

22

UNIVERSITÉ DE NANTES

ÉCOLE DOCTORALE  
SCIENCES ET TECHNOLOGIES  
DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX

Année : 2004

N° B.U. :

Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes

Spécialité : Physique Nucléaire

*Présentée et soutenue publiquement par*

**Mohamed Khalil BOUDJEMLINE**

*le 30 avril 2004*

*à l'École des Mines de Nantes*

Étude des chambres de trajectographie CPC  
du spectromètre dimuon d'ALICE

Jury

*Président* M. Jacques Martino, *Professeur, Ecole des Mines de Nantes*  
*Rapporteurs* M. Ermanno Vercellin, *Professeur, Université de Turin*  
M. Vincent Lepeltier, *Chargé de recherches CNRS, LAL, Orsay*  
*Examineurs* M. Daniel Guerreau, *Directeur adjoint scientifique, IN2P3/CNRS, Paris*  
M. Lionel Luquin, *Enseignant-chercheur, Ecole des Mines de Nantes*  
M. Pascal Lautridou, *Chargé de recherches CNRS, SUBATECH, Nantes*

Directeur de thèse : M. Pascal Lautridou

Co-encadrant : M. Lionel Luquin

Laboratoire : SUBATECH

Composante de rattachement du directeur de thèse : Faculté des sciences

CERN LIBRARIES, GENEVA

N° ED 0366-140



CM-P00050897

Thesis-2004-Boudjemline

*A ma tendre épouse Amel,  
A mes parents,  
A mes soeurs.*

## Remerciements

Mon travail de thèse s'est déroulé dans de bonnes conditions grâce à plusieurs personnes qui n'ont pas hésité à apporter leur aide et soutien.

Je remercie tout d'abord Monsieur Pascal Lautridou d'avoir accepté la direction de ma thèse, et d'être disponible tout au long des trois années passées à SUBATECH.

Mes remerciements les plus sincères à Monsieur Lionel Luquin, mon directeur scientifique qui a suivi mon travail et corrigé ma thèse.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Messieurs Claude Lebrun et Jacques Martino, ancien et Directeur actuel du laboratoire qui m'ont offert la possibilité de préparer ma thèse au sein de cette unité de recherche.

Je tiens à remercier Monsieur Christian Finck, responsable du groupe ALICE-dimuon d'avoir mis à ma disposition tous les moyens techniques pour venir à bout de ce travail et d'avoir participer à la correction de ma thèse.

Sans oublier le reste de l'équipe, en l'occurrence Marie Germain, Jean-Pierre Cussonneau et Gines Martinez. Ils étaient toujours disponibles et prêts à m'aider pour que je puisse accomplir ma mission.

Je remercie les membres du jury externes au laboratoire, Messieurs Ermanno Vercellin, Vincent Lepeltier et Daniel Guerreau pour avoir examiné ma thèse.

Un grand merci à tout le personnel de SUBATECH.

Toutes mes amitiés à tous les thésards. Des nouveaux au plus anciens, je cite : Ahmed, Vincent, Julien, Jérôme, Magali, Mathieu, Vladimir, Céline, Karim, Gael, Elisabeth, Ludovic, Xavier, Gyslain, Tanguy, Raquel, Fabrice, Maria-Jesus, Javier, Yan, Fuming, Xiaome, Cyrille et Arnaud.

Toutes mes salutations à l'équipe de foot. Merci pour les bleus...

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>21</b>
<b>1 Plasma de quarks et de gluons</b>	<b>23</b>
1.1 Introduction . . . . .	23
1.2 Physique du plasma de quarks et de gluons (QGP) . . . . .	23
1.2.1 Etat transitoire de la matière : le plasma . . . . .	23
1.2.2 Transition de phase . . . . .	24
1.2.3 Scénario d'une collision d'ions lourds . . . . .	25
1.2.4 Signatures du QGP . . . . .	27
1.2.5 Suppression des résonances de saveurs lourdes . . . . .	28
1.3 Détection des paires de muons . . . . .	28
1.3.1 Principe . . . . .	28
1.3.2 Sources de muons . . . . .	29
1.4 Expériences NA38 et NA50 : la mesure du $J/\psi$ . . . . .	31
1.4.1 Production du méson $J/\psi$ . . . . .	31
1.4.2 Résultats et interprétation . . . . .	31
1.5 Quelques scénarios alternatifs de suppression du $J/\psi$ . . . . .	34
1.5.1 Suppression normale (absorption nucléaire) . . . . .	34
1.5.2 Suppression anormale dans un QGP . . . . .	34
1.5.3 Suppression par les comovers . . . . .	36
<b>2 Expérience ALICE auprès du LHC</b>	<b>37</b>
2.1 Introduction . . . . .	37
2.2 Complexe accélérateur du CERN . . . . .	37
2.3 Collisionneur LHC . . . . .	38
2.4 Détecteur ALICE . . . . .	39
2.4.1 Aimant L3 . . . . .	40
2.4.2 Trajectographe interne (ITS) . . . . .	40
2.4.3 Chambre à projection temporelle (TPC) . . . . .	42
2.4.4 Système d'identification de particules . . . . .	43
2.4.5 Spectromètre à photons (PHOS) . . . . .	44
2.4.6 Détecteurs à grande rapidité . . . . .	44
2.5 Spectromètre dimuon . . . . .	45



## TABLE DES MATIÈRES

---

2.5.1	Critères de conception du spectromètre . . . . .	45
2.5.2	Description du détecteur . . . . .	46
<b>3</b>	<b>Chambres de trajectographie</b>	<b>51</b>
3.1	Choix du type de chambres . . . . .	51
3.2	Contraintes expérimentales sur les chambres . . . . .	52
3.2.1	Flux de particules (bruit de fond) . . . . .	52
3.2.2	Taux d'interaction . . . . .	52
3.2.3	Résolution en masse . . . . .	54
3.2.4	Efficacité . . . . .	54
3.2.5	Dimension des chambres . . . . .	54
3.2.6	Structure générale des chambres . . . . .	56
3.3	Description des prototypes . . . . .	57
3.3.1	Critères sur le choix de l'anode (plan de fils) . . . . .	57
3.3.2	Critères sur le choix des cathodes (plans de pads) . . . . .	58
3.3.3	Quantité de matière dans la chambre . . . . .	58
3.4	Protocole d'assemblage des prototypes . . . . .	58
3.4.1	Principaux composants de la latte . . . . .	59
3.4.2	Assemblage de la latte . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Résumé des tests sous faisceau</b>	<b>61</b>
4.1	Introduction . . . . .	61
4.2	Dispositif expérimental . . . . .	61
4.2.1	Système de déclenchement . . . . .	64
4.2.2	Système de trajectographie . . . . .	64
4.2.3	La chambre à pads . . . . .	64
4.3	Electronique de lecture . . . . .	64
4.4	Mesures . . . . .	66
4.4.1	Mesure des piédestaux . . . . .	66
4.4.2	Prise de données . . . . .	68
4.5	Traitement des données . . . . .	68
4.5.1	Alignement du système de trajectographie . . . . .	68
4.5.2	Analyse du système de trajectographie . . . . .	68
4.5.3	Analyse du prototype . . . . .	71
4.6	Indicateurs des performances d'une CPC . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Le code de simulation développé pour les CPC</b>	<b>75</b>
5.1	Introduction . . . . .	75
5.2	Principe de fonctionnement de la chambre . . . . .	75
5.3	Modélisation du détecteur . . . . .	76
5.3.1	Ionisation des électrons . . . . .	77
5.3.2	Diffusion transverse des électrons . . . . .	79
5.3.3	Amplification des électrons . . . . .	80

5.3.4	Distribution de charge totale sur les fils . . . . .	81
5.3.5	Partage de la charge . . . . .	83
5.3.6	Répartition de la charge sur les plans de pads . . . . .	84
5.3.7	Introduction du bruit électronique sur les pads . . . . .	87
5.3.8	Introduction de l'effet de seuil et de saturation sur les pads . . . . .	87
5.4	Résultats et interprétations . . . . .	87
5.4.1	Distribution de charge . . . . .	87
5.4.2	Partage de charge entre les deux plans . . . . .	90
5.4.3	Gain d'amplification . . . . .	94
5.4.4	Nombre de pads touchés (multiplicité) . . . . .	94
5.4.5	Saturation des pads . . . . .	97
5.4.6	Reconstruction du point d'impact . . . . .	97
5.4.7	Résolution spatiale de la chambre . . . . .	98
5.4.8	Effet angulaire . . . . .	105
5.5	Influence de la géométrie sur la résolution spatiale de la chambre . . . . .	107
5.5.1	Position des fils . . . . .	107
5.5.2	Asymétrie de la chambre . . . . .	107
5.6	Modélisation des données obtenues au SPS . . . . .	110
5.6.1	Comparaison entre les simulations des données PS et SPS . . . . .	111
5.6.2	Comparaison entre la simulation et les données SPS . . . . .	112
5.7	Conclusion . . . . .	116
<b>6</b>	<b>L'insertion du code de simulation et de l'effet d'angle dans AliRoot</b>	<b>119</b>
6.1	Introduction . . . . .	119
6.2	AliRoot . . . . .	119
6.2.1	Présentation d'AliRoot . . . . .	119
6.2.2	Génération des événements . . . . .	120
6.2.3	Perte d'énergie dans les chambres de trajectographie . . . . .	120
6.2.4	Distribution de charge . . . . .	120
6.3	Simulation rapide . . . . .	121
6.3.1	Charge induite sur le plan de déviation . . . . .	122
6.3.2	Charge induite sur le plan de non-déviation . . . . .	122
6.3.3	Partage de la charge entre les fils (dans la direction X) . . . . .	123
6.3.4	Étalement de la charge le long des fils (dans la direction Y) . . . . .	125
6.3.5	Résultats (comparaison avec la simulation complète) . . . . .	126
6.4	Insertion de l'effet d'angle dans AliRoot . . . . .	128
<b>7</b>	<b>L'effet de la simulation pour l'étude des mésons <math>J/\psi</math> et <math>\Upsilon</math></b>	<b>133</b>
7.1	Introduction . . . . .	133
7.2	Principes de base du spectromètre dimuon . . . . .	133
7.2.1	Transformations de Lorentz . . . . .	133
7.2.2	Déviation des muons sous l'effet du champ magnétique . . . . .	134
7.2.3	Erreur de mesure sur l'impulsion des muons . . . . .	136

## TABLE DES MATIÈRES

---

7.2.4	Impulsion transverse . . . . .	136
7.2.5	Rapidité . . . . .	137
7.3	Reconstruction des traces dans le bras dimuon . . . . .	138
7.4	Effet des traces inclinées sur la résolution en masse . . . . .	139
7.4.1	Définition de la masse invariante . . . . .	139
7.4.2	Résolution en masse . . . . .	140
7.4.3	Résolution en impulsion . . . . .	140
7.4.4	Résolution en angle . . . . .	141
7.4.5	Résolution en masse invariante . . . . .	142
7.5	Conclusion . . . . .	152
<b>Conclusion</b>		<b>159</b>
<b>Annexe : Trajectographie</b>		<b>163</b>

# Table des figures

1.1	Expansion de l'univers au cours du temps. . . . .	24
1.2	Diagramme de phase de la matière nucléaire. Température en fonction de la densité baryonique (a) et évolution de la matière en fonction du temps (b). . . . .	25
1.3	Schéma qualitatif d'une collision entre deux noyaux lourds. . . . .	26
1.4	Spectre de masse invariante de paires de muons produites dans les collisions Pb-Pb à 158 $GeV/nuc\acute{e}on$ (en haut) et p-Cu à 450 $GeV/c$ (en bas). Collaboration NA50. . . . .	30
1.5	Suppression anormale du $J/\psi$ en fonction de la densité d'énergie atteinte dans la collision. Cette suppression est calculée en prenant le rapport entre les sections efficaces mesurées et celles qui sont attendues en prenant en compte les processus usuels d'absorption nucléaire [Abr00]. . . . .	33
1.6	Comparaison entre les résultats de l'expérience NA50 pour les collisions Pb-Pb et divers modèles conventionnels essayant d'expliquer la suppression observée du $J/\psi$ . On note qu'aucun des scénarios actuellement disponible n'est compatible avec les données expérimentales. . . . .	33
1.7	Section efficace de production du méson $J/\psi$ dans son canal de désintégration en muons en fonction du produit des nombres de masses AB. . . . .	34
1.8	Probabilité de survie des résonances $J/\psi$ , $\Upsilon$ et $\Upsilon'$ en fonction de la densité d'énergie suivant le scénario de dissociation dans un milieu déconfiné et celui d'absorption par des comovers prédite lors de l'expérience ALICE auprès du LHC [Muo96]. . . . .	35
2.1	Complexe d'accélérateurs du CERN. . . . .	38
2.2	Extrémité d'un aimant supraconducteur de 10 $m$ de long conçu pour le projet LHC. Des aimants similaires seront installés le long de l'anneau (27 $km$ ) produisant un champ magnétique de 9 $T$ . L'énergie de la particule au moment de la collision sera proportionnelle à la valeur du champ. . . . .	39
2.3	Schéma du collisionneur LHC et ses futures infrastructures. . . . .	40
2.4	Vue schématique (en haut) et artistique (en bas) du détecteur ALICE. . . . .	41
2.5	Vue globale du trajectographe interne (ITS). . . . .	42
2.6	Vue globale de la chambre à projection temporelle (TPC). . . . .	43
2.7	Disposition du spectromètre à photon (PHOS). . . . .	44

## TABLE DES FIGURES

2.8	Disposition du spectromètre dimuon par rapport à la partie centrale du détecteur ALICE . . . . .	46
2.9	Vue globale et photo de l'aimant du spectromètre dimuon. . . . .	48
2.10	Schéma de l'absorbeur frontal et les matériaux le composant. . . . .	49
2.11	Description d'une chambre à plaques résistives (RPC) à un étage utilisée dans le système de déclenchement du spectromètre dimuon. . . . .	50
3.1	Densités d'impacts en fonction du rayon transverse des cinq stations de trajectographie issues de dix collisions centrales Pb-Pb générées par le code HIJING [Wan91]. Un facteur de sûreté 2 est inclus. . . . .	53
3.2	Variation de la résolution en masse en fonction de la résolution spatiale et de l'épaisseur des chambres pour des mésons $\Upsilon$ . . . . .	55
3.3	Paramètres géométriques caractéristiques d'une CPC. . . . .	56
3.4	Collage des fils anodiques sur les espaceurs avec de l'époxy. C'est le plan de déviation qui est lisible sur la photo. Sur chaque pad on observe un trou (via) qui sert à le relier au strip correspondant. . . . .	60
4.1	Photo du prototype CPC (densité 1) testé en octobre 2001. Ce détecteur a été réalisé en mai 2001 au laboratoire SUBATECH de Nantes. Il s'agit d'une chambre de grande dimension (surface active $2400 \times 400 \text{ mm}^2$ ) telles qu'il en existera dans les stations 4 et 5 du spectromètre dimuon d'ALICE. Le détecteur est posé sur son marbre d'assemblage. L'élément structurel de la latte est un double sandwich carbone. Les micro-câbles d'alimentation haute tension sont également visibles (en bas à gauche et à droite). . . . .	62
4.2	Schéma du dispositif expérimental utilisé. . . . .	63
4.3	Photo du dispositif expérimental utilisé au SPS. On observe à droite les trois détecteurs silicium et deux scintillateurs. Le prototype testé est une chambre de type R3 arrondie. . . . .	63
4.4	Carte MANU345. Cette carte rassemble quatre gassiplex et un MARC. . . . .	65
4.5	Chronogramme associé au Gassiplex . . . . .	65
4.6	Valeurs des piédestaux (en haut) ainsi que le bruit électronique (en bas) par voie obtenus au SPS pour une seule carte MANU (16 x 4 voies gassiplex). . . . .	67
4.7	Spectres bruts (avant reconstruction des traces) du profil faisceau des cinq détecteurs silicium dans les deux directions X et Y obtenus au SPS. . . . .	69
4.8	Résidus obtenus sur trois plans de détecteurs silicium dans la direction X avant (pointillés) et après (trait plein) alignement. . . . .	70
4.9	Spectres expérimentaux des profils faisceau dans les directions X (perpendiculaire aux fils à gauche) et Y (parallèle aux fils à droite) obtenus au SPS donnés par la chambre. . . . .	71
4.10	Variation du rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale en fonction de la position X (perpendiculaire aux fils) obtenue par extrapolation. Ces données ont été obtenues au SPS. . . . .	72

4.11	Distribution de la charge induite sur le plan de déviation obtenue au SPS pour une tension anode-cathode de 1750 V. . . . .	73
4.12	Variation de la charge (la valeur la plus probable) obtenue au SPS en fonction de la tension anode-cathode. . . . .	74
4.13	Résidus expérimentaux obtenus sur le plan de déviation au PS (à gauche) et au SPS (à droite) pour une tension anode-cathode de 1600 V. . . . .	74
5.1	Description de la chambre multifils. . . . .	76
5.2	Spectres expérimentaux des profils faisceau dans les directions X (perpendiculaire aux fils à gauche) et Y (parallèle aux fils à droite), ajustés par une fonction polynomiale. . . . .	78
5.3	Erreur associée au point d'impact sur la chambre suivant les deux directions, obtenue par extrapolation des erreurs associées aux détecteurs silicium. Cette distribution est ajustée par une fonction gaussienne. . . . .	78
5.4	Nombre d'interactions par événement (à gauche), et distribution de la taille des clusters d'électrons (à droite). . . . .	80
5.5	Dispersion des électrons sur le plan de fils pour une direction donnée (à gauche) pour un seul point d'impact de la particule incidente, et le nombre de fils touchés par événement (à droite). Un seul fil touché dans plus de 80 % des cas (diffusion traverse faible). . . . .	81
5.6	Distribution de Polya pour un gain moyen $G_0 = 1.4 \cdot 10^4$ . . . . .	82
5.7	Distribution de charge totale simulée sur les fils exprimée en canaux ADC pour un gain moyen $G_0 = 1.4 \cdot 10^4$ et une tension de 1600 V. . . . .	82
5.8	Variation du paramètre $\alpha$ en fonction de la position X (perpendiculaire aux fils). . . . .	84
5.9	Comparaison entre la fonction de Mathieson et une fonction gaussienne obtenue par ajustement. Les paramètres utilisés sont ceux de la direction X. . . . .	85
5.10	Exemple de répartition d'une charge suivant la direction Y du plan de pads (plan de déviation), pour trois points d'impacts différents. De gauche à droite : au milieu du pad, au quart du pad et entre deux pads. . . . .	86
5.11	Partie haute de la distribution de charge reçue sur un pad (charges > 1000 canaux ADC). L'effet de saturation de l'électronique, obtenue pour une tension de 1750 V est visible. . . . .	88
5.12	Distributions de charge expérimentale (trait plein) et simulée (pointillés) induite sur le plan de déviation pour une tension anode-cathode de 1600 V. . . . .	88
5.13	Rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale en fonction de la position X (perpendiculaire aux fils) du point d'impact, pour une tension anode-cathode de 1600 V. . . . .	89
5.14	Rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale, pour une tension anode-cathode de 1600 V. L'expérience est en trait plein et la simulation en pointillés. . . . .	90

## TABLE DES FIGURES

---

5.15	Rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale pour deux positions X (perpendiculaire aux fils) du point d'impact : sur les fils (en haut) et entre deux fils (en bas) pour une tension anode-cathode de 1600 V. L'expérience est en trait plein et la simulation en pointillés. . . . .	91
5.16	Corrélation de charge expérimentale et simulée entre les deux plans de pads. Charge induite sur le plan de déviation en fonction de la charge induite par le plan de non-déviation, pour une tension anode-cathode de 1600 V. . . . .	92
5.17	Corrélation de charge entre les deux plans de pads expérimentale et simulée sur les fils (en haut) et entre fils (en bas). Charge collectée sur le plan de déviation en fonction de la charge collectée par le plan de non-déviation, pour une tension anode-cathode de 1600 V. . . . .	93
5.18	Variation du coefficient $\alpha_{max}$ en fonction de la tension anode-cathode. . . . .	94
5.19	Gain d'amplification moyen en fonction de la tension anode-cathode. Points ajustés par une fonction exponentielle. . . . .	95
5.20	Nombre de pads touchés suivant la direction Y (parallèle aux fils) pour une tension anode-cathode de 1600 V. . . . .	95
5.21	Nombre de pads touchés suivant la direction Y (parallèle aux fils) pour plusieurs tensions anode-cathode. . . . .	96
5.22	Variation du nombre moyen de pads touchés suivant Y en fonction du gain moyen. . . . .	97
5.23	Variation du pourcentage d'événements saturés expérimentaux (cercles vides) et simulés (cercles pleins) en fonction de la tension anode-cathode. La saturation est fixée à 2500 canaux ADC après soustraction du piédestal. . . . .	98
5.24	Reconstruction du point d'impact expérimental et simulé sur le plan de déviation par l'algorithme du centre de gravité. . . . .	99
5.25	Résidus non corrigés (distance entre le centre de gravité et du point d'impact) en fonction du point d'impact relatif (distance entre le centre du pad et du point d'impact) pour une largeur de pad dans la direction Y. . . . .	100
5.26	Résidus expérimentaux et simulés (échelle linéaire) sur le plan de déviation pour une tension de 1600 V. . . . .	101
5.27	Résidus expérimentaux et simulés (échelle logarithmique) sur le plan de déviation pour une tension de 1600 V. . . . .	102
5.28	Variation de la résolution spatiale sur le plan de déviation en fonction de la tension anode-cathode. . . . .	104
5.29	Nombre de pads saturés par événement pour une tension anode-cathode de 1825 V. . . . .	105
5.30	Efficacité de reconstruction expérimentale (cerles vides) et simulée (cercles pleins) en fonction de la tension anode-cathode. . . . .	106
5.31	Définition des angles $\theta_x$ (à gauche) et $\theta_y$ (à droite) par rapport au plan de fils. . . . .	106
5.32	Variation de la résolution spatiale en fonction de l'angle $\theta_Y$ dans la direction Y (en haut) et en fonction de l'angle $\theta_X$ dans la direction X (en bas) pour une tension anode-cathode de 1750 V. . . . .	108

5.33	Nombre de fils touchés pour trois angles $\theta_X$ ( $0^\circ$ , $5^\circ$ et $10^\circ$ ). . . . .	109
5.34	Rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale en fonction de la position X (perpendiculaire aux fils). Un fil dont la position initiale est $X = 0 \text{ mm}$ a été décalée de $1.25 \text{ mm}$ (demi pas entre fils). . . .	109
5.35	Variation de la résolution spatiale sur le plan de déviation en fonction de la position Z du plan de fils par rapport à ce même plan pour une tension de $1600 \text{ V}$ . La hauteur du gap de la chambre est de $5 \text{ mm}$ . . . . .	110
5.36	Distributions de charge simulée des données PS (trait plein) et des données SPS (pointillés) induite sur le plan de déviation pour une tension anode-cathode de $1600 \text{ V}$ en supposant un gain constant. . . . .	111
5.37	Résidus intrinsèques simulés des données PS et SPS sur le plan de déviation pour une tension de $1600 \text{ V}$ en supposant un gain constant. . . . .	112
5.38	Variation du gain d'amplification en fonction de la tension anode-cathode. Les données SPS sont en cercles pleins et les données PS sont en cercles vides. . . . .	113
5.39	Distributions de charge expérimentale (trait plein) et simulée (pointillés) induite sur le plan de déviation pour plusieurs tensions anode-cathode. . .	114
5.40	Variation de la résolution spatiale sur le plan de déviation en fonction de la tension anode-cathode. Résolution expérimentale (cerles vides) et simulée (cercles pleins). . . . .	115
5.41	Efficacité de reconstruction expérimentale (cerles vides) et simulée (cercles pleins) en fonction de la tension anode-cathode. . . . .	116
6.1	Perte d'énergie (charge primaire avant amplification) dans une chambre de trajectographie (gap = $5 \text{ mm}$ ) pour des pions de $7 \text{ GeV}/c$ . Le résultat de ma simulation est en pointillés et le résultat d'AliRoot en trait plein. . . .	120
6.2	Comparaison entre les distributions de charge (charge après amplification) obtenues au PS et celle donnée par AliRoot ( $k = 10$ ). Ces distributions correspondent à une tension de $1650 \text{ V}$ . . . . .	121
6.3	Charge relative sur le plan de déviation. Distribution ajustée par un polynôme. . . . .	122
6.4	Différence entre les charges totales relatives créées dans les deux espaces. .	123
6.5	Partage de la charge entre deux fils dans la direction X pour deux angles $\theta_x$ : $0^\circ$ et $10^\circ$ . Un ajustement linéaire est effectué entre les limites du partage de charge. . . . .	124
6.6	Variation du paramètre $\Delta$ en fonction de l'angle $\theta_x$ . La courbe est ajustée par une droite. . . . .	124
6.7	Simulation complète : barycentre de la charge sur le plan de fils dans la direction Y pour deux angles $\theta_Y$ : $0^\circ$ et $10^\circ$ . Les deux histogrammes sont ajustés par une fonction gaussienne. . . . .	125



