas précis des détecteurs à micro-pistes. Aussi ai-je été amené à écrire en Fortran un programme de simulation général de Micromegas (programme SIM_MIC).

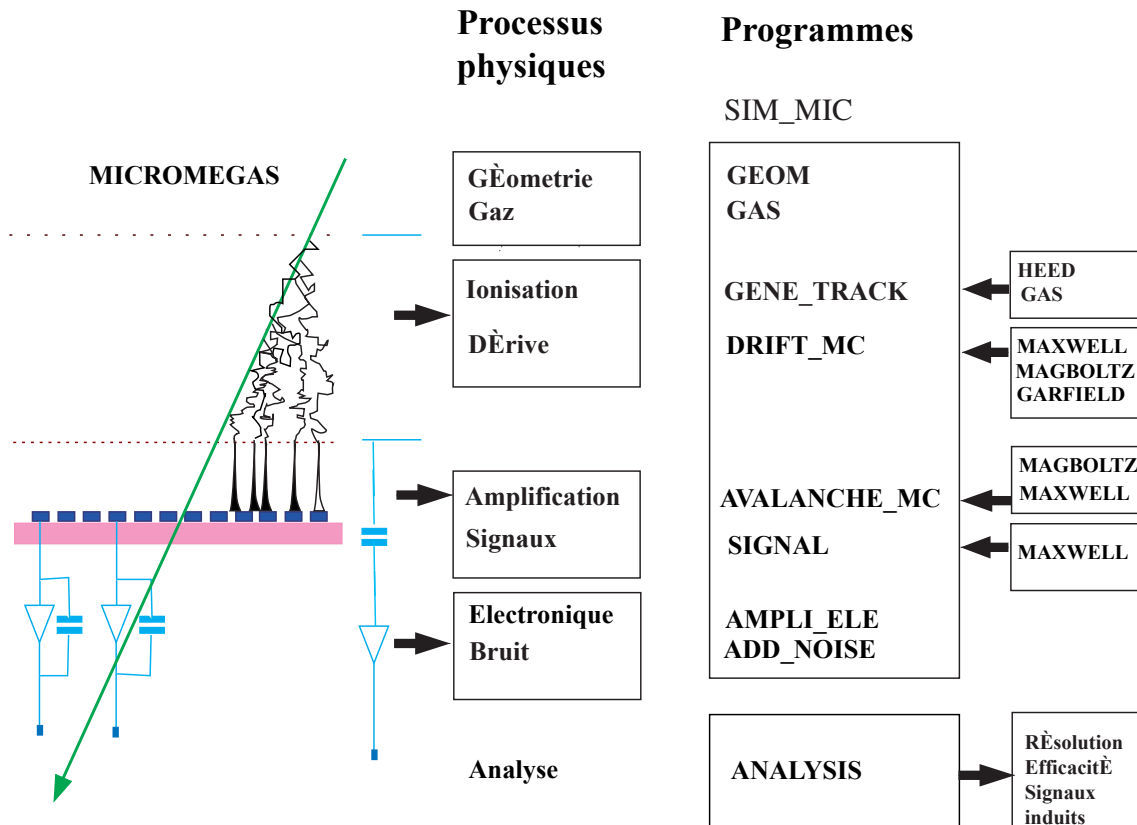


Fig. 7.1 – Diagramme des logiciels utilisés pour la simulation du détecteur Micromegas.

L'organigramme simplifié du programme de simulation, SIM_MIC, est présenté en figure 7.1. Les différentes étapes sont les suivantes. Dans un premier temps, la géométrie et les caractéristiques du gaz (type, température, pression) sont entrées dans les programmes GAS et GEOM. Les traces des particules dans le détecteur sont générées par le programme GENE_TRACK. L'ionisation dans le gaz le long de la trajectoire est calculée par le logiciel HEED. Soumis à la force électrostatique, les électrons produits dans l'espace de dérive migrent vers le plan de pistes. La dérive et la diffusion des électrons dans le gaz sont traitées pas à pas par une méthode Monte Carlo dans le programme DRIFT_MC. Notre procédure de suivi des électrons utilise trois programmes disponibles dans la communauté de physique des particules : MAXWELL ou GARFIELD qui calcule la carte de champ électrique et MAGBOLTZ dont sont issus les coefficients de transport des électrons dans le gaz. DRIFT_MC calcule la trajectoire des particules jusqu'à la grille où commence un phénomène d'amplification dû à la forte intensité du champ

électrique. L'avalanche créée par chaque électron de dérive est simulée à l'aide du programme AVALANCHE_MC. Ce programme utilise également les programmes MAXWELL et MAGBOLTZ pour calculer le coefficient d'amplification et prendre en compte la diffusion des charges dans l'espace d'amplification. Le mouvement des charges induit un courant sur les pistes que l'on simule dans le programme SIGNAL. Le bruit électronique est ensuite ajouté dans ADD_NOISE. La réponse impulsionnelle de l'électronique est prise en compte dans le programme AMPLI_ELE. Au final, nous disposons de données Monte Carlo que nous devons analyser.

L'analyse est effectuée à l'aide du programme utilisé pour les données réelles (ANALYSIS).

En résumé, nous avons développé un programme de simulation adapté à Micromegas et plus généralement aux détecteurs à micro-pistes. Outre les développements que nous avons réalisés, la modélisation du détecteur utilise également cinq programmes couramment utilisés pour simuler la réponse d'un détecteur gazeux aux particules chargées : MAXWELL [91], GARFIELD [100] HEED [94] et MAGBOLTZ [95].

- MAXWELL est un programme disponible commercialement qui calcule le champ électrique par une méthode numérique : l'intégration par éléments finis. Ce programme repose sur la résolution de l'équation de Laplace en trois dimensions.
- GARFIELD est un programme de simulation de chambres à dérive développé par Rob Veenhof. Lorsque j'ai débuté mon travail de thèse, GARFIELD, alors utilisé exclusivement pour la simulation des chambres à fils, ne permettait pas de traiter le cas des détecteurs à pistes tels que Micromegas ou les MSGCs. J'ai utilisé ce programme pour calculer le champ électrique en deux dimensions en modélisant la grille et les pistes par une matrice de fils. Au cours de mes travaux, plusieurs développements ont été intégrés dans GARFIELD. Ce travail a été réalisé en étroite collaboration avec l'auteur de GARFIELD, Rob Veenhof. GARFIELD est désormais parfaitement adapté aux détecteurs à pistes tels que les GEMs ou les MSGCs et de nombreux travaux reposant sur son utilisation ont été publiés [89].
- HEED est un programme qui calcule en détail la perte d'énergie des particules pour plusieurs types de particules et de mélanges gazeux. Il prend en compte les électrons delta et la diffusion multiple de la particule incidente dans le gaz.
- MAGBOLTZ calcule les propriétés de transport (vitesse de dérive, coefficients de diffusion...) des électrons dans les gaz pour une grande variété de gaz et de mélanges. Ce programme repose sur la résolution numérique de l'équation de Boltzmann ou sur une simulation Monte Carlo des collisions élastiques et inélastiques dans le gaz.

7.3 Définition des variables et du repère

Le système de coordonnées utilisé est représenté sur le schéma 7.2. x est la direction parallèle aux pistes, le long du substrat, y est la direction perpendiculaire à celles-ci et z est orienté suivant le champ électrique \vec{E} , c'est-à-dire perpendiculaire au plan de pistes. L'angle de la particule incidente par rapport à la normale à l'électrode de dérive est α .

Les variables utilisées pour la simulation sont indiquées dans le tableau 7.1.

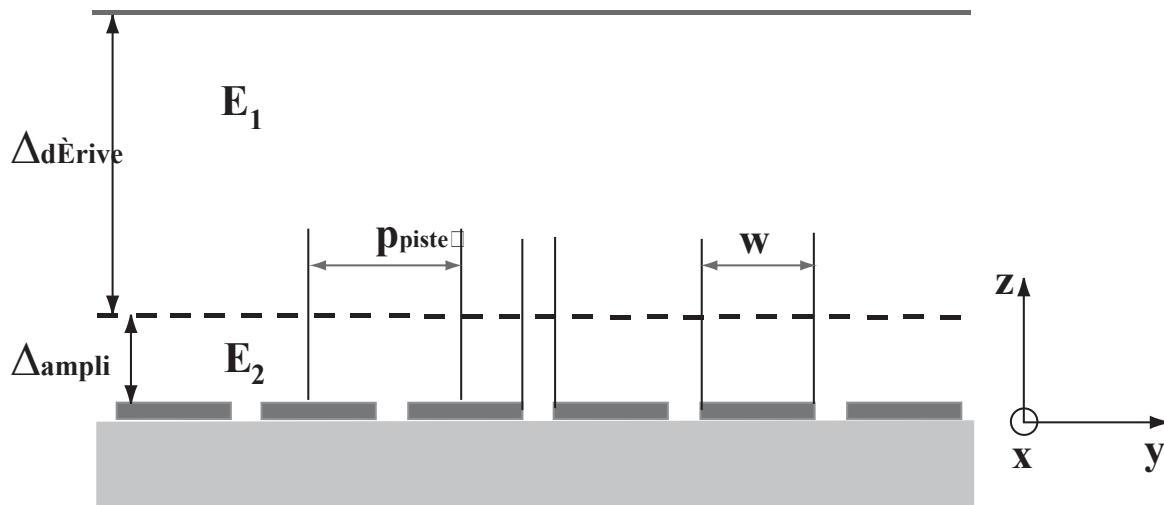


Fig. 7.2 – Définition du repère de coordonnées.

Variable	Symbole	Exemple de valeur
Espace de dérive	$\Delta_{\text{dérive}}$	3 mm
Espace d'amplification	Δ_{ampli}	100 μm
Épaisseur du substrat	Δ_{substrat}	1.6 mm
Pas des pistes	p_{piste}	317.5 μm
Largeur d'une piste	w	280 μm
Pas de la grille	p_{grille}	52 μm
Tension dérive	$V_{\text{dérive}}$	1000 V
Tension grille	V_{grille}	400 V
Champ de dérive	E_1	2 kV/cm
Champ d'amplification	E_2	40 kV/cm
Nombre de paires primaires	n_p	10
Nombre de paires totales	n_t	30
Vitesse de dérive des électrons	v_d	5 cm/ μs à 2 kV/cm
Mobilité des ions	μ_{ion}	1.5 cm ² V ⁻¹ s ⁻¹
Diffusion longitudinale	σ_l	300 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ des e ⁻
Diffusion transverse	σ_t	150 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ des e ⁻
Diffusion longitudinale	$\sigma_{l,\text{ion}}$	20 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ des ions
Diffusion transverse	$\sigma_{t,\text{ion}}$	20 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ des ions
Fluctuations d'avalanches	b	0.7
Angle de Lorentz	θ_l	0
Angle de trace	α	0
Bruit électronique	ENC	1500 e ⁻
Seuil électronique	S	3 $\times\sigma$
Rapport de champ $\frac{E_2}{E_1}$	Γ	20

TAB. 7.1 – Définition des variables de Micromegas.

Chapitre 8

Calcul du champ électrique

La simulation du comportement de Micromegas nécessite une connaissance précise du champ électrique. Avant de décrire les méthodes utilisées pour le calcul du champ électrique, quelques notions de bases en électromagnétisme sont présentées. Le problème lié à la charge des diélectriques (c'est-à-dire le substrat sur lequel repose les pistes) est également traité.

8.1 Les équations du champ électrique

8.1.1 Mise en équation

Diélectrique parfait

Dans le cas d'un matériau diélectrique parfait, le potentiel électrostatique V obéit à l'équation de Poisson

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (8.1)$$

où ϵ est la constante diélectrique et ρ la densité de charge libre. Le champ électrique est donné par

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V$$

Les équations de Maxwell nous donnent

$$\begin{cases} \operatorname{div}(\epsilon\vec{E}) &= \rho \\ \operatorname{rot}\vec{E} &= \vec{0} \end{cases}$$

A l'interface entre deux régions de permittivité différente, la condition aux limites est

$$(\epsilon_2\vec{E}_{n2} - \epsilon_1\vec{E}_{n1}) = \vec{\omega} \quad (8.2)$$

où \vec{E}_n est la composante normale à la surface du champ électrique et ω représente la densité de charges libres de surface. La composante tangentielle du champ est continue à la traversée de la surface.

Cas d'un matériau conducteur

Dans le cas où les matériaux diélectriques sont conducteurs, la situation est plus compliquée : pour un milieu isotrope de conductivité σ , la loi d'Ohm indique qu'un courant circule avec une densité donnée par

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (8.3)$$

$\sigma \vec{E}$ représente la densité de courant, tel que

$$\text{div}(\vec{J}) = -\frac{d\rho}{dt} = 0$$

à l'équilibre électrostatique. En fait, l'équation $\text{div}(\epsilon \vec{E}) = \rho$ est encore valide, mais comme le champ \vec{E} est déjà établi, il n'est pas possible de disposer les charges ρ comme on le souhaite. A l'interface entre deux régions de conductivités différentes, les conditions aux limites sont

$$(\sigma_2 \vec{E}_{n2} - \sigma_1 \vec{E}_{n1}) = \vec{0} \quad (8.4)$$

Le changement de la composante perpendiculaire du champ est généré par les charges de surface. La composante tangentielle du champ est continue des deux côtés de la surface.

8.1.2 Charge du diélectrique

Le diélectrique est le substrat sur lequel repose les pistes. En général, une variation à très court terme du gain d'un détecteur gazeux est observée sous l'effet d'un flux de rayonnement. Ce phénomène est lié à la présence d'un diélectrique dans l'enceinte de gaz du détecteur. Il est admis que la variation du gain après polarisation du détecteur traduit la migration de charges vers la surface isolante. Après avoir expliqué les processus physiques de charge du diélectrique, nous exposons l'approximation utilisée pour modéliser ce phénomène.

Phénomène physique

La charge du diélectrique provient d'une accumulation des charges produites lors de l'avalanche à l'interface entre gaz et substrat. L'interaction des particules chargées avec le diélectrique de la chambre est également source de chargement du diélectrique.

Dans le cas idéal, les électrons produits durant le processus d'avalanche sont collectés par les anodes. Les lignes de champ électriques coïncident avec les lignes de dérive. Afin d'éviter les problèmes de chargement du diélectrique, toutes ces lignes doivent se terminer sur une électrode. En pratique, ce n'est jamais le cas. Ces charges créent un champ électrique qui s'additionne au champ électrique de la chambre.

Après un certain temps, le champ électrique créé par l'accumulation de charges sur la surface isolante empêche la collection des charges sur le substrat. Le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre dépend du flux de particules incidentes et des caractéristiques du substrat.

Ce modèle n'est valable que si la conductivité du substrat est nulle. Dans le cas contraire, des mécanismes de fuite de charges ont lieu et un régime d'équilibre dynamique, dépendant du flux, s'établit. La charge du diélectrique entre alors en compétition avec la conduction des électrons dans le substrat qui a tendance à neutraliser la charge. En conséquence, pour simuler le champ électrique à l'équilibre électrostatique, nous devons choisir entre deux situations extrêmes :

1. la conductivité du substrat est très faible devant le flux et on néglige les propriétés conductrices du diélectrique,
2. la conductivité du substrat est très grande si bien que toutes les charges collectées par le diélectrique sont évacuées. Les propriétés isolantes sont peu importantes.

Compte tenu de la grande résistivité des isolants utilisés dans Micromegas ($\simeq 10^{16} \Omega \cdot \text{mm}^2$ pour l'époxy), seul le cas numéro 1 est pris en considération dans cette étude. C'est l'approximation du détecteur chargé.

Approximation du détecteur chargé

Lorsque des lignes de champ traversent l'interface entre le gaz et le substrat, des charges vont s'accumuler à l'interface et des courants vont circuler.

Une solution est de tenter de résoudre le problème par une méthode itérative, en appliquant la loi d'Ohm pour calculer la charge accumulée en surface pendant un court intervalle de temps. Ensuite on résout l'équation 8.1 en prenant cette charge en considération. Cependant, cette méthode s'avère lourde et trop lente pour être facilement utilisable. Une simplification du problème s'avère utile. Cette simplification repose sur l'hypothèse 1 énoncée ci-dessus (page 71).

L'approximation du diélectrique chargé suppose que, après un certain temps de fonctionnement, le détecteur n'est plus sujet à des variations importantes de gain. Cet état est observé expérimentalement. Un état d'équilibre s'établit où le champ électrique créé par les charges collectées par le substrat s'oppose à la collection de nouvelles charges. En d'autres termes, au bout d'un certain temps de fonctionnement, la composante du champ électrique normale à la surface s'annule près de l'interface du diélectrique. En effet, compte tenu de la conductivité nulle du gaz σ_{gaz} , l'équation 8.2 vérifie la condition $E_{n1} = 0$. Il est important de noter que dans le cadre de l'approximation du diélectrique chargé, le problème devient indépendant du type de diélectrique. Cette approximation sera utilisée pour le calcul du champ électrique en trois dimensions par la méthode aux éléments finis.

8.2 Les procédures de calcul du champ électrique

Dans ce paragraphe, nous parlerons indifféremment du calcul du champ électrostatique ou bien du calcul du potentiel. En règle générale, il est plus simple de calculer le potentiel car seulement une valeur scalaire est à déterminer. Le champ électrique est calculé en prenant le gradient du potentiel.

Trois types de calculs de champs électriques sont utilisés :

1. A deux dimensions, un calcul analytique du champ électrique est effectué en modélisant les pistes et la grille par une matrice de fils. Il est ainsi possible d'utiliser GARFIELD pour le calcul du champ électrique de façon analytique.
2. Toujours à deux dimensions, une solution de l'équation de Poisson peut être calculée semi-analytiquement à condition de remplacer la grille par une matrice de fils. Cette approche sera particulièrement appropriée pour le calcul du potentiel de pondération pour l'étude des signaux induits.
3. Pour prendre en compte les diélectriques et la structure en trois dimensions de la grille, une solution numérique par éléments finis est utilisée.

Nous allons maintenant décrire ces trois méthodes.

8.2.1 Simulation des pistes et de la grille par une matrice de fils

Les pistes de largeur w sont représentées par n fils de rayon r , répartis uniformément le long de la largeur des pistes w . La grille peut également être remplacée par une série de fils, chaque fil étant séparé d'une distance égale au pas des mailles de la grille (voir figure 8.1).

L'avantage de ce modèle est de pouvoir calculer le champ électrique et le potentiel de manière analytique. Ce calcul est réalisé par GARFIELD. Nous pouvons montrer que pour des pistes modélisées par un très grand nombre de fils très fins, cette approximation analytique est très proche de la solution exacte en deux dimensions [101]. Le choix du nombre de fils repose sur un compromis entre durée et précision du calcul. Typiquement une piste de $280 \mu\text{m}$ est représentée par 16 fils de $8 \mu\text{m}$ de diamètre comme le montre la figure 8.1.

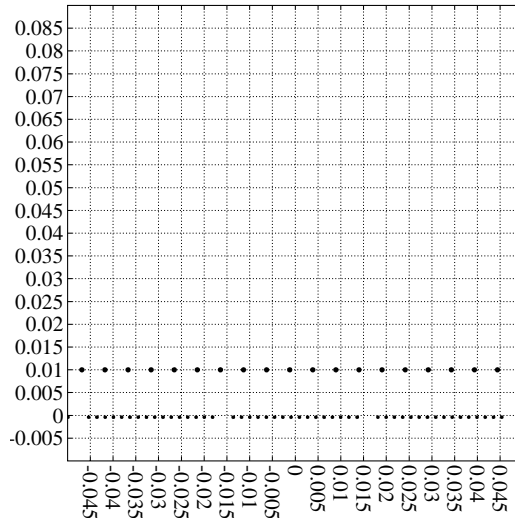


Fig. 8.1 – Représentation des pistes et de la grille par une matrice de fils très fins.

La méthode de calcul du champ électrique décrite ci-dessus n'est utilisée que pour les simulations où le calcul du champ en trois dimensions n'est pas nécessaire. C'est le cas de l'étude de la résolution spatiale ou de l'efficacité de détection par exemple. L'utilisation d'une modélisation à deux dimensions pour ces types de calculs sera justifiée ultérieurement.

D'autres études ne peuvent pas être traitées en deux dimensions. Par exemple, le calcul de la remontée des ions de l'avalanche dans l'espace de dérive nécessite un traitement en trois dimensions, car la grille présente une structure complexe.

Dans le paragraphe précédent (paragraphe 8.1.2, page 71), nous avons vu que nous pouvons simuler la charge du diélectrique par un modèle statique. La méthode utilisée pour simuler la charge du diélectrique est de positionner un plan conducteur en $z = -100 \mu\text{m}$ porté à un potentiel négatif ($V = -50 \text{ V}$). Les lignes de champ des électrons sont ainsi repoussées vers les pistes.

8.2.2 Calcul du champ électrique par éléments finis

La méthode numérique choisie pour le calcul du champ électrique en trois dimensions est une méthode par éléments finis. Elle est utilisée lorsqu'un calcul précis du champ en trois dimensions et en présence de diélectrique s'avère nécessaire (transmission de la grille, étude des signaux induits, influence du diélectrique...). La méthode des éléments finis (MÉF) est une

méthode numérique de résolution des équations harmoniques, largement utilisée pour résoudre un nombre croissant de problèmes d'ingénierie. C'est l'un des outils les plus efficaces et les plus généraux de la simulation numérique. Elle s'applique aux problèmes :

- de mécanique des solides
- de mécanique des fluides, d'hydraulique, de thermique
- d'électromagnétisme.

La résolution par méthode des éléments finis [93] consiste à décomposer l'espace dans lequel on se propose de résoudre le problème physique considéré, en un ensemble de sous domaines élémentaires ou éléments finis en supposant que le comportement physique de la grandeur inconnue, sur chaque élément, peut être représenté par des approximations polynomiales. Les inconnues de l'équation de Poisson sont les valeurs de la solution en un ensemble bien choisi de points, appelés les nœuds de la discrétisation. La discrétisation d'un domaine en deux dimensions est illustrée sur la figure 8.2.

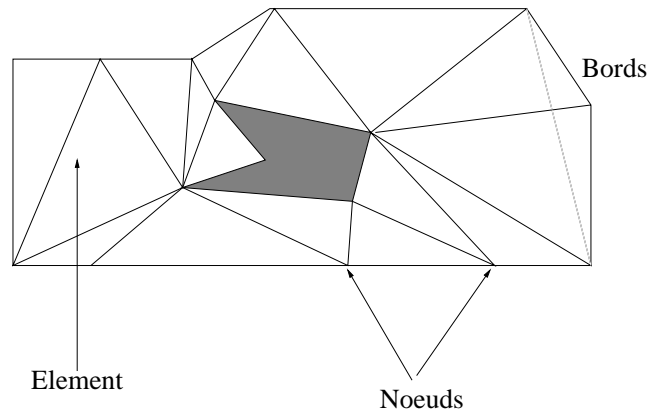


Fig. 8.2 – Représentation des nœuds du maillage. La zone ombrée représente un conducteur.

Une simulation réaliste peut exiger des centaines de milliers de nœuds et d'éléments. Les systèmes à résoudre sont donc énormes et demandent l'emploi d'ordinateurs puissants. L'utilisation de la méthode des éléments finis demande un savoir-faire considérable. Même l'emploi de logiciels dans le commerce demande un bon degré d'expertise, comprenant une solide compréhension du phénomène physique et une bonne maîtrise de l'outil mathématique.

La configuration du champ électrique est étudiée à partir d'un programme d'éléments finis disponible commercialement (MAXWELL). Il prend en compte les diélectriques et les conducteurs. Le calcul est réalisé en trois dimensions.

Nous exposons maintenant les étapes du calcul du champ électrique (ou calcul du potentiel).

Définition de la cellule

La première étape est une description précise de la géométrie du système. Il n'est pas nécessaire de modéliser l'ensemble du détecteur. Si l'on suppose le détecteur infiniment grand, le problème peut être simplifié en exploitant la périodicité et la symétrie axiale du détecteur

Micromegas. Ainsi, la cellule dans laquelle s'effectue le calcul est définie par

$$\begin{aligned} -\frac{p_{\text{grille}}}{2} &\leq x \leq \frac{p_{\text{grille}}}{2} \\ -\frac{p_{\text{piste}}}{2} &\leq y \leq \frac{p_{\text{piste}}}{2} \\ \Delta_{\text{dérive}} &\leq z \leq -\Delta_{\text{isolant}} \end{aligned}$$

où les variables p_{piste} (pas des pistes), p_{grille} (pas de la grille), Δ_{isolant} (épaisseur d'époxy) et $\Delta_{\text{dérive}}$ (espace de dérive) sont définies dans le tableau 7.1 (page 69). Le champ électrique dans tout le détecteur est déterminé en appliquant les arguments de symétrie et de périodicité.

Sur les surfaces en $x = \pm \frac{p_{\text{grille}}}{2}$ et $y = \pm \frac{p_{\text{piste}}}{2}$ on impose une symétrie de Neumann : la composante perpendiculaire du champ électrique est nulle (champ électrique tangent au plan de symétrie).

La cellule est représentée sur la figure 8.3.

La géométrie de Micromegas est ensuite reproduite à base de parallélépipèdes.

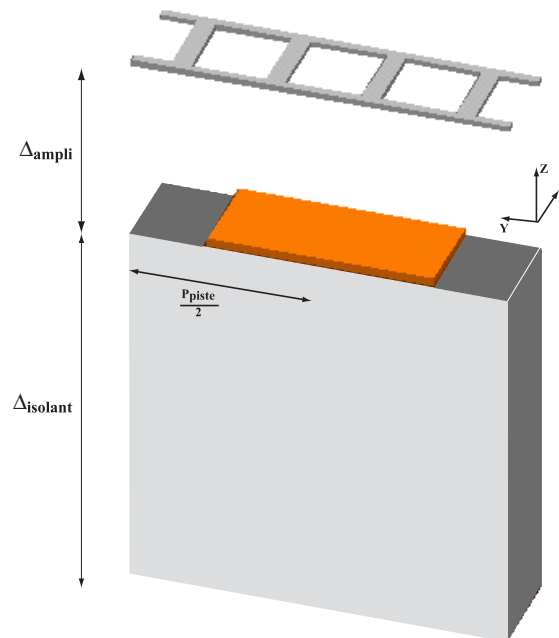


Fig. 8.3 – Schéma de la cellule dans laquelle le champ électrique est calculé par MAXWELL.

Définition des matériaux

Les matériaux et leurs propriétés électriques sont définis. Alors que les parties métalliques du détecteur peuvent être décrites comme des conducteurs parfaits (conductivité infinie), il est essentiel de définir les isolants avec leur constante diélectrique associée ou bien leur conductivité. La densité de charge du diélectrique doit également être spécifiée en vertu de l'approximation du diélectrique chargé (voir paragraphe 8.1.2, page 71). La charge est ajustée, par itération, de telle sorte qu'aucune ligne de champ n'atterrisse sur le substrat isolant.

Voltages et conditions aux limites

Les tensions sur les électrodes sont spécifiées.

Génération de la grille

La génération de la grille en éléments finis divise le domaine en tétraèdre et en nœuds intermédiaires. Le champ est calculé aux sommets des tétraèdres et sur les nœuds intermédiaires. La grille est générée automatiquement mais il est préférable d'ajouter des nœuds dans les zones à fort gradient de champ.

Procédure d'interpolation du potentiel

Après avoir défini la géométrie, les diélectriques et les potentiels sur les conducteurs, MAXWELL résout l'équation de Poisson par la méthode des éléments finis et nous fournit des tables contenant les valeurs suivantes :

- les coordonnées des nœuds de discrétisation dans l'espace
- la valeur du potentiel aux nœuds de discrétisation
- les trois composantes du vecteur champ électrique aux nœuds de discrétisation.

Afin d'utiliser ultérieurement les cartes de potentiel et de champ électrique calculées par MAXWELL, nous devons connaître le champ en tous points de l'espace. Nous avons donc été amenés à écrire en Fortran une fonction qui permet de lire les fichiers de sortie de MAXWELL et d'interpoler le potentiel et le champ électrique en utilisant un système de coordonnées triangulaires. L'interpolation du champ électrique est réalisée en utilisant les *fonctions de forme* (ou *shape functions*).

Vérification de la précision du calcul du champ électrique

La méthode choisie pour estimer les erreurs dues à l'intégration numérique de l'équation de Poisson est de vérifier le théorème de Gauss sur toute la cellule

$$\int_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0} \quad (8.5)$$

où Q_{int} est la charge intérieure à la surface. Le premier terme de la loi de Gauss est calculé en considérant comme surface (S) la cellule elle-même (définie plus haut). Seuls les flux sur les deux plans perpendiculaires au champ électrique ne sont pas nuls. Notons $\phi_{\text{dérive}}$ le flux sur le plan de dérive ($z=0.3$ mm) et ϕ_{substrat} le flux calculé au niveau du substrat ($z=0$). Pour calculer ces flux, une procédure d'intégration a été implémentée.

Le deuxième terme de la loi de Gauss, la charge intérieure à la surface (S), est estimé à partir du champ électrique normal au conducteur (la grille) suivant la relation

$$\vec{E}_n = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n}_{\text{ext}}$$

où σ est la densité surfacique de charge et \vec{n}_{ext} la normale à la surface S orientée vers l'extérieur. Or, on a également

$$Q = \sigma \cdot S_{\text{grille}}$$

où S_{grille} est la surface de la grille.

En utilisant cette dernière relation, le théorème 8.5 s'écrit

$$\phi_{\text{dérive}} - \phi_{\text{substrat}} = S_{\text{grille}} (E_n(\text{haut}) - E_n(\text{bas})) \quad (8.6)$$

où $E_n(\text{haut})$ et $E_n(\text{bas})$ sont les valeurs du champ électrique sur surface de la grille (suivant z).

Le calcul par éléments finis nous donne $\phi_{\text{dérive}}$, ϕ_{substrat} , $E_n(\text{haut})$ et $E_n(\text{bas})$. On vérifie l'égalité de l'équation 8.6 en fonction du nombre de tétraèdres utilisés dans le calcul du champ. Nous choisissons d'utiliser un nombre de tétraèdre de l'ordre de 15000 et l'équation 8.6 est alors vérifiée à 2% près. Cette valeur est en accord avec l'erreur calculée par le logiciel MAXWELL.

8.2.3 Méthode analytique de calcul du champ électrique

L'expression mathématique du potentiel est souvent calculée analytiquement en utilisant les transformations conformes (ou transformations de Schwarz-Christoffel) [14]. Je présente dans ce paragraphe une méthode originale de calcul semi-analytique du potentiel en deux dimensions qui repose non pas sur les transformations conformes mais sur l'utilisation des fonctions de Green.

La configuration que nous souhaitons étudier est présentée sur le schéma 8.4 : il s'agit d'une matrice de fils placée entre un plancher de pistes et un plan.

Le problème est traité en deux étapes : dans un premier temps, nous calculons le potentiel du plan de pistes sans les fils (voir figure 8.4 de gauche). Dans un second temps, nous ajoutons la grille (voir figure 8.4 de droite) dans le calcul du potentiel en représentant la grille par une matrice de fils (voir paragraphe 8.2.1).

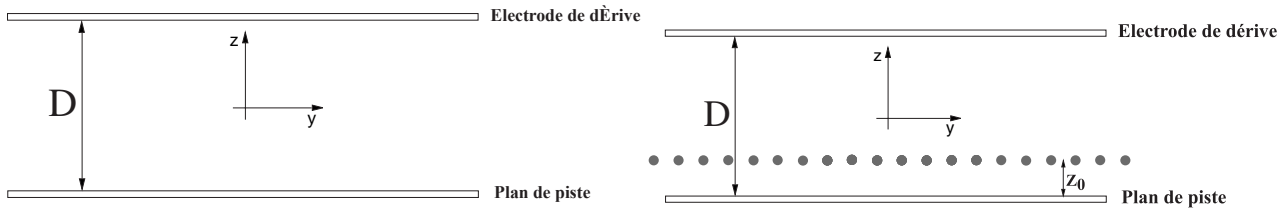


Fig. 8.4 – Schéma de la configuration utilisée pour le calcul analytique du potentiel. À gauche : seuls le plan de pistes et l'électrode de dérivation sont pris en compte. À droite : on rajoute les fils qui représentent la grille.

Calcul du potentiel créé par un plan de pistes

Le champ électrique d'un plan de pistes peut être calculé analytiquement si nous connaissons la fonction de Dirichlet-Green G_D associée à la configuration du schéma 8.4. La solution de l'équation de Poisson sur une surface finie S et dont les conditions aux limites sont connues et définies sur un contour C est donnée par [121]

$$v(y, z) = \int_S \rho(y', z') G_D(y, y', z, z') dy' dz' - \oint_C V(y') \frac{\partial G_D}{\partial z'} dy' \quad (8.7)$$

où ρ sont les charges sources à l'intérieur de la surface S et V le potentiel appliqué sur le contour C . Le système de coordonnées est représenté sur la figure 8.4. Le facteur $\frac{1}{4\pi}$ a disparu car nous utilisons le système d'unité MKSA.

Soit y_p, z_p le point où nous souhaitons connaître le potentiel et $y_{p'}, z_{p'}$, le point où le potentiel est connu. Nous définissons

$$\begin{aligned} z &= \frac{\pi z_p}{2D} & y &= \frac{\pi y_p}{2D} \\ z' &= \frac{\pi z_{p'}}{2D} & y' &= \frac{\pi y_{p'}}{2D} \end{aligned} \quad (8.8)$$

D étant défini sur le schéma 8.4.

Pour le calcul de la fonction de Green (ou fonction de Dirichlet), je m'inspire de la référence [121] où est traité le cas d'une géométrie similaire à la notre. La fonction de Dirichlet pour cette configuration est

$$G_D(z, z') = \frac{1}{4\pi} \log \left(\frac{\sin^2(z - z') + \text{sh}^2(y - y')}{\cos^2(z + z') + \text{sh}^2(y - y')} \right) \quad (8.9)$$

Le terme au numérateur représente les charges miroirs. Le calcul de cette fonction est expliqué en annexe A. Si l'on ne prend pas en compte les fils, le premier terme de l'équation 8.7 est nul car la surface intérieure ne contient aucune charge. Le potentiel est donc entièrement défini par les conditions sur les bords.

Evaluons $\frac{\partial G_D}{\partial z'}$.

$$\frac{\partial G_D}{\partial z'} = \frac{1}{4\pi} \frac{-2 \sin(z - z') \cos(z - z')}{\sin^2(z - z')^2 + \text{sh}^2(y - y')} + \frac{2 \cos(z + z') \sin(z + z')}{\cos^2(z + z') + \text{sh}^2(y - y')} \quad (8.10)$$

Pour $z' = -\frac{\pi}{4}$ c'est-à-dire sur le plan de pistes, on trouve

$$\frac{\partial G_D}{\partial z'} = \frac{1}{\pi} \frac{\cos(2z)}{\text{ch}^2(y - y') + \sin(2z)} \quad (8.11)$$

Pour $z' = \frac{\pi}{4}$ c'est-à-dire sur l'électrode de dérive, on trouve

$$\frac{\partial G_D}{\partial z'} = \frac{1}{\pi} \frac{\cos(2z)}{\text{ch}^2(y - y') - \sin(2z)} \quad (8.12)$$

La piste numéro i , définie par $y' = a_i$ à $y' = b_i$, portée au potentiel V_i , a une contribution au potentiel donnée par (d'après 8.7)

$$v(y, z) = -\frac{V_i}{\pi} \int_{a_i}^{b_i} \frac{\cos(2z)}{\text{ch}^2(y - y') \mp \sin(2z)} dy' \quad (8.13)$$

négative pour $z' = \frac{\pi}{4}$ et positive pour $z' = -\frac{\pi}{4}$ Pour $z = -\frac{\pi}{4}$, c'est-à-dire sur les pistes, l'équation 8.13 peut être intégrée et le résultat est

$$P_i(y, z) = \frac{-V_i}{\pi} \left[\text{atang} \left(\frac{e^{2(y-y')} + \sin(2z)}{\cos(2z)} \right) \right]_{a_i}^{b_i} \quad (8.14)$$

$P_i(y, z)$ est la contribution du potentiel au point y, z provenant de la piste i .

Pour $z' = \frac{\pi}{4}$, c'est-à-dire sur l'électrode de dérive, la contribution du potentiel est

$$D(y, z) = \frac{-V_{\text{dérive}}}{\pi} \left[\text{atang} \left(\frac{e^{2(y-y')} - \sin(2z)}{\cos(2z)} \right) \right]_{-\infty}^{+\infty}$$

Soit, en simplifiant

$$D(y, z) = \frac{V_{\text{dérive}}}{\pi} \left(2z - \frac{3}{2}\pi \right)$$

Le potentiel total créé par toutes les pistes et par l'électrode de dérive vaut donc

$$V(y, z) = \sum_{\text{pistes}} \frac{-V_i}{\pi} \left[\text{atang} \left(\frac{e^{2(y-y')} + \sin(2z)}{\cos(2z)} \right) \right]_{a_i}^{b_i} + \frac{V_{\text{dérive}}}{\pi} \left(2z - \frac{3}{2}\pi \right) \quad (8.15)$$

Pour ce calcul, on a supposé que les pistes étaient jointives. Les lignes équipotentielles sont calculées à partir de la formule 8.15 sont représentées sur la figure 8.5. La piste centrale est portée à 1 V et les autres pistes à 0 V.

Comment simuler l'inter-pistes ? Notons tout d'abord que dans la plupart des configurations de Micromegas utilisées, la distance entre deux pistes ne représente que 20% de la largeur d'une piste w . Entre les pistes, une solution simple est de supposer que l'inter piste est un conducteur porté à un potentiel V_{inter} . Pour V_{inter} , on peut prendre le potentiel moyen entre les deux pistes.

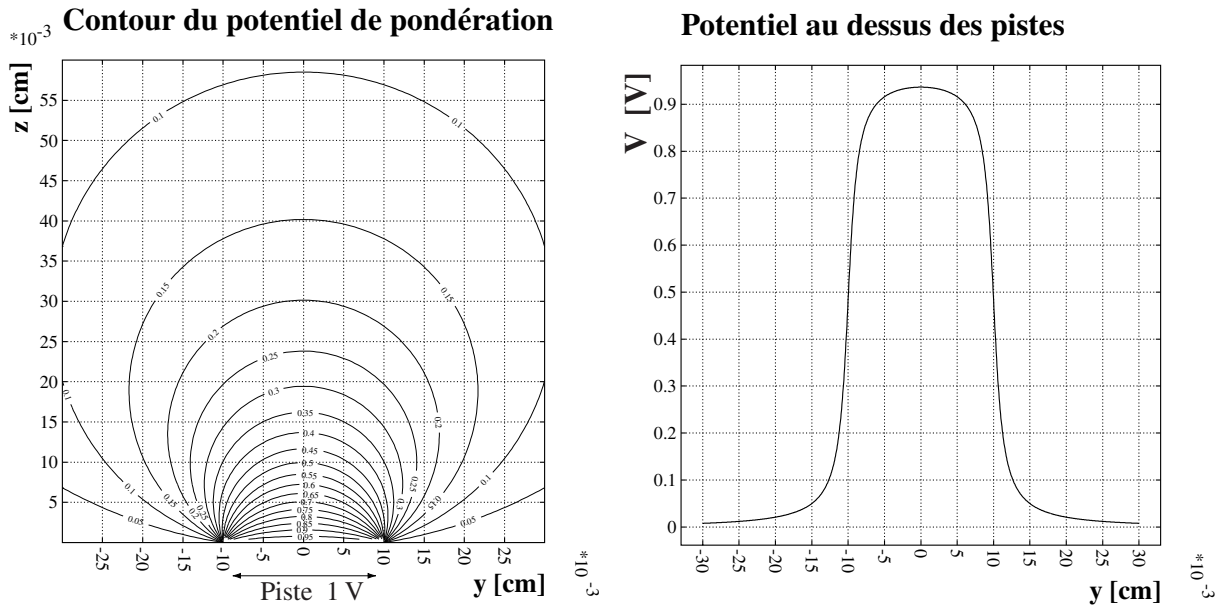


Fig. 8.5 – Potentiel dit de pondération en appliquant 1 volt sur une piste et 0 sur les autres.

Calcul du potentiel créé par un plan de pistes et par la grille

Maintenant, nous pouvons ajouter la grille en supposant qu'elle peut être représentée par une matrice de fils portés au potentiel V_{grille} . Supposons que ces fils soient une ligne de charge

Q positionnée en z_0, y_0 . Nous supposons que les fils créent une densité de charge $\rho(y, z)$ et un potentiel électrique qui est calculé à partir de l'équation 8.7

$$\begin{aligned} V(y, z) &= \frac{Q}{\epsilon} \int_S \frac{1}{4\pi} \log \left(\frac{\sin^2(z-z') + \text{sh}^2(y-y')}{\cos^2(z+z') + \text{sh}^2(y-y')} \right) \delta(z' - z_0) \delta(y' - y_0) dz' dy' + V_{\text{piste}}(y, z) \\ &= \frac{1}{4\pi \epsilon} \int_V \log \left(\frac{\sin^2(z-z_0) + \text{sh}^2(y-y_0)}{\cos^2(z+z_0) + \text{sh}^2(y-y_0)} \right) \delta(z' - z_0) \delta(y' - y_0) dz' dy' + V_{\text{piste}}(y, z) \end{aligned} \quad (8.16)$$

Si r est le diamètre du fil et V_{grille} son potentiel appliqué au niveau de la surface du fil nous avons

$$V_{\text{grille}} = \frac{1}{4\pi \epsilon} Q \log \left(\frac{r^2}{\cos^2(2z_0) + V_{\text{piste}}(z_0 + y_0)} \right)$$

car $\text{sh}^2(y - y_0)$ est petit comparé à $\cos(2z_0)$.

$$V_{\text{grille}} = \frac{1}{2\pi \epsilon} Q \log \left(\frac{r}{\cos(2z_0)} \right) + V_{\text{piste}}(z_0 + y_0)$$

Soit

$$Q = \frac{2\pi \epsilon}{\log \left(\frac{r}{\cos(2z_0)} \right)} (V_{\text{grille}} - V_{\text{piste}}(z_0, y_0)) \quad (8.17)$$

Par conséquent, l'équation 8.16 nous donne le potentiel à partir de Q donnée par 8.17.

Cette équation a été implémentée dans un programme Fortran. Nous verrons que cette méthode est particulièrement bien adaptée à l'étude des signaux induits. L'utilisation de ce calcul des signaux induits est détaillée au chapitre 20 de la partie V.

Notons que la charge du diélectrique n'est pas prise en compte par cette méthode.

Chapitre 9

Ionisation du gaz le long de la trajectoire

Pour les calculs du champ électrique, seule la configuration géométrique du détecteur et les conditions aux limites entrent en jeu. Le stade suivant consiste à prendre en considération le milieu gazeux dans lequel baigne Micromegas. Dans ce chapitre, nous décrivons les processus d'interaction d'une particule chargée avec les atomes de gaz.

On distingue quatre processus d'interaction :

- la diffusion élastique de la particule sur les noyaux
- les collisions inélastiques avec un noyau
- les collisions inélastiques de la particule sur les électrons atomiques des molécules de gaz
- les collisions élastiques de la particule sur les électrons atomiques.

Le premier effet est responsable de la diffusion multiple de la particule incidente. Seuls les trois derniers types d'interaction jouent un rôle dans la détection de particules chargées. Les interactions nucléaires (collisions inélastiques avec le noyau) sont rares et produisent de gros dépôts d'énergie dans le détecteur. Ce sont donc les interactions électromagnétiques qui sont les processus dominants.

Pour une bonne compréhension des performances de la chambre, il est important d'avoir une bonne représentation des processus d'ionisation le long de la trace.

9.1 Ionisation

9.1.1 Les interactions

La particule chargée qui traverse l'espace de gaz, perd une certaine quantité d'énergie en interagissant avec les atomes ou molécules de gaz. L'énergie perdue est transférée aux atomes de gaz suivant deux phénomènes : excitation et ionisation. Pour la plupart des détecteurs de particules, seul le deuxième type de perte d'énergie est mesuré.

Le nombre de collisions n_c subies par la particule chargée lorsqu'elle traverse le gaz dépend du type et de l'énergie de la particule incidente. n_c dépend également du mélange gazeux. Comme les interactions sont indépendantes, n_c suit une distribution de Poisson.

Pour chaque collision entre la particule incidente et les atomes de gaz, quatre scénarios correspondant à plusieurs régimes de transfert d'énergie sont possibles :

1. La particule chargée excite l'atome de gaz. Celui-ci retourne dans son état fondamental par

réarrangement interne ou bien en émettant des photons. Dans le cas d'un mélange gazeux, la désexcitation d'un atome A peut provoquer l'ionisation d'un atome B dont le potentiel d'ionisation est plus bas. Il s'agit de l'effet Penning. En choisissant judicieusement le mélange gazeux, il est ainsi possible d'augmenter le nombre d'ionisations.

2. Le second régime correspond à des énergies de transfert comparables aux énergies de liaison des atomes du gaz. L'énergie de l'électron primaire produit par interaction est en dessous du potentiel d'ionisation du gaz (15,7 eV pour l'argon). Dans ce cas, l'amas, c'est-à-dire le groupe d'électrons produits à chaque collision, est constitué d'un seul électron.
3. Le troisième régime correspond à des énergies de transfert qui peuvent être importantes par rapport aux énergies de liaison des électrons dans le gaz, ce qui conduit à des électrons arrachés au-dessus du potentiel d'ionisation. L'électron primaire peut ioniser à son tour un ou plusieurs autres électrons. Ces électrons énergétiques sont appelés électrons delta. Ils ont un parcours non négligeable dans le milieu gazeux.
4. Enfin, il est probable que plus d'un électron soit arraché à l'atome de gaz en une seule collision, par émission d'électrons Auger.

On note n_p le nombre de collisions ionisantes ou nombre de paires primaires ($n_p \leq n_c$). La probabilité d'obtenir k électrons primaires est $P_k^n = \frac{n^k e^{-n}}{k!}$ avec $n = \langle n_p \rangle$ (voir figure 9.1 de gauche).

Par conséquent, la distance entre deux collisions ionisantes suit donc une distribution exponentielle. Dans un mélange d'argon-isobutane(90%:10%), la distance moyenne entre deux collisions ionisantes pour des particules au minimum d'ionisation est de 320 μm .

L'inefficacité d'un détecteur (supposé parfait) est $P_0^n = e^{-n}$, soit 10^{-15} pour un centimètre d'argon NTP (conditions normales de température et de pression). Citons un autre chiffre calculé à partir de la distribution de Poisson : pour obtenir une efficacité de 98%, l'épaisseur de gaz doit être suffisante pour créer au moins quatre électrons primaires en moyenne (dans un détecteur supposé parfait, c'est-à-dire si l'on néglige les sources de bruit).

9.1.2 Ionisation totale

La distribution du nombre d'électrons produits à chaque collision primaire est représentée sur la figure 9.1 de droite. Elle dépend du mélange gazeux et de l'énergie de la particule incidente. A basse énergie, le nombre d'électrons par collision dépend des niveaux électroniques des couches K, L, M... A plus haut transfert d'énergie, c'est-à-dire pour les fortes ionisations, l'électron est supposé non lié et la probabilité de produire n électrons par collision varie comme $p(n) = \frac{a}{n^2}$ où a est une constante qui dépend du gaz [61].

9.1.3 Perte d'énergie

L'énergie moyenne déposée dans le volume gazeux est décrite, en première approximation, par la formule de Bethe-Bloch [99]. Elle dépend du type de particules, du mélange gazeux et surtout de l'énergie de la particule incidente (voir figure 9.2 de gauche). Il est à noter que pour des particules d'énergie supérieure à 1 GeV, le dépôt d'énergie est plus élevé que pour des particules au minimum d'ionisation (300 MeV environ suivant le type de particules). Les énergies moyennes mises en jeu dans les collisionneurs actuels, de l'ordre du GeV, ne satisfont plus l'appellation de particules au minimum d'ionisation.

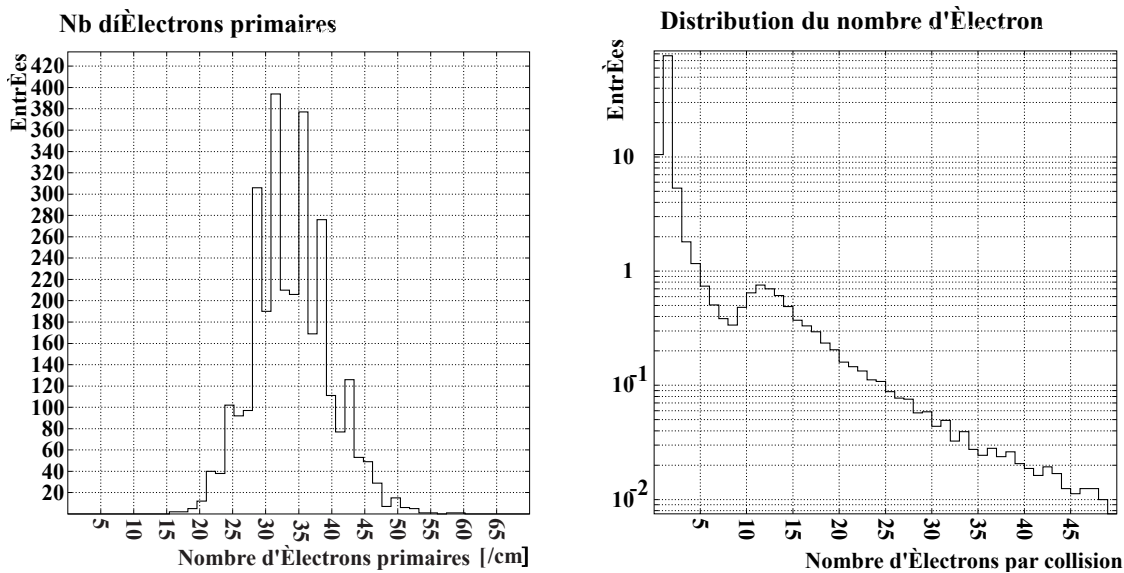


Fig. 9.1 – *A gauche : nombre d'interactions primaires créées dans un centimètre d'argon par un pion de 10 GeV. La distribution des paires primaires obéit à la statistique de Poisson. A droite : nombre d'électrons produits à chaque collision dans l'argon pur pour un pion de 10 GeV. Le petit rehaussement correspond à la couche L de l'argon.*

Le nombre total n_t d'électrons produits dans l'espace gazeux est la somme des contributions pour chaque électron primaire (somme des électrons produits à chaque collision). Il est proportionnel à la perte d'énergie dans le gaz suivant la relation

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

où ΔE est la perte d'énergie moyenne, calculée par exemple par la formule de Bethe-Bloch et W_i est l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-ion. En moyenne la proportion de molécules excitées dépend très peu de l'énergie de la particule incidente. Par conséquent, W_i dépend seulement du mélange gazeux. En fait une partie de l'énergie perdue par la particule provoque des vibrations des molécules gazeuses ; aussi l'énergie W_i apparente pour créer une paire électron-ion est-elle supérieure à l'énergie d'ionisation du gaz. Par exemple pour l'argon, on a $I = 15.75$ eV alors que $W_i = 26.4$ eV.

Le tableau 9.1 donne, pour différents gaz, les valeurs du nombre de paires primaires et du nombre de paires totales créées par une particule au minimum d'ionisation.

9.1.4 Fluctuations de perte d'énergie

Les pertes d'énergie par ionisation ΔE , subies par une particule chargée d'énergie E à la traversée d'une couche mince ont un caractère statistique. La fonction de distribution en énergie a été obtenue pour la première fois par Landau [103]. Les calculs théoriques de la fluctuation de la perte d'énergie sont complexes. On peut trouver des éléments de calcul dans la référence [102]. La distribution de Landau est fortement asymétrique et est caractérisée par un pic étroit suivi d'une longue queue vers les pertes d'énergie croissante (voir figure 9.2 de droite). La queue est due à un faible nombre de collisions qui ont chacune une faible probabilité de conduire à de grandes pertes d'énergie (électron delta).

Certaines expériences ont montré des désaccords avec les prédictions de la théorie de Landau [56]. Celle-ci s'applique uniquement aux transferts d'énergie au-dessus des énergies de liaisons des électrons de gaz, où la section efficace est du type Rutherford (c'est-à-dire interactions avec des électrons quasi-libres). La structure atomique est ignorée. La théorie de Landau a été modifiée ultérieurement par Vavilov [104] et des programmes de simulation Monte Carlo ont été développés [56, 55, 57], tel que HEED. Ces programmes ont montré que la théorie de Landau n'est valable que pour des épaisseurs de gaz supérieures à 40 cm (pour une particule au minimum d'ionisation).

La figure 9.2 (à droite) représente la distribution du nombre de paires totales, proportionnelle à la perte d'énergie, produites par centimètre d'argon-isobutane(90%:10%) par des pions de 10 GeV. La valeur la plus probable de cette distribution correspond aux faibles transferts d'énergie. La queue correspond à de grandes pertes d'énergie (électrons delta).

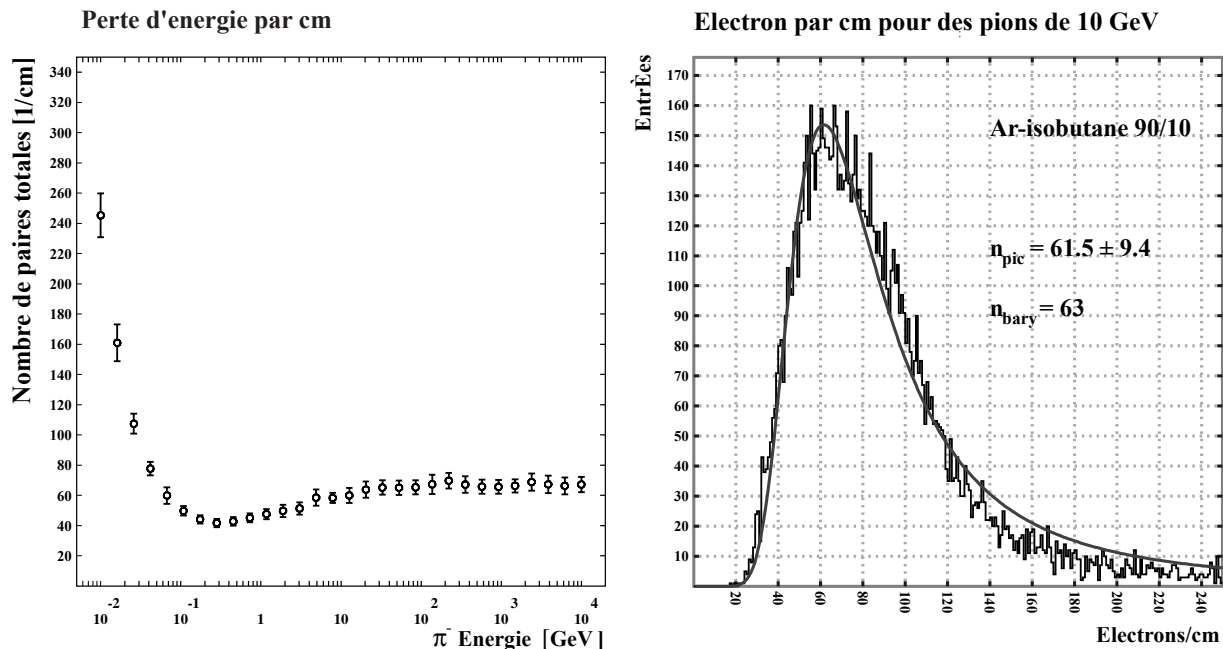


Fig. 9.2 – Figure de gauche : valeur la plus probable de l'énergie déposée dans un centimètre d'argon pour différentes énergies de pion. Figure de droite : distribution du nombre total d'électrons créés par centimètre. La distribution est comparée à une courbe de Landau.

9.2 Calcul de la perte d'énergie dans le gaz : HEED

Le programme HEED [94] simule à l'aide de techniques Monte Carlo les transferts d'énergie de la particule incidente aux électrons de l'atome. Cette simulation repose sur le modèle théorique décrit dans la référence [54]. Le calcul fait intervenir les sections efficaces de photoabsorption déterminées expérimentalement. Après collision et émission d'un électron, une place reste vacante dans le cortège électronique de l'atome. Les électrons primaires génèrent ensuite une cascade d'électrons secondaires et des photons émis par l'atome excité (électron Auger et

photons de fluorescence). La simulation prend en compte l'absorption de photons (connaissant les sections efficaces) et la création d'électrons de conduction.

Tous les résultats de simulation présentés dans cette thèse reposent sur l'utilisation des calculs fournis par HEED. Pour chaque particule incidente, HEED génère la position et le nombre d'électrons produits. On peut ensuite en extraire, pour un grand nombre de mélanges gazeux (argon, isobutane, DME, xénon, éthane, CF₄...), les caractéristiques suivantes :

- la statistique de production des paires primaires
- la distribution de la taille des amas pour différents mélanges gazeux (argon, isobutane, DME, xénon...)
- les fluctuations de perte d'énergie dans le gaz
- le parcours des électrons delta dans le gaz.

Ainsi, l'impact des électrons delta sur la dégradation de la résolution spatiale est pris en compte dans notre simulation.

Afin d'évaluer la précision du calcul Monte Carlo, le nombre de paires totales calculées par HEED a été comparé à plusieurs résultats expérimentaux [94]. Les résultats sont présentés dans le tableau 9.1. On constate que les mesures sont entachées de grandes incertitudes. Compte tenu des incertitudes sur les mesures, nous estimons que l'erreur de calcul est inférieure à 5%.

Molécule	dE/dx [KeV]	dE/dx [KeV]	n_t		n_p	
	mesuré	calculé	mesuré	calculé	mesuré	calculé
He	-	0.285	-	6.943	3.57-5.02	3.38
Ne	-	1.446	-	40.84	11.7-12.4	11.7
Ar	-	2.517	-	96.81	22-28	26.1
Kr	-	4.611	-	192.1	34.65	24.5
Xe	-	6.947	-	315.8	48.41	52.3
H2	-	0.336	-	9.087	4.7	7.85
N2	-	2.004	-	57.25	-	27.4
O2	-	2.285	-	73.7	-	24.3
NH3	-	1.518	-	57.08	-	30.1
N2O	-	3.146	-	96.5	-	39.8
CO2	-	3.133	-	94.95	33	34.7
CF4	-	6.049	-	176.4	51	59.7
CH4	-	1.537	-	56.3	25-26	31.6
C2H2	-	2.046	-	79.3	-	33
C2H4	-	2.388	-	92.58	-	42.9
C2H6	-	2.731	-	109.2	41-51	53
C3H8	-	3.925	-	163.5	63-74	75
i-C4H10	-	5.119	-	218.8	84-93	96

TAB. 9.1 – Caractéristiques d'ionisation dans différents gaz pour des particules (muons) au minimum d'ionisation. Les résultats expérimentaux sont comparés aux calculs issus de HEED (d'après la référence [94]).

Chapitre 10

Migration et diffusion des charges sous l'influence d'un champ électrique

Comme nous l'avons déjà noté dans le chapitre 6 (partie I), c'est par une mesure du lieu de la fin de la migration des électrons que l'on détermine la position de la particule ionisante.

Sous l'influence du champ électrique, les électrons créés le long de la trace dans l'espace de dérive migrent vers le plan de pistes avec une vitesse moyenne v . Durant ce parcours, ils subissent des collisions responsables d'un élargissement de la distribution du nombre d'électrons sur le plan de pistes. C'est la diffusion illustrée sur figure 10.2. De façon générale, la dérive des électrons dans un gaz et sous l'influence d'un champ électrique est décrite par les propriétés suivantes :

- la vitesse de dérive v_d
- la diffusion transverse et longitudinale
- l'angle de Lorentz dans le cas où le champ magnétique \vec{B} est perpendiculaire au champ électrique \vec{E} (l'angle de Lorentz est l'angle entre \vec{E} et le vecteur vitesse des électrons)
- les coefficients de Townsend (coefficient d'amplification et coefficient d'attachement).

Ce sont les paramètres de transport du gaz. On désigne par paramètres de transport les différents coefficients qui caractérisent le comportement de l'électron dans le gaz.

Toutes ces quantités dépendent de la composition gazeuse, des champs électriques et magnétiques et des conditions de température et de pression. Dans les paragraphes suivants, nous allons décrire les trois premiers paramètres de transport (vitesse de dérive, angle de Lorentz et coefficients de diffusion) et expliquer la méthode utilisée pour simuler la dérive des charges dans le gaz. Les coefficients liés à l'amplification seront traités dans le chapitre 11.

10.1 Vitesse de dérive

Le comportement des électrons libres dans un gaz et sous l'influence d'un champ électrique a été publié en 1935 dans un article fondamental [106].

Pour calculer les paramètres de transport en fonction des champs \vec{E} et \vec{B} , l'équation de mouvement d'un électron libre dans un champ électrique et magnétique doit être résolue. Il s'agit de l'équation de Boltzmann qui exprime la conservation de l'énergie et de l'impulsion des électrons à chaque collision. Les paramètres de transport peuvent être établis soit en résolvant l'équation de transport de Boltzmann, soit en utilisant des méthodes Monte Carlo. Une théorie détaillée de la diffusion dans les gaz est présentée dans la référence [86]. Nous en exposons ici

les notions essentielles.

Si aucune force n'est appliquée sur l'électron ($\vec{E} = \vec{0}$), celui-ci se déplace aléatoirement avec une énergie moyenne de $\frac{3}{2}kT = 0.04$ eV dans un gaz aux conditions normales de température et de pression (NTP). La distribution en énergie suit une loi de Maxwell. Les électrons qui dérivent dans le gaz sont déviés à chaque collision. Lorsque l'on applique un champ électrique, une vitesse de dérive v_d le long du champ électrique se superpose au déplacement thermique.

Lors d'une collision élastique d'un électron de masse m avec un atome de masse M , on peut considérer l'atome comme étant au repos. Compte tenu de cette approximation, si on néglige de plus les termes d'ordre 2 de la petite quantité $\frac{m}{M}$, la fraction d'énergie perdue par collision s'écrit

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta v}{v} = 2 \left(\frac{m}{M} \right) (1 - \cos\theta)$$

où θ est l'angle de diffusion après collision. On en déduit la fraction moyenne d'énergie perdue : $\Lambda = 2\frac{m}{M}$. Aux collisions élastiques s'ajoutent des collisions inélastiques qui donnent naissance à des états excités du cortège électronique des atomes ou molécules de gaz. Pour les collisions inélastiques, la perte d'énergie par collision dépend de l'énergie des niveaux excités.

D'après Townsend, la vitesse de dérive moyenne v_d des électrons peut s'écrire en première approximation (sans champ magnétique)

$$v_d = \left(\frac{e}{2m} \right) \cdot E \cdot \tau \quad (10.1)$$

m et e sont respectivement la masse et la charge de l'électron. τ est le temps moyen entre deux collisions. Il est fonction de l'énergie des électrons (et donc du champ électrique) et du gaz. Dans la plupart des gaz, la section efficace de collision et donc τ , varie beaucoup avec le champ \vec{E} . Ce changement de section efficace en fonction de l'énergie est connu comme étant l'effet Ramsauer (voir figure 10.1 de gauche). La raison de ces fluctuations est que la longueur d'onde de l'électron de dérive se rapproche de celle des électrons liés qui orbitent sur les couches atomiques de la molécule. Un effet quantique complexe a lieu. Notons en outre que l'addition d'une petite quantité d'un autre gaz au gaz porteur peut modifier radicalement τ et donc la vitesse de dérive.