## TABLE DES FIGURES

6.8	Simulation complète : variation de l'écart type de la gaussienne utilisée pour l'ajustement du barycentre de la charge sur le plan de fils dans la direction Y en fonction de l'angle $\theta_y$ . La courbe est ajustée par une fonction polynomiale. . . . .	126
6.9	Distribution de charge sur le plan de déviation dans les deux cas : simulation complète et simulation rapide pour une tension anode-cathode de 1750 V. .	127
6.10	Rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale en fonction de la position X (perpendiculaire aux fils) du point d'impact, pour une tension anode-cathode de 1750 V. . . . .	127
6.11	Variation de la résolution spatiale intrinsèque en fonction de la tension anode-cathode pour les simulations complète (cercle plein) et rapide (cercle vide). La simulation rapide donne des valeurs plus optimistes que la simulation complète. . . . .	128
6.12	Variation de l'efficacité de reconstruction en fonction de la tension anode-cathode pour les simulations complète (cercle plein) et rapide (cercle vide). .	129
6.13	Variation de la résolution spatiale intrinsèque en fonction de l'angle d'incidence $\theta_Y$ pour les simulations complète (cercle plein) et rapide (cercle vide). . . . .	129
6.14	Résidus obtenus avec AliRoot avant (en haut) et après (en bas) l'insertion de l'effet d'angle pour un angle de $10^\circ$ . Ces distributions correspondent à $k = 10$ et une tension de 1650 V. . . . .	130
6.15	Variation de l'écart type de la distribution du barycentre de la charge sur les fils dans la direction Y en fonction du rapport de la perte d'énergie entre la particule incidente et une particule au minimum d'ionisation pour différents angles et pour un gap de 5 mm. . . . .	131
6.16	Perte d'énergie des muons et des pions dans différents milieux. . . . .	132
7.1	Schéma qualitatif de l'effet du dipôle magnétique sur la trajectoire d'une particule chargée. . . . .	134
7.2	Impulsion transverse (à gauche) et impulsion totale en fonction de l'impulsion transverse (à droite) pour la résonance $\Upsilon$ . . . . .	137
7.3	Distribution en rapidité de la résonance $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ (à gauche) et des muons issus de la désintégration (à droite) dans le spectromètre dimuon. .	138
7.4	Désintégration de la résonance upsilon en deux muons ( $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ ). La valeur moyenne de l'angle $\theta_\mu$ entre les deux muons augmente avec la masse de la particule mère et diminue lorsque son énergie augmente. . . . .	139
7.5	Distribution de la différence entre les impulsions des muons reconstruites et générées pour des impulsions comprises entre 40 et 60 GeV/c. . . . .	142
7.6	Erreur relative sur la mesure de l'impulsion des muons issus de la désintégration du méson $\Upsilon$ (en haut) et du $J/\psi$ (en bas), en fonction de l'impulsion totale des muons, sans effet d'angle (cercles ouverts) et avec effet d'angle (cercles fermés). . . . .	143

7.7	Perte d'énergie des muons dans l'absorbeur pour deux régions en angle. Cette perte est de la forme : $-dE/dx = a(E) + b(E)E$ [Bar52]. $a(E)$ est la perte d'énergie par ionisation obtenue à partir de la formule de Bethe-Bloch, et $b(E)$ est la somme des contributions de : production de paires, bremsstrahlung et effets photonucléaires. . . . .	144
7.8	Distribution en rapidité des muons issus du méson $\Upsilon$ (en haut) et du méson $J/\psi$ (en bas) pour des impulsions de muons comprises entre 40 et 60 $GeV/c$ . 145	145
7.9	Evolution de la distribution en rapidité des muons issus de la désintégration du méson $\Upsilon$ par intervalle d'impulsion (pas de 20 $GeV/c$ ). . . . .	146
7.10	Evolution de la distribution en rapidité des muons issus de la désintégration du méson $J/\psi$ par intervalle d'impulsion (pas de 10 $GeV/c$ ). . . . .	147
7.11	Contribution des différents processus physiques sur la valeur de la résolution relative en impulsion. . . . .	148
7.12	Exemple de distribution de la différence entre les angles reconstruits et générés des muons issus de la désintégration du méson $\Upsilon$ pour des valeurs de $\theta_\mu$ comprises entre $10^\circ$ et $12^\circ$ . Cette distribution est ajustée par une fonction gaussienne. . . . .	148
7.13	Résolution en angle entre les deux muons issus de la désintégration du méson $\Upsilon$ (en haut) et du $J/\psi$ (en bas), sans effet d'angle (cercles ouverts) et avec effet d'angle (cercles fermés). . . . .	149
7.14	Impulsion totale des muons issus de la désintégration du méson $\Upsilon$ (en haut) et du $J/\psi$ (en bas). . . . .	150
7.15	Angle $\theta_\mu$ entre les deux muons issus de la désintégration du méson $\Upsilon$ (en haut) et du $J/\psi$ (en bas). . . . .	151
7.16	Distribution en masse invariante de l'upsilon ( $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ ), sans effet d'angle (en haut) et avec effet d'angle (en bas). Ces distributions sont ajustées par une fonction gaussienne. . . . .	153
7.17	Distribution en masse invariante du J/Psi ( $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ), sans effet d'angle (en haut) et avec effet d'angle (en bas). Ces distributions sont ajustées par une fonction gaussienne. . . . .	154
7.18	Variation de la résolution en masse du méson $\Upsilon$ (en haut) et du $J/\psi$ (en bas) en fonction de leur impulsion transverse, avec (cercles fermés) et sans (cercles ouverts) effet d'angle. . . . .	155
7.19	Variation de la résolution en masse du méson $\Upsilon$ (en haut) et du $J/\psi$ (en bas) en fonction de leur rapidité, avec (cercles fermés) et sans (cercles ouverts) effet d'angle. . . . .	156

# Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des résonances de saveurs lourdes : rayon de Bohr $r_B$ , masse $M$ , rapport entre la température de dissociation $T_d$ et la température critique $T_c = 150 \text{ MeV}$ et rayon de Debye critique $\lambda_c$ [Sat88]. . . . .	28
2.1	Énergies disponibles par nucléon et densités d'énergie atteintes auprès de différents accélérateurs. . . . .	39
3.1	Nombre d'impacts et densité maximale par unité de surface pour les cinq stations de trajectographie. Un facteur de sûreté 2 est inclus. . . . .	52
3.2	Taux d'interaction en fonction de la nature du faisceau pour des collisions au biais minimum. . . . .	54
3.3	Surface active et position Z des cinq stations de trajectographie. . . . .	56
3.4	Taille des pads des deux plans : déviation et de non-déviation pour les stations 3, 4 et 5. . . . .	57
3.5	Tensions mécaniques maximales (tensions de rupture) pour plusieurs diamètres de fils en tungstène. . . . .	58
4.1	Caractéristiques principales du circuit Gassiplex. . . . .	66
5.1	Nombre moyen d'interactions $n_{int}$ , perte d'énergie moyenne $dE/dx$ (ces quantités sont valables pour une particule au minimum d'ionisation dans 1 cm de gaz), énergie moyenne dépensée pour la création d'une paire électron-ion par ionisation $W$ et le nombre d'électrons créés par interaction pour de l'argon, le dioxyde de carbone et le mélange $Ar + 20\%CO_2$ . Pour ce mélange, les valeurs ont été calculées en attribuant à chaque élément le poids correspondant. Les chiffres montrés dans le tableau correspondent de gauche à droite aux références [Sha, Zar89, Sau77]. . . . .	79
7.1	Résolutions relatives en impulsion et en angle, et résolution en masse invariante estimée pour les mésons $\Upsilon$ et $J/\psi$ , pour les deux cas : sans (SEA) et avec (AEA) effet d'angle sur les chambres. . . . .	144

# Introduction

Le plasma de quarks et de gluons (QGP) est un état de la matière qui aurait prévalu quelques microsecondes après le Big-Bang. Les prédictions théoriques de ce nouvel état ont motivé la communauté mondiale de la physique nucléaire à mener un grand programme de recherche expérimentale pour sa mise en évidence. Dans ce cadre, la suppression des résonances de saveurs lourdes s'est avérée être une des signatures les plus prometteuses de la formation d'un QGP dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes.

L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) auprès du LHC (Large Hadron Collider) au CERN, a pour but de rechercher puis d'étudier cette transition de phase de la matière hadronique ordinaire vers cet état de partons déconfinés à température et densité élevés. En 1995, la collaboration ALICE a décidé de renforcer son détecteur central par un spectromètre à muons. Son rôle principal est la mesure du spectre complet des résonances de saveurs lourdes ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ) à travers leur désintégration leptonique en une paire de muons dans les collisions proton-proton, proton-noyau et noyau-noyau. Une résolution en masse invariante meilleure que  $100 \text{ MeV}/c^2$  pour une masse autour de  $10 \text{ GeV}/c^2$  est exigée pour séparer les résonances. Le spectromètre dimuon a par conséquent été optimisé pour satisfaire ce cahier des charges.

Le sujet de cette thèse est consacré à la simulation de la fonction réponse des chambres multifils à cathodes segmentées retenues comme détecteur de base constituant le système de trajectographie du spectromètre.

Le travail est articulé autour des points suivants :

- le premier chapitre reprecise le contexte général de la physique du plasma de quarks et de gluons, en particulier vis-à-vis des signatures en quarkonia ;
- le second chapitre décrit le détecteur ALICE et présente un bref aperçu des sous-détecteurs, puis présente les caractéristiques du spectromètre dimuon ;
- la géométrie, la construction ainsi que les contraintes expérimentales sur les chambres de trajectographie, seront décrites en troisième volet ;
- le quatrième chapitre est centré sur le dispositif expérimental utilisé lors des tests sous faisceau au PS (Proton Synchrotron) et au SPS (Super Proton Synchrotron) des chambres CPC. Les résultats typiques d'une chambre à fils sont commentés. Les résultats des tests sont comparés à la simulation dans le chapitre suivant ;
- la simulation de Monté-Carlo est décrite en détail et les résultats (charge induite sur les cathodes, résolution spatiale pour des traces en incidence normale et inclinées...) sont comparés aux données expérimentales ;

- le code de simulation de l'expérience ALICE ne tient pas compte lors de la reconstruction des traces de l'effet des traces inclinées sur la résolution spatiale. Le sixième chapitre est consacrée à la modélisation de ce processus physique et à son introduction dans AliRoot à partir de la simulation complète précédemment décrite ;
- le septième et dernier chapitre concrétise cet effort de simulation en traduisant les résultats en terme d'analyse de physique. Il résume l'étude du comportement de la résolution en masse invariante après l'introduction de l'effet des traces inclinées sur la résolution spatiale des chambres. Il traite aussi les différents processus physiques affectant cette résolution.

# Chapitre 1

## Plasma de quarks et de gluons

### 1.1 Introduction

Un des plus importants défis de la physique nucléaire actuelle, est la reproduction en laboratoire des conditions qui ont pu prévaloir dans notre univers quelques microsecondes après la grande explosion le “Big-Bang” (figure 1.1) : la transition de phase entre la matière nucléaire normale formée de nucléons et le plasma de quarks et de gluons. Les outils expérimentaux nécessaires à la mise en évidence de cet état de la matière, ne sont disponibles que depuis 1986 avec l’utilisation des accélérateurs de très hautes énergies pour accélérer les noyaux lourds. Deux grands laboratoires se sont impliqués dans ce défi : le Laboratoire National de Brookhaven (BNL) aux États-Unis et le Centre Européen de la Recherche Nucléaire (CERN) à Genève en Suisse. Le premier laboratoire utilisait l’AGS (Alternating Gradient Synchrotron) comme accélérateur avant qu’il ne cède sa place au collisionneur RHIC. Au CERN l’accélérateur SPS a été utilisé en attente de la mise en service du collisionneur LHC prévue pour 2007. Le détecteur ALICE sera le seul dispositif expérimental au LHC dévolu à l’étude des collisions d’ions lourds.

### 1.2 Physique du plasma de quarks et de gluons (QGP)

#### 1.2.1 Etat transitoire de la matière : le plasma

Les quarks sont, à ce jour, les constituants connus les plus élémentaires de la matière mais ils n’ont jamais été observés sous forme isolée. Ils apparaissent toujours sous forme confinée dans les hadrons, regroupés soit sous forme d’une paire d’un quark et d’un anti-quark ( $q\bar{q}$ ) dans le cas des mésons, soit sous forme de trois quarks comme dans le cas des baryons ( $qqq$ ). Les quarks sont des fermions de spin  $1/2$  et dont la charge électrique est fractionnaire. Ils sont classés en six saveurs par ordre de masse croissante : up, down, charmed, strange, bottom et top. Chaque saveur se présente sous trois couleurs : rouge, bleu ou vert. Comme les charges électriques, les quarks de couleurs différentes s’attirent. La force qui les réunit est décrite par l’échange d’un autre type de particules, les gluons ( $g$ ).

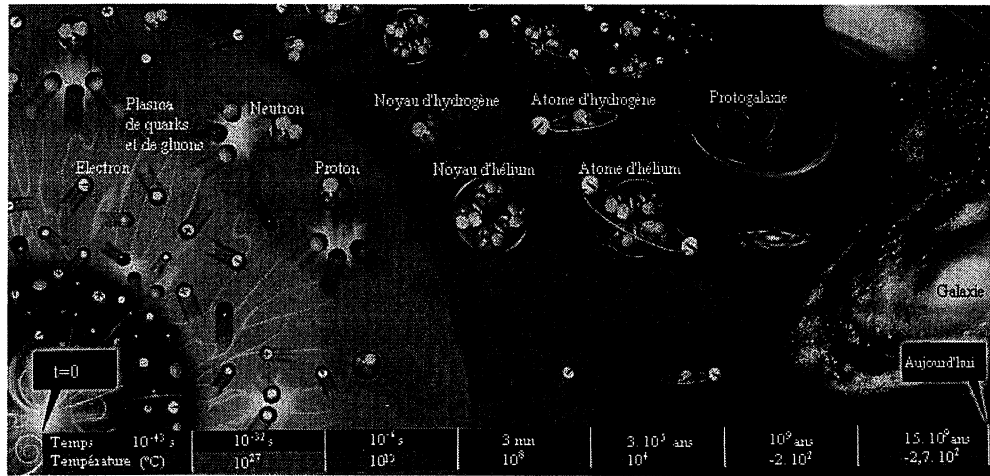


FIG. 1.1 – Expansion de l'univers au cours du temps.

Ce sont des bosons de spin 1 et de masse nulle. Cette force de confinement est représentée par un potentiel de liaison  $V(r)$  qui augmente linéairement avec la distance  $r$  entre les quarks :  $V(r) \sim \sigma \cdot r$  ( $\sigma$  est la tension de la corde), ce qui empêche l'éloignement des quarks les uns des autres.

La chromodynamique quantique (QCD : Quantum ChromoDynamics), théorie qui décrit les interactions fortes, prévoit que, pour des densités d'énergie suffisamment élevées, une configuration totalement différente est possible. Plus cette densité augmente et plus les interactions entre quarks interviennent à des distances très faibles ce qui constitue un écran vis-à-vis des interactions fortes. Les quarks issus de différents hadrons vont donc se chevaucher. C'est le plasma de quarks et de gluons (QGP : Quark Gluon Plasma) où les quarks se comportent comme des particules libres et ne sont plus confinés. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes ( $E/A > 1 \text{ TeV}$ ) sont un moyen expérimental pour étudier cet état transitoire de la matière.

### 1.2.2 Transition de phase

Les calculs de chromodynamique quantique ont montré l'existence d'une transition de phase de déconfinement de la matière hadronique pour une température dite critique de 150 à 200 MeV [Ber97] (figure 1.2.a). Les modèles les plus simples qui décrivent cette transition de phase sont les modèles du sac. C'est une description phénoménologique des quarks à l'intérieur des hadrons [DeT83, Wil89]. Dans ce cas, le confinement est le résultat de l'équilibre entre la pression du sac dirigée vers l'intérieur et la pression résultant de l'énergie cinétique des quarks. Si cette dernière devient supérieure à la pression du sac, un nouvel état déconfiné apparaît.

Pour former un plasma de quarks et de gluons il faut fournir de l'énergie soit en augmentant la densité d'énergie par compression des nucléons, soit en chauffant le milieu. En

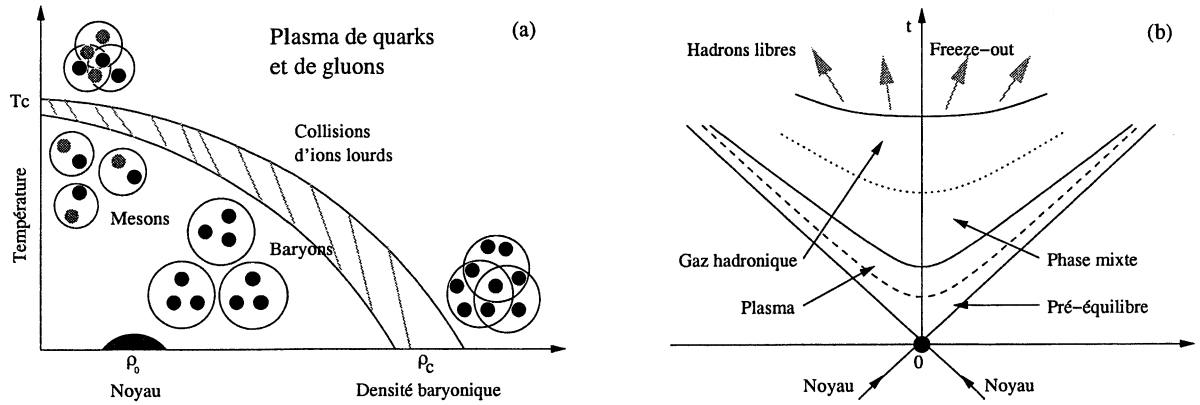


FIG. 1.2 – Diagramme de phase de la matière nucléaire. Température en fonction de la densité baryonique (a) et évolution de la matière en fonction du temps (b).

principe, la formation du plasma pourrait être obtenue par la collision de deux ions à très hautes vitesses, car l'énergie disponible est proportionnelle au nombre de nucléons mis en jeu. Dans ce mode opératoire, la densité devrait augmenter avec l'énergie des noyaux en interaction, jusqu'à évaluer puis dépasser la densité de transition. Au delà de cette limite, la densité deviendrait alors trop grande pour permettre encore l'existence de hadrons (QGP). Elle peut atteindre plusieurs  $GeV/fm^3$  (de l'ordre de 10 fois la densité de la matière hadronique ordinaire  $\rho_0 = 0.17 GeV/fm^3$ ), pour des températures autour de la valeur critique. Cette transition s'accompagne d'une restauration de la symétrie chirale spontanément brisée dans la phase hadronique. Plus tard, le système va connaître une phase mixte et disparaître pour laisser la place à un gaz hadronique (les quarks se recombinent et reforment des hadrons) qui se refroidit en émettant des particules. On atteint alors la phase finale de ce processus, le "freeze-out" (figure 1.2.b). Il est décomposé en deux parties : le freeze-out chimique qui marque l'arrêt des collisions inélastiques (composition chimique fixée), et le freeze-out thermique qui désigne la fin des chocs élastiques et donc détermine les spectres en impulsion accessibles à l'expérience.

### 1.2.3 Scénario d'une collision d'ions lourds

Le modèle de la collision de deux noyaux est le suivant : lors de la collision, les noyaux s'ils sont identiques, interagissent et présentent l'un à l'autre une part identique de leur volume à l'interaction. Lorsque ce volume est maximum, la collision est dite centrale avec un paramètre d'impact nul. Lorsque seulement deux nucléons interagissent, la collision est dite périphérique avec un paramètre d'impact égale à deux fois le rayon du noyau. Ces deux cas sont très rares. On schématise le cas le plus fréquent (cas général) sur la figure 1.3 avec un paramètre d'impact  $b$ . A cause de la contraction de Lorentz, les noyaux sont vus dans le laboratoire comme des disques plats d'une épaisseur de l'ordre du fermi. Après collision, il y a émission de deux fragments dans les directions incidentes initiales,



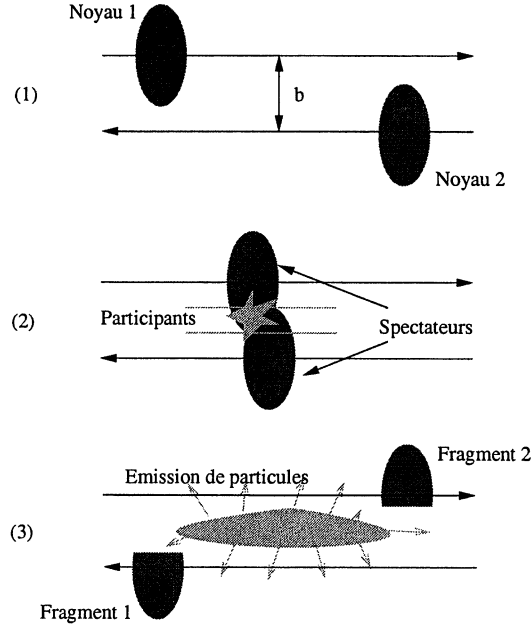


FIG. 1.3 – Schéma qualitatif d'une collision entre deux noyaux lourds.

et production d'un volume de matière thermalisée très dense dont le centre de gravité est au repos dans le laboratoire. C'est Bjorken qui est le premier à avancer un modèle d'évolution spatio-temporelle de l'état de la matière produite [Bjo83]. La détection des produits émis dans l'état final permet la compréhension du phénomène et la description globale de l'interaction, tel que leur nombre, leur énergie et la somme de leur énergie transverse qui est reliée à la composante transverse de leur impulsion.

C'est la rapidité qui caractérise les collisions d'ions lourds. On distingue trois domaines de rapidité : deux régions de fragmentation s'éloignant l'une de l'autre, et une région de rapidité centrale dans laquelle l'énergie déposée pendant la collision et la probabilité de former le QGP est la plus probable.

La rapidité d'une particule en formalisme relativiste est l'équivalent de la vitesse longitudinale en cinématique classique. Elle s'exprime comme suit :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + P_Z}{E - P_Z} \right) \quad (1.1)$$

Où :

- $E = m_T \cosh y$  est l'énergie de la particule ;
- $P_Z = m_T \sinh y$  est son impulsion longitudinale (par convention  $z$  est la direction du faisceau) ;
- $m_T$  est la masse transverse, avec  $m_T^2 = m^2 + p_T^2$  ;
- $m$  est la masse de la particule ;
- $p_T$  est son impulsion transverse.

La rapidité a pour propriété d'être invariante dans les transformations de Lorentz suivant l'axe de la collision. Pour une particule émise avec un angle  $\theta$  par rapport à l'axe du faisceau et dont l'impulsion est très supérieure à sa masse, l'appellation de la rapidité devient pseudo-rapidité :

$$\eta \simeq -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (1.2)$$

Pour des énergies incidentes élevées, les noyaux laissent derrière eux une région centrale très excitée mais dépourvue de nucléons. L'énergie déposée dans cette région se trouve sous forme d'un gaz de hadrons, principalement des pions. Les régions de fragmentation emportent le nombre baryonique initial.

#### 1.2.4 Signatures du QGP

L'objectif est de caractériser l'état de la matière déconfinée et de déterminer ces propriétés [Dra95, Mul92]. L'étude de cet état de la matière est difficile, d'autant que sa durée de vie est extrêmement courte (5-10  $fm/c$ ) [Ris95]. Expérimentalement, on se base sur les produits hadroniques détectés après le retour du système à la phase confinée : il s'agit donc d'étudier le système de manière indirecte.

Le signal étudié englobe toutes les informations issues de ces particules. Il doit être suffisamment robuste vis-à-vis de la transition de phase pour que l'observation d'un comportement singulier des observables physiques ne puisse s'interpréter en terme d'effets plus classiques (absorption, diffusion multiple...). On suppose pouvoir observer un changement net à partir d'une certaine valeur de la densité d'énergie, ce changement serait le signe d'un point critique et d'une transition. C'est pour cette raison qu'il est nécessaire d'étudier des collisions où le plasma ne peut être formé. C'est le cas généralement des collisions proton-proton (p-p) et proton-noyau (p-A) du fait de la faible densité d'énergie. Elles permettent de modéliser ce qui est mesuré dans des conditions "normales" puis d'extrapoler les résultats aux collisions noyau-noyau (A-A).