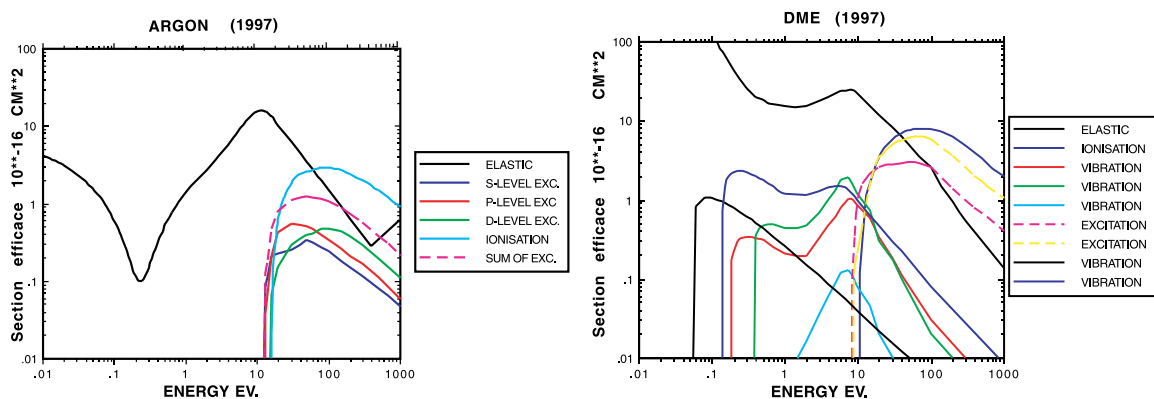


Fig. 10.1 – Section efficace de collision et d'excitation des électrons avec l'argon. A noter les creux de Ramsauer à 0.3 eV pour les sections efficaces de collision élastique [110].

Dans le cas où un champ magnétique \vec{B} est appliqué perpendiculairement à \vec{E} , la dérive moyenne v_d des électrons ne se fait plus le long des lignes de champ électrique mais inclinée d'un angle θ_L , où θ_L est l'angle de Lorentz (voir figure 10.2 de droite).

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

10.2 Diffusion longitudinale et diffusion transverse

Les électrons dans le gaz sont accélérés dans la direction du champ électrique et suivent en moyenne les lignes de champ électrique. Cependant après chaque collision avec les molécules de gaz, la direction et la vitesse de chaque électron de dérive sont modifiées (voir paragraphe 10.1). Un petit nuage d'électrons est donc créé autour de la trace. Ce processus s'appelle la diffusion. La diffusion est caractérisée par un coefficient de diffusion transverse (perpendiculaire au champ électrique) et un coefficient de diffusion longitudinale (le long du champ électrique). La diffusion est caractérisée par six coefficients : deux coefficients pour la diffusion transverse, un coefficient pour la diffusion longitudinale et trois coefficients pour les termes de corrélations entre diffusion transverse et diffusion longitudinale. Dans le cadre de cette thèse, les termes de corrélation sont négligés. Ceux-ci sont en effet très faibles aux énergies des électrons envisagées [98]. En l'absence de champ magnétique, les deux coefficients de diffusion transverse sont égaux.

Au cours du mouvement de migration, la probabilité que l'électron diffuse transversalement (dans le plan perpendiculaire au champ électrique \vec{E}) d'une distance x suit une distribution gaussienne de la forme (en l'absence de champ magnétique)

$$P(x, l) = \frac{1}{\sigma_t \sqrt{2\pi l}} \exp\left(-\frac{x^2}{2l\sigma_t^2}\right) \quad (10.2)$$

où l est la distance parcourue par l'électron et σ_t le coefficient de diffusion transverse. De même suivant l'axe y $P(y, l) = \frac{1}{\sigma_t \sqrt{2\pi l}} \exp\left(-\frac{y^2}{2l\sigma_t^2}\right)$.

La diffusion transverse joue un rôle important dans Micromegas car elle est responsable de la répartition du signal sur plus d'une piste, comme le montre la figure 10.2. La résolution spatiale, comme nous le verrons par la suite, en dépend donc fortement.

La diffusion longitudinale suivant l'axe z a pour expression

$$P(z, l) = \frac{1}{\sigma_l \sqrt{2\pi l}} \exp\left(-\frac{z^2}{2l\sigma_l^2}\right) \quad (10.3)$$

où σ_l est le coefficient de diffusion longitudinale. La diffusion longitudinale influe sur la résolution temporelle du détecteur.

Une valeur typique des coefficients de diffusion σ_t ou σ_l est de l'ordre de quelques centaines de micromètres pour un centimètre de dérive.

On peut également noter que la diffusion varie comme \sqrt{l} et $\frac{1}{\sqrt{p}}$. De plus, en règle générale, les coefficients de diffusion diminuent lorsque le champ électrique augmente.

10.3 Déflexion des électrons de dérive en champ magnétique

Dans le cas d'un champ magnétique \vec{B} perpendiculaire à \vec{E} , le vecteur vitesse de dérive moyen peut être décomposé en une composante parallèle à \vec{E} , u_{\parallel} , et une composante perpendiculaire à \vec{E} , u_{\perp} . La figure 10.2 de droite montre l'effet du champ magnétique sur la dérive des électrons.

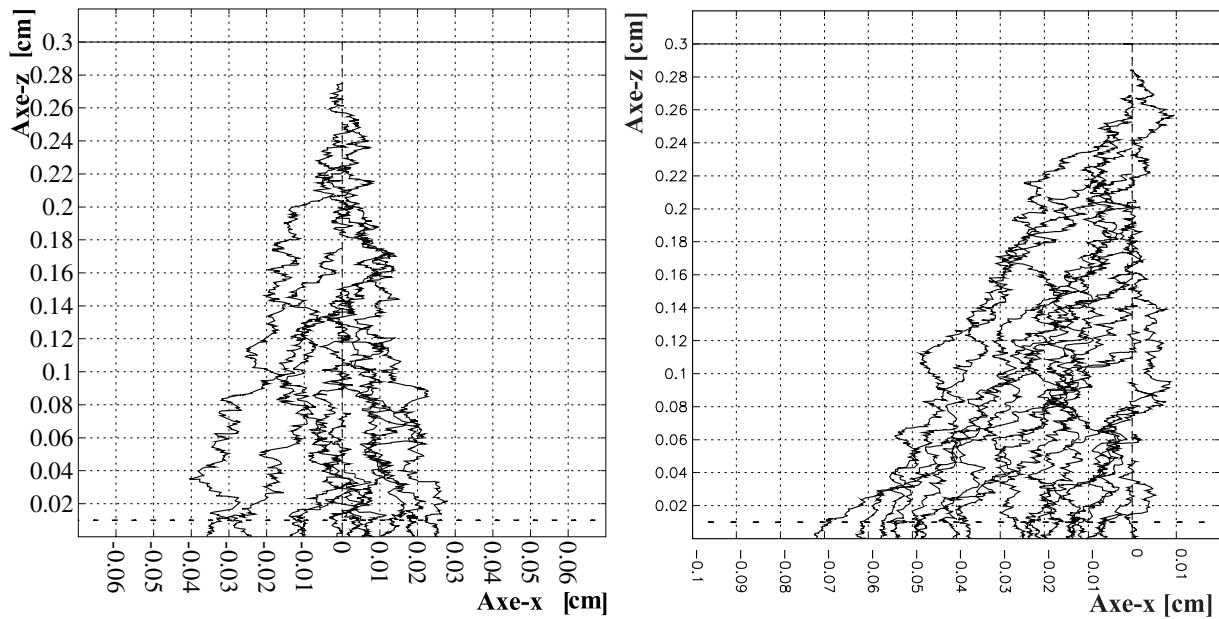


Fig. 10.2 – Diffusion des électrons dans l'espace de derive avec (figure de droite) et sans champ magnétique (figure de gauche).

L'angle de Lorentz est défini par

$$\tan \theta_L = \frac{u_{\perp}}{u_{\parallel}} \simeq \left(\frac{eB}{m} \right) \cdot \tau$$

où B est l'intensité du champ magnétique. L'approximation qui conduit à cette équation consiste à supposer que les électrons subissent les forces électriques et magnétiques entre deux collisions, c'est-à-dire durant le temps τ . Après chaque collision, l'électron est émis isotropiquement (collision élastique). Ces équations peuvent s'interpréter physiquement en considérant deux cas :

- En l'absence de gaz, l'électron décrit une cycloïde dans le plan orthogonal à \vec{B} . En moyennant sur plusieurs périodes, on trouve que l'électron se déplace avec une vitesse moyenne égale à $\frac{E}{B}$ dans la direction $-\vec{E} \times \vec{B}$.
- En présence de gaz, l'électron parcourt une certaine distance avant la prochaine collision. Durant ce parcours, l'électron a le temps de s'orienter dans la direction $-\vec{E} \times \vec{B}$. $\left(\frac{eB}{m} \right) \cdot \tau$ est le nombre de radians moyen qu'il effectue entre deux collisions. A la prochaine collision, l'électron diffusera avec une direction totalement aléatoire avant qu'il ne soit soumis aux forces électriques et magnétiques.

L'angle de Lorentz est facilement calculé sur la figure 10.2 de droite. Le nombre de pistes touchées en présence d'un champ magnétique augmente ce qui conduit à une dégradation de la résolution spatiale, comme nous le verrons ultérieurement.

Pour minimiser les effets dus au champ magnétique, nous devons donc veiller à conserver $\left(\frac{eB}{m} \right) \cdot \tau$ suffisamment faible, bien que dans l'intérêt d'une bonne résolution sur l'impulsion, on désire un champ magnétique le plus grand possible. On pourra s'éloigner de la limite dans le *vide* (c'est-à-dire un angle de Lorentz de 90 degrés, voir plus haut) en choisissant des gaz denses (beaucoup de collisions) ou en s'approchant de la limite thermique (présentant de grandes pertes d'énergie par collision)

10.4 Calcul des coefficients de transport dans le gaz : MAGBOLTZ

Dans ce paragraphe, nous décrivons le logiciel utilisé pour calculer la vitesse de dérive, les coefficients de diffusion, l'angle de Lorentz. Le calcul rigoureux des coefficients de transport est complexe et fait intervenir les sections efficaces de collision élastique et inélastiques. Des développements théoriques sur la dérive des électrons dans le gaz ont abouti à l'élaboration de MAGBOLTZ, un programme écrit par Steve Biagi [109, 110] qui permet d'évaluer les coefficients de transport des électrons dans le gaz. Le programme résout l'équation de transport de Boltzmann à partir de fonctions de distribution en énergie des électrons représentées par des polynômes de Legendre d'ordre 3. Une version Monte Carlo est également disponible depuis 1999.

Le programme requiert la composition du mélange gazeux, les conditions de température et de pression et bien entendu les normes du champ électrique et magnétique pour lesquelles les coefficients de transport doivent être calculés. Le programme dispose d'une base de données contenant pour chaque gaz les sections efficaces de collision élastique, de vibrations, d'excitation et pour certains gaz de rotations.

Les sections efficaces sont calculées à partir d'expériences spécifiques. Pour certains gaz comme l'argon, les sections efficaces sont bien établies. Pour d'autres comme l'isobutane, la complexité des sections efficaces vibrationnelles limite la précision du calcul.

La figure 10.1 montre l'exemple des courbes de sections efficaces dans l'argon et le DME. Dans le tableau 10.1, nous présentons les paramètres d'entrée et de sortie du programme.

<i>Paramètres d'entrée</i>	<i>Paramètres de sortie</i>	<i>Gaz</i>
\vec{E}	Vitesse de dérive	Ar, CH ₄ , N ₂
\vec{B}	Diffusion longitudinale	H ₂ O, CO ₂ , He
Angle entre \vec{E} et \vec{B}	Diffusion transverse	Xe, Ne
Composition du mélange gazeux	Angle de Lorentz	C ₂ H ₆ , i-C ₄ H ₁₀ , CH ₃ OH
Température	Coefficient d'amplification	C ₃ H ₈ , C ₅ H ₁₂ , Kr
Pression	Coefficient d'attachement	CF ₄ , O ₂ , DME
Sections efficaces		

TAB. 10.1 – *Paramètres d'entrée et de sortie de MAGBOLTZ pour différents gaz.*

Deux méthodes sont utilisées pour calculer les paramètres de transport du gaz ; une méthode analytique et une méthode Monte Carlo.

Résolution de l'équation de transport de Boltzmann

La première méthode résout l'équation de transport de Boltzmann [132, 111] qui exprime la conservation du nombre d'électrons. Nous devons introduire la fonction de distribution en énergie $f(\vec{v}, \vec{r}, t)$ des électrons. Si \vec{E} est suivant l'axe z , la distribution est homogène et isotrope dans le plan (xy) et f est une fonction uniquement de x , v et θ , θ étant l'angle entre la direction des électrons et le champ \vec{E} . Ces arguments de symétrie permettent d'utiliser la fonction de distribution réduite, $F(\epsilon, \cos \theta)$, avec $\epsilon = \frac{1}{2}mv^2$ l'énergie des électrons. Ensuite,

nous développons f sous la forme de polynôme de Legendre :

$$F(\epsilon, \cos \theta) = F_0(\epsilon) + F_1(\epsilon) \cos \theta + \dots$$

en se limitant aux premiers termes. En résolvant l'équation de Boltzmann, il est possible d'exprimer tous les coefficients de transport à partir de développements de F en F_0, F_1, \dots . L'approximation jusqu'à l'ordre 3 conduit à une incertitude sur les résultats d'environ 2%. Cette incertitude s'ajoute à celle induite par les erreurs de mesure des sections efficaces.

Calcul des coefficients de transport par méthode Monte Carlo

Plus récemment, une version utilisant les techniques Monte Carlo a été développée par Steve Biagi pour simuler la dérive, la diffusion et l'ionisation des électrons dans le gaz. Après avoir accédé aux différentes sections efficaces des gaz du mélange, MAGBOLTZ simule des collisions jusqu'à ce que le calcul des différents paramètres de transport convergent vers la précision statistique souhaitée. Le nombre de collisions simulées doit être assez grand pour que les erreurs statistiques soient négligeables devant les erreurs systématiques dues à l'imprécision sur les sections efficaces. Typiquement, pour obtenir une erreur statistique d'environ 0.5%, le nombre de collisions à simuler est de 100 000. En fait, ce nombre dépend des caractéristiques du gaz et plus précisément de la distribution en énergie des électrons dans le gaz. Pour les gaz rares utilisés sans additif, le calcul des coefficients de transport converge difficilement même après cent millions de collisions. Ceci est lié à l'absence de collisions inélastiques pour ce type de gaz. La fonction de distribution en énergie est donc très large. Dans ce cas, le calcul numérique résolvant l'équation de Boltzmann est beaucoup plus efficace.

Précision du calcul des coefficients de transport

Les résultats du calcul de la vitesse de dérive et des coefficients de diffusion dépendent essentiellement de la précision des sections efficaces pour chaque gaz. En règle générale, la précision sur les sections efficaces se détériore avec la complexité des sections efficaces vibrationnelles et rotationnelles.

Du point de vue de l'incertitude sur les sections efficaces, on peut classer les gaz en trois catégories :

1. Les gaz très bien connus. Les sections efficaces de l'hélium sont les mieux connues avec une précision estimée à 0.5%. Tout de suite après, on trouve d'autres gaz rares comme l'argon, le néon et le xénon, avec des incertitudes sur les sections efficaces de l'ordre de 1%. Les hydrocarbures légers comme le propane, le méthane et l'éthane sont également connus avec une précision de 1%.
2. Les gaz bien connus. Dans cette catégorie on trouve le CO_2 , le CF_4 , des hydrocarbures insaturés ainsi que l'azote et l'oxygène dont les incertitudes sur les sections efficaces varient entre 1% et 2%.
3. Les gaz mal connus. Pour l'isobutane, la précision sur les sections efficaces est de 3% et se détériore pour les gaz plus lourds. Les gaz comme la vapeur d'eau et les alcools sont également mal connus car ils sont utilisés en petites quantités dans les expériences et affectent peu les coefficients de transport, à part à bas champ électrique.

Lorsque le nombre de collisions est correctement adapté, la procédure d'intégration Monte Carlo s'avère beaucoup plus précise que la méthode de résolution numérique de l'équation de

<i>Composition gazeuse</i> [%]	<i>E</i> [kV/cm]	<i>B</i> [tesla]	<i>V_d</i> <i>calculée</i> [cm/μs]	<i>θ_L</i> <i>calculé</i> [degré]	<i>θ_L</i> <i>mesuré</i> [degré]	réf.
Ar-DME(80:20)	6	2.24	4.4	13.5	14.0	[112]
DME-CO ₂ (70:30)	6	2.24	6.1	9.8	10.2	[112]
Ar-DME(80:20)	8.2	2.24	4.4	10.2	10.5	[112]
DME-CO ₂ (70:30)	8	2.24	6.1	9.6	10.0	[112]
Ar-CO ₂ -CF ₄ (30:50:20)	4	0.8	7.5	9.1	9.1	[131]
CO ₂ -CF ₄ (50:50)	5	1	7.8	9.2	9.1	[131]
CO ₂ -CF ₄ -Iso(60:20:20)	4	0.5	5.4	4.0	3.4	[131]
CO ₂ -CF ₄ -Iso(20:60:20)	4	0.5	8.4	6.4	6.3	[131]
CO ₂ -CF ₄ -Iso(60:20:20)	2	1	5.0	7.0	6.7	[113]
CO ₂ -CF ₄ -Iso(20:60:20)	1	1	1.1	15.4	14.0	[113]
CO ₂ -CF ₄ -Iso(60:20:20)	4	1	5.4	7.9	7.1	[113]
CO ₂ -CF ₄ -Iso(20:60:20)	4	1	8.4	12.8	12.4	[113]
Ar-C ₂ H ₆ (50:50)	1	0.4	5.4	24.7	15.0	[108]
Ar-C ₂ H ₆ (50:50)	1	1.6	4.9	67.8	50.5	[108]
Ar-C ₂ H ₆ (50:50)	1	0.5	5.4	30.7	20.0	[131]
Ar-C ₂ H ₆ (50:50)	4	0.5	5.4	6.0	4.7	[131]

TAB. 10.2 – *Comparaison des données mesurées et calculées. La vitesse de dérive est calculée par MAGBOLTZ (Ar signifie argon et Iso isobutane).*

Boltzmann, hormis pour les gaz rares utilisés sans additif. En règle générale, l'erreur systématique sur le calcul des coefficients de transport est comparable à celle des sections efficaces du gaz et varie donc entre 0.5% et 4%.

Des mesures de la vitesse de dérive ont montré un bon accord entre les calculs réalisés par MAGBOLTZ et les mesures [79], comme en témoigne la figure 10.3 de droite.

Les valeurs typiques des coefficients de diffusion transverse et longitudinale sont montrées sur la figure 10.3 de gauche.

J'ai également voulu comparer l'angle de Lorentz calculé par MAGBOLTZ avec des mesures publiées. Les mesures que l'on recense actuellement ont été réalisées jusqu'à des champs magnétiques de 2 teslas et pour différents mélanges gazeux (argon, CF₄, i-C₄H₁₀, C₄H₆, DME). Les valeurs que j'ai calculées en comparaison avec des mesures sont consignées dans le tableau 10.2. D'après ce tableau, les calculs et les mesures sont en bon accord pour la plupart des gaz.

En revanche subsiste un problème avec l'éthane (C₂H₆) : deux mesures de l'angle de Lorentz différentes (à dix ans d'intervalle) ne donnent pas les mêmes résultats (à 0.5 tesla on s'attend à trouver 18.75 degrés au lieu de 20 degrés). Il faut noter également que cette différence diminue à plus haut champ électrique.

Par ailleurs, il nous semble important de préciser que pour beaucoup de mesures, les conditions expérimentales requises sur la pureté du gaz et la stabilité de la température et de la pression ne sont pas assez sévères pour déterminer les paramètres de transport avec autant de fiabilité que pour les calculs. En particulier, la vitesse de dérive est soumise aux fluctuations dues à la teneur en divers polluants dans le mélange gazeux (H₂O, CO₂).

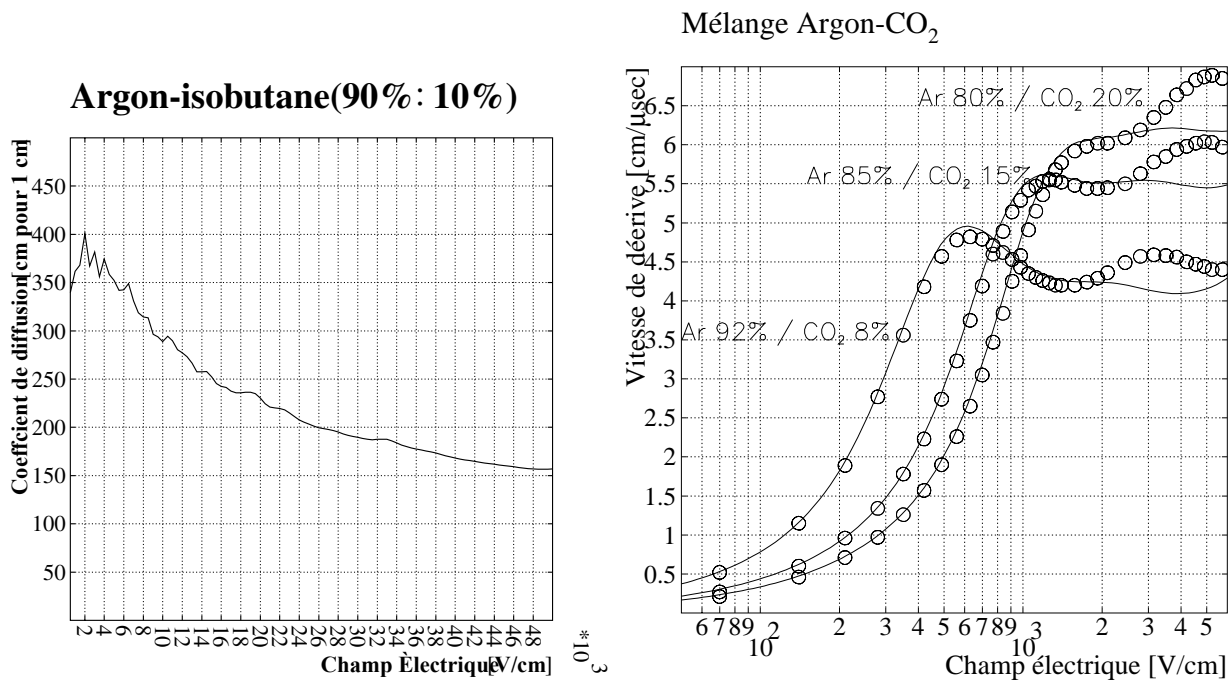


Fig. 10.3 – *A gauche : coefficient de diffusion transverse en fonction du champ électrique. A droite : vitesse de dérive calculée (traits pleins) et mesurée (cercles). L'accord est satisfaisant. Les mesures sont tirées de la référence [137].*

10.5 Simulation Monte Carlo de la dérive des charges : DRIFT_MC

10.5.1 Dérive des électrons

La procédure que nous allons décrire ici simule pas à pas la dérive des charges depuis leur point de production jusqu'à leur lieu de collection sur les électrodes. Elle prend en compte la diffusion transverse et longitudinale. Elle permet alors de connaître à chaque instant la position des charges dans Micromegas.

Comme nous l'avons vu, la diffusion spatiale en présence d'un champ électrique est un processus stochastique, gaussien, contrôlé par six coefficients de diffusion (matrice 3×3). Nous pouvons négliger les termes de corrélations et n'utiliser que les trois termes diagonaux de la matrice [98]. Sans champ magnétique, deux de ces termes sont identiques. Pour simuler ce processus, je me place dans un système de coordonnées simple : diffusion longitudinale le long de z .

Les paramètres d'entrée de la procédure sont :

- Le point de départ de la charge, le champ électrique en tous points du détecteur, la vitesse de dérive, les coefficients de diffusion transverses et longitudinaux et l'angle de Lorentz.
- Un pas d'espace choisi en fonction des paramètres géométriques du détecteur et de la précision souhaitée.

Pour le choix du pas d'espace, nous adoptons le raisonnement suivant. La distance moyenne entre deux collisions dans le gaz est de l'ordre du nanomètre. Il n'est pas nécessaire de simuler toutes les collisions qui ont lieu dans le gaz puisqu'une étude microscopique a déjà été réalisée

en amont par MAGBOLTZ. Par conséquent, le pas est ajusté en fonction de la précision requise soit une dizaine de micromètres. La dérive des électrons dans le gaz est donc simulée entre le niveau microscopique (simulation de toutes les collisions) et le niveau macroscopique. En général, on choisit un pas de $5 \mu\text{m}$.

Après avoir défini le pas, le programme MAGBOLTZ calcule les coefficients de diffusion en fonction du champ électrique et du mélange gazeux. Pour chaque pas, on tire aléatoirement trois nombres distribués suivant une gaussienne et dont la covariance est (sans champ magnétique)

$$\begin{pmatrix} \sigma_t & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_t & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_l \end{pmatrix}$$

où σ_t et σ_l sont les coefficients de diffusion transverse et longitudinale. Ces trois nombres aléatoires nous donnent un vecteur diffusion que l'on doit aligner par rotation avec le vecteur vitesse de l'électron dans le gaz (qui, en présence d'un champ magnétique, n'est pas colinéaire au champ électrique). Ce mouvement moyen est donné par le vecteur champ électrique au point considéré, la vitesse de dérive v_d et éventuellement par l'angle de Lorentz. Puis on calcule la nouvelle position de l'électron en ajoutant au vecteur diffusion le pas dû à la dérive moyenne des électrons.

Le résultat de la procédure est illustré sur la figure 10.2.

10.5.2 Dérive des ions

Les ions, produits majoritairement par le processus d'avalanche, subissent également des collisions élastiques sur les atomes ou molécules du gaz. La simulation de leur diffusion doit donc être prise en compte. En raison de leur masse importante, la diffusion des ions est beaucoup plus faible que celle des électrons. Leur distribution spatiale après avoir dérivé sur une distance l peut être paramétrisée par une distribution gaussienne dont la variance, indépendante du type d'ion, est donnée par [133, 134] (en première approximation)

$$\sigma_{\text{ion}} = 0.23 \sqrt{\frac{l}{E}} \quad (10.4)$$

avec l en cm et E en V/cm.

Pour la simulation de la diffusion des ions dans le gaz on applique la même procédure que pour les électrons (DRIFT_MC). Seuls changent la charge, la vitesse de dérive et les coefficients de diffusion. Pour des raisons de simplicité, les coefficients de diffusion transverse et longitudinale des ions sont supposés constants et sont fixés à $20 \mu\text{m}$ par centimètre de dérive (formule 10.4).

Chapitre 11

Amplification et formation des signaux

11.1 Processus de multiplication par avalanche

11.1.1 Le gain du détecteur

Lorsque les électrons franchissent la grille où le champ électrique est très intense, ils acquièrent assez d'énergie pour ioniser à leur tour d'autres molécules de gaz. Il y a un processus de multiplication : la charge collectée sur les pistes d'anodes est G fois supérieure à celle libérée par l'ionisation. Le facteur de multiplication G varie entre 10^3 et 10^6 , suivant le mélange gazeux utilisé. Le détecteur fonctionne alors en régime proportionnel : la charge collectée sur les pistes est proportionnelle à la perte d'énergie ΔE de la particule ionisante dans la chambre. A plus haut gain (c'est-à-dire à champ électrique plus intense), le régime devient très instable. Le compteur se met en décharge. Le régime du détecteur n'est plus proportionnel.

Chaque électron, lorsqu'il atteint l'espace d'amplification, est multiplié par l'avalanche qui se développe en une dizaine de nanosecondes. La mobilité des ions étant faible par rapport à celles des électrons, ce qui reste après chaque avalanche est un nuage d'ions qui se déplace en suivant les lignes de champ électrique.

Beaucoup de caractéristiques importantes du détecteur sont données par la dérive des ions, d'une part parce qu'ils induisent une proportion importante du signal sur les électrodes et d'autre part parce que les ions déterminent le temps d'occupation.

Le libre parcours moyen d'ionisation est la distance que l'électron doit traverser pour être impliqué dans une seconde ionisation. L'inverse de ce libre parcours moyen est le premier coefficient de Townsend (coefficient d'amplification), noté α . Il représente le nombre de paires électron-ion produites par unité de longueur de dérive. En général, α augmente avec le champ électrique si le champ électrique dépasse un certain seuil. Une approximation du premier coefficient de Townsend en fonction de l'intensité du champ E est donnée par l'expression [115]

$$\frac{\alpha}{p} = Ae^{-\frac{Bp}{E}} \quad (11.1)$$

dans laquelle p est la pression et A et B sont des constantes dépendantes de la composition gazeuse. En réalité, les relations sont beaucoup plus complexes et dépendent de beaucoup de paramètres. A haut champ par exemple, le premier coefficient de Townsend augmente plus rapidement que ne le prévoit la formule 11.1 en raison du rôle joué par l'effet Penning (voir paragraphe 11.1.4, page 97).

Si on suppose un champ électrique uniforme, le gain de multiplication est donné par

$$G = e^{\alpha \Delta_{\text{ampli}}}$$

Le gain du détecteur augmente donc exponentiellement avec :

- le champ électrique appliqué dans l'espace d'amplification (voir équation 11.1)
- l'épaisseur de l'espace d'amplification.

Pour un champ non uniforme $\alpha = \alpha(E)$ et le gain se calcule suivant la loi

$$G = e^{\left(\int_{s_{\min}}^0 \alpha(s) ds\right)} = e^{\left(\int_{E_{\min}}^{E_{\text{électrode}}} \frac{\alpha(E)}{dE/ds} dE\right)}$$

où dE/ds est le gradient de champ électrique. Le champ minimal E_{\min} est le champ nécessaire pour que l'énergie acquise entre deux collisions soit suffisamment grande pour ioniser les molécules du gaz.

11.1.2 L'attachement

Le processus d'attachement est un comportement opposé à l'ionisation : il s'agit de la capture d'un électron par les molécules de gaz.

Lors de la dérive dans l'espace d'amplification, les électrons interagissent avec les molécules d'un gaz électronégatif. Ils peuvent être absorbés selon l'affinité du gaz et le résultat est la création d'ions négatifs. L'atténuation d'un nuage d'électrons s'exprime par une loi exponentielle : $e^{-\eta x}$ où η est le coefficient d'attachement et x le parcours. Il faut noter que η est fortement dépendant de l'énergie des électrons. Le taux d'attachement est nul pour les gaz nobles et l'hydrogène, tandis que pour les gaz halogénés et l'oxygène, il atteint ses valeurs les plus élevées.

Le coefficient d'attachement doit être soustrait du coefficient d'amplification pour avoir une bonne estimation de l'amplification réelle.

11.1.3 Echange de charge : *quenching*

L'utilisation de gaz rares pour la détection de particules est très appropriée pour plusieurs raisons. D'une part, un gaz noble possède peu d'états excités, l'ionisation est donc favorisée devant l'excitation. D'autre part, la probabilité de recombinaison entre un électron et un ion est faible. Par conséquent, un gaz rare est généralement le composant principal d'un détecteur gazeux. Pour des raisons de coût, l'argon est très souvent employé. L'utilisation de gaz rares présente toutefois certains inconvénients. Les gaz nobles ne permettent pas d'atteindre des gains élevés pour deux raisons :

- Les photons UV émis peuvent, par effet photoélectrique avec le métal constituant les électrodes, provoquer l'émission d'électrons qui génèrent une nouvelle avalanche.
- Les ions de gaz rares qui migrent vers la cathode sont neutralisés par extraction d'un électron. La balance énergétique est compensée par l'émission d'un photon ou d'un électron secondaire qui peuvent également induire de nouvelles avalanches.

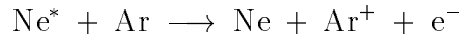
Le détecteur atteint alors un régime de claquage qui peut s'avérer destructif.

Pour empêcher la multiplication gazeuse de diverger à haut gain, on ajoute au gaz noble une certaine quantité de molécules gazeuses polyatomiques. Ces gaz, dits *quencheur* possèdent de nombreux états excités non radiatifs (vibration, rotation, excitation) à des niveaux d'énergie plus bas que le gaz noble. Des hydrocarbures comme le méthane, l'éthane ou le diméthylether sont couramment utilisés comme gaz quencheur. Ces gaz polyatomiques permettent donc

d'absorber les photons ultraviolets indésirables, dont l'énergie est dissipée dans des états non radiatifs. Les quencheurs jouent donc un rôle primordial dans le bon fonctionnement du détecteur et permettent d'obtenir de longs plateaux d'efficacité en fonction de la tension des pistes d'anodes.

11.1.4 L'effet Penning

La désexcitation d'un état métastable d'un gaz peut provoquer l'ionisation d'un atome dont le potentiel d'ionisation est plus bas. Par exemple



Cet effet est important car un choix judicieux des gaz peut augmenter le rendement d'ionisation et donc la multiplication.

11.1.5 Statistique de l'amplification

Fluctuations statistiques d'avalanches

Le processus d'amplification gazeuse est un processus stochastique, c'est-à-dire que des fluctuations autour de la valeur de gain G se produisent.

Dans un premier temps, nous devons supposer que chaque électron de dérive produit sa propre avalanche, indépendamment de la présence des autres. Ceci est lié à la haute granularité de la grille associée à la diffusion des charges qui répartit les électrons de dérives sur plusieurs trous de grille. Pour calculer la probabilité d'obtenir un nombre g d'électrons après l'avalanche, nous devons faire la somme des distributions $P(g)$ du nombre d'électrons pour chaque avalanche individuelle (créée par chaque électron de dérive).

Du fait de la statistique restreinte du nombre de paires libérées dans l'espace de dérive, on ne peut pas appliquer le théorème de la limite centrale. Par conséquent, il est nécessaire d'avoir la forme exacte de $P(g)$.

Les premières théories sur les variations statistiques de gain dans les compteurs proportionnels ont abouti à une distribution exponentielle du gain (distribution de Furry) [116]

$$P(g) = \frac{1}{g} e^{-\frac{g}{\bar{g}}} \quad (11.2)$$

$$\sigma^2 = \bar{g}^2 \quad (11.3)$$

Pour ce processus, les faibles gains d'amplification sont les plus probables. Ce résultat repose sur l'hypothèse que l'ionisation des électrons est indépendante de leur histoire. Cette hypothèse est valable seulement pour de faibles champs électriques, lorsque la quantité d'énergie gagnée entre deux ionisations est petite par rapport à l'énergie d'ionisation elle-même [114].

Pour les compteurs proportionnels, il a été prouvé expérimentalement que l'équation 11.2 doit être modifiée pour reproduire la distribution des fluctuations observées.

En introduisant un second paramètre dans la probabilité de création d'un électron, on obtient une distribution, dite distribution de Polya, dont la valeur la plus probable est plus grande que 0

$$P(g) = \frac{1}{b \bar{g}} \frac{1}{k!} \left(\frac{g}{b \bar{g}}\right)^k e^{-\frac{g}{b \bar{g}}} \quad (11.4)$$

où $k = \frac{1}{b} - 1$. La variance de la distribution de Polya vaut

$$\sigma^2 = b \bar{g}^2$$

La variance est donc gouvernée par la moyenne et par un autre paramètre b qu'il faut estimer à partir de données expérimentales. Pour une telle distribution, la probabilité de créer un nouvel électron n'est plus indépendante du nombre d'électrons déjà ionisés.

Lorsque $b \rightarrow 0$, l'équation 11.4 se rapproche d'une distribution de Poisson. Dans l'autre cas limite où $b \rightarrow 1$, on retrouve la distribution de Furry (équation 11.2).

Quels types de fluctuations de gain dans Micromegas ?

Pour déterminer le type de fluctuations de gain (distribution de Furry ou distribution de Polya) qui ont lieu dans Micromegas, on définit le rapport κ suivant

$$\kappa = \frac{E}{\alpha(E) U_{\text{ion}}}$$

Il s'agit du rapport entre l'énergie gagnée entre chaque ionisation ($\frac{\epsilon E}{\alpha}$) et l'énergie d'ionisation ϵU_{ion} . D'après les références [114], [117] et [118], la distribution de Polya décrit très bien les fluctuations d'avalanches créées par un électron unique pour des valeurs du rapport κ inférieure à 10.

Le rapport κ étant proche de 2 dans le cas de Micromegas, une distribution de Polya a donc été utilisée dans cette simulation. En outre, une distribution de Polya a été observée expérimentalement en détectant un seul électron créé par effet photoélectrique sur la grille [74]. Le spectre de gain observé est montré sur la figure 11.3 (à gauche).

Choix de la variance de la distribution de Polya

Le choix du coefficient b s'avère plus délicat. Alkhazov [119] a montré que b dépend des paramètres suivants :

- propriétés gazeuses (effet Penning, seuil d'ionisation...)
- géométrie du détecteur
- pression gazeuse
- tension électrique appliquée.

b est déterminé principalement par les fluctuations dans les premiers étages de l'avalanche. Ainsi, cette variance dépend de la valeur du coefficient κ lorsque l'avalanche commence. Pour les chambres multifils proportionnelles, des valeurs de b comprises entre 0.4 et 0.8 ont été mesurées pour des gains compris entre 10^2 et 10^5 . Le choix d'un gaz maximisant l'effet Penning diminue les valeurs de κ de 10 à 20%. Dans le cas de Micromegas, nous déterminons la variance de la distribution de Polya à partir des résolutions énergétiques mesurées par une source de ^{55}Fe . Si n_t est le nombre d'électrons produits dans l'espace de dérive et \bar{g} le gain moyen, la charge totale après multiplication s'exprime par

$$Q = n_t \bar{g} q_e$$

q_e est la charge élémentaire de l'électron. Chaque charge déposée dans le détecteur par le photon incident, n_t , produit sa propre avalanche indépendamment des autres. En utilisant la relation

$\sigma_{\bar{g}}^2 = \frac{1}{n_t} \sigma_g^2$, la variance relative de la charge Q s'exprime

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_t}}{n_t}\right)^2 + \frac{1}{n_t} \left(\frac{\sigma_g}{\bar{g}}\right)^2 \quad (11.5)$$

Les deux quantités n_t et \bar{g} sont sujettes à des fluctuations statistiques.

Le premier terme de l'équation 11.5 peut être remplacé par $\left(\frac{\sigma_{n_t}}{n_t}\right)^2 = \frac{F}{n_t}$ où F est le facteur de Fano qui dépend du gaz [82]. Le facteur de Fano est introduit pour tenir compte du fait que la statistique d'ionisation n'est pas parfaitement poissonnienne. En effet, les événements ne sont pas entièrement décorrélés et on constate que les fluctuations expérimentales sont meilleures que les fluctuations statistiques attendues en \sqrt{n} (loi de Poisson).

Le deuxième terme de l'équation 11.5 représente les fluctuations d'avalanche. En simplifiant la relation 11.5, on obtient

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{1}{n_t} (F + b)$$

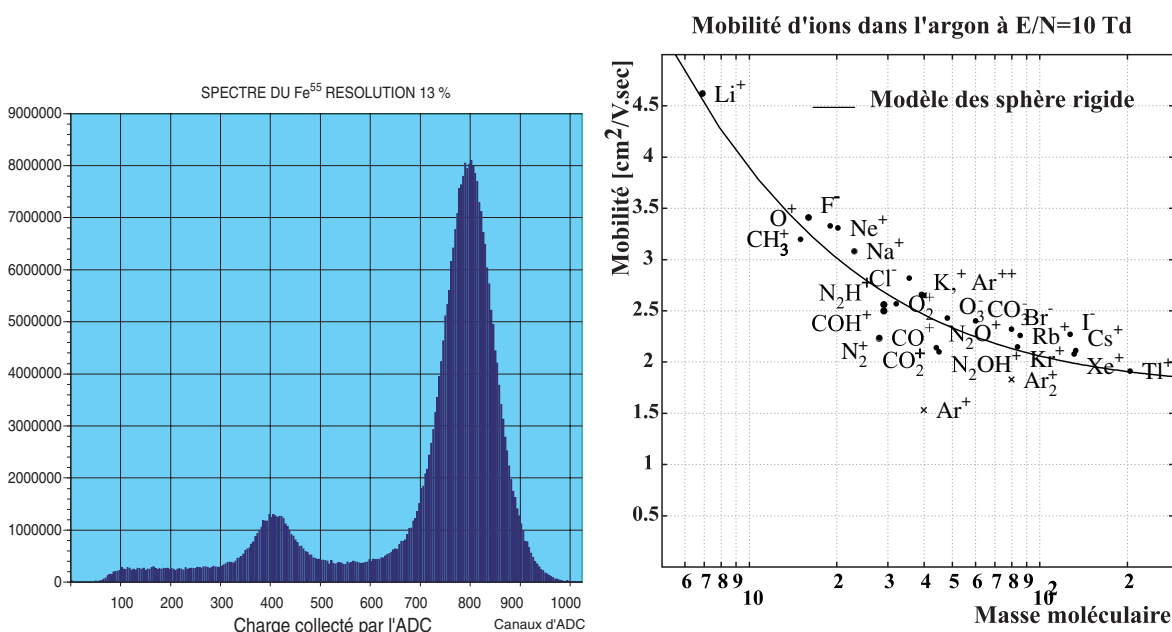


Fig. 11.1 – *Figure de gauche : spectre d'une source de ⁵⁵Fe mesuré sur la grille. Le spectre est tiré de la référence [70]. Figure de droite : mobilité des ions dans l'argon [80]. Les ions légers tendent à dériver plus vite. Le Townsend (Td) est une unité de champ électrique et 10 Td correspond à 2.5 kV/cm NTP.*

Une valeur typique pour le facteur de Fano est de 0.1 pour l'argon. La distribution de charge mesurée avec une source de ⁵⁵Fe est représentée sur la figure 11.1 (à gauche). La résolution énergétique obtenue pour un gain de 2000 est de 13% FWHM, ce qui conduit à une valeur b égale à 0.7 pour reproduire les fluctuations de gain observées. Cette valeur est en accord avec la variance de la distribution de Polya déterminée à partir du spectre d'électron unique (voir figure 11.3 de gauche).

11.1.6 Production des ions dans l'avalanche

Les ions jouent un rôle fondamental dans la simulation de l'avalanche puisqu'ils induisent la majeure partie du signal.

Mobilité des ions

Du fait de leur masse importante, les ions subissent de fréquentes collisions, dérivent moins rapidement que les électrons et diffusent peu. En conséquence du grand nombre de collisions, la vitesse de dérive des ions est, en première approximation, proportionnelle au champ électrique. On définit la mobilité des ions μ par le rapport entre la vitesse et le champ électrique : $\mu_{\text{ion}} = \frac{v_{\text{ion}}}{E}$. Pour donner un ordre de grandeur, la mobilité des ions argon dans l'argon est $\mu_{\text{ion}} = 1.5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. La mobilité des ions varie en fonction de leur taille : les ions légers tendent à accélérer rapidement et diffusent avec de faibles pertes d'énergie. Ils sont donc plus rapides que les ions lourds. Cet effet est illustré sur la figure 11.1 (à droite) qui regroupe des mesures de mobilité d'ions dans l'argon tirées de la référence [138]. Sur cette figure, les valeurs expérimentales de la mobilité des ions sont comparées à un modèle dit de *sphère rigide* présenté dans la référence [136].

Quel type d'ions dans un mélange gazeux ?

Lorsque l'on souhaite simuler la dérive des ions dans un mélange gazeux, la difficulté essentielle est l'identification des ions qui migrent. Deux phénomènes entrent en jeu dans l'identification du type d'ion :

1. A chaque création de paires électron-ion, l'électron, accéléré par le champ électrique, a une probabilité $P_{\text{ioni,A}}$ d'ioniser la molécule de gaz A et une probabilité $P_{\text{ioni,B}}$ d'ioniser la molécule de gaz B . La probabilité de création d'une espèce d'ions varie en fonction des sections efficaces des molécules de gaz. Les taux d'ionisation $P_{\text{ioni,A}}$ et $P_{\text{ioni,B}}$ dans un mélange sont calculés par MAGBOLTZ par méthode Monte Carlo. Les probabilités d'ionisation pour deux mélanges gazeux sont représentées sur la figure 11.2 en fonction de l'intensité du champ électrique. Notons que MAGBOLTZ calcule également les probabilités d'excitation $P_{\text{exci,A}}$ et $P_{\text{exci,B}}$.
2. Le deuxième phénomène est plus complexe à simuler. Une fois les ions créés, un procédé d'échange se produit lors de la migration des ions positifs vers la cathode. Une identification grossière peut être avancée à l'aide de la loi suivante : tout ion positif échange sa charge avec un atome ou une molécule neutre possédant un potentiel d'ionisation plus faible. Cet échange se fait d'autant plus facilement que les deux potentiels d'ionisation sont proches. Ce transfert est d'autant plus efficace que le nombre d'atomes par molécule de gaz quencheur est important. Par exemple, on peut avoir : $\text{Ar}^+ + \text{CH}_4 \rightarrow \text{Ar} + \text{CH}_4^+$.

Aucune étude précise n'a été menée dans la communauté de physique des hautes énergies pour déterminer la probabilité de transfert de charge par collision. Des estimations à partir de la vitesse de dérive des ions ont été calculées [86]. A vrai dire, la seule façon d'être tout à fait sûr de la nature de l'ion est d'associer un espace de migration à un spectromètre de masse [83, 84, 85].

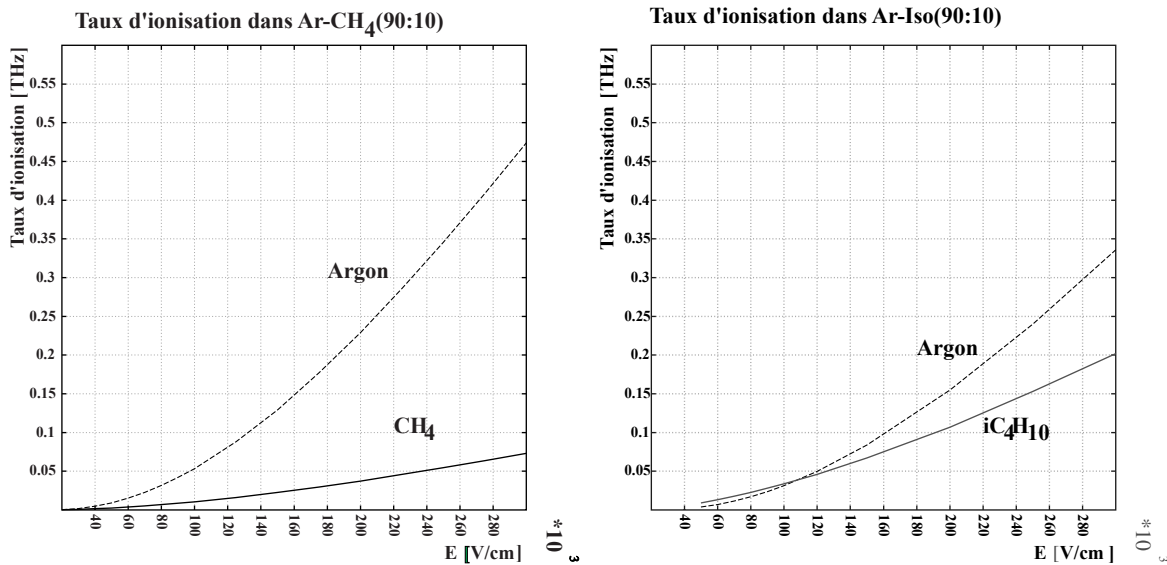


Fig. 11.2 – Taux d'ionisation calculés par MAGBOLTZ pour deux mélanges gazeux : argon-méthane et argon-isobutane.

11.2 Simulation du phénomène d'amplification

11.2.1 Calcul des coefficients de Townsend : MAGBOLTZ

Par coefficients de Townsend, on entend le coefficient d'amplification α et le coefficient d'attachement η . Le calcul des coefficients de Townsend s'effectue à l'aide de MAGBOLTZ par méthode Monte Carlo (voir paragraphe 10.4, page 90).

Si les coefficients de Townsend sont calculés avec une bonne précision par MAGBOLTZ (entre 1% et 4% suivant le gaz), il n'en est pas de même pour le gain du détecteur car une petite variation des coefficients de Townsend provoque de fortes variations du gain du fait de la nature exponentielle de la multiplication par avalanche. Pour s'affranchir de cette source d'incertitude, nous verrons ultérieurement qu'il est possible d'ajuster ce paramètre en fonction des résultats expérimentaux mesurés par Micromegas.

11.2.2 Prise en compte de l'effet Penning

Si l'on souhaite reproduire les gains mesurés expérimentalement, il est nécessaire de prendre en compte l'effet Penning. Rappelons que l'effet Penning est un transfert d'énergie d'une molécule A vers une molécule B .

MAGBOLTZ ne prend pas en compte l'effet Penning car les phénomènes physiques de transfert de charges dans les gaz sont mal connus. Toutefois, il est possible d'avoir une estimation grossière de l'augmentation du gain dû à l'effet Penning à partir des probabilités d'ionisation P_{ioni} et d'excitation P_{exci} . Ces probabilités sont calculées par MAGBOLTZ.

Pour prendre en compte l'effet Penning, nous devons supposer qu'une certaine fraction des photons de désexcitation de la molécule A ionise la molécule B . Cette probabilité de transfert, $P_{\text{transfert}}$, est très mal connue. La seule mesure que nous avons trouvée a été réalisée pour un mélange argon-DME [98].

Pour les mélanges gazeux à effet Penning, nous remplaçons le coefficient α par un coefficient α_{eff}

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha + P_{\text{transfert}} \cdot \frac{P_{\text{exci,A}}}{P_{\text{ioni,B}}}$$

où $P_{\text{transfert}}$ est la probabilité de transfert (mesurée) et $P_{\text{exci,A}}$ et $P_{\text{ioni,B}}$ sont respectivement les probabilités d'excitation de la molécule A et d'ionisation de la molécule B .

A défaut de connaître $P_{\text{transfert}}$ pour chaque gaz, nous utilisons la valeur mesurée dans l'argon-DME qui est de 30%.

11.2.3 Simulation de l'avalanche : AVALANCHE_MC

Deux types de simulation sont disponibles suivant le type de calculs à effectuer. La première méthode prend en compte le développement spatial de l'avalanche. La seconde méthode, plus rapide, consiste à compter le nombre d'électrons collectés par les pistes.

Simulation Monte Carlo et prise en compte du développement spatial de l'avalanche

Si l'on souhaite suivre le parcours de chaque électron produit dans l'avalanche, la simulation est réalisée par une procédure Monte Carlo qui prend en compte la diffusion des charges depuis leur point de création. Cette méthode est nécessaire au calcul de la forme des signaux induits sur les pistes et au calcul précis du gain du détecteur.

La dérive des électrons et des ions dans l'espace d'amplification est réalisée par la procédure Monte Carlo DRIFT_MC décrite au paragraphe 10.5.

Les hypothèses fixées pour la simulation de l'avalanche sont les suivantes :

- les ionisations sont indépendantes
- la charge d'espace est faible.

La procédure AVALANCHE_MC est initiée par la position de départ de l'électron. Le pas est calculé en fonction de la valeur du coefficient d'amplification α de telle sorte que la probabilité que l'électron ionise le gaz soit très faible (moins de 1%). Pour chaque pas, on décide si l'électron ionise ou continue de dériver, en fonction de la valeur de α . La probabilité d'ionisation est calculée suivant une distribution binomiale. Les nouveaux électrons créés dérivent et se multiplient comme les électrons primaires. La dérive de chaque paire électron-ion produite par le processus d'avalanche est simulée à l'aide de la procédure DRIFT_MC qui prend en compte la diffusion.

Comme il est trop difficile d'identifier la nature des ions (voir paragraphe 11.1.6), notre programme de simulation ne prend en compte qu'une seule espèce d'ions et donc une seule mobilité ionique. Pour un mélange gazeux, nous choisissons la mobilité attribuée au gaz présentant le plus faible potentiel d'ionisation (c'est-à-dire le gaz quencheur généralement) en supposant que les ions du gaz porteur subissent suffisamment de collisions pour pouvoir transférer leur ionisation au gaz quencher. Les valeurs de mobilités ioniques que l'on utilise dans cette simulation sont issues des références [61, 135, 138, 133].

Les fluctuations de gain sont prises en compte par le traitement Monte Carlo de l'avalanche. La figure 11.3 montre les distributions de gain mesurées et calculées dans un mélange gazeux hélium-isobutane (80%:20%). On constate que notre simulation ne permet pas de reproduire la distribution de Polya observée expérimentalement. Ce désaccord provient probablement du fait que notre programme de calcul ne prend pas en compte les différents phénomènes physiques

qui conduisent à la distribution de Polya (charge d'espace, probabilité d'ioniser deux électrons en une seule collision...).

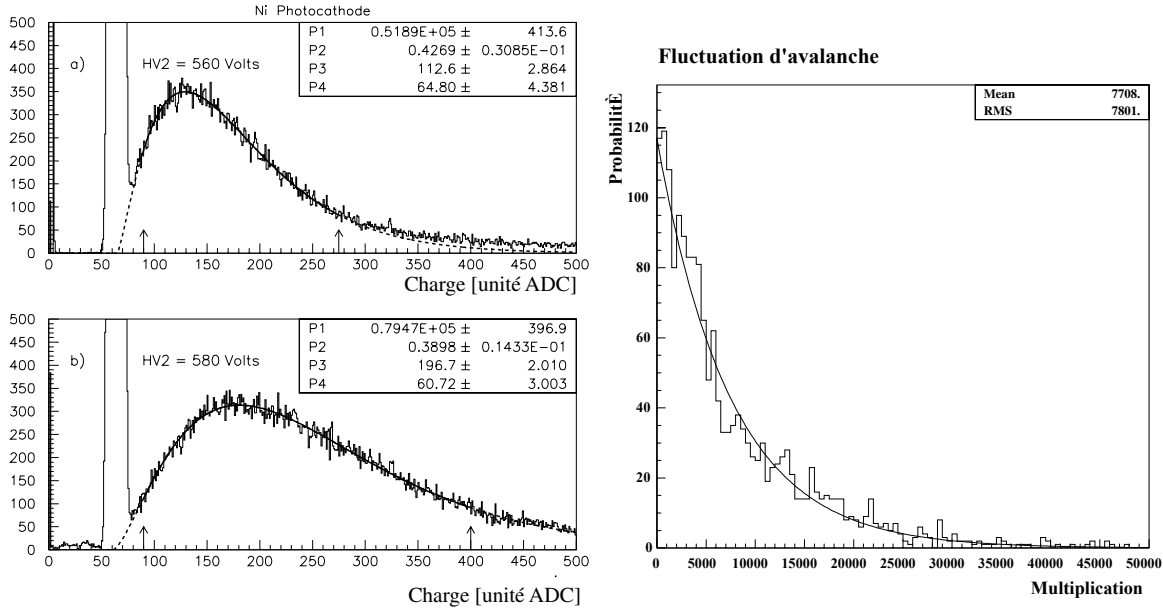


Fig. 11.3 – Distribution de gain mesurée (à gauche) et calculée (à droite). Les fluctuations de gain ont été mesurées en mode électron unique à un gain de 10^6 dans un mélange hélium-isobutane(80%:20%). La simulation, qui prend en compte le développement spatial de l'avalanche, ne reproduit pas la courbe de Polya observée expérimentalement. Les fluctuations calculées suivent une distribution de Furry (voir équation 11.2). La courbe expérimentale est tirée de la référence [74]

Si l'on souhaite reproduire les fluctuations de Polya observées expérimentalement, nous devons faire varier le coefficient d'amplification en fonction du nombre d'électrons présents dans l'avalanche suivant l'équation [119]

$$\alpha(E, n) = \alpha(E) \left(1 - \frac{1}{n} + \frac{1}{bn} \right) \quad (11.6)$$

b étant le paramètre de la distribution de Polya.

Lorsque l'on prend l'hypothèse que le coefficient d'amplification dépend du nombre d'électrons présents dans l'avalanche, notre simulation reproduit la distribution de Polya attendue (voir figure 11.4). Notons que cette simulation ne nous apprend rien quant aux phénomènes physiques à l'origine de la distribution de Polya observée puisque le coefficient d'amplification a été ajusté pour reproduire les données expérimentales.

Méthode simplifiée

Le suivi spatial de l'avalanche nécessite de longs temps de calcul. Une procédure simplifiée a donc été développée. Elle est utilisée lorsque l'on ne s'intéresse pas à la forme des signaux ou au développement spatial de l'avalanche. Cette méthode consiste à compter le nombre d'électrons collectés par les pistes. La diffusion transverse est prise en compte en suivant pas à pas le parcours des charges dans l'espace de dérive. Le nombre d'électrons après amplification est G fois le nombre total d'électrons (n_t) créés dans l'espace de dérive, où G est le gain moyen. En

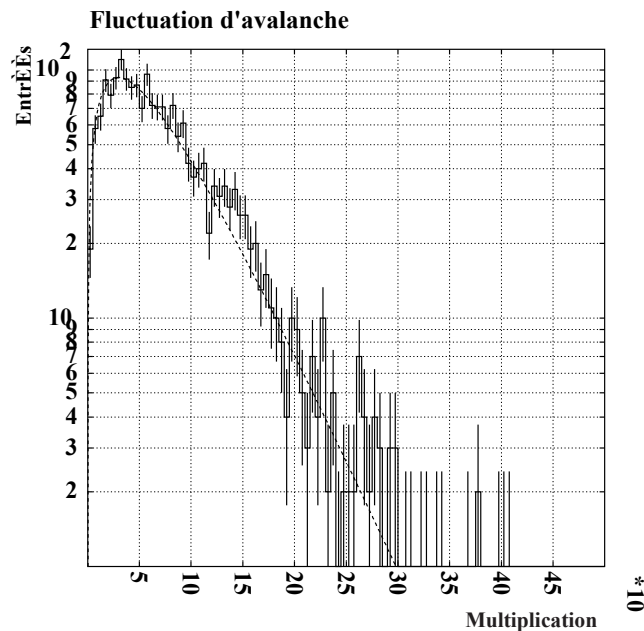


Fig. 11.4 – Distribution de gain calculée par la procédure `AVALANCHE_MC` lorsque l'on modifie le premier coefficient de Townsend suivant la relation 11.6. L'histogramme a été ajusté par une fonction de Polya. On constate que la valeur la plus probable de cette distribution est différente de zéro.

général, le gain moyen est ajusté à l'aide des données expérimentales. Les fluctuations autour de cette valeur sont décrites par la distribution de Polya. La variance b de cette distribution a été déterminée au paragraphe 11.1.5.

La méthode simplifiée n'est valable que si le temps d'intégration de la chaîne est plus long que le temps de collection des charges afin que toutes les charges soient collectées. En outre, cette méthode néglige la diffusion des charges dans l'espace d'amplification. Cette dernière approximation se justifie par le fait que la diffusion transverse des électrons et des ions dans l'espace d'amplification est faible comparée à la largeur des pistes. En effet, le coefficient de diffusion transverse des électrons à 40 kV/cm est de l'ordre de $70 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$, soit $20 \mu\text{m}$ pour $100 \mu\text{m}$. La diffusion des ions est elle aussi négligeable.

11.3 Courants induits par une charge mobile et champ de pondération

Nous avons vu au paragraphe 11.2.3 une méthode simplifiée de calcul de la charge collectée sur les pistes lorsque le temps d'intégration de la chaîne électronique est plus long que le temps de collection des charges. Lorsque ce n'est pas le cas ou bien lorsque nous souhaitons connaître la forme temporelle des signaux induits pour déterminer certaines caractéristiques du détecteur, une modélisation décrivant les phénomènes d'induction électrostatique est réalisée. Dans ce cas, nous devons utiliser la procédure de suivi de l'avalanche pas à pas.

Dans un système physique composé d'électrodes, le déplacement de charges libres induit un déplacement des charges mobiles dans les conducteurs. C'est ce déplacement de charges qui forme le signal mesuré sur les électrodes.

Ce paragraphe débute par une démonstration de la formule permettant de calculer les signaux induits sur les électrodes. Le cas spécial du détecteur Micromegas est ensuite développé.

Les calculs des courants induits sont basés sur le théorème de la réciprocité, connu également sous le nom de théorème de Green [120].

11.3.1 Théorème de Green

Considérons un ensemble de n fils, de charge q_i et porté au potentiel V_i .

Nous pouvons exprimer le potentiel sur le fil i en fonction des inconnues q_i sur les fils $i = 1, n$.

$$V_i = C_{ij}^{-1} q_j$$

où q_i sont les charges à trouver et C_{ij}^{-1} est la matrice de capacitance inversée.

Par conséquent, nous devons résoudre

$$q_i^T = V_i^T C_{ij}^T$$

C_{ij} dépend seulement de la géométrie des fils. Si l'on considère deux états (q, V) et (q', V') tel que

$$V_i = C_{ij}^{-1} q_j$$

et

$$V'_i = C_{ij}^{-1} q'_j$$

Nous avons donc

$$q_i V'_i = q'_i V_i$$

Cette équation est connue sous le nom du théorème de Green [120].

11.3.2 Calcul des courants induits sur les pistes

Une charge mobile q_m peut être considérée comme une petite sphère conductrice au potentiel V . Soit k l'électrode sur laquelle est mesuré le signal, nous avons, d'après de théorème de Green

$$q_m V_m = Q_k V_k$$

où q_m est créée par V_k et Q_k par V_m . Nous voulons déterminer le courant $i_k = \frac{dQ_k}{dt}$ dû au déplacement de la charge q_m le long du parcours \vec{dl}

$$i_k = \frac{d}{dt} \left(\frac{q_m V_m}{V_k} \right) = q_m \cdot \frac{d \left(\frac{V_m}{V_1} \right)}{\vec{dl}} \cdot \frac{\vec{dl}}{dt}$$

$\frac{V_m}{V_1}$ représente un potentiel normalisé au point m. Le terme $d \left(\frac{V_m}{V_1} \right)$ peut être remplacé par

$$d \left(\frac{V_m}{V_1} \right) = \text{grad} \left(\frac{V_m}{V_1} \right) = -\vec{E}_w$$

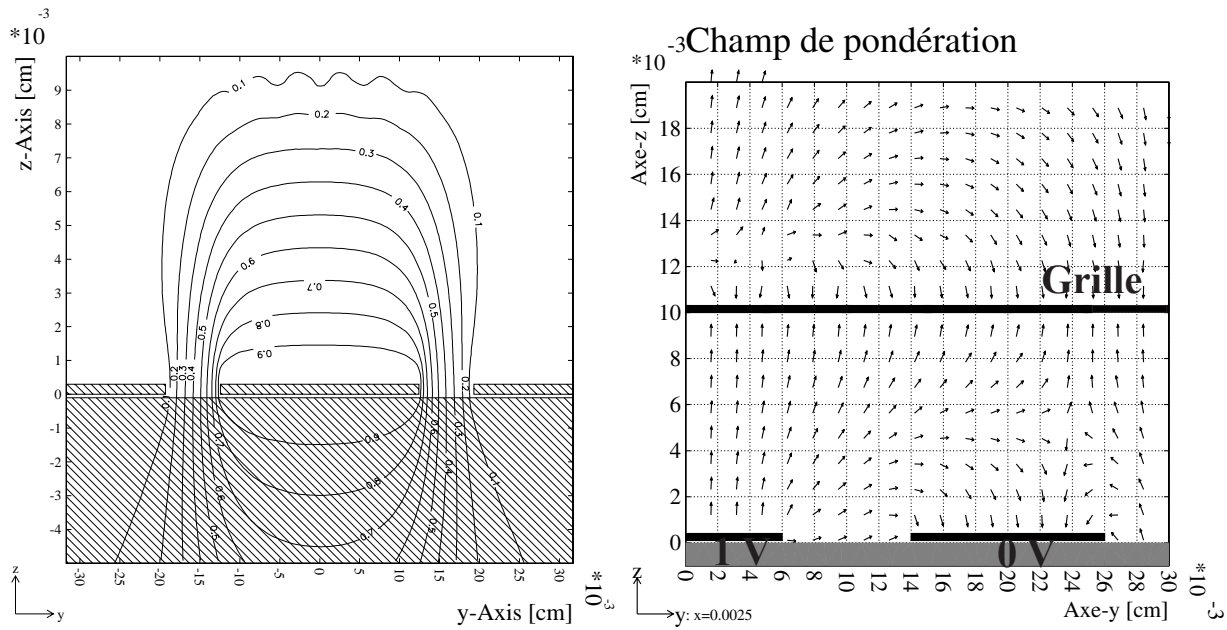


Fig. 11.5 – Lignes de potentiel V_w (à gauche) et lignes de champ de pondération E_w quand on applique 1 V sur le ruban central et 0 V sur toutes les autres électrodes.