Les signatures de la phase plasma [Har96, Bla99, Bas99] seraient principalement :

- les taux de production de particules étranges [Raf82, Koc86] qui deviendrait largement supérieur à ce qui est observé dans les collisions entre hadrons telles que p-p et p-A qui ne forment pas de QGP. Cette augmentation serait proportionnelle au nombre de quarks étranges contenus dans les hadrons et se ferait par les processus  $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$  et  $gg \rightarrow s\bar{s}$ . L'expérience NA49 est une des expériences qui s'est intéressé de près à la production de particules étranges [Roh02] ;

- l'émission de photons. Les photons directs issus du plasma ne sont pas sensibles aux interactions fortes, et donc ils interagiraient très peu avec les composants d'un gaz hadronique et ne seraient donc pas modifiés après la disparition du QGP. Certains d'entre eux se matérialisent en paires de leptons (électrons ou muons), se sont les sondes dileptons thermiques. La zone favorable d'observation des dileptons thermiques serait dans une région de masse invariante comprise entre le  $\phi$  et le  $J/\psi$  [Shu80]. Des résultats récents

Résonance	$r_B$ (fm)	$M$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$T_d/T_c$	$\lambda_c$ (fm)
$J/\psi$	0.45	3.096	1.17	0.29
$\psi'$	0.88	3.686	1.00	0.56
$\Upsilon$	0.23	9.460	2.66	0.13
$\Upsilon'$	0.51	10.023	1.12	0.30
$\Upsilon''$	-	10.355	-	-

TAB. 1.1 – Caractéristiques des résonances de saveurs lourdes : rayon de Bohr  $r_B$ , masse  $M$ , rapport entre la température de dissociation  $T_d$  et la température critique  $T_c = 150$  MeV et rayon de Debye critique  $\lambda_c$  [Sat88].

concernant la détection des photons directs dans l'expérience PHENIX au RHIC sont disponibles dans la référence [Fra04];

- la modification des observables créées en tout début d'interaction, tel que les paires charmées  $c\bar{c}$ . Dans 10 % des cas, elles conduisent à la formation du méson  $J/\psi$  et de ses états excités  $\chi_c$  et  $\psi'$ .

### 1.2.5 Suppression des résonances de saveurs lourdes

La signature d'une éventuelle formation du plasma de quarks et de gluons se base sur la suppression de certaines résonances par écrantage de couleur [Mat86]. Le rayon d'écrantage (rayon de Debye) est inversement proportionnel à la densité de charge de couleur donc à la densité d'énergie. Quand celui-ci devient inférieur au rayon de la résonance (tableau 1.1), la longueur d'interaction de la force forte est suffisamment réduite pour que l'état lié ne puisse plus exister. Le méson  $J/\psi$  issu de la paire  $c\bar{c}$  se trouve soumis à l'effet d'écran ce qui conduit à l'éloignement des quarks l'un de l'autre durant la phase plasma sans aucune chance de se recombiner pour former des états liés. Les quarks  $c$  et  $\bar{c}$  vont éventuellement s'associer à d'autres quarks de type  $u$  et  $d$  pour former deux mésons dits de charme ouvert ( $D$  et  $\bar{D}$ ) pendant l'étape de refroidissement. On parle de la suppression de la résonance  $J/\psi$  et d'une augmentation des mésons charmés. Un mécanisme similaire est envisagé pour le méson  $\Upsilon$  et ses états excités  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$  qui sont des états liés des paires  $b\bar{b}$ .

## 1.3 Détection des paires de muons

### 1.3.1 Principe

Les signaux leptoniques issus des collisions d'ions lourds seraient parmi les plus robustes pour étudier le QGP, car les deux leptons produits dès les premiers instants tel que les muons, n'interagissent pas par interaction forte et sont détectés de manière directe (ils ne sont pas affectés par les interactions hadroniques finales). Dans l'expérience ALICE

ces muons seront identifiés par le spectromètre dimuon.

Le principe est de détecter les deux muons  $\mu^+$  et  $\mu^-$  provenant de la décroissance des résonances ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ...) en mesurant leur impulsion dans le spectromètre de façon à reconstruire leur masse invariante. Malheureusement les muons issus des résonances sont noyés dans un "fond" issus d'autres processus physiques qui n'ont rien à voir avec la présence du QGP. Pour atténuer ce fond, il faut filtrer les muons en plaçant un absorbeur de hadrons proche du point d'interaction.

### 1.3.2 Sources de muons

Les principales sources de muons de fond sont les suivantes :

**Muons issus du fond combinatoire** Des muons peuvent provenir des pions et des kaons produits en très grand nombre lors des collisions d'ions lourds.

$$\pi^+(K^+) \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.3)$$

$$\pi^-(K^-) \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.4)$$

Cette contribution est non négligeable et doit être extraite afin de ne garder que les composantes qui nous intéressent (les muons issus de la désintégration des résonances de saveurs lourdes). Elle se manifeste par un fond continu qui s'étend de la région des basses masses ( $0.2 \text{ GeV}/c^2$ ) où il est prédominant, jusqu'à celle des résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$  (environ  $4 \text{ GeV}/c^2$ ).

**Le Drell-Yan** Le Drell-yan [Dre70] est une annihilation électromagnétique  $q\bar{q}$  de même saveur produisant un photon virtuel massif qui se désintègre en une paire de leptons. Ce processus est prédominant dans la région des hautes masses (masse invariante de la paire des muons) au-delà de  $4 \text{ GeV}/c^2$  observé lors de l'expérience NA 50 (figure 1.4). Sa section efficace est aisément quantifiable dans les collisions Pb-Pb et n'est pas affectée par la présence éventuelle du plasma. Si nécessaire, il sert expérimentalement de référence par rapport à laquelle sont comparés les taux de production d'autres processus, lesquels peuvent être affectés par la phase déconfinée.

**Charme et beauté ouverts** Un autre mode de production de dimuons est la désintégration semi-leptonique simultanée de mésons charmés  $D\bar{D}$  et beaux  $B\bar{B}$ . Ces mésons sont produits par l'interaction d'un constituant d'un des deux nucléons avec le constituant de l'autre nucléon. La paire  $c\bar{c}$  est produite par l'interaction d'un gluon d'un des nucléons avec un gluon de l'autre nucléon. Elle peut également être produite par l'interaction d'un quark d'un des nucléons avec un antiquark de l'autre nucléon pour former un gluon virtuel qui décroît en une paire  $c\bar{c}$ .

La désintégration de  $D\bar{D}$  se fait de la manière suivante :

$$D^+(c\bar{d}) \longrightarrow \mu^+ + \bar{K}^0 + \nu_\mu \quad (1.5)$$

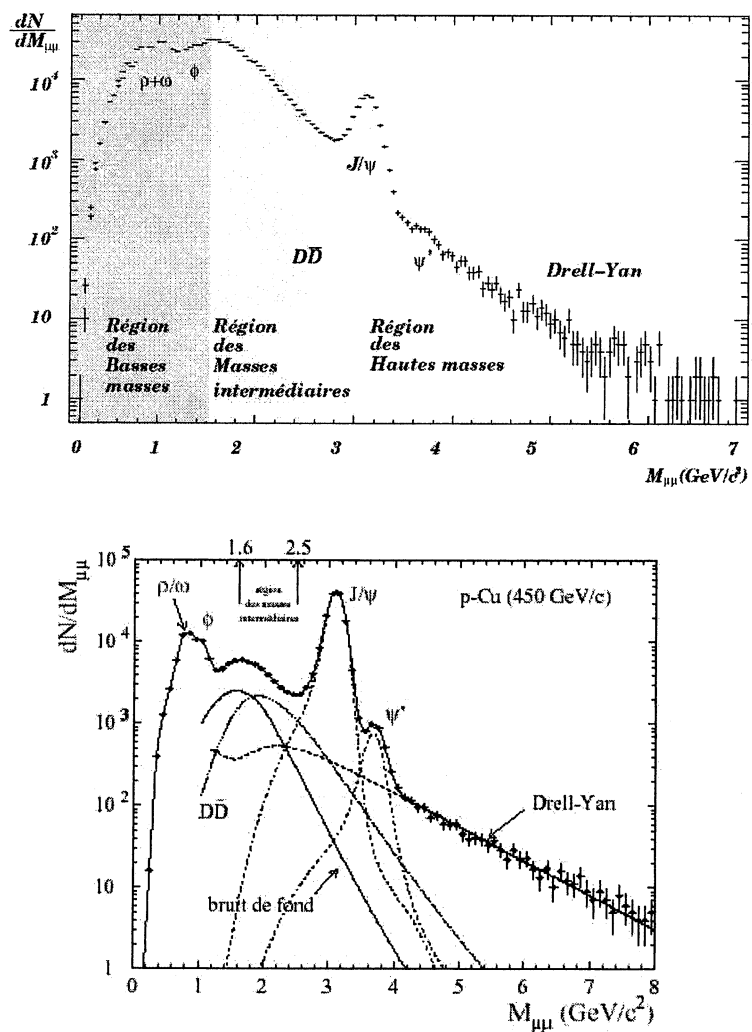


FIG. 1.4 – Spectre de masse invariante de paires de muons produites dans les collisions Pb-Pb à 158  $\text{GeV}/\text{nucléon}$  (en haut) et p-Cu à 450  $\text{GeV}/c$  (en bas). Collaboration NA50.

$$D^-(\bar{c}d) \longrightarrow \mu^- + \bar{K}^0 + \bar{\nu}_\mu \quad (1.6)$$

La désintégration de paires de mésons  $D\bar{D}$  forme un continuum dans le spectre de la masse invariante.

**Production de dimuons à partir de résonances de basses masses** Des dimuons sont également produits par la désintégration de résonances hadroniques telles que :  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$ . Ces désintégrations se caractérisent par un pic dans le spectre de masse dont la largeur dépend du temps de vie intrinsèque de la résonance. Ces résonances proviennent à la fois des collisions noyau-noyau initiales avant thermalisation et des collisions des pions pendant la phase de thermalisation du gaz hadronique.

## 1.4 Expériences NA38 et NA50 : la mesure du $J/\psi$

### 1.4.1 Production du méson $J/\psi$

La production du méson  $J/\psi$  dans une collision hadron-hadron débute par la formation d'une paire  $c\bar{c}$  qui, à haute énergie, a lieu principalement par fusion de gluons [Sat95]. La paire  $c\bar{c}$  est généralement créée dans un état coloré. Pour neutraliser sa couleur, cette paire émet ou absorbe un gluon formant ainsi, un état  $c\bar{c} - g$  singlet de couleur. Cet état évolue ensuite vers une résonance physique, en particulier le  $J/\psi$ .

Le passage par un état intermédiaire dans le processus de formation du  $J/\psi$  a des conséquences sur le taux de production du charmonium dans les collisions noyau-noyau. Il conduit, en effet, à une diminution de la production du  $J/\psi$  relativement aux collisions p-p, en raison de l'interaction de cet état intermédiaire  $c\bar{c} - g$  avec la matière environnante.

### 1.4.2 Résultats et interprétation

En 1986, les ingénieurs du CERN ont réussi à accélérer dans le Super-Synchrotron à protons (SPS) des noyaux d'oxygène, puis plus tard de Soufre, jusqu'à des énergies de 200  $GeV$  par nucléon, deux ordres de grandeur plus élevés que dans les accélérateurs d'ions lourds usuels.

Au même moment, deux théoriciens, H. Satz et T. Matsui [Mat86], prédisent qu'en cas de formation de QGP dans les interactions de noyaux lourds de très haute énergie, on observerait une diminution considérable de la production du méson  $J/\psi$ .

S'appuyant sur cette prédiction théorique, un groupe de chercheurs issus de six laboratoires de l'IN2P3 s'associe avec des équipes du CERN et de Lisbonne pour créer la collaboration NA38 dans le but de mesurer la production du  $J/\psi$ , à travers son mode de désintégration en deux muons, dans les interactions Oxygène-Uranium et Soufre-Uranium. Elle étudie également les interactions de protons de 450  $GeV$  avec divers noyaux qui, trop éloignées des conditions requises pour la formation du QGP, vont servir de référence pour définir le taux de production "normal" du  $J/\psi$ . La collaboration s'élargit en 1993 pour tirer parti des faisceaux de Plomb de 158  $GeV$  par nucléon que les ingénieurs du CERN

ont réussi à accélérer : une énergie de 32  $TeV$  est désormais disponible pour chauffer et comprimer le volume de réaction et les conditions sont donc beaucoup plus favorables pour former le QGP qu'avec les noyaux d'oxygène et de Soufre, avec lesquels, d'ailleurs, rien d'anormal n'a été observé. La nouvelle collaboration prend le nom de NA50.

L'analyse des premières données prises avec le faisceau de Plomb, en 1995, montre des résultats surprenants. On constate tout d'abord que la production directe des paires de muons par mécanisme de Drell-Yan, qui sert de référence pour analyser celle du  $J/\psi$ , est conforme aux valeurs attendues, depuis les collisions p-p jusqu'aux collisions Pb-Pb. Pour les interactions les plus périphériques, la production du  $J/\psi$  est encore "normale" (plus de détails au paragraphe suivant), comme dans les collisions de noyaux plus légers étudiées auparavant.

En revanche, pour les collisions plus frontales, la production du  $J/\psi$  est en net désaccord avec ce comportement. Elle est beaucoup plus faible, n'atteignant que la moitié du taux attendu par extrapolation de la suppression nucléaire normale.

Cette "suppression anormale" a été confirmée avec une bien plus grande précision avec les nouvelles données rassemblées en 1996 : les nouveaux résultats montrent de plus que la suppression anormale n'apparaît que pour un paramètre d'impact inférieur à 8  $fm$ , correspondant à une densité d'énergie supérieure à 2.2  $GeV/fm^3$ .

Finalement, des résultats plus récents s'appuyant sur les données enregistrées en 1998 établissent sans ambiguïté que la suppression s'accroît pour les interactions les plus centrales [Abr97, Abr97b, Abr99].

La figure 1.5 résume les résultats expérimentaux des expériences NA38 et NA50. Les points sont obtenus en divisant les sections efficaces mesurées par les valeurs attendues en prenant en compte l'absorption nucléaire : ces dernières sont déduites d'un ajustement des mesures réalisées avec divers types de collisions proton-noyau et avec les collisions Soufre-Uranium. Ces résultats suggèrent fortement qu'un nouveau processus physique entre en jeu lorsque la densité d'énergie dépasse 2.2  $GeV/fm^3$ . D'une part, la chute du taux de production du  $J/\psi$  est brutale à partir de ce point, ce qui doit être le cas lors d'une transition de phase, et d'autre part l'écart avec la situation normale s'accroît régulièrement au fur et à mesure que la densité d'énergie augmente. Ces deux caractéristiques seraient incompatibles avec des explications s'appuyant sur des mécanismes de physique hadronique conventionnelle (figure 1.6). En revanche, elles s'interprètent naturellement dans le cadre de la fusion des divers états liés  $c\bar{c}$  en raison de la production du QGP.

Les résultats obtenus sont très prometteurs, cependant aucune preuve irréfutable de la création du plasma n'a encore pu être avancée.

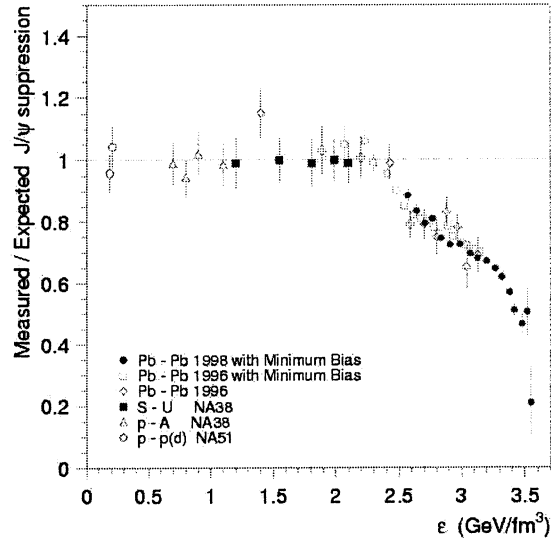


FIG. 1.5 – Suppression anormale du  $J/\psi$  en fonction de la densité d'énergie atteinte dans la collision. Cette suppression est calculée en prenant le rapport entre les sections efficaces mesurées et celles qui sont attendues en prenant en compte les processus usuels d'absorption nucléaire [Abr00].

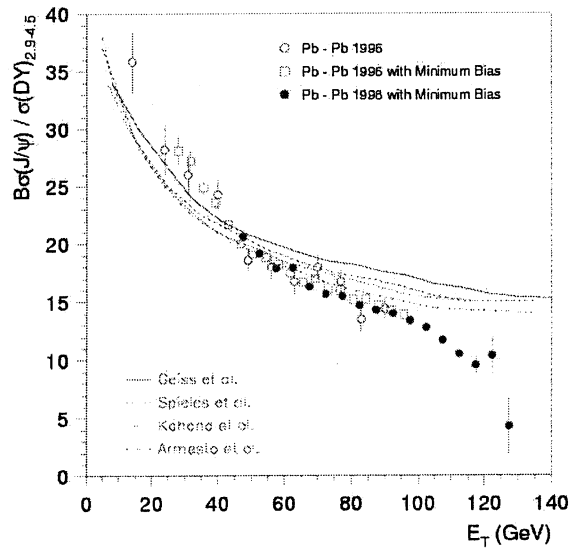


FIG. 1.6 – Comparaison entre les résultats de l'expérience NA50 pour les collisions Pb-Pb et divers modèles conventionnels essayant d'expliquer la suppression observée du  $J/\psi$ . On note qu'aucun des scénarios actuellement disponible n'est compatible avec les données expérimentales.



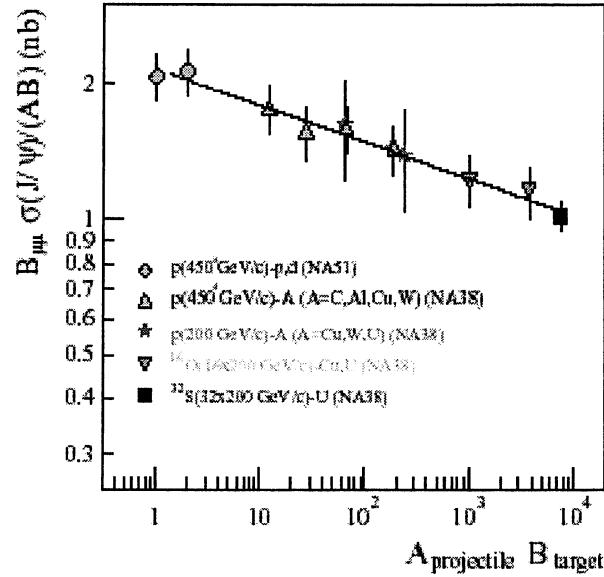


FIG. 1.7 – Section efficace de production du méson  $J/\psi$  dans son canal de désintégration en muons en fonction du produit des nombres de masses  $AB$ .

## 1.5 Quelques scénarios alternatifs de suppression du $J/\psi$

### 1.5.1 Suppression normale (absorption nucléaire)

La production normale est caractérisée par l'évolution de la section efficace de production du  $J/\psi$  en fonction de la nature des noyaux (figure 1.7). Elle s'explique par la dissociation de la pré-résonance  $c\bar{c} - g$  par les nucléons de la matière nucléaire environnante. C'est une absorption nucléaire normale de section efficace.

### 1.5.2 Suppression anormale dans un QGP

C'est le problème de l'écrantage de Debye mais appliqué à la charge de couleur. La force qui s'exerce entre deux charges est modifiée par la présence d'un grand nombre de charges de même nature. Cet effet de l'environnement sur la dynamique de l'interaction est appelé écrantage. La longueur de Debye diminue lorsque la densité de charge augmente de sorte que la portée de la force d'interaction devient plus courte lorsque le milieu se densifie.

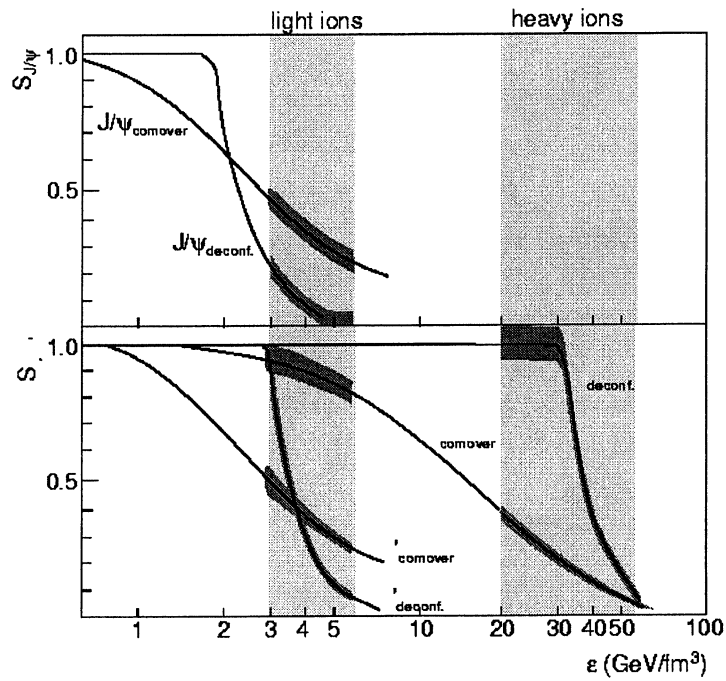


FIG. 1.8 – Probabilité de survie des résonances  $J/\psi$ ,  $\Upsilon$  et  $\Upsilon'$  en fonction de la densité d'énergie suivant le scénario de dissociation dans un milieu déconfiné et celui d'absorption par des comovers prédite lors de l'expérience ALICE auprès du LHC [Muo96].

### 1.5.3 Suppression par les comovers

Pour interpréter la suppression du  $J/\psi$  comme une signature de l'existence du QGP, il faut prendre en compte le fait que le plasma constitue une phase transitoire de l'évolution du système au cours de la collision avant son expansion et son refroidissement et à son retour à une phase hadronique. L'interaction des résonances avec cette phase hadronique est très probable. C'est le cas du méson  $\psi'$ , qui, avec une énergie de liaison de 40 MeV, peut facilement être dissocié dans un milieu confiné "ordinaire" par collisions avec les hadrons produits lors de la collision (les comovers). D'après la figure 1.8, l'analyse du comportement de la production d'une résonance attendu lors de l'expérience ALICE devrait montrer, soit une suppression progressive due à la dissociation par comovers, soit une suppression brutale à une densité donnée qui caractérise l'écrantage de couleur dans le QGP.

## Chapitre 2

# Expérience ALICE auprès du LHC

### 2.1 Introduction

L'expérience ALICE au LHC a vu le jour pour exploiter le maximum de signatures physiques de la formation du QGP. Le point fort de cette expérience réside dans la possibilité d'identification de hadrons, leptons et photons dans une large gamme d'énergie tout en acceptant les grandes multiplicités prévues dans les collisions Pb-Pb centrales. Pour ce type de système on s'attend à 8000 collisions par seconde [Bra00], dont 5% de ces événements correspondraient aux collisions les plus centrales. On prévoit l'analyse de quelques  $10^7$  événements centraux par an.

### 2.2 Complexe accélérateur du CERN

Le complexe des accélérateurs du CERN (figure 2.1) est le plus polyvalent au monde. Il comprend à la fois des accélérateurs et des collisionneurs de particules et fournit aussi bien des faisceaux d'électrons, de positrons, de protons, d'antiprotons et d'ions lourds. Les premières étapes d'accélération sont en général, réalisées par des accélérateurs linéaires puis par des machines circulaires de plus grande taille. Le CERN dispose en tout de 10 accélérateurs, les plus grands étant le grand collisionneur électron-positron (LEP) et le Super Synchrotron à Protons (SPS).

Le PS (Proton Synchrotron) avec un diamètre de 200 *m* accélère les protons à des énergies finales égales à 25 *GeV*. Le SPS (Super Proton Synchrotron) a une circonférence de 6 *km*. Il accélère les protons, anti-protons, électrons et positrons et les ions lourds. Des ions de plomb ont été accélérés à une énergie de 170 *GeV* par nucléon. Le LEP (Large Electron Positron collider) est un anneau de 27 *km* de circonférence, logé dans un tunnel lui-même enfoui à 100 *m* sous terre. C'était un collisionneur électron-positron, chacun des deux faisceaux pouvant être accélérés jusqu'à 100 *GeV*. Le futur collisionneur LHC (Large Hadron Collider), est en cours d'implantation en lieu et place du LEP.