Le potentiel normalisé $\frac{V_w}{V_1}$, ou potentiel de pondération V_w , et le champ normalisé \vec{E}_w , ou champ de pondération, sont déterminés en appliquant une tension de 1 volt sur l'électrode k et 0 volt sur toutes les autres électrodes. Le champ de pondération \vec{E}_w est exprimé en cm^{-1} et le potentiel de pondération V_w est sans dimension. Le courant induit par le mouvement d'une charge q_m sur l'électrode k est donc

$$i_k = -q_m \cdot \vec{E}_w \cdot \vec{v}$$

Connaissant la position $f(x, y, z, t)$ de la charge à chaque temps t , nous pouvons calculer le courant $i_k(t)$

$$i_k(t) = \sum_{j=1}^m q_j \vec{E}_w[f(x, y, z, t)] \cdot \vec{v}_j(t) \quad (11.7)$$

pour m ions créés lors de l'avalanche. L'équation 11.7 mesure le couplage électrostatique entre la charge en mouvement et l'électrode sensible. Un exemple de la forme du champ et du potentiel de pondération est représenté sur la figure 11.5.

La charge induite par le mouvement des charges entre l'instant t_i et t_f est

$$Q_k = \int_{t_i}^{t_f} i_k dt = \sum_{j=1}^m q_j (V_w[f(x, y, z, t_i)] - V_w[f(x, y, z, t_f)])$$

$$Q_k = \sum_{j=1}^m q_j \times (V_{w,i} - V_{w,f}) \quad (11.8)$$

où V_w est le potentiel électrique normalisé sans dimension.

Dans le cas d'un détecteur gazeux, nous avons une distribution de charge d'espace $\rho(x, y, z) = \rho_1 + \rho_2$ où ρ_1 est une distribution de charges fixes (portées par la grille) et ρ_2 une distribution de porteurs produits dans l'avalanche (électrons et ions). On peut alors montrer que la formule 11.8 reste valide [105], c'est-à-dire que l'on peut considérer les charges comme indépendantes. Cette extension de la formule 11.8 fut longtemps controversée [107]. Aujourd'hui, elle fait l'unanimité au sein de la communauté scientifique des détecteurs.

11.3.3 Procédure de calcul des courants induits : SIGNAL

Pour étudier la formation des signaux sur les pistes, j'ai développé une procédure d'intégration pas à pas en utilisant la relation 11.8. Dans le cas du détecteur Micromegas, il est nécessaire de connaître le potentiel de pondération en tous points de l'espace d'amplification afin de calculer la charge induite entre deux points. Le potentiel de pondération est calculé en appliquant 1 volt à l'électrode i et 0 à toutes les autres à l'aide de deux méthodes : la méthode de calcul par éléments finis, décrite au paragraphe 8.2.2 (page 73), et la méthode de calcul analytique, décrite au paragraphe 8.2.3.

Le calcul nécessite une cellule plus grande que celle utilisée pour le champ électrique. En effet, dans le cas du potentiel de pondération, il est impossible d'exploiter les arguments de symétrie du potentiel. C'est pourquoi nous avons effectué le calcul sur une cellule large de trois fois le pas des pistes. Nous supposons que le potentiel est nul au-delà. La cellule utilisée pour le calcul du champ de pondération par le programme MAXWELL est représentée sur la figure 11.6.

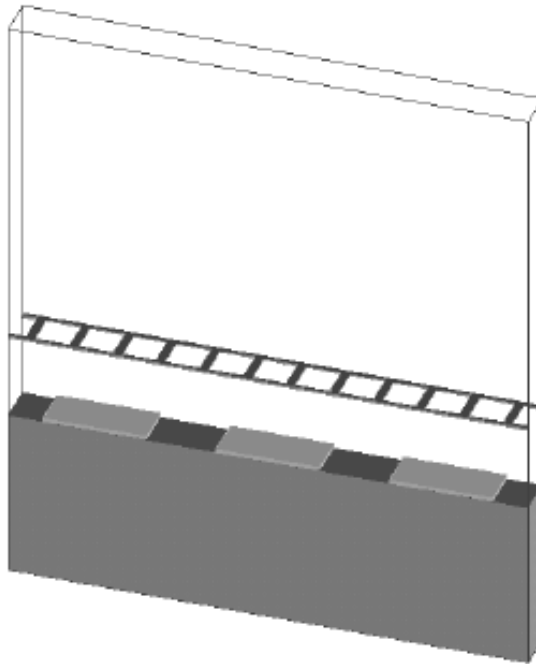


Fig. 11.6 – Schéma de la cellule dans laquelle le champ électrique de pondération est calculé par le programme MAXWELL.

Lorsque différentes configurations géométriques doivent être étudiées, il est plus rapide d'utiliser le calcul analytique du potentiel décrit dans le paragraphe 8.2.3.

Le courant induit par chaque charge est calculé pas à pas en utilisant la relation 11.8.

Chapitre 12

Simulation de l'électronique associée au détecteur

Les signaux de chaque piste sont lus par un circuit électronique qui a pour but de mettre en forme les signaux. La mise en forme introduit du bruit électronique. Dans ce chapitre, nous présentons la simulation de ces deux effets : ajout du bruit électronique et mise en forme des signaux.

12.1 Simulation du bruit électronique

Les performances obtenues avec le détecteur sont fortement affectées par le bruit électronique. Le bruit est donc simulé que l'on s'intéresse ou non à la forme des signaux. Les fluctuations de bruit sont supposées être distribuées suivant une distribution gaussienne de valeur moyenne nulle (bruit blanc). Le bruit d'un amplificateur et de sa chaîne de lecture est normalement définie en terme de charge équivalente en bruit (ENC). Pour les détecteurs, le signal est une charge exprimée en électrons et il est commode d'exprimer également le bruit par une charge équivalente au bruit. La charge équivalente en bruit est la charge qui donne à la sortie de la chaîne de mesure un signal d'amplitude égale à l'écart type du bruit électronique.

Indépendamment de son origine, une source de bruit agit différemment selon que sa position est en parallèle ou en série avec la capacité du détecteur. On distingue trois types de bruit :

- le bruit série : $ENC_{\text{série}} \propto t_m^{-\frac{1}{2}}$
- le bruit parallèle : $ENC_{\text{série}} \propto t_m^{\frac{1}{2}}$
- le bruit en $\frac{1}{f}$: $ENC_{\text{série}} \propto t_m^0$ ou f est la fréquence.

t_m est le temps de mesure qui dépend des constantes de temps de l'électronique.

12.1.1 Mesure du bruit ENC

Le bruit électronique a été mesuré en laboratoire et durant la prise de données pour les deux préamplificateurs utilisés lors des tests en faisceau : le MQS104 et le circuit Gasiplex (voir paragraphe suivant pour la description de ces circuits). La méthode utilisée pour le calcul du bruit est la suivante :

- On regarde à l'oscilloscope numérique les fluctuations de bruit électronique à la sortie de la chaîne de lecture puis on calcule l'écart type de ce bruit, noté V_{RMS} .

- On injecte une quantité de charge Q connue à l'entrée du préamplificateur puis on note le pic en tension V_{MAX} du signal de sortie.
- Le bruit ENC est $\text{ENC} = \frac{Q \times V_{\text{RMS}}}{V_{\text{max}}}$.

Les résultats obtenus sont les suivants

$$\text{ENC}_{\text{Gasiplex}} \simeq 1500 \text{ électrons}$$

$$\text{ENC}_{\text{MQS104}} \simeq 2500 \text{ électrons}$$

Cette méthode est valable quel que soit le type de bruit, série ou parallèle.

12.1.2 Ajout du bruit électronique : ADD_NOISE

Le bruit est superposé au signal en générant des charges tirées aléatoirement à partir d'une gaussienne de valeur moyenne nulle et dont l'écart type est égal au nombre d'électrons de bruit mesurés en ENC.

12.2 Simulation de la chaîne électronique

Si l'on s'intéresse à la forme des courants induits sur les pistes, une simulation de la réponse de la chaîne électronique est requise. La chaîne de lecture comprend un ensemble de fonctions électroniques (préamplification, mise en forme, filtre) permettant d'estimer au mieux la grandeur physique à mesurer.

Un détecteur gazeux est équivalent à un générateur de courant [122], la durée de l'impulsion de courant est liée au temps de transit des charges créées dans le détecteur. On peut noter que la forme de l'impulsion de courant $i_D(t)$ est indépendante de l'électronique de lecture. Pour compléter le modèle, on introduit une capacité équivalente du détecteur C_D , la résistance de contact $R_{\text{série}}$ et le courant continu de fuite I_f . L'ensemble est représenté sur la figure 12.1 de gauche. La capacité équivalente C_D de la piste i est la somme des capacités entre la piste i et les électrodes qui l'entourent. Ces capacités sont représentées sur la figure 12.1 de droite. On a donc $C_D = 2 \cdot C_{\text{pp}} + C_g + C_m$ où C_{pp} est la capacité inter-piste, C_g est la capacité entre la piste i et la grille et C_m est la capacité entre la piste et le plan de masse. Typiquement, on a $C_m \simeq 0$ (varie en fonction de l'épaisseur du substrat isolant) et $C_{\text{pp}} \simeq C_g \simeq 10$ pF. Ces capacités sont étroitement liées à la taille du détecteur (longueur des pistes du détecteur et surface de la grille). La résistance de contact $R_{\text{série}}$ est la résistance de la piste. Elle est très faible (environ 1 Ohm).

Dans le cas de Micromegas, la valeur de I_f est faible. Typiquement I_f est inférieur au nanoampère.

Le courant induit sur l'électrode est transporté à travers la piste (atténuation) vers un préamplificateur, un circuit de mise en forme puis finalement, la charge du signal est numérisée par ADC (Convertisseur Analogique Digital).

12.2.1 Ajustement de la réponse impulsionnelle

Pour simuler la chaîne électronique complète, nous devons connaître sa réponse impulsionnelle. A l'heure actuelle, la lecture du signal sur les pistes anodiques est effectuée avec deux types de préamplificateurs de charge. Le premier circuit (le Gasiplex [66]) multiplexe l'impulsion

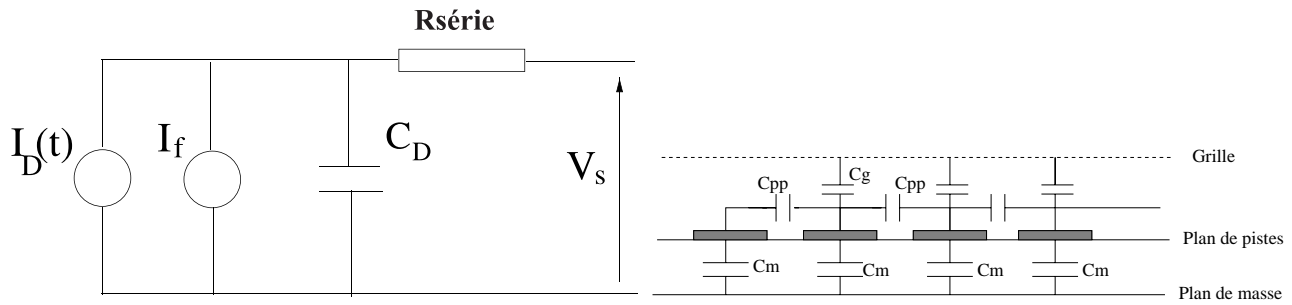


Fig. 12.1 – *Figure de gauche : schéma équivalent du détecteur Micromegas. Figure de droite : couplages capacitifs entre les pistes et les autres électrodes. La somme de ces capacités ($2 \cdot C_{pp} + C_g + C_m$) est égale à C_D .*

à la sortie du préamplificateur. Il dispose d'une constante de temps de mise en forme relativement longue, de l'ordre de 600 ns, si bien qu'il est adapté pour les faibles flux de particules. Le second circuit, le MQS104, est beaucoup plus rapide : son temps de montée est de 40 ns. Cet amplificateur de charge est utilisé pour les tests à haut taux de comptage ($\approx 10^6$ Hz/mm²).

La fonction de transfert du circuit électronique connecté au détecteur a été mesurée pour les deux préamplificateurs à l'aide d'un oscilloscope numérique. Cette réponse impulsionnelle est la convolution des fonctions de transfert du détecteur lui-même (dont le schéma électronique simplifié est représenté sur la figure 12.1) et de la chaîne de lecture. La réponse impulsionnelle détecteur équipé du circuit MQS104 est représentée sur la figure 12.2.

Nous supposons dans cette étude que la fonction de transfert ne dépend ni de la position de l'avalanche le long des pistes, ni de la forme du courant induit par le mouvement des charges.

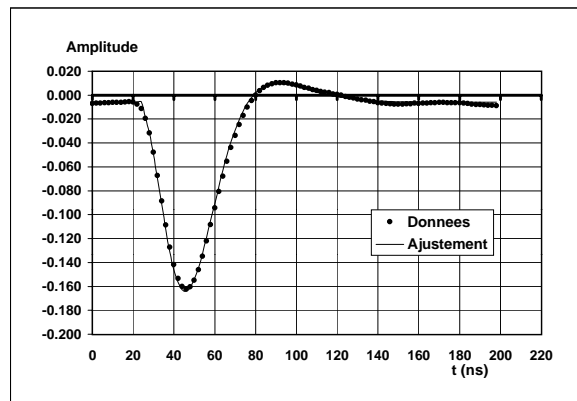


Fig. 12.2 – *Réponse impulsionnelle de l'amplificateur de charge MQS104. La courbe représente l'ajustement sur la réponse impulsionnelle.*

12.2.2 Calcul de la réponse électronique : AMPLI_ELE

Le signal de réponse à l'ionisation d'un électron en sortie de préamplificateur est le résultat de la convolution du courant $i(t)$ avec la réponse impulsionnelle $H(t)$ de la chaîne de lecture

$$s(t) = \int_0^t i(t') H(t - t') dt'$$

$i(t)$ étant calculé à l'aide de la procédure SIGNAL.

La fonction de réponse $S(t)$ produit par chaque charge de l'espace d'amplification est

$$S(t) = \sum_{\text{électron}} s_{\text{électron}}(t) + \sum_{\text{ion}} s_{\text{ion}}(t)$$

Troisième partie

Performances de Micromegas en faisceau de particules

Introduction de la troisième partie

Neuf tests de prototypes Micromegas en faisceaux de particules ont eu lieu auprès de l'accélérateur PS (*Proton Synchrotron*) du CERN. Ces tests se sont échelonnés sur trois années, entre 1997 et 2000. Par prototype, on entend un détecteur Micromegas de 15×15 cm² de surface et dont les caractéristiques (pas des pistes, épaisseur de l'espace de dérive) ont été modifiées à chaque test afin de mesurer les performances de Micromegas selon différentes configurations.

Dans cette partie, nous décrivons l'analyse d'une prise de données parmi les neuf dans laquelle je me suis plus particulièrement investi. Ce test, réalisé sur un faisceau de pions de 15 GeV/c, a permis de mesurer la résolution spatiale du détecteur et la déflexion des électrons de dérive en présence d'un champ magnétique. En effet, dans un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique, les électrons de dérive, soumis à la force magnétique, sont déviés par rapport au champ électrique \vec{E} , d'un angle $\theta_L(\vec{B})$ appelé angle de Lorentz. Ce phénomène détériore la résolution spatiale du détecteur Micromegas.

Après avoir présenté le dispositif du test et détaillé le système de prise de données, nous exposerons les procédures de sélection et d'analyse des données expérimentales. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus après traitement des données, à savoir :

- résolution spatiale des détecteurs avec et sans champ magnétique
- résolution spatiale pour des traces inclinées
- angle de Lorentz.

Nous montrerons enfin qu'une compensation de l'effet du champ magnétique sur la résolution spatiale peut être obtenue par inclinaison du détecteur d'un angle égal à l'angle de Lorentz.

Chapitre 13

Description de l'expérience

13.1 Faisceau de test au CERN

Les tests en faisceau et en champ magnétique se sont déroulés sur une période de deux semaines en septembre 1997. Des physiciens appartenant au projet d'expérience *TOSCA* [62] ont installé dans un faisceau de pions de 15 GeV/c au PS du CERN un ensemble de détecteurs de traces : émulsions, silicium, MWPC, *Honeycomb* (chambre à nid d'abeille) et Micromegas dans le but d'étudier et de concevoir un trajectographe très précis pour la recherche d'oscillations de neutrinos [63].

Le *Proton Synchrotron* (PS) accélère des protons dont sont extraits des faisceaux secondaires de pions. L'impulsion de ces particules est sélectionnée grâce à de nombreux aimants et collimateurs. Les pions sont ensuite collimés puis dirigés vers le banc de test. L'interaction des pions dans le bloc d'émulsions, situé en amont des détecteurs de trace, simule une interaction de neutrinos. Pour étudier les performances individuelles des détecteurs, le bloc d'émulsion pouvait être retiré du dispositif expérimental. C'est dans cette condition que nous avons travaillé et analysé les données.

Ce dispositif expérimental (voir figure 13.1) comprend un aimant pouvant créer un champ magnétique allant jusqu'à un tesla.

Nous avons installé dans cet aimant un doublet constitué de deux chambres Micromegas accolées dos à dos. Le dispositif expérimental est constitué de trois éléments principaux : le système de déclenchement, le télescope formé de plusieurs types de détecteurs (MWPC, *Honeycomb*, silicium à micro-pistes) et enfin les prototypes Micromegas étudiés. Le télescope nous permet de reconstruire la position des trajectoires de particules. La position extrapolée au niveau de Micromegas sert alors de référence pour évaluer la résolution spatiale de notre chambre et l'angle de Lorentz.

13.2 Le télescope

Afin d'étudier un détecteur, il est nécessaire de connaître le point d'impact des particules qui le traversent. Pour cela, la trajectoire des particules est reconstruite à l'aide des autres détecteurs, appelés détecteurs de référence, et est ensuite projetée sur le plan correspondant au détecteur à étudier. En amont de Micromegas se trouvent quatre plans de détecteur silicium à micro-pistes. Des MWPCs et des chambres *Honeycomb* sont situées en aval. Des chambres à fils sont situées en amont. Dans cette analyse, MWPCs, *Honeycomb* et chambre à fils ont seulement

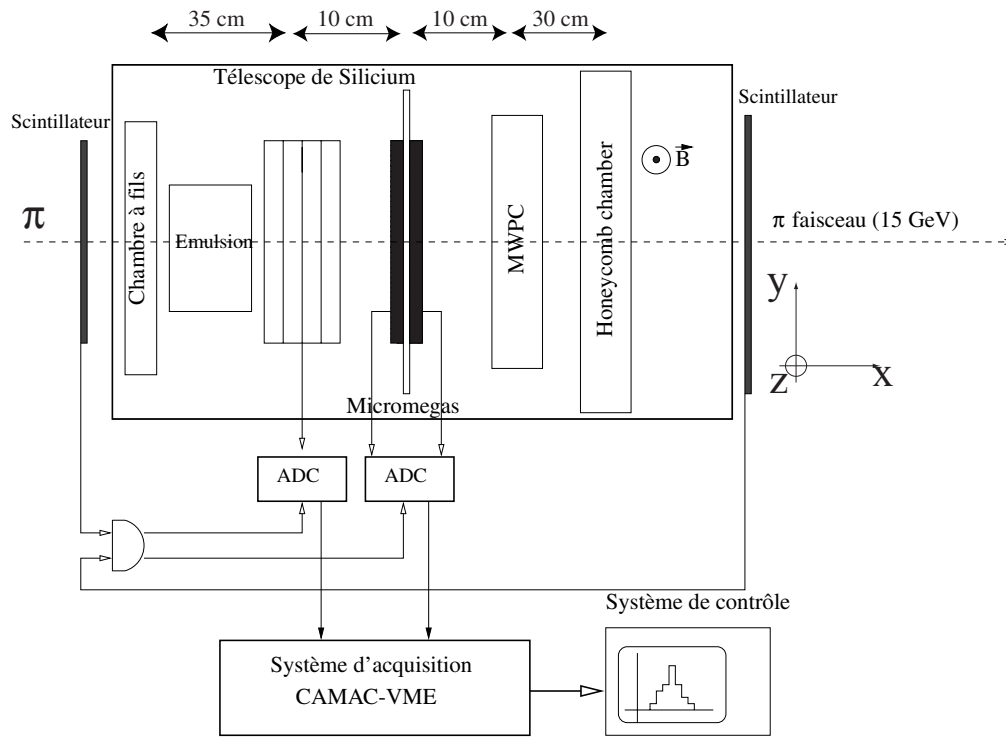


Fig. 13.1 – Dispositif expérimental. Les positions des plans de détecteur suivant l'axe du faisceau sont données dans le tableau 14.1

été utilisées pour signer le passage d'une particule. Elles permettent de réduire le nombre de fausses traces (ou traces fantômes). L'équation de la trajectoire est alors calculée en utilisant seulement les plans de détecteurs silicium dont la précision spatiale est bien meilleure que celle des autres détecteurs.

13.2.1 Les plans de détecteurs silicium à micro-pistes

Les plans de silicium sont les seuls éléments du système de trajectographie externe utilisés pour la reconstruction dans cette analyse. Ils sont situés à environ dix centimètres en amont des prototypes Micromegas à étudier. Le principe de fonctionnement des détecteurs silicium a été détaillé dans le paragraphe 4.1 de la partie I (page 17).

Afin de déterminer le point d'impact de la particule au niveau de Micromegas avec une bonne précision, il importe de bien comprendre le fonctionnement du détecteur silicium ainsi que sa structure mécanique. Ce travail nous sera utile pour aligner les plans de détecteurs silicium.

La structure mécanique

Le détecteur micro-pistes silicium est constitué de deux plans, chaque plan, d'une épaisseur de $2 \times 300 \mu\text{m}$, mesure les coordonnées X et Y. La figure 13.2 présente une vue en coupe et en trois dimensions du détecteur. Les pistes sont disposées au pas de $25 \mu\text{m}$. Afin de réduire le nombre de voies d'électronique, deux pistes contiguës sont connectées sur une même voie du préamplificateur. La charge créée par la particule est répartie sur plusieurs pistes voisines par

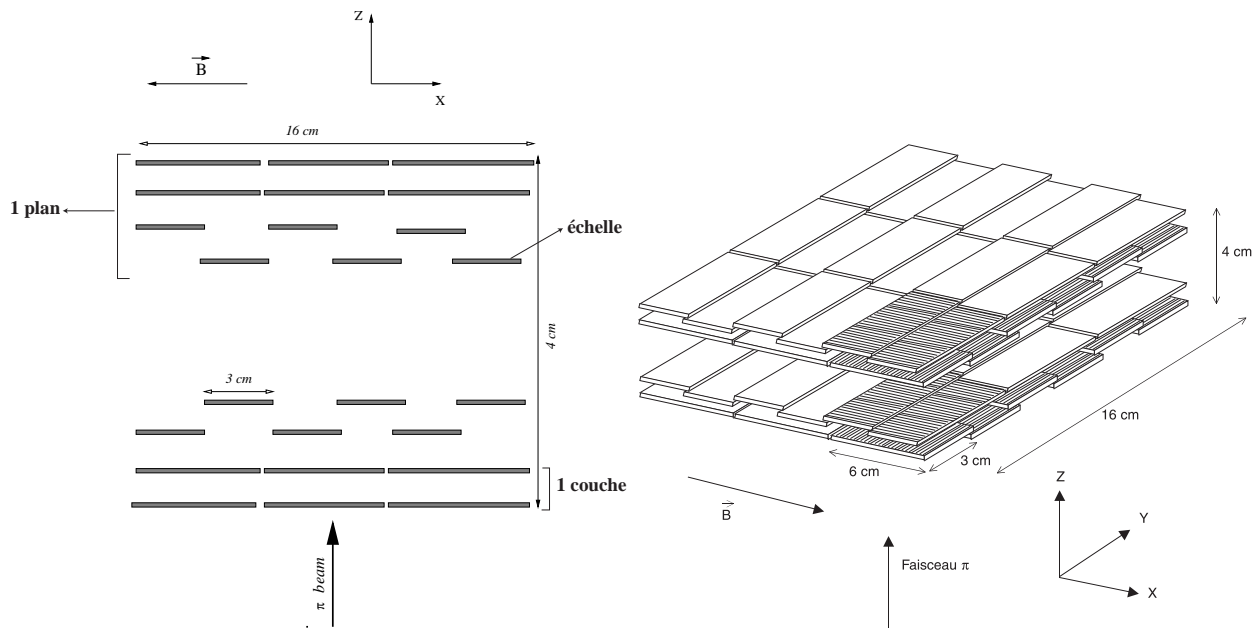


Fig. 13.2 – Vue en coupe et en trois dimensions des plans de détecteurs silicium.

couplage capacitif. Un plan est constitué de deux couches de détecteurs. La première couche possède des pistes dans la direction perpendiculaire au champ magnétique (mesure de la coordonnée y), tandis que les pistes de la seconde couche sont parallèles au champ magnétique (mesure de la coordonnée x). Les deux couches sont maintenues très près l'une de l'autre afin de minimiser les erreurs dues à la diffusion multiple.

Chaque couche est constituée de six modules appelés échelle. Une échelle est elle-même constituée de trois détecteurs individuels, de $6 \times 3 \text{ cm}^2$ de surface. Elle est collée sur un film très fin de Kapton qui isole les détecteurs d'un plan commun en fibre de carbone. Les détecteurs sont ensuite reliés électriquement. L'électronique de lecture est connectée en bout d'échelle. Six de ces échelles forment une couche de détecteur. Les échelles se superposent entre elles afin de ne pas laisser de zones mortes.

Ainsi assemblée, la surface active d'une couche est de $16 \times 16 \text{ cm}^2$. La seconde couche est fixée sur la même structure, excepté que les modules pointent dans une direction perpendiculaire à la première.

La figure 13.3 illustre l'assemblage des échelles.

Electronique de lecture

Le grand nombre de pistes (15408 pistes) ne permet pas d'utiliser une voie d'ADC (*Analog Digital Converter*) pour chaque piste. Aussi le signal est-il multiplexé avant d'être numérisé. Le circuit, composé de 128 préamplificateurs de charge, fonctionne suivant le même principe que l'électronique Gasiplex qui sera décrite au paragraphe 13.3.

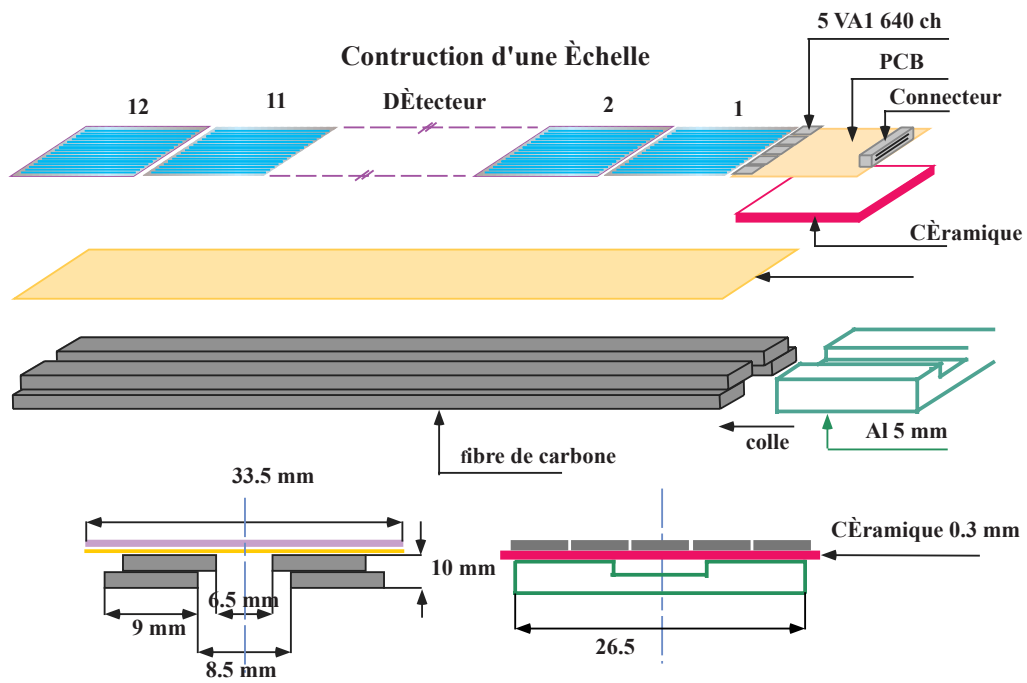


Fig. 13.3 – Schéma d'un module du détecteur silicium.

13.3 Le détecteur Micromegas

Les deux détecteurs Micromegas ont été placés dans un aimant où le champ magnétique peut atteindre 1 T. Ils sont montés dos à dos sur un support commun en cuivre. Le dispositif expérimental comporte un axe de rotation vertical pour modifier l'angle d'inclinaison de la chambre par rapport au faisceau. La figure 13.4 montre le montage expérimental du doublet de chambres Micromegas.

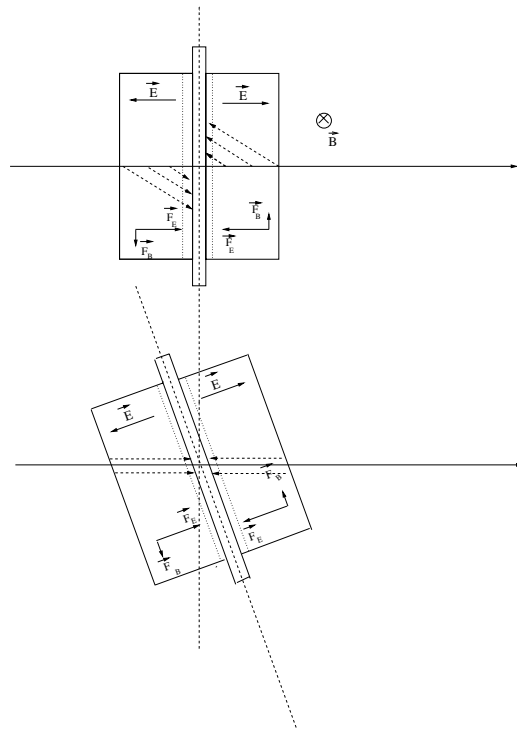


Fig. 13.4 – Géométrie du montage expérimental formé de deux détecteurs Micromegas dans un champ magnétique. L'effet et la mesure de l'angle de Lorentz sont expliqués plus bas. Sur la figure du bas les chambres sont inclinées pour compenser la force magnétique.

Les caractéristiques géométriques des deux détecteurs sont présentées dans le tableau 13.1. Le pas des pistes était de $317.5 \mu\text{m}$ et l'épaisseur de l'espace d'amplification de $100 \mu\text{m}$. Les chambres sont disposées de telle sorte que le vecteur champ électrique soit normal au vecteur champ magnétique, avec les pistes parallèles à ce dernier vecteur. La figure 13.4 représente la disposition des chambres par rapport au champ magnétique.

Le tableau 13.2 résume les tensions nominales appliquées sur les chambres Micromegas et le mélange gazeux utilisé.

Le système de gaz de Micromegas

Le système de gaz permet d'alimenter les chambres en maintenant un gradient de pression constant entre plusieurs volumes successifs. Les gaz sont contenus dans des bouteilles sous haute pression et l'on obtient le mélange à l'aide de débitmètre massique. L'alimentation, fonctionnant en gaz perdu, s'établit facilement grâce à un système de bulleurs. La hauteur du bain liquide dans lequel plongent les tuyaux de retour permet d'ajuster la pression dans les chambres. Des tuyaux de mesure contrôlent en permanence la pression des chambres.

	Micromegas 1	Micromegas 2
Épaisseur de l'espace dérive [mm]	2.7	2.7
Épaisseur de l'espace d'amplification [μm]	100.0	100.0
Épaisseur du plan d'isolant [mm]	1.5	0.4
Surface de la chambre [mm^2]	15×15	15×15
Largeur des pistes (anodes) [μm]	280.0	280.0
Pas des pistes [μm]	317.5	317.5

TAB. 13.1 – Paramètres géométriques du doublet de chambres Micromegas.

	Micromegas 1	Micromegas 2
Pourcentage d'argon [%]	90	90
Pourcentage d'isobutane [%]	10	10
Champ électrique dans l'espace de dérive [kV/cm]	2	2
Champ électrique dans l'espace d'amplification [kV/cm]	47	46

TAB. 13.2 – Mélanges gazeux et tensions nominales appliquées sur le doublet de chambres Micromegas.

La chaîne d'amplification des détecteurs Micromegas

Prenant en compte l'avantage d'un faible flux de particules, la chaîne de lecture utilise un multiplexage analogique des charges détectées par les pistes. En simplifiant, trois étages composent une voie d'électronique : un circuit intégrateur qui amplifie la charge, un circuit RC-CR de mise en forme du signal suivi d'un multiplexeur analogique. Le module électronique choisi pour réaliser ces trois fonctions est une électronique Gasiplex [66], comportant 16 voies d'entrée. Les caractéristiques de cet amplificateur sont décrites dans le tableau 13.3.

La chaîne de multiplexage Gasiplex fonctionne dans un mode dit de TRACK and HOLD : le signal HOLD généré par le signal de déclenchement est distribué sur toutes les voies pour stocker la charge amplifiée dans des capacités au temps où le signal atteint son maximum (temps de montée). Ce temps a été ajusté à 600 ns par rapport au signal de déclenchement physique. Une fois le signal amplifié puis stocké dans des capacités, le multiplexage analogique est activé en déclenchant un train d'horloge de fréquence 1 MHz. Cette horloge, générée par un module externe (VME-V551) est envoyée en parallèle dans le circuit Gasiplex et dans le module de digitalisation de la tension (ADC). Le nombre d'impulsions délivrées par ce module est ajustable en fonction du nombre de voies à lire en série. Le principe de fonctionnement de l'électronique Gasiplex est représenté sur la figure 13.5.

	Gasiplex
Bruit électronique r.m.s. à 600 ns de temps de montée	$630 e^- + 16 e^-/\text{pF}$
Temps de montée	600 ns
Gain	12 mV/fC
Fréquence de multiplexage	1 MHz

TAB. 13.3 – Caractéristiques de la chaîne de préamplification.

L'électronique Gasiplex est protégée contre les décharges dans le détecteur provoquées par des particules très ionisantes. La protection consiste à monter en série des diodes et des résistances entre les pistes et les voies de l'électronique Gasiplex. Celles-ci sont soudées sur un film de Kapton.

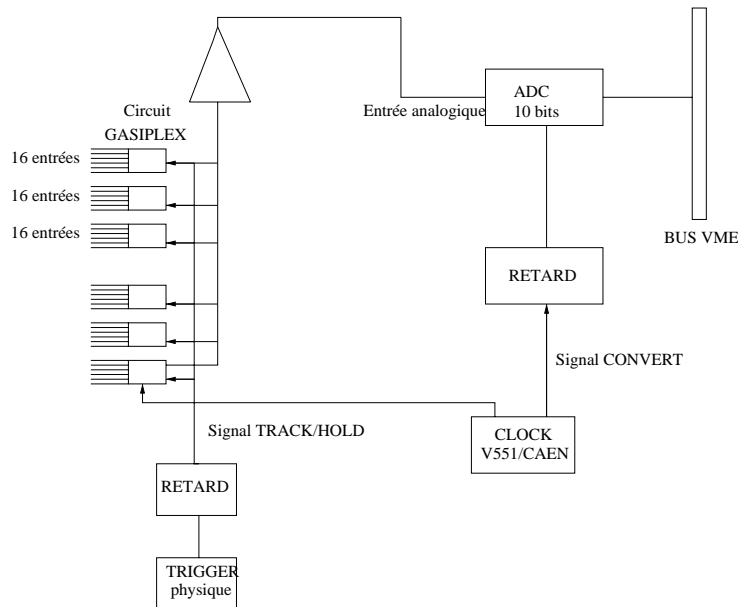


Fig. 13.5 – Principe de fonctionnement de l'électronique Gasiplex.

13.4 Quantité de matière traversée par le faisceau de particules

Le tableau 13.4 indique la quantité de matière de chaque constituant, pour chaque détecteur et pour l'ensemble du montage.

L'épaisseur de la chambre 1 (époxy de 1.6 mm) est de 0.88% de X_0 et celle de la chambre 2 (0.4 mm) est de 0.26% de X_0 . L'épaisseur d'un plan de détecteur silicium est de 0.9% de X_0 .

13.5 L'électronique d'acquisition

L'acquisition est réalisée à partir d'un processeur RISC logé dans un châssis VME. Ce processeur est relié à une station de travail IBM/RS6000 par *Ethernet*. Les paramètres des modules VME sont directement programmables à partir d'un programme d'acquisition écrit en C++. Le système de lecture du silicium représente 15408 voies analogiques. Pour Micromegas le nombre de voies à lire est de 384×2 . Nous avons écrit un programme d'analyse en ligne qui permet de suivre l'évolution du bruit des détecteurs pendant la prise de données à partir de la largeur des piédestaux.

<i>Détecteur</i>	<i>Type</i>	<i>Épaisseur</i> [mm]	<i>Matériau</i>	<i>Longueur de</i> <i>radiation</i> [cm]	$\frac{X}{X_0} \times 10^{-3}$
Chambre faisceau	Parois	2×0.05	Mylar	28.7	0.35
	Gaz	10	argon-isobutane	22509	0.06
Silicium	Silicium	0.350×4	Silicium	9.36	14.96
	Support	1×4	Carbone	18.8	21.28
Micromegas	Fenêtre	0.02×2	Mylar	28.7	0.14
	Gaz	3×2	argon	10983	0.054
	Grille	0.003×2	Nickel	1.44	0.04
	Pistes	0.007×2	Cuivre	1.43	0.76
	Support	0.007	Cuivre	1.43	0.49
Micromegas 1	Support	1.6	Epoxy	19.4	8.25
Micromegas 2	Support	0.4	Epoxy	19.4	2.06
<i>Total chambre faisceau</i>					0.41
<i>Total Silicium</i>					36.24
<i>Total Micromegas</i>					11.8
<i>Total</i>					48.45

TAB. 13.4 – Quantités de matière traversée par le faisceau indépendamment des couches d'air entre les différents détecteurs.

13.5.1 Le séquenceur et les modules ADC

L'électronique de lecture du silicium a été adaptée à l'électronique Gasiplex du détecteur Micromegas. C'est pourquoi ces deux détecteurs utilisent les mêmes modules de lecture : un séquenceur (V551/CAEN) et un ADC 10 bits (V550/CAEN). Ces deux modules sont contrôlés à travers un bus VME. Les signaux de chaque piste sont lus par l'ADC, et le signal de synchronisation est délivré par le séquenceur. Après le passage d'une particule, un signal HOLD est généré par le séquenceur puis envoyé aux circuits électroniques de multiplexage. Après un certain délai le séquenceur libère un train d'horloge pour déclencher le multiplexage des charges de chaque piste. Ce même train d'horloge est envoyé à l'ADC.

Le retard entre le signal de déclenchement physique et le signal HOLD est un paramètre important que j'ai dû ajuster :

- pour le silicium qui utilise un préamplificateur de charge très long (avec un temps de montée de $3 \mu\text{s}$), ce temps a été réglé à $3 \mu\text{s}$
- Micromegas utilise un préamplificateur dont le signal monte en 600 ns c'est pourquoi j'ai ajusté ce délai à 600 ns.

13.5.2 Le signal de déclenchement et la lecture des données

Trois compteurs à scintillations sont posés perpendiculairement au faisceau. L'un se trouve en amont des chambres à tester et les deux autres sont placés en aval. Un circuit de coïncidence vérifie si les trois scintillateurs ont enregistré le passage de la particule en un même temps. Si tel est le cas, ce circuit génère un signal de déclenchement. Quand un tel signal se présente, un veto empêche le déclenchement du système d'acquisition des données durant le cycle de lecture de l'événement.

Pour le silicium, 128 pistes sont connectées sur un seul circuit intégré (préamplificateur) et 10 de ces circuits sont lus sur une simple voie d'ADC. Chaque voie d'ADC prend environ 1.3 ms pour numériser ces données. Pour Micromegas, une seule voie d'ADC permet de lire un détecteur en entier, soit 384 pistes qui correspondent à 8 modules Gasiplex. Le temps de lecture total est largement dominé par le temps de lecture du silicium. Le transfert des données est réalisé par un processeur central. Ce transfert nécessite 10 ms. Ce système d'acquisition nous permet de lire environ 40 événements par déversement de faisceau, c'est-à-dire toutes les 9 secondes. Entre chaque déversement, des données de calibration sont enregistrées

13.6 Programme expérimental

L'objectif de ces tests était d'évaluer la réponse du détecteur dans différentes conditions expérimentales. Les différents paramètres que nous pouvions modifier étaient l'inclinaison du détecteur par rapport au faisceau et l'intensité du champ magnétique. Nous avons ainsi mesuré :

- la résolution spatiale en fonction de l'angle d'incidence ($\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 15^\circ$, où α est l'angle d'incidence)
- la résolution spatiale en fonction du champ magnétique ($B=0$ T, 0.3 T, 0.7 T, 1 T)
- L'angle de Lorentz en fonction du champ magnétique ($B=0$ T, 0.3 T, 0.7 T, 1 T).

Chapitre 14

Analyse des données

Les étapes de l'analyse sont les suivantes :

1. lecture des données brutes
2. mesure de la position des particules dans les détecteurs de référence
3. mesure de la position des particules dans les détecteurs Micromegas
4. reconstruction des trajectoires à partir des détecteurs de référence
5. extrapolation des trajectoires sur les détecteurs Micromegas

Le point 1 consiste en une simple extraction des données à l'aide d'un logiciel spécialement développé pour cette prise de données [38]. Nous développons les autres points dans les paragraphes qui suivent. En ce qui concerne l'analyse des données des détecteurs de référence, nous ne présentons que le cas des plans de détecteur silicium, analyse à laquelle j'ai fortement contribué au sein du groupe. Seuls ces détecteurs sont utilisés dans notre analyse. D'autres physiciens se sont attachés à analyser les données des chambres *Honeycomb* et des MWPCs.

14.1 Analyse des données des détecteurs silicium

Les trajectoires des particules sont reconstruites à l'aide des détecteurs de référence et sont ensuite projetées sur le plan correspondant au détecteur testé. Afin de connaître le point d'impact des particules qui traversent Micromegas avec une bonne précision, il importe de bien maîtriser les détecteurs de référence. C'est pourquoi j'ai choisi de m'investir dans l'analyse de leurs données.

Pour réaliser mon analyse, j'ai écrit un programme en m'appuyant sur les logiciels de reconstruction existant dans le cadre de la collaboration NOMAD-STAR [123, 124]. Les étapes de l'analyse des données silicium sont les suivantes :

- lecture des données brutes
- calcul des bruits électroniques et des piédestaux pour chaque piste
- recherche des pistes touchées et construction d'amas de charge
- calcul de la position des amas
- alignement relatif des plans de silicium.

Le premier point consiste en une simple extraction des données. Dans ce paragraphe, nous détaillons successivement les quatre derniers points.

14.1.1 Calcul des piédestaux et du bruit

Avant de pouvoir extraire le signal mesuré sur les pistes, il est nécessaire de calculer le piédestal et le bruit électronique de chaque piste. Le piédestal correspond à la moyenne du nombre de coups d'ADC mesurée sur chaque piste en l'absence de signal. Le bruit électronique représente les fluctuations de charge autour de la valeur moyenne du piédestal. Il est égal à la racine carrée de la variance de la distribution de charge du piédestal. Mesuré en canaux d'ADC, il est ensuite converti en nombre d'électrons. Ces deux quantités sont calculées sur un échantillon de 2000 événements.

Pour calculer piédestaux et bruit, il est préférable d'utiliser les données prises en l'absence de faisceau. Toutefois, ces valeurs peuvent varier en fonction du temps et il est souvent nécessaire de recalculer les piédestaux et le bruit en cours de prises de données. Nous utilisons donc les données acquises entre deux déversements de faisceau. Cette méthode de suivi en continu des piédestaux et du bruit électronique demande beaucoup de temps de calcul mais a l'avantage d'être précise et performante.

Les piédestaux sont ensuite soustraits aux données pour chaque piste. Nous pouvons améliorer le rapport signal sur bruit des détecteurs en soustrayant également un bruit dit de mode commun. La méthode de soustraction du bruit commun est expliquée ultérieurement dans le paragraphe 14.2.1 qui traite l'analyse des données de Micromegas.

Après soustraction du bruit de mode commun, la valeur du bruit, convertie en nombre d'électrons est de l'ordre de 1000. Cette valeur fluctue au cours du temps. Les fluctuations atteignent 20%.

14.1.2 Extraction du signal : l'algorithme de recherche des amas

Une fois piédestaux soustraits et bruits calculés, les pistes qui ont mesuré un signal issu du passage d'une particule doivent être identifiées. Un signal se traduit par une charge détectée sur des pistes contiguës au-dessus d'un seuil qui dépend du bruit électronique de la (des) piste(s) concernée(s). Un amas est défini comme un groupe de pistes contiguës ayant détectées un signal au-dessus d'un certain seuil. La recherche des amas s'effectue à l'aide des données soustraites du piédestal et du bruit commun. Un amas doit avoir la plus grande chance possible d'être attribué au passage d'une particule. Il s'agit donc d'optimiser le seuil du bruit électronique de telle sorte que la probabilité qu'un amas corresponde à une fluctuation de bruit soit très faible, tout en gardant une bonne efficacité sur le signal.

Dans un premier temps, il est demandé que le rapport signal sur bruit ($\frac{S}{B}$) recueilli sur une piste soit supérieur à un seuil fixé à 8 ($\frac{S}{B} > 8$). Les pistes voisines sont ajoutées à l'amas si leur rapport signal sur bruit est supérieur à 5 ($\frac{S}{B} > 5$). La première coupure est déterminée en représentant l'efficacité de recherche de particules ainsi que le pourcentage de traces fantômes en fonction de la coupure sur le rapport signal sur bruit (voir figure 14.1). Une trace fantôme est définie comme un amas qui passe la coupure imposée mais qui n'est pas associée à une trace réelle (dû à une fluctuation du bruit par exemple). L'efficacité de recherche de particules décroît quand la coupure imposée sur la charge augmente. D'un autre côté, le pourcentage de traces fantômes diminue à mesure que le seuil augmente. Pour une coupure de $\frac{S}{B} > 8$ sur le rapport signal sur bruit de la piste centrale, une efficacité de 97.5% est obtenue avec un nombre de traces fantôme réduit à 4%.

Les pistes de part et d'autre de la piste centrale sont ajoutées à l'amas tant que leur rapport signal sur bruit est supérieur à 5. Quand la recherche d'une piste voisine échoue, d'un côté puis

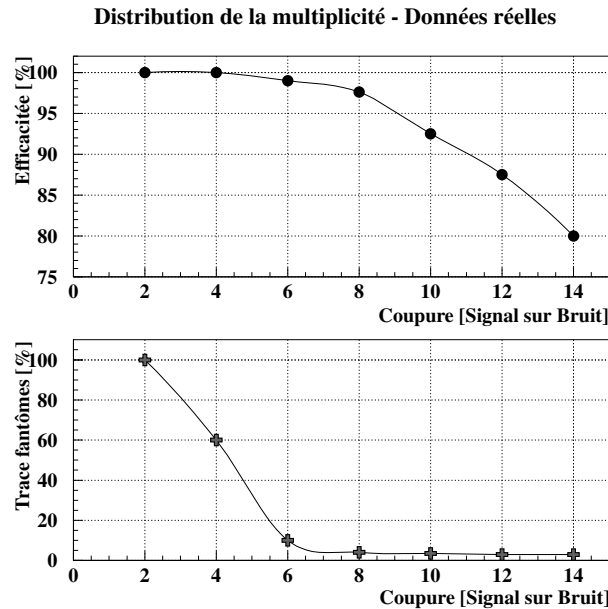


Fig. 14.1 – *Efficacité et pourcentage de traces fantôme d'un plan de détecteur silicium en fonction du rapport signal sur bruit sur la piste centrale de l'amas. 100% signifie que l'on sélectionne autant de traces fantômes que de bonnes traces.*

de l'autre, la position de l'amas est calculée en prenant la moyenne des positions des pistes touchées pondérée du rapport signal sur bruit associé à ces pistes. On autorise trois pistes au maximum de chaque côté de l'amas central. Lorsque des pistes entre deux maximums peuvent être attribuées à deux amas, un algorithme de partage de charge entre les deux amas est appelé. Cet algorithme suppose une répartition gaussienne de la charge autour du maximum. Les centres de gravité calculés (c'est-à-dire la position de passage de la particule) sont ensuite stockés dans une banque de données.

Une quantité intéressante est la distribution du nombre de pistes par événement ayant franchi la (ou les) coupure(s). Cette distribution est représentée sur la figure 14.2 de gauche : notre algorithme de recherche des amas a tendance à associer en moyenne une piste de part et d'autre de la piste centrale (trois pistes touchées en moyenne).

14.1.3 Distribution de la perte d'énergie

La mesure de la somme des amplitudes des groupes de pistes sélectionnées permet d'étudier la distribution de la perte d'énergie des particules. La valeur la plus probable de la distribution de perte d'énergie nous permet d'extraire le rapport signal sur bruit. Il est obtenu en divisant le pic de la distribution par le bruit électronique de la piste centrale de l'amas. Rigoureusement, il faudrait diviser le signal (c'est-à-dire le pic de la distribution de charge) par la somme quadratique des bruits électroniques des pistes touchées. Cependant, cette approche présente le défaut de séparer les valeurs de signal sur bruit en plusieurs catégories en fonction du nombre de pistes touchées. Le rapport signal sur bruit est alors traditionnellement évalué en divisant le signal par le bruit de la piste centrale uniquement. Cette approche entraîne une surestimation du rapport signal sur bruit.

La figure 14.2 de droite représente la distribution de charge mesurée sur les pistes utilisées

dans la recherche d'amas. Cette courbe est caractéristique d'une distribution de Landau convoluée avec les fluctuations de bruit électronique. Le rapport signal sur bruit est estimé pour les quatre plans de détecteur silicium et varie entre 35 et 70.

Le plateau observé sur le *zoom* de la figure 14.2 de droite entre 10 et 30 canaux d'ADC s'explique par les différentes coupures sur le rapport signal sur bruit appliquées entre la piste centrale de l'amas et les pistes voisines.

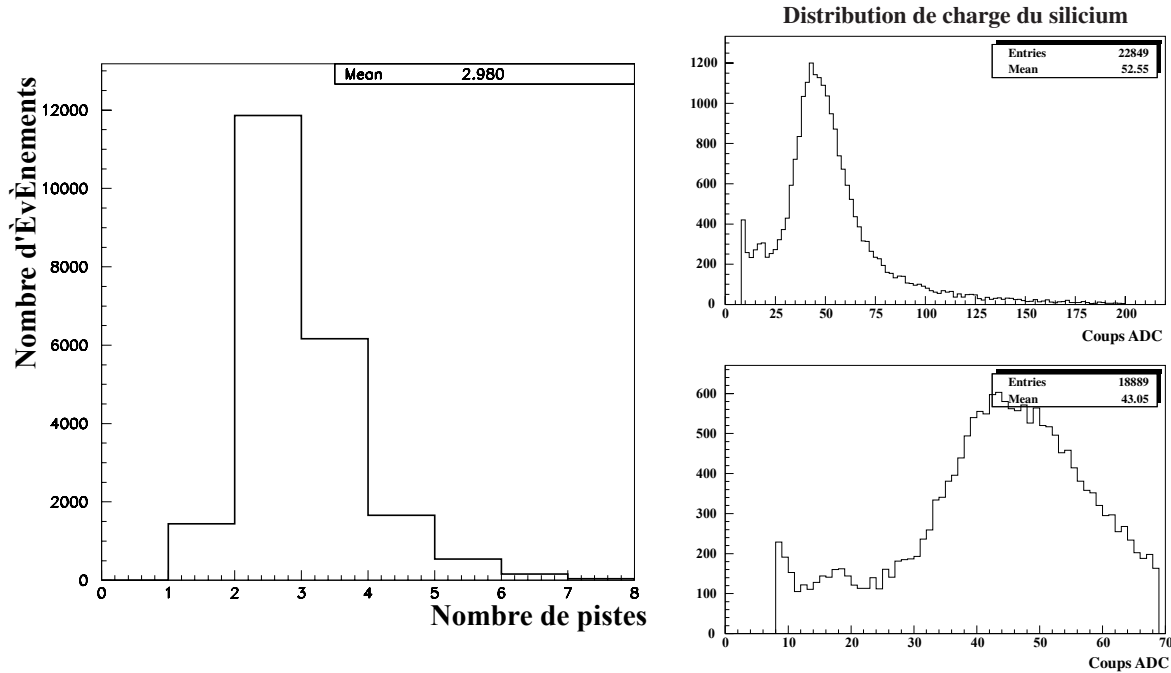


Fig. 14.2 – A gauche : distribution du nombre de pistes touchées par amas. A droite : distribution de la perte d'énergie des particules dans un plan de détecteur silicium.

14.1.4 La procédure d'alignement du silicium

Pour le moment, nous avons supposé que les plans du détecteur silicium possèdent une géométrie idéale, c'est-à-dire que les pistes sont toutes alignées et coplanaires. Les données sont désormais utilisées pour déterminer les constantes d'alignement de notre télescope. Rappelons qu'un plan du détecteur silicium est constitué de plusieurs échelles. L'alignement est donc réalisé échelle par échelle puisqu'il s'agit d'entités mécaniques différentes. Les plans du détecteur silicium sont disposés dans le plan (x, y) . Le faisceau de particules est suivant l'axe z .

L'effet du mauvais alignement des plans de silicium est illustré sur la figure 14.3 qui représente la corrélation entre $(x_{\text{si}3} - x_{\text{si}2})$ et $x_{\text{si}2}$. En séparant les particules qui ont touché l'échelle 3 de celles qui ont touché l'échelle 4, une pente différente est ajustée. Ceci prouve la nécessité d'un alignement du détecteur par échelle.

Le plan si4 du détecteur silicium (resp. si3) est aligné en minimisant la largeur de la distribution de la différence $y_{\text{si}1} - y_{\text{si}4}$ (resp. $x_{\text{si}2} - x_{\text{si}3}$).

Dans un premier temps, nous varions la position du plan si4 (resp. si3) pour rendre les deux plans si1 et si4 coplanaires. Pour cela, nous représentons $y_{\text{si}1} - y_{\text{si}4}$ (resp. $x_{\text{si}2} - x_{\text{si}3}$) en fonction de $y_{\text{si}1}$ (resp. $x_{\text{si}2}$). On corrige ensuite la position $y_{\text{si}4}$ (resp. $x_{\text{si}3}$) du silicium de telle sorte que

la différence $y_{\text{si}1} - y_{\text{si}4}$ (resp. $x_{\text{si}2} - x_{\text{si}3}$) soit indépendante de $y_{\text{si}1}$ (resp. $x_{\text{si}2}$) et centrée sur zéro. Cette correction minimise la largeur de la distribution $y_{\text{si}1} - y_{\text{si}4}$, comme l'illustre la figure 14.4.

Le même travail est effectué afin de rendre les pistes des plans de détecteur silicium parallèles. Pour cela, nous représentons $y_{\text{si}1} - y_{\text{si}4}$ (resp. $x_{\text{si}2} - x_{\text{si}3}$) en fonction de $x_{\text{si}2}$ (resp. $y_{\text{si}1}$) et nous corrigeons la position mesurée $y_{\text{si}4}$ (resp. $x_{\text{si}2}$) pour minimiser l'écart $y_{\text{si}1} - y_{\text{si}4}$ (resp. $x_{\text{si}2} - x_{\text{si}3}$).

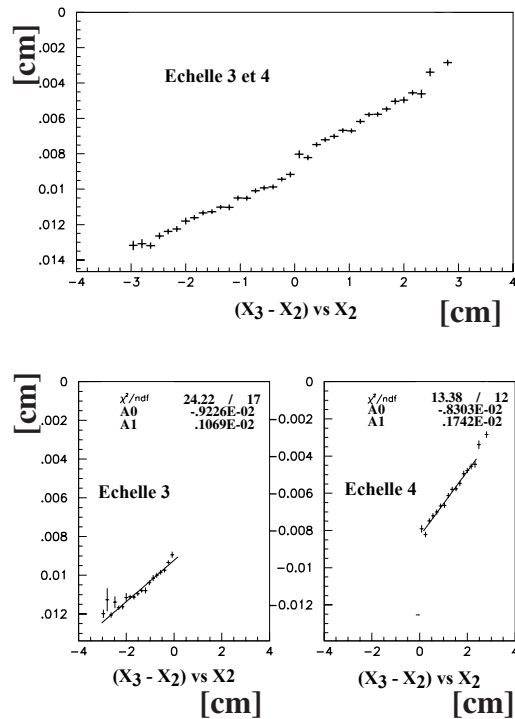


Fig. 14.3 – Corrélation entre $(x_{\text{si}3} - x_{\text{si}2})$ et $x_{\text{si}2}$ pour les amas dans les échelles 3 et 4 (en haut), dans l'échelle 3 (en bas à gauche) et dans l'échelle 4 (en bas à droite). Les pentes, calculées en ajustant une droite, sont différentes pour l'échelle 3 et pour l'échelle 4.

Pour le positionnement en z , nous prenons les valeurs qui ont été mesurées sur place par les géomètres.

14.1.5 La résolution spatiale du silicium

Afin de connaître la précision de notre télescope, il est important de mesurer la résolution spatiale des plans du détecteur micro-pistes silicium. En ne disposant que deux points de mesure en x et deux points en y , il est impossible d'utiliser la méthode de minimisation d'un χ^2 . Une possibilité est d'exploiter la zone de recouvrement qui existe entre deux échelles et qui est représentée sur la figure 14.5 de gauche. Cette zone, prévue pour éviter les zones mortes, est large de 26 pistes. Le profil du faisceau, représenté sur la figure 14.5 de droite illustre la zone de recouvrement. Quatre points de mesure de la trace en x ou en y sont utilisés dans cette zone. Afin d'éviter une analyse combinatoire, seuls les événements présentant un seul amas dans chaque échelle sont sélectionnés.

Pour estimer la précision spatiale du silicium après sélection et alignement, nous ajustons une droite par la méthode des moindres carrés à partir de trois points de mesure (sur quatre). Le plan qui n'entre pas dans le calcul de l'ajustement est le plan sur lequel nous souhaitons

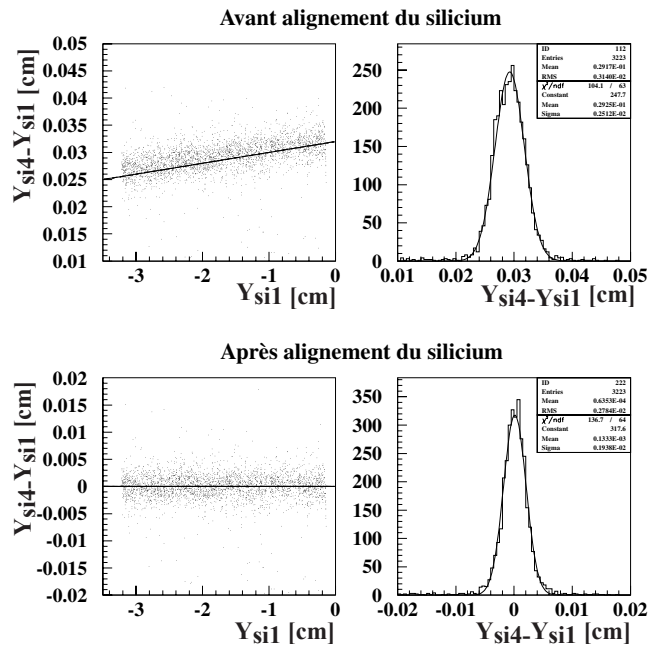


Fig. 14.4 – Illustration de la méthode utilisée pour l’alignement des plans de détecteur silicium. Figures de gauche : $(y_{\text{si}4} - y_{\text{si}1})$ en fonction de $y_{\text{si}1}$ avant (en haut) et après (en bas) correction. Figures de droite : distribution des résidus $(y_{\text{si}4} - y_{\text{si}1})$ avant (en haut) et après correction (en bas).

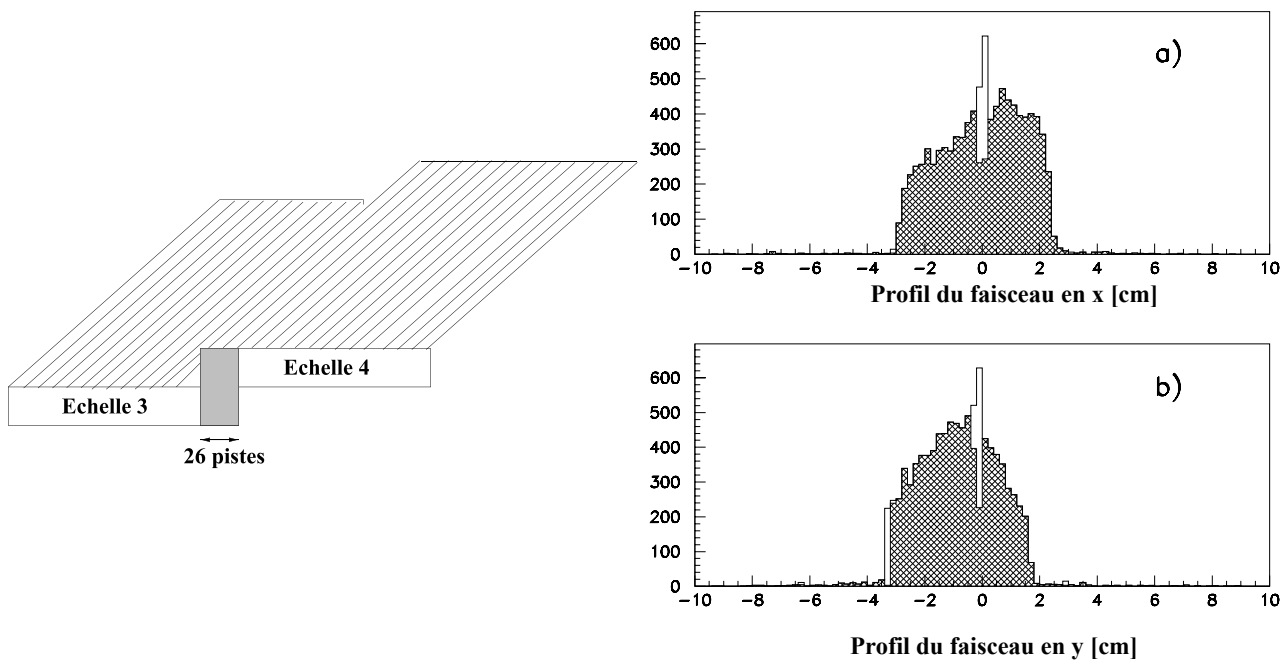


Fig. 14.5 – Figure de gauche : zone de recouvrement des échelles exploitée pour la mesure de la résolution spatiale du détecteur silicium. Figure de droite : profil du faisceau en x et en y mesuré à l’aide du détecteur silicium. Le pic en clair correspond à la zone de recouvrement entre les échelles.

mesurer la résolution spatiale. La position attendue au niveau du plan exclu de l'ajustement est ensuite calculée par interpolation ou extrapolation. La distribution de la différence entre la position attendue et mesurée sur le plan exclu (résidu) est représentée sur la figure 14.6 de gauche. L'écart type d'une loi gaussienne ajustée sur la distribution du résidu est environ égal à $\sqrt{2}$ fois la résolution spatiale du plan étudié. La résolution spatiale obtenue vaut donc $7 \mu\text{m}$. La résolution est plus faible que la distance inter-piste ($50 \mu\text{m}$) divisée par $\sqrt{12}$ car l'utilisation de l'information recueillie sur plusieurs pistes améliore la résolution spatiale.