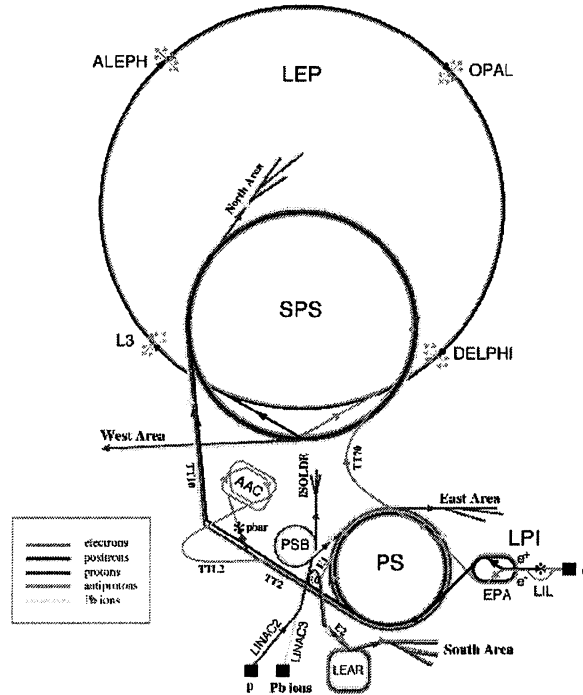


FIG. 2.1 – Complexe d'accélérateurs du CERN.

## 2.3 Collisionneur LHC

Le grand collisionneur de hadrons LHC (Large Hadron Collider) (figure 2.3), dont le projet a été approuvé en décembre 1994, est en cours de construction au CERN [Bac93, LHC95]. Une des composantes principales du LHC est un système magnétique supraconducteur constitué de plus d'un milliers d'aimants qui englobe dans une même structure les deux tubes qui transporteront les faisceaux de particules circulant en sens opposé (figure 2.2).

Ce collisionneur de protons et d'ions lourds deviendra en 2007, date prévue de sa mise en service, le plus puissant accélérateur de type synchrotron du monde. Son énergie dans le centre de masse ( $\sqrt{s}$ ) atteindra les  $14 \text{ TeV}$  pour des faisceaux de protons et  $5.5 \text{ TeV}$  pour des faisceaux d'ions lourds. Il permettra de sonder la matière avec des énergies que le LEP n'a pas pu atteindre.

En plus des énergies élevées, le but du LHC est d'atteindre des luminosités plus grandes que les collisionneurs de hadrons actuels. La luminosité  $L$  est une caractéristique fondamentale d'un collisionneur. Elle est définie par le rapport  $L = N/\sigma$ ,  $N$  étant le nombre de collisions par seconde et  $\sigma$  est la section efficace.

Dans le mode proton-proton les luminosités maximales devront atteindre  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  qui sont 100 fois plus élevées que celles des précédentes machines (LEP, Tevatron). Elles seront de  $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  dans le cas des collisions noyau-noyau.

Le tableau 2.1 résume l'ordre de grandeur des valeurs de l'énergie disponible dans le

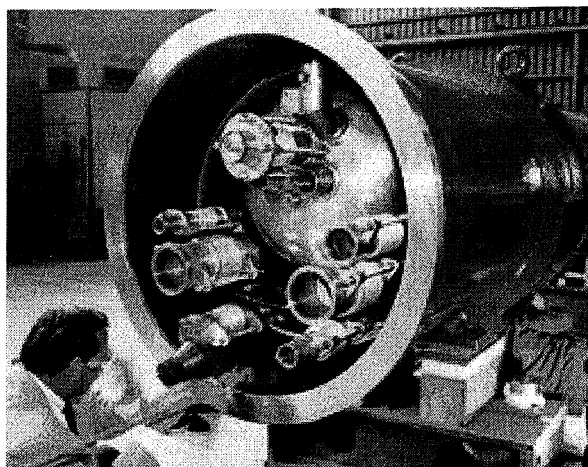


FIG. 2.2 – Extrémité d'un aimant supraconducteur de 10 m de long conçu pour le projet LHC. Des aimants similaires seront installés le long de l'anneau (27 km) produisant un champ magnétique de 9 T. L'énergie de la particule au moment de la collision sera proportionnelle à la valeur du champ.

Accélérateur	AGS	SPS	RHIC	LHC
$\sqrt{s}$ (GeV/nuclon)	4	17	200	5500
$\varepsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	0.8	2.5	5.0	10.0

TAB. 2.1 – Énergies disponibles par nucléon et densités d'énergie atteintes auprès de différents accélérateurs.

centre de masse par nucléon ainsi que des densités d'énergie atteintes dans le système pour différents accélérateurs. Les valeurs ciblées par le LHC sont beaucoup plus élevées, ce qui constitue un véritable défi technologique dans le monde de la physique des particules.

En plus d'ALICE, trois autres détecteurs vont permettre l'étude des collisions auprès du LHC : ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [ATL94], CMS (Compact Muon Solenoid) [CMS94] et LHCb [LHC98] (figure 2.3). Ils seront dédiés à l'étude de la physique des particules élémentaires.

## 2.4 Détecteur ALICE

Le détecteur ALICE [ALI95] est composé principalement de deux grandes parties qui elles mêmes regroupent des sous-détecteurs (figure 2.4) :

- la partie centrale couvrant le domaine angulaire de  $-45^\circ$  à  $+45^\circ$  et une zone azimutale complète est entièrement contenue dans l'entrefer de l'aimant L3. Elle a été optimisée pour la mesure des observables hadroniques et des signaux électromagnétiques ;

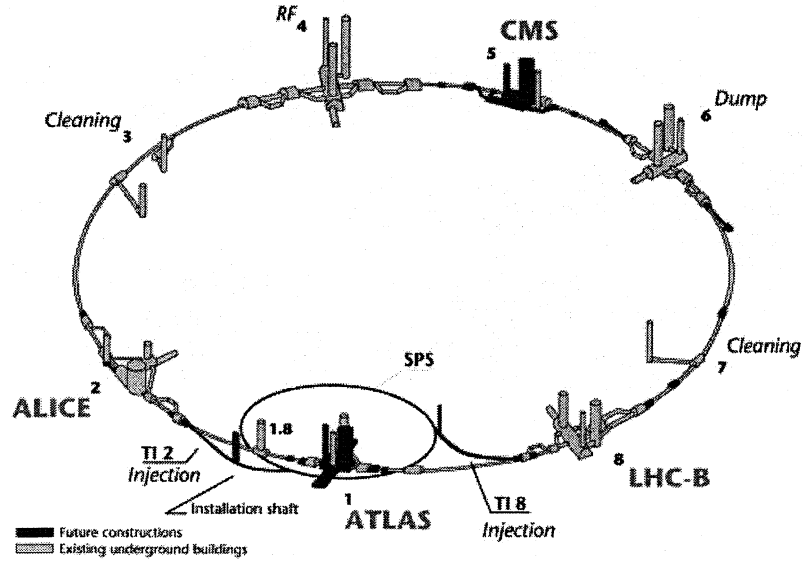


FIG. 2.3 – Schéma du collisionneur LHC et ses futures infrastructures.

-le spectromètre dimuon situé à l'avant couvrant le domaine angulaire  $2^\circ$  à  $9^\circ$  ( $2.5 < |\eta| < 4.0$ ), a été conçu pour mesurer la production des quarkonia.

### 2.4.1 Aimant L3

Le choix de l'aimant pour le détecteur ALICE s'est porté sur un solénoïde à champ magnétique faible ( $< 0.5 \text{ T}$ ). Cette valeur est suffisante pour permettre la détection et l'identification des particules. Comme l'aimant utilisé dans l'expérience L3 [Ade90] remplit ces conditions, il a été choisi de le réutiliser dans l'expérience ALICE. De plus il possède un champ magnétique très uniforme. Néanmoins, pour assurer le maintien de ce dispositif tout le long de la durée de vie de l'expérience, un déconditionnement des circuits de refroidissement de l'aimant est effectué.

### 2.4.2 Trajectographe interne (ITS)

Le rôle principal de l'ITS (Inner Tracking System) [ITS99] est la reconstruction des vertex secondaires de la décroissance de particules charmées et d'hypérons ainsi que l'identification et le suivi des traces des particules chargées à faible  $p_t$  ( $100 \text{ MeV}/c$ ) qui n'atteignent pas la TPC. Il fournit ainsi les propriétés des particules issues des collisions avec une précision de localisation spatiales de quelques dizaines de microns. Il permet également d'améliorer la résolution en impulsion des particules de faible énergie. Ce détecteur se base sur la mesure de la perte d'énergie  $dE/dx$  pour l'identification des particules.

Il est situé à quelques centimètres du point d'interaction, il possède une technologie adaptée pour fonctionner avec une grande densité de particules. Il est constitué de six

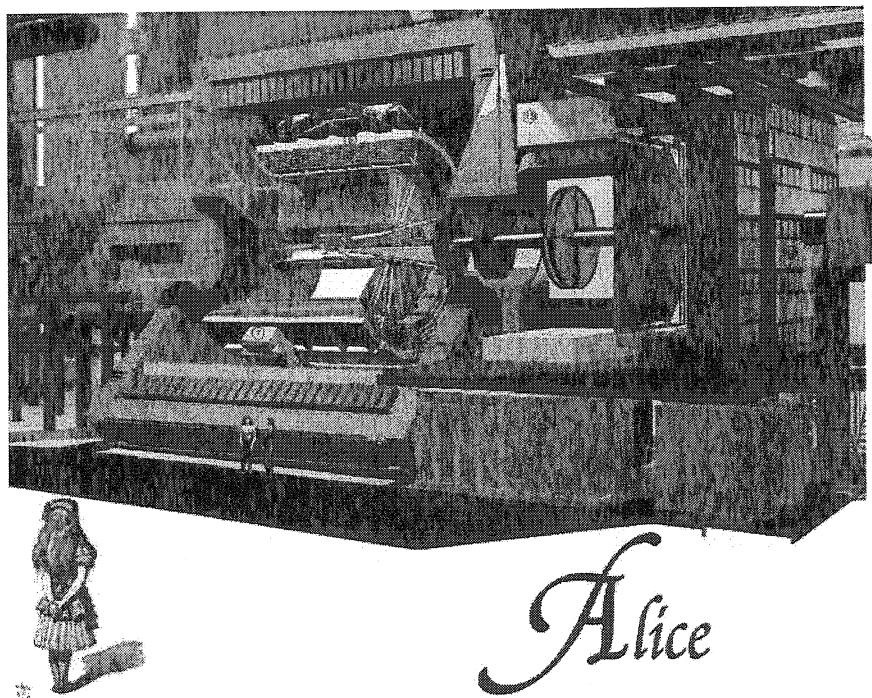
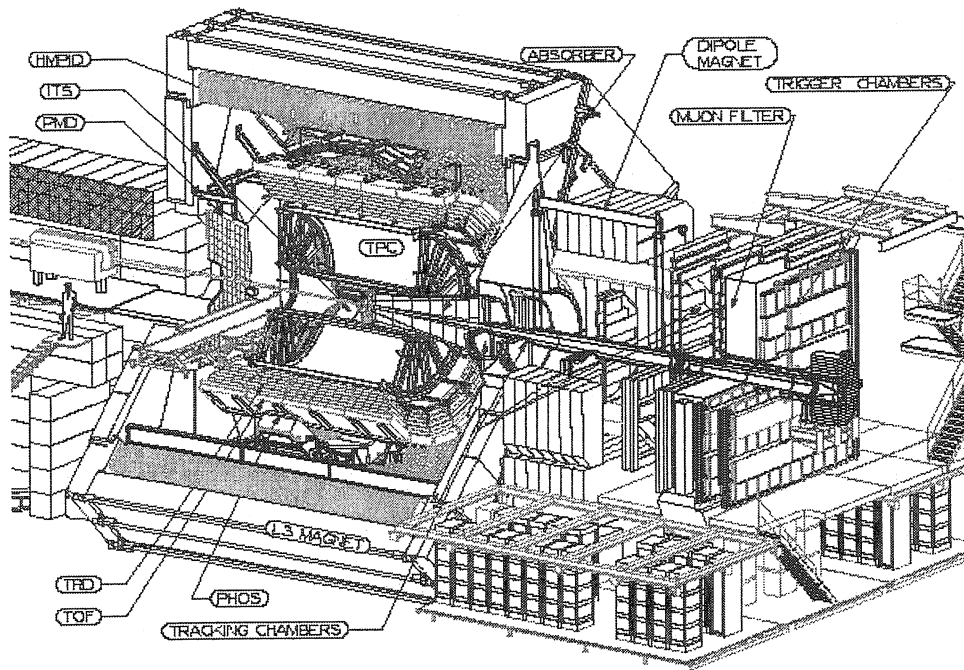


FIG. 2.4 – Vue schématique (en haut) et artistique (en bas) du détecteur ALICE.



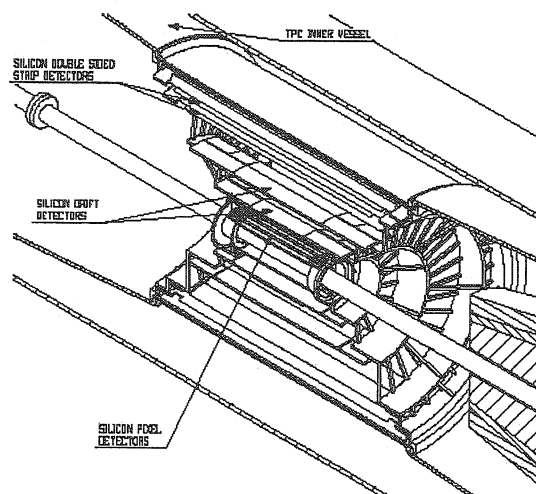


FIG. 2.5 – Vue globale du trajectographe interne (ITS).

couches cylindriques ( $|\eta| < 0.9$ ) de détecteurs silicium à haute résolution dont les positions sont optimisées pour avoir une bonne reconstruction des traces et une bonne résolution sur le paramètre d'impact.

En partant du point de collision vers les couches les plus externes on a (figure 2.5) :

- deux couches cylindriques silicium à pixels (Silicon Pixel Detectors), dont les rayons par rapport à l'axe faisceau sont respectivement 4 et 7 *cm*. Le taux d'occupation est de l'ordre de 1.5 % pour la couche interne et 0.4 % pour la couche externe avec une résolution spatiale de 70  $\mu m$  ;
- deux couches intermédiaires en détecteurs silicium à dérives (Silicon Drift Detectors) placées à 14.9 et 23.8 *cm* ;
- deux couches de semi-conducteurs silicium à micropistes (Silicon Strip Detectors) situées à 39.1 et 43.6 *cm*.

### 2.4.3 Chambre à projection temporelle (TPC)

La TPC (Time Projection Chamber) [TPC00] est un détecteur à gaz de grande dimension, ses rayons interne et externe sont de 0.88 et 2.5 *m*. Cette chambre représente le principal système de trajectographie de l'expérience ALICE. Son temps de réponse est relativement lent (temps de dérive des électrons de l'ordre de 100  $\mu s$ ). Ce détecteur garantit une trajectographie fiable et de bonnes performances même à des multiplicités élevées attendues au LHC. L'identification des particules se fait également par perte d'énergie dans le gaz ( $Ne + 10\%CO_2$ ) avec une résolution meilleure que 10 %. La reconstruction des trajectoires est assurée par la combinaison des informations issues des détecteurs ITS et de la TPC.

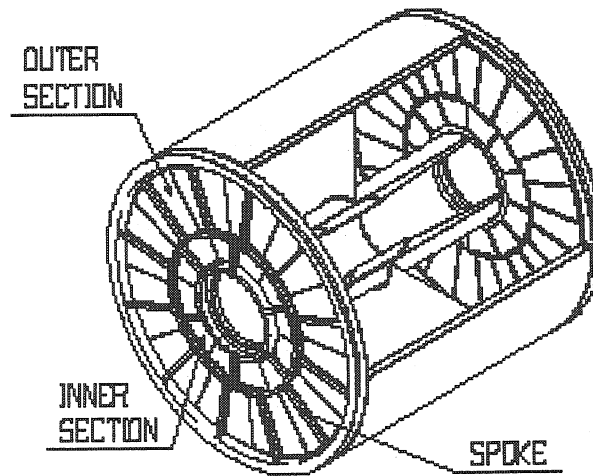


FIG. 2.6 – Vue globale de la chambre à projection temporelle (TPC).

#### 2.4.4 Système d'identification de particules

Un des points forts du détecteur ALICE est la possibilité d'identification de particules en utilisant différentes techniques. Le système PID (Particle Identification Detector) connu pour sa robustesse permet l'identification d'un grand nombre de protons, de kaons et de pions pour chaque événement Pb-Pb. Couplé avec le système de trajectographie, il pourra identifier les hypérons et la décroissance hadronique des mésons charmés.

**Détecteur de temps de vol (TOF)** Le détecteur TOF (Time Of Flight) [TOF00] est constitué d'un système de mesure de temps de vol couvrant l'acceptance de la partie centrale du détecteur ALICE ( $|\eta| \leq 1$ ). C'est une chambre à plaques parallèles résistives placée à un rayon de 3.5 m du point d'interaction. Elle permet la mesure des particules dont les impulsions sont comprises entre 0.5 GeV/c (limite supérieure en  $dE/dx$  de séparation des  $K/\pi$  dans la TPC) et 2.5 GeV/c.

**Détecteur de particules à grande énergie (HMPID)** Placé à 4.5 m de l'axe du faisceau, il est dédié à l'identification des particules d'impulsion élevée, les pions, les kaons et les protons de 1 à 5 GeV/c. Le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) [HMP98] est constitué d'un détecteur à effet Cherenkov, le RICH (Ring Imaging CHerenkov) avec un radiateur à fréon liquide, une photocathode solide (CsI) et un système de lecture par damier.

**Détecteur à rayonnement de transition (TRD)** Les diélectrons produits dans la partie centrale du détecteur seront identifiés à l'aide d'un détecteur à rayonnement de transition, le TRD (Transition Radiation Detector) [TRD01]. Son association avec l'ITS et la TPC permettra la mesure de la production des résonances de mésons vecteurs légers

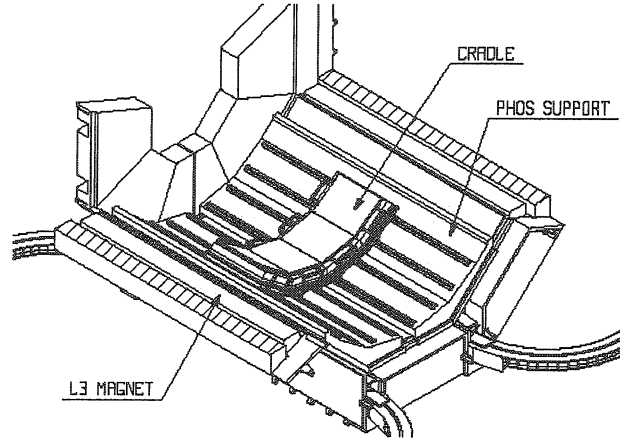


FIG. 2.7 – Disposition du spectromètre à photon (PHOS).

et lourds dans leur voie de décroissance en diélectrons ainsi que l'étude du continuum dileptonique. Il permettra également, par son excellente identification des électrons de haut  $p_t$  ( $> 1 \text{ GeV}/c$ ) associée à la mesure de leur trajectoire dans l'ITS, d'étudier la production de charme et de beauté ouverts dans les collisions noyau-noyau. C'est un détecteur dont la physique est complémentaire à celle du bras dimuon.

#### 2.4.5 Spectromètre à photons (PHOS)

Le PHOS (PHOton Spectrometer) [PHO99] est un détecteur électromagnétique à haute résolution (figure 2.7). Sa couverture angulaire en pseudo-rapacité est  $|\eta| \leq 1.2$ . Il permet la mesure des photons directs ( $0.5 - 10 \text{ GeV}$ ) émis dans la région de rapidité centrale. De plus, la reconstruction de la masse invariante des paires de photons détectés, permet de mesurer les mésons neutres  $\pi^0$  ( $1 < p_t < 20 \text{ GeV}/c$ ) et les  $\eta$  ( $2 < p_t < 20 \text{ GeV}/c$ ). Il est situé à  $5 \text{ m}$  du point d'interaction et couvre une surface de  $8 \text{ m}^2$  pour un volume de  $1.5 \text{ m}^3$ . Il est constitué de cristaux scintillants de  $PbWO_4$ . Ces cristaux ont un rayon de Molière faible, ce qui permet de réduire l'occupation, et une luminosité suffisante pour permettre la lecture par des photodiodes à silicium. Ce système est bien adapté aux photons de basses énergies qui correspondent aux radiations thermiques émises par le QGP et la phase mixte qui sont d'un grand intérêt dans l'étude du plasma, et aussi l'étude du jet quenching.

#### 2.4.6 Détecteurs à grande rapidité

Se sont des détecteurs de petite taille disposés sur une grande gamme de rapidité.

- le détecteur de multiplicités FMD (Forward Multiplicity Detector) [Feo97] placé à  $5.8 \text{ m}$  du point d'interaction permet la mesure des multiplicités des particules chargées dans la région hors de l'acceptance de la partie centrale d'ALICE ( $1.8 < |\eta| < 2.6$ );

- le détecteur de multiplicités de photons PMD (Photon Multiplicity Detector) [PMD99] a été suggéré pour mesurer l'énergie électromagnétique transverse, étudier le flot et estimer les fluctuations événement par événement sur le rapport entre le nombre de particules neutres et chargées ;

- deux calorimètres compacts ZDC (Zero-Degree Calorimeters) [ZDC99], placées dans les tunnels de part et d'autre d'ALICE à une distance de l'ordre de 115 m du point d'interaction, ont pour rôle d'obtenir une information rapide sur la centralité des collisions par interception des fragments spectateurs.

## 2.5 Spectromètre dimuon

A la fin de l'année 1995, il a été décidé de rajouter au détecteur ALICE un bras dimuon [Muo00], qui a pour but de mesurer le spectre complet des résonances de saveurs lourdes comme le  $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ , et  $\Upsilon''$ , au travers leur décroissances muonique dans les collisions proton-proton, proton-noyau et noyau-noyau. La suppression de ces résonances représente une des signatures les plus importantes de la formation du QGP.

### 2.5.1 Critères de conception du spectromètre

Comme la production des saveurs lourdes est faible, il fallait garantir au spectromètre une acceptance suffisante. À petit angle ( $2^\circ$ ) l'ouverture angulaire a été limitée à cause de l'espace occupé par le blindage du tube faisceau qui sert à protéger les chambres de trajectographie des particules secondaires et à grand angle ( $9^\circ$ ) par l'encombrement de la TPC.

L'identification des muons n'est possible que pour des impulsions supérieures à 4 GeV/c à cause de l'absorbeur frontal qui a pour rôle de réduire le nombre de hadrons incidents, notamment les kaons et les pions avant leur désintégration en muons.

Comme la densité de particules est élevée dans une collision centrale plomb-plomb ( $> 15000$  particules dans un cône de  $15^\circ$ ), les détecteurs avant doivent être protégés spécialement des particules issues du tube faisceau.

La résolution en masse nécessaire pour la séparation des résonances est déterminée par les fluctuations sur l'angle et la perte d'énergie des muons dans l'absorbeur frontal, la diffusion multiple dans les chambres de trajectographie, la résolution spatiale ainsi que le nombre et la position des plans de trajectographie et enfin la valeur du champ magnétique de l'aimant. Le spectromètre a été conçu pour que chacun de ces paramètres ait une influence comparable sur la valeur de la résolution. La résolution en masse nécessaire pour la séparation des différentes résonances et notamment  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$  doit être meilleure que 100 MeV/c<sup>2</sup> autour d'une énergie de 10 GeV/c<sup>2</sup>.

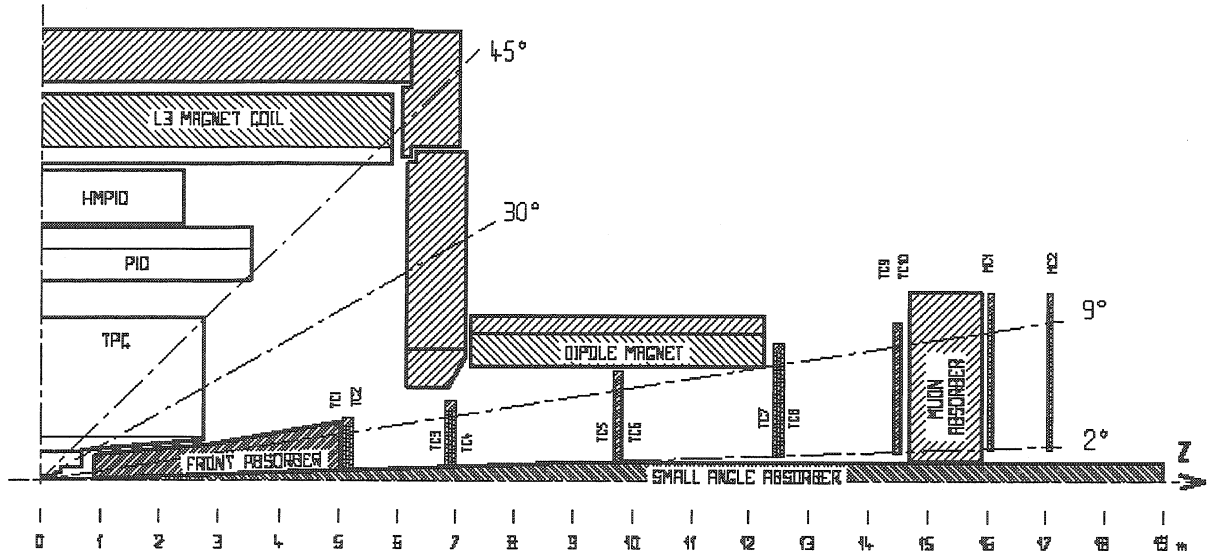


FIG. 2.8 – Disposition du spectromètre dimuon par rapport à la partie centrale du détecteur ALICE

### 2.5.2 Description du détecteur

Le spectromètre dimuon et sa disposition dans le détecteur ALICE sont montrés sur la figure 2.8.

Le détecteur comprend un absorber frontal ( $\sim 10 \lambda_{int}$ ) situé à 90 cm du vertex, constitué de couches à densités différentes. Un aimant dipolaire est placé en dehors de l'aimant L3 avec un champ magnétique de 3 Tm. Dix plans de détection à haute granularité pour la trajectographie, disposés deux à deux. A l'extrémité du spectromètre on distingue un second absorber en fer ( $\sim 7.2 \lambda_{int}$ ) et quatre plans de détection pour l'identification des muons et pour le déclenchement de l'acquisition. Le spectromètre est blindé à l'aide d'un absorber en forme de crayon qui entoure le tube faisceau et dont le diamètre externe maximum atteint 60 cm.

**Aimant** L'aimant est un élément essentiel du spectromètre, il est destiné à séparer les muons de charges opposées par déflexion dans le champ magnétique. Ce qui permet alors la détermination du signe de la particule et la mesure de son impulsion (la déflexion angulaire est inversement proportionnelle à l'impulsion de la particule). Les dimensions de l'aimant dépendent des exigences physiques (résolution en masse et acceptance géométrique) et du coût.

Plusieurs propositions ont été étudiées pour le choix de cet aimant [Cus96a, Cus96b]. Le meilleur compromis est un aimant dipolaire chaud en forme de fer à cheval (figure 2.9) de 900 tonnes, d'une ouverture de 3.9 m (acceptance entre 2° et 9°) et d'une longueur qui avoisine les 5 m fournissant un champ magnétique central de 0.7 T (champ intégral de 3 Tm). Le refroidissement de cet aimant se fait par un circuit à eau. Les avantages de

la structure mécanique de ce dipôle est qu'il possède une géométrie très simple, facile à transporter, à monter et à utiliser. Le matériau choisi pour le bobinage est l'aluminium. Le bâti est constitué de plusieurs modules en acier pour faciliter l'assemblage. Cet aimant a été réalisé à Vannes par l'entreprise SIGMAPHI, financé par la région des pays de la Loire. C'est le laboratoire SUBATECH qui a eu l'initiative de ce projet qui a coûté 749000 euros.

**Absorbeurs** Le rôle des absorbeurs est la protection des détecteurs des flux élevés de particules issues des collisions ainsi que des particules du faisceau. Trois types d'absorbeurs ont été implantés dans le bras dimuon. On distingue : l'absorbeur frontal dans la région d'acceptance, l'absorbeur entourant le tube faisceau et le filtre à muons. Les caractéristiques de ces absorbeurs ont été choisies en se basant sur des simulations et sur des données d'expériences de référence.

**Absorbeur frontal** Avec une longueur de quatre mètres et un poids d'environ 34 tonnes, l'absorbeur frontal est considéré comme l'élément principal des trois [Cus96c, Cus98]. Il est placé le plus proche possible (90 cm) du point d'interaction afin de réduire au maximum le fond de muons issus de décroissances des pions et kaons. Cette distance ne peut pas être réduite à cause des contraintes géométriques telles que la dimension de l'ITS. On peut décomposer l'absorbeur frontal en trois parties (figure 2.10) :

- le cône central dont la partie avant est constituée de matériaux de faible numéro atomique  $Z$  (carbone) pour limiter la diffusion multiple et du béton. En ce qui concerne la partie arrière, elle est composée d'éléments de  $Z$  élevé (plomb, tungstène) pour absorber les gerbes et particules secondaires produites dans le matériau absorbant lui-même, ainsi que de polyéthylène boré pour absorber les neutrons de basse énergie. Elle permet également de protéger la première station de trajectographie du flux de photons et d'électrons corrélés aux muons de grande énergie ;

- la couche externe est blindée avec des matériaux denses, protège les détecteurs centraux d'ALICE, notamment la TPC du flux de particules chargées et des neutrons rétro-diffusés qui sont considérés comme bruit de fond ;

- le blindage interne qui a pour rôle d'absorber les particules provenant du tube faisceau grâce à sa composition en plomb et en tungstène.

**Blindage du tube faisceau** Il est constitué de matériaux denses, du tungstène pour les régions les plus critiques et d'un alliage de plomb et de tungstène pour le reste (à cause du coût). Son enveloppe externe est profilée en forme de crayon de façon à suivre l'acceptance angulaire. L'ouverture angulaire de  $2^\circ$  se prolonge jusqu'à un rayon de 30 cm puis garde le même diamètre jusqu'au bout du spectromètre. Il permet de protéger les chambres des particules produites aux grandes valeurs de rapidité ainsi que des secondaires.

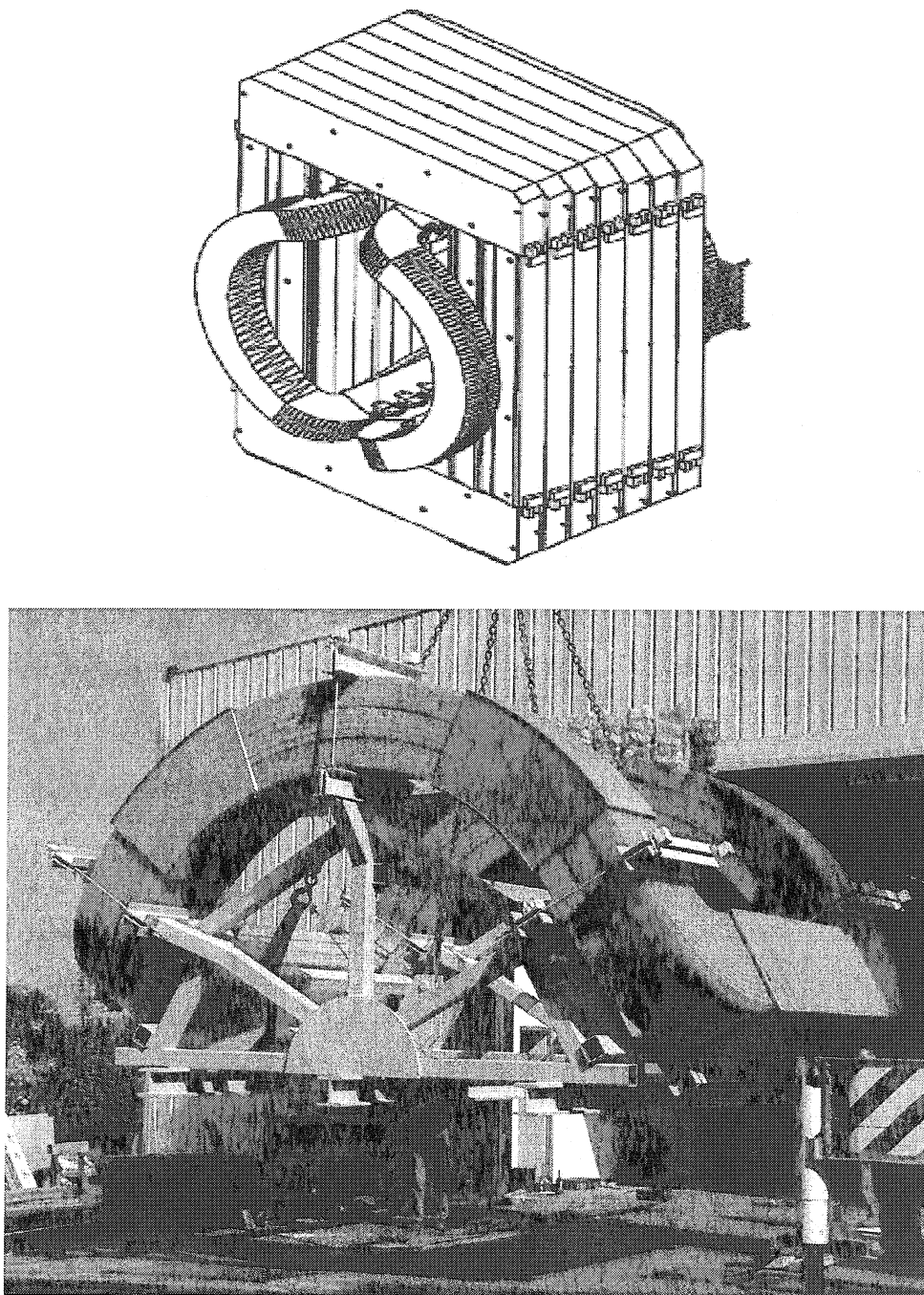


FIG. 2.9 – Vue globale et photo de l'aimant du spectromètre dimuon.

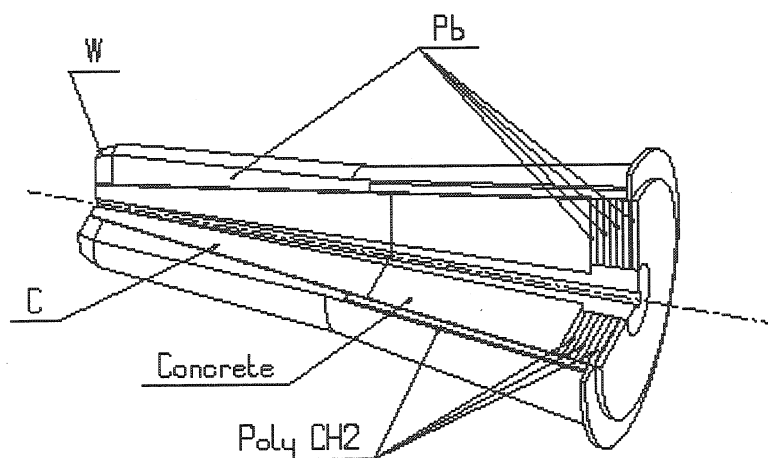


FIG. 2.10 – Schéma de l'absorbeur frontal et les matériaux le composant.

**Filtre à muons** Il est placé à une distance de 15 m du point d'interaction entre la dernière chambre de trajectographie et la première chambre de déclenchement. Il est constitué d'un mur de fer dont les dimensions sont :  $5.6 \times 5.6 \times 1.2 \text{ m}^3$ . Son épaisseur de  $7.2 \lambda_{int}$  permet de réduire le nombre de hadrons de hautes énergies à un niveau négligeable dans les chambres de déclenchement (les hadrons qui n'ont pas été absorbés par l'absorbeur frontal).

**Système de déclenchement (trigger)** Le système de déclenchement a pour but de sélectionner des muons de grande impulsion transverse  $p_t$  émis lors de la désintégration des familles de résonance  $J/\psi$  et  $\Upsilon$  (les muons de faibles  $p_t$  constituent un bruit de fond). Afin de ne conserver que les paires  $\mu^+\mu^-$  recherchées, une coupure en impulsion transverse est appliquée par le système. La coupure est réalisée à deux niveaux de déclenchement : une première coupure est faite par des circuits rapides spécialisés et une seconde plus précise est accomplie par des processeurs rapides. Les informations vont servir également à l'identification des traces.

Le système de déclenchement est situé derrière le filtre à muons. Il comprend deux stations situées à 16 m du point d'interaction et distantes de 1 m l'une de l'autre. Elles sont constituées chacune de deux plans de détecteurs à plaques résistives (Resistive Plate Chamber) à simple étage ( $6 \times 6 \text{ m}^2$ ) fonctionnant en mode streamer (rapidité de réponse).

Le choix de ces détecteurs s'est porté sur des chambres à plaques résistives (RPC) montrées sur la figure 2.11 [San81, Car88]. Elles sont robustes et permettent de couvrir de grandes surfaces à un prix modéré. Elles sont composées d'une fine couche de gaz de 2 mm délimitée par deux plaques résistives de bakélite maintenues par l'intermédiaire d'espateurs, de feuilles de graphite auxquelles est appliquée la haute tension et enfin de plans de lecture par bandes dans les directions X et Y. La résolution spatiale correspondante est de l'ordre de 1 cm nécessaire pour la sélection des muons à  $p_t$  élevé et le rejet du bruit de fond.



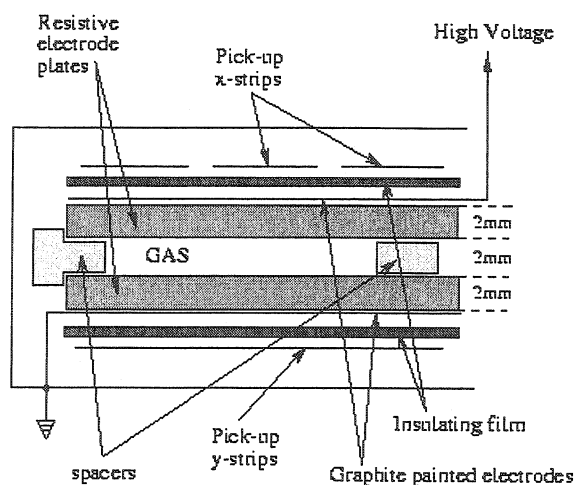


FIG. 2.11 – Description d’une chambre à plaques résistives (RPC) à un étage utilisée dans le système de déclenchement du spectromètre dimuon.

La réponse des chambres est rapide (le temps de montée du signal est de  $2\text{ ns}$  et une fenêtre de  $20\text{ ns}$ ), ce qui permet le traitement rapide des signaux et de diminuer le temps mort. De plus cela permet de couper une partie du bruit de fond car seulement 50 % des particules chargées, 10 % des photons et 1 % des neutrons atteignent le déclencheur  $20\text{ ns}$  après les muons rapides.

**Système de trajectographie (tracking)** Le système de trajectographie du spectromètre dimuon est composé de cinq stations, chacune d’elles englobe deux chambres fournissant une localisation spatiale du point d’impact suivant deux directions (localisation bidimensionnelle). Quatre stations sont placées deux à deux de part et d’autre de l’aimant pour mesurer l’angle de déviation de la particule, par contre, la station 3 (TC5/TC6), située à l’intérieur fournit une information sagittale.

Le nombre et l’emplacement des plans de détection ont été optimisés pour obtenir la meilleure résolution en masse possible dans la région du méson  $\Upsilon$ .

Chaque plan de trajectographie doit avoir une épaisseur en longueur de radiation de 3 % et un taux d’occupation inférieur à 5 %. La surface active varie d’une station à une autre (entre  $2.5$  et  $20\text{ m}^2$ ), avec une surface totale d’environ  $100\text{ m}^2$ . Le nombre de voies de lecture est de l’ordre de 1.5 millions afin de garantir une granularité suffisante et un faible taux d’occupation.

La chapitre 3 sera consacré de manière plus détaillée aux chambres de trajectographie.

## Chapitre 3

# Chambres de trajectographie

Ce chapitre décrit le type de chambres de trajectographie retenues pour le spectromètre dimuon de l'expérience ALICE : les caractéristiques géométriques, les contraintes imposées et les performances attendues. Il montre aussi les étapes et les difficultés techniques pour la réalisation de ce type de détecteurs.

### 3.1 Choix du type de chambres

Les détecteurs gazeux ont été choisis pour équiper le système de trajectographie du spectromètre dimuon. Ils permettent de couvrir de grandes surfaces pour des coûts modérés tout en assurant de bonnes performances. Deux cas ont été étudiés : le détecteur MICROMEGAS (MICROMesh Gaseous Structure) et les chambres à fils CSC (Cathode Strip Chamber) et CPC (Cathode Pad Chamber).

Le détecteur MICROMEGAS a été imaginé par G. Charpak [Gio96]. C'est une chambre proportionnelle à plaques parallèles très asymétrique, constituée de deux étages, un pour la dérive des électrons et l'autre pour l'amplification.

Il fait partie de la nouvelle génération des détecteurs. Ce nouveau concept autorise de très hauts flux de particules avec une bonne résolution spatiale tout en ayant une faible longueur de radiation. Cette option a fait l'objet d'un travail de R&D (Recherches et Développement) à SUBATECH (Nantes) [Lab01]. Malgré sa robustesse, sa structure légère et ses performances, MICROMEGAS n'a pas été retenu, essentiellement à cause de sa nouveauté.

Ce sont les chambres proportionnelles multifils [Kha99] qui ont été retenues. Elle font partie de la famille des chambres développées à la fin des années 60 par G. Charpak [Cha68, Cha70a, Cha70b]. Ces détecteurs sont robustes avec une très bonne efficacité de détection sous des flux de rayonnements élevés. La lecture bidimensionnelle par damiers (pads), permet d'obtenir des résolutions spatiales de quelques dizaines de micromètres dans le plan dit de haute résolution (plan de déviation de l'aimant) et de l'ordre du millimètre dans le second plan (plan de non-déviation).

Station	Nb d'impacts tot.	Chargées	Photons	Neutres	Densité max. ( $10^{-2}cm^{-2}$ )
1	320	292	18	4	4.0
2	340	304	24	4	1.6
3	230	192	30	6	0.6
4	380	286	70	14	1.0
5	620	534	66	14	1.2

TAB. 3.1 – Nombre d'impacts et densité maximale par unité de surface pour les cinq stations de trajectographie. Un facteur de sûreté 2 est inclus.

## 3.2 Contraintes expérimentales sur les chambres

### 3.2.1 Flux de particules (bruit de fond)

Les chambres du spectromètre dimuon devront fonctionner sous un flux de particules élevé composé de particules chargées, de neutrons et de photons. La situation la plus critique est attendue pour les collisions Pb-Pb centrales pour lesquelles les multiplicités atteindront 620 particules par collision dans le cas le plus défavorable (station 5). Pour la trajectographie, ce nombre ne constitue pas un handicap, car le paramètre le plus important est la densité de particules sur les chambres. Le tableau 3.1 donne le nombre de particules incidentes ainsi que la densité maximale par unité de surface pour chacune des cinq stations de trajectographie. Ces valeurs ont été obtenues à partir de calculs basés sur le programme FLUKA (il simule l'interaction des particules avec les matériaux absorbant et notamment les gerbes hadroniques et électromagnétiques) [Fas93]. Un mélange gazeux contenant 80 % d'argon et 20 % de  $CO_2$  est pris en compte dans cette simulation (c'est le mélange retenu pour les chambres de trajectographie). L'utilisation du  $CO_2$  réduit le nombre d'impact sur les chambres dû aux neutrons et aux photons contrairement à un hydrocarbure tel que l'isobutane qui induirait un bruit plus important. Un facteur 2 de sûreté est appliqué à toutes les densités de particules pour tenir compte des incertitudes sur les phénomènes physiques de production de particules et sur la production des particules provenant des absorbeurs, ainsi que d'autres sources de bruit de fond plus difficile à estimer.

La figure 3.1 représente la distribution des densités de particules pour des collisions Pb-Pb centrales en fonction du rayon des chambres. La densité décroît avec le rayon et est maximale près du blindage du tube faisceau.

### 3.2.2 Taux d'interaction

Les luminosités attendues auprès du LHC en mode ion-ion induisent dans le bras dimuon de faibles taux d'interaction mais des multiplicités élevées. Le taux d'interaction dépend du type de faisceau disponible comme le montre le tableau 3.2.

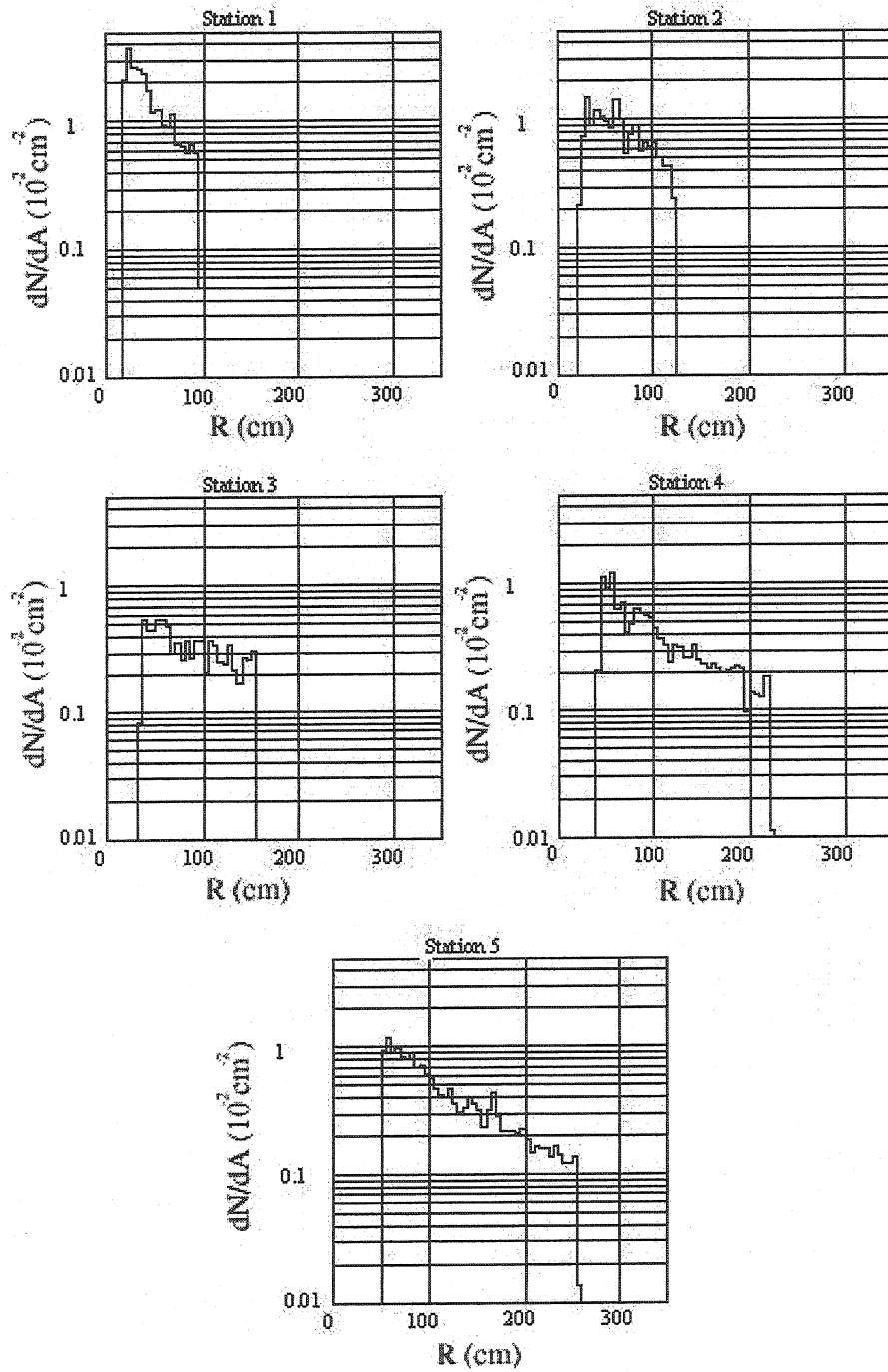


FIG. 3.1 – Densités d'impacts en fonction du rayon transverse des cinq stations de trajectographie issues de dix collisions centrales Pb-Pb générées par le code HIJING [Wan91]. Un facteur de sûreté 2 est inclus.