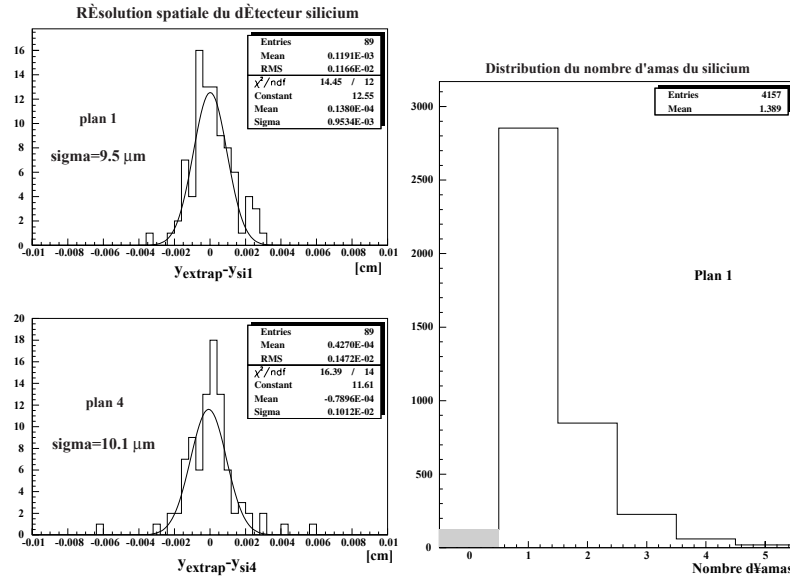


Fig. 14.6 – Figure de gauche : distribution des résidus pour la mesure de la résolution spatiale des plans 1 et 4 du détecteur silicium. Figure de droite : distribution du nombre d'amas par événement pour un plan de détecteur silicium. L'inefficacité est donnée par le pourcentage d'événements n'ayant détecté aucun amas (zone en gris).

14.1.6 L'efficacité du détecteur silicium

L'efficacité du détecteur silicium est calculée en demandant qu'au moins une piste par événement franchisse la coupure. La figure 14.6 de droite représente le nombre d'amas pour un plan lorsque les autres détecteurs ont signé le passage d'une particule. Le nombre d'événements n'ayant reconstruit aucun amas divisé par le nombre total d'événements est une mesure de l'efficacité du détecteur silicium. Chacun des quatre plans de silicium a une efficacité d'environ 98%. Cette valeur dépend de l'algorithme utilisé pour la recherche des traces (voir figure 14.1) et montre que le seuil de coupure a été correctement choisi.

14.2 Analyse des données de Micromegas

Le principe de mesure de Micromegas est, en certains points, semblable aux détecteurs silicium puisqu'il s'agit d'un détecteur à micro-pistes. Les étapes de l'analyse des données de la chambre sont la soustraction du piédestal et du bruit commun, la recherche des amas et l'alignement du détecteur.

14.2.1 Soustraction du piédestal et du bruit commun

Avant d'effectuer la recherche des traces dans le détecteur Micromegas, plusieurs traitements de données sont effectués :

1. Soustraction de la ligne de base (piédestal)

La ligne de base est la charge mesurée par l'ADC pour chaque voie en l'absence de passage de particules dans le détecteur. Dans notre cas, elle se situe autour de 150 canaux d'ADC. Cette ligne de base dépend du réglage de l'électronique d'amplification utilisée et du piédestal du module ADC.

2. Soustraction du bruit électronique corrélé

Sur la ligne de base s'ajoutent des fluctuations de bruit. Dans le cas de notre expérience, on distingue deux types de bruit :

- le bruit électronique du préamplificateur
- le bruit commun de la chaîne de mesure.

La première source de bruit provient du détecteur et de la chaîne d'amplification. Sa distribution est gaussienne et la moyenne des fluctuations sur toutes les voies du détecteur est centrée sur la valeur du piédestal (en canaux d'ADC) de la chaîne de mesure. Les perturbations électromagnétiques sont à l'origine du deuxième type de bruit. Elles proviennent de l'extérieur du système de mesure ou du système lui-même. Les courants circulant dans les masses et les champs électromagnétiques rayonnés sont les deux grandes classes de perturbations. Durant l'expérience, les éléments physiques de ce bruit ont été difficiles à identifier. Certains couplages comme les câbles, les plans de masse, les capacités parasites ont été détectés. Malgré tout, les perturbations électromagnétiques n'ont pu être totalement supprimées. Notre dispositif expérimental est d'autant plus sensible aux rayonnements électromagnétiques que le signal est transporté sur de longues distances. Ce type de bruit provoque un changement de tension commun à toutes les voies d'un même circuit amplificateur. De telles fluctuations corrélées peuvent se mesurer en calculant pour un événement la moyenne des charges sur toutes les voies d'un même circuit intégré Gasiplex. Cette moyenne est ensuite soustraite à la charge de chaque piste du circuit Gasiplex. Cette procédure est répétée pour tous les événements.

3. Mesure du bruit

L'identification des amas dans le détecteur s'effectue en appliquant une coupure qui dépend du bruit électronique. Celui-ci est mesuré par l'écart standard de la distribution du piédestal de chaque voie. Cet écart standard est proportionnel au nombre d'électrons de bruit (exprimé en ENC : *Equivalent Noise Charge*). Le bruit électronique est réduit d'un facteur 2 environ en soustrayant le bruit commun. Après soustraction, il vaut 1400 électrons ENC.

14.2.2 L'algorithme de recherche des amas

Un amas a été défini au paragraphe 14.1.2. Il signe le passage d'une particule. La recherche des amas s'effectue à l'aide des données soustraites du piédestal et du bruit commun. Dans un premier temps, il est demandé que le signal recueilli sur une piste soit supérieur à un seuil fixé à 3 écarts standards (σ) du bruit mesuré sur chaque voie. Dans un deuxième temps, les pistes voisines sont ajoutées à l'amas si leur signal est également supérieur à ce seuil. Quand la charge de la piste voisine est inférieure au seuil, le centre de gravité de l'amas est calculé. Le poids

attribué à la position des pistes dans le calcul du centre de gravité est la charge recueillie par la piste.

14.2.3 L'alignement du détecteur Micromegas

Soit $(Oxyz)$ le référentiel du détecteur silicium, défini par la position du premier plan de silicium. On note $(PXYZ)$ le référentiel orthonormé de Micromegas défini comme suit :

- P est le centre de la piste médiane
- (PX) est l'axe dans la direction des pistes
- (PY) est orthogonal à la direction des pistes, dans le plan des pistes
- (PZ) est l'axe normal au plan des pistes.

Nous appelons Y_{mic} la position de la trace mesurée avec le détecteur Micromegas dans le référentiel $(PXYZ)$ et $x_{\text{extrap}}, y_{\text{extrap}}, z_{\text{extrap}}$ les coordonnées de l'intersection de la trace extrapolée avec Micromegas dans le référentiel $(Oxyz)$.

Pour aligner le détecteur, on calcule la position de l'extrapolation dans le référentiel de Micromegas

$$Y_{\text{extrap}} = n_1(x_{\text{extrap}} - x_P) + n_2(y_{\text{extrap}} - y_P) + n_3(z_{\text{extrap}} - z_P) \quad (14.1)$$

où Y_{extrap} est la position extrapolée dans le référentiel de Micromegas, n_1, n_2, n_3 les cosinus directeurs de l'axe PY par rapport à x, y, z et x_P, y_P, z_P la position du centre de la chambre dans le référentiel $(Oxyz)$.

Les six paramètres d'alignement de l'équation 14.1 sont déterminés de sorte que la quantité :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{\text{traces}} (Y_{\text{mic}} - Y_{\text{extrap}})^2$$

soit minimale. N étant le nombre de traces sur lequel on effectue le calcul. La minimisation du χ^2 est effectuée grâce au programme MINUIT [96]. Les erreurs sur le positionnement du détecteur sont également calculées par MINUIT. Par exemple, l'erreur sur la position en z vaut $\sigma_{z_c} = 2$ mm.

Les effets de l'ajustement sont contrôlés en représentant le diagramme $(y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}})$ en fonction de x_{si2} (figure 14.7 de gauche) ou bien $(y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}})$ en fonction de la pente du faisceau $\frac{\Delta Y}{\Delta Z}$ (figure 14.7 de droite). Cette dernière figure permet de vérifier que l'alignement en z des plans de détecteur Micromegas a été effectué correctement.

14.2.4 Problèmes de fonctionnement du détecteur Micromegas

A ce stade, il est important de repérer les voies défectueuses. Parmi les deux détecteurs soumis au faisceau de particules, une chambre n'a pas fonctionné correctement ; des problèmes liés à l'électronique d'amplification Gasiplex se sont manifestés. En ce qui concerne l'autre chambre, un autre problème est également survenu ; une mauvaise soudure d'un circuit Gasiplex est responsable du dysfonctionnement d'une voie sur quatre sur la zone large de 2 cm. La figure 14.8 représente le profil du faisceau. Les pistes défectueuses apparaissent clairement. L'analyse est donc réalisée avec un seul détecteur. Un critère de sélection sera appliqué dans ce détecteur pour s'affranchir du fait que une voie sur quatre ne fonctionnait pas.

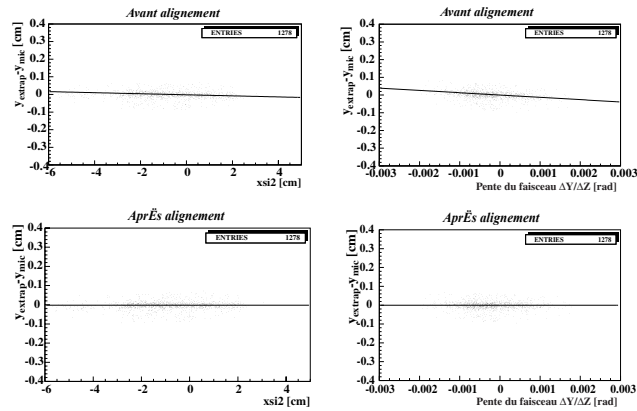


Fig. 14.7 – *Figure de gauche : résidu ($y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}}$) en fonction de la coordonnée verticale de la trace avant et après alignement. Figure de droite : résidu ($y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}}$) en fonction de la pente du faisceau avant et après alignement. Ce graphique permet de contrôler l'alignement en z de Micromegas.*

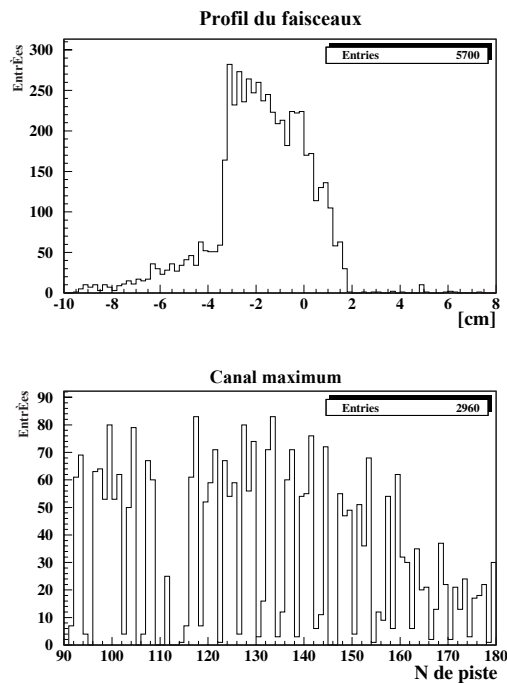


Fig. 14.8 – *En haut : profil du faisceau mesuré par Micromegas. En bas : profil du faisceau dans la zone de dysfonctionnement. Une piste sur quatre ne répond pas.*

	<i>Position moyenne z</i> [cm]	<i>Résolution spatiale</i> [μm]	<i>Nombre de plan</i>
Silicium	0	7	2
Micromegas	10	$< \frac{317.5}{\sqrt{12}} = 90 \mu\text{m}$	2
Chambre faisceau	-35	180	1
MWPC	20	150	4
Honeycomb	50	200	1

TAB. 14.1 – *Résolution spatiale des chambres disponibles pour la reconstruction des traces.*

14.3 Reconstruction des traces

L'extrapolation des trajectoires reconstruites nous permet de localiser leur point d'impact dans Micromegas. L'erreur moyenne de cette extrapolation due à la résolution en position des détecteurs de référence et à la diffusion coulombienne multiple est calculée à partir d'un programme de simulation de l'ensemble du dispositif. Après avoir exposé la sélection des traces, le programme de simulation est décrit.

14.3.1 Sélection des traces

Nous disposons pour la mesure de la trace attendue au niveau de Micromegas de plusieurs types de détecteurs de traces :

- une chambre à dérive
- quatre plans de détecteurs silicium
- des chambres à nid d'abeille
- quatre plans de chambres à fils (MWPCs).

Les chambres à fils (MWPCs) n'ont pas fonctionné correctement. Elles ne sont donc pas utilisées pour la reconstruction.

Le nombre d'amas localisés par plan de détecteur varie pour chaque événement. La figure 14.6 de droite montre la distribution du nombre d'amas pour un plan de détecteur silicium. Nous devons sélectionner la combinaison d'amas qui a le plus de chances d'être associée à une trace de particule. Dans un premier temps, un événement est retenu si au moins un amas est identifié dans tous les détecteurs (sauf les MWPCs), y compris Micromegas. Nous procédons ensuite à un ajustement par moindres carrés d'une droite pour toutes les combinaisons possibles d'amas dans chaque détecteur. Les poids affectés au calcul du χ^2 de la trace sont les résolutions spatiales des chambres indiquées dans le tableau 14.1. Dans le cas du silicium, la résolution par plan a été calculée dans le paragraphe 14.1.5. Pour les chambres à nid d'abeille et les chambres faisceau (chambres à dérive), nous prenons les valeurs de résolutions spatiales mesurées et publiées par les groupes en charge de l'analyse de ces chambres [63]. La trace avec le plus petit χ^2 est sélectionnée pour l'analyse. Notre algorithme s'intéresse donc aux événements présentant au moins une trace.

L'équation de la trajectoire est alors calculée en utilisant seulement les plans de détecteurs silicium dont la précision est infiniment meilleure que celles des autres détecteurs.

Un troisième critère de sélection, propre à Micromegas, est ensuite appliqué pour s'affranchir des voies manquantes (une voie sur quatre). Il consiste à extrapoler la trace reconstruite au niveau de Micromegas et à sélectionner les amas dont la charge maximale se trouve encadrée

par deux pistes non défectueuses. En moyenne, un événement sur quatre est retenu.

14.3.2 Calcul de la position extrapolée

Nous avons vu comment les amas, identifiés dans chaque plan, sont sélectionnés. A partir de maintenant, l'ajustement d'une droite pour reconstruire les traces est effectué sans prendre en compte le détecteur Micromegas puisque le but de la mesure est de comparer la position attendue au niveau de Micromegas à la position mesurée par notre chambre (résidus). Les trajectoires sont reconstruites à l'aide des détecteurs de référence (silicium) et sont extrapolées sur Micromegas. Ne disposant que de deux points de mesure en x et deux points en y , il nous est impossible d'utiliser les techniques de minimisation du χ^2 . En présence d'un champ magnétique, le rayon de courbure de la particule doit être contraint à partir de l'impulsion du faisceau et de l'intensité du champ magnétique.

Le calcul du point attendu est réalisé de la manière suivante :

- sans champ magnétique, on fait passer une droite par les deux points de mesure du silicium puis on extrapole au niveau de Micromegas
- avec champ magnétique, on fait passer un cercle dont le rayon est fixé par l'impulsion du faisceau ($p[\frac{\text{GeV}}{c}] = 0.3 \times B[\text{tesla}] \times R[\text{cm}]$) puis on calcule l'intersection de ce cercle avec le plan de la chambre Micromegas.

14.3.3 Simulation Monte Carlo du dispositif expérimental

Pour pouvoir calculer la résolution intrinsèque de Micromegas, l'erreur moyenne de l'extrapolation due à la résolution en position des détecteurs de référence et à la diffusion coulombienne multiple doit être estimée à l'aide d'un programme de simulation Monte Carlo.

Le programme que nous allons décrire génère des trajectoires qui traversent l'ensemble du dispositif. Il prend en compte l'effet de la diffusion multiple au niveau de chaque plan de mesure et les couches d'air entre les plans. La résolution spatiale de chaque plan de mesure est également prise en considération.

La première étape consiste donc à reproduire l'ensemble du dispositif présenté sur la figure 13.1 (page 117) en tenant compte de la position des plans de détecteur sur l'axe du faisceau. On considère dans ce programme que tous les plans sont parfaitement alignés.

Génération des traces

L'angle de la trace par rapport à l'axe z est tiré suivant une distribution gaussienne de largeur donnée et centrée autour de 0 degré. La largeur de la gaussienne correspond à la divergence du faisceau obtenue à partir du programme d'analyse de données du détecteur silicium (voir figure 14.9).

Simulation des différents détecteurs : diffusion multiple et résolution spatiale

Il s'agit ensuite de calculer de proche en proche l'intersection des traces générées avec chaque plan de mesure. Les angles dus à la diffusion multiple sont calculés à la sortie de chacun des plans traversés par la particule incidente. On dispose ainsi à la fin d'un ensemble de points *vrais* sur chacun des plans.

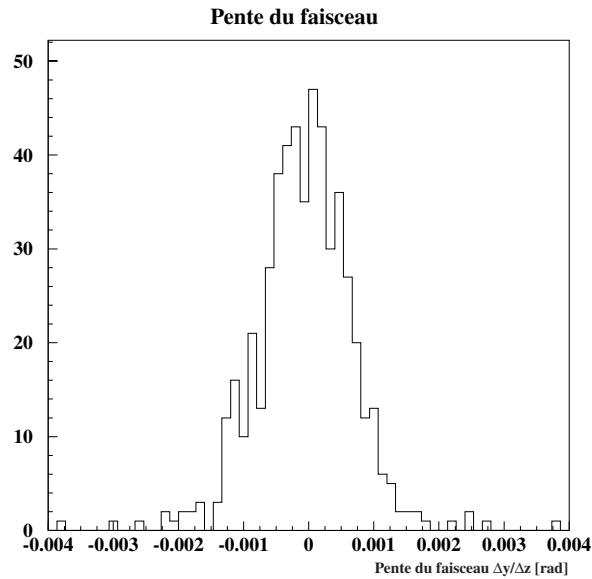


Fig. 14.9 – Distribution de la pente du faisceau en y mesurée à l'aide des détecteurs silicium.

Pour les plans utilisés dans l'ajustement, nous devons prendre en compte l'erreur sur la mesure de la trace *vraie*. Cette erreur est prise en compte en calculant pour chaque plan qui entre dans l'ajustement linéaire de la trace, une erreur de mesure générée aléatoirement suivant une gaussienne dont la variance est égale à la résolution spatiale du détecteur.

Une liste des résolutions spatiales pour les différents détecteurs est présentée dans le tableau 14.1.

On dispose désormais d'un ensemble de points *mesurés* sur les plans qui sont utilisés dans l'ajustement.

Reconstruction des traces

On commence la procédure d'ajustement linéaire à travers tous ces points *mesurés*. La procédure est identique à celle utilisée pour les données expérimentales (voir paragraphe 14.3.2).

Le résidu (position extrapolée_{MC} - position vraie) est ensuite extrait pour un grand nombre d'événements.

Résultats du programme de simulation du dispositif

La précision sur le point attendu est calculée en prenant l'écart type de la distribution des résidus $y_{\text{extrap}} - y_{\text{vraie}}$, où y_{vraie} est la position *vraie* au niveau de Micromegas, c'est-à-dire sans les erreurs de mesures mais avec la diffusion multiple.

Le programme de simulation Monte Carlo est vérifié en comparant la largeur de la distribution $y_{\text{extrap}} - y_{\text{sil}}$ simulée et mesurée expérimentalement (voir figure 14.10). Les écarts types de ces deux distributions sont en parfait accord. En outre, nous constatons que sans champ magnétique, $y_{\text{extrap}} - y_{\text{sil}} \simeq y_{\text{extrap}} - y_{\text{vraie}}$. On en déduit que la contribution de l'erreur de mesure du détecteur silicium dans l'expression $y_{\text{extrap}} - y_{\text{sil}}$ est négligeable.

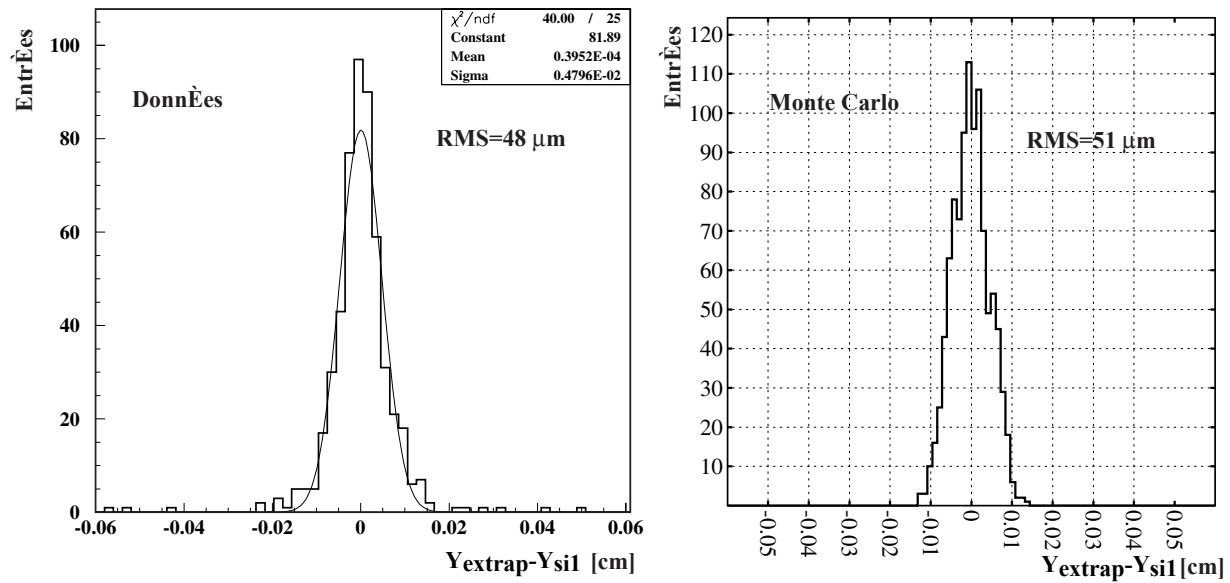


Fig. 14.10 – Comparaison des distributions de résidus $y_{\text{extrap}} - y_{\text{sil}}$ obtenues expérimentalement (figure de droite) et simulées (figure de gauche) sans champ magnétique. L'accord est très satisfaisant.

Chapitre 15

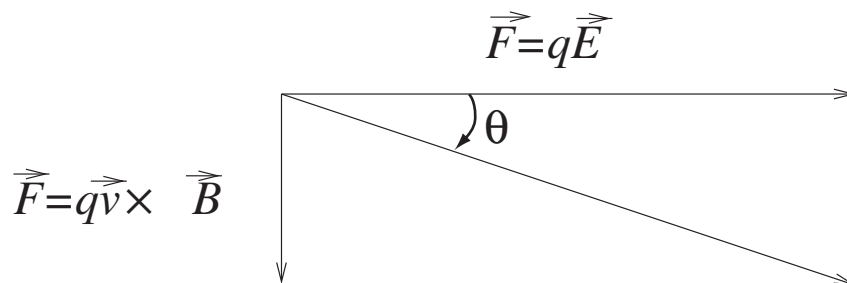
Résultats expérimentaux

Compte tenu du fait qu'une piste sur quatre ne fonctionne pas, nous avons sélectionné les événements dont le canal donnant la charge maximale se trouve au centre de la zone active (c'est-à-dire décalé de deux pistes par rapport aux pistes *mortes*). L'étude de la résolution spatiale et du gain du détecteur est ainsi peu perturbée par les pistes défectueuses.

15.1 Angle de Lorentz

15.1.1 Calcul de l'angle de Lorentz

Dans un champ magnétique, les électrons créés dans l'espace de dérive sont soumis à la force de Lorentz. En moyenne les électrons sont déviés d'un angle θ_L (angle de Lorentz) par rapport au champ électrique. L'angle de Lorentz est approximativement égal au rapport de la force magnétique sur la force électrique.



Le chapitre 10 de la partie II détaille la dérive des électrons dans un champ électrique et magnétique.

Expérimentalement, l'angle de Lorentz est mesuré par le décalage de l'écart $y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}}$ en présence du champ magnétique. La figure 15.1 illustre le déplacement de la position reconstruite dû au champ magnétique. Cette figure montre également que l'on peut calculer expérimentalement l'angle de Lorentz en fonction de la géométrie du système et de la position des points d'impacts :

$$\tan \theta_L = \frac{(y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}})_{B \neq 0} - (y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}})_{B=0} + C(\text{multiplicité}, \theta_L, B)}{\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2}} \quad (15.1)$$

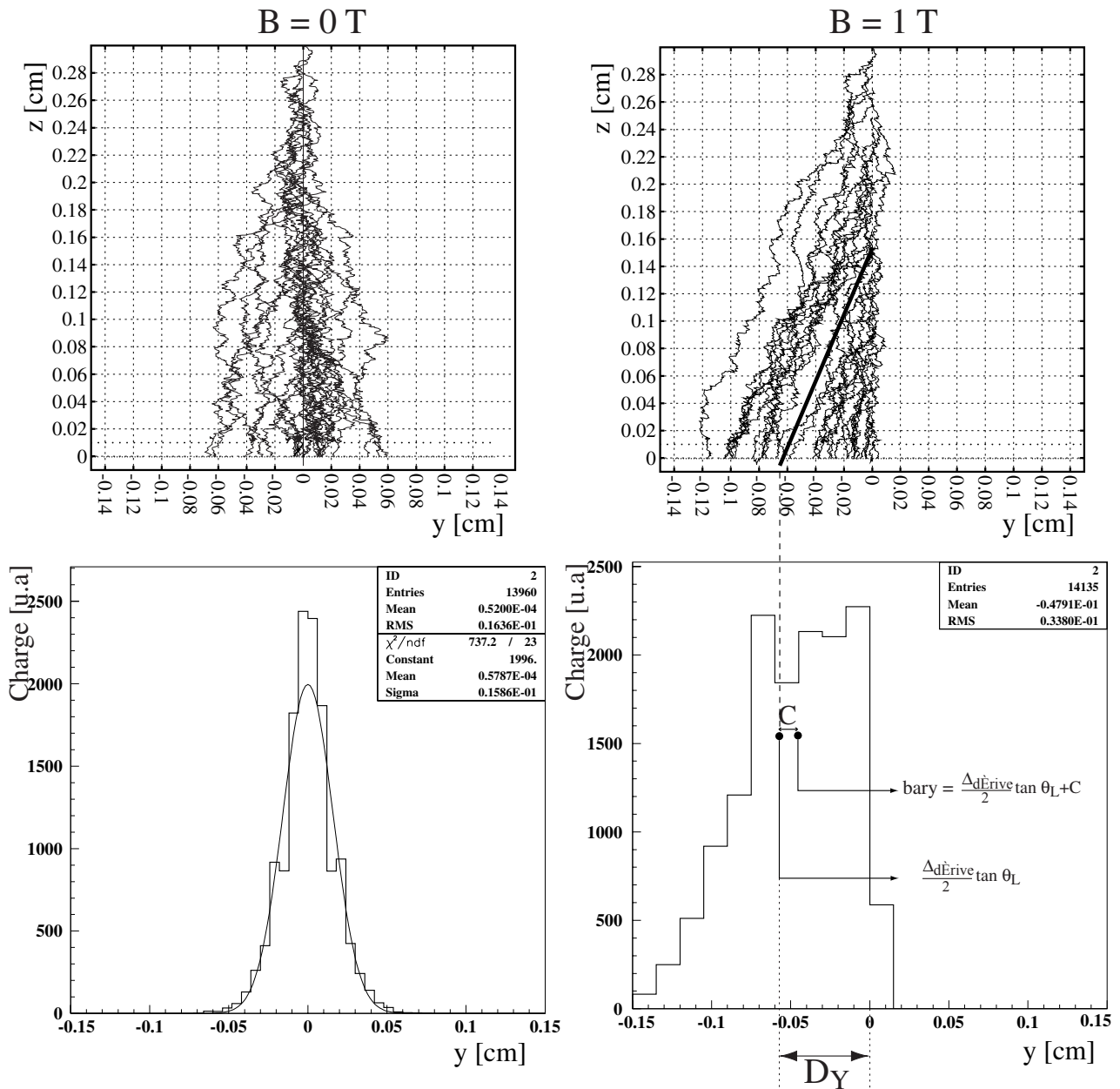


Fig. 15.1 – Illustration de la déflexion des électrons due à la force de Lorentz. L'angle de Lorentz est calculé en mesurant l'écart entre la position attendue (à l'aide des détecteurs de référence) et la position reconstruite dans Micromegas. On note également que le barycentre des charges en présence d'un champ magnétique est légèrement décalé par rapport à $\frac{\Delta d_{\text{Érive}}}{2} \tan \theta_L$ (ce décalage est la constante C).

En fait, $(y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}})_{B=0}$ est nul en valeur moyenne si l'alignement a été correctement réalisé. Inclure cette valeur dans le calcul de l'angle de Lorentz permet de corriger des défauts éventuels d'alignement.

En posant $D_Y = (y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}})_{B \neq 0} - (y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}})_{B=0}$ (voir figure 15.1), le déplacement du barycentre dû au champ magnétique, on a

$$\tan \theta_L = \frac{D_Y + C (\text{multiplicité}, \theta_L, B)}{\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2}} \quad (15.2)$$

où C est un terme correctif pour tenir compte que, en présence d'un champ magnétique, le barycentre de la distribution de charge moyenne sur les pistes est légèrement décalé par rapport à $\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2} \tan \theta_L$ (voir figure 15.1). Ce décalage s'explique par le fait que les électrons produits au début de l'espace de dérive subissent plus de diffusion que les électrons créés vers la grille.

C dépend de la multiplicité de l'amas, de l'angle d'inclinaison de la trace et des coefficients de diffusion transverse et longitudinale. Le terme correctif C est calculé à l'aide d'un programme de simulation Monte Carlo dont les étapes sont :

- simulation des événements dans Micromegas pour différents angles de Lorentz à partir du programme décrit dans la partie II
- reconstruction de l'amas en utilisant le même algorithme que les données expérimentales
- calcul de la différence entre position générée et position reconstruite ($y_{\text{vraie}} - y_{\text{mic,MC}}$)
- calcul de la constante C pour chaque condition expérimentale.

La constante C est calculée à un gain de 1250. Typiquement, à 1 T, C est de l'ordre de 30 μm comparé à un déplacement moyen D_Y des électrons de dérive de l'ordre de 300 μm (voir figure 15.2).

Le déplacement du résidu $(y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}})$ utilisé dans l'équation 15.1 est représenté sur la figure 15.2 pour différentes valeurs de champ magnétique et pour la chambre orientée perpendiculairement au faisceau.

15.1.2 Calcul de l'incertitude sur l'angle de Lorentz

L'incertitude sur les angles de Lorentz calculés a deux origines : l'incertitude systématique sur les quantités intervenant dans le calcul de θ_L et l'incertitude statistique sur la mesure $y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}}$.

En propageant ces erreurs, on obtient pour l'incertitude systématique

$$(\sigma_{\theta_L}^2)_{\text{syst}} = \left[\left(\frac{\sigma_{\Delta_{\text{dérive}}}}{\Delta_{\text{dérive}}} \right)^2 + \frac{\sigma_{D_Y}^2 + \sigma_C^2}{(D_Y + C)^2} \right] \cos^2 \theta_L \cdot \sin^2 \theta_L \quad (15.3)$$

Or

$$(\sigma_{D_Y}^2)_{\text{syst}} = \sigma_{(y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}})_{B \neq 0} - (y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}})_{B=0}} = \sigma_{y_{\text{extrap}, B=0\text{T}}}^2 + \sigma_{y_{\text{extrap}, B \neq 0}}^2 \quad (15.4)$$

car il n'y a pas d'incertitude systématique sur y_{mic} .

D'où

$$(\sigma_{\theta_L}^2)_{\text{syst}} \simeq \left[\left(\frac{\sigma_{\Delta_{\text{dérive}}}}{\Delta_{\text{dérive}}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{y_{\text{extrap}, B=0\text{T}}}^2 + \sigma_{y_{\text{extrap}, B \neq 0}}^2 + \sigma_C^2}{(D_Y + C)^2} \right) \right] \cos^2 \theta_L \cdot \sin^2 \theta_L \quad (15.5)$$

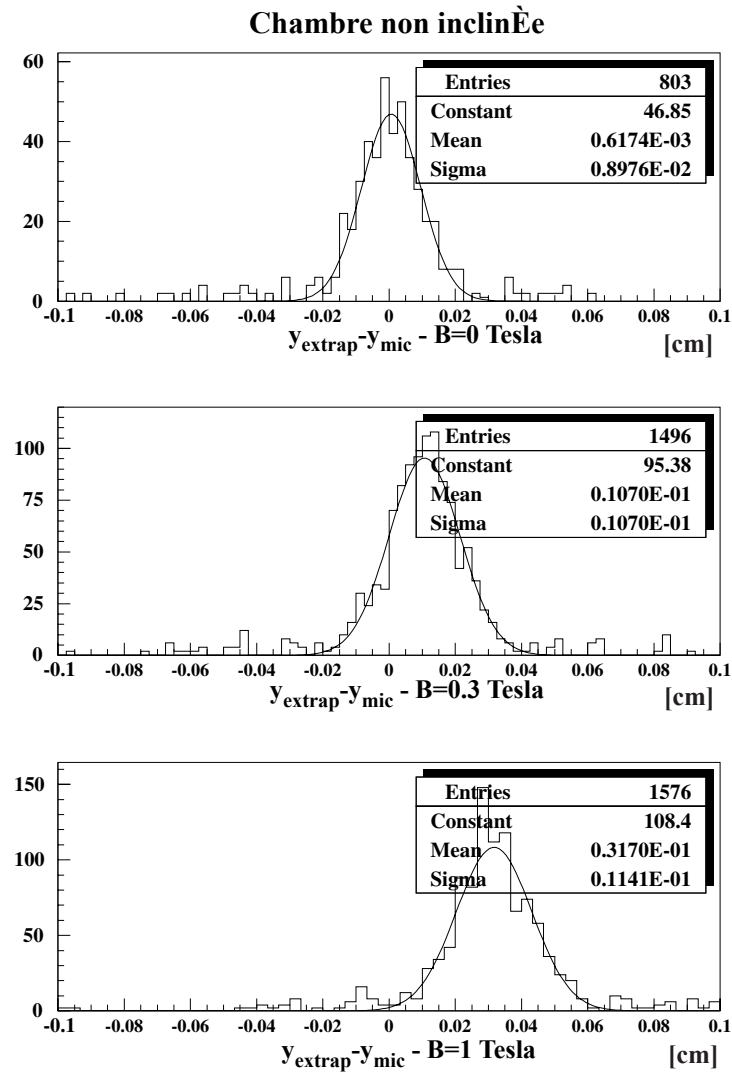


Fig. 15.2 – Déplacement de l'écart entre position attendue (y_{extrap}) et position reconstruite (y_{mic}) en fonction du champ magnétique.

Type d'incertitude	Incertainitude	Contribution			
Impulsion Champ mag. B Pos. en z du sili. 1 Pos. en z du sili. 4 Pos. en z de μm	$\sigma_p/p = 1\%$ $\sigma_B/B = 2\%$ $\sigma_{z\text{si}1} = 100$ $\sigma_{z\text{si}4} = 100$ $\sigma_{z\text{mic}} = 1 \text{ mm}$	$\sigma_{y_{\text{extrap}}} [\mu\text{m}]$			
		B=0 T	B=0.3 T	B=0.7 T	B=1 T
		0	$\simeq 3$	$\simeq 6$	$\simeq 8$
		0	$\simeq 6$	$\simeq 12$	$\simeq 16$
		<1	<1	<1	<1
Constante C		$\sigma_C [\mu\text{m}]$			
		B=0 T	B=0.3 T	B=0.7 T	B=1 T
		0	2	3	5
Somme quadratique		$\sqrt{\sigma_{y_{\text{extrap}, B=0\text{T}}}^2 + \sigma_{y_{\text{extrap}, B \neq 0}}^2 + \sigma_C^2} [\mu\text{m}]$			
		B=0 T	B=0.3 T	B=0.7 T	B=1 T
		0	8	15	20
Espace de dérive	$\sigma_{\Delta_{\text{dérive}}} \simeq 0.1 \text{ mm}$	$\sigma_{\Delta_{\text{dérive}}} / \Delta_{\text{dérive}}$			
		0.03			
Total [degrés]		0	0.5	1.1	1.4

TAB. 15.1 – Incertitudes systématiques sur le calcul de l'angle de Lorentz. L'origine des incertitudes est expliquée dans le texte.

Les erreurs systématiques sur la position extrapolée, sur la constante C et sur l'épaisseur de l'espace de dérive sont consignées dans le tableau 15.1. Les différentes sources d'incertitudes sont :

- σ_p/p : incertitude systématique sur l'impulsion p des particules. L'impulsion des particules intervient dans le calcul du rayon du cercle et donc dans le calcul du point extrapolé. La valeur moyenne de l'impulsion sur les pions du faisceau de 15 GeV/c est connue à 1% près, d'après la référence [125]. Les fluctuations autour de cette valeur moyenne sont également de l'ordre de 1% et sont prises en compte dans le calcul des erreurs statistiques.
- σ_B/B : uniformité du champ magnétique. Notre calcul suppose que le champ magnétique est constant le long de la trajectoire. Dans le dipôle utilisé, les variations du champ magnétique sur les dix centimètres qui séparent le détecteur silicium de Micromegas sont de 2%. Ces variations influent seulement sur l'incertitude du point extrapolé. Ces variations ne doivent pas être confondues avec la précision de mesure du champ magnétique au niveau de Micromegas qui est de l'ordre de 1%.
- $\sigma_{z\text{si}}$: incertitude sur les positions des plans de détecteurs silicium. Cette valeur nous a été fournie par les groupes responsables du détecteur silicium.
- $\sigma_{z\text{mic}}$: l'incertitude sur la position en z de Micromegas a été déterminée par MINUIT lors de la minimisation du χ^2 pour positionner le détecteur (paragraphe 14.2.3). Cette incertitude vaut 1 mm.
- σ_C : l'erreur systématique sur la constante C est estimée à l'aide de notre programme de simulation Monte Carlo.
- $\sigma_{\Delta_{\text{dérive}}}$: l'épaisseur de l'espace de dérive est connue avec une précision de 100 μm pour les chambres que nous avons utilisées.

En additionnant quadratiquement les erreurs du tableau 15.1, on trouve que l'erreur sur l'angle, exprimée en radian, varie peu en fonction du champ magnétique

$$(\sigma_{\theta_L})_{\text{syst}} \simeq 0.1 \cos \theta_L \sin \theta_L \text{ rad} \quad (15.6)$$

Par ailleurs, les conditions de la prise de données ne sont pas connues parfaitement. L'angle de Lorentz est donc calculé dans les conditions suivantes :

- le champ électrique est connu à ± 0.1 kV/cm (incertitudes sur l'épaisseur de l'espace de dérive et sur les potentiels fixés sur les électrodes)
- le champ magnétique est connu à 1% (précision de la sonde utilisée pour la mesure du champ magnétique)
- le mélange gazeux est connu à 2% (estimation)
- la température a varié de $\pm 3^\circ$ durant la prise de données
- enfin la pression a varié de ± 10 mb durant la prise de données.

Ces erreurs sont à prendre en compte lors de la comparaison de la mesure avec le calcul.

Pour l'incertitude statistique, nous exprimons $(\sigma_{\theta_L})_{\text{stat}}$ en fonction de $\sigma_{y_{\text{extrap}}-y_{\text{mic}}}$:

$$(\sigma_{\theta_L})_{\text{stat}} = \left(\frac{\sqrt{\sigma_{(y_{\text{extrap}}-y_{\text{mic}})_{B=0}}^2 + \sigma_{(y_{\text{extrap}}-y_{\text{mic}})_{B \neq 0}}^2}}{\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2}} \right) \cos^2 \theta \quad (15.7)$$

La figure 15.2 donne les écarts types et le nombre d'événements des distributions des résidus. Ces nombres conduisent à l'erreur statistique suivante

$$(\sigma_{\theta_L})_{\text{stat}} \simeq 3.5 \cdot 10^{-3} \cos^2 \theta \text{ rad}$$

L'erreur statistique est d'environ 0.2 degré à 0.3, 0.7 et 1 T.

B [T]	0.	0.3 ± 0.003	0.7 ± 0.007	$1. \pm 0.01$
Angle de Lorentz [°]	0.	$4.9 \pm (0.5)_{\text{sys}} \pm (0.2)_{\text{stat}}$	$10.7 \pm (1.1)_{\text{sys}} \pm (0.2)_{\text{stat}}$	$13.9 \pm (1.4)_{\text{sys}} \pm (0.2)_{\text{stat}}$

TAB. 15.2 – Angle de Lorentz mesuré dans Micromegas à $E = (2 \pm 0.1)$ kV/cm et pour un mélange Ar-Iso($(90 \pm 2)\%$: $(10 \mp 2\%)$). Les conditions de température et de pression étaient : $P = (980 \pm 100)$ mb et $T = (24 \pm 3)$ °C.

15.1.3 Résultats

A partir des déplacements D_Y , des constantes de correction C pour chaque multiplicité et de l'épaisseur de l'espace de dérive, on calcule les angles de Lorentz en utilisant l'équation 15.1.

Les valeurs de l'angle de Lorentz, accompagnées de leurs erreurs systématiques et statistiques, sont présentées dans le tableau 15.2 pour différentes valeurs du champ magnétique. Résumons les conditions de la mesure : $E = (2 \pm 0.1)$ kV/cm, mélange gazeux Ar-Iso($(90 \pm 2)\%$: $(10 \mp 2\%)$), température $T = (24 \pm 3)$ ° et pression $P = (980 \pm 10)$ mb. La variation de l'angle de Lorentz en fonction du champ magnétique B est représentée sur la figure 15.3.

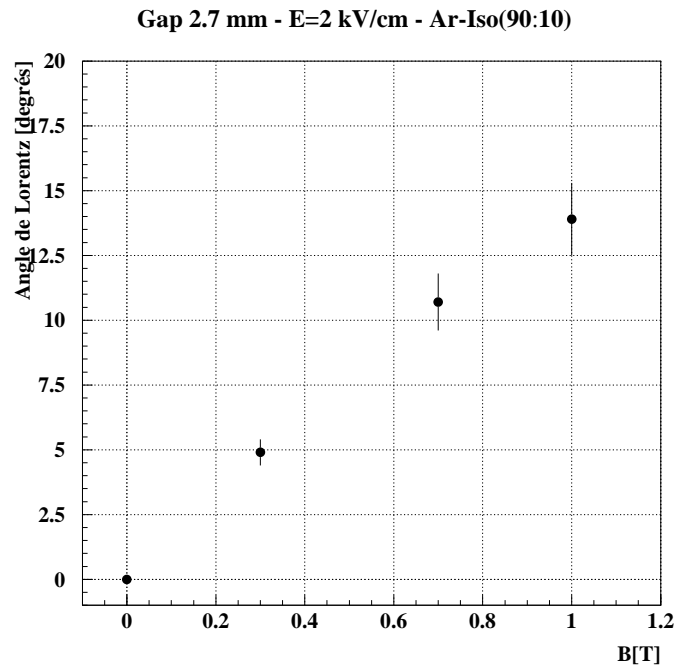


Fig. 15.3 – Angle de Lorentz mesuré en fonction du champ magnétique. Les conditions pour lesquelles la mesure a été effectuée sont résumées dans le texte. Les barres d'erreurs sont systématiques.

15.2 Distribution de charge

Au préalable, il convient de mentionner les phénomènes physiques pouvant conduire intuitivement à une diminution du gain en champ magnétique :

- La force magnétique près de la grille peut, en modifiant les lignes de dérive des électrons, diminuer la transparence de la grille.

- Lorsque l'angle de Lorentz augmente, le signal d'électrons est réparti sur un grand nombre de pistes. Cet étalement conduit à une diminution du rapport signal sur bruit par piste. Une certaine fraction du signal est alors noyée dans le bruit.

La distribution de la taille des amas n'a pas pu être mesurée en raison des mauvaises conditions expérimentales, une piste sur quatre ne fonctionnant pas.

La figure 15.4 montre la distribution de charge (en unité arbitraire) recueillie sur les pistes pour différentes valeurs de champ magnétique. Comme le nombre de paires électron-ion produites dans l'espace de dérive ne varie pas avec le champ magnétique, le pic des distributions de charge présentées sur la figure 15.4 est proportionnel au gain du détecteur. Aucune variation de gain n'est observée avec le champ magnétique, et ce jusqu'à 1 T.

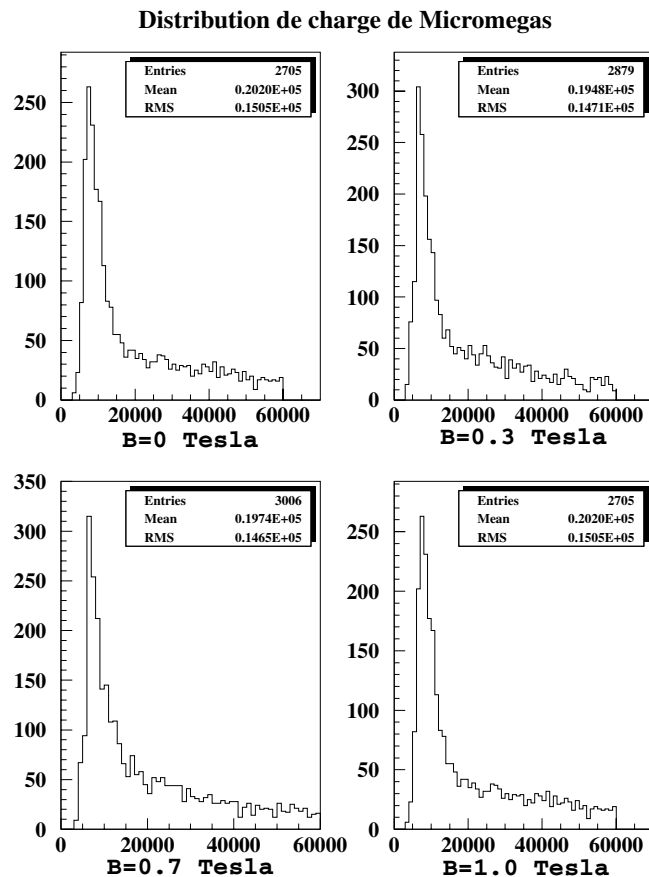


Fig. 15.4 – *Distribution de la charge totale des amas en fonction du champ magnétique B pour un angle d'inclinaison nul de la chambre.*

Les processus évoqués en début de ce paragraphe sur la diminution du gain avec le champ magnétique sont donc négligeables dans les conditions de fonctionnement de ce test. La figure 15.4 montre également que la chambre Micromegas a fonctionné à faible gain par rapport au niveau de bruit de notre électronique. Ce gain était de 1250. La méthode de calcul de ce gain connaissant la valeur du pic de la distribution de charge en nombre d'électrons est expliquée dans le paragraphe 16.3 de la partie IV.

En conclusion, le fonctionnement de Micromegas dans un champ magnétique jusqu'à 1 T n'entraîne pas de pertes significatives de gain.

15.3 Résolution spatiale

Les résolutions spatiales sont mesurées à un gain de 1250. Le bruit électronique a été estimé dans le paragraphe 14.2.1 et vaut $\text{ENC}=1200 e^-$.

15.3.1 Méthode de calcul de la résolution spatiale intrinsèque

La résolution spatiale est calculée à partir de la distribution de la différence entre la position y_{mic} mesurée par le centroïde des pistes et la position prédite par les détecteurs de référence. L'écart type de la distribution de ce résidu mesuré, noté σ_{mes} , est une convolution de la résolution spatiale intrinsèque de Micromegas et de l'erreur sur le point extrapolé σ_{extrap}

$$\sigma_{\text{mic}}^2 = \sigma_{\text{mes}}^2 - \sigma_{\text{extrap}}^2 \quad (15.8)$$

σ_{extrap} est calculé à l'aide du programme de simulation Monte Carlo décrit dans le paragraphe 14.3.3 en page 136. Ce programme génère les trajectoires qui traversent l'ensemble du dispositif et prend en compte les épaisseurs de matière traversées par le faisceau et la résolution spatiale des plans de détecteur silicium, mesurée expérimentalement. Par exemple, on obtient $\sigma_{\text{extrap}} = 45 \mu\text{m}$ sans champ magnétique et pour Micromegas incliné perpendiculairement au faisceau (voir figure 15.5).

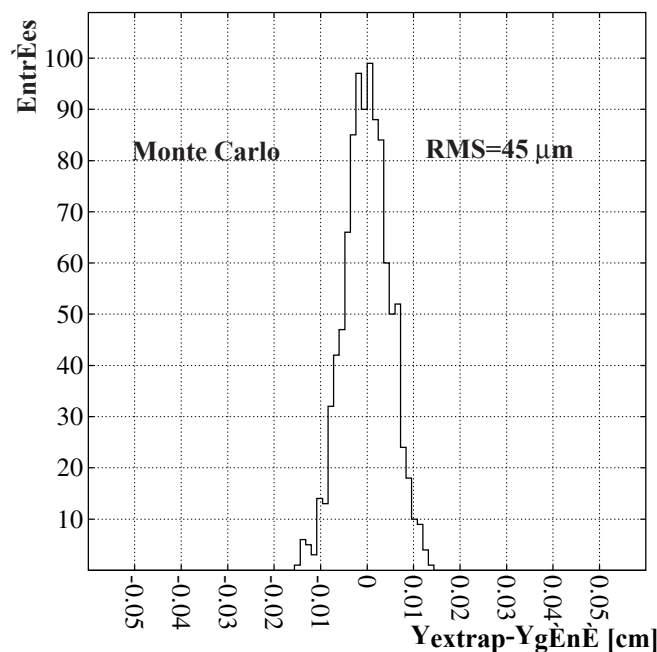


Fig. 15.5 – Distribution du résidu $y_{\text{extrap}} - y_{\text{vraie}}$ à partir des données Monte Carlo. y_{vraie} est la coordonnée y au niveau de Micromegas de la trace générée : $\sigma_{\text{extrap}} = 45 \mu\text{m}$

15.3.2 Résolution spatiale pour $B = 0 \text{ T}$ et à angle nul

La distribution des résidus $y_{\text{extrap}} - y_{\text{mic}}$ à champ magnétique et angle nul (chambre Micromegas perpendiculaire à l'axe du faisceau) est représentée sur la figure 15.2 du haut. Sur

cet histogramme, nous lisons $\sigma_{\text{mes}} = (90 \pm 4) \mu\text{m}$. En soustrayant quadratiquement σ_{extrap} , on obtient la résolution spatiale intrinsèque de Micromegas

$$\sigma_{\text{mic}} = (78 \pm 5) \mu\text{m} \quad (15.9)$$

Seules les erreurs statistiques sont prises en compte.

À titre de comparaison, la résolution spatiale digitale, c'est-à-dire en ne considérant que la piste ayant reçue le plus de charge, est égale à la distance inter-pistes divisée par $\sqrt{12}$, soit $\sigma_{\text{digitale}} = \frac{317.5 \mu\text{m}}{\sqrt{12}} = 91 \mu\text{m}$. La répartition de la charge sur plusieurs pistes et la reconstruction des amas en utilisant la méthode du barycentre améliore donc la résolution en position de la chambre.

15.3.3 Dépendance angulaire de la résolution

Cette étude est réalisée en l'absence de champ magnétique. L'erreur sur le point extrapolé est recalculée pour chaque inclinaison α du détecteur à l'aide du programme de simulation Monte Carlo. Dans la suite, les erreurs dues à l'extrapolation σ_{extrap} ont été soustraites.

Sur la figure 15.6 de gauche est portée la variation de la résolution spatiale de Micromegas en fonction de l'angle d'inclinaison du détecteur par rapport au faisceau. On constate une dégradation de la résolution spatiale due à l'étalement des amas lorsque l'angle d'inclinaison de la trace augmente. À 15 degrés, la résolution spatiale de Micromegas atteint $\sigma_{\text{mic}} = (110 \pm 5) \mu\text{m}$.

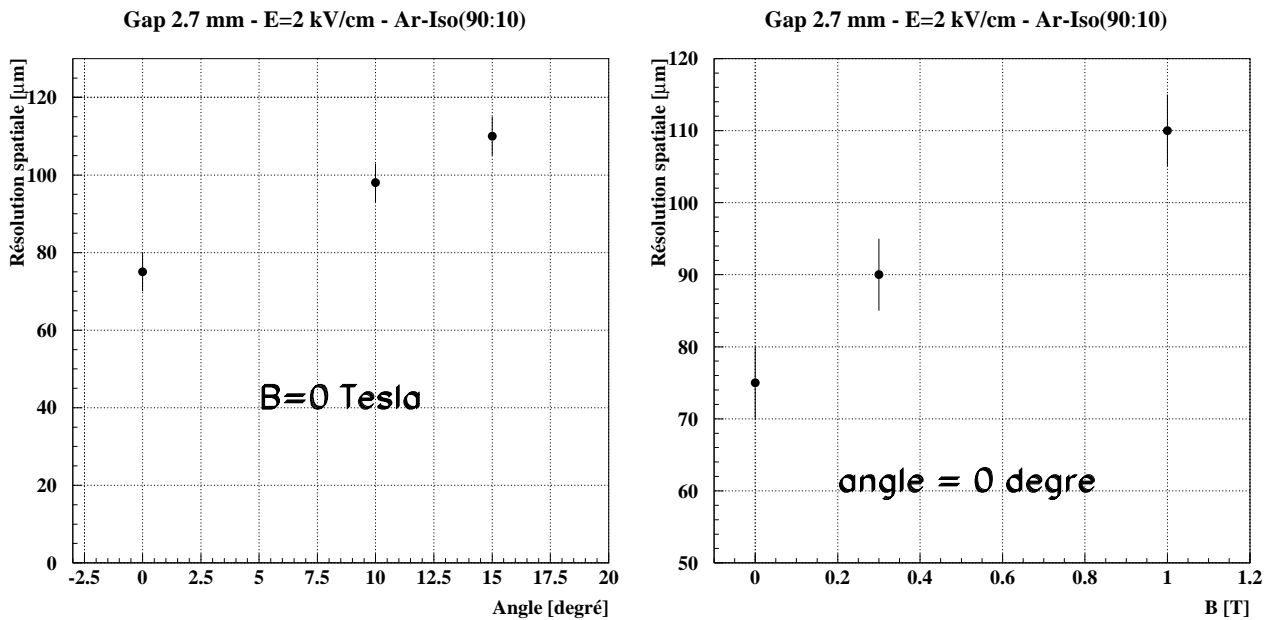


Fig. 15.6 – *Figure de gauche : résolution spatiale de Micromegas sans champ magnétique en fonction de l'angle d'incidence α de la trace. Figure de droite : résolution spatiale de Micromegas en fonction du champ magnétique pour $\alpha = 0$.*

15.3.4 Résolution spatiale en fonction du champ magnétique

La figure 15.6 de droite montre une dégradation de la résolution spatiale lorsque le champ magnétique augmente. Comme pour l'angle d'inclinaison des traces, cet effet est dû à un étalement

ment de la charge sur un plus grand nombre de pistes.

Toutefois, il est possible de compenser la perte en résolution spatiale due au champ magnétique par une inclinaison du détecteur d'un angle égal à l'angle de Lorentz. Le principe est illustré sur la figure 13.4 de la page 120. La figure 15.7 présente les résolutions spatiales mesurées en fonction du champ magnétique pour une inclinaison de Micromegas de 10 degrés (figure de gauche) et de 15 degrés (figure de droite) par rapport au faisceau de particules. En tournant la chambre de 10 degrés (figure de gauche), la résolution spatiale de Micromegas atteint son minimum pour un champ magnétique de 0.7 T et vaut en ce point $(77 \pm 5) \mu\text{m}$. Cette valeur doit être comparée aux $(78 \pm 5) \mu\text{m}$ obtenus à 0 degré et 0 T. Rappelons que l'angle de Lorentz mesuré à 0.7 T était de 10.7 degrés. Il correspond donc à l'angle d'inclinaison nécessaire pour compenser la force magnétique et restaurer la résolution spatiale. La résolution spatiale est donc optimale pour une inclinaison de la chambre égale à l'angle de Lorentz.

En ce qui concerne la prise de données à 15 degrés (figure 15.7 de droite), on s'attend à obtenir d'après ce qui précède un minimum de la résolution spatiale pour une valeur de champ magnétique environ égale à 1 T car l'angle de Lorentz vaut alors 14 degrés. Cette prédiction est en accord avec le résultat expérimental présenté sur la figure 15.7 de droite; la résolution spatiale observée est $(75 \pm 5) \mu\text{m}$ à 1 T.

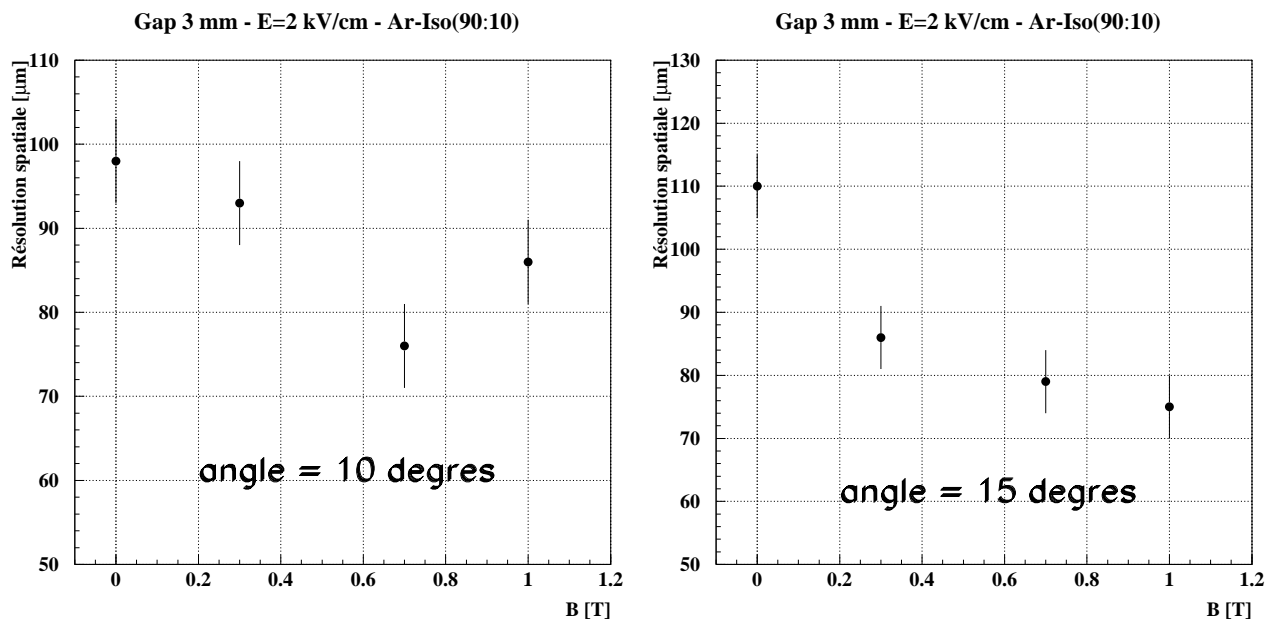


Fig. 15.7 – Résolution spatiale de Micromegas en fonction du champ magnétique et pour deux angles d'inclinaison de la chambre par rapport au faisceau de particules. La résolution spatiale de Micromegas est minimale pour une inclinaison du détecteur égale à l'angle de Lorentz.

Conclusion de la troisième partie

Les performances du détecteur Micromegas ont été évaluées en fonction de l'angle d'inclinaison des traces et en présence d'un champ magnétique. Ces mesures montrent qu'il est possible d'obtenir une résolution spatiale de $75 \mu\text{m}$ pour des pistes au pas de $317 \mu\text{m}$. La résolution spatiale se détériore avec l'angle d'inclinaison des traces. Le même effet a été observé avec le champ magnétique. Cependant aucune variation significative du gain du détecteur n'a été mise en évidence jusqu'à 1 tesla. L'angle de Lorentz, mesuré pour un mélange de 90% d'argon et 10% d'isobutane, vaut $(13.9 \pm 1.4)^\circ$ à 1 tesla.

Si le champ magnétique dégrade la résolution spatiale, une inclinaison du détecteur d'un angle égal à l'angle de Lorentz permet de restaurer la résolution spatiale obtenue sans champ magnétique.

Ces résultats expérimentaux seront comparés à ceux attendus d'après notre programme de simulation dans la partie suivante.

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, cette partie concerne l'analyse d'une prise de données parmi les neuf qui se sont déroulées entre 1997 et 2000. Pour chaque prise de données, de nouvelles configurations de la chambre ont été testées et les performances ont été mesurées. Nous aurons l'occasion de présenter les résultats concernant les autres prises de données dans le chapitre suivant qui traite de la comparaison des données expérimentales avec les données simulées.

Quatrième partie

Résultats du programme de simulation

Chapitre 16

Comparaison aux données expérimentales

Entre l'été 1997 et le printemps 1999, plusieurs prototypes de chambres Micromegas ont été testés dans le faisceau de pions de 15 GeV/c du PS au CERN. Les objectifs de ces tests étaient doubles : il s'agissait d'une part de mesurer les performances de Micromegas (résolution spatiale et efficacité) pour différents angles d'incidence de la trace et d'autre part d'estimer l'influence de divers paramètres (composition gazeuse, épaisseur de l'espace de dérive...) afin de déterminer la configuration optimale. Deux dispositifs expérimentaux ont été utilisés :

1. Dans le premier dispositif, la reconstruction de la trace utilisait un télescope de chambres Micromegas. Les tests ont été réalisés sans champ magnétique. Les résultats ont été publiés dans la référence [73].
2. Le deuxième test a été réalisé sur le même faisceau de pions. Un doublet de chambres Micromegas était placé dans un dipôle où le champ magnétique pouvait atteindre 1 T. Quatre plans de détecteurs à pistes de silicium permettaient de reconstruire la trace avec une précision spatiale au niveau de Micromegas de l'ordre de $40 \mu\text{m}$ (convolution de l'erreur due à la diffusion multiple et de la résolution du silicium). Le dispositif expérimental et l'analyse de ces données ont été décrits dans la partie III.

Les résultats des tests 1 et 2 sont utilisés dans ce chapitre.

Beaucoup de paramètres ont été modifiés durant ces tests afin d'optimiser la configuration du détecteur. Ces mesures sont donc idéales pour valider notre programme de simulation.

Dans un premier temps est présentée la méthode utilisée pour le calcul du gain du détecteur sur lequel repose nos simulations. Dans un second temps, les résultats obtenus par la simulation sont comparés aux données expérimentales. Enfin, nous concluons sur la validité du programme de simulation.

16.1 Paramètres utilisés dans le programme de simulation

Le modèle de simulation des processus physiques survenant au sein de Micromegas a été décrit dans la partie II. On distingue trois types de paramètres : les paramètres définis (la configuration géométrique par exemple), les paramètres calculés (l'ionisation par exemple) et les paramètres libres qui sont ajustés aux données expérimentales. La simulation est d'autant

plus satisfaisante que le nombre de paramètres libres est faible. Dans cette étude, seuls trois paramètres ont été ajustés aux données expérimentales : le gain, les fluctuations d'avalanches et le bruit électronique de la chaîne de mesure.