Ion	Luminosité ( $cm^{-2}s^{-1}$ )	Taux (MHz)
Plomb	$10^{27}$	0.008
Calcium	$10^{29}$	0.300
Proton	$10^{31}$	1.000

TAB. 3.2 – Taux d'interaction en fonction de la nature du faisceau pour des collisions au biais minimum.

### 3.2.3 Résolution en masse

Le but essentiel du spectromètre est la séparation des résonances de saveurs lourdes en particulier celles de  $\Upsilon$  identifiable dans son canal de désintégration muonique. Une résolution requise sur la masse invariante de la paire de muons est de  $100 \text{ MeV}/c^2$ . Afin d'atteindre cette condition, il faut satisfaire les exigences suivantes :

- une résolution spatiale dans le plan de déviation inférieure à  $100 \mu m$ . Cette valeur comprend tous les effets dégradants, tel que : un mauvais alignement, les déformations, les vibrations et les défauts mécaniques afin d'avoir une résolution en impulsion inférieure à 1% ;
- une résolution dans le plan de non-déviation inférieure à  $2 \text{ mm}$  ;
- une épaisseur en longueur de radiation des chambres ( $X/X_0$ ) inférieure à 3 % (figure 3.2).

### 3.2.4 Efficacité

Le calcul de la masse invariante nécessite 20 mesures : 2 mesures (dans les directions X et Y) par plan, 2 plans par station et 5 stations qui constituent le système de trajectographie. L'efficacité souhaitée par plan (chambre) doit être au moins égale à 99 %. Nous verrons par la suite que cette valeur n'est pas meilleure que 98 % d'après les tests sous faisceau.

### 3.2.5 Dimension des chambres

Du fait de l'acceptance du spectromètre, les muons sont détectés suivant un cône (voir distribution en rapidité des muons au chapitre 7). Les surfaces actives des deux premières stations de trajectographie sont simplement la projection géométrique de ce cône. Par contre, les deux dernières stations ont une surface plus importante et permettent la détection des particules après leur déviation dans le spectromètre. Le tableau 3.3 représente une récapitulation des surfaces actives des cinq stations ainsi que leurs positions  $Z$  par rapport au point d'interaction.

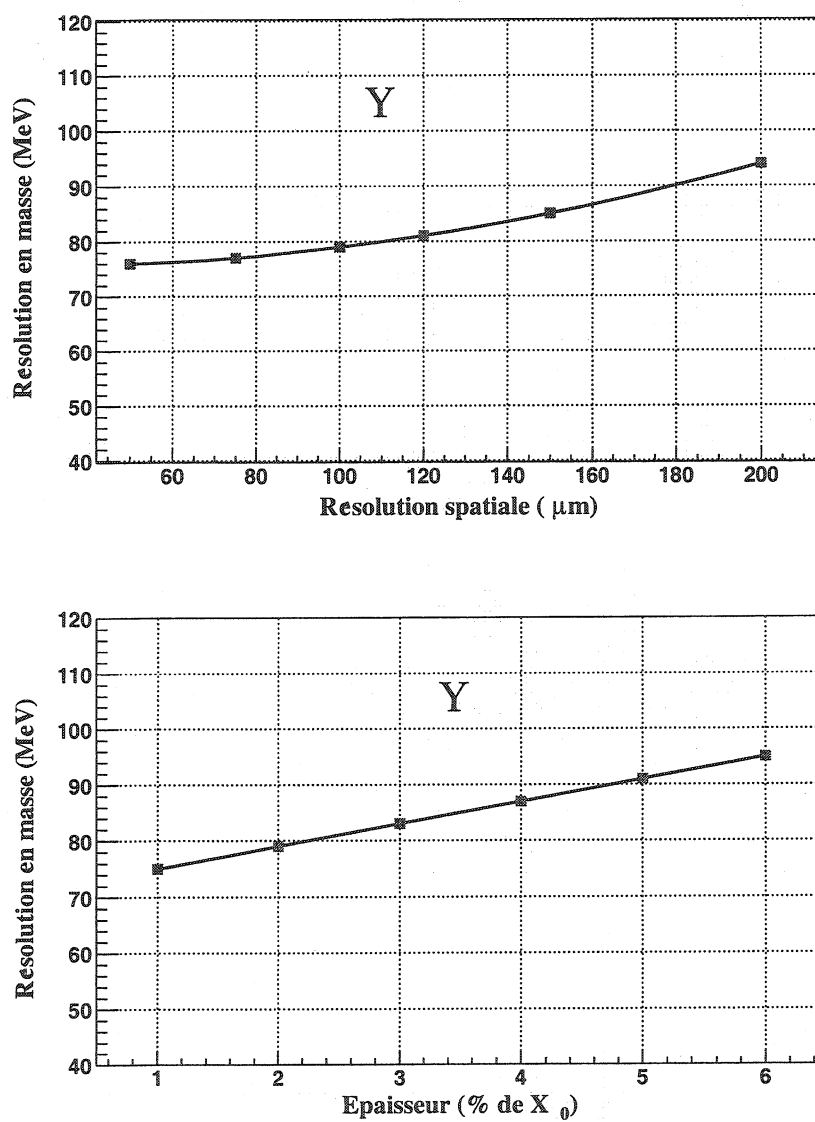


FIG. 3.2 – Variation de la résolution en masse en fonction de la résolution spatiale et de l'épaisseur des chambres pour des mésons  $\Upsilon$ .

Station	Diamètre interne (mm)	Diamètre externe (mm)	Position Z (mm)
1	364	1766	-5400
2	464	2238	-6860
3	660	3166	-9750
4	670	4405	-12490
5	670	5132	-14490

TAB. 3.3 – Surface active et position Z des cinq stations de trajectographie.

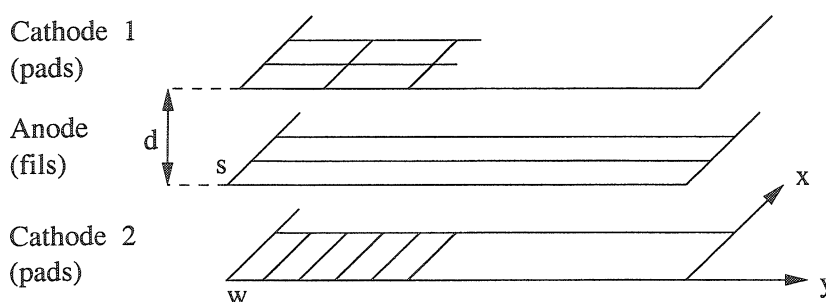


FIG. 3.3 – Paramètres géométriques caractéristiques d'une CPC.

### 3.2.6 Structure générale des chambres

Les cinq stations de trajectographie ont des tâches différentes au sein du spectromètre, donc des géométries internes différentes. On peut citer trois classes :

- stations 1 et 2 : elles couvrent une petite surface et elles subissent un flux de particules très élevé. Ceci impose une lecture à très haute granularité ;
- station 3 : cette station a la particularité de se situer à l'intérieur du dipôle. Le flux de particules est faible. Les effets de diffusion multiple doivent être minimisés pour ne pas dégrader la résolution en masse ;
- stations 4 et 5 : on peut considérer ces stations dans un cas intermédiaire en terme de flux de particules. Leur grande surface ne pose pas un problème mécanique car la longueur des fils est la même pour toutes les chambres (40 cm). Elles doivent être capable d'assurer une bonne planéité et une rigidité vis-à-vis des forces électrostatiques.

La géométrie de la chambre est aussi un compromis entre coût de l'électronique de lecture, c'est-à-dire le nombre de voies et la performance.

On peut définir les paramètres internes des chambres comme suit : distance anode-cathode, distance entre les fils et dimension des pads (figure 3.3). Ils sont adaptés pour chaque station (ils dépendent du flux de particules et de l'épaisseur en  $X_0$ ).

**Distance anode-cathode  $d$**  Plus cette distance est faible et plus le nombre d'électrons primaires créés dans la chambre décroît, ce qui détériore l'efficacité intrinsèque du détecteur. D'autre part, l'étalement de la charge induite sur la cathode sera réduit, et

Densité	Plan de déviation ( $mm^2$ )	Plan de non-déviation ( $mm^2$ )
1	5 x 25	7.143 x 25
2	5 x 75	7.143 x 75
3	5 x 100	7.143 x 100

TAB. 3.4 – Taille des pads des deux plans : déviation et de non-déviation pour les stations 3, 4 et 5.

par conséquent le taux d'occupation sera moins important (ce qui permet d'améliorer la séparation de deux particules différentes. La valeur maximale du taux d'occupation souhaitée est de 5 %). La valeur de la distance anode-cathode retenue est de 2.5 mm pour les stations 3, 4 et 5.

**Distance entre les fils  $s$**  Sur le plan de non-déviation la résolution spatiale dépend de cette valeur comme suit :  $\sigma = s/\sqrt{12}$  (écart type d'une distribution uniforme de largeur  $s$ ). Avec  $s = 2.5$  mm (égale à la distance anode-cathode [Cha73, Gat79]), on obtient une résolution de 700 – 800  $\mu m$ , ce qui correspond à la valeur observée expérimentalement.

**Largeur des pads (damiers)  $w$**  La largeur des pads (direction Y : plan de déviation) est choisie de manière à obtenir une résolution spatiale correcte. Des études ont montré que la valeur typique correspond à :  $w/d \sim 1.4 - 1.6$  [Kho94]. Pour une valeur de  $w = 5$  mm ( $w/d \sim 2$ ), la majeure partie de la charge est étalée sur 3 pads ce qui est une condition minimale pour reconstruire un barycentre assez robuste (voir chapitre 5). Avec cette valeur on obtient des résolutions en position comprises entre 40 et 60  $\mu m$ . Cette valeur a donc été retenue.

Plusieurs tests sous faisceaux ont été réalisés avec des cathodes à pads de dimensions différentes. Les chambres des stations 3, 4 et 5 sont équipées de pads de tailles différentes (tableau 3.4). Par référence à cette densité, on classe les chambres en trois catégories (appelées densités) différentes.

### 3.3 Description des prototypes

#### 3.3.1 Critères sur le choix de l'anode (plan de fils)

Le diamètre des fils doit impérativement être très fin de l'ordre de quelques dizaines de micromètres pour diminuer les forces électrostatiques s'exerçant sur les fils, et pour avoir un gain élevé [Dia91]. Les fils doivent être les plus lisses possible afin d'éviter tous phénomènes de décharges. Ils doivent aussi supporter une tension mécanique suffisante permettant de contrebalancer les phénomènes d'attraction électrostatique. La tension appliquée aux fils étant la même, donc ils se repoussent, deviennent instables et se déforment. Le tableau 3.5 donne la tension mécanique maximale pour des diamètres de fils les plus



Diamètre du fil ( $\mu m$ )	Tension mécanique maximale (N)
5	0.04
10	0.16
20	0.65
30	1.45

TAB. 3.5 – Tensions mécaniques maximales (tensions de rupture) pour plusieurs diamètres de fils en tungstène.

couramment utilisés (en tungstène). En pratique, les fils sont généralement tendus à 75 % de leur valeur de rupture.

Le point de fusion doit être élevé pour éviter aux fils de fondre lors d'un arc électrique dû à un claquage (décharge). Et enfin, ils doivent être collables sur les espaceurs (cas des stations 3, 4 et 5).

### 3.3.2 Critères sur le choix des cathodes (plans de pads)

Les cathodes doivent évidemment être conductrices et avoir une épaisseur en longueur de radiation très faible. Elles doivent être aussi étanches au gaz contenu dans la chambre. La largeur des cathodes est de 40 *cm* pour minimiser la contrainte sur les fils. C'est un moyen de construire une chambre de grande dimension sans structure métallique.

### 3.3.3 Quantité de matière dans la chambre

La longueur de radiation d'un matériau donné représente sa quantité de matière (épaisseur en  $X_0$ ). La quantité de matière d'une chambre est la contribution de tous les éléments qui composent cette chambre. La quantité de matière d'un élément dans le détecteur prend en compte sa nature, son épaisseur et son étalement par rapport à la surface totale de la chambre.

Cette valeur reste relativement faible dans le cas de notre détecteur malgré les épaisseurs de ses composants. Elle vaut en moyenne  $X/X_0=1.56$  %, et 1.2 % sans l'électronique de lecture.

## 3.4 Protocole d'assemblage des prototypes

L'idée principale pour la construction d'une latte est d'éliminer tous les matériaux métalliques, excepté les fils anodiques et le cuivre des circuits imprimés. De plus, l'épaisseur de la matière doit être la plus faible possible, des matériaux très légers (une faible longueur de radiation  $X/X_0$ ) et une homogénéité géométrique est exigée sur toute la surface du détecteur. Il faut assurer aussi une bonne étanchéité de l'ensemble de la structure pour

éviter toute fuite de gaz. Le mélange gazeux doit être compatible avec les composants du détecteur par crainte des réactions chimiques.

En général (notre cas), les fils sont connectés à la haute tension et les cathodes à la masse car elles servent de blindage électromagnétique vis-à-vis des parasites extérieurs, et le traitement des signaux est plus simple en évitant l'emploi de condensateurs de découplage.

#### 3.4.1 Principaux composants de la latte

Les principaux composants de la latte sont les suivants :

- les panneaux de type sandwich (carbone) : des travaux antérieurs ont montré qu'avec ce type de configuration on obtenait une meilleure stabilité mécanique. L'épaisseur de ces panneaux est de 8.4 mm. Ils sont constitués par deux peaux de carbone d'épaisseur 200  $\mu\text{m}$  séparées par une couche de nid d'abeille de 8 mm de Nomex ;
- circuits imprimés (PCB : Print Circuit Board) : ce sont les composants sur lesquels les pads sont reliés à l'électronique de lecture par des strips. Ces circuits sont de dimensions 400 x 400 mm<sup>2</sup> ;
- espaceurs : se sont des isolants qui définissent le pas entre les fils et les deux espaces anode-cathodes.

#### 3.4.2 Assemblage de la latte

L'assemblage de la latte s'effectue sur un marbre qui assure une très bonne planéité.

Nous allons décrire ci-dessous brièvement les différentes opérations pour l'assemblage d'une latte.

##### *Isolation circuit imprimé-carbone*

Pour minimiser le bruit électronique et donc la capacité du détecteur (il s'agit de la capacité entre strips et pads), une feuille de Nomex (polyimide) d'épaisseur 250  $\mu\text{m}$  est collée entre les PCB et le carbone du panneau sandwich à l'aide d'une colle époxy.

##### *Collage des PCB sur les panneaux sandwich*

Pour les grandes lattes, six circuits imprimés sont collés sur chaque panneau (12 en tout). La colle époxy est appliquée sur chaque surface (feuille de Nomex des panneaux et côté strips des PCB). Après dépressurisation qui dure environ 18 heures (se fait à l'aide d'une pompe qui maintient une pression constante dans une couverture en plastique contenant l'ensemble PCB-panneaux), il est nécessaire de vérifier la planéité des cathodes.

##### *Collage des espaceurs sur les cathodes*

Les espaceurs sont en PPO NORLYL, très bon isolant électrique. Ils ont été choisis pour leur faible absorption de l'humidité. Après collage des espaceurs, il faut vérifier qu'il n'y a pas de vide entre chaque espaceur (le cas contraire engendre un pas entre fils plus important).

##### *Collage des fils sur les espaceurs*

Les fils constituant le plan anodique sont en Tungstène Rhénium dont le diamètre est de 20  $\mu\text{m}$ . La faible longueur des fils (40 cm) permet la réduction des contraintes

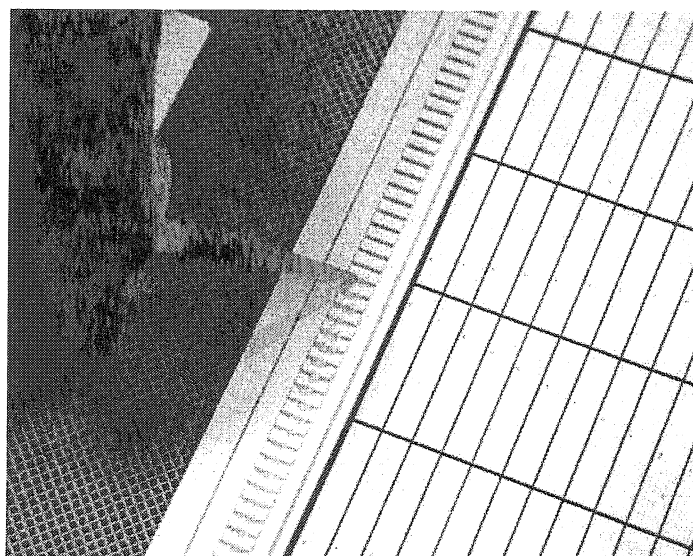


FIG. 3.4 – Collage des fils anodiques sur les espaceurs avec de l'époxy. C'est le plan de déviation qui est lisible sur la photo. Sur chaque pad on observe un trou (via) qui sert à le relier au strip correspondant.

mécaniques qu'ils subissent ( $\sim 0.4\text{ N}$ ). Les fils sont collés grâce à des "V" taillés sur les espaceurs comme le montre la figure 3.4. Ces formes en "V" définissent le pas entre fils. Cette opération est très délicate et demande au moins un jour de travail.

#### *Connexion des fils à la haute tension*

Les fils sont reliés en dehors des espaceurs par du cuivre adhésif de largeur 4 mm (pour assurer la conduction électrique à la haute tension) collé avec de l'époxy d'argent. Ce ruban de cuivre est lui même connecté à la haute tension par des micro-câbles. Les cathodes par contre, sont portés à la masse et servent de blindage contre les parasites externes.

#### *Assemblage des cathodes*

C'est la dernière phase de l'assemblage de la latte. A la fin de l'opération, Il faut s'assurer de la bonne étanchéité pour éviter toute fuite de gaz.

L'assemblage d'une latte demande en moyenne une semaine de travail.

# Chapitre 4

## Résumé des tests sous faisceau

### 4.1 Introduction

Plusieurs prototypes de chambre à fils à cathodes segmentées ont fait l'objet de tests sous faisceau au CERN. Ils ont été développés dans le cadre d'un programme de R&D des cinq stations du système de trajectographie du bras dimuon de l'expérience ALICE. Les deux chambres de type latte qui feront l'objet de notre étude ont été réalisées à SUBATECH à l'Ecole des Mines de Nantes. L'une a fait l'objet d'un test sous faisceau au PS avec des pions de  $7\text{ GeV}/c$  en octobre 2001 [Bou02] (figure 4.1) et la seconde sous un faisceau de muons de  $100\text{ GeV}/c$  en juillet 2003 au SPS.

Pour valider les résultats de la simulation du fonctionnement des chambres, on ne peut que les comparer aux résultats de mesures expérimentales effectuées au CERN. Ce chapitre résume les protocoles des tests expérimentaux ainsi que les principaux paramètres renseignant sur les performances des chambres en situation d'expérience, dont par exemple la tension anode-cathodes, où la résolution spatiale qui est délicate à obtenir en laboratoire avec des sources radioactives. L'interprétation et la confrontation de ces données expérimentales aux résultats de simulation permettent dans certains cas d'appréhender certains effets "cachés" du fonctionnement des chambres se déroulant à l'échelle microscopique.

### 4.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur les figures 4.2 et 4.3. Il est constitué de trois parties : le système de déclenchement, le système de trajectographie et le prototype étudié.

Le déclenchement de l'acquisition est réalisé par la coïncidence de deux scintillateurs disposés en croix placés de part et d'autre du système de trajectographie. Le système de trajectographie comporte cinq détecteurs silicium à micro-pistes dans la direction X et dans la direction Y. Ces détecteurs sont disposés le long de l'axe du faisceau. Trois d'entre eux sont placés en amont de la chambre, et les deux autres en aval.

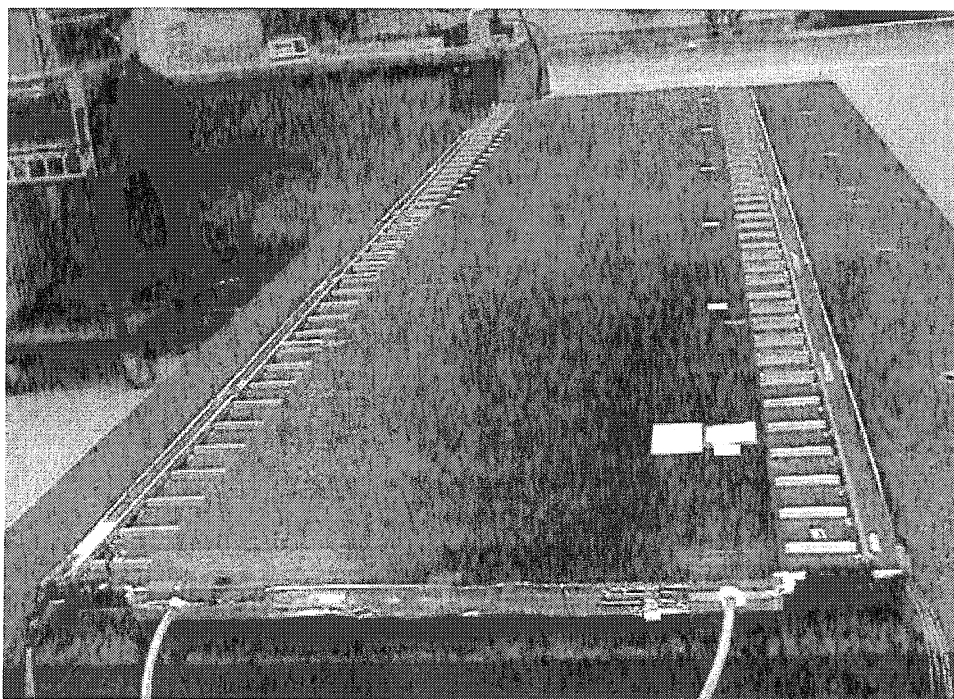


FIG. 4.1 – Photo du prototype CPC (densité 1) testé en octobre 2001. Ce détecteur a été réalisé en mai 2001 au laboratoire SUBATECH de Nantes. Il s'agit d'une chambre de grande dimension (surface active  $2400 \times 400 \text{ mm}^2$ ) telles qu'il en existera dans les stations 4 et 5 du spectromètre dimuon d'ALICE. Le détecteur est posé sur son marbre d'assemblage. L'élément structurel de la latte est un double sandwich carbone. Les micro-câbles d'alimentation haute tension sont également visibles (en bas à gauche et à droite).

## 4.2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

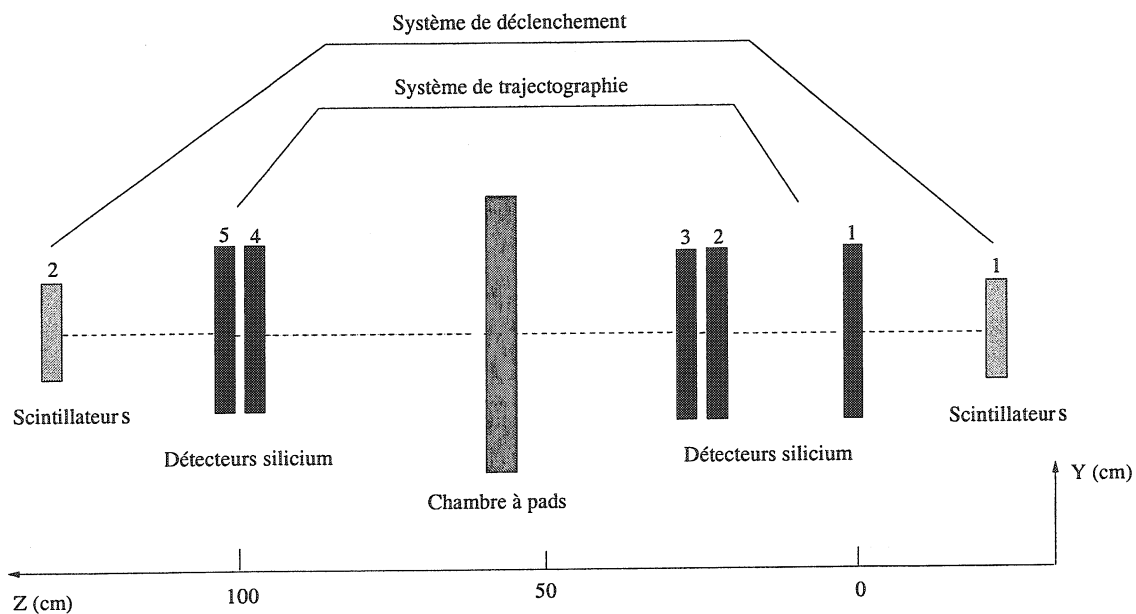


FIG. 4.2 – Schéma du dispositif expérimental utilisé.