En guise de récapitulation, les paramètres d'entrée du programme de simulation sont consignés dans le tableau 16.1. On classe en quatre catégories :

1. les paramètres liés à la chambre,
2. les paramètres du gaz (diffusion, gain...),
3. les paramètres de la trace (angle, énergie, type de particules...),
4. les paramètres de l'électronique (bruit, fonction de transfert...),

	<i>Paramètre</i>	<i>Description</i>	<i>Exemple de valeur</i>	<i>Type de paramètre</i>
Chambre	$\Delta_{\text{dérive}}$	Espace de dérive	3 mm	défini par construction
	Δ_{ampli}	Espace d'ampli.	100 μm	défini par construction
	Δ_{substrat}	Epaisseur du substrat	1.6 mm	défini par construction
	p_{piste}	Pas des pistes	317 μm	défini par construction
	p_{grille}	Pas de la grille	52 μm	défini par construction
	$V_{\text{dérive}}$	Tension dérive	1000 V	défini par construction
	V_{grille}	Tension grille	400 V	défini par construction
Gaz	n_{p}	Nb de paires primaires	10	calculé par HEED
	n_{t}	Nb de paires totales	30	calculé par HEED
	v_{d}	Vit. de dérive des élec.	5 cm/ μs	calculé par MAGBOLTZ
	μ_{ion}	Mobilité des ions	1.5 cm ² V ⁻¹ s ⁻¹	fixé [61]
	σ_{l}	Coef. de diff. trans.	300 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$	calculé par MAGBOLTZ
	σ_{t}	Coef. de diff. long.	150 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$	calculé par MAGBOLTZ
	m_{Polya}	Variance Polya	0.7	mesuré
	G	Gain	10000	ajusté à la dist. de charge
	θ_{l}	Angle de Lorentz	0	calculé par MAGBOLTZ
Trace	α	Angle de la trace	0	défini par construction
Elec.	ENC	Bruit élec.	1500 e ⁻	mesuré
	S	Seuil élec.	$3 \times \sigma$	défini par construction

TAB. 16.1 – Paramètres du programme de simulation Monte Carlo de Micromegas, avec leur type d'attribution.

16.2 Dispositifs expérimentaux

Nous avons vu que deux dispositifs ont été utilisés. Le dispositif en présence d'un champ magnétique a été décrit dans le chapitre 13 (partie III). En ce qui concerne le dispositif sans champ magnétique, cinq détecteurs Micromegas de 15×15 cm² ont été placés dans le faisceau de pions du PS. Une vue schématique du dispositif expérimental est présentée sur la figure 16.1.

On dispose de deux doublets. Un doublet est un ensemble de deux détecteurs Micromegas montés dos à dos sur un support commun. Une chambre Micromegas, pouvant pivoter autour d'un axe horizontal (le long des pistes), est disposée au centre des deux doublets. En utilisant

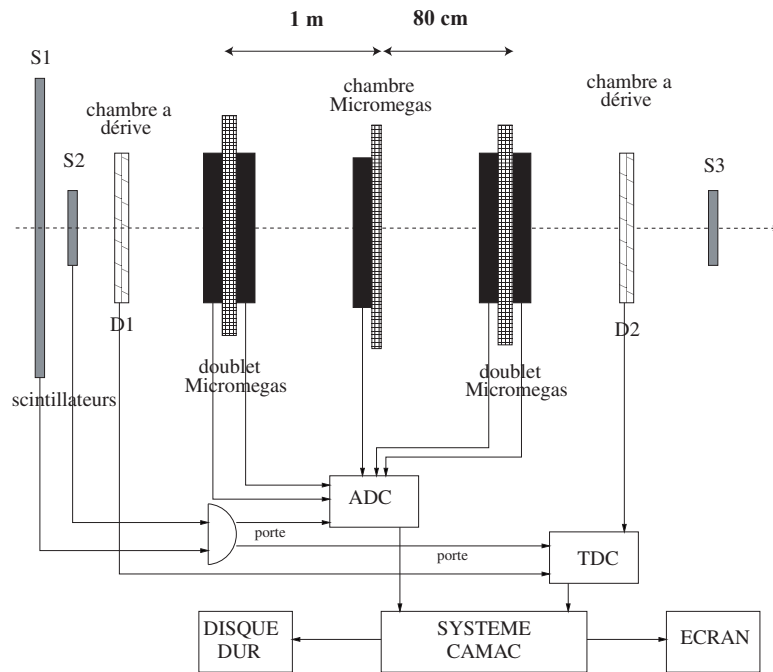


Fig. 16.1 – Dispositif expérimental.

les deux doublets comme télescope, il nous est possible de mesurer la résolution spatiale de la chambre du milieu pour différentes inclinaisons.

16.3 Ajustement du gain et comparaison aux distributions de charges

Pour comparer les performances simulées aux mesures, il est nécessaire d'avoir une connaissance précise de la forme de la distribution de charge et du gain du détecteur. En effet, bien que MAGBOLTZ calcule les coefficients de Townsend (coefficients d'amplification et d'attachement), il s'avère très difficile de reproduire le gain du détecteur car celui-ci est très sensible à la tension et à l'épaisseur de l'espace d'amplification, épaisseur qui n'est pas toujours connue avec une précision suffisante. En outre, les coefficients de Townsend sont soumis aux fluctuations dues à la teneur de divers polluants dans le mélange gazeux (H_2O , CO_2).

Après calibration en nombre d'électrons de l'ADC (*Analog Digital Converter*) et de la chaîne électronique utilisée pour mesurer les charges déposées sur les pistes, le gain du programme de simulation est ajusté en variant le coefficient d'amplification α de telle sorte que le pic de la distribution de charge simulée reproduise la distribution mesurée. La charge induite sur la piste i est calculée à partir du nombre total d'électrons collectés par cette piste. Cette façon de procéder est valide lorsque le temps d'intégration de la chaîne électronique est plus long que le temps de collection des charges. Cette condition est satisfaite lorsque l'on utilise une électronique lente telle que le Gasiplex. Nous justifierons le choix de cette observable comme mesure de la charge induite au chapitre 20 de la partie V qui traite de l'induction des signaux.

La correction à apporter sur le coefficient d'amplification α pour reproduire les gains mesurés est de 3% au maximum. Ceci correspond à une variation sur le gain de 20% environ.

L'erreur systématique sur le calcul du gain est estimée en ajustant une fonction de Rose-Korff (voir paragraphe 11.1 de la partie II) sur la courbe de gain calculée en fonction du champ d'amplification. La moyenne des écarts entre le gain calculé et le gain ajusté nous donne l'erreur systématique sur le gain. La moyenne est effectuée sur un grand nombre de points et pour diverses conditions expérimentales. Cette systématique vaut 5%. Cette méthode n'est valable que pour des gains inférieurs à 10000 car au-delà la paramétrisation de Rose-Korff n'est plus valide.

La comparaison de la distribution de charge avec les données expérimentales est illustrée sur la figure 16.2, dans le cas d'un mélange hélium-DME(80%:20%) pour une tension grille de -490 volts et un pas de piste de $317 \mu\text{m}$. Dans ces conditions, le gain de Micromegas estimé par notre programme de simulation est 9000 ± 450 . Le pic de la distribution simulée a été ajustée au pic de la distribution de charge expérimentales. Les fluctuations simulées et calculées autour de la valeur la plus probable de la distribution sont en excellent accord.

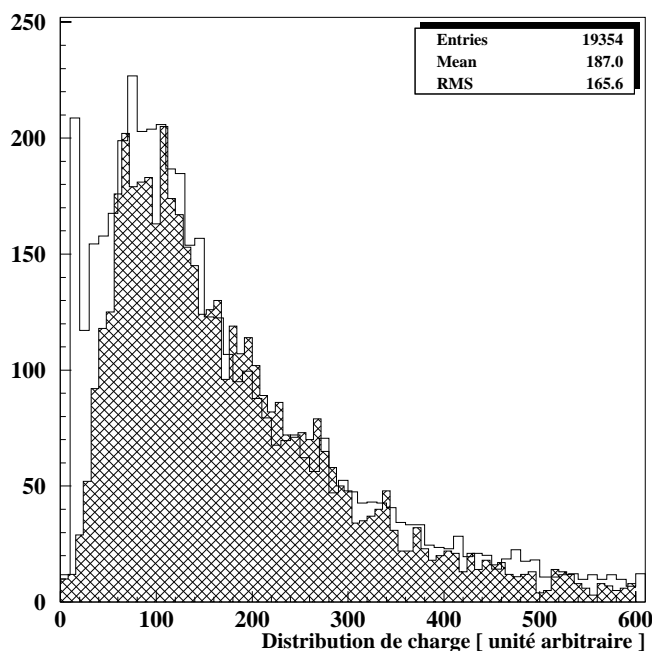


Fig. 16.2 – Distribution de la charge totale collectée par les pistes pour la mesure (histogramme sans hachures) et les calculs (histogramme hachuré). Un gain de 9000 a été estimé en ajustant le coefficient d'amplification de telle sorte que la distribution calculée reproduise la distribution simulée. Ces distributions représentent la convolution d'une distribution de Landau avec les fluctuations d'avalanches et de bruit électronique. Le pic aux faibles charges pour les données expérimentales correspond au piédestal de l'ADC.

A titre d'illustration, le résultat de l'ajustement du gain pour plusieurs tensions grille par la méthode exposée ci-dessus est présenté sur la figure 16.3. On observe que, comme prévu par la fonction de Rose-Korff, le gain varie exponentiellement en fonction de la tension appliquée sur la grille.

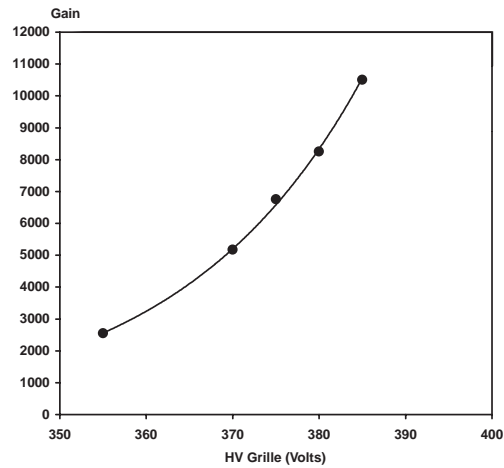


Fig. 16.3 – Illustration de la variation du gain en fonction du potentiel appliqué sur la grille pour un détecteur testé en faisceau de particule. Le gaz est un mélange argon-isobutane(93%:7%). Le gain est ajusté par une fonction exponentielle. Le gain a été calculé à partir des données expérimentales suivant la méthode décrite dans le paragraphe 16.3.

16.4 Incertitudes

Avant de présenter les résultats comparatifs, nous résumons les différentes sources d'incertitudes. On distingue plusieurs types d'incertitudes :

1. Les incertitudes systématiques sur la géométrie de la chambre. Dans cette catégorie, seule l'épaisseur de l'espace de dérive joue un rôle important. Nous estimons la systématique sur l'épaisseur de l'espace de dérive à $\pm 200 \mu\text{m}$.
2. Les incertitudes systématiques sur les mesures du bruit électronique, exprimé en ENC, et du gain. La première incertitude est estimée à $\pm 5\%$. De même l'incertitude systématique sur le gain vaut 5% (voir le paragraphe 16.3).
3. Les incertitudes systématiques sur les conditions de prises de données (températures, pression, composition du mélange gazeux...). Nous ne prenons en compte que les incertitudes sur la composition du mélange gazeux. L'incertitude systématique sur la concentration de gaz porteur est estimée à $\pm 2\%$. En outre, l'influence d'une contamination de 1 ppm d'eau de gaz carbonique est prise en considération dans le calcul des incertitudes systématiques. De telles contaminations peuvent se produire si la chambre n'est pas totalement hermétique.
4. Les incertitudes systématiques sur les calculs des différents paramètres. Ces incertitudes ont été estimées dans la partie II et sont de $\pm 4\%$ au maximum pour le coefficient de diffusion transverse et de $\pm 5\%$ pour le nombre de paires totales.
5. Les erreurs statistiques sur les mesures et les calculs Monte Carlo. En générant un grand nombre de traces (>10000), les incertitudes statistiques sur le calcul Monte Carlo sont négligeables. En revanche, les barres d'erreurs statistiques pour les données sont reportées sur les figures.

Soit X la variable de sortie du programme de simulation (résolution spatiale, multiplicité...) pour laquelle nous souhaitons calculer l'erreur systématique totale due aux contributions exposées ci-dessus. L'effet de l'incertitude systématique d'un certain paramètre P sur X est étudié

en modifiant dans la simulation le paramètre d'entrée considéré d'une valeur égale à son incertitude. On recalcule ensuite X avec cette nouvelle valeur. L'écart entre la valeur de X ainsi calculée et la valeur de X calculée avec les valeurs de référence définit l'erreur systématique sur de P sur X . L'erreur totale (ou combinée) est calculée en effectuant la somme quadratique de chaque contribution systématique.

Les erreurs systématiques combinées sont reportées sous forme de barre d'erreur sur les données Monte Carlo. Sur les données expérimentales, nous représentons les erreurs statistiques.

Il est à noter que les mesures ont quelquefois été effectuées dans des conditions expérimentales difficilement contrôlables. C'est pourquoi, les erreurs réelles peuvent différer des estimations mentionnées ci-dessus.

16.5 Taille des amas (multiplicité)

La taille des amas (ou multiplicité) est le nombre de pistes adjacentes ayant recueilli un signal au-dessus d'un certain seuil. En général, le seuil est fixé à trois écarts standards au-dessus du bruit électronique exprimé en ENC. La méthode de sélection et de reconstruction des amas dans le détecteur a été expliquée au chapitre 14 de la partie III.

La comparaison de la taille des amas nous permet de nous assurer que le gain, le bruit, la diffusion transverse dans l'espace de dérive et l'effet joué par la grille sont correctement simulés.

Les coefficients de diffusion utilisés dans la simulation sont calculés par MAGBOLTZ ; en revanche, les valeurs de gain, de bruit et de fluctuations d'avalanches sont ajustées aux données expérimentales.

La comparaison des distributions de multiplicités est effectuée pour des mélanges à base d'argon et d'hélium et pour trois types de gaz quenceur : l'isobutane, le DME et le CF₄. Pour ces mélanges, l'accord sur la taille des amas est vérifié en faisant varier trois paramètres :

- le gain de la chambre
- l'angle de la trace
- l'épaisseur de l'espace de dérive.

La diaphonie entre les pistes n'a pas été prise en compte dans la simulation. Elle n'est pas simple à décrire et intervient au niveau de l'électronique à cause de phénomènes de couplages capacitifs entre les pistes. Une étude détaillée de la diaphonie sera présentée dans le chapitre 20 de la partie V. Une présence éventuelle de diaphonie pourrait expliquer une partie du désaccord observé entre les données expérimentales et la simulation (voir paragraphes suivants).

Par ailleurs, il convient de noter que seule(s) la(les) piste(s) qui collecte(nt) l'électron recueille(nt) une charge totale non nul. Ceci est dû au fait que la longueur du temps d'intégration de l'électronique de 600 ns est longue par rapport au temps de collection des charges qui est de l'ordre de 150 ns. Cet argument sera justifié ultérieurement, dans le paragraphe 20.1 de la partie V (page 211).

16.5.1 Distribution de la taille des amas

La distribution mesurée de la taille des amas est comparée aux résultats de notre programme de simulation pour trois compositions gazeuses (argon-isobutane(90%:10%), hélium-DME(80%:20%), CF₄-isobutane(80%:20%)) et pour différents pas des pistes (317.5 μm , 100 μm , 50 μm).

Pour les données Monte Carlo, les barres d'erreurs reportées sur les figures sont les erreurs systématiques. La méthode de calcul de ces erreurs ont fait l'objet du paragraphe 16.4. En ce qui concerne les données expérimentales, nous représentons les erreurs statistiques.

La figure 16.4 exhibe la comparaison entre les mesures et les calculs pour les mélanges argon-isobutane(90%:10%) et hélium-DME(80%:20%). L'accord est satisfaisant. Ce résultat est encourageant car les sections efficaces de l'isobutane, qui déterminent le coefficient de diffusion transverse, ne sont pas connues avec une très bonne précision.

Cependant l'accord n'est pas toujours aussi satisfaisant. La figure 16.5 montre que les données Monte Carlo du mélange CF_4 -isobutane(80%:20%) présentent une multiplicité plus faible que les mesures. Les incertitudes systématiques sur le calcul de la multiplicité ne suffisent pas à expliquer le désaccord observé.

A titre d'illustration, la figure 16.5 montre que pour obtenir un accord satisfaisant, le coefficient de diffusion transverse doit être augmenté de 20% par rapport à la valeur calculée par MAGBOLTZ. Or, une augmentation de 20% du coefficient de diffusion transverse pour reproduire la distribution des multiplicités observées est bien supérieure à l'incertitude sur le calcul du coefficient de diffusion qui est au plus de 4% d'après le chapitre 10 et la partie II.

L'interprétation de ce désaccord est détaillée en fin de ce paragraphe.

Distribution des multiplicités - Monte Carlo vs données

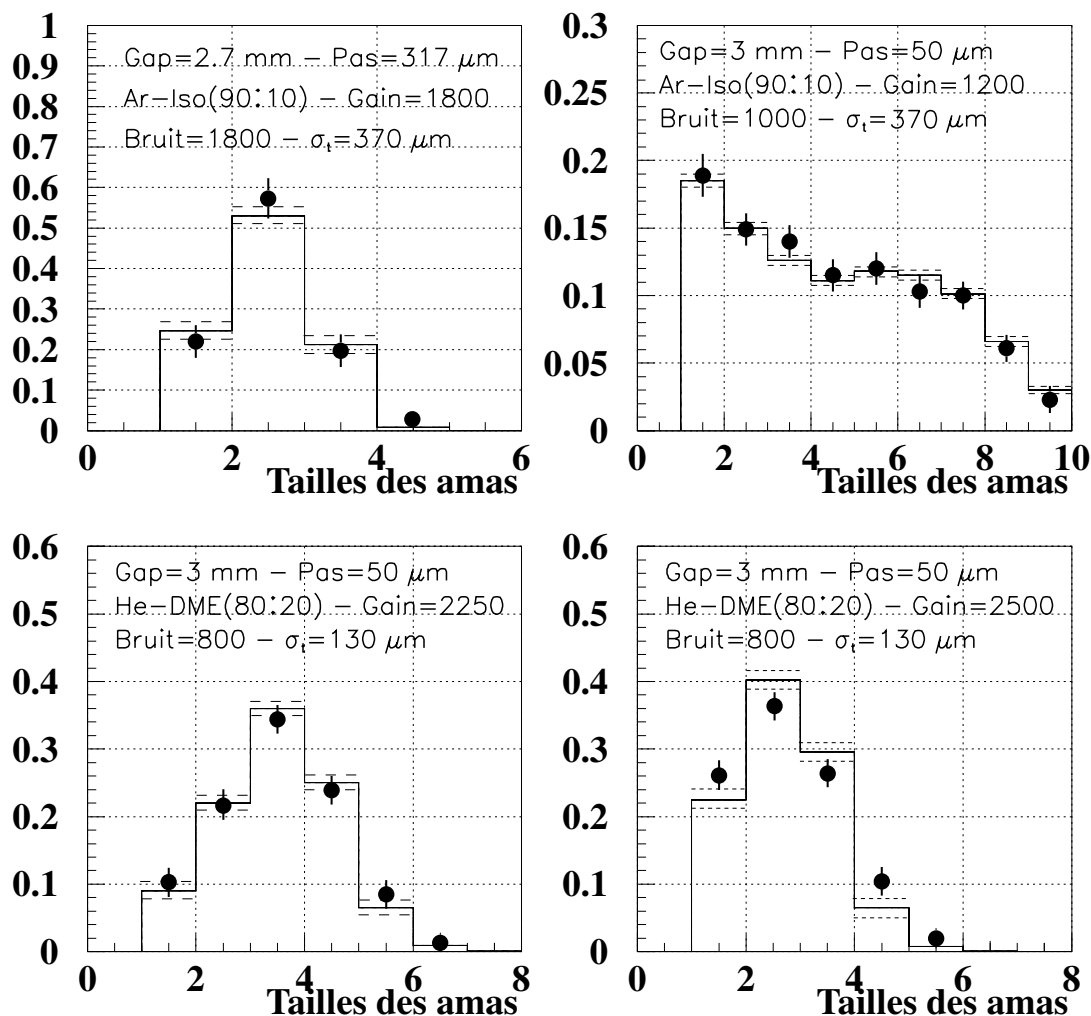


Fig. 16.4 – Distributions (simulées et mesurées) de la taille des amas pour différentes configurations géométriques et pour différents mélanges gazeux. Les points représentent les résultats de notre programme de simulation et les traits pleins les mesures. Le coefficient de diffusion transverse est issu de MAGBOLTZ. Le champ électrique moyen dans l'espace de dérive est de 2 kV/cm. Les barres d'erreurs sont statistiques pour les mesures et systématiques pour les calculs.

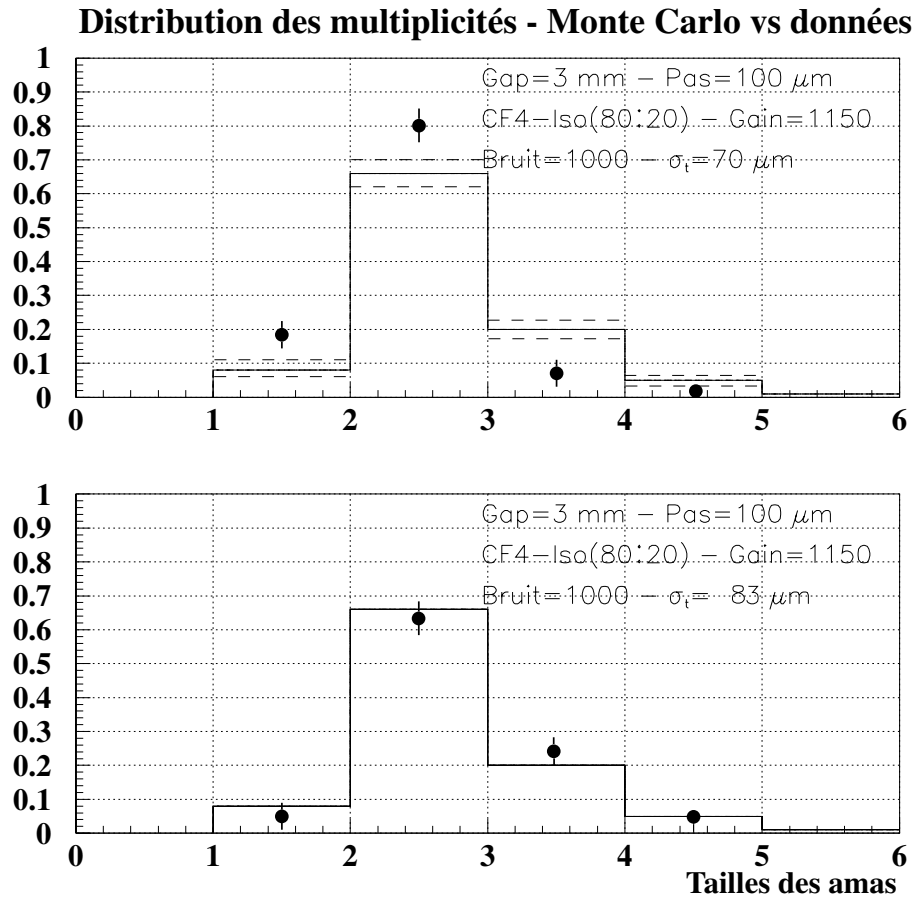


Fig. 16.5 – Distributions (simulées et mesurées) de la taille des amas. Les points représentent les résultats de notre programme de simulation et les traits pleins les mesures. Figure du haut : distribution calculée à partir du coefficient de diffusion transverse issu de MAGBOLTZ. Figure du bas : le coefficient de diffusion transverse calculé par MAGBOLTZ a été augmenté de 20%. Le champ de dérive est de 2.7 kV/cm. Les barres d'erreurs sont statistiques pour les mesures et systématiques pour les calculs.

16.5.2 Taille des amas en fonction de la concentration de DME

Nous nous intéressons désormais non plus à la distribution de la taille des amas mais à la valeur moyenne de cette distribution.

Les multiplicités moyennes simulées et mesurées sont comparées, en fonction de la concentration de DME dans l'argon. Pour effectuer cette mesure, la tension appliquée sur la grille a été modifiée à chaque série de mesures pour maintenir un gain de 2700, quelque soit la concentration de DME. La simulation a été réalisée à partir des valeurs des coefficients de diffusion calculés par MAGBOLTZ en tenant compte de la variation du champ électrique dans l'espace de dérive induite par les modifications de la tension de la grille.

La figure 16.6 montre la comparaison entre les mesures et les calculs. Les données Monte Carlo présentent une multiplicité moyenne plus faible que les mesures expérimentales pour les trois concentrations de DME dans l'argon.

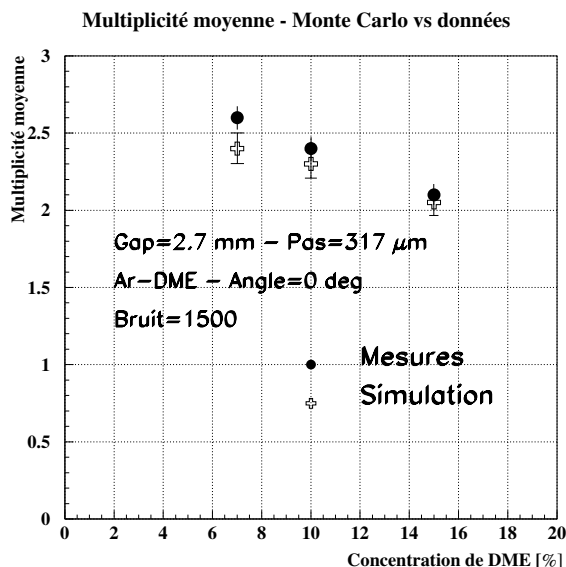


Fig. 16.6 – Taille moyenne des amas (calculée et mesurée) pour différentes concentrations de DME dans l'argon. Les coefficients de diffusion sont calculés à l'aide de MAGBOLTZ et valent 370, 345 et 290 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ respectivement à 7%, 10% et 15% de DME dans l'argon et à 2 kV/cm. Le gain est de 2700. Les erreurs sont statistiques pour les mesures et systématiques pour les calculs.

Le calcul des erreurs systématiques est traité en exemple dans le tableau 16.2 pour le mélange argon-DME(90%:10%).

La combinaison des effets systématiques ne suffit pas à expliquer le désaccord obtenu pour une concentration de 7% de DME. Pour ce mélange, nous avons mesuré une multiplicité moyenne de (2.6 ± 0.07) contre (2.4 ± 0.1) calculée à l'aide du programme de simulation. Cette différence est de 8%. Néanmoins, l'effet relatif de l'augmentation de la concentration est bien reproduit.

16.5.3 Taille des amas en fonction du gain

La taille des amas a été mesurée en fonction du gain pour deux mélanges gazeux.

Type d'incertitude	Valeur de l'incertitude	Contribution $\Delta_{\langle \text{multi} \rangle}$
Épaisseur de l'espace de dérive	200 μm	0.065
Gain	5%	0.025
Bruit électronique	5%	0.020
Nombre de paires totales	5%	0.025
Coefficient de diffusion transverse	4%	0.040
Concentration d'argon	1%	0.025
Contamination en eau	1 ppm	0.005
Contamination en CO ₂	1 ppm	0.005
Erreur totale (somme quadratique)	$\simeq 4\%$	0.090

TAB. 16.2 – Différentes sources d'erreurs systématiques dans le calcul de la taille moyenne des amas. La dernière colonne indique la contribution de l'incertitude due à chacun des paramètres intervenant dans la simulation.

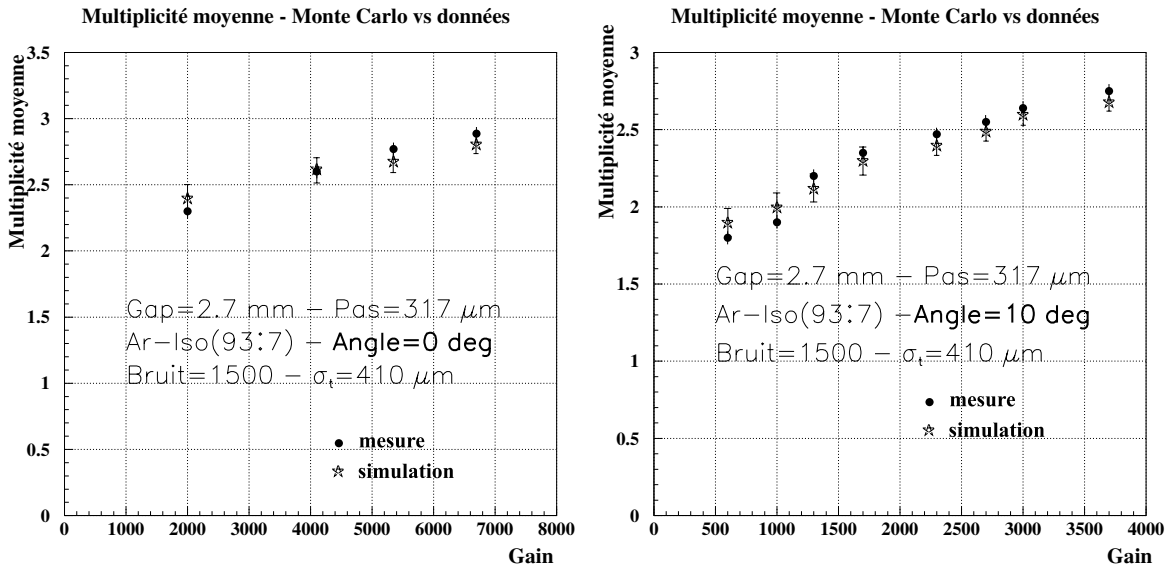


Fig. 16.7 – Taille moyenne des amas en fonction du gain de la chambre pour un mélange argon-isobutane(93%:7%) et pour deux angles d'incidence de la trace (0 et 10 degrés). Les erreurs sont statistiques pour les mesures et systématiques pour les calculs.

Mélange argon-isobutane

Le coefficient de diffusion transverse utilisé est calculé à l'aide de MAGBOLTZ. Les multiplicités calculées et mesurées sont représentées sur la figure 16.7 en fonction du gain de la chambre et pour deux angles d'incidence (0 et 10 degrés). On note un accord à 5% pour le mélange argon-isobutane : la multiplicité simulée est légèrement surestimée par rapport aux données expérimentales à bas gain et sous-estimée à haut gain. Nous pouvons mettre en doute, une fois de plus, le coefficient de diffusion transverse fourni par MAGBOLTZ mais le fait que la différence ne soit pas systématique laisse à penser que d'autres facteurs jouent un rôle.

Mélange argon-DME

La multiplicité en fonction du gain semble confirmer la sous-estimation du calcul de la multiplicité à haut gain par notre programme de simulation (voir figure 16.8).

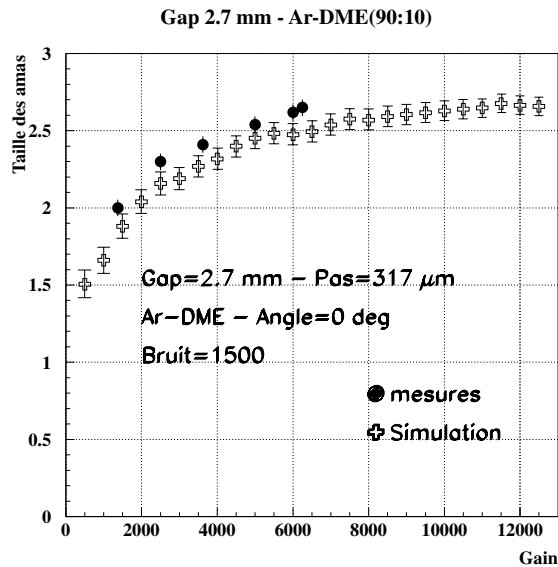


Fig. 16.8 – Taille moyenne des amas mesurée et simulée en fonction du gain pour un mélange argon-DME(90%:10%). Le coefficient de diffusion transverse est de $345 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ à 2 kV/cm . Les erreurs sont statistiques pour les mesures et systématiques pour les calculs.

Interprétation

En observant les figures 16.7 et 16.8, on distingue trois zones de fonctionnement du détecteur :

- A faible gain, la distribution de charge est collée au piédestal. Une petite variation de la coupure (pour éliminer le bruit électronique) tronque la distribution de charge et modifie très vite les multiplicités observées. C'est pourquoi les calculs présentent de grandes barres d'erreurs systématiques. Il est difficile de simuler cela correctement. Ce mode de fonctionnement a peu d'importance car il est rarement utilisé, le détecteur étant, dans ces conditions, inefficace.
- La zone à gain moyen (entre 3000 et 7000) a beaucoup plus d'importance. Pour de telles valeurs de gain, le détecteur est pleinement efficace (pour des particules autour du MIP)

mais les électrons qui diffusent dans l'espace de dérive ne sont pas tous détectés. En particulier, les électrons qui atterrissent sur les pistes voisines éloignées (c'est-à-dire à plus de $2 \times \sigma_t$) du point de passage de la particule ne sont pas toujours en nombre suffisant pour franchir le seuil de trois écarts standards au-dessus du bruit électronique. La multiplicité augmente donc doucement avec le gain au fur et à mesure que le rapport signal sur bruit sur les pistes extérieures s'améliore. De plus, les erreurs systématiques diminuent avec le gain. Sur la figure 16.8, la multiplicité simulée vaut (2.55 ± 0.05) à un gain de 6200 alors que les mesures atteignent une multiplicité de (2.65 ± 0.09) pour la même valeur du gain.

- A haut gain (> 7000), on s'attend à obtenir une saturation de la taille des amas car un seul électron est suffisamment multiplié pour franchir le seuil. Tous les électrons créés dans l'espace de dérive sont donc détectés. Une saturation de la multiplicité est observée en fonction du gain. D'après la figure 16.8, la multiplicité simulée sature à 2.68 ± 0.07 .

Pour expliquer le faible désaccord observé sur la figure 16.8, nous recalculons les multiplicités moyennes en faisant varier deux paramètres d'entrée du calcul : le bruit électronique et l'épaisseur de l'espace de dérive. En effet, la prise de données peut être soumise à des fluctuations intempestives du bruit électronique. Des variations de l'ordre de 15% ont quelquefois été observées. Dans ce cas, l'erreur systématique sur le bruit, estimée à 5%, n'est pas assez importante pour prendre en compte les variations de bruit électronique. La figure 16.9 de gauche montre l'influence d'une diminution de 15% du bruit électronique sur la taille moyenne des amas. L'accord est plus satisfaisant. La multiplicité moyenne est donc sensible au bruit électronique. Augmenter l'épaisseur de l'espace de dérive de 2.7 mm à 3 mm augmente également la multiplicité moyenne. Le résultat est présenté sur la figure 16.9 de droite.

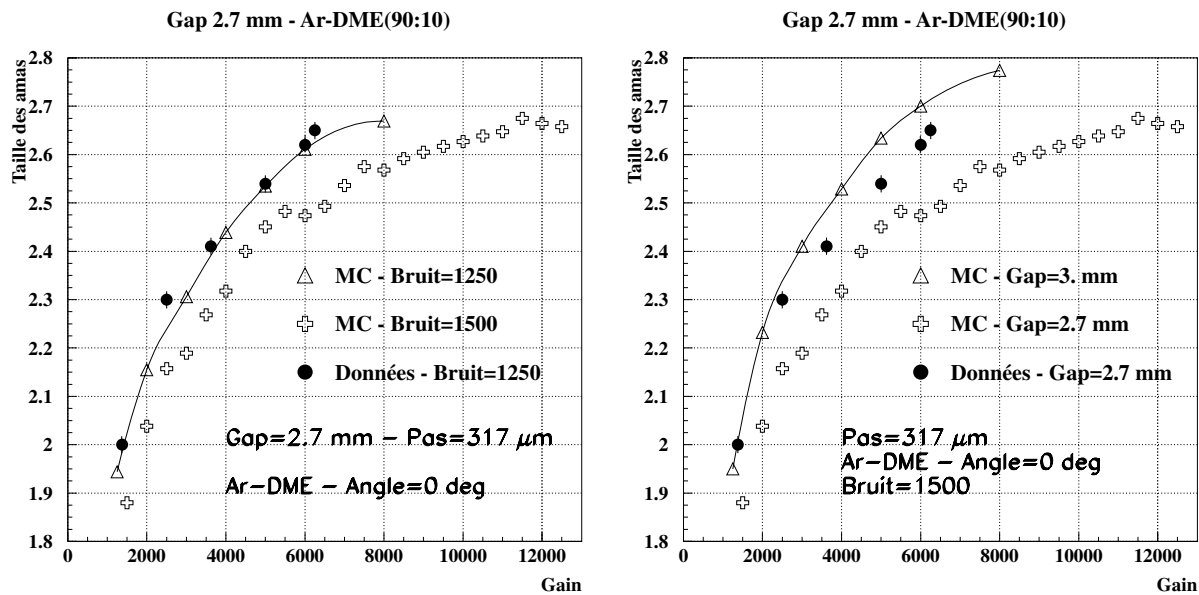


Fig. 16.9 – Taille moyenne des amas (mesurée et simulée) en fonction du gain pour un mélange argon-DME(90%:10%). Le coefficient de diffusion transverse est de $345 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ à 2 kV/cm.

16.5.4 Taille des amas en fonction de l'angle d'incidence des particules

Une des chambres Micromegas était disposée sur un axe pivotant afin de mesurer les performances de Micromegas en fonction de l'angle d'incidence de la particule par rapport au plan de pistes (angle α). La taille des amas en fonction de l'angle α est reportée sur la figure 16.11 de gauche. Pour cette étude, les erreurs systématiques ne sont pas calculées.

Notons tout d'abord que la simulation reproduit correctement la variation de la multiplicité en fonction de l'angle.

Pour les grands angles d'incidence, une légère saturation de la multiplicité est observée à la fois dans les données et la simulation. Cette saturation s'explique par le fait que l'algorithme choisi pour la reconstruction des amas ne tolère pas de trous : on recherche les pistes adjacentes ayant collecté une charge au-dessus d'un certain seuil. Le rapport signal sur bruit par piste diminue lorsque l'angle de la trace augmente parce que les charges se répartissent sur un plus grand nombre de pistes. A 35 degrés, les 50 électrons produits en moyenne le long de la trajectoire se répartissent sur environ 6 pistes. La zone *arrosée* peut alors présenter des pistes pour lesquelles la charge totale collectée est en dessous du seuil. Cet effet est expliqué sur la figure 16.10. Les trous dans la distribution de charge provoquent une saturation de la multiplicité.

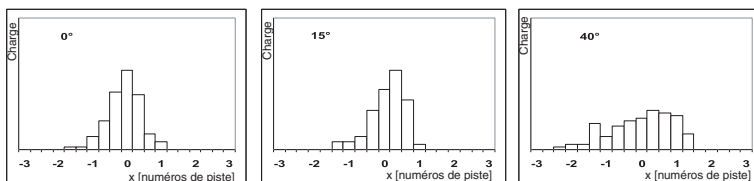


Fig. 16.10 – Exemple de distribution des électrons collectés sur les pistes pour plusieurs angles d'incidence des particules. Le rapport signal sur bruit par piste diminue et la distribution de charge sur les pistes devient fortement dissymétrique. Elle tend vers une distribution uniforme au fur et à mesure que l'angle augmente.

Tolérer un ou plusieurs trous dans l'algorithme augmente considérablement la multiplicité moyenne, surtout aux grands angles (voir figure 16.11 à droite).

16.5.5 Interprétation des résultats

L'accord entre les données expérimentales et les données Monte Carlo varie en fonction de la prise de données. En général, le programme de simulation sous-estime la multiplicité moyenne des amas. Dans certains cas, la prise en compte des erreurs systématiques et statistiques ne suffit pas à expliquer le désaccord observé. Plusieurs explications peuvent être avancées.

En premier lieu, nous pouvons mettre en doute le calcul du coefficient de diffusion transverse calculé par MAGBOLTZ. En effet, il a déjà été rapporté que MAGBOLTZ sous-estime le coefficient de diffusion transverse pour les mélanges à base d'argon [126]. Cependant, l'incertitude sur les coefficients de transport ne devrait pas excéder 4% (voir paragraphe 10.4 et référence [97]). Or faire varier le coefficient de diffusion transverse de 4% ne suffit pas à expliquer le désaccord observé.

En second lieu, il faut mentionner les phénomènes physiques non simulés qui contribuent à l'extension spatiale de l'avalanche. La propagation des photons UV peut générer, dans les

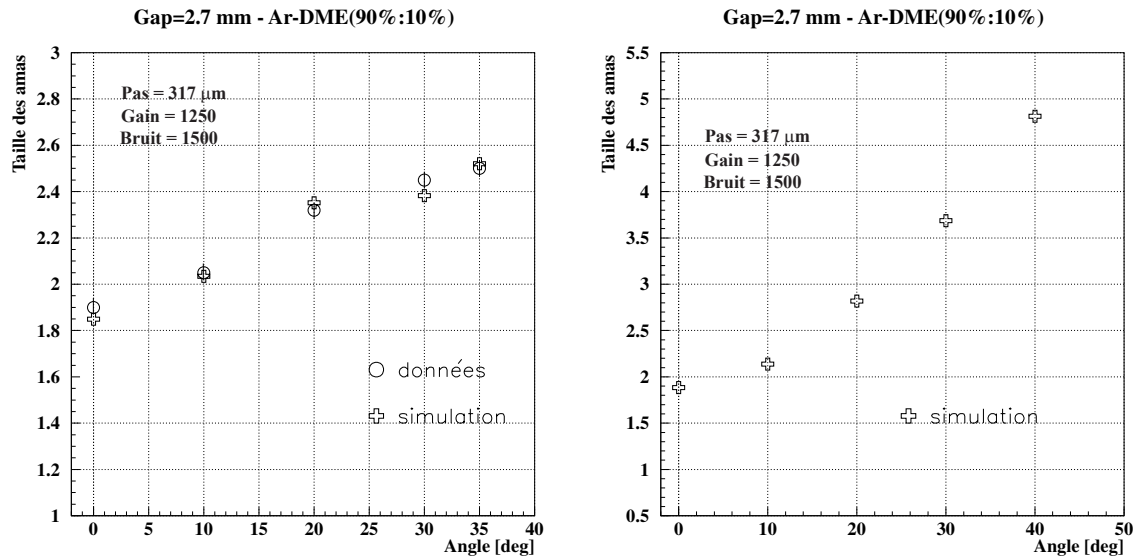


Fig. 16.11 – *Figure de gauche : taille des amas en fonction de l'angle de la trace mesurée et calculée pour un mélange d'argon avec 10% de DME. Le coefficient de diffusion est issu de MAGBOLTZ. L'algorithme de recherche des amas ne tolère aucun trou. Figure de droite : taille des amas en fonction de l'angle de la trace mesurée et calculée pour un mélange d'argon avec 10% de DME. Le coefficient de diffusion est issu de MAGBOLTZ. L'algorithme de recherche des amas tolère au maximum deux trous. Les erreurs sont statistiques pour les données expérimentales. Les systématiques n'ont pas été calculées.*

mélanges à faible proportion de quencheur, de nouvelles avalanches. La diaphonie entre les pistes contribue également à l'augmentation de la taille des amas. Elle n'est pas facile à simuler. Elle dépend des capacités de couplages inter-pistes et sera détaillée dans le chapitre 20 de la partie V.

La multiplicité est également très sensible au bruit électronique. Or ce paramètre peut être soumis à des fluctuations intempestives difficilement estimables. Notons enfin que l'erreur sur les mesures est dans certains cas plus grande que celle que nous avons estimée.

En conclusion, il semble difficile et dangereux d'utiliser les distributions de multiplicités simulées pour en déduire le coefficient de diffusion transverse avec une plus grande précision que celle de MAGBOLTZ. En outre, un désaccord entre données expérimentales et données Monte Carlo, inférieur à 10%, est satisfaisant compte tenu de la complexité des phénomènes mis en jeu. Par ailleurs, les variations relatives de la multiplicité en fonction des différents paramètres (géométrie, concentration de quencheur, gain, angle) sont bien appréhendées.

16.6 Résolution spatiale

La résolution spatiale d'un détecteur de traces est la performance déterminante avec l'efficacité. Aussi est-il important de reproduire fidèlement cette caractéristique quelque soit les conditions d'utilisation de la chambre. Nous présentons dans ce paragraphe une comparaison des résolutions spatiales mesurées et simulées. Nous étudions la résolution spatiale pour des traces à angle droit et à incidence prononcée ($\alpha=30^\circ$) et pour différentes concentrations de DME dans l'argon.

Au préalable, nous illustrons sur la figure 16.12 la distribution du résidu (différence entre position mesurée et position attendue d'après le Monte Carlo) sur laquelle se base notre calcul de la résolution spatiale. Cette dernière est obtenue en prenant l'écart type d'une distribution gaussienne ajustée sur la distribution du résidu.

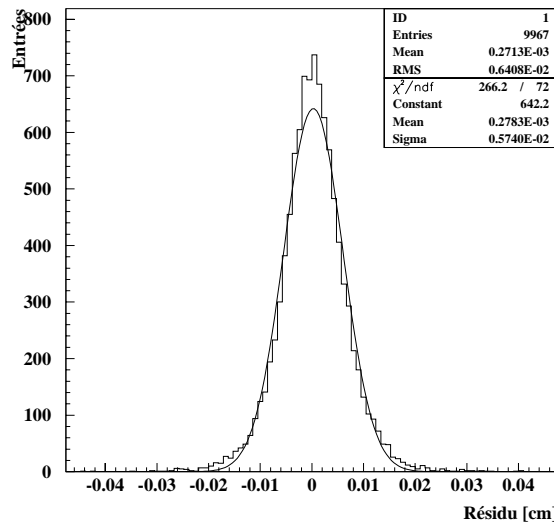


Fig. 16.12 – Exemple d'une distribution de la différence entre la position générée par la simulation et la position calculée (résidu). La résolution est obtenue en prenant l'écart type de la gaussienne ajustée. Dans cet exemple, la résolution spatiale vaut $57 \mu\text{m}$

Les mesures expérimentales présentées dans ce chapitre sont publiées dans les références [71, 73].

16.6.1 Résolution spatiale en fonction de la concentration de DME

La teneur du gaz quencheur (DME par exemple) joue un rôle fondamental sur le fonctionnement de Micromegas, tant pour sa stabilité que pour l'optimisation de sa résolution spatiale.

La figure 16.13 résume les résolutions spatiales obtenues pour diverses concentrations de DME dans l'argon. On observe une amélioration de la résolution avec la concentration de DME liée d'une part à la baisse de la taille moyenne des amas (cf. figure 16.6) et d'autre part à l'augmentation du nombre de paires totales produites dans l'espace de dérive. Nous verrons au chapitre 17 l'importance de ces deux paramètres sur la résolution spatiale.

La simulation reproduit correctement l'amélioration de la résolution avec l'augmentation de la quantité de quencheur. Toutefois, le résultat obtenu par l'estimation Monte Carlo est

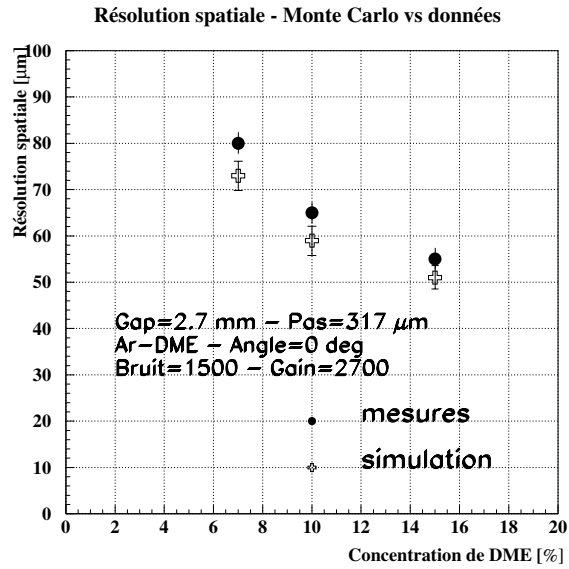


Fig. 16.13 – Comparaison de la résolution spatiale mesurée et calculée. Les erreurs sont statistiques pour les mesures et systématiques pour les calculs.

Type d'incertitude	Valeur de l'incertitude	Contribution $\Delta_{\langle r_{és} \rangle}$ [µm]
Epaisseur de l'espace de dérive	200 µm	2.8
Gain	5%	1.6
Nombre de paires totales	5%	1.5
Bruit électronique	5%	1.0
Coefficient de diffusion transverse	4%	0.6
Concentration d'argon	1%	0.6
Contamination en eau	1 ppm	0.1
Contamination en CO ₂	1 ppm	0.1
Erreur totale (somme quadratique)	≈ 5%	3.8

TAB. 16.3 – Différentes sources d'erreurs systématiques dans le calcul de la résolution spatiale. La dernière colonne indique la contribution de l'incertitude due à chacun des paramètres intervenant dans la simulation.

meilleur que la valeur expérimentale : pour 7% de DME dans l'argon, on mesure une résolution de (80 ± 2) µm contre (73 ± 4) µm attendue par la simulation. Ceci correspond à un écart de 8.5%. Pour une plus forte concentration de DME, le désaccord diminue pour atteindre 4% dans un mélange argon-DME(85%:15%).

Le calcul des erreurs systématiques est traité en exemple dans le tableau 16.3 pour le mélange argon-DME(90%:10%).

En outre, nous avons vu sur la figure 16.6 de la page 162 que, pour les mêmes conditions expérimentales, la taille des amas calculée est plus faible que la taille des amas mesurée. Augmenter la diffusion transverse permettrait donc de diminuer le désaccord entre la simulation et les mesures en augmentant d'une part la taille des amas et en détériorant d'autre part la résolution spatiale.

<i>Composition gazeuse</i>	<i>Pas des pistes</i>	<i>Champ électrique</i>	<i>Gain</i>	<i>Bruit élec.</i>	<i>Diffusion transverse</i>	<i>Rés. spatiale mesurée</i>	<i>Rés. spatiale calculée</i>
	[μm]	[kV/cm]		ENC	[$\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$]	[μm]	[μm]
Ar-Iso(90%:10%)	100	1.0	2200	1100	370	42 \pm 4	38 \pm 4
He-Iso-CF ₄ (89%:6%:5%)	100	1.8	4500	1100	203	35 \pm 4	31 \pm 3
He-Iso-CF ₄ (84%:6%:10%)	100	1.8	4500	1100	149	30 \pm 4	26 \pm 3
He-DME(80%:20%)	50	1.0	2500	800	123	25 \pm 3	21 \pm 3
CF ₄ -Iso(80%:20%)	100	0.4	1150	1100	123	18 \pm 3	15 \pm 2
CF ₄ -Iso(80%:20%)	100	2.7	1150	1100	72	14 \pm 3	14 \pm 2

TAB. 16.4 – Comparaison de la résolution spatiale mesurée et calculée pour différents paramètres de la chambre. Les erreurs sont statistiques pour les mesures et systématiques pour les calculs.

16.6.2 Résolution spatiale pour différents mélanges gazeux

Le tableau 16.4 résume les résolutions spatiales simulées et mesurées pour différents types de mélanges gazeux et pour des pas de pistes de 50 μm et 100 μm . Les données expérimentales sont publiées dans la référence [71].

Ce tableau comparatif montre que le programme Monte Carlo est apte à reproduire les résolutions mesurées à mieux que 5% près. Précisons que, pour toutes les configurations étudiées, la résolution calculée est meilleure que la résolution expérimentale.

La simulation des très bonnes résolutions spatiales ($\leq 30 \mu\text{m}$) nécessite des précautions supplémentaires. En effet, nous avons décelé que la résolution spatiale variait en fonction du positionnement des pistes par rapport à la grille. Pour simuler correctement la réalité, il importe donc de calculer la résolution spatiale en moyennant la résolution sur tous les écarts possibles entre pistes et grille (car les pistes et les mailles de la grille ont des périodicités différentes). Ceci est réalisé en pratique en modifiant de façon aléatoire pour chaque événement la position de la grille par rapport aux pistes. Cet effet sera abordé plus en détail dans le chapitre 17 de la partie IV.

Nous remarquons à la lecture du tableau 16.4 l'importance du choix du gaz sur la résolution spatiale. Pour un pas de piste de 100 μm , la résolution spatiale varie entre 42 μm et 14 μm . La diffusion transverse et le nombre de paires totales jouent donc un rôle déterminant. Nous étudierons l'influence de ces paramètres et l'optimisation du détecteur dans le chapitre 17 de cette même partie.

Notons également au passage la très bonne résolution spatiale de Micromegas obtenue avec le CF₄ (14 μm) en raison d'un coefficient de diffusion transverse du gaz adapté au pas de pistes de 50 μm . Le choix du gaz avait été optimisé au préalable à l'aide du programme de simulation Monte Carlo. Jusqu'à ce jour, aucun détecteur gazeux n'a été en mesure d'obtenir de telles résolutions spatiales à pression atmosphérique.

16.6.3 Résolution spatiale en fonction de l'angle d'incidence des particules

La comparaison entre calculs et résultats expérimentaux a été répétée pour des traces inclinées et le résultat est montré sur la figure 16.14. Les erreurs systématiques n'ont pas été

calculées pour cette étude. On constate un excellent accord entre la simulation et les mesures pour les incidences de traces prononcées. Pour les traces à angle nuls, les résultats obtenus par Monte Carlo sont, une fois de plus, meilleurs que les valeurs expérimentales.

La précision spatiale est moins bonne aux traces inclinées qu'aux traces perpendiculaires à la chambre. Lorsque la trace ionisante forme un angle non nul avec la normale au plan de pistes, les fluctuations d'amplitudes des signaux recueillis faussent la mesure de la position de la particule. Plusieurs processus ont lieu dans ce cas :

1. La zone sur le plan de pistes arrosée par les électrons augmente avec l'angle et varie comme la tangente de l'angle (projection de la trace sur le plan de pistes). A grand angle, l'effet de la diffusion transverse devient négligeable.
2. La charge étant répartie sur un grand nombre de pistes, le rapport signal sur bruit par piste diminue avec l'angle.
3. La distribution de charge sur les pistes présente donc des trous (voir figure 16.10) et se rapproche d'une distribution uniforme au fur et à mesure que l'angle augmente.

Ainsi, à grand angle, le rapport signal sur bruit par piste est si faible que la position du barycentre de la distribution de charge sur les pistes suit une distribution uniforme sur toute la largeur de la zone arrosée par les électrons ($\frac{\tan \alpha \Delta_{\text{derive}}}{2}$). Aussi la résolution spatiale varie-t-elle comme la tangente de l'angle.

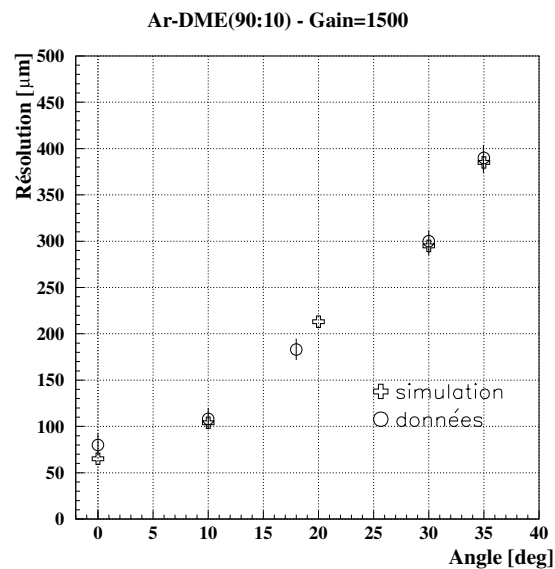


Fig. 16.14 – Variation de la résolution spatiale en fonction de l'angle d'incidence des traces. La simulation reproduit correctement les données expérimentales. Les erreurs sur les mesures sont statistiques. Les erreurs systématiques sur les points simulés n'ont pas été calculées.

16.6.4 Résolution spatiale en présence d'un champ magnétique

Les mesures de résolutions spatiales en présence d'un champ magnétique ont été présentées dans le chapitre 15 de la partie III. Le détecteur testé disposait d'un plancher de pistes gravées au pas de $317 \mu\text{m}$ et d'un espace de dérive épais de 2.7 mm . La chambre fonctionnait avec un mélange argon-isobutane(90%:10%) à un gain de 1250 et pour un champ électrique dans l'espace

de dérive 2 kV/cm. Le bruit électronique était de 1300 électrons ENC. Dans ces conditions, la résolution spatiale et l'angle de Lorentz ont été mesurées pour quatre intensités de champ magnétique : 0, 0.3, 0.7 et 1 T et pour trois angles d'inclinaison α de la chambre par rapport au faisceau de particules : 0, 10 et 15 degrés.

Le calcul des résolutions spatiales en champ magnétique nécessite un paramètre supplémentaire par rapport à ce qui a été présenté auparavant. Il s'agit de l'angle de Lorentz, θ_L . MAGBOLTZ calcule l'angle de Lorentz par méthode Monte Carlo à partir des vecteurs champ électrique et champ magnétique, du mélange gazeux et des conditions de température et de pression. Dans cette étude, les vecteurs champ électrique et champ magnétique sont perpendiculaires.

Les résultats de notre comparaison sont présentés dans le tableau 16.5 pour les différentes intensités du champ magnétique et pour les trois angles d'inclinaison de la chambre α . Les systématiques sur la résolution spatiale sont calculées en négligeant les erreurs systématiques sur l'angle de Lorentz. On note un bon accord entre les mesures et les calculs. La dégradation de la résolution spatiale au fur et à mesure que le champ magnétique augmente est bien reproduite par la simulation. Toutefois, à 1 T et à 0 degré, la résolution calculée est légèrement supérieure à la résolution mesurée : $(110 \pm 6) \mu\text{m}$ contre $(119 \pm 5) \mu\text{m}$. Ceci s'explique par le fait que, à 1 T, l'angle de Lorentz calculé est plus grand que l'angle de Lorentz mesuré comme nous le verrons dans le paragraphe suivant. En outre, la simulation confirme le fait qu'une inclinaison des détecteurs d'un angle égal à l'angle de Lorentz permette de retrouver les résolutions mesurées sans champ magnétique.

Il est intéressant de comparer la résolution spatiale à 0 T et 0 degré ($75 \pm 4 \mu\text{m}$ pour les calculs) avec la résolution spatiale à 1 T et 15 degrés ($72 \pm 4 \mu\text{m}$ pour les calculs). La meilleure résolution spatiale mesurée en champ magnétique s'explique par le fait que la particule crée plus d'ionisation lorsque la trace est inclinée d'un angle α (voir schéma 13.4 de la page 120).

<i>Champ magnétique</i> [T]	<i>Angle d'inclinaison</i> [degrés]	<i>Résolution spatiale mesurée</i> μm	<i>Résolution spatiale calculée</i> μm
0	0.	78 ± 4	75 ± 4
0.3	0.	90 ± 5	86 ± 4
1.	0.	110 ± 6	119 ± 5
0	10	98 ± 5	94 ± 5
0.3	10	93 ± 5	89 ± 4
0.7	10	76 ± 4	77 ± 4
1.	10	86 ± 5	90 ± 4
0	15	110 ± 6	118 ± 5
0.3	15	86 ± 5	93 ± 4
0.7	15	79 ± 5	84 ± 4
1.	15	75 ± 5	72 ± 4

TAB. 16.5 – *Comparaison de la résolution spatiale mesurée et calculée pour différentes valeurs du champ magnétique et pour différents angles d'incidence. L'espace de dérive est épais de 2.7 mm, le gain de la chambre vaut 1250, le bruit 1300 électrons ENC et le champ dans l'espace de dérive 2 kV/cm. Les erreurs sont statistiques pour les mesures et systématiques pour les calculs.*

16.7 Angle de Lorentz

L'angle de Lorentz, mesuré lors de notre test en champ magnétique, est comparé à la valeur calculée par MAGBOLTZ pour un mélange d'argon-isobutane(90%:10%). Le vecteur champ magnétique était perpendiculaire au vecteur champ électrique, de 2 kV/cm. Pour effectuer cette comparaison, il importe de bien comprendre les erreurs systématiques. Nous distinguons deux types d'incertitudes :

1. Les incertitudes statistiques et systématiques liées aux calculs de l'angle de Lorentz. Celles-ci ont été estimées dans le paragraphe 15.1.2 de la partie III et les angles de Lorentz mesurés sont accompagnés de leur barre d'erreur correspondante.
2. Les incertitudes liées au fait que l'on ne connaisse pas les conditions de mesure avec une parfaite précision. Ces incertitudes portent par exemple sur la connaissance du mélange gazeux et des conditions de température et de pression. Les barres d'erreurs correspondantes sont reportées sur la valeur calculée de l'angle de Lorentz.

Pour prendre en compte le deuxième type d'incertitude dans cette comparaison, nous recalculons l'angle de Lorentz en faisant varier les paramètres d'entrée du calcul d'une quantité égale aux incertitudes estimées sur chacun de ces paramètres. L'ampleur des effets systématiques sur l'angle de Lorentz est montrée dans le tableau 16.6 où l'on trouve la variation $\Delta\theta_L$ de l'angle de Lorentz due aux incertitudes sur chaque paramètre. En plus des paramètres d'entrée standards (champ électrique, champ magnétique, température, pression, mélange gazeux), nous avons estimé l'influence d'une contamination de 1 ppm d'eau et de gaz carbonique dans le mélange gazeux. De telles contaminations peuvent se produire si la chambre n'est pas totalement hermétique. Après calcul, on montre que ces deux contributions sont négligeables par rapport aux autres sources d'incertitude.

Paramètre	Valeur	Incertitude	Incertitude sur l'angle de Lorentz $\Delta\theta$ [degrés]		
			B=0.3 T	B=0.7 T	B=1 T
Champ électrique	E=2 kV/cm	± 0.1 kV/cm	∓ 0.25	∓ 0.6	$\mp 1.$
Température	T=25°C	$\pm 3^\circ\text{C}$	± 0.10	± 0.15	± 0.08
Pression	P=980 mb	± 10 mb	± 0.05	± 0.25	± 0.15
Champ magnétique	B=1 T	$\pm 1\%$	± 0.05	± 0.1	± 0.15
Composition gazeuse	Ar-Iso(90%:10%)	($\pm 2\%$: $\mp 2\%$)	∓ 0.35	∓ 0.5	$\mp 1.$
Contamination en eau	P _{eau} = 0%	+0.1%	-0.05	-0.1	-0.2
Contamination en CO ₂	P _{CO₂} = 0%	+0.1%	-0.03	-0.06	-0.01
Incertitude totale [degrés]			0.45	0.8	1.4

TAB. 16.6 – Influence des incertitudes systématiques sur l'angle de Lorentz. Ces incertitudes sont liées au fait que l'on ne connaît pas parfaitement les conditions dans lesquelles les mesures ont été effectuées.

L'incertitude systématique totale sur l'angle de Lorentz ne peut être obtenue en faisant la somme quadratique de chaque incertitude $\Delta\theta_L$ car les influences sur l'angle de Lorentz du champ électrique, la température et la pression sont corrélés. Pour estimer la contribution de l'incertitude de ces trois paramètres corrélés sur l'incertitude de l'angle de Lorentz, nous prenons la plus grande valeur de $\Delta\theta_L$. Il s'agit en fait d'une approximation car les corrélations sont

difficiles à déterminer. D'après le tableau 16.6, l'incertitude sur le champ électrique domine. La contribution des incertitudes de ces trois paramètres (champ électrique, température et pression) sur l'incertitude de l'angle de Lorentz vaut donc $\Delta\theta_L = 0.25, 0.6$ et 1 degré respectivement à $0.3, 0.7$ et 1 T. Les autres paramètres sont indépendants, nous pouvons donc les ajouter quadratiquement. L'incertitude totale, liée au fait que l'on ne connaît pas parfaitement les conditions dans lesquelles les mesures ont été effectuées, est mentionnée sur la dernière ligne du tableau 16.6.