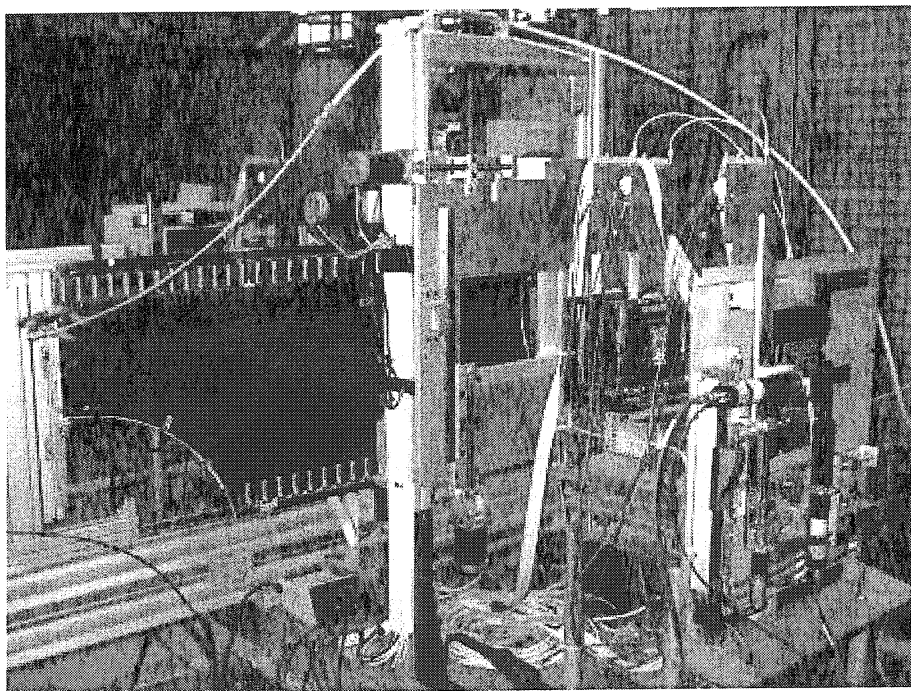


FIG. 4.3 – Photo du dispositif expérimental utilisé au SPS. On observe à droite les trois détecteurs silicium et deux scintillateurs. Le prototype testé est une chambre de type R3 arrondie.

### 4.2.1 Système de déclenchement

Les deux scintillateurs utilisés dans les tests sont similaires, ils ont pour but de s'assurer que seules les particules dont la trajectoire est rectiligne déclenchent l'acquisition, et de fournir un temps de référence pour déclencher l'électronique. Ces détecteurs ont une surface active de dimension sont :  $20 \times 20 \text{ mm}^2$ .

### 4.2.2 Système de trajectographie

Les détecteurs silicium à micro-pistes constituant le système de trajectographie de référence permettent une lecture bidimensionnelle (deux plans de lecture). L'épaisseur de chaque détecteur est de  $300 \mu\text{m}$ . La largeur des micro-pistes est de  $50 \mu\text{m}$  ce qui permet d'obtenir une résolution spatiale inférieure à  $15 \mu\text{m}$ .

### 4.2.3 La chambre à pads

Le support de la chambre peut se déplacer horizontalement et verticalement sur le plan perpendiculaire au faisceau et peut basculer dans les deux directions, perpendiculaire et parallèle aux fils, permettant ainsi de mesurer la résolution spatiale des traces inclinées et d'étudier la réponse de la chambre dans différentes zones.

## 4.3 Electronique de lecture

Le détecteur utilisé est équipé d'une électronique d'intégration de charge. Le circuit gassiplex développé au CERN, a été choisi pour lire la charge induite sur les pads. C'est un amplificateur de charge à 16 voies électroniques avec une sortie analogique multiplexée. Chaque voie est reliée à un damier (pad). Le gassiplex amplifie la charge déposée sur chaque pad et met le signal en forme avant de l'envoyer vers l'ADC (Analog Digital Converter) en mode multiplexé qui codera le signal de charge. L'ADC (MARC : Muon Arm Readout Chip) a été développé par l'équipe de Cagliari (INFN). Quatre gassiplex et un MARC sont rassemblés dans une même carte appelée carte MANU345 (for MANas NUmerical) (voir figure 4.4). Dans l'avenir les gassiplex seront remplacés par les Manas. Les caractéristiques du circuit Gassiplex sont données sur le tableau 4.1.

Le fonctionnement de ce circuit est basé sur trois signaux : le Track & Hold, l'horloge et la remise à zéro (figure 4.5). Pour chaque décision de codage, lorsqu'un signal hold est envoyé vers le système, les signaux physiques sont mémorisés dans des capacités. Le moment d'arrivée de ce signal doit coïncider avec le maximum du signal physique dans le gassiplex. Après cette étape, un train d'horloge correspondant au nombre de voies à lire est alors envoyé par le séquenceur afin de numériser les valeurs des tensions de toutes les voies Gassiplex : c'est l'étape de multiplexage des voies analogiques, puis numérisation des signaux dans le MARC. Après numérisation, une soustraction des piédetaux, puis une remise à zéro de toutes les voies Gassiplex est faite. Cette opération est répétée pour chaque nouvel événement que l'on décide d'acquérir.



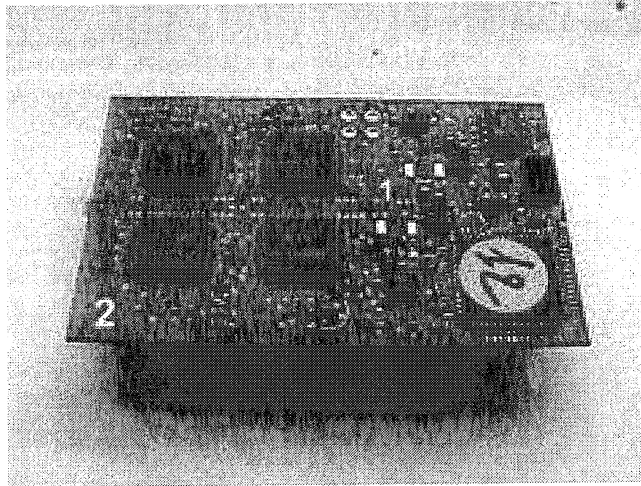


FIG. 4.4 – Carte MANU345. Cette carte rassemble quatre gassiplex et un MARC.

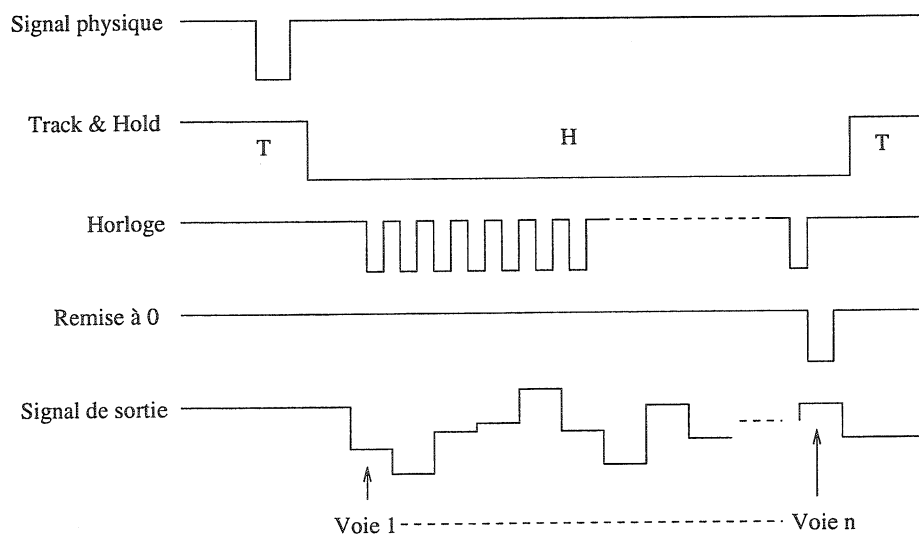


FIG. 4.5 – Chronogramme associé au Gassiplex



Technologie	Alcatel-Mietec-0.7 $\mu m$
Bruit à 0pF	530e <sup>-</sup> <i>rms</i>
Dynamique (+)	560fC (0 à 2V)
Dynamique (-)	500fC (0 à -1.1V)
Gain	3.6mV/fC
Fréquence de multiplexage	10MHz
Puissance consommée	8mW/canal à 10MHz
Coefficient de température de sortie	0.05mV/°C
Temps de mise en forme	1.2 $\mu s$

TAB. 4.1 – Caractéristiques principales du circuit Gassiplex.

## 4.4 Mesures

Avant chaque prise de données, une mesure préliminaire dite de piédestal est réalisée pour estimer les bruits électroniques présents sur chacune des voies sans qu'il n'y ait de particules traversant le détecteur.

### 4.4.1 Mesure des piédestaux

On définit le piédestal d'une voie Gassiplex comme étant le niveau 0 du codeur : c'est l'offset dû à un courant continu dans les circuits électroniques d'amplification, c'est-à-dire en l'absence de signaux physiques. Cette valeur est obtenue en déclenchant l'acquisition à l'aide d'un générateur (faisceau coupé).

La dispersion du piédestal par voie électronique représente le bruit électronique. La valeur du bruit est estimée après un nombre de mesures (1000 dans notre cas). La figure 4.6 représente les valeurs des piédestaux ainsi que le bruit électronique obtenus au SPS pour plusieurs voies gassiplex. Il existe une dispersion du bruit suivant les voies. La valeur moyenne de l'écart type de ce bruit est autour de 1 canal ADC qui est l'équivalent de 1165 électrons. La valeur moyenne du piédestal est de 150 canaux ADC.

Pendant l'analyse de données, la valeur du piédestal est soustraite à la charge collectée par voie si celle-ci est supérieure à un certain seuil  $S$ . Ce seuil dépend de la valeur du piédestal  $Ped$  et du bruit électronique qui est une gaussienne et donc caractérisé par son écart type  $\sigma_{bruit}$  comme suit :

$$S = Ped + n \cdot \sigma_{bruit} \quad (4.1)$$

La valeur de  $n$  est généralement prise égale à 3 pour des raisons statistiques.

Dans le cas où le signal de charge ne dépasse pas le niveau seuil, la charge codée est estimée nulle et le signal de ce pad est rejeté.

Il est à noter que la stabilité des piédestaux dépend des fluctuations de température et des courants de fuite du détecteur.

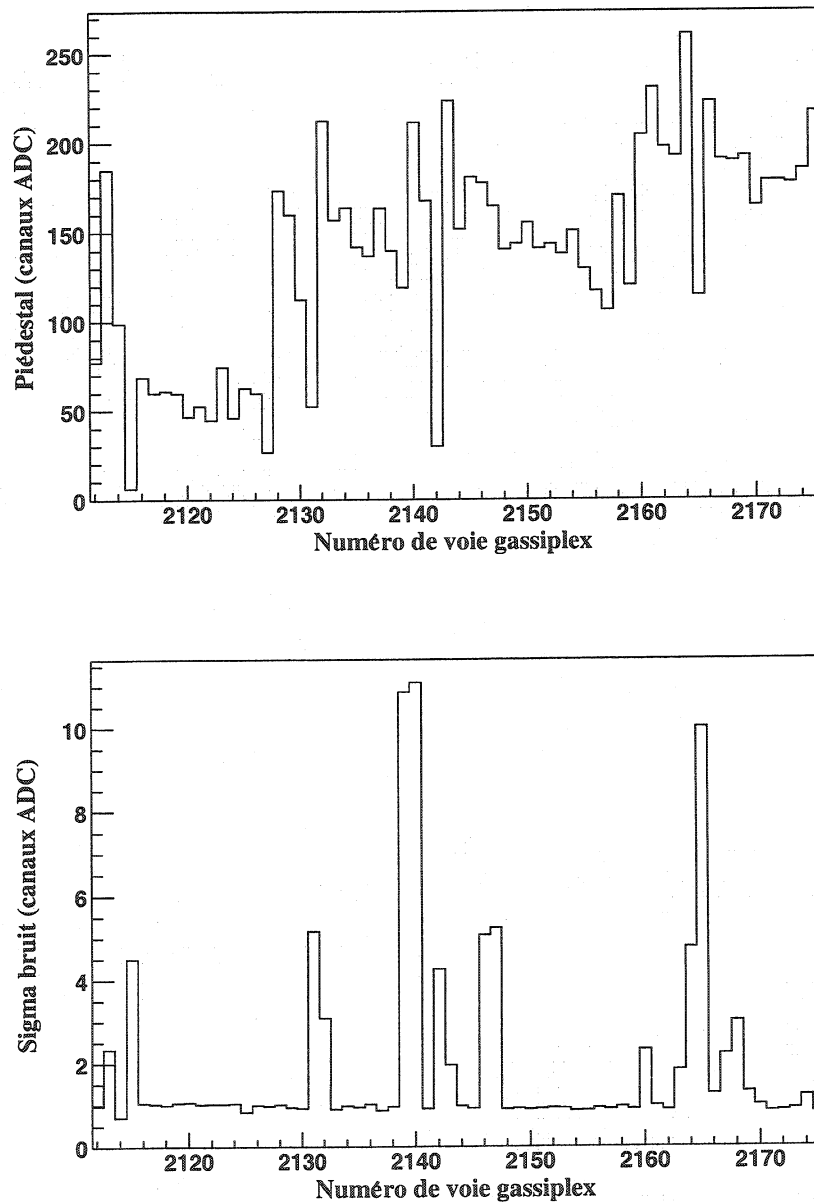


FIG. 4.6 – Valeurs des piédestaux (en haut) ainsi que le bruit électronique (en bas) par voie obtenus au SPS pour une seule carte MANU (16 x 4 voies gassiplex).

### 4.4.2 Prise de données

En cumulant un certain nombre d'événements, on peut visualiser le profil du faisceau sur chacun des détecteurs silicium dans les deux directions X et Y (figure 4.7). Cette information permet de vérifier la qualité du faisceau et surtout de détecter les pistes défectueuses. A ce niveau, l'alignement du système est grossier.

Lors de la reconstruction de la trajectoire, les événements qui incluraient des pistes manquantes seront rejetés.

## 4.5 Traitement des données

Ce système de trajectographie permet d'estimer la position du point d'impact des particules incidentes sur la chambre à pads, en reconstruisant la trajectoire à l'aide des cinq détecteurs silicium. Un ajustement d'une droite dans les deux directions X et Y détermine la position du point d'interaction de la particule avec la chambre. La résolution spatiale de la chambre à tester (CPC) est évaluée en calculant la différence (résidu) entre le point reconstruit dans la chambre et la valeur extrapolée par le système de trajectographie. Cette résolution dépend de la nature et de l'énergie des particules incidentes.

Pour que cette méthode soit efficace, il faut que le système de trajectographie de référence soit lui même parfaitement aligné.

### 4.5.1 Alignement du système de trajectographie

Cette opération consiste à réduire de manière itérative la différence entre la coordonnée du point d'impact obtenue sur un des plans et la coordonnée obtenue par l'ajustement sur les quatre autres. Elle se fait de la manière suivante :

- construction de la trajectoire de la particule à l'aide d'un ajustement linéaire à travers tous les plans suivant les deux directions X et Y exceptée le plan qui nous intéresse ;
- calcul de la différence entre le point mesuré et la projection de la trace sur ce plan ;
- refaire l'opération pour les cinq plans par permutations successives.

La figure 4.8 représente les résidus obtenus sur trois des cinq plans suivant la direction X avant et après alignement. Une résolution améliorée et une distribution centrée à 0 indiquent que l'alignement entre plans est obtenu, et que les strips X de tous les plans sont parallèles (idem pour les strips Y).

### 4.5.2 Analyse du système de trajectographie

L'événement enregistré n'est traité en analyse que si tous les détecteurs silicium présentent au moins une piste touchée. On sélectionne alors pour chaque plan le seul cluster (ensemble de pistes adjacentes ayant une charge dépassant le seuil) ayant la charge la plus élevée. Puis le calcul du barycentre de la charge collectée permet de trouver la position du point d'impact. La résolution spatiale des détecteurs silicium est inférieure à  $15 \mu m$ .

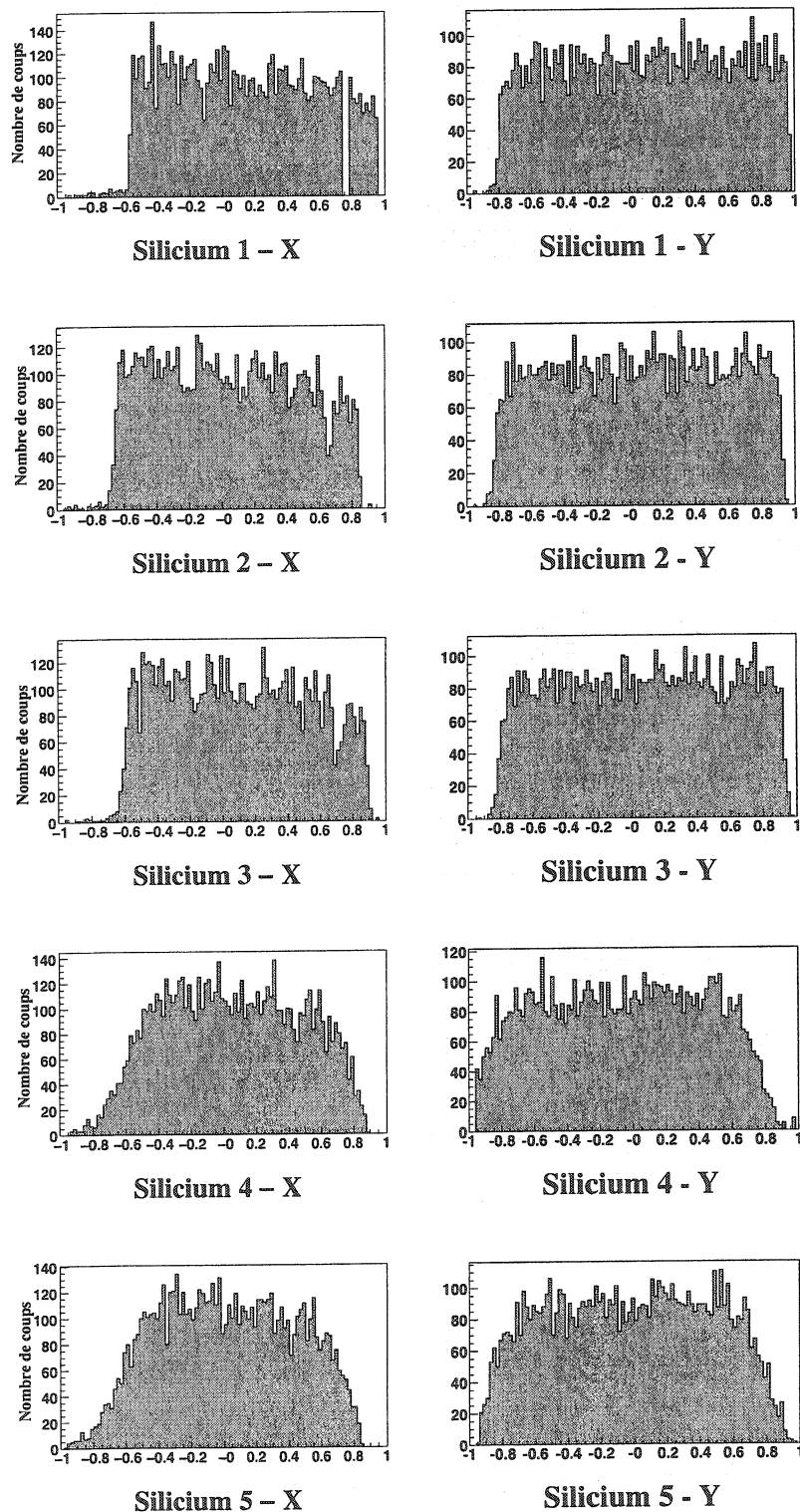


FIG. 4.7 – Spectres bruts (avant reconstruction des traces) du profil faisceau des cinq détecteurs silicium dans les deux directions X et Y obtenus au SPS.

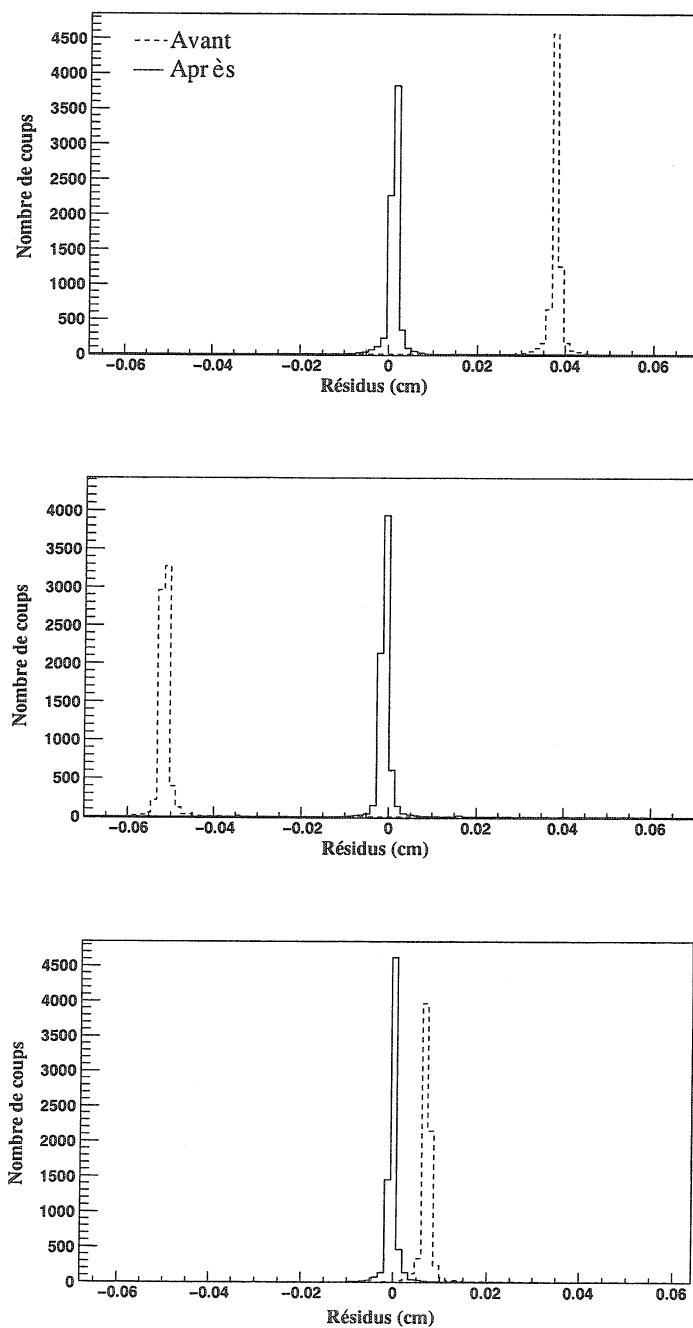


FIG. 4.8 – Résidus obtenus sur trois plans de détecteurs silicium dans la direction X avant (pointillés) et après (trait plein) alignement.

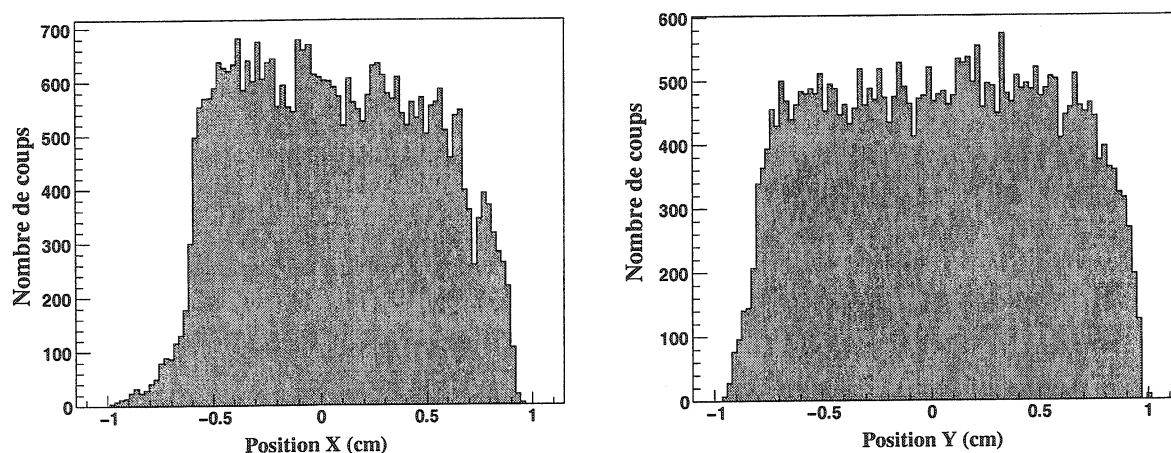


FIG. 4.9 – Spectres expérimentaux des profils faisceau dans les directions X (perpendiculaire aux fils à gauche) et Y (parallèle aux fils à droite) obtenus au SPS donnés par la chambre.