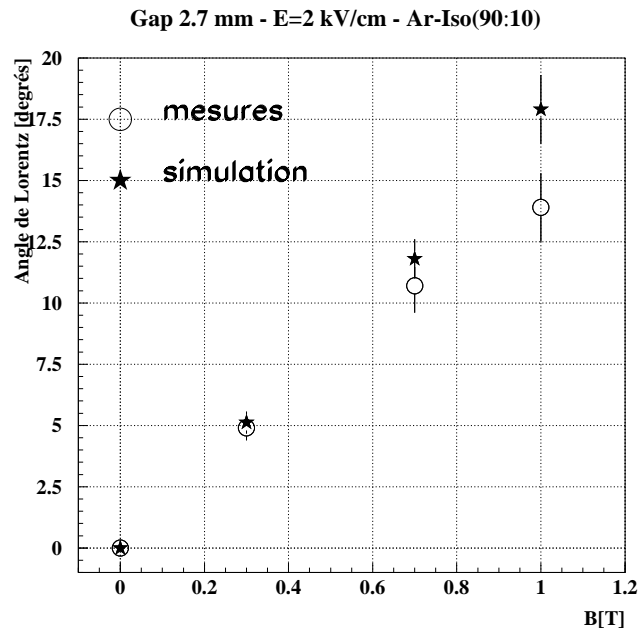


Fig. 16.15 – Comparaison de l'angle de Lorentz mesuré et calculé. Les conditions expérimentales sont résumées dans le tableau 16.6. Les barres d'erreurs sont systématiques (voir texte).

Ces barres d'erreur sont reportées sur la valeur calculée de l'angle de Lorentz. La comparaison est présentée sur la figure 16.15. Pour les champs magnétiques de 0.3 et 0.7 T, l'accord entre les mesures et les calculs est très satisfaisant. Toutefois, à 1 T la simulation prédit un angle de Lorentz de (17.9 ± 1.4) degrés contre (13.9 ± 1.4) degrés pour la mesure. Il nous est difficile d'interpréter ce désaccord. On peut simplement noter que l'angle de Lorentz calculé est plus proche d'une variation linéaire avec le champ magnétique que l'angle de Lorentz mesuré. Or, une variation linéaire de l'angle de Lorentz avec le champ magnétique est attendue pour des intensités de champ inférieures à 2 T. En effet, l'angle de Lorentz est proportionnel au champ magnétique divisé par la fréquence de collision. La fréquence de collision est elle-même proportionnelle à la section efficace du gaz considéré. Or par Monte Carlo on s'aperçoit que l'énergie moyenne des électrons varie peu entre 0 T et 1 T : elle passe de 1.54 eV à 1.61 eV. En consultant les tables de sections efficaces, on remarque que cette dernière varie très peu entre 1.54 eV et 1.61 eV. Par conséquent, on s'attend à une variation linéaire de l'angle de Lorentz avec le champ magnétique.

Il est donc plus probable que le désaccord soit dû à une mauvaise estimation du champ magnétique.

16.8 Efficacité de détection

La dernière performance à analyser est l'efficacité de détection. Elle est estimée en divisant le nombre de traces détectées par le nombre de traces attendues. Pour les mesures d'efficacité, on essaye de s'affranchir des problèmes de pistes défectueuses ou de bruit électronique intempestif auxquels on peut être confronté dans l'expérience.

Deux conditions doivent être réunies pour assurer une bonne efficacité. D'une part, la probabilité de ne créer aucune paire primaire dans l'espace de dérive doit être très faible (processus poissonnien). D'autre part, le gain de la chambre doit être suffisamment élevé pour que la charge amplifiée dépasse, pour au moins une piste, le bruit électronique de plus de trois écarts standards.

Pour tester la validité du programme de simulation, les calculs sont confrontés aux mesures en se plaçant dans des conditions de fonctionnement où la chambre n'est pas totalement efficace. A pleine efficacité, l'accord est évident.

Une première étude est effectuée en comparant l'efficacité en fonction du gain dans un mélange argon-isobutane(93%:7%) et pour une chambre dont l'espace de dérive est épais de 1.2 mm (figure 16.16 de gauche). A un gain de 4500, on note une efficacité de 90% pour la simulation contre 85% pour les données réelles. Une fois de plus, la simulation Monte Carlo a tendance à fournir des résultats trop optimistes : l'efficacité expérimentale est moins bonne que l'efficacité prédite par la simulation Monte Carlo. Il est à noter que cette efficacité est très dépendante de la forme de la distribution de charge au voisinage du seuil.

Le second test est effectué en comparant l'efficacité calculée et mesurée en fonction de l'angle de la trace (voir figure 16.16 de droite) pour une chambre dont l'épaisseur de l'espace de dérive est de 2.7 mm. Le mélange gazeux utilisé pour ce test était de l'argon-DME(90%:10%). L'accord est satisfaisant. Par ailleurs, aucune détérioration sensible de l'efficacité pour les traces à angle n'est mise en évidence, aussi bien pour les données réelles que pour les données Monte Carlo, et ce à un gain de 1900. L'augmentation du nombre de paires totales avec l'angle compense, dans une certaine mesure, la baisse du rapport signal sur bruit par piste dû à une répartition des électrons sur un plus grand nombre de pistes.

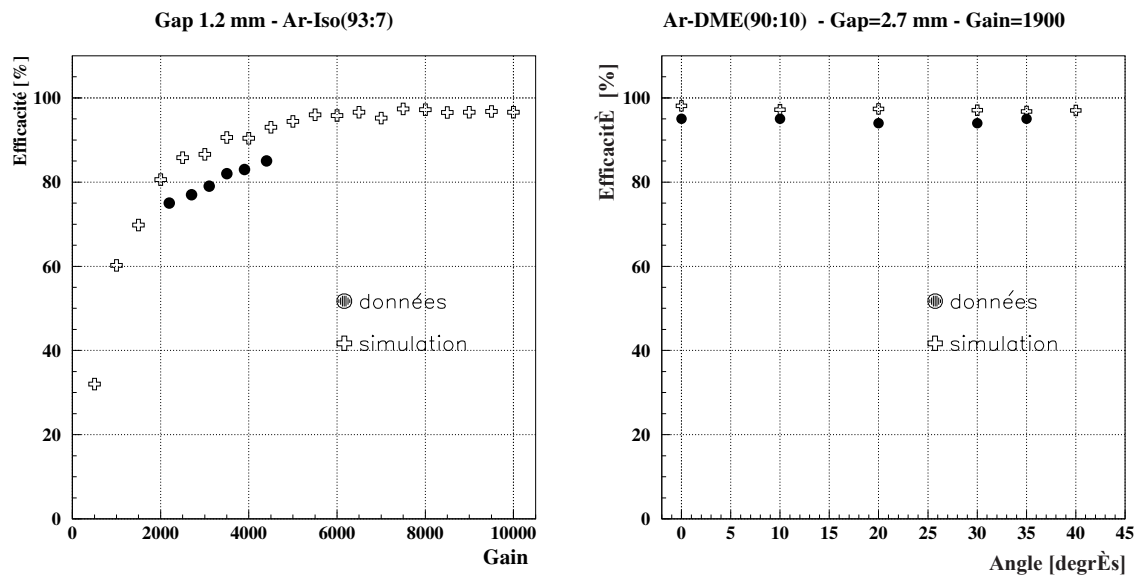


Fig. 16.16 – *Figure de gauche : efficacité de Micromegas en fonction du gain pour une épaisseur de l'espace de dérive de 0.12 mm. La simulation est optimiste. Figure de droite : efficacité de la chambre en fonction de l'angle d'incidence des particules. Aucune détérioration n'est observée, ni sur les données réelles, ni sur la simulation.*

16.9 Signaux induits

La comparaison des signaux induits sur les pistes est effectuée à partir d'une prise de données dans le cadre de la collaboration COMPASS [127] au CERN. Compte tenu du haut flux de particules auquel la chambre fut soumise, Micromegas était équipé d'un préamplificateur rapide, le MQS104 dont la réponse impulsionnelle est donnée au chapitre 12 de la partie II.

Le calcul des signaux induits sur les pistes est expliqué aux chapitres 11 et 12 de la partie II. Il repose sur la simulation pas à pas du développement de l'avalanche. Le potentiel de pondération utilisé dans le cadre de cette étude est calculé à l'aide de MAXWELL.

La figure 16.17 présente les signaux en sortie d'un amplificateur MQS104 pour les données réelles et pour des espaces d'amplifications épais de $50\ \mu\text{m}$ et $100\ \mu\text{m}$. La figure 16.18 montre les signaux attendus par la simulation. Le gaz est un mélange d'argon et de 10% de CF_4 . L'accord entre calcul et simulation est très satisfaisant. La forme et la durée des signaux sont bien reproduits par la simulation. Cet accord nous donne confiance quant à la simulation de la dérive des électrons et des ions dans l'avalanche.

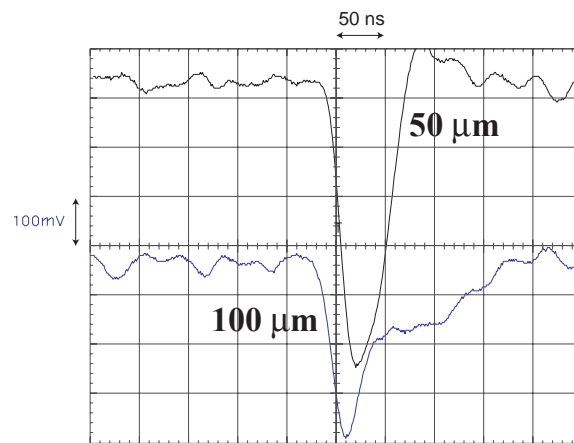


Fig. 16.17 – Signaux de Micromegas recueillis sur une piste équipée d'un préamplificateur MQS104.

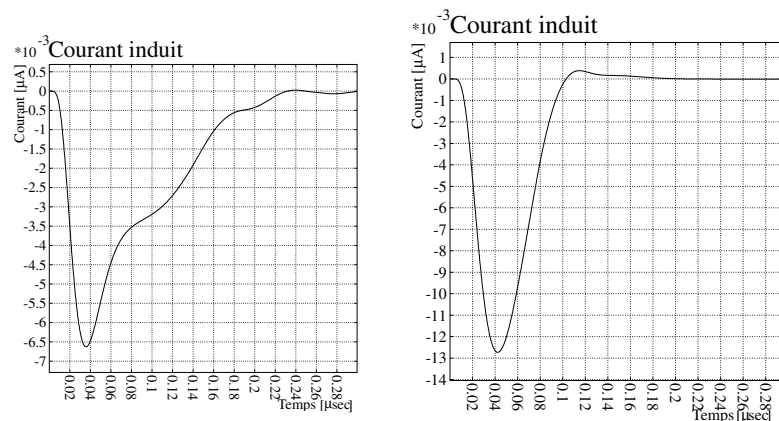


Fig. 16.18 – Signaux simulés en sortie d'un préamplificateur MQS104 pour un pas de pistes de $100\ \mu\text{m}$ (figure de gauche) et de $50\ \mu\text{m}$ (figure de droite).

16.10 Interprétation et conclusion

A travers les différentes comparaisons entre données réelles et données simulées, nous sommes parvenus à une meilleure compréhension des chambres Micromegas. L'étude des diverses performances de Micromegas a été réalisée sur la base d'une simulation globale du détecteur. La comparaison entre points expérimentaux et courbes calculées à partir de notre modèle montre que la simulation est systématiquement trop optimiste. Cependant, si des désaccords existent, les écarts restent bien inférieurs à 10% et n'entraînent pas, au premier ordre, une remise en cause de notre modèle de simulation. Ce résultat est d'autant plus satisfaisant que seuls trois paramètres de la simulation ont été ajustés aux données expérimentales. Néanmoins, on est tenté d'interpréter les différences observées puisqu'il s'agit, dans tous les cas, d'effets systématiques. Trois causes sont probablement à l'origine du désaccord :

- Les incertitudes systématiques sur la simulation. Ces incertitudes ont été étudiées dans la partie II. Dans certains cas, ces systématiques n'expliquent pas à elles seules le désaccord observé.
- Certains phénomènes physiques survenant au sein du détecteur n'ont pas été pris en compte dans notre programme de simulation. La propagation des photons dans l'avalanche contribue à l'extension de la taille latérale de l'avalanche et augmente par voie de conséquence la distribution des amas. En outre, une présence éventuelle de diaphonie entre les pistes pourrait expliquer une partie du désaccord observé entre les données expérimentales et la simulation.
- Les incertitudes de mesures peuvent être dans certains cas supérieures à celles que nous avons estimées. Elles proviennent de la mauvaise connaissance du mélange gazeux, de la pollution de ce dernier par de l'eau ou de l'air, d'erreurs sur la mesure des espaces de dérives ou bien d'une mauvaise calibration de la chaîne électronique. Toutefois, les résultats présentés regroupent plusieurs séries de mesures pour différents détecteurs et il est difficile de comprendre comment toutes ces incertitudes pourraient systématiquement contribuer à l'augmentation de la taille des amas ou bien à la dégradation de la résolution spatiale.

Il faut également noter que les variations d'un paramètre en fonction d'un autre sont fidèlement reproduites par la simulation (baisse de la diffusion, amélioration de la résolution spatiale...).

Nous profitons de cette étude pour résumer certains résultats expérimentaux obtenus en faisceaux de particules. Nous retiendrons en particulier les caractéristiques suivantes :

- La chambre dans ses caractéristiques standards est pleinement efficace à la détection de particules chargées au minimum d'ionisation.
- La résolution spatiale de Micromegas peut être optimisée par un choix judicieux du mélange gazeux. En effet, le point de passage de la particule est mesuré avec d'autant plus de précision que la charge est partagée entre plusieurs pistes. Dans le cas où une seule piste est touchée, la résolution est égale à la distance inter-piste divisée par $\sqrt{12}$. Nous avons montré expérimentalement et à l'aide de notre programme de simulation que la résolution spatiale est significativement améliorée par rapport à la résolution digitale en utilisant l'information recueillie sur plusieurs pistes.
- L'utilisation d'un pas de pistes de $50 \mu\text{m}$ a permis d'obtenir une résolution spatiale excellente, de $14 \mu\text{m}$. Il s'agit de la meilleure performance de résolution spatiale obtenue avec

un détecteur gazeux à pression atmosphérique.

- La réduction de l'espace de conversion à 1.2 mm a entraîné une baisse d'efficacité de détection qui tombe à 85%. Cette inefficacité, qui dépend également du gaz, s'explique par une probabilité non nulle que la trace incidente ne crée aucune ionisation sur les 1.2 mm de l'espace de conversion ainsi que par la baisse du rapport signal sur bruit.
- Enfin, la dégradation de la résolution spatiale pour des traces à angle a été estimée et est de l'ordre de 300 μm pour des traces inclinées de 30 degrés.

Une fois le programme de simulation validé, nous étudions l'influence des différents paramètres sur les performances du détecteur Micromegas. Ce travail fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 17

Performances attendues d'après la simulation Monte Carlo

Nous disposons désormais d'un modèle fiable du détecteur Micromegas. Dans ce chapitre le programme de simulation est utilisé afin d'évaluer l'influence des différents paramètres sur les performances du détecteur (efficacité et résolution spatiale). En outre, nous tenterons de déterminer le point de fonctionnement optimal de la chambre Micromegas.

Pour étudier la contribution des différents paramètres sur les performances de Micromegas, nous fixons tous les paramètres d'entrée du calcul à l'exception de celui que nous souhaitons analyser.

Les différents paramètres pour lesquels nous souhaitons préciser l'influence sont :

1. la diffusion transverse du mélange gazeux,
2. l'épaisseur de l'espace de dérive,
3. le bruit électronique,
4. le pas de la grille,
5. et enfin l'angle de la trace.

L'influence de ces paramètres sur les performances du détecteur est généralement étudiée pour différentes valeurs du gain, de la diffusion transverse et du pas des pistes.

17.1 Influence de la diffusion transverse

Nous étudions dans ce paragraphe l'influence de la diffusion transverse sur l'efficacité du détecteur, la taille des amas et la résolution spatiale pour différents gains et pour différents pas de pistes. Les paramètres fixés par défaut pour cette étude sont consignés dans le tableau 17.1.

<i>Pas des pistes</i> [μm]	<i>Type de grille</i> [LPI]	<i>Espace de dérive</i> [mm]	<i>Espace d'ampli.</i> [μm]	<i>Gain</i>	<i>Bruit électronique</i> [e^- ENC]	<i>Coupure</i> [σ]	<i>Paires primaires</i> [cm^{-1}]	<i>Paires totales</i> [cm^{-1}]
317	500	2.7	100	5000	1500	3	12 (moyen)	75 (moyen)

TAB. 17.1 – Valeurs des paramètres fixés pour l'étude de l'influence du coefficient de diffusion transverse.

Les distributions du nombre de paires primaires et du nombre de paires totales utilisées dans cette étude sont représentées sur la figure 17.1.

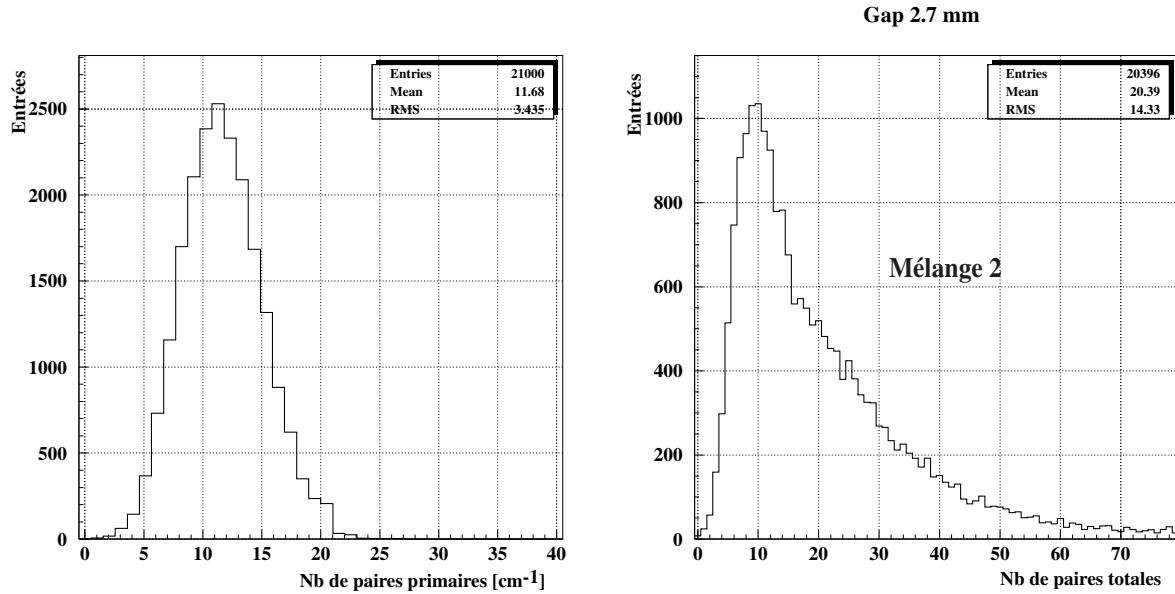


Fig. 17.1 – Distribution du nombre de paires primaires par centimètre (figure de gauche) et du nombre de paires totales dans les 2.7 mm de l'espace de dérive (figure de droite). Ces deux distributions sont utilisées pour l'étude de l'influence de la diffusion transverse.

17.1.1 Efficacité

La figure 17.2 montre la variation de l'efficacité du détecteur en fonction du gain pour deux valeurs du coefficient de diffusion transverse ($350 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ et $700 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$). A haut gain, la diffusion transverse modifie peu le plateau d'efficacité. En revanche, l'augmentation d'un facteur deux de la diffusion transverse diminue l'efficacité du détecteur à faibles gains. Cet effet s'explique par une dégradation du rapport signal sur bruit par piste lorsque la diffusion transverse augmente, le même nombre d'électrons étant réparti sur un plus grand nombre de pistes.

17.1.2 Taille des amas

La figure 17.3 de gauche montre que la multiplicité augmente linéairement avec le coefficient de diffusion transverse. Toutefois, la taille des amas sature lorsque le pas des pistes est beaucoup plus faible que le coefficient de diffusion transverse. Cet effet résulte de la baisse du rapport signal sur bruit par piste au fur et à mesure que la diffusion transverse augmente. Cette saturation est observée sur la figure 17.3 de gauche pour la chambre au pas de pistes de $50 \mu\text{m}$.

Le coefficient de proportionnalité de la variation de la multiplicité moyenne en fonction du coefficient de diffusion transverse dépend du gain de la chambre (voir figure 17.3 de droite) et du pas des pistes.

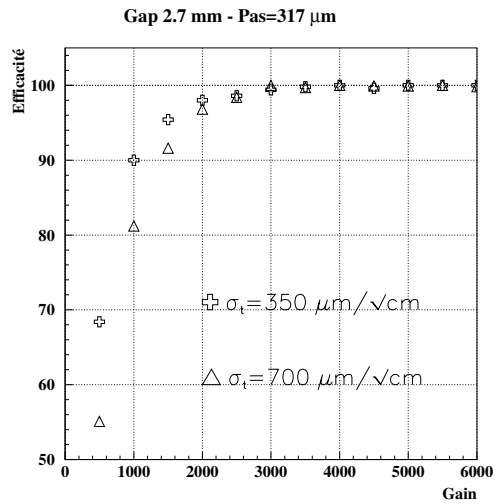


Fig. 17.2 – Plateau d'efficacité pour deux valeurs du coefficient de diffusion transverse.

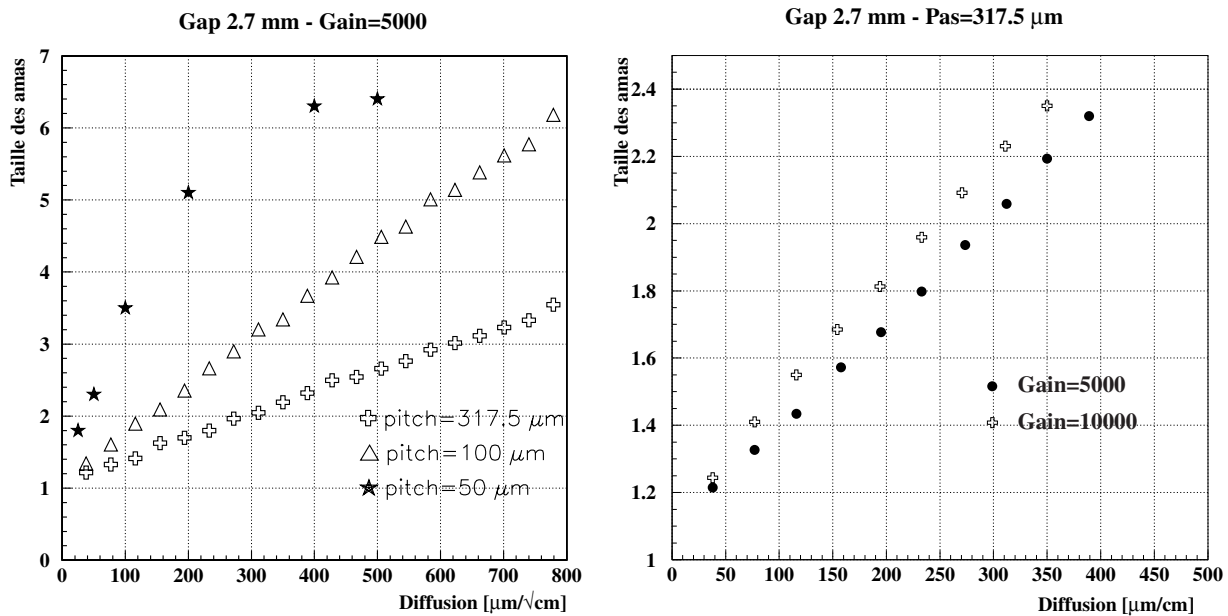


Fig. 17.3 – Multiplicité moyenne en fonction de la diffusion transverse pour différents pas des pistes (à gauche) et pour différents gains (à droite).

17.1.3 Résolution spatiale

Résultats du programme de simulation

La résolution spatiale est calculée en faisant varier le coefficient de diffusion transverse σ_t de $35 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ jusqu'à $800 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$. En réalité, une valeur de $35 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ du coefficient de diffusion transverse est impossible à atteindre car la limite thermique (limite minimale du coefficient de diffusion) se situe autour de $60 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$.

La figure 17.4 de gauche montre la variation de la résolution spatiale de Micromegas en fonction du coefficient de diffusion transverse pour différents pas des pistes : 50, 100 et $317.5 \mu\text{m}$. L'optimum de la résolution dépend du pas des pistes.

Il est intéressant de représenter la résolution spatiale en fonction du nombre moyen de pistes touchées. Nous avons vu dans le paragraphe précédant que la diffusion transverse intervient sensiblement sur la multiplicité. Cette courbe est portée sur la figure 17.4 de droite. En terme de multiplicité, l'optimum est indépendant du pas des pistes. Dans les conditions de fonctionnement de Micromegas exposées au début de ce paragraphe, l'optimum de la résolution correspond à une multiplicité moyenne voisine de 2.

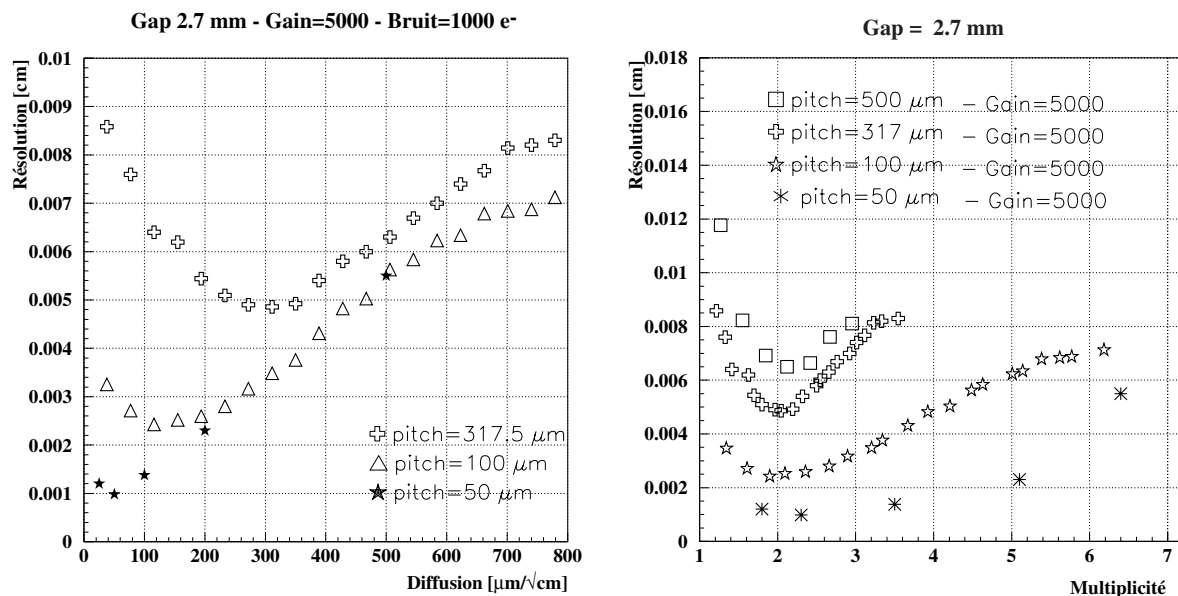


Fig. 17.4 – *Figure de gauche : résolution spatiale en fonction du coefficient de diffusion transverse pour différentes valeurs du pas des pistes. Figure de droite : même calcul mais représenté en fonction du nombre moyen de pistes touchées (multiplicité).*

On distingue sur la figure 17.4 trois zones de fonctionnement suivant la valeur du coefficient de diffusion par rapport au pas des pistes :

- Pour un pas des pistes $p_{\text{piste}} \gg \sigma_t \sqrt{\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2}}$, la résolution spatiale tend vers $\frac{p_{\text{piste}}}{\sqrt{12}}$ quand σ_t tend vers 0. $\sigma_t \sqrt{\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2}}$ est la largeur de la distribution de charge sur les pistes (voir équation 17.4 en page 186). La résolution spatiale s'améliore lorsque le coefficient de diffusion transverse augmente.
- Pour un pas des pistes $p_{\text{piste}} \ll \sigma_t \sqrt{\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2}}$, la résolution se détériore avec la diffusion transverse car la charge collectée par piste diminue. La mesure du centroïde devient plus

sensible aux fluctuations statistiques du nombre d'électrons collectés par piste et au bruit électronique.

- Entre les régions à faible et forte diffusion transverse (comparées au pas des pistes), on trouve un point où la résolution spatiale est optimale. Ce point correspond à une valeur du coefficient de diffusion transverse environ égal à p_{pistes} dans le cas d'un espace de dérive de 2.7 mm. En terme de multiplicité, l'optimum équivaut à une moyenne de deux pistes touchées.

Dépendance du point optimal

Nous pouvons désormais nous interroger sur la dépendance du point de fonctionnement optimal avec le gain du détecteur et le nombre de paires totales créées dans l'espace de dérive.

Nous représentons tout d'abord la résolution spatiale en fonction de la taille des amas pour un gain de 5000 et pour un gain de 10000. D'après la figure 17.5 de gauche, l'optimum se déplace légèrement vers les grandes multiplicités lorsque le gain et donc le rapport signal sur bruit augmente.

L'effet du nombre de paires totales sur la position de l'optimum est montré sur la figure 17.5 de droite. Les deux distributions du nombre de paires totales utilisées pour calculer la courbe de la figure 17.5 de droite sont représentées sur la figure 17.6. On observe que la position de l'optimum se déplace vers les faibles multiplicités lorsque le nombre de paires totales diminue. En outre, la résolution spatiale optimale est dégradée lorsque le nombre de paires totales diminue : elle passe de 50 μm (pour un nombre moyen de paires totales de 20) à 70 μm (pour un nombre moyen de paires totales de 8).

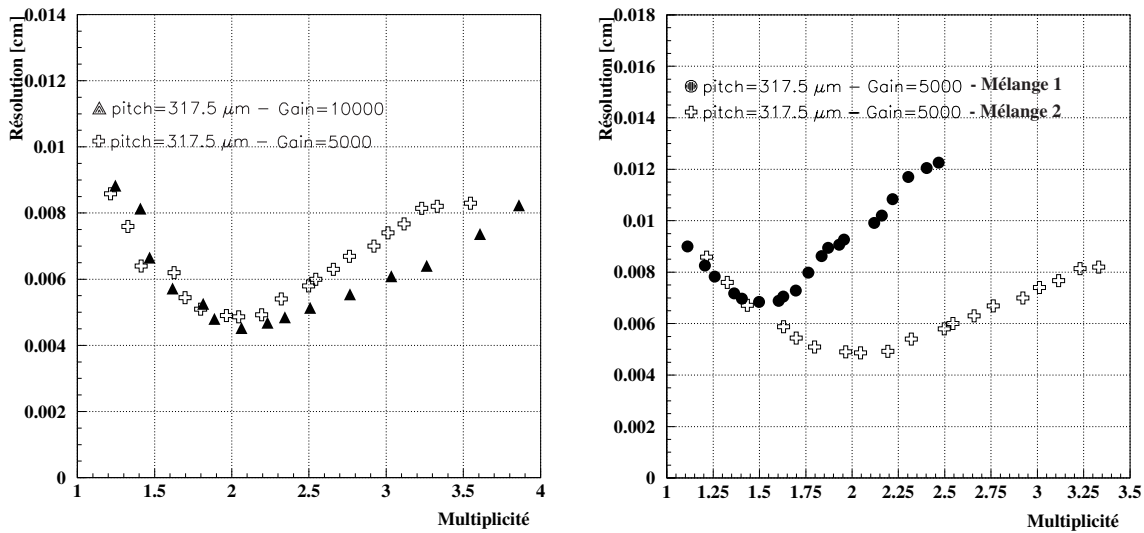


Fig. 17.5 – Résolution spatiale en fonction de la taille moyenne des amas pour deux gains (figure de gauche) et pour deux mélanges gazeux présentant un nombre de paires totales différentes (figure de droite).

En conclusion, il est possible d'établir un point de fonctionnement où la résolution spatiale est optimale. Celui-ci fait intervenir la taille des amas (ou bien le rapport entre la taille des

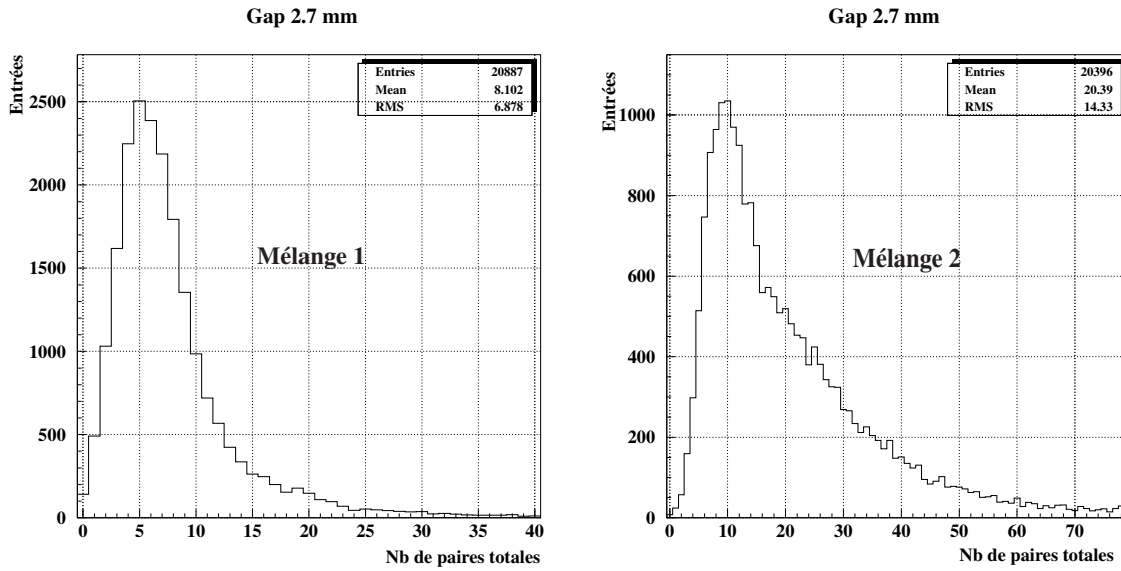


Fig. 17.6 – Distributions du nombre de paires totales pour les mélanges gazeux utilisés pour calculer la figure 17.5 de droite.

pistes de la diffusion transverse), le nombre de paires totales créées dans l'espace de dérive et le gain.

Expression analytique de la résolution spatiale

La discussion suivante est une interprétation analytique du résultat obtenu à l'aide du programme de simulation.

En négligeant les fluctuations d'avalanches, la résolution spatiale σ_y est la résultante de trois quantités

$$\sigma_y^2 \simeq \sigma_{\text{sample}}^2 + \sigma_{\text{diff}}^2 + \sigma_{\text{bruit}}^2 \quad (17.1)$$

1. σ_{sample} est un terme d'échantillonnage (dit de *sampling*) dû au fait que la mesure de la position est effectuée à partir d'un nombre discret de points.
2. σ_{diff} est la dispersion en position des électrons en position due à leur migration dans l'espace de dérive.
3. σ_{bruit} est lié au bruit électronique.

Le calcul du premier terme est estimé à partir de la variance d'une distribution uniforme. Lorsque N_{piste} sont touchées

$$\sigma_{\text{sample}} \simeq \frac{1}{N_{\text{piste}}} \frac{p_{\text{piste}}}{\sqrt{12}} \quad (17.2)$$

Le deuxième terme, dû à la diffusion transverse des électrons, est déterminé par la mesure du centre de gravité du nuage d'ionisation. La distribution de charge sur les pistes due à la diffusion transverse des électrons produits uniformément le long de l'espace de dérive est

$$F(y) = \int_0^{\Delta_{\text{dérive}}} \frac{1}{\sigma_t \sqrt{2\pi l}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_t^2 l}\right) dl \quad (17.3)$$

où σ_t est le coefficient de diffusion transverse calculé par MAGBOLTZ. $F(y)$ est représentée sur la figure 17.7. L'intégrale de l'équation 17.3 n'est pas solvable analytiquement. Toutefois, $F(y)$

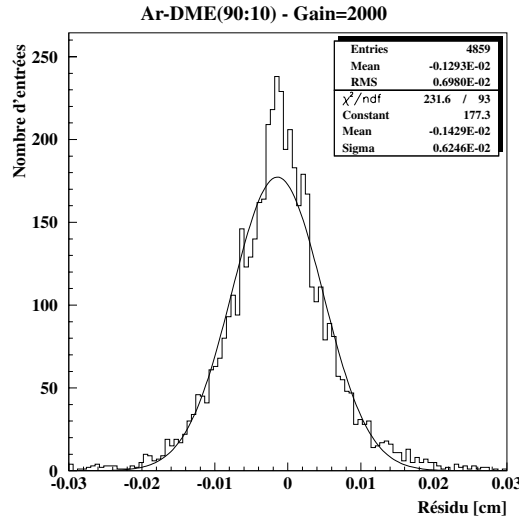


Fig. 17.7 – Distribution de charge $F(y)$ mesurée sur les pistes pour un très grand nombre d'électrons produits dans l'espace de dérive. Dans cette simulation, nous avons fixé $\sigma_t = 200 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$. Cette distribution admet une approximation gaussienne d'écart standard $\sigma_t \sqrt{\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2}}$. Le pic à 0 montre la déviation de $F(y)$ par rapport à une gaussienne.

admet une approximation gaussienne

$$F(y) \simeq \frac{1}{\sigma_t \sqrt{\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2}} \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_t^2 \frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2}}\right) \quad (17.4)$$

En moyenne, la distribution de charge sur les pistes suit donc une distribution gaussienne d'écart standard $\sigma_t \sqrt{\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2}}$. Cette distribution est équivalente à la distribution de charge obtenue si tous les électrons étaient libérés à $z = \frac{1}{2}\Delta_{\text{dérive}}$.

L'erreur sur la moyenne de $F(y)$ vaut donc

$$\sigma_{\text{diff}} = \frac{1}{\sqrt{N_t}} \sigma_t \sqrt{\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2}} \quad (17.5)$$

où N_t est le nombre de paires électron-ion totales produites dans l'espace de dérive.

Le troisième terme dû au bruit est estimé à partir du calcul du centre de gravité des charges. Notons $y_i = i \times p_{\text{piste}}$, la position de la piste i , Q_i la charge du signal de la piste i et q_i le bruit électronique de la piste i . Le barycentre des charges (ou centroïde) s'exprime par

$$y_c = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{piste}}} Q_i y_i + \sum_{i=1}^{N_{\text{piste}}} q_i y_i}{Q_{\text{tot}} + \sum_{i=1}^{N_{\text{piste}}} q_i} \quad (17.6)$$

avec $Q_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{piste}}} Q_i$, ce qui est la charge totale des pistes concernées dans le calcul du barycentre (mais pas la charge totale du signal). Nous supposons que les fluctuations de bruit

d'une voie à l'autre sont identiques et valent σ_B pour une piste. Sous cette hypothèse, l'erreur de notre mesure due au bruit électronique sera

$$\sigma_{\text{bruit}}^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{piste}}} \left(\frac{\partial y_c}{\partial q_i} \right)^2 \sigma_B^2 \quad (17.7)$$

D'après 17.6

$$\frac{\partial y_c}{\partial q_i} = \frac{y_i Q_{\text{tot}} - \sum_{i=1}^{N_{\text{piste}}} Q_i y_i - \sum_{i=1}^{N_{\text{piste}}} q_i y_i}{Q_{\text{tot}}^2} \quad (17.8)$$

$$= \frac{1}{Q_{\text{tot}}} (y_i - y_c) \quad (17.9)$$

$$(17.10)$$

On a donc

$$\sigma_{\text{bruit}}^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{piste}}} \frac{1}{Q_{\text{tot}}^2} (y_i - y_c)^2 \sigma_B^2 \quad (17.11)$$

Or d'après 17.5

$$\sum_{i=1}^{N_{\text{piste}}} (y_i - y_c)^2 = \sigma_{\text{diff}}^2 \quad (17.12)$$

$$= \frac{1}{N_t} \sigma_t^2 \left(\frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2} \right) \quad (17.13)$$

$$(17.14)$$

d'où

$$\sigma_{\text{bruit}}^2 = \frac{\sigma_B^2}{Q_{\text{tot}}^2} \frac{1}{N_t} \sigma_t^2 \frac{\Delta_{\text{dérive}}}{2} \quad (17.15)$$

Finalement, en combinant les équations 17.2, 17.5 et 17.15, on trouve l'expression analytique de la résolution spatiale

$$\sigma_y^2 \simeq \frac{1}{N_{\text{piste}}} \frac{p_{\text{piste}}^2}{12} + \frac{\sigma_t^2 \Delta_{\text{dérive}}}{2 N_T} \left(1 + \frac{\sigma_B^2}{Q_{\text{tot}}^2} \right) \quad (17.16)$$

Il convient de noter que cette expression n'est qu'une approximation de la résolution spatiale. Elle ne peut en aucun cas remplacer le programme de simulation Monte Carlo. De plus N_{piste} ne peut être calculé analytiquement.

Interprétation

Comme pour les résultats obtenus d'après le programme de simulation, nous distinguons les cas limites suivant :

- Pour $\frac{\sigma_{\text{diff}}}{p_{\text{piste}}} \ll 1$: dans ce cas, la résolution spatiale est donnée par $\sigma_y \simeq \frac{p_{\text{piste}}}{\sqrt{12}}$.

<i>Pas des pistes</i> [μm]	<i>Type de grille</i> [LPI]	<i>Espace d'ampli.</i> [μm]	<i>Diffusion transverse</i> [$\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$]	<i>Gain</i>	<i>Bruit élec</i> [$e^- \text{ ENC}$]	<i>Coupure</i> [σ]	<i>Paires primaires</i> [cm^{-1}]	<i>Paires totales</i> [cm^{-1}]
100	1000	100	100	5000	1000	3	80 (moyen)	164 (moyen)

TAB. 17.2 – Définition des paramètres fixés pour l'étude de l'influence de l'épaisseur de l'espace de dérive.

- Pour $\frac{\sigma_{\text{diff}}}{p_{\text{piste}}} \simeq 1$: le partage des charges sur plusieurs pistes permet de localiser la particule avec une meilleure précision que $\frac{p_{\text{piste}}}{\sqrt{12}}$. Cet effet est lié au fait que l'on dispose de N_t électrons pour mesurer la position du barycentre (voir équation 17.5).
- Pour $\frac{\sigma_{\text{diff}}}{p_{\text{piste}}} \gg 1$: le terme d'échantillonnage σ_{sample} devient négligeable et la résolution spatiale se détériore avec la diffusion transverse en raison des fluctuations statistiques du nombre d'électrons collectés par piste et de l'influence du bruit électronique.

17.2 Influence de la largeur de l'espace de dérive

Les paramètres fixés pour cette étude sont consignés dans le tableau 17.2. L'épaisseur de l'espace de dérive prend les valeurs suivantes : 0.5, 0.75, 1 et 2.9 mm.

La courbe d'efficacité en fonction du gain est représentée sur la figure 17.8 de gauche. Le plateau d'efficacité est très sensible à une diminution de l'épaisseur de l'espace de dérive. Pour un espace de dérive inférieur à 1 mm, la valeur maximale de l'efficacité n'atteint jamais 100% (99.7% au maximum pour $\Delta_{\text{dérive}} = 1$ mm et 99% pour $\Delta_{\text{dérive}} = 0.75$ mm). A fort gain (>5000), l'inefficacité du détecteur provient de la statistique poissonnienne du nombre de paires primaires. En outre, lorsque l'épaisseur de l'espace de dérive diminue, le gain nécessaire à l'obtention du plateau d'efficacité augmente considérablement.

La multiplicité moyenne varie environ comme $\sqrt{\Delta_{\text{dérive}}}$ (voir figure 17.8 de droite). Ce résultat est en accord avec celui attendu par l'équation 17.3 (page 185).

L'effet de l'épaisseur de l'espace de dérive sur la résolution spatiale de Micromegas est porté en fonction de la diffusion transverse sur la figure 17.9. On observe une dégradation de 50% de la résolution spatiale optimale lorsque l'espace de dérive diminue d'un facteur 3. En outre, la position de l'optimum est également affectée par la diminution de l'espace de dérive : la diffusion transverse nécessaire à l'obtention de la résolution spatiale optimale est plus élevée pour les faibles épaisseurs de l'espace de dérive. Cet effet s'explique d'une part par la baisse de la multiplicité moyenne et d'autre part par la baisse du nombre de paires totales créées. La dégradation de la résolution spatiale lorsque l'espace de dérive diminue est due obligatoirement à une augmentation du terme σ_{sample} de l'équation 17.1 (page 185). En effet, la dépendance en $\Delta_{\text{dérive}}$ se supprime dans les autres termes de l'équation 17.1. En remplaçant N_t par $\Delta_{\text{dérive}} \times n_t$ (où n_t est le nombre de paires totales par centimètre) dans 17.16 (page 187), on obtient

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{N_{\text{piste}}} \frac{p_{\text{piste}}^2}{12} + \frac{\sigma_t^2}{2n_t} \left(1 + \frac{\sigma_B^2}{Q_{\text{tot}}^2} \right) \quad (17.17)$$

qui ne dépend plus de $\Delta_{\text{dérive}}$. La dégradation de la résolution spatiale est donc liée à une baisse du nombre de pistes touchées.

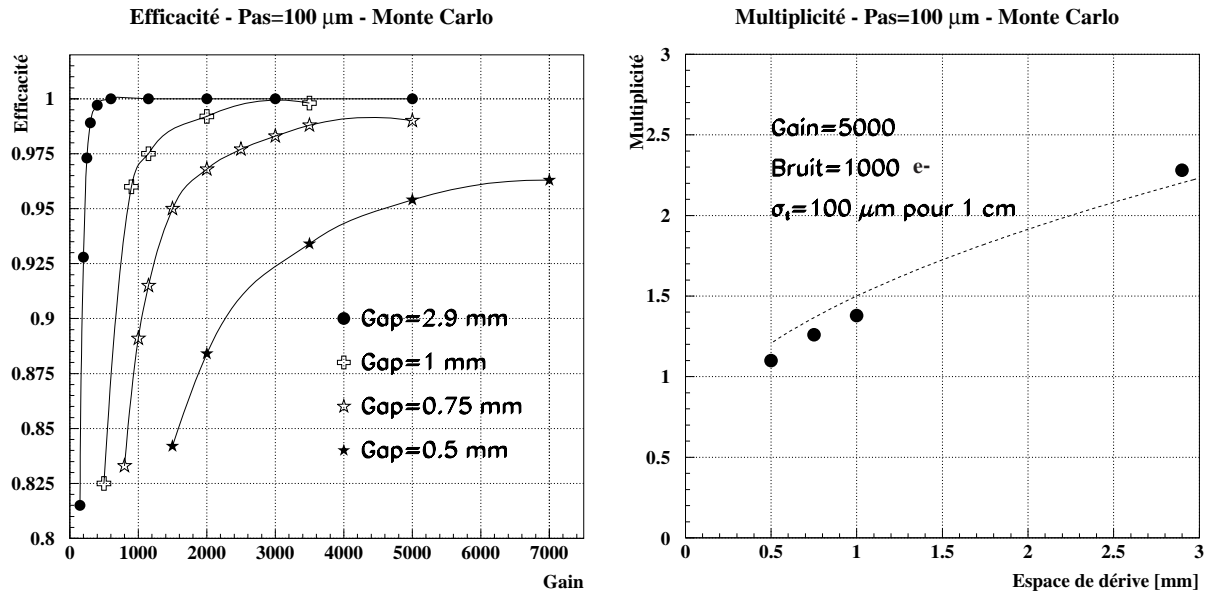


Fig. 17.8 – Figure de gauche : efficacité du détecteur en fonction du gain pour différentes largeurs de l'espace de dérive. Figure de droite : multiplicité moyenne en fonction de l'épaisseur de l'espace de dérive. Les résultats Monte Carlo sont comparés avec une variation en $\sqrt{\Delta_{\text{dérive}}}$.

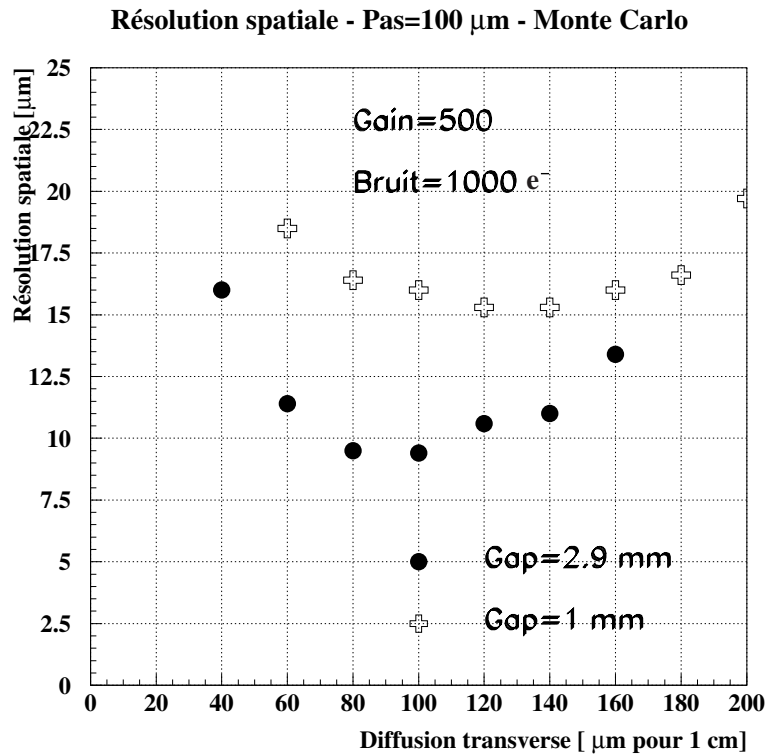


Fig. 17.9 – Résolution spatiale en fonction du coefficient de diffusion transverse pour deux épaisseurs de l'espaces de dérive.

17.3 Influence du gain

L'influence du gain sur la multiplicité est étudiée en se plaçant dans les conditions de fonctionnement indiquées dans le tableau 17.2, avec un espace de dérive épais de 2.9 mm.

L'effet du gain sur la multiplicité est montré sur la figure 17.10 de gauche. La multiplicité augmente avec le gain puis sature. La saturation dépend du bruit électronique. Cette variation s'explique par le fait qu'au-delà d'un certain gain, tous les électrons créés dans l'espace de dérive passent le seuil de coupure. Rappelons qu'une coupure à trois écarts standards des fluctuations de bruit électronique mesurées en ENC est appliquée sur chaque piste afin de déterminer les pistes touchées.

La résolution spatiale observée varie également avec le gain. La variation s'explique par une augmentation de la multiplicité et par la baisse de la contribution du terme de bruit au fur et à mesure que le gain augmente. On s'attend également à trouver une saturation de la résolution spatiale lorsque la multiplicité sature. Ce phénomène est bien observé sur la figure 17.10 de droite.

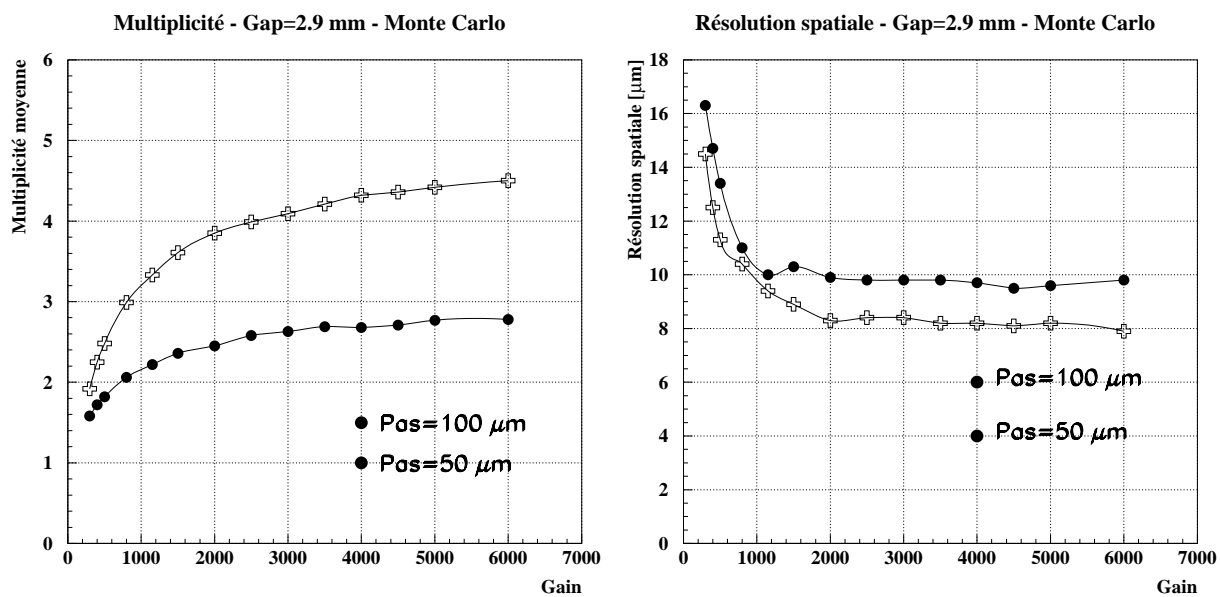


Fig. 17.10 – Figure de gauche : Variation de la multiplicité en fonction du gain. Figure de droite : variation de la résolution spatiale en fonction du gain.

17.4 Influence de l'angle d'incidence des particules

L'évolution de la résolution spatiale en fonction de l'angle de la trace est représentée sur la figure 17.11 de gauche pour différentes épaisseurs de l'espace de dérive. Les caractéristiques de fonctionnement de la chambre sont identiques à celles considérées dans le paragraphe 17.2 (page 188).

Pour un espace de dérive épais de 2.9 mm, la résolution spatiale est fortement dégradée pour les traces à angle. Cet effet a déjà été expliqué dans le paragraphe 16.6.3 (page 170) et provient de la projection de l'ionisation primaire sur le plan d'anodes qui implique plusieurs pistes. Pour une trace ayant un angle α donné, les électrons sont distribués sur une distance $\tan \alpha \Delta_{\text{dérive}}$.

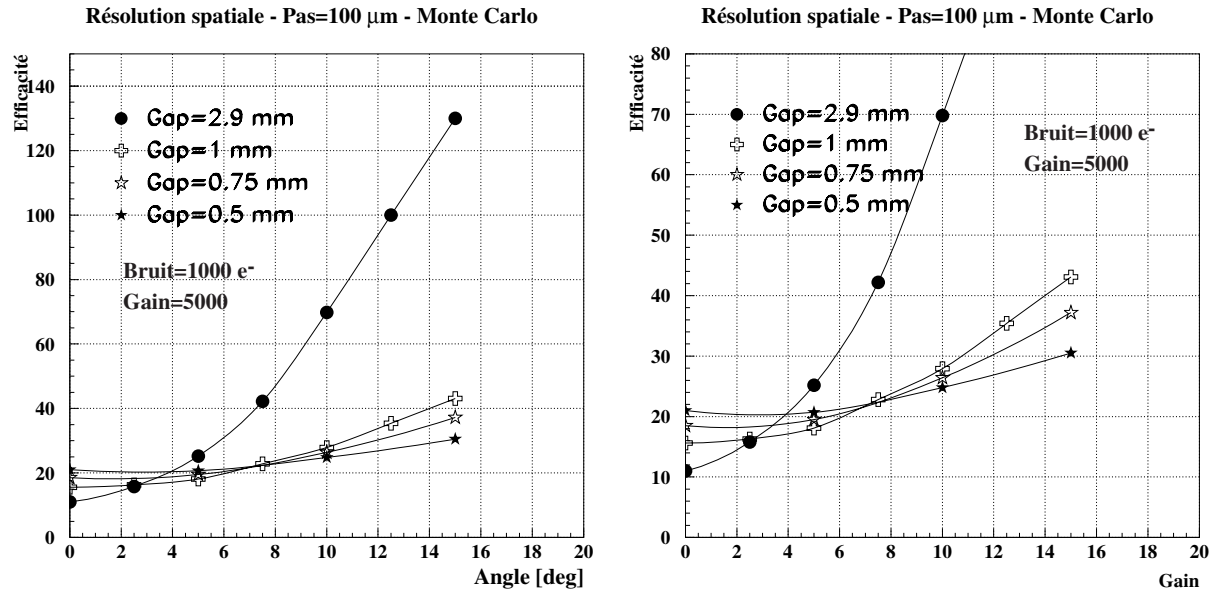


Fig. 17.11 – Figure de gauche : résolution spatiale de Micromegas en fonction de l'angle d'incidence de la particule et pour différentes épaisseurs de l'espace de dérive. Figure de droite : même figure que celle de gauche mais centrée sur les faibles résolutions spatiales.

A cause de la fluctuation statistique des amas de paires primaires le long de la trace et de la baisse du rapport signal sur bruit par piste, les électrons sont distribués aléatoirement sur les pistes, ce qui résulte en une erreur additionnelle sur la mesure du barycentre de la charge. La dépendance vis-à-vis de α est paramétrée de la manière suivante

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + (\sigma_\alpha \tan \alpha)^2} \quad (17.18)$$

où σ_0 est la résolution spatiale pour les traces non inclinées (c'est-à-dire pour $\alpha = 0$) et σ_α est la contribution supplémentaire sur la résolution due à la projection de la trace inclinée sur le plan de pistes. Dans ce cas, l'évaluation par Monte Carlo conduit à une valeur de σ_α de 560 μm pour l'espace de dérive épais de 2.9 mm.

Pour les chambres présentant des espaces de dérive plus fin, la dégradation est beaucoup plus faible comme en témoigne la figure 17.11 de droite.

<i>Line Per Inch</i>	<i>Pas</i> [μm]	<i>Largeur des trous</i> [μm]	<i>Largeur des fils</i> [μm]	<i>Transparence optique</i> [%]	<i>Résolution spatiale</i> [μm]
1000	25.4	18.0	7.4	50	12
500	50.8	39.1	11.7	60	15

TAB. 17.3 – *Caractéristiques des micro-grilles et résolution spatiale correspondante. La résolution spatiale calculée a été moyennée sur tous les écarts possibles entre la grille et les pistes.*

17.5 Influence du pas de la grille

Plusieurs modèles de micro-grilles sont disponibles. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 17.3.

Le type de grille intervient sur la résolution spatiale de Micromegas pour les mesures de faibles résolutions spatiales ou lorsque le pas de la grille est comparable à celui des pistes. En effet, le pas de la grille introduit un biais systématique par rapport à la position réelle de la particule. Ce biais peut être calculé à l'aide du programme de simulation Monte Carlo. Le biais systématique est quantifié à partir de la moyenne du résidu en fonction du positionnement de la grille par rapport aux pistes. Le résultat est montré sur la figure 17.12. Les conditions dans lesquelles ce calcul est effectué sont indiquées dans le tableau 17.2. L'espace de dérive est de 2.9 mm.

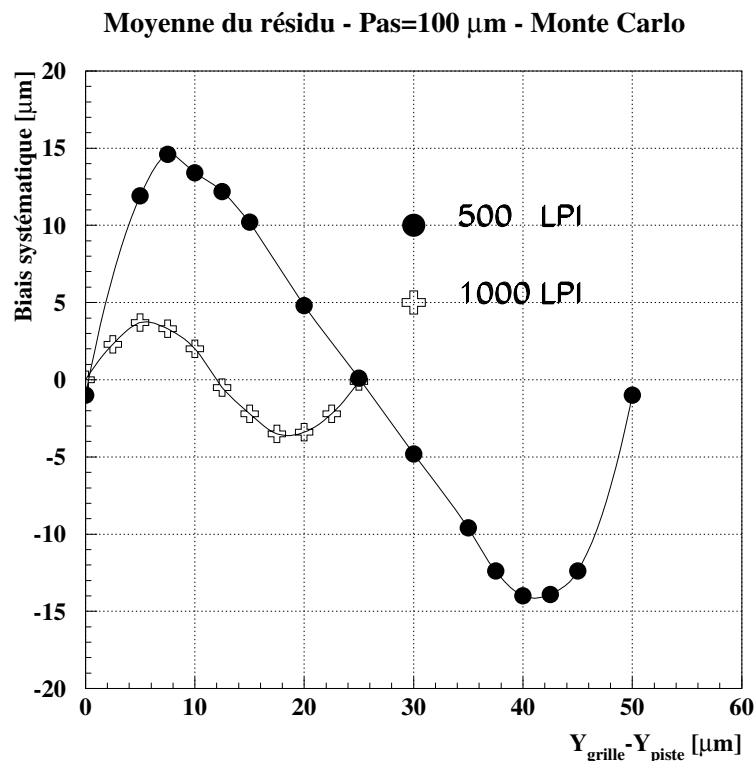


Fig. 17.12 – *Erreur systématique sur la mesure de la trace pour deux types de micro-grilles.*

On observe sur la figure 17.12 que l'erreur systématique sur la mesure de la position de la trace dépend de la position de la grille par rapport aux pistes. La forme de cette courbe est

expliquée dans la référence [71].

Dans un détecteur Micromegas, le pas de la grille n'est pas un multiple entier du pas des pistes. Par conséquent, le positionnement de la grille par rapport aux pistes varie en fonction du point d'impact de la particule et le calcul de la résolution spatiale doit être moyenné sur tous les écarts possibles. Le résultat de ce calcul pour des grilles de 500 et 1000 LPI est indiqué dans la dernière colonne du tableau 17.3. La résolution spatiale est dégradée de 25% pour une grille de 500 LPI par rapport à une grille de 1000 LPI. En outre, nous avons estimé à l'aide de notre programme de simulation que pour les résolutions spatiales supérieures à $20 \mu\text{m}$, le type grille influe peu sur les performances.

17.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons évalué l'influence de divers paramètres sur les performances de Micromegas d'après notre programme de simulation. La résolution spatiale dépend principalement de la diffusion transverse des électrons dans l'espace de dérive, du nombre de paires électron-ion créées et du pas des pistes. En outre, notre programme a permis de déterminer un point de fonctionnement optimal. La précision en position est optimale lorsque le nombre moyen de pistes touchées est voisin de 2. Cet optimum dépend très peu du pas des pistes.

Pour un pas de pistes fixé, le nombre moyen de pistes touchées dépend principalement de la diffusion transverse des électrons. Il est donc possible de choisir le gaz et/ou le champ électrique de telle sorte que le nombre de pistes touchées moyen soit voisin de 2. Les courbes des coefficients de diffusion transverse sont données par MAGBOLTZ.

L'optimisation du détecteur se fera donc à l'aide du programme de simulation en fonction des performances requises par l'expérience.

Cinquième partie

Etude détaillée du fonctionnement de Micromegas

Introduction de la cinquième partie

Dans cette partie une analyse détaillée de certains phénomènes physiques est présentée. Ce travail est le fruit des efforts dévolus sur le plan théorique pour réaliser le programme de simulation et pour mieux comprendre la réponse de Micromegas.

Différents types d'études sont présentées dans cette partie. Dans un premier temps, le rôle joué par l'effet Penning est estimé. Puis nous présentons un calcul qui permet de déterminer l'épaisseur de l'espace d'amplification qui minimise les effets des défauts de planéités dans la zone où se développe l'avalanche. La transmission ionique et électronique de la micro-grille est calculée en fonction des tensions appliquées sur les électrodes et en fonction des caractéristiques du gaz. Un chapitre important de cette thèse concerne l'étude des signaux induits.

Chapitre 18

Etude du gain et de l'avalanche

18.1 Validité de l'approximation de Rose-Korff

Rappelons l'approximation du premier coefficient de Townsend α en fonction de l'intensité du champ E , donnée par Rose-Korff

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-\frac{Bp}{E}} \quad (18.1)$$

où p est la pression et A et B sont des constantes qui dépendent du mélange gazeux. Dans cette étude, le premier coefficient de Townsend calculé par MAGBOLTZ a été corrigé pour tenir compte de la contribution apportée par l'effet Penning. La méthode utilisée pour prendre en compte l'effet Penning a été décrite dans le paragraphe 11.2.2 de la partie II (page 101).

La figure 18.1 compare le premier coefficient de Townsend obtenu par MAGBOLTZ à celui calculé dans l'approximation de Rose-Korff. La courbe de Rose-Korff a été ajustée sur les points calculés par Monte Carlo. Nous remarquons que l'approximation est satisfaisante pour des champs électriques inférieurs à 80 kV/cm. Au-delà l'effet Penning joue un rôle important et l'approximation de Rose-Korff n'est plus valide.

18.2 Epaisseur optimale de l'espace d'amplification

Ce calcul a été traité précédemment dans la référence [128]. Une propriété intéressante de Micromegas est la relative insensibilité du gain aux défauts de planéité de la grille. Le gain est donné par $G = e^{\alpha \Delta_{\text{ampli}}}$ avec $\alpha = A p e^{-\frac{Bp}{E}}$ où A, B sont des paramètres qui dépendent du gaz, p la pression et E le champ électrique. Lorsque Δ_{ampli} diminue, le champ E augmente donc α augmente mais globalement $\alpha \Delta_{\text{ampli}}$ varie peu. C'est l'effet dit *compensatoire*, propre à Micromegas.

En termes mathématiques, la courbe gain en fonction de l'épaisseur de l'espace d'amplification présente un maximum. Opérer le détecteur pour l'épaisseur de l'espace d'amplification qui maximise le gain, minimise la sensibilité de Micromegas aux défauts de planéité de la grille.

Le calcul du gain effectué ici prend en compte la géométrie exacte du détecteur. Le champ électrique est calculé par éléments finis. Le champ n'est donc pas supposé uniforme et le gain est intégré sur le parcours de chaque électron. Les coefficients de Townsend sont issus de MAGBOLTZ. Le résultat est présenté sur la figure 18.2 pour une tension grille $V_{\text{grille}} = -400$ V et

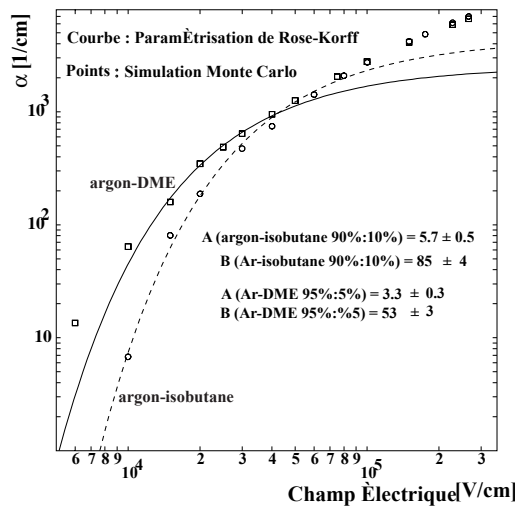


Fig. 18.1 – Coefficient de Townsend dans l'argon-isobutane(90%:10%) et argon-DME(95%:5%). L'approximation de Rose-Korff est comparée au calcul Monte Carlo du gain tenant compte de l'effet Penning. Les points sont les données Monte Carlo. Une courbe de Rose-Korff a été ajustée sur les points Monte Carlo.

pour un mélange gazeux argon-DME(95%:5%). Ce calcul montre qu'à pression atmosphérique l'épaisseur de l'espace d'amplification optimale se situe aux alentours de $40 \mu\text{m}$.

Cette épaisseur optimale dépend du mélange gazeux et de la pression dans la mesure où les coefficients de Townsend en dépendent également.

Il convient de noter que ce résultat obtenu à l'aide du programme de simulation Monte Carlo est confirmé par la mesure de la largeur de l'espace d'amplification optimale publiée dans la référence [130].

L'effet compensatoire peut se comprendre également à partir de la formule de Rose-Korff. D'après l'équation 18.1 (page 198), la variation relative du gain est

$$\frac{\delta G}{G} = \ln(G) \left(1 - \frac{B}{E}\right) \frac{\delta \Delta_{\text{ampli}}}{\Delta_{\text{ampli}}} \quad (18.2)$$

En prenant $\frac{\delta \Delta_{\text{ampli}}}{\Delta_{\text{ampli}}} = 10\%$, $\ln(G) = 10$ et la valeur de B caractéristique du mélange argon-DME(95%:5%) on trouve une variation de gain $\frac{\delta G}{G} = 20\%$. Cette variation est beaucoup plus faible que pour les détecteurs à faces parallèles décrits dans le paragraphe 6.1.2 de la partie I (page 54).

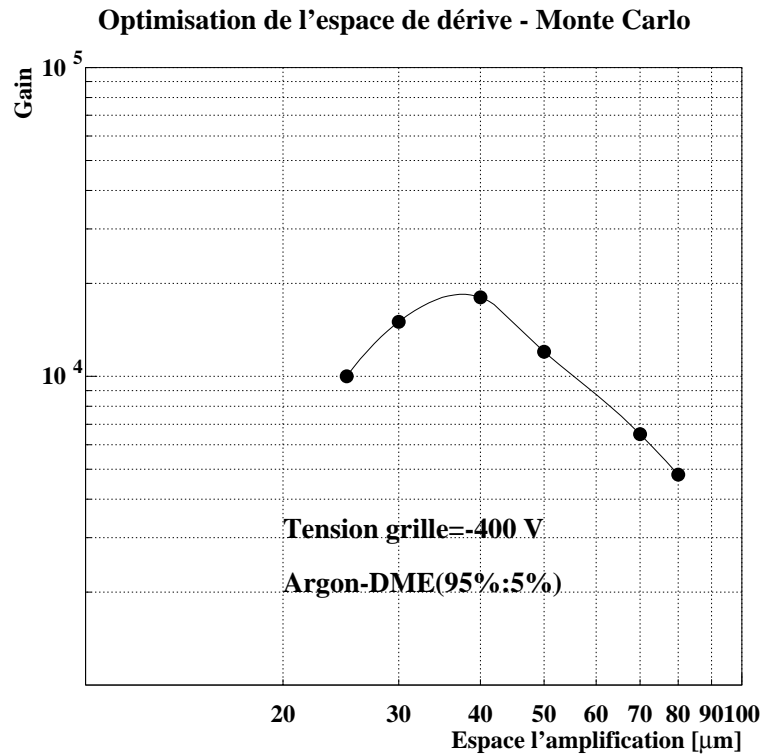


Fig. 18.2 – Gain calculé en fonction de l'épaisseur de l'espace d'amplification pour une tension grille $V_{\text{grille}} = -400$ V. L'optimum se situe aux alentours de $40 \mu\text{m}$.

Chapitre 19

Etude de la transmission de la grille

La connaissance de la forme des lignes de champ électriques est un élément fondamental. Une bonne transmission des électrons à travers la grille et une collection efficace des ions par celle-ci est indispensable au bon fonctionnement du détecteur. Dans un premier temps nous calculons la transparence électrostatique de la grille. Dans un second temps, la diffusion des porteurs de charge est prise en compte afin d'estimer la fraction d'ions qui remontent dans l'espace de dérive.

19.1 Transparence électrostatique de la grille

La transparence est calculée pour une grille de 1000 LPI et est comparée aux résultats expérimentaux. La méthode de calcul est décrite dans la référence [70]. Elle fait intervenir les flux ϕ_1 , ϕ_2 et ϕ_3 sur chaque électrode (1 étant l'électrode de dérive, 2 étant la grille et 3 les pistes). Le théorème de Gauss s'écrit

$$\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = 0 \quad (19.1)$$

Pour vérifier cette équation, nous devons exprimer ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 en introduisant les flux partiels entre deux électrodes, ϕ_{13} , ϕ_{12} , ϕ_{23} , définis par

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \phi_{13} + \phi_{12} \\ \phi_2 &= \phi_{23} + \phi_{12} \\ \phi_3 &= -\phi_{13} + \phi_{23} \end{aligned}$$

En accord avec $\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = 0$. La figure 19.1 illustre les contours d'intégrations et les variables utilisées. La transparence électronique s'exprime par

$$T_e = \frac{\phi_{13}}{\phi_{13} + \phi_{12}}$$

La transparence ionique est

$$T_i = \frac{\phi_{13}}{\phi_{13} + \phi_{23}}$$

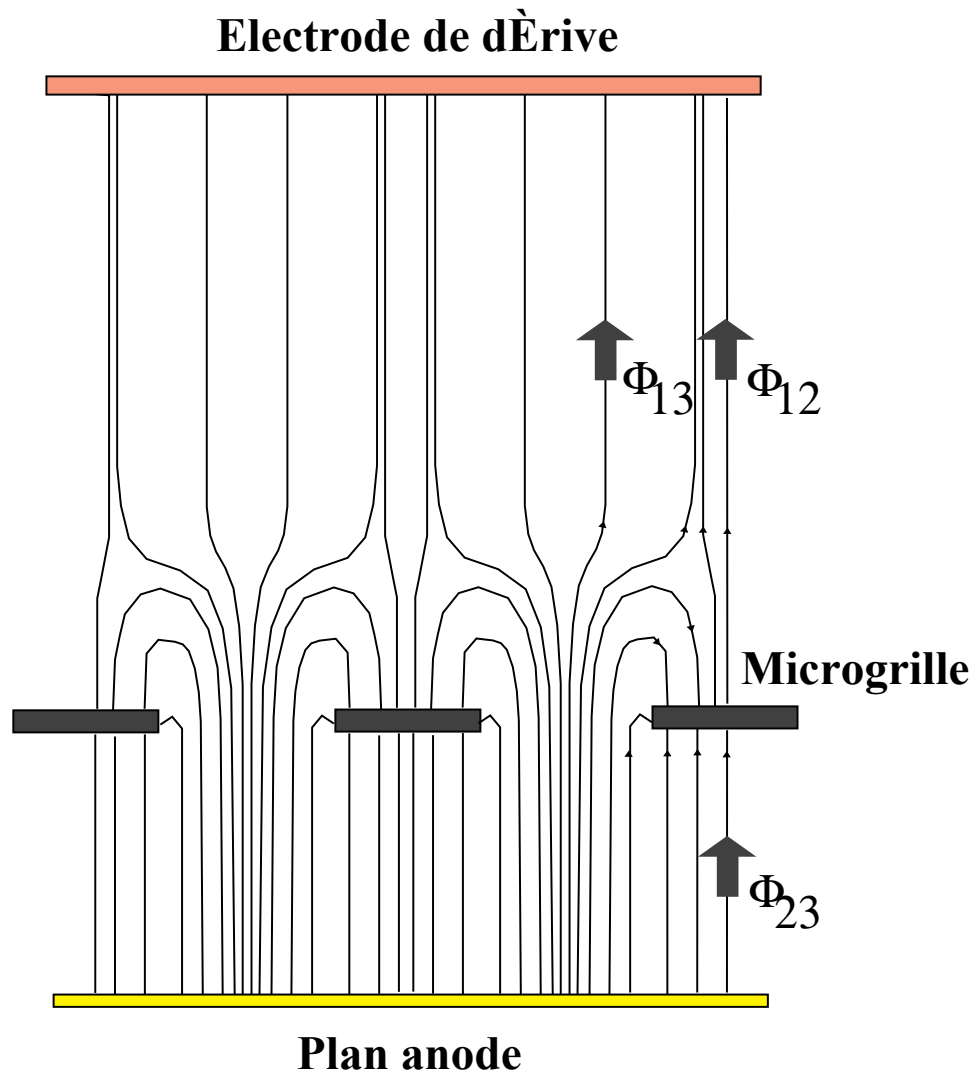


Fig. 19.1 – Diagramme représentant les lignes de champ et les variables utilisées pour le calcul de transparence électrostatique.

Il convient de noter que la valeur de la transparence ionique suppose une répartition uniforme des ions dans l'espace d'amplification. En pratique la diffusion des porteurs de charge dans le gaz disperse les ions dans l'espace d'amplification et empêche ainsi les ions de remonter dans l'espace de dérive. Cet effet sera pris en compte dans le paragraphe 19.2 de ce même chapitre.

Le paramètre important pour l'étude de la transparence de la grille est le rapport de champ $\frac{E_{\text{ampli}}}{E_{\text{dérive}}}$. La configuration du champ électrique près de la grille pour deux valeurs de rapport de champ est représentée sur les figures 19.2 et 19.3. On constate sur ces figures qu'il existe un point de rebroussement (ou point quadrupolaire) au-dessus de la grille où le champ électrique atteint un minimum local. Ce point correspond à une singularité dans le calcul du champ électrique. Lorsque le rapport de champ est suffisamment élevé, le point quadrupolaire se situe au-dessus de la grille. Les électrons sont repoussés par ce point et la transparence augmente (c'est-à-dire s'améliore) au fur et à mesure que le point quadrupolaire s'éloigne de la grille. Lorsque le rapport de champ diminue, la coordonnée z du point quadrupolaire se rapproche de la grille et la transparence se dégrade. Lorsque le rapport de champ n'est pas assez élevé, le point quadrupolaire se trouve dans le conducteur et certains électrons sont collectés par la grille (voir figure 19.3 de droite).

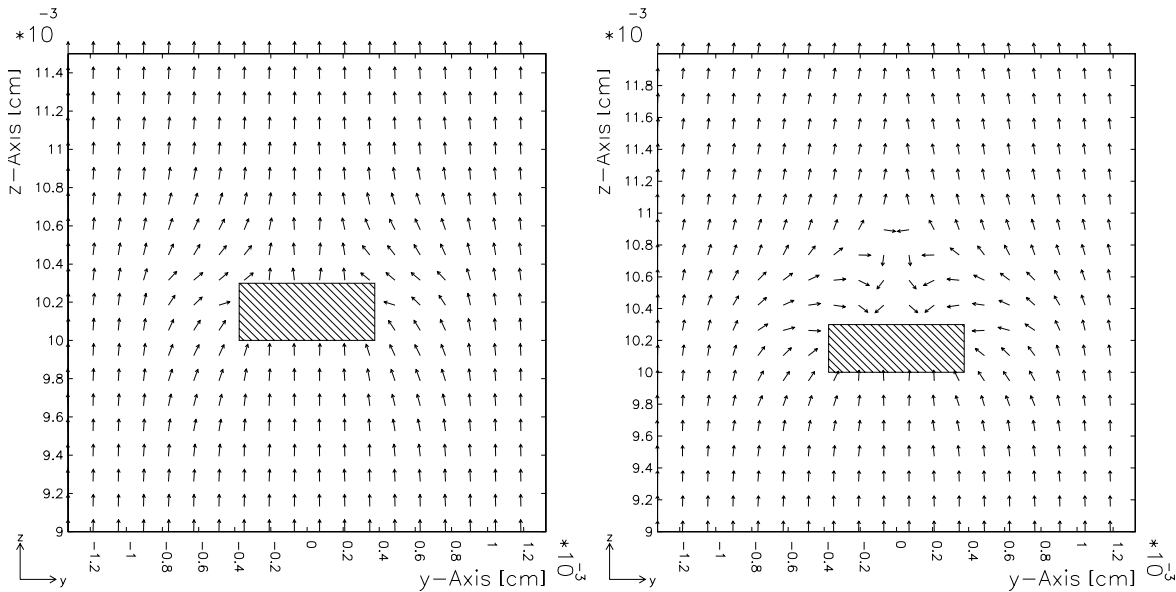


Fig. 19.2 – Direction du vecteur \vec{E} près d'une grille de 1000 LPI pour un rapport de champ de 5 (à gauche) et de 20 (à droite). Lorsque le rapport du champ est suffisamment élevé, le point quadrupolaire se situe au-dessus de la grille ($z \simeq 110 \mu\text{m}$). Dans le cas contraire, ce point se trouve dans le conducteur (figure de gauche) et la transparence électronique est très médiocre.

Le calcul des flux a été expliqué dans le paragraphe 8.2.2 de la partie II (page 76). Les résultats du calcul de la transparence sont présentés sur la figure 19.4 de gauche. On observe que la transparence électronique de la grille de 1000 LPI est totale pour un rapport de champ supérieur à 20. La figure 19.4 montre la transparence électronique de la grille mesurée. Les calculs sont en accord avec les mesures pour un rapport de champ inférieur à 20. Le décalage observé entre les mesures et les calculs provient de la diffusion des électrons près de la grille, phénomène qui n'est pas pris en compte à ce stade de la simulation. La géométrie de la grille, qui n'est pas tout à fait plane, peut également expliquer ce désaccord.

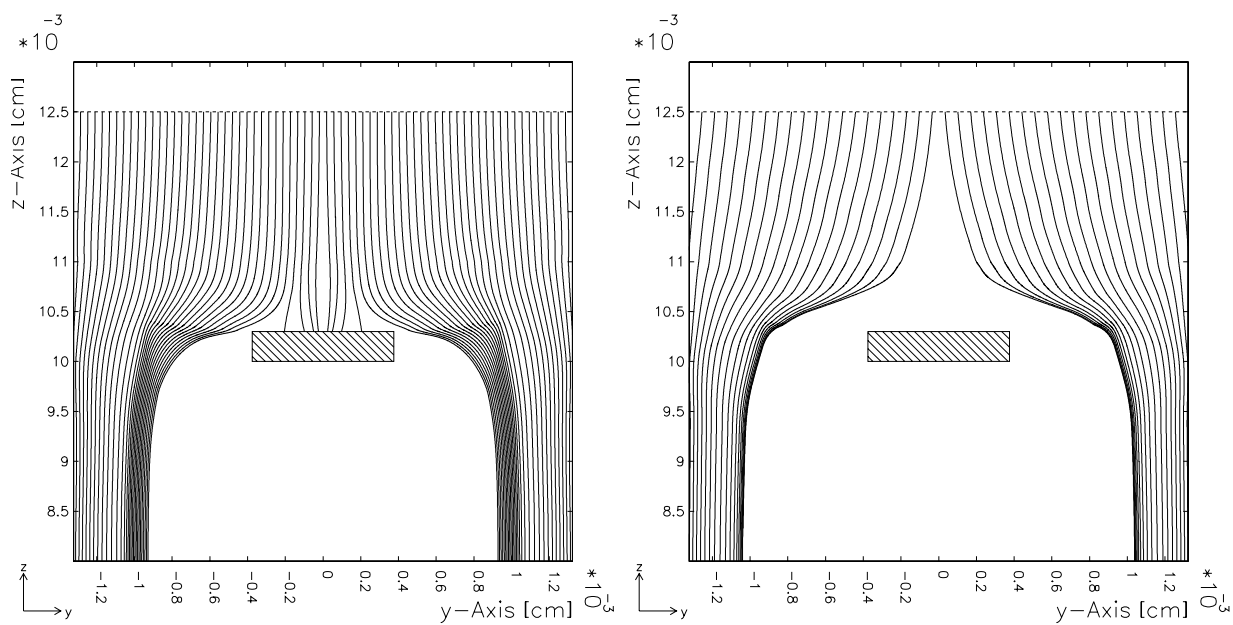


Fig. 19.3 – Lignes de dérive près d'une grille de 1000 LPI pour un rapport de champ de 5 (à gauche) et de 20 (à droite).

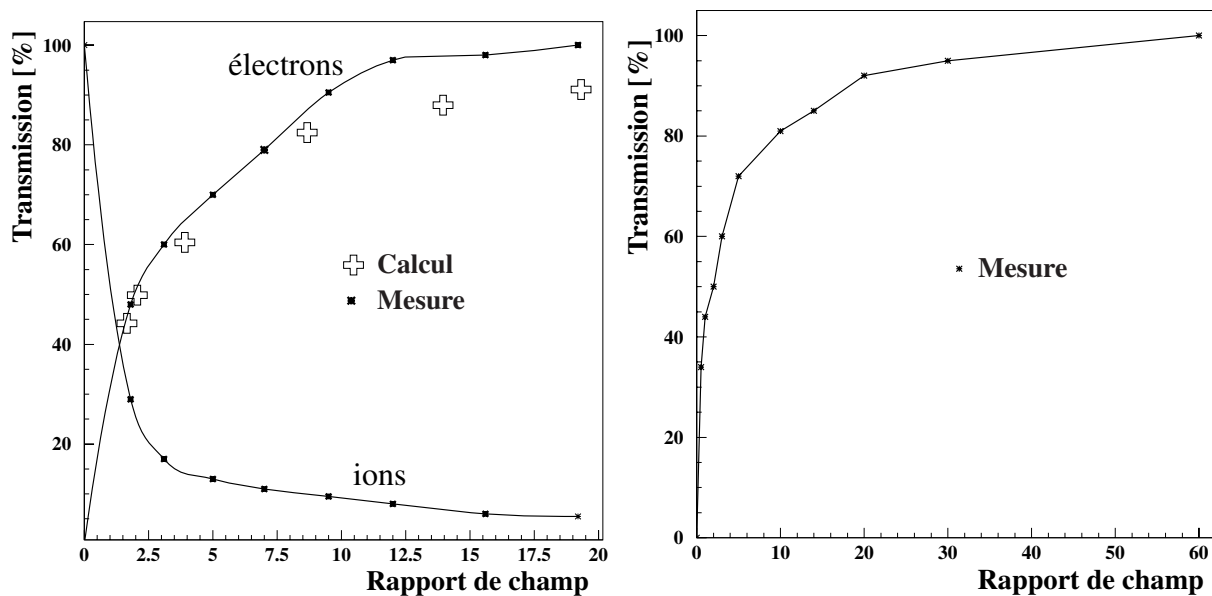


Fig. 19.4 – Figure de gauche : transparence électronique et ionique calculée par simulation pour une grille de 1000 LPI. Figure de droite : transparence électronique mesurée pour une grille de 1000 LPI.

19.2 Remontée des ions dans l'espace de dérive

Nous parlons désormais non plus de transparence mais de transmission. La remontée des ions de l'avalanche dans l'espace de dérive a souvent un impact important sur le fonctionnement d'un détecteur, en particulier pour les TPCs (voir paragraphe 3.6 en page 32) où les performances sont en général dégradées par les distorsions du champ électrique créées par l'accumulation de charges positives provenant de la remontée des ions. Dans les TPCs, pour éviter les distorsions en fin de dérive, un plan de fils espacés de quelques millimètres, appelé grille porte et situé au-dessus du plan cathodique, assure la fonction de neutraliser les charges positives. Dans les expériences à forte multiplicité ou fort taux de comptage, seulement un ion pour dix mille est autorisé à migrer en direction de la cathode centrale [16]. Notons que pour les expériences à faible luminosité la grille porte n'est pas utilisée.

L'utilisation de Micromegas comme système de lecture d'une TPC pourrait épargner l'utilisation d'une grille porte, dont la mise en œuvre est souvent difficile. En effet, dans des conditions d'opérations adéquates, l'observation de la durée du signal montre que la majeure partie des ions est collectée par la micro-grille cathodique. Dans un premier temps, nous nous proposons d'étudier les processus participant à la collecte des ions par la grille et présentons le calcul de la transmission ionique en fonction de trois paramètres : le gain, le rapport de champ $\frac{E_{\text{ampli}}}{E_{\text{dérive}}}$ et la diffusion transverse des électrons dans l'espace d'amplification. Nous définissons la transmission ionique comme étant le rapport entre nombre d'ions remontant dans l'espace de dérive sur le nombre total de charges créées par l'avalanche. Dans un second temps, nous comparons les calculs aux mesures effectuées en laboratoire.

19.2.1 Le modèle

Géométrie et champ électrique

La carte de champ électrique en 3 dimensions est calculée par MAXWELL à partir d'un maillage comportant 10000 tétraèdres, soit une précision sur le champ électrique estimée à 2.5% par la méthode décrite dans le paragraphe 8.2.2 de la partie II (page 76). Le pas des pistes est ajusté de telle sorte qu'il soit un multiple entier du pas de la grille. Les autres caractéristiques géométriques sont : espace d'amplification de 100 μm , espace de dérive de 3 mm et grille de 500 LPI.

Trois configurations électrostatiques sont étudiées : $\frac{E_{\text{ampli}}}{E_{\text{dérive}}} = 20, 40$ et 125.

Dispersion spatiale de l'avalanche

Un simple calcul de flux, tel qu'il a été réalisé dans le paragraphe 19.1 n'est pas suffisant. En l'absence de diffusion transverse, les ions produits dans l'espace d'amplification suivent les lignes de champ en sens inverse et la transmission ionique de la grille est de 100% (c'est-à-dire que tous les ions remontent). Or, tel n'est pas le cas car la diffusion des électrons dans l'avalanche disperse les points de création des ions. Il importe donc de suivre pas à pas la production des paires électron-ion pendant l'avalanche en tenant compte de la diffusion transverse des électrons et des ions. Pour cela, nous utilisons la procédure de dérive des charges par méthode Monte Carlo décrite dans le paragraphe 10.5 de la partie II (page 93).

Deux processus physiques jouent un rôle important dans la dispersion transverse de l'avalanche :

- la diffusion des ions et des électrons

– la propagation des photons de désexcitation qui vont ioniser à leur tour.

Seule la diffusion des électrons et des ions est prise en compte. La propagation des photons, par augmentation de la taille de l'avalanche, diminue la transmission ionique. Aussi, s'attend-on à calculer un nombre d'ions remontant dans l'espace de dérive plus grand que le nombre réel.

La diffusion transverse des ions Ar^+ et Ar^{++} aux champs typiques de l'espace d'amplification (50 kV/cm) a été mesurée par [133] et calculée dans [134]. Elle est de $20 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ à 50 kV/cm (voir figure 19.5). Notons que les ions du gaz noble cède rapidement leur charge aux ions du gaz *quencher* dont le potentiel d'ionisation est plus faible. Cet effet n'est pas pris en compte dans cette simulation.

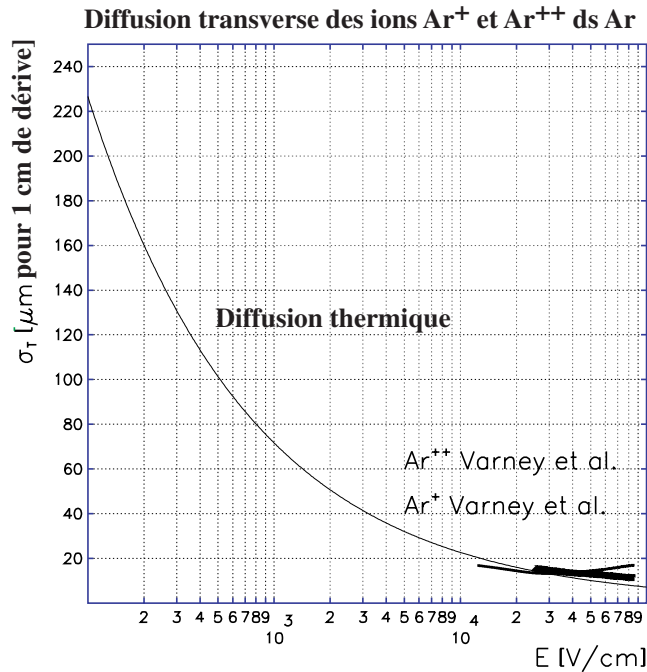


Fig. 19.5 – Coefficient de diffusion des ions argon [81].

La diffusion transverse des électrons dans l'espace d'amplification contribue en grande partie à la dispersion spatiale de l'avalanche. Ce coefficient est représenté en fonction du champ électrique sur la figure 19.6 de gauche pour un mélange standard d'argon-isobutane(90%:10%). Il décroît régulièrement à partir de 3 kV/cm et vaut $200 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ à 50 kV/cm.

La figure 19.7 montre la dispersion spatiale des électrons et des ions produits dans l'avalanche.

Amplification

La transmission ionique de la grille est calculée en fonction du premier coefficient de Townsend α . Faire varier α revient à modifier le gain du détecteur. α dépend du gaz et du champ électrique. α est calculé par MAGBOLTZ. Cependant, au lieu faire varier le gaz ou le champ électrique pour faire varier α , nous normalisons ce dernier en ne conservant que la dépendance de α en fonction du champ électrique. Le coefficient de Townsend calculé par MAGBOLTZ est donc multiplié par un certain facteur β suivant la relation

$$\alpha'(E) = \alpha(E) \times \beta$$

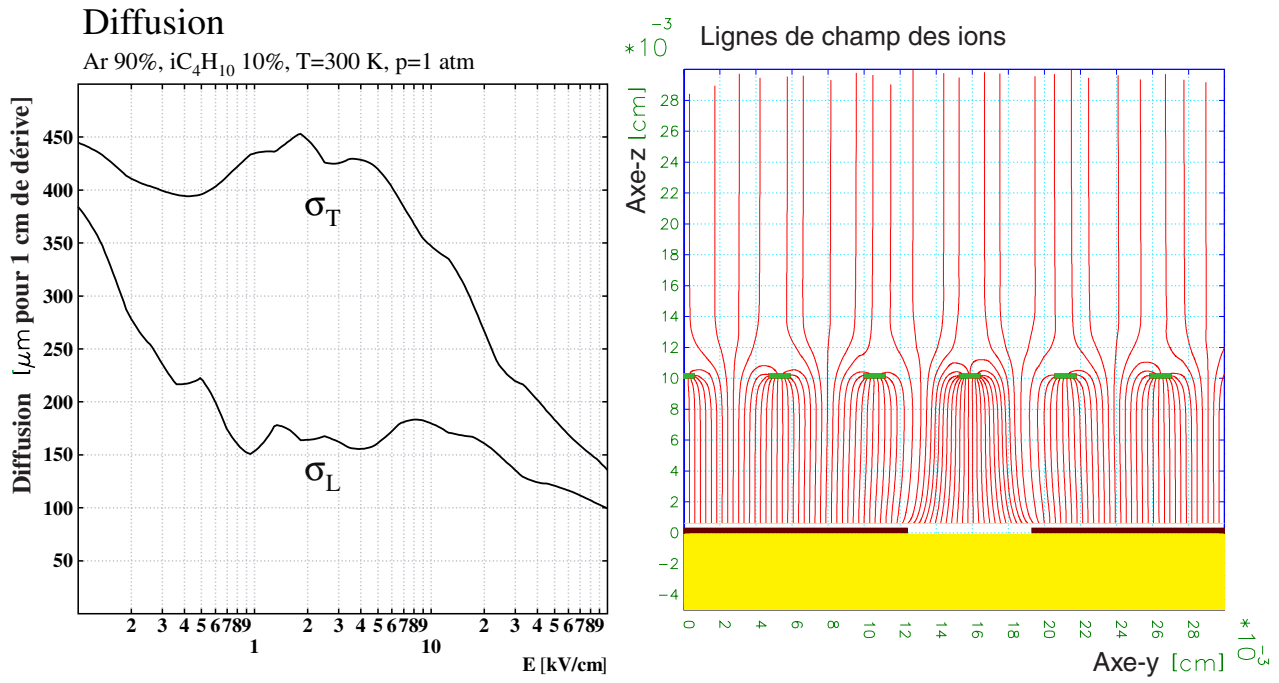


Fig. 19.6 – Figure de gauche : coefficients de diffusion transverse et longitudinale des électrons calculés par MAGBOLTZ. Ces valeurs sont utilisées pour cette étude. Figure de droite : ligne de dérive des ions produits dans l'espace d'amplification. Les ions créés au niveau du canal de l'entonnoir remontent dans l'espace de dérive.

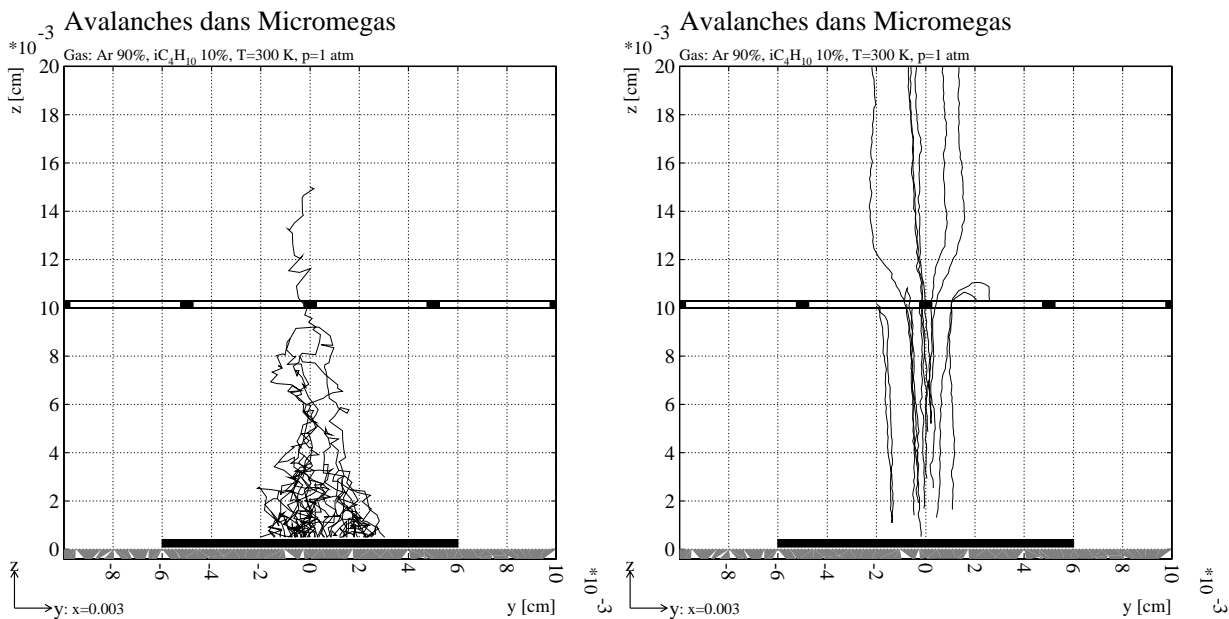


Fig. 19.7 – Migration des électrons (figure de gauche) et des ions (figure de droite) dans l'espace d'amplification. L'influence de la diffusion transverse des électrons est mise en évidence.

où α' est le nouveau coefficient de Townsend et α celui calculé par MAGBOLTZ. β varie de 0.5 à 1. Utiliser α calculé par MAGBOLTZ nous obligerait à disposer d'autant de cartes de champ que de points de calcul, ce qui représente un temps CPU trop important.

19.2.2 Les lignes de dérive

Les lignes de dérive pour deux des trois configurations de champ électrique sont représentées sur la figure 19.8. Pour la suite nous appelons le *canal de l'entonnoir* la région de l'espace d'amplification représentée sur la figure 19.8 où sont concentrées les lignes de champ des électrons. On constate une diminution de la taille du canal de l'entonnoir dans l'espace d'amplification quand le rapport de champ augmente. Cet effet s'explique facilement par la loi de conservation du flux électrique.

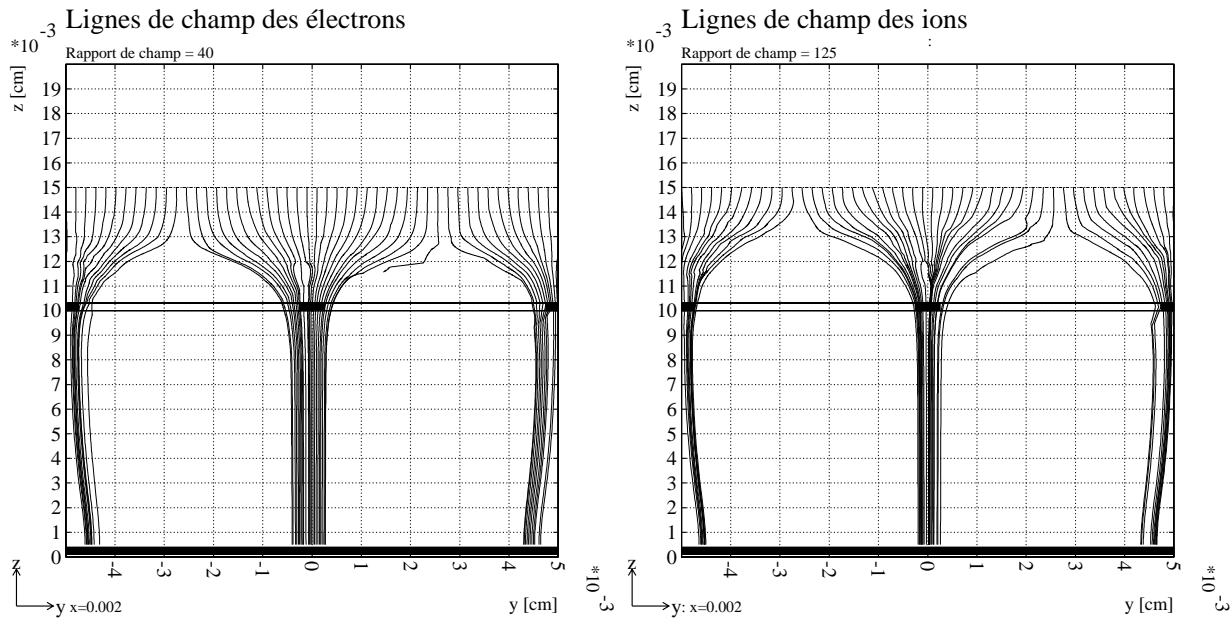


Fig. 19.8 – Lignes de dérive des électrons pour des rapports de champ de 40 et 125. La courbure des lignes de champ au niveau des pistes est due à l'effet du substrat diélectrique sur lequel repose les pistes.

19.2.3 Résultats

La variation de la transmission ionique pour trois rapports de champ est représentée sur la figure 19.9 de gauche. La transmission ionique varie non seulement en fonction du rapport de champ électrique mais également en fonction du gain. En effet, l'augmentation du gain élargit la taille de l'avalanche. Un plus grand nombre d'électrons sont produits en dehors du canal de l'entonnoir. Rappelons que seuls les ions produits dans le canal de l'entonnoir remontent dans l'espace de dérive. Par ailleurs, l'effet de la diminution de la transmission ionique lorsque le rapport de champ augmente est dû au rétrécissement de la taille du canal de l'entonnoir, comme l'illustre la figure 19.8.

La courbe 19.9 de gauche montre également que la transmission ionique tend vers une valeur limite au fur et à mesure que le gain augmente. Pour les très hauts gains, le libre parcours moyen

des électrons est suffisamment faible pour que l'avalanche se développe très près de la grille. La taille de l'avalanche ne varie plus et ainsi la transmission ionique reste constante (en négligeant la propagation des photons).

Le rôle de la diffusion transverse des électrons sur la transmission des ions est montré sur la figure 19.9 de droite. L'augmentation du coefficient de diffusion transverse des électrons facilite la collection des ions par la grille en éloignant le point de création des ions du canal de l'entonnoir.

Notons que l'accroissement de l'espace d'amplification aura tendance à diminuer la transmission ionique par augmentation de la taille de l'avalanche. En revanche, le type de la grille doit être un effet du second ordre puisqu'il n'intervient pas dans le calcul de flux électrostatique.

De même la suppression de la diffusion transverse des ions modifie peu la transmission : on observe une augmentation de la transmission ionique de l'ordre de 5% à faible rapport de champ (20) et de l'ordre de 1% pour de rapports de champ élevés (125). La dispersion spatiale de l'avalanche est donc dominée par la diffusion des électrons et éventuellement par la propagation des photons.

Le calcul de la transmission ionique est comparé avec trois points de mesure. Désormais, aucun paramètre n'est fixé à la main. Le coefficient de Townsend en fonction du champ électrique est calculé par MAGBOLTZ. Le coefficient de diffusion transverse est également issu de MAGBOLTZ.

La mesure de la transmission de la grille a été effectuée par [76] en fixant la tension sur une électrode et en faisant varier la tension sur l'autre électrode. Les courants induits sur les pistes, la grille et sur l'électrode de dérive ont été mesurés. Du fait du faible courant induit sur l'électrode de dérive, la mesure n'a pu être effectuée qu'à partir d'une source produisant un grand nombre d'électrons primaires (80 paires électron-ion environ pour la source de strontium). La comparaison des calculs avec les mesures est présentée dans le tableau 19.1. L'accord est satisfaisant et nous permet d'affirmer que le rôle joué par la propagation des photons n'est pas le processus dominant. La propagation des photons est probablement à l'origine de la différence entre données Monte Carlo et mesures expérimentales, systématiquement positive.

Type de donnée	$V_{\text{dérive}}$ [V]	V_{grille} [V]	$E_{\text{ampli}}/E_{\text{dérive}}$	Gain	Transmission [%]
Monte Carlo	-550	-440	125	3090	2.4
Mesures	-550	-440	125	3000	1.9
Monte Carlo	-570	-460	125	4310	2.0
Mesures	-570	-460	125	4200	1.6
Monte Carlo	-805	-460	40	4310	4.8
Mesures	-805	-460	40	4200	4.5

TAB. 19.1 – Comparaison des calculs Monte Carlo avec les mesures [76].

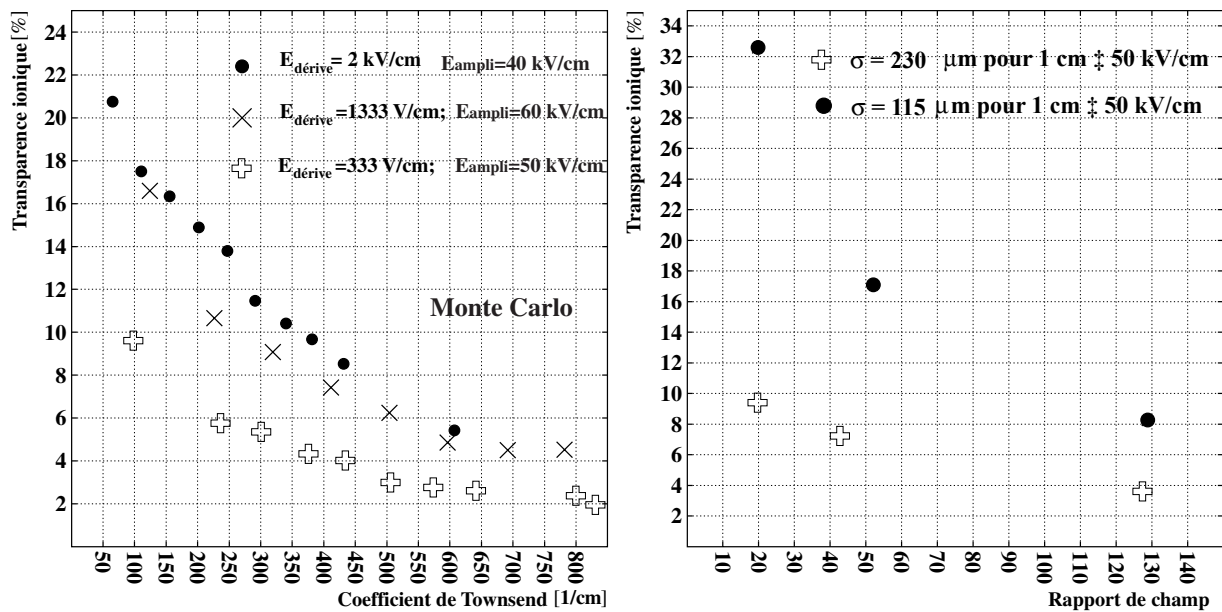


Fig. 19.9 – Figure de gauche : transmission ionique en fonction du gain dans l'espace d'amplification et pour trois rapports de champ (20, 40, 125). L'augmentation du gain, par augmentation de la dispersion spatiale de l'avalanche, favorise la collecte des électrons par la grille. Figure de droite : transmission ionique en fonction du rapport de champ et pour deux valeurs du coefficient de diffusion transverse. La diffusion transverse des électrons est un facteur important dans le processus de collecte des électrons par la grille.

Chapitre 20

Etude des signaux induits

Ce chapitre a pour but d'éclaircir le phénomène d'induction des signaux sur les électrodes. Dans un premier temps, nous nous intéressons à la charge induite sur la(les) piste(s) qui collecte(nt) l'avalanche. Puis nous calculerons la charge induite sur les pistes voisines de celles qui collectent les charges. Nous simulerons la structure temporelle du signal ainsi que sa répartition sur les pistes. Nous calculerons ensuite la contribution de la charge induite par les électrons à la charge totale dans l'approximation d'un détecteur à faces parallèles. Nous évoquerons le problème du déficit balistique des préamplificateurs. Nous montrerons également comment la traînée ionique peut être supprimée pour pouvoir opérer le détecteur sous haut flux de particules. Enfin, l'influence de la diaphonie sur les multiplicités et sur la résolution spatiale sera discutée.

20.1 Application du théorème de réciprocité pour le calcul de la charge induite

Une charge électrique en mouvement induit un courant sur les électrodes. Ce courant peut être calculé à partir du théorème de réciprocité (voir paragraphe 11.3 de la partie II, page 104) que nous illustrons dans le cas simple de l'induction d'une charge se déplaçant entre des électrodes.

D'après l'équation 11.7 (page 106), le courant induit sur l'électrode k s'écrit

$$i_k = -q \vec{E}_{w_k} \cdot \vec{v} \quad (20.1)$$

où \vec{E}_{w_k} est le vecteur champ de pondération associé à l'électrode k , v la vitesse du porteur. \vec{E}_{w_k} est calculé en appliquant 1 V sur la piste k et 0 V sur toutes les autres électrodes. q est la charge de l'électron et vaut $\pm 1.6 \times 10^{-19}$ C suivant le type de charge. La charge induite sur une piste k par un porteur de charge q dérivant du point p_1 au point p_2 est donnée par

$$Q_k = \int_{p_1}^{p_2} i_k dt = -q \int_{p_1}^{p_2} \vec{E}_{w_k} \cdot \vec{v} dt = -q \int_{p_1}^{p_2} \vec{E}_{w_k} \cdot d\vec{l} \quad (20.2)$$

avec $\vec{v} = \frac{d\vec{l}}{dt}$.

Cette intégrale ne peut pas être calculée analytiquement dans tous les cas. Pour les détecteurs à micro-pistes, il est nécessaire de connaître le champ de pondération en tous points afin de calculer son produit scalaire avec la vitesse des porteurs.

Il est plus facile de calculer la charge induite en exprimant 20.2 en fonction du potentiel de pondération V_w

$$Q_k = -q \int_{p_1}^{p_2} \vec{E}_{w_k} \cdot d\vec{l} = -q \int_{p_1}^{p_2} E z_{w_k} \cdot dz = q [V_{w_k}(p_2) - V_{w_k}(p_1)] \quad (20.3)$$

avec $E_{w_k} = E z_{w_k}$ dans l'approximation de Micromegas par un détecteur à faces parallèles. Nous appelons $V_w^{\text{centrale}}(z)$ le potentiel de pondération généré en portant la piste qui collecte l'avalanche à 1 V et toutes les autres pistes à 0 V. Nous appelons V_w^{voisine} le potentiel de pondération généré en portant la piste voisine de celle qui collecte l'avalanche à 1 V et toutes les autres pistes à 0 V. V_w^{voisine} est utilisé lorsque nous souhaitons calculer le signal induit sur la piste voisine de celle qui collecte les charges. La largeur de l'espace anode-cathode vaut d . Le point en $z = 0$ est l'anode, le point en $z = d$ est la cathode. La charge totale induite par une avalanche créée au point $z = l$ est calculée en distinguant deux cas, représentés sur la figure 20.1 de gauche

– Signal induit sur la piste centrale :

- $V_w^{\text{centrale}}(z = d) = 0$ et $V_w^{\text{centrale}}(z = 0) = 1$ par définition du potentiel de pondération
- $Q_{\text{ion}}^{\text{anode}} = -|q| [V_w^{\text{centrale}}(z = d) - V_w^{\text{centrale}}(z = l)] = |q| V_w^{\text{centrale}}(z = l)$
- $Q_{e^-}^{\text{anode}} = -|q| [V_w^{\text{centrale}}(z = 0) - V_w^{\text{centrale}}(z = l)] = -|q| [1 - V_w^{\text{centrale}}(z = l)]$
- $Q_{\text{tot}}^{\text{anode}} = Q_{e^-} + Q_{\text{ion}} = -|q|$

– Signaux induits sur la piste voisine (à droite ou à gauche) :

- $V_w^{\text{voisine}}(z = d) = V_w^{\text{voisine}}(z = 0) = 0$ car le potentiel de 1 V est porté sur l'électrode lue et non sur la piste qui collecte la charge.
- $Q_{\text{ion}}^{\text{anode}} = |q| [V_w^{\text{voisine}}(z = d) - V_w^{\text{voisine}}(z = l)] = |q| V_w^{\text{voisine}}(z = l)$
- $Q_{e^-}^{\text{anode}} = -|q| [V_w^{\text{voisine}}(z = 0) - V_w^{\text{voisine}}(z = l)] = -|q| V_w^{\text{voisine}}(z = l)$
- $Q_{\text{tot}}^{\text{anode}} = Q_{e^-} + Q_{\text{ion}} = 0$

Nous pouvons appliquer le même raisonnement pour la charge induite sur la cathode. Ce résultat a deux conséquences importantes lorsque le temps d'intégration de l'électronique est plus long que le temps de migration des charges (c'est-à-dire que l'on mesure Q_{tot}) :

- La charge totale induite sur l'électrode qui collecte n charges est égale à nq , c'est-à-dire la somme des charges collectées.
- La charge totale induite sur les pistes qui ne collectent pas de charge est nulle. Autrement dit, si l'on néglige la dispersion latérale de l'avalanche, seule la piste en regard de l'avalanche recueille une charge totale non nulle.

Nous avons ainsi justifié l'hypothèse sur laquelle repose notre calcul de la charge induite utilisé précédemment dans la simulation (voir paragraphe 16.5 de la partie IV, page 158). Cette hypothèse s'énonce ainsi : lorsque le temps d'intégration de l'électronique est plus grand que le temps de collection des charges, seule la piste qui collecte les électrons détecte une charge totale non nulle et compter le nombre d'électrons collectés par une piste est une mesure de la charge totale induite sur cette piste.

20.2 Forme des signaux induits

Les signaux induits sont calculés à partir de l'expression analytique du potentiel de pondération en deux dimensions décrite au paragraphe 8.2.3 de la partie II (page 77). Nous négligeons l'influence du substrat et nous assimilons la grille à un plan équipotentiel. Le champ électrique dans l'espace d'amplification est donc supposé uniforme. Les pistes interviennent seulement dans le calcul du champ de pondération.

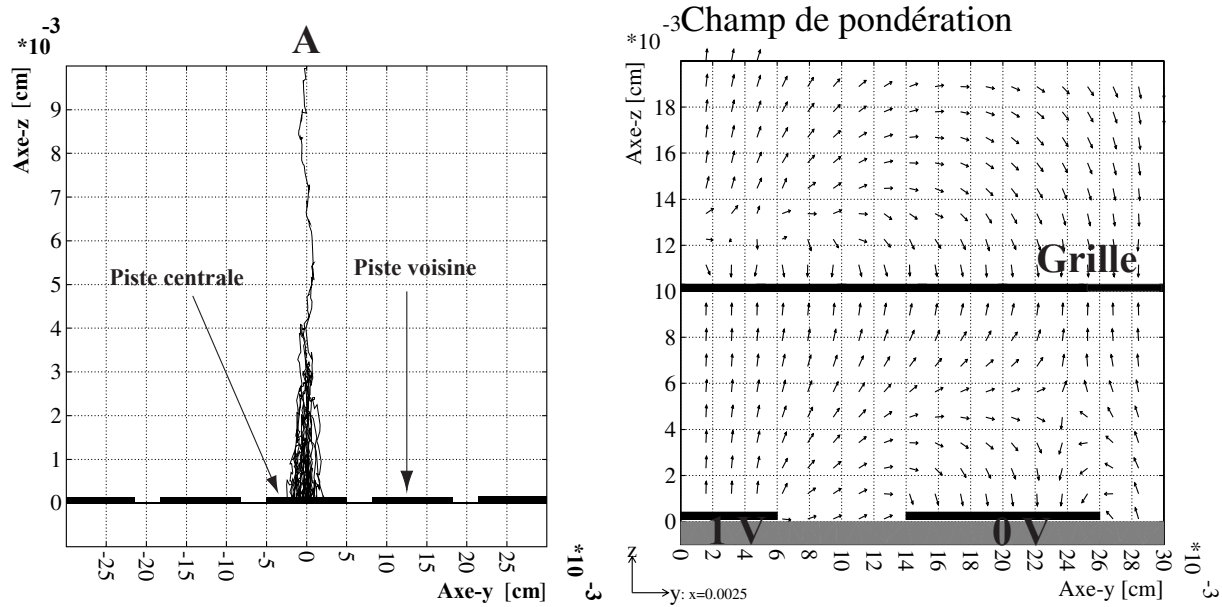


Fig. 20.1 – Figure de gauche : définition de la piste centrale et de la piste voisine par rapport au point de création de l'avalanche. Figure de droite : vecteur du champ de pondération.

Pour étudier la forme des signaux, nous générons une avalanche au niveau de la grille (en $z = 0.01$ cm) et au-dessus de la piste A (voir schéma 20.1 de gauche) que nous appelons *piste centrale*. Toute cette étude suppose que les électrons produits dans l'avalanche soient collectés par une seule piste. Une des pistes adjacente à celle qui collecte les charges est appelée *piste voisine*. Nous supposons que l'avalanche a lieu sur la médiatrice de la piste centrale. Par des arguments de symétrie, on peut montrer que les signaux induits sur les pistes voisines de droite et de gauche sont identiques. Nous distinguons les courants induits par les ions et par les électrons. Les signaux induits sur la piste centrale et sur la piste à sa droite (piste voisine) sont représentés sur la figure 20.2. Plusieurs remarques peuvent être soulevées :

- Le signal électronique est environ deux cent fois plus rapide que le signal ionique. La durée de développement de l'avalanche est d'environ 1 ns. Après collection des électrons, seuls les ions induisent un signal qui dure jusqu'à ce qu'ils soient collectés par la grille.
- Le courant ionique est environ 100 fois plus faible que le courant électronique. La fraction de charge totale induite par les ions ou par les électrons sera calculée dans le paragraphe 20.4.
- Lorsque l'avalanche débute au point A, l'impulsion induite sur la piste voisine est bipolaire. On détecte donc un signal bien que nous avons vu que la charge totale induite par les électrons et par les ions soit nulle. La bipolarité du signal s'explique en observant la figure 20.1 de droite où le produit scalaire $\vec{E}_w \cdot \vec{v}$ est, pour la piste voisine, soit positif

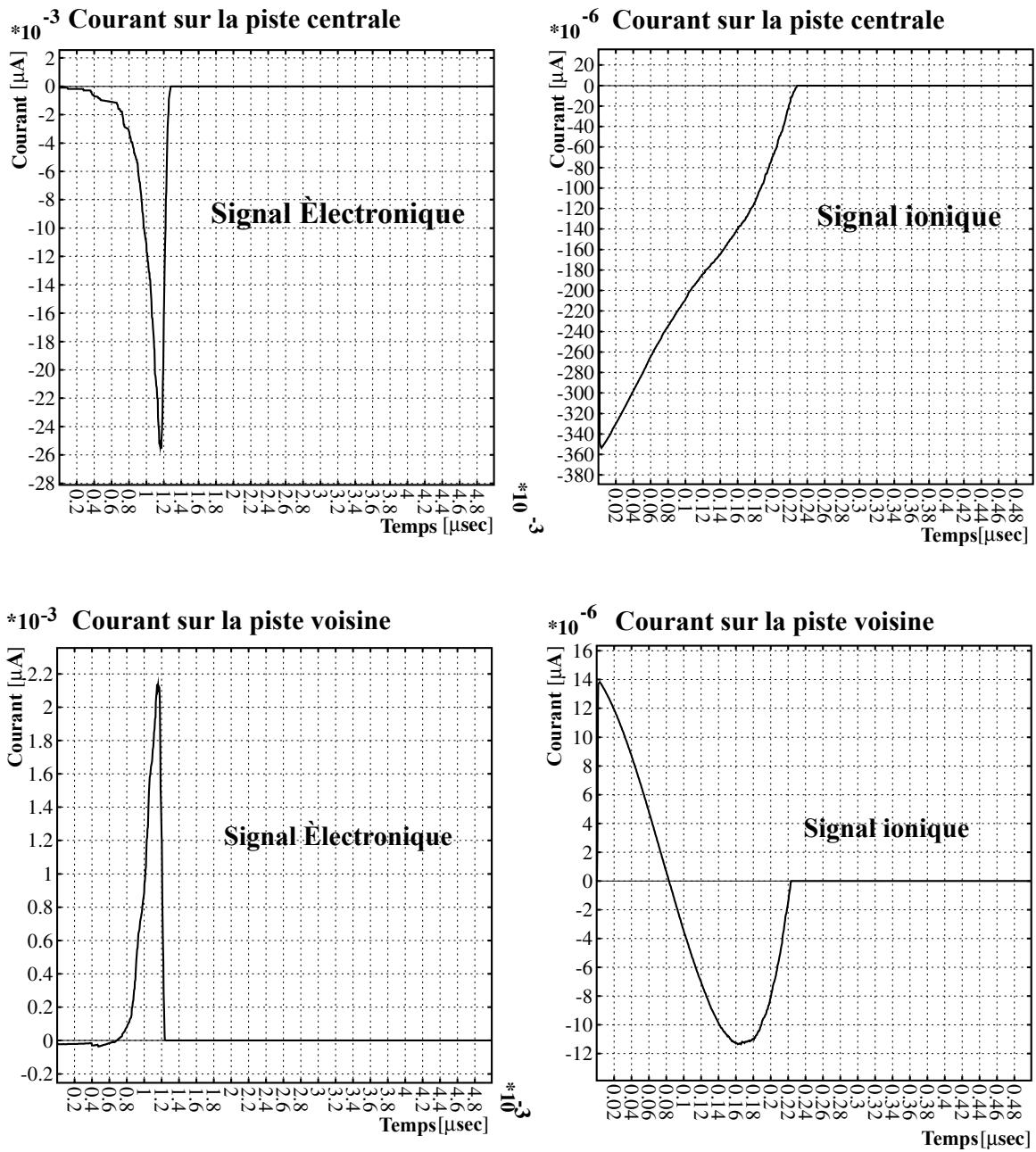


Fig. 20.2 – Signaux électroniques et ioniques induits sur la piste centrale et sur sa voisine.

soit négatif en fonction de la position z de la charge. A la différence de la piste voisine, le produit scalaire $\vec{E}_w \cdot \vec{v}$ conserve le même signe pendant toute la dérive d'un électron ou d'un ion pour la piste qui le collecte.

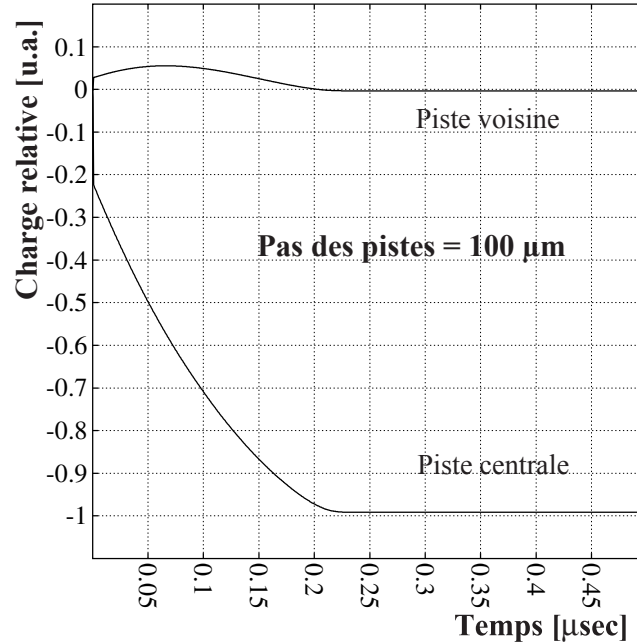


Fig. 20.3 – Fraction de la charge induite en fonction du temps d'intégration par une avalanche créée au niveau de la grille ($z = 0.01 \text{ cm}$).

Souvent l'électronique utilisée n'est sensible qu'à la charge car le courant est intégré dans le préamplificateur. La question qui se pose dans ce cas est de connaître la fraction de charge en fonction du temps d'intégration qui est induite sur la piste centrale et sur la piste voisine de celle qui collecte les porteurs. La fraction de charge induite en fonction du temps d'intégration est représentée sur la figure 20.3 pour un pas de piste de $100 \mu\text{m}$. Pour calculer cette charge, nous avons effectué la somme du courant induit par les ions et par les électrons. Cette courbe est très riche d'enseignements. Plusieurs points doivent être mentionnés :

- Les charges induites sur la piste centrale et sur sa voisine sont toujours de signes opposés (négative sur la piste centrale et positive sur la voisine).
- La charge induite sur la piste voisine augmente puis diminue avec le temps. Si l'on intègre la charge sur un temps plus long que le temps de collection des ions, la charge totale sur la piste voisine est nulle. Par ailleurs, la charge induite sur la piste centrale est bien égale à la charge collectée. Nous avons donc vérifié les calculs exposés au paragraphe 20.1.
- La majorité de la charge est induite sur la piste centrale. Pour un temps d'intégration qui maximise l'effet d'induction, la fraction de charge induite sur la piste voisine atteint seulement 10% de la charge induite sur la piste centrale pour des pistes au pas de $100 \mu\text{m}$. Mesurer une charge sur la piste voisine nécessite donc une électronique adaptée dont le temps d'intégration, soigneusement choisi, doit être plus court que le temps de collection.

Sur la figure 20.4, nous observons que la charge maximale induite sur la piste voisine augmente lorsque le pas des pistes diminue.

En conclusion de ce paragraphe, nous pouvons affirmer que l'induction sur les pistes voisines est nulle dès lors que le temps d'intégration est plus long que le temps de collection des charges.

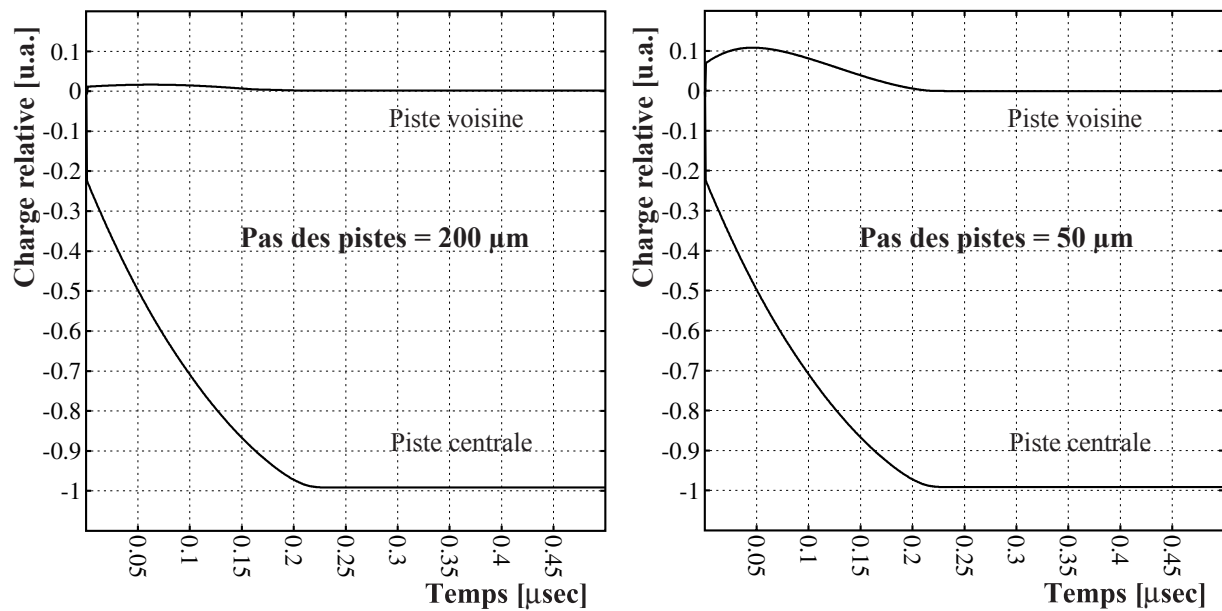


Fig. 20.4 – Fraction de la charge induite en fonction du temps d'intégration par une avalanche créée au niveau de la grille pour deux pas de pistes différents.

Dans le cas où le temps d'intégration de l'électronique est plus court que le temps de collection, nous mesurons un signal sur les pistes voisines de signe opposé, environ dix fois plus faible que la charge vue par la piste centrale. Ce dernier chiffre dépend de la largeur des pistes.

L'induction sur les pistes voisines étant non seulement faible mais également de signe opposé, il n'est pas possible d'utiliser ce phénomène pour améliorer la précision de localisation de la trace en répartissant le signal sur plusieurs pistes.

20.3 Evaluation du déficit balistique des préamplificateurs

La lecture du signal induit sur les pistes à l'aide d'un préamplificateur plus rapide que le temps de collection des charges introduit une perte par rapport à une lecture du signal avec une constante de temps suffisamment grande. Cette perte est appelée déficit balistique. La perte est en générale mesurée sur l'amplitude maximale du signal. Le calcul du signal à l'aide de notre programme de simulation permet d'évaluer le déficit balistique dans le cas d'une seule avalanche produite au niveau de la grille. Ce calcul est dépendant du mélange gazeux car la vitesse de dérive des ions intervient dans la forme des signaux. Nous utilisons un mélange argon-isobutane(90%:10%). Pour cette étude, nous choisissons une réponse impulsionnelle très simple, du type

$$F(t) = \frac{t}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (20.4)$$

où τ est la constante de temps du préamplificateur (ou temps de montée). Le résultat obtenu pour différentes valeurs de τ est présenté sur la figure 20.5 et est comparé à la réponse impulsionnelle du préamplificateur représentative du cas où les électrons et les ions arriveraient tous au même instant sur les pistes (temps de collection nul).

Une perte de 10% sur l'amplitude maximale du signal est observée dans le cas où le signal est mis en forme à l'aide d'un préamplificateur dont le temps de montée est de $0.1 \mu s$. La perte atteint 80% pour $\tau = 0.05 \mu s$.

Le déficit balistique pour des particules au minimum d'ionisation nécessite de moyenner le calcul sur un grand nombre de traces. Le déficit balistique dépend en effet du point de création des paires électron-ion le long de la trajectoire de la particule. En tout état de cause, on s'attend à une plus grande perte de signal pour des particules au minimum d'ionisation que pour le cas d'une seule avalanche, le courant étant plus étalé dans le temps lorsque plusieurs électrons sont produits le long de la trace.

DÉficit balistique

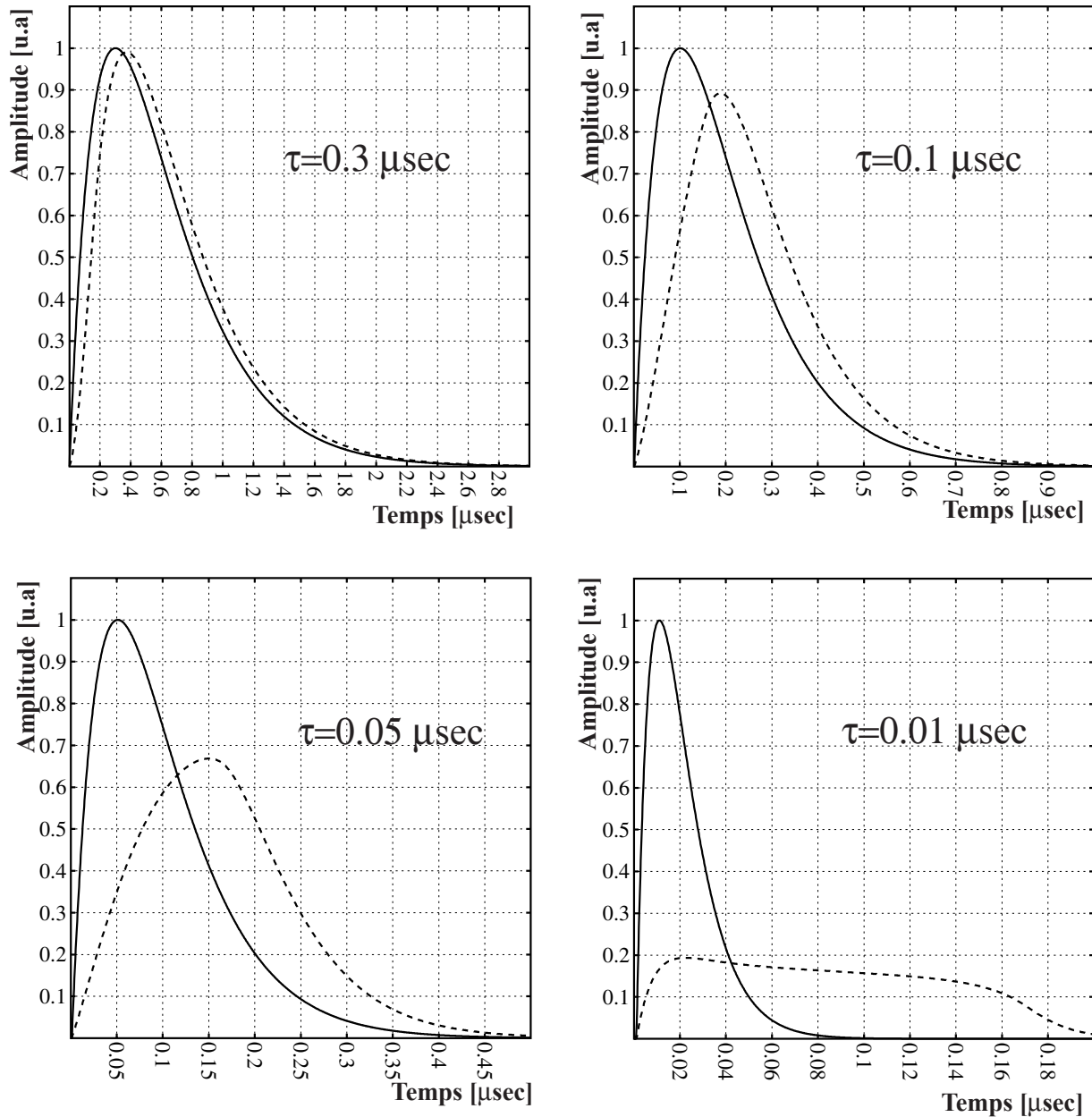


Fig. 20.5 – Evaluation du déficit balistique dans le cas où une seule avalanche est produite près de la grille. La courbe pleine est la réponse impulsionnelle du préamplificateur représentative du cas où les électrons arriveraient tous au même instant avec un courant équivalent à un Dirac. La courbe pointillée est le signal en sortie du préamplificateur dont le temps de montée est τ .

20.4 Calcul de la charge induite due aux ions et aux électrons

Pour faciliter ce calcul, la géométrie de Micromegas peut être simplifiée en considérant que l'espace d'amplification est similaire à un détecteur à faces parallèles. Les pistes sont assimilées à un plan équipotentiel porté à 0 V.

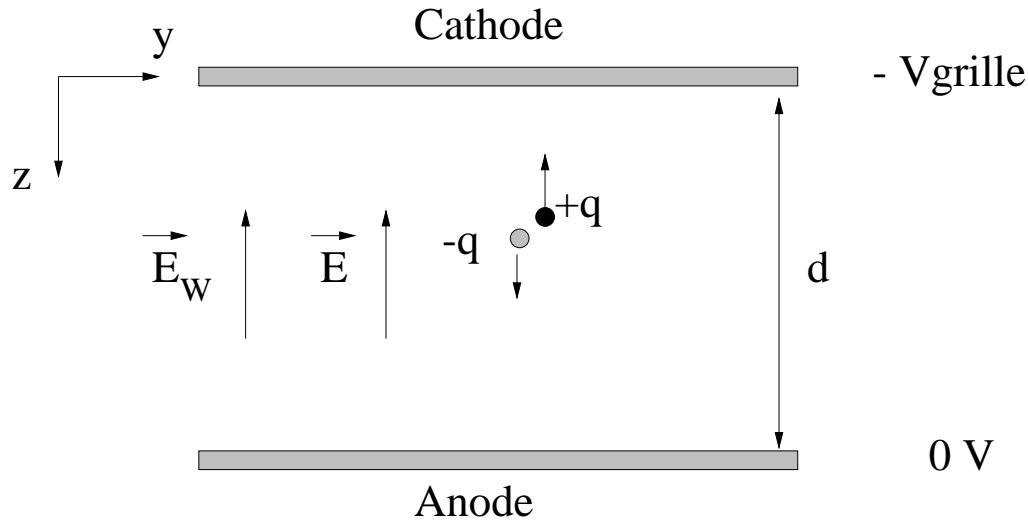


Fig. 20.6 – Schéma du mouvement des charges créées dans un détecteur à faces parallèles.

Le schéma 20.6 représente le mouvement des charges dans un détecteur à faces parallèles. Pour des raisons de simplicité dans le calcul, nous choisissons l'origine de l'axe z au niveau de la cathode, c'est-à-dire là où débute l'avalanche.

20.4.1 Calcul de la charge induite due aux électrons

Le nombre de charge au point z , produits par la multiplication d'un seul électron parti de $z = 0$, est

$$n_{e^-}(z) = e^{\alpha z} \quad (20.5)$$

où α est le premier coefficient de Townsend.

Soit $Q_{e^-}(z)$ la charge totale des électrons à la distance z de la cathode. Soit dq_{e^-} , la charge induite par le mouvement de charges entre z et $z + dz$.

D'après le paragraphe 11.3 de la partie II, le courant s'exprime par

$$i(t) = -q \vec{E}_w \cdot \vec{v} \quad (20.6)$$

où \vec{E}_w est le champ de pondération, calculé en imposant 1 V sur l'électrode d'intérêt et 0 V sur les autres. q vaut $\pm 1.6 \times 10^{-19}$ C suivant le type de charge.

La charge induite sur l'anode par le mouvement des charges produites entre z et $z + dz$ s'obtient en différenciant l'équation 20.6

$$dq_{e^-} = -|q| dn \cdot E_w \cdot (d - z) \quad (20.7)$$

car $\vec{E}_w = -E_w \vec{z}$ et $q \vec{v} = -|q| v \vec{z}$ dans l'approximation du détecteur à faces parallèles. d est la distance entre anode et cathode et $(d - z)$ est la distance parcourue par les électrons pour rejoindre l'anode. Comme \vec{E}_w est un champ normalisé uniforme dans tout l'espace d'amplification, on a dans l'approximation du détecteur à faces parallèles

$$E_w = \frac{1}{d} \quad (20.8)$$

Le nombre des charges créées à la distance z est

$$dn = \alpha \cdot n_{e^-}(z) \cdot dz \quad (20.9)$$

En remplaçant les équations 20.9 et 20.8 dans 20.7, on obtient

$$dq_{e^-} = |q| \left(\alpha e^{\alpha z} \cdot \left(-\frac{1}{d}\right) \cdot (d - z) \cdot dz \right) \quad (20.10)$$

Lorsque l'on intègre sur z , on doit tenir compte de la charge induite par l'électron de départ (provenant de l'espace de dérive)

$$Q_{e^-} = |q| \left(-\frac{1}{d}\right) \cdot d + |q| \int_0^d \alpha e^{\alpha z} \cdot \left(-\frac{d - z}{d}\right) \cdot dz \quad (20.11)$$

$$(20.12)$$

Le premier terme représente la contribution de l'électron de départ. La charge totale induite par la multiplication d'un électron vaut donc

$$Q_{e^-} = \frac{|q|}{\alpha d} (1 - e^{\alpha d}) \quad (20.13)$$

20.4.2 Calcul de la charge induite due aux ions

On nomme dq_{ion} , la charge induite sur l'anode par le déplacement des ions entre z et $z + dz$.

$$dq_{\text{ion}} = -|q| \cdot dn \cdot (E_w) \cdot (-z) \quad (20.14)$$

$$= -|q| \left(\alpha e^{\alpha z} \cdot \left(-\frac{1}{d}\right) \cdot (-z) \cdot dz \right) \quad (20.15)$$

En intégrant, la charge induite par les ions vaut

$$Q_{\text{ion}} = -\frac{|q|}{\alpha d} (1 - e^{\alpha d}) - |q| e^{\alpha d} \quad (20.16)$$

20.4.3 Calcul de la charge totale

La charge totale Q_{tot} induite sur l'anode est la somme de la contribution des ions et des électrons (qui en règle générale ne sont pas égale)

$$Q_{\text{tot}} = Q_{\text{ion}} + Q_{e^-} = -|q| e^{\alpha d} \quad (20.17)$$

On recueille sur une électrode la charge équivalente au nombre d'électrons (ou d'ions) collecté. Le courant sur l'anode est négatif.

20.4.4 Proportion de la charge induite par les électrons et par les ions

Dans la suite nous appelons $f_{e^-} = \frac{Q_{e^-}}{Q_{\text{tot}}}$ la fraction de la charge totale induite par les électrons.

Le rapport $\frac{Q_{e^-}}{Q_{\text{tot}}}$ est un paramètre intéressant pour deux raisons :

- ce rapport coïncide avec la position du centre de gravité de l'avalanche
- la forme du signal dépend fortement de la valeur de $f_{e^-} = \frac{Q_{e^-}}{Q_{\text{tot}}}$. En effet, si pour le calcul de la charge induite les ions et les électrons sont traités de façon similaire, ils n'ont pas du tout le même comportement dès que l'on prend en compte le facteur temporel : les électrons, qui dérivent rapidement donnent un signal rapide alors que les ions, qui migrent plus lentement, sont responsables d'un signal beaucoup plus lent.

La proportion de charge induite par les électrons est

$$f_{e^-} = \frac{Q_{e^-}}{Q_{\text{tot}}} \quad (20.18)$$

$$f_{e^-} = \frac{1}{\alpha d} (1 - e^{-\alpha d}) \quad (20.19)$$

De même on peut calculer la proportion de charge induite par les ions

$$f_{\text{ion}} = 1 - \frac{1}{\alpha d} (1 - e^{-\alpha d}) \quad (20.20)$$

Approximativement, pour $\alpha d \gg 1$, on a

$$\lim_{\alpha d \rightarrow \infty} f_{e^-} = \frac{1}{\alpha d}$$

$$\lim_{\alpha d \rightarrow \infty} f_{\text{ion}} = 1 - \frac{1}{\alpha d}$$

Pour $\alpha d \ll 1$

$$\lim_{\alpha d \rightarrow 0} f_{e^-} = 1$$

$$\lim_{\alpha d \rightarrow \infty} f_{\text{ion}} = 0$$

En prenant $\alpha = 800 \text{ cm}^{-1}$ et $d = 0.01 \text{ cm}$, on trouve $f_{e^-} = 12\%$.

En conclusion de cette étude, la charge induite par les électrons est beaucoup plus importante pour Micromegas que dans le cas d'une chambre à fils. Cette propriété est liée à la forme du champ électrique. En effet, dans une chambre à fils le champ électrique varie en $\frac{1}{r}$. La majorité des paires électron-ion sont produites tout près du fils. Les électrons parcourent une très courte distance avant d'être collectés par l'anode et la charge induite par les électrons représente une très faible fraction de la charge totale. Dans le cas de Micromegas, l'avalanche débute beaucoup plus près de la cathode du fait du champ électrique uniforme (en première approximation) dans l'espace d'amplification.

Cette propriété permet à Micromegas d'obtenir des signaux rapides avec un bon rapport signal sur bruit.

20.5 Pôles/zéros et compensation de la traînée ionique

Pour des raisons de rapport signal sur bruit, le temps d'intégration d'un préamplificateur de charge doit être assez long ($\simeq 500$ ns). Pour les hauts taux de comptage, il est nécessaire d'abrèger le signal en supprimant la traînée ionique. Une solution simple à ce problème consiste à ajouter un étage de différentiation (CR) en sortie de préamplificateur. La fonction de transfert dans le domaine de Laplace d'un tel système est

$$F(p) = \frac{p}{p + \frac{1}{\tau_1}}$$

$F(p)$ étant la transformée de Laplace de la réponse impulsionnelle $F(t)$. Toutefois, ce système présente une réponse bipolaire dont le lobe positif dure aussi longtemps que la constante de temps τ_1 du préamplificateur.

L'autre solution est d'utiliser un circuit pôle/zéro, avec une fonction de transfert

$$F(p) = \frac{p + \frac{1}{\tau_1}}{p + \frac{1}{\tau_2}}$$

Ce circuit est représenté sur la figure 20.7. où $\tau_1 = R_1 C$, $\tau_2 = \frac{R_1 R_2 C}{R_1 + R_2}$

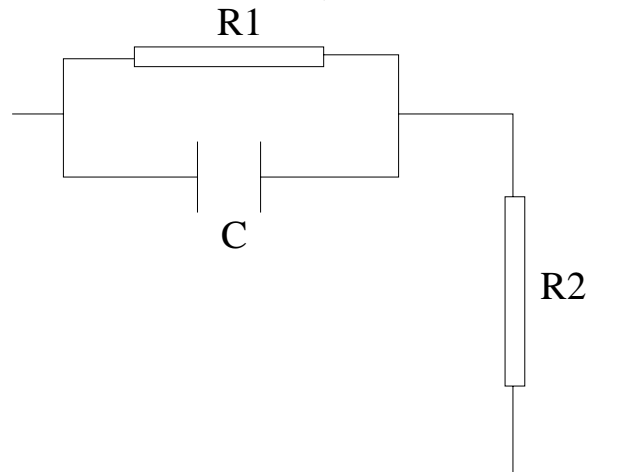


Fig. 20.7 – Schéma d'un circuit pôle/zéro.

Mathématiquement il est possible de démontrer que si l'on met à l'entrée de ce filtre un signal dont la forme est $e^{-\frac{t}{\tau_1}}$, on récupère en sortie un signal proportionnel à $e^{-\frac{t}{\tau_2}}$. Avec $\tau_1 > \tau_2$, le pôle/zéro réduit la durée du signal.

La réponse impulsionnelle $F(t)$ du circuit pôle/zéro à un delta est l'inverse de la transformation de Laplace de la réponse $F(p)$

$$F(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} F(p) e^{pt} dt \quad (20.21)$$

soit

$$F(t) = \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2} \right) \exp -\frac{t}{\tau_2} + \delta(t) \quad (20.22)$$

La technique de calcul pour déterminer la constante τ_1 consiste à ajuster la forme des signaux à l'aide de fonctions exponentielles. Cette méthode est décrite en détail dans la référence [129]. Cependant, dans le cas de Micromegas, la forme du signal ionique diffère sensiblement d'une exponentielle, à la différence d'une chambre à fils. Nous devons donc ajuster la traînée ionique par une somme de fonctions exponentielles et étager plusieurs filtres.

Dans ce paragraphe, nous illustrons la méthode de suppression de la traînée ionique en ajustant le courant par une simple exponentielle. Dans un premier temps, nous calculons le signal au niveau des pistes (voir paragraphe 20.2 de ce même chapitre, page 213) en prenant soin d'utiliser la bonne mobilité des ions pour le mélange argon-isobutane(90%:10%). Afin d'éviter les fluctuations en temps sur l'arrivée des électrons au niveau de la grille, nous simulons une source ponctuelle d'électrons.

Le signal à la sortie des pistes est ensuite préamplifié, avec un circuit (RC) par exemple dont le temps de montée est de 100 ns. Le signal en sortie de préamplificateur est ajusté par une exponentielle (voir figure 20.8 de gauche). L'ajustement n'est pas parfait mais nous verrons ultérieurement qu'il donne des résultats satisfaisants. La constante de l'exponentielle nous donne la constante de temps τ_1 de notre filtre (équation 20.22). Nous choisissons τ_2 de telle sorte que $\tau_2 = \frac{1}{2} \tau_1$ pour supprimer environ la moitié de la queue ionique.

La convolution du signal de sortie du préamplificateur avec le filtre pôle/zéro est représentée sur la figure 20.8 de droite.

Comme la forme du signal dépend du type de gaz et de l'angle de la particule, la constante de temps du filtre doit être adaptée à chaque expérience.

On note sur la figure 20.8 que la suppression de la queue ionique introduit un déficit balistique, c'est-à-dire une perte de signal. Ce déficit balistique est d'autant plus important que la constante de temps τ_2 est courte (voir paragraphe 20.3, partie V). En outre, choisir τ_2 très petit comparé à τ_1 produit un lobe positif (*overshoot*). D'un autre côté, si $\tau_2 \simeq \tau_1$, la queue ionique n'est pas supprimée et l'on risque d'empiler plusieurs événements les uns sur les autres dans les expériences à haut flux.

20.6 Etude de la diaphonie

On distingue trois types de diaphonie :

1. L'effet d'induction. L'induction a été décrite dans le paragraphe précédent et s'explique par le mouvement des porteurs de charge dans le champ électrique d'amplification. La diaphonie due à cet effet est étroitement liée à la constante de temps du préamplificateur.
2. L'effet dû à l'impédance d'entrée non nulle du préamplificateur. Lorsque la charge est délivrée par une piste, le potentiel des anodes varie et une fraction du signal est induite par couplage capacitif sur les électrodes adjacentes.
3. Chute de tension sur les impédances communes aux électrodes. Une large inductance ou bien une faible impédance du préamplificateur provoque une résonance, c'est-à-dire une impulsion indésirée sur une piste adjacente. L'utilisation d'une capacité de découplage réduit ce type de diaphonie. Une autre façon de supprimer cette diaphonie serait de d'utiliser un système de lecture individuelle et un générateur de tension pour chaque électrode mais cette solution s'avère très coûteuse.

Les deux derniers types de diaphonie sont mesurés en injectant une tension porte à l'aide d'une capacité.

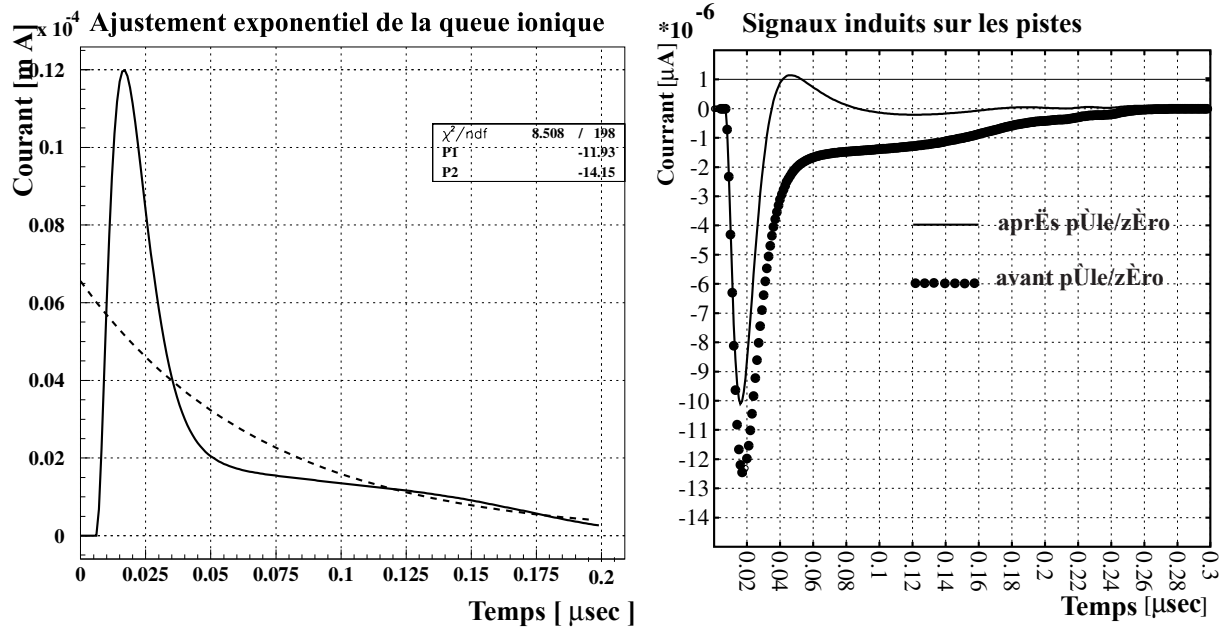


Fig. 20.8 – *Figure de gauche : ajustement par une fonction exponentielle du signal en sortie des pistes. Figure de droite : réponse électronique de Micromegas au travers d'un préamplificateur de charge avec et sans compensation de traînée ionique. L'espace d'amplification du détecteur est épais de 100 μm et le temps de montée du préamplificateur est de 100 ns.*

La diaphonie n'a cependant pas été mesurée pour chaque prise de données, c'est pourquoi elle n'a pas été prise en compte dans notre modèle. Nous proposons ici d'en évaluer l'influence en proposant un modèle simple tout en restant réaliste. L'effet est simulé sur trois pistes en supposant qu'un certain pourcentage de la charge sur chacune des pistes soit recueilli par leurs plus proches voisines. Ainsi, la charge totale mesurée sur chaque piste est donnée par

$$Q'_{\text{centre}} = Q_{\text{centre}} - 2\epsilon Q_{\text{centre}} + \epsilon Q_{\text{gauche}} + \epsilon Q_{\text{droite}} \quad (20.23)$$

$$Q'_{\text{gauche}} = Q_{\text{gauche}} - \epsilon Q_{\text{gauche}} + \epsilon Q_{\text{centre}} \quad (20.24)$$

$$Q'_{\text{droite}} = Q_{\text{droite}} - \epsilon Q_{\text{droite}} + \epsilon Q_{\text{centre}} \quad (20.25)$$

où les quantités notées Q sont celles qui dénotent les charges vraies qui auraient été mesurées s'il n'y avait pas eu de diaphonie, Q' , celles qui ont été corrigées par la prise en compte de la diaphonie et ϵ le pourcentage de signal d'origine qui est impliqué dans le phénomène de diaphonie.

Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure 20.9 en ce qui concerne les multiplacités pour $\epsilon = 3\%$. Au regard de cette figure, on observe que la diaphonie modifie sensiblement la taille des amas. Dans l'exemple choisi, le phénomène de diaphonie peut expliquer le désaccord observé entre mesures et simulations (voir paragraph 16.5.1 de la partie IV, page 16.5.1).

En revanche, les simulations ne prédisent pas une dégradation de la résolution importante pour un niveau de diaphonie inférieur à 10%.

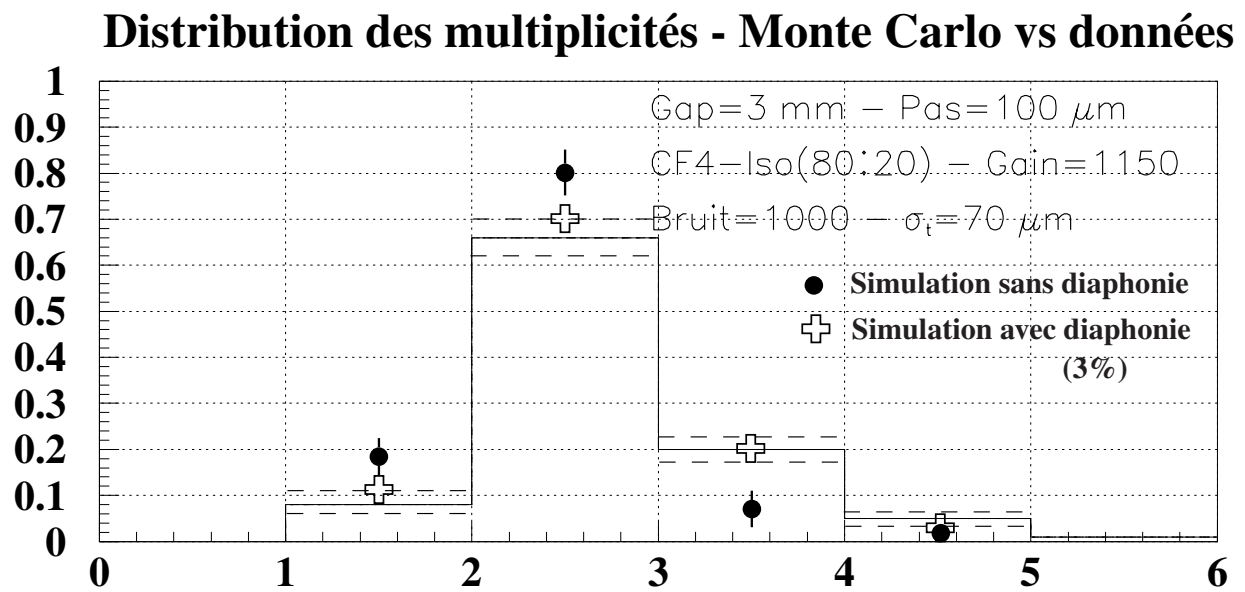


Fig. 20.9 – Taille des amas mesurée et simulée avec et sans diaphonie. Rajouter la diaphonie améliore l'accord entre les points expérimentaux et les points simulés.

Conclusion de la cinquième partie

Le bon fonctionnement du détecteur est le fruit d'une analyse détaillée des phénomènes physiques de Micromegas. Le calcul du gain en fonction de l'épaisseur de l'espace d'amplification a permis de déterminer l'épaisseur de l'espace d'amplification optimale qui minimise l'effet de légères variations géométriques de la grille. Un espace d'amplification de $50 \mu\text{m}$ est optimal si l'on souhaite minimiser l'influence des défauts de planéité de la grille par rapport aux pistes. Une autre étude a concerné le rôle joué par l'effet Penning sur le gain du détecteur. Nous avons montré que l'effet Penning intervient essentiellement lorsque le champ électrique dans l'espace d'amplification est supérieur à 60 kV/cm . Par ailleurs, nous avons calculé la transparence aux ions et aux électrons de la grille. Ces simulations confirment que tous les électrons sont transmis dans l'espace de dérive et que moins de 3% des ions remontent de l'espace d'amplification vers l'espace de dérive. Ce dernier chiffre dépend en fait non seulement du rapport de champ mais également du gain du détecteur. Enfin, nous nous sommes intéressés particulièrement aux phénomènes d'induction des signaux sur les pistes. Nous avons montré que le partage du signal sur plusieurs pistes est nul si le temps d'intégration est plus lent que le temps de collection des charges. Dans le cas contraire, un signal induit sur les pistes voisines de l'avalanche est mesuré mais celui ci ne représente que 10% de la charge induite sur la piste centrale pour un pas de pistes de $100 \mu\text{m}$. En outre, le déficit balistique et la proportion de signal induit par les électrons ont été calculés à l'aide de notre programme de simulation. Dans toute cette étude, nous avons insisté sur la particularité de Micromegas par rapport aux chambres à fils.

Conclusion

Micromegas est un détecteur gazeux à micro-pistes inventé en 1996. Il comporte deux volumes remplis de gaz séparés par une micro-grille. Le premier volume, épais d'environ 3 mm, sert à créer au passage d'une particule chargée un dépôt d'énergie sous forme d'électrons d'ionisation. Le second, beaucoup plus mince et à fort champ électrique, amplifie le dépôt d'énergie par un phénomène d'avalanche électronique. Les électrons produits dans l'espace d'amplification sont collectés par des pistes gravées à l'échelle de plusieurs dizaines de microns sur un substrat isolant. La structure de Micromegas procure de nombreux avantages. La faible distance anode-cathode (c'est-à-dire la distance entre le plan de pistes et la micro-grille) lui permet de fonctionner sous un flux élevé de particules grâce à une évacuation rapide des ions produits dans l'avalanche. En outre, la granularité obtenue contribue à la mesure des points d'impacts des particules avec de bonnes résolutions spatiales.

Dans cette thèse effectuée au Service de physique des particules du CEA nous présentons les tests expérimentaux ainsi que les simulations qui ont permis d'étudier et d'optimiser les performances des détecteurs Micromegas.

Dans un premier temps, nous nous sommes attachés à comprendre les phénomènes physiques liés au fonctionnement du détecteur Micromegas et une simulation détaillée du détecteur a été développée. Une partie de cette simulation s'appuie sur des programmes déjà existants, tels que HEED, MAGBOLTZ ou GARFIELD. L'autre partie du programme a été écrite dans le cadre de cette thèse pour simuler le cas précis des détecteurs à micro-pistes.

En parallèle, nous avons participé à l'acquisition et à l'analyse de mesures en faisceau de particules. Ces mesures ont démontré la capacité de Micromegas à détecter des particules au minimum d'ionisation avec une totale efficacité et une résolution spatiale qui varie entre 13 et 80 μm en fonction de la configuration du détecteur utilisée. De plus, l'effet du champ magnétique sur le fonctionnement de la chambre a été analysé. Aucune baisse significative du gain du détecteur n'a été observée jusqu'à des champs magnétiques de 1 tesla.

Dans la troisième partie de cette thèse, les mesures expérimentales ont été comparées aux données Monte Carlo. Cette étude a montré que notre programme est apte à reproduire les données expérimentales, le désaccord entre les mesures et les calculs étant au pire de 10%. Le programme de simulation validé, nous avons étudié l'influence de certains paramètres (gaz, géométrie...) sur les performances de Micromegas. A titre d'exemple, une réduction de l'espace de dérive de 3 mm à 2 mm diminue considérablement la détérioration de la résolution spatiale pour les traces à angle (non perpendiculaires au plan de pistes) tout en conservant une efficacité proche de 100%. En outre, nous avons montré que la résolution spatiale est optimale lorsque le nombre moyen de pistes touchées est voisin de 2.

Dans la dernière partie, nous avons présenté les résultats d'une étude détaillée du fonctionnement de Micromegas. Nous nous sommes intéressés

- au rôle joué par l'effet Penning sur le gain du détecteur
- à l'épaisseur de l'espace d'amplification optimale pour minimiser l'influence des défauts de planéité de la micro-grille
- au calcul de la transmission électronique et ionique de la grille.

Enfin, nous avons insisté sur les phénomènes d'induction des signaux sur les électrodes.

En conclusion, le bon accord entre les mesures expérimentales et la simulation semble indiquer que notre modèle est correct. Ceci n'était pas évident au départ compte tenu de la complexité et de la diversité des processus liés au fonctionnement de Micromegas. Le développement de ce modèle nous a considérablement aidé dans la compréhension de la réponse du détecteur. En outre, ce travail a initié toute une série de procédures utilisées pour la simulation des détecteurs à micro-pistes. Plusieurs de ces procédures ont été intégrées dans GARFIELD en collaboration avec Rob Veenhof. GARFIELD est désormais parfaitement adapté pour simuler tous les détecteurs à micro-pistes. De plus, la comparaison détaillée des résultats du programme de simulation développé dans le cadre de cette thèse avec les mesures expérimentales a été à l'origine de nombreuses améliorations des programmes de simulation déjà existants.

Les caractéristiques de ce nouveau détecteur permettent désormais de l'utiliser comme élément de base dans les expériences de physiques des particules. Mais déjà d'autres applications prometteuses sont annoncées en médecine, cristallographie, neutrographie...

Annexe A

Fonction de Green pour une Bande de largeur D

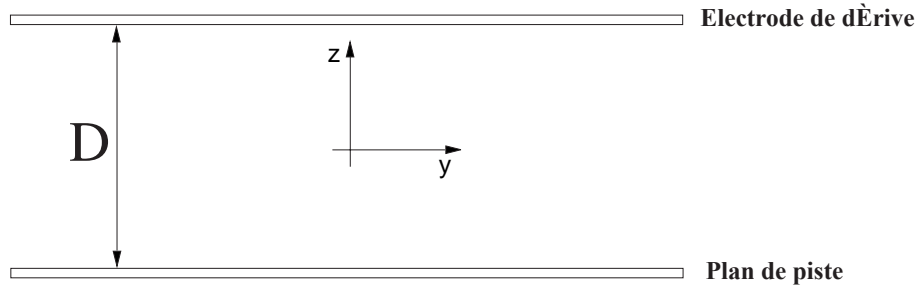


Fig. A.1 – Schéma de la configuration utilisée pour le calcul analytique du potentiel.

C'est la fonction de green de Dirichlet G_D qui nous intéresse. Par définition, la fonction de green doit satisfaire l'équation suivante

$$-\nabla^2 G_D = \delta(z - z') \delta(y - y') \quad (\text{A.1})$$

Lorsque z ou z' égal 0 ou D , on a

$$G_D = 0 \quad (\text{A.2})$$

On peut considérer z' comme la source et z le point où l'on veut calculer le champ. Essayons une fonction G_D de la forme

$$G_D = \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{n\pi}{D}z\right) \sin\left(\frac{n\pi}{D}z'\right) f_n(y | y') \quad (\text{A.3})$$

Cette fonction est bien nulle sur les bords de la bande. Il faut maintenant qu'elle satisfasse à l'équation A.1. La fonction δ peut s'écrire

$$\sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{n\pi}{D}z\right) \sin\left(\frac{n\pi}{D}z'\right) = \frac{2}{D} \delta(z - z') \quad (\text{A.4})$$

Le terme $\frac{2}{D}$ vient de la condition de normalisation de $\sin^2(\frac{n\pi}{D}z)$ sur l'intervalle D . Si l'on remplace $\delta(z - z')$ et G_D dans A.1 on a

$$-\frac{\delta^2 f_n}{\delta y^2} + \left(\frac{n\pi}{D}\right)^2 f_n = \frac{2}{D} \delta(y - y') \quad (\text{A.5})$$

f_n doit tendre vers zéro quand $y \rightarrow \pm\infty$. La solution de l'équation A.5 est

$$f_n(y | y') = \frac{1}{n\pi} e^{-\frac{n\pi}{D}|y-y'|} \quad (\text{A.6})$$

En remplaçant dans A.3, on obtient

$$G_D = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi}{D}z\right) \sin\left(\frac{n\pi}{D}z'\right) e^{-\frac{n\pi}{D}|y-y'|} \quad (\text{A.7})$$

Cette somme peut se calculer. Le produit de deux sinus peut s'exprimer comme la différence de deux cosinus

$$G_D = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \frac{1}{n} \left[\cos\left(\frac{n\pi}{D}(z - z')\right) - \cos\left(\frac{n\pi}{D}(z + z')\right) \right] e^{-\frac{n\pi}{D}|y-y'|} \quad (\text{A.8})$$

Prenons le premier terme

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cos\left(\frac{n\pi}{D}(z - z')\right) e^{-\frac{n\pi}{D}|y-y'|} \quad (\text{A.9})$$

C'est la partie réelle de

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} e^{\frac{in\pi}{D}(z-z') - \frac{n\pi}{D}|y-y'|} \quad (\text{A.10})$$

Posons

$$Z = e^{\frac{i\pi}{D}(z-z') - \frac{\pi}{D}|y-y'|} \quad (\text{A.11})$$

La somme devient

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} Z^n = \log(1 - Z) = \log \left[2 \sinh \left(\frac{i\pi}{2D}(z - z') - \frac{\pi}{2D}(y - y') \right) e^{\frac{i\pi}{2D} - \frac{\pi}{2D}|y-y'|} \right] \quad (\text{A.12})$$

La partie réelle d'un logarithme est égale à son module d'où il vient

$$\text{Réel} \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} Z^n \right) = -\pi |y - y'| + \log \left[\sinh^2 \left(\frac{\pi}{2D}(y - y') \right) + \sin^2 \left(\frac{\pi}{2D}(z - z') \right) \right] \quad (\text{A.13})$$

La seconde somme dans l'équation A.8 est identique sauf qu'il faut remplacer $z - z'$ par $z + z'$. Comme il s'agit d'une différence de deux sommes, le terme $\pi |y - y'|$ disparaît

$$G_D = \frac{1}{2\pi} \log \left[\frac{\sinh^2 \left(\frac{\pi}{2D}(y - y') \right) + \sin^2 \left(\frac{\pi}{2D}(z - z') \right)}{\sinh^2 \left(\frac{\pi}{2D}(y - y') \right) + \sin^2 \left(\frac{\pi}{2D}(z + z') \right)} \right] \quad (\text{A.14})$$

Si l'on prend le zéro de l'axe des z au milieu de la bande, on a $z \rightarrow z - D/2$ et $z' \rightarrow z' - D/2$. Cela ne change rien pour la différence, mais le sinus de la somme devient un cosinus. Finalement

$$G_D = \frac{1}{2\pi} \log \left[\frac{\sinh^2 \left(\frac{\pi}{2D}(y - y') \right) + \sin^2 \left(\frac{\pi}{2D}(z - z') \right)}{\sinh^2 \left(\frac{\pi}{2D}(y - y') \right) + \cos^2 \left(\frac{\pi}{2D}(z + z') \right)} \right] \quad (\text{A.15})$$

Bibliographie

- [1] J.J. Thomson, G.P. Thomson, Conduction of Electricity Through Gases.
- [2] H. Geiger and W. Müller, Phys. Zeits., 29 (1928), p839.
- [3] G. Charpak *et al.*, The Use of Multiwire Proportional Counters to Select and Localize Charged Particles, Nucl. Instr. and Meth., A62 (1968), p235.
- [4] , Position Sensitive Detector with Micro Strip Anode for Electron Multiplication in Gases, Nucl. Instr. and Meth., A263 (1988), p351.
- [5] D.E.C. Fries, Geometrical Reconstruction of High-Energy Interactions in Spark Chamber Magnet Arrangements, Nucl. Instrum. and Meth. A44 (1966), p317-320.
- [6] F. Bulos *et al.*, Development of Streamer Spark Chambers, IEEE Trans. Nucl. Sci. (1965), p22-27.
- [7] CHORUS Collaboration, The CHORUS experiment, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 48 (1996), p183.
- [8] G. Charpak, F. Sauli, High Resolution Electronic Particle Detectors, Ann. Rev. Nucl. Sci., 34 (1984), p285.
- [9] S.H. Oh *et al.* D.K. Wesson, J. Cooke, A.T. Goshaw, W.J. Robertson, W.D. Walker, Design and Performance of a Straw Tube Drift Chamber, Nucl. Instrum. and Meth. A303 (1991), p277-284.
- [10] R. Bouclier *et al.*, On some Factors Affecting Discharge Conditions in Micro Strip Gas Chambers, Nucl. Instrum. and Meth. A365 (1995), p65-69.
- [11] R. Castaldi, The CMS Collaboration, Tracker, 51st CMS Compact Muon Solenoid Collaboration Meeting, CERN [CMS-2000-012] (2000), p61-82.
- [12] S. Bachmann, A. Bressan, A. Placci, L. Ropelewski, F. Sauli, Development and Test of Large Size GEM Detectors, IEEE Trans. Nucl. Sci., 47 (2000), p1412-1415.
- [13] Y. Asano *et al.*, Monte Carlo Simulations of Effects Due to Delta Rays in Aluminum Drift Tube Counters, Nucl.Instrum. and Meth. A259 (1987), p438-446.
- [14] E. Durand, Electrostatique, Tome 2, Paris Masson (1963).
- [15] W.B. Atwood *et al.*, Performance of the ALEPH time projection chamber, Nucl. Instr. and Meth., A306(1991), p446.
- [16] Alice: Technical Proposal for a Large Ion Collider Experiment for the CERN LHC, CERN/LHCC 95-71 (1995).
- [17] STAR Collaboration, STAR: Conceptual Design Report for The Solenoidal Tracker at RHIC, BNL-PUB-5347 (1992).
- [18] T. Ypsilantis, The HELLAZ Neutrino Detector, Europhys.News 27 (1996), p97.

- [19] C. Rubbia, The ICARUS project, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 48 (1996), p172.
- [20] J.F. Clergeau, Etude d'un détecteur gazeux à micro-pistes pour l'expérience CMS, Thèse de doctorat (1997).
- [21] The CMS Collaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38 (1994).
- [22] R. Bouclier *et al.*, Aging of Micro Strip Gas Chambers: Problèmes and Solutions, Nucl. Instrum. and Meth., A381 (1996), p289.
- [23] T. Beckers *et al.*, Optimization of the Micro Strip Gas Chamber Design and Operating Conditions, Nucl. Instrum. and Meth., A346 (1994), p328.
- [24] HERA-B Inner Tracker Collaboration, MSGC Development for the Inner Tracker of HERA-B, Nucl. Instrum. and Meth., A408 (1998), p258.
- [25] B. Boimska *et al.*, Operation of High Rate Micro Strip Detector, Nucl. Phys., B61 (1998), p498.
- [26] A. Barr *et al.*, Development of High Rate MSGCS, Nucl. Phys., 61B(1998), p236.
- [27] A. Barr, Construction, Test and Operation in a High Intensity Beam of a Small System of a Micro Strip Gas Chamber, Nucl. Instrum. and Meth., A403 (1998), p31.
- [28] F. Angelini *et al.*, The Micro-Gap Chamber, Nucl. Instrum. and Meth., A335 (1993), p69.
- [29] M.L. Chu, A Study of Small Gap Micro Strip Gas Chamber, Nucl. Instrum. and Meth., A372 (1996), p35.
- [30] S. Biagi *et al.*, First Experimental Results of the Micro-Dot Gas Avalanche Detector Integrated onto Silicon Wafer, Nucl. Instrum. and Meth., A366 (1995), p76.
- [31] R. Bouclier *et al.*, IEEE Nucl. Sci. Symposium (1996).
- [32] R. Ansorge *et al.*, Performance of a Scintillating Fiber Detector for the UA2 Upgrade, Nucl. Instrum. and Meth., A265 (1988), p33.
- [33] E.H.M. Heijne *et al.*, A Silicon Surface Barrier Micro Strip Detector Designed For High-Energy Physics, Nucl. Instrum. and Meth., A170 (1980), p178.
- [34] C. D'Ambrosio, Central Tracking in High Luminosity Future Colliders, Proceedings of the 25th Workshop of the INFN Eloisatron Project, Erice, Italy (1992).
- [35] M. Atkinson *et al.*, Conceptual Design For a High Resolution Vertex Detector For Charm and Beauty Experiment Using Scintillating Fiber Optics, Nucl. Instrum. and Meth., A225 (1984), p1.
- [36] T. Gys *et al.*, A New Position-sensitive Detector Based on an Imaging Silicon Pixel Array (IPSA-tube), Nucl. Instrum. and Meth., A355 (1995), p386.
- [37] E. Heijne *et al.*, First Operation of a 72 k Element Hybrid Silicon Micropattern Pixel Detector Array, Nucl. Instrum. and Meth., A349 (1994), p138.
- [38] P. Migliozi, Software Documentation for the TOSCA Test-Beam, Version 1.0.
- [39] Letter of Intent, A High Sensitivity Short Baseline Experiment to Search for neutrino oscillation, CERN-SPSC/97-5.
- [40] A. Schwartz *et al.*, Silicon Strip Vertex Detector at LEP, Nucl. Instrum. and Meth., A342 (1994), p218.
- [41] S. Tkaczyk *et al.*, Performance of the CDF Silicon Vertex Detector, Nucl. Instrum. and Meth., A342 (1994), p240.

- [42] J. Blocki *et al.*, A Silicon Strip Vertex Detector for the LHC, Nucl. Instrum. and Meth., A342 (1994), p269.
- [43] H. van der Graaf, The Honeycomb Strip Chamber: the Application in LHC/SSC Experiments and the Tests Results of a Prototype, Nucl. Instrum. and Meth., A307 (1991), p220.
- [44] J.S. Gordon *et al.*, Cathode Charge Distribution in Multiwire Chamber, Nucl. Instrum. and Meth., A227 (1984), p267.
- [45] C. Damerell, Vertex Detectors, The State of the Art and Futur Prospects, RAL-P95-008, (1995).
- [46] The SLD Collaboration, The SLD CCD Pixel Vertex Detector and its Upgrade, Nuovo Cim., 109A (1996), p1027.
- [47] P. Delpierre *et al.*, Large Scale Pixel Detectors for DELPHI at LEP200 and ATLAS at LHC, Nucl. Instrum. Meth., A342 (1994), p233.
- [48] M.G. Catanesi *et al.*, Results from a Hybrid Silicon Pixel Telescope Tested in Heavy Ion Experiment at the CERN Omega Spectrometer. Nucl. Phys., B32 (1993), p260.
- [49] ATLAS Collaboration, The ATLAS Pixel Detector, Nucl. Instrum. Meth., A408 (1998), p229.
- [50] Pixel Group, Pixel Detector Back-up Document to Support the ATLAS Detector Technical Proposal. ATLAS Internal Note, INDET-NO-86, (1994).
- [51] M. Burks *et al.*, Integrated Gas Microstrip and Microgap Chambers for a MicroTPC Vertex Detector, IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, (1997), p.159-163.
- [52] S.Ramo, Current Induced by Electron Motion, Proceedings of I.R.E., (1939), p584-585.
- [53] C.Cavalleri, E.Gatti, Extension of Ramo's Theorem as Applied to Induced Charge in Semiconductor detectors, Nucl. Instr. and Meth., 135 (1971), p137.
- [54] W.Alison et J.H. Cobb, The Energy Loss Distribution, Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sc., 30 (1980), p275.
- [55] V.C. Ermilova *et al.*, Fluctuations and the Most Probable Value of Relativistic Charged Particle Energy Loss in Thin Gas Layers, Nucl. Instr. and Meth., 145 (1977), p555.
- [56] K.A. Ispirian *et al.*, A Monte Carlo Method for Calculation of the Distribution of Ionization Losses, Nucl. Instr. and Meth., 117 (1974), p125.
- [57] W.W.M.Allison, J.H.Cobb, Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 30 (1980), p253.
- [58] F. Lapique et F. Piuz, Simulation of the Measurment by Primary Cluster Counting of the Energy Lost by a Relativistic Ionizing Particle in Argon, Nucl. Instrum. Meth., A175 (1980), p297.
- [59] The NOMAD Collaboration, A search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations using the NOMAD detector, CERN-EP/98-057.
- [60] W. Blum and L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag (1993).
- [61] F. Sauli, Principles of Operating of Multi Wire Proportionnal and Drift Chambers, CERN 77-09 (1977).

- [62] A High Sensitivity Short Baseline Experiment to Search for Oscillation, Letter of Intent, CERN-SPSC/97-5, mars 1997.
- [63] Request for a Test of Emulsion-Silicon Configurations for a Neutrino Experiment, CERN-SPSC/97-4, (1997).
- [64] G.L. Fogli *et al.*, Neutrino Oscillations: A Phenomenological Overview, Nuclear Physics, B 66 (1998), p315.
- [65] O. Toker *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., 340 (1975), p572.
- [66] F. Piuz, J.C. Santiard, A Multipurpose Analog Multiplexed Read Out System for PAD/STRIP Detector, Draft CERN (1997).
- [67] G. Charpak and F. Sauli, The Multistep Avalanche Chamber: A New High-Rate, High-Accuracy Gaseous Detector, Physics Letters, 78B(1978), p523.
- [68] G. Charpak *emphet al.*, A High-rate, High-resolution Asymmetric Wire Chamber With Microstrip Readout, Nucl. Instr. and Meth., A346(1994), p506.
- [69] F.D. van den Berg *et al.*, International Workshop on MSGC, Lyon (1995), p285.
- [70] G. Charpak, Y. Giomataris, P. Rebourgeard and J.P. Robert, , Nucl. Instr. and Meth., A376(1996), p29.
- [71] J. Derre *et al.*, Spatial Resolution in Micromegas Detectors, Nucl. Instr. Meth. A459 (2001), p523.
- [72] G. Charpak *et al.* First Beam Test Results with Micromegas, a High Rate, High Resolution Detector, Nucl. Instr. and Meth., A412(1998), p47.
- [73] G. Barouch *et al.*, Development of a Fast Gaseous Detector: 'Micromegas', CERN LHC/98-05(1998).
- [74] J. Derre, Y. Giomataris, P. Rebourgeard, H. Zacccone, J.P. Perroud, G. Charpak, Fast Signals and Single Electron Detection with a Micromegas Photodetector, Nucl. Instr. and Meth., A449(2000), p314.
- [75] Y. Giomataris, Communication privée.
- [76] D. Thers, Etude d'un détecteur gazeux à micro-grille pour l'expérience COMPASS, Thèse de doctorat (2000).
- [77] A. Peisert and F. Sauli, Drift and Diffusion of Electrons in Gases : a Compilation, CERN-84-08 (1984).
- [78] L. Laval, Etude de mélanges gazeux pour l'optimisation du détecteur Micromegas, Rapport de Stage (1997).
- [79] Properties of Some Gas Mixtures Used in Tracking Detectors, <http://consult.cern.ch/writeups/garfield/examples/gas/trans2000.html>
- [80] Mobility of Ions, http://r.home.cern.ch/r/rjd/www/Harp/mob_mass.html
- [81] Transverse Diffusion of Ar^+ and Ar^{++} in Argon, http://rjd.home.cern.ch/rjd/Alice/argon_diffusion.html
- [82] U. Fano, Ionisation Yield of Radiations, the Fluctuations of the Number of Ions, Phys. Rev. 72 (1947), p26.
- [83] M. Saporoschenko, Phys. Rev. 139A (1965), p349.
- [84] K.B. McAfee, D. Sipler and D. Edelson, Phys. Rev. 160A (1967), p130.

- [85] D.L. Albritton, T.M. Miller, D.W. Martin and E.W. McDaniel, Phys. Rev. 171 (1968), p94.
- [86] G. Schultz, Etude d'un détecteur de particules à très haute précision spatiale (chambre à drift), Thèse de doctorat (1976).
- [87] J. Schmitz, Results on Monte Carlo Simulations of a MicroStrip Gas Counter, Nucl. Instr. and Meth., A323 (1992), p638.
- [88] H. Tolsma, The HoneyComb Strip Chamber: A Two Coordinate and High Precision Muon Detector, Thèse de doctorat (1996).
- [89] 3 D simulation of Charge Transfer in a Gaz Electron Multiplier and Comparison to Experiment, A. Sharma, CERN-OPEN-99-373.
- [90] W. Riegler, Limits to Drift Chamber Resolution, Thèse de doctorat (1997).
- [91] Simulation Program, MAXWELL 2D and 3D Parameter Extractor, Ansoft Corporation (1994).
- [92] A. R. Mitchel and R. Wait, The finite element method in partial differential equations, Wiley (1977), en particulier pp108-110.
- [93] O. C Zienkiewick, La méthode des éléments finis, Copyright 1979, Mc Graw-Hill Inc, Paris.
- [94] I. Smirnov, HEED source code, programme pour calculer la perte d'énergie dans les des particules dans les gaz, VERSION 1.0, CERN.
- [95] S. Biagi, MAGBOLTZ source code, programme pour calculer les paramètres de transport gazeux, Version 2.01, CERN.
- [96] MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, CERN, Program Library.
- [97] S. Biagi, communication privée.
- [98] S. Biagi, communication privée.
- [99] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment, Spinger-Verlag (1987).
- [100] R. Veenhof, un programme de simulation des détecteurs gazeux, Version 7.04, CERN.
- [101] R. U. Kotz, K.U. Posnecker, E. Gatti, E. Belau, D. Buchholz, R. Hofmann, R. Klanner, G. Lutz, E. Neugebauer, H.J. Seebrunner, A. Wylie, J. Kemmer, Silicon Strip Detectors with Capacitive Charge Division, Nucl. Instrum. Meth., A235 (1985), p481.
- [102] Z. Dimcovski, Méthode de séparation des particules de hautes énergies à l'aide de chambres multifils, Thèse de doctorat (1970).
- [103] L. Landau, J. Phys., Vol VI, 201(1944).
- [104] P. Vavilov, JETP, Vol V, 749 (1955).
- [105] Cavalleri A., Fabri L., Gatti E. and Svelto R., On the Induced Charge in Semiconductor Detectors, Nucl. Instr. and Meth., A21 (1963), p177.
- [106] P. Morse, W. Allis, E. Lamar, Phys. Rev. 48 (1935), p412.
- [107] Vass S., The Charge Collection Process in Semiconductor Radiation Detectors, Nucl. Instr. and Meth., A86 (1970)
- [108] A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli, Recent Observations and Measurments with High-Accuracy Drift Chambers, Nucl. Instr. and Meth., 124 (1975).

- [109] S.F. Biagi, A Multiterm Boltzmann Analysis of Drift Velocity, Diffusion, Gain, and Magnetic-field Effects in Argon-Methane-Water-Vapour Mixtures, Nucl. Instr. and Meth., 283 (1989), p716-722.
- [110] S.F. Biagi, Accurate Solution of the Boltzmann Transport Equation, Nucl. Instr. and Meth., 273 (1975), p533-535.
- [111] L.G.H. Huxley and R.W. Crompton, The Diffusion and Drift of Electrons in gases, J. Wiley & Sons, Inc., New-York (1974).
- [112] F. Angelini *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., 343 (1994).
- [113] Y.H. Chang *et al.*, Drift Velocities and Magnetic Deflection in CF₄ Based Gases, Nucl. Instr. and Meth., 339 (1994).
- [114] H. Rather, Electron Avalanche and Breackdown in Gases, Butterworths, London (1964).
- [115] S.A. Korff, Electrons and Nuclear Counters, Van Nostrand, Princeton (1955).
- [116] J. Byrne, Statistics of the Electron Multiplication Process in Proportionnal Counters, Proc. R. Soc., XVI A 33 (1962).
- [117] H. Schlumbolm, Zur Statistik der Electronenlawinen in ebenen Feld, Z. Phys. 151, 563 (1958).
- [118] H. Genz, Single Electron Detection in Proportionnal Chambers, Nucl. Instr. and Meth., A112 (1973), p83.
- [119] G. Alkhozov, Statistics of Electron Avalanches and Ultimate Resolution of Proportional Counters, Nucl. Instr. and Meth., A89 (1970), p155.
- [120] E. Durand, Electrostatique, Masson, (1966).
- [121] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons (1967).
- [122] J.Duchene et A. Roguin, Détecteurs de rayonnements, Techniques de l'ingénieur, B 3 420 (1978).
- [123] The NOMAD Collaboration, A Prototype of an Instrumented Target for the Nomad Detector, Addendum to Proposal P261, CERN-SPSLC/96-2, SPSLC/P261 Add.3.
- [124] E.C. Silva, Silicon Detectors for Neutrino Oscillation Experiments, CERN-EP/98-081.
- [125] L. Camilleri, L.Linssen, M. Litmaath, J. Panman, I. Papadopoulos, S. Ricardi, T9 PS Beam Request for an Emulsion-silicon Test: Preliminary Measurments.
- [126] J. van der Marel, Microstrip and Microgap Chambers, Thèse de doctorat (1997).
- [127] NA58 Collaboration, COMPASS: A Proposal for a Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy, CERN SPSLC, p96-14.
- [128] P. Cwetanski, Studies on detector prototypes for the inner tracking system of LHCb, Diploma Thesis, University of Heidelberg, March 29, 2000.
- [129] R.A. Boie, A.T. Hrisoho and P. Rehak, Signal Shaping and Tail Cancellation for Gas Proportional Detectors at High Counting Rates, Nucl. Instr. Methods. Phys. Res., 192 (1982), p365-374.
- [130] G. Puill, Le développement de Micromegas, un nouveau détecteur gazeux de position à micro-grille, Thèse de doctorat (2000).
- [131] O. Kiselev *et al.*, St Petersburg, PNPI TN-93-417

- [132] L.G. Christophorou, Atomic and Molecular Radiation Physics, J. Wiley & Sons, Ltd (1971).
- [133] J.A. Hornbeck, The Drift Velocities of Molecular and Atomic Ions in Helium, Neon and Argon, Phys. Rev. 84 (1951), p615-620.
- [134] E. C. Beaty, Proc 5th International conference on ionisation phenomena in gasses, München (1961), Vol 1, p183, North Holland. Phys. Rev.
- [135] H. W. Ellis, R. Y. Pal and E. W. McDaniel, Transport properties of gaseous ions over a wide
- [136] E.A. Mason and E. W. McDaniel, Transport Properties of Ions in Gases, J. Wiley and sons (1988).
- [137] T. Zhao, Y. Chen, S. Han, J. HerschJun, A Study of Drift Velocity in Argon-CO₂ gas mixtures, Nucl. Instr. and Meth., A340 (1994), p485.
- [138] H. W. Ellis, R. Y. Pal and E. W. McDaniel, Transport properties of gaseous ions over a wide energy range, At. Data and Nucl. Data Tables 17(1976), p177-210.
- [139] K. Lau, J. Pyrlíkl, Optimisation of Centroid-Finding Algorithms for Cathode Strip Chambers, Nucl. Instr. and Meth., A366 (1995), p298-309.
- [140] K. Lau, B. Mayes, P. Pyrlík, Test Results of a High Precision Cathode Strip Chamber Based on Plastic Streamer Tubes, Nucl. Instr. and Meth., A354 (1995), p376-388.

Résumé

Micromegas est un détecteur gazeux à micro pistes inventé en 1996. Il comporte deux volumes remplis de gaz séparés par une micro grille. Le premier volume, épais d'environ 3 mm, sert à créer un dépôt d'énergie sous forme d'électrons d'ionisation au passage d'une particule chargée. Le second, beaucoup plus mince et à fort champ électrique, amplifie le dépôt d'énergie par un phénomène d'avalanche électronique. Les électrons produits dans l'espace d'amplification sont collectés par des pistes gravées à l'échelle de plusieurs dizaines de microns sur un substrat isolant. La structure de Micromegas procure de nombreux avantages. La faible distance anode-cathode permet de fonctionner sous un flux élevé de particules grâce à une évacuation rapide des ions produits dans l'avalanche. En outre, la granularité obtenue contribue à la mesure des points d'impacts des particules avec de bonnes résolutions spatiales. Dans cette thèse, effectuée au Service de physique des particules du CEA, sont présentés les tests expérimentaux ainsi que les simulations qui ont permis d'étudier et d'optimiser les performances des détecteurs Micromegas. Des prototypes Micromegas ont été testés à plusieurs reprises en faisceaux de particules. L'analyse des données obtenues a montré un fonctionnement stable et efficace des chambres ainsi qu'une excellente résolution spatiale. En parallèle à ces mesures sous faisceaux, une étude détaillée des phénomènes physiques liés au fonctionnement de Micromegas a conduit au développement d'un programme de simulation Monte Carlo du détecteur. Les données expérimentales ont été comparées aux données Monte Carlo. L'accord entre les mesures et les calculs s'est révélé satisfaisant. Le programme de simulation, une fois validé, a été utilisé pour étudier l'influence des différents paramètres (géométrie, gaz...) sur les performances du détecteur. Cette simulation a permis d'optimiser les performances de Micromegas et de mieux comprendre la réponse du détecteur.

Mots-clés : Micromegas, détecteur gazeux, micro-piste, simulation Monte Carlo, résolution spatiale.

Abstract

Micromegas is a micro-strip gaseous detector invented in 1996. It consists of two volumes of gas separated by a micromesh. The first volume of gas, 3 mm thick, is used to liberate ionization electrons from the incident charged particle. In the second volume, only 100 μm thick, an avalanche phenomenon amplifies the electrons produced in the first volume. Strips printed on an insulating substrate collect the electrons from the avalanche. The geometrical configuration of Micromegas showed many advantages. The short anode-cathode distance combined with a high granularity provide high rate capabilities due to a fast collection of ions produced during the avalanche development. Moreover, the possibility to localize the avalanche with strips printed about every hundreds of micrometers allows to measure the position of the incident particle with a good resolution. In this work, experimental tests of Micromegas are presented along with detailed Monte Carlo simulations used to understand and optimize the detector's performances. The prototypes were tested several times at the PS accelerator at CERN. The analysis of the data showed a stable and efficient behavior of Micromegas combined with an excellent space resolution. In fact, spatial resolutions of less than 15 μm were obtained. In parallel with the in-beam tests, several simulations have been developed in order to gain a better understanding of the detector's response.

Key-Words: Micromegas, gaseous detector, micro-strip, Monte Carlo simulation, space resolution.