### 4.5.3 Analyse du prototype

Afin de valider le prototype, il faut s'assurer qu'on reconstruit correctement la position du point d'impact avec une résolution spatiale inférieure à  $100\ \mu\text{m}$  (cahier de charge). Cette entité n'est pas suffisante pour dire que les résultats sont corrects. Il faut visualiser le maximum de spectres typiques d'une chambre à pads ainsi la mesure du profil faisceau sur le prototype. La figure 4.9 représente ce profil obtenu par extrapolation à partir du système de trajectographie. L'allure de ce spectre est similaire à celle des détecteurs silicium.

On s'intéresse ensuite à la charge induite sur les cathodes. On ne prend pas tous les pads touchés, car la plupart ne collectent pas de charge physique mais du bruit électronique. Pour cette raison on ne stocke que les charges correspondants aux plus proches voisins du pad ayant collecté la charge maximale. De plus on impose une coupure généralement de  $3\sigma_{\text{bruit}}$  sur tous les pads après soustraction du piédestal.

On n'a pas besoin d'effectuer un alignement de la chambre par rapport aux silicium, par contre une correction d'angle s'impose. Il s'agit de vérifier que la latte est bien à l'horizontale. Il suffit de montrer que la distribution des résidus obtenue sur la chambre dans la direction Y (parallèle aux fils) sur le plan de déviation est inchangée par rapport à la position X obtenue par extrapolation.

L'étape suivante est de vérifier que la distance séparant les fils est correcte ( $2.5\ \text{mm}$ ). C'est un des points les plus importants dans cette thèse, car cette mesure a permis de comprendre comment se fait le partage de charge entre les deux plans de pads. Il suffit de voir la variation du rapport ou de la différence des charges induites sur les deux cathodes en fonction de la position X (normale aux fils) sur la chambre obtenue par extrapolation.

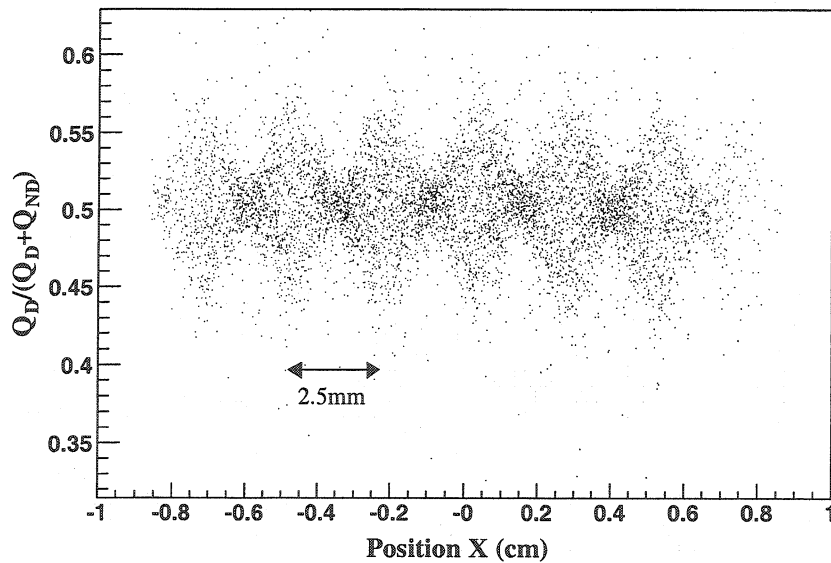


FIG. 4.10 – Variation du rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale en fonction de la position X (perpendiculaire aux fils) obtenue par extrapolation. Ces données ont été obtenues au SPS.

On a choisi d'analyser le rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale (figure 4.10), dans le but d'estimer la proportion de charge emportée par chacune des cathodes pour une position X donnée. D'après la figure, le comportement de ce rapport de charge n'est pas le même d'une position à une autre. Nous verrons plus loin les détails concernant ce partage de charge.

En ce qui concerne la géométrie, on peut vérifier que les fils sont bien équidistants et espacés de 2.5 mm, et identifier les fils responsables de l'avalanche pour un X donné. Dans le cas des tests SPS, le profil faisceau dans la direction X couvre 6 voire 7 fils. Les fils correspondent aux amplitudes maximales (plus de détails au chapitre 5).

L'avantage de cette méthode est qu'elle est indépendante de la taille des pads. Une autre méthode qui utilise le calcul du barycentre n'est pas valable pour des pads de grandes dimensions (dans la direction X) par rapport à la distance entre fils.

## 4.6 Indicateurs des performances d'une CPC

Les deux spectres les plus importants pour caractériser les performances d'une CPC, sont la distribution de la charge induite sur les plans de pads (qui est une donnée relative du gain de la chambre) et la distribution des résidus, qui permet d'évaluer la résolution spatiale de la chambre.

L'allure de la distribution de charge est similaire à celle d'une distribution de Landau.

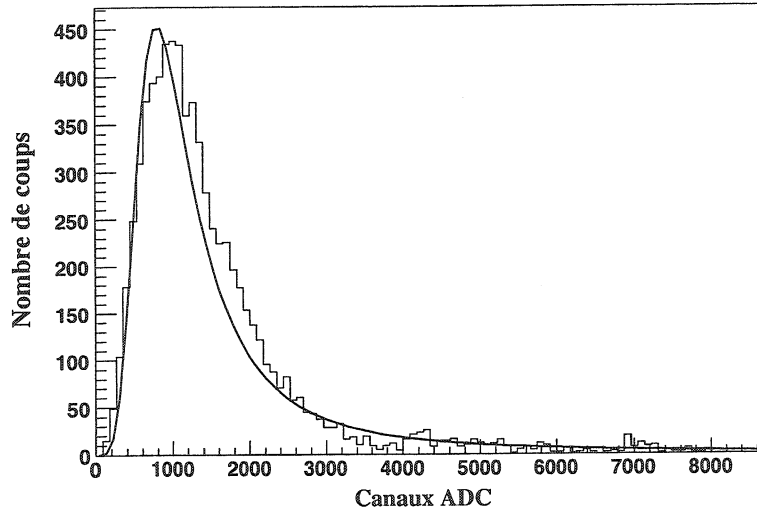


FIG. 4.11 – Distribution de la charge induite sur le plan de déviation obtenue au SPS pour une tension anode-cathode de 1750 V.

La figure 4.11 représente la charge induite sur le plan de déviation. La valeur la plus probable est l'indicateur pertinent du gain de la CPC, car elle n'est pas modifiée par l'effet de la saturation des voies électroniques. La variation de cette valeur en fonction de la tension anode-cathode en échelle logarithmique est donnée sur la figure 4.12. Cette courbe obtenue est de forme exponentielle car le gain d'avalanche d'un détecteur proportionnel s'écrit de la manière suivante [Sau77] :

$$G = \exp \left( \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right) \quad (4.2)$$

où  $\alpha$  est la probabilité d'ionisation par unité de longueur donnée par  $\alpha = 1/\lambda$  appelé premier coefficient de Townsend, avec  $\lambda$  le libre parcours moyen. Le coefficient de Townsend dépend du champ électrique  $E$  et de la pression du gaz  $P$  comme suit [Kor46] :

$$\alpha/P = A \exp \left( -B \frac{P}{E} \right) \quad (4.3)$$

A et B sont des constantes relatives au gaz dans un intervalle de  $E/P$  donné.

La figure 4.13 représente deux distributions des résidus sur le plan de déviation obtenues au PS et au SPS. La différence de ces deux tests est que l'effet de la diffusion multiple est plus important avec un faisceau du PS ( $\sigma_{DM} \simeq 40 \mu m$ ) qu'avec le faisceau délivré par le SPS ( $\sigma_{DM} \simeq 10 \mu m$ ). Ces résolutions ont été obtenues avec un ajustement gaussien.



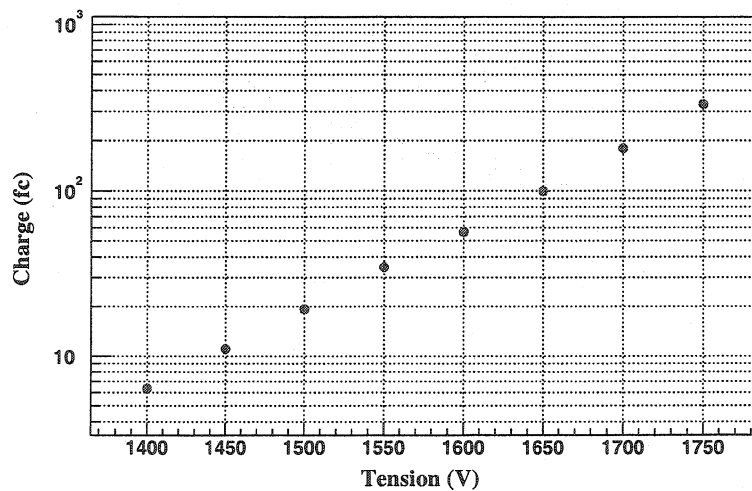


FIG. 4.12 – Variation de la charge (la valeur la plus probable) obtenue au SPS en fonction de la tension anode-cathode.

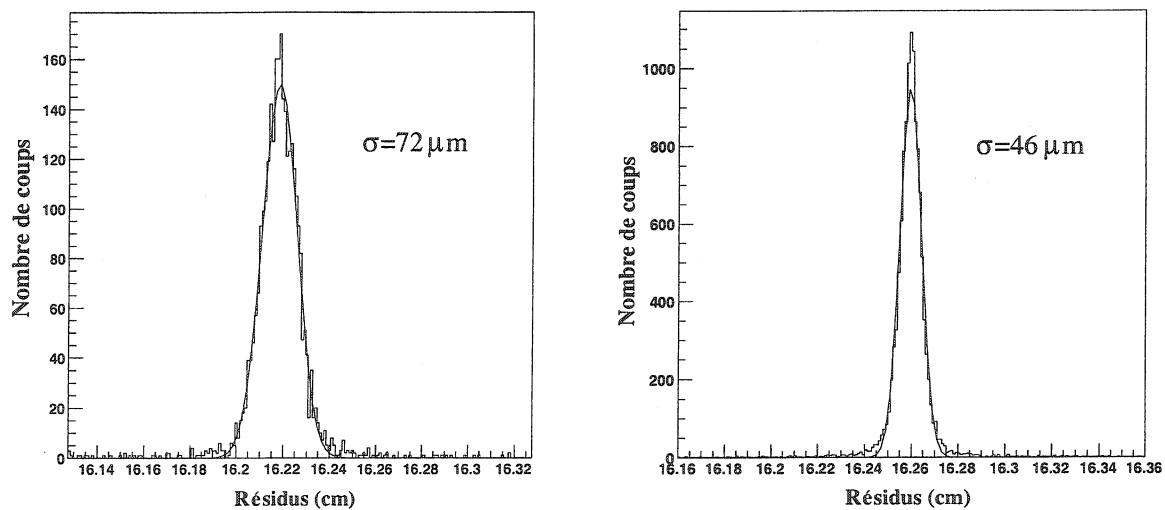


FIG. 4.13 – Résidus expérimentaux obtenus sur le plan de déviation au PS (à gauche) et au SPS (à droite) pour une tension anode-cathode de 1600 V.

# Chapitre 5

## Le code de simulation développé pour les CPC

### 5.1 Introduction

Les chambres à fils de type proportionnelles sont utilisées depuis plus de trente années. Le principe général de fonctionnement est bien compris. Certaines applications demandent une attention particulière et des études poussées. C'est le cas des chambres utilisées dans l'expérience ALICE, car les performances recherchées sont à la limite des possibilités des détecteurs (résolution spatiale de  $100\ \mu m$ , stabilité mécanique, effet des traces inclinées, réponse de l'électronique....). Un code de modélisation de la chambre par la méthode de Monté-Carlo a été réalisé afin de quantifier ces effets et de reproduire les données expérimentales. La simulation décrite dans ce chapitre n'est valable que pour des chambres à cathodes segmentées en pads.

### 5.2 Principe de fonctionnement de la chambre

La chambre que nous simulons est formée de trois plans parallèles où le plan à fils de faible diamètre ( $20\ \mu m$ ) divise le volume de gaz en deux espaces symétriques de hauteurs  $2.5\ mm$  (figure 5.1). Ces deux zones sont délimitées par deux plans de cathodes constitués de pads rectangulaires. Le plan dont la longueur des pads est perpendiculaire aux fils de l'anode est appelé plan de courbure ou de déviation (Bending Plane). Le second est un plan dont la longueur des pads est parallèle aux fils (Non-Bending Plane). Les dimensions des pads sont respectivement  $25 \times 5\ mm^2$  et  $7.14 \times 25\ mm^2$  (appelés densité 1). Lorsqu'une particule ionisante traverse l'espace de la chambre, elle interagit avec les atomes et les molécules du milieu. Les charges (paires  $e^- - ions$ ) générées par ionisation sont collectées dans les deux espaces et dérivent sous l'action d'un champ électrique relativement faible, vers les fils pour les électrons, et vers les pads pour les ions. La valeur du champ électrique augmente de manière très rapide en s'approchant de plus en plus des fils. Les électrons acquièrent une énergie suffisante pour ioniser à leur tour les constituants

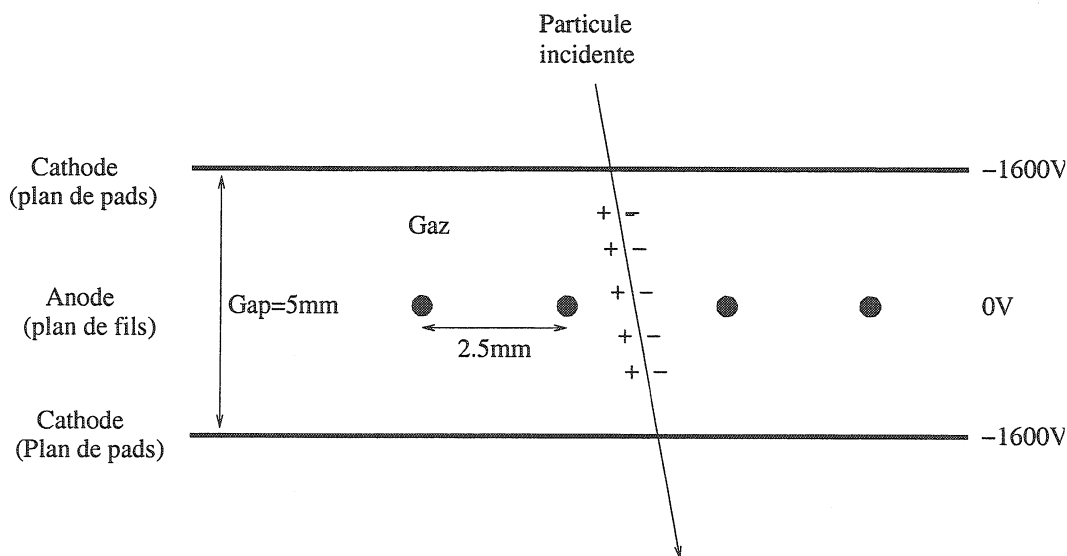


FIG. 5.1 – Description de la chambre multifils.

du mélange gazeux. Ceci conduit à la création d'une avalanche d'électrons et d'ions et à la multiplication de la charge initiale. La charge lue sur les deux plans de pads est induite par le mouvement des ions.

### 5.3 Modélisation du détecteur

Pour décrire informatiquement les phénomènes précédents, on a distingué les étapes suivantes dans la modélisation :

- génération de la position de la particule incidente suivant les deux directions X et Y sur l'un des plans cathodiques à partir du profil faisceau et tirage de l'erreur associée suivant une distribution gaussienne ;
- interaction de cette particule avec les atomes et les molécules du mélange gazeux. Ce point comporte trois étapes : tirage aléatoire du nombre d'interactions suivant une loi de Poisson, tirage plat le long de la trajectoire de la particule de la position des points d'interaction et tirage du nombre d'électrons (électron primaire et électrons secondaires) créés par interaction à partir d'une distribution modélisée de la taille du cluster d'électrons ;
- diffusion des électrons vers le plan de fils et attribution à chaque électron du fil le plus proche (suivant la direction X perpendiculaire aux fils) ;
- amplification de ces électrons dont le gain est tiré aléatoirement suivant une distribution de Polya ;
- partage de la charge créée dans les deux espaces entre les deux cathodes ;
- répartition de la charge sur les deux cathodes en utilisant la distribution de Mathieson-Gatti ;
- segmentation des deux cathodes en pads ;

- rajout du bruit électronique, application d'un seuil bas et de la saturation sur les pads ;
- reconstruction de la position du point d'impact.

Les données expérimentales avec lesquelles les calculs vont être comparés, sont obtenues au PS avec des pions de  $7\text{ GeV}/c$  (à cette énergie, la diffusion multiple ne sera pas négligeable), et au SPS avec des muons de  $100\text{ GeV}/c$  (dans ce cas par contre la diffusion multiple est tout à fait négligeable, voir annexe).

Les tensions utilisées dans la simulation sont : 1600, 1675, 1725, 1750, 1775, 1800 et 1825 V. Avec une tension référence de 1600 V, car c'est la valeur à laquelle la saturation et la diaphonie sur les pads sont très faibles, tout en étant sur le plateau d'efficacité. Cette tension sera utilisée pour aligner le faisceau par rapport au plan de pads.

Dans le cas des données SPS la gamme des tensions est comprise entre 1400 V et 1750 V avec un pas de 50 V.

Les résultats obtenus au PS ont été pris comme référence afin de montrer l'effet de la diffusion multiple.

Le mélange gazeux est celui retenu pour les chambres de trajectographie du bras dimuon, 80 % d'argon et 20 % de dioxyde de carbone ( $Ar + 20\%CO_2$ ).

La reconstruction de la position du point d'impact se fait à partir du pad qui a collecté la charge maximale et ses plus proches voisins (9 pads en tout), afin d'éviter le bruit électronique.

Enfin, pour coller le mieux possible la simulation au fonctionnement réel d'une chambre, on a simulé un faisceau incident réaliste irradiant les chambres.

On s'est basé sur le profil du faisceau mesuré au CERN par les cinq plans de détecteurs silicium. Expérimentalement le profil n'est pas tout à fait plat (figure 5.2). Afin d'effectuer un tirage aléatoire des positions X et Y, ces spectres ont été ajustés par une fonction polynomiale. Pour des pads de  $25 \times 5\text{ mm}^2$ , la tache du faisceau couvre en moyenne trois pads et demi suivant la direction Y (pour une incidence normale). C'est la direction parallèle aux fils, pour laquelle on déterminera la résolution spatiale. La particule incidente entre dans la chambre avec des angles très faibles (perpendiculairement et parallèlement aux fils). Ces angles sont obtenus grâce à une modélisation de la trace le long du système de trajectographie en considérant les angles de diffusion sur chacun des détecteurs. Il est à noter que ces angles varient d'un événement à l'autre.

N.B. : les calculs ont montré qu'un tirage plat suivant les deux directions n'influe pas sur les résultats.

### 5.3.1 Ionisation des électrons

La particule incidente le long de sa trajectoire interagit avec le milieu gazeux. Chaque interaction permet la libération d'un électron dit primaire. Cet électron peut acquérir une énergie suffisante pour ioniser à son tour un ou plusieurs atomes et/ou molécules du milieu. Les électrons ainsi libérés sont appelés électrons secondaires. Ces derniers avec l'électron primaire forment un cluster d'électrons. Dans le code de simulation le nombre d'interactions primaires  $n_{int}$  est tiré aléatoirement suivant une loi de Poisson. Il existe différentes

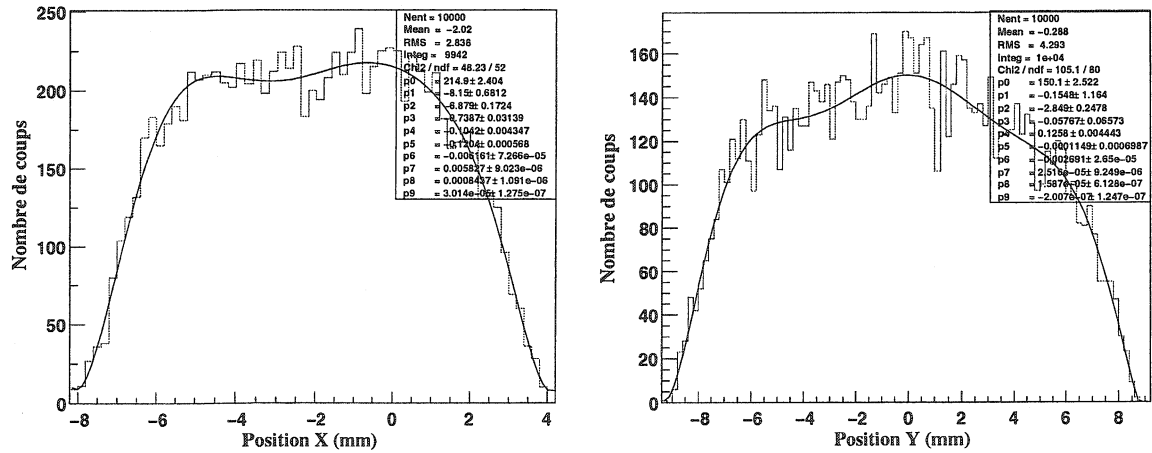


FIG. 5.2 – Spectres expérimentaux des profils faisceau dans les directions X (perpendiculaire aux fils à gauche) et Y (parallèle aux fils à droite), ajustés par une fonction polynomiale.

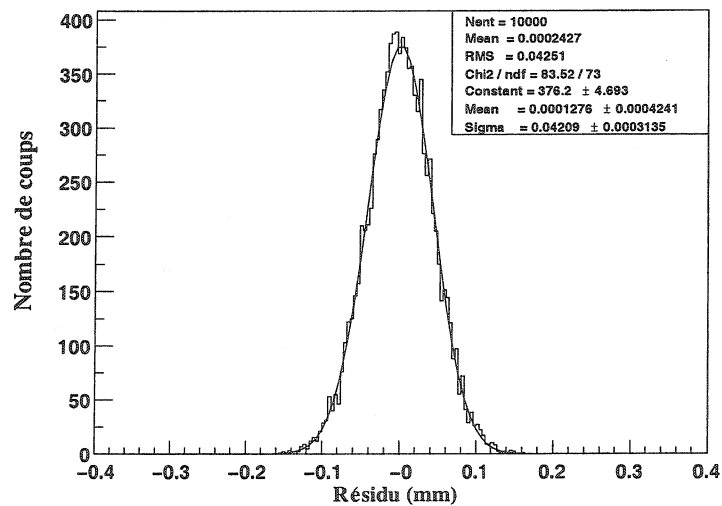


FIG. 5.3 – Erreur associée au point d'impact sur la chambre suivant les deux directions, obtenue par extrapolation des erreurs associées aux détecteurs silicium. Cette distribution est ajustée par une fonction gaussienne.

Gaz	Ar	CO <sub>2</sub>	Ar – 20%CO <sub>2</sub>
$n_{int}(cm^{-1})$	23.0, 25.0, 30.0	35.0, 34.0, 34.0	25.4, 26.8, 30.8
$\frac{dE}{dx}(keV/cm)$	2.44, 2.54, 2.44	3.01, 3.28, 3.01	2.55, 2.69, 2.55
$W(eV)$	26.0, 26.0, 26.0	33.0, 33.0, 33.0	27.4, 27.4, 27.4
$n_{e/int}$	4.08, 3.91, 3.12	2.60, 2.92, 2.68	3.78, 3.71, 3.03

TAB. 5.1 – Nombre moyen d'interactions  $n_{int}$ , perte d'énergie moyenne  $dE/dx$  (ces quantités sont valables pour une particule au minimum d'ionisation dans 1 cm de gaz), énergie moyenne dépensée pour la création d'une paire électron-ion par ionisation  $W$  et le nombre d'électrons créés par interaction pour de l'argon, le dioxyde de carbone et le mélange  $Ar + 20\%CO_2$ . Pour ce mélange, les valeurs ont été calculées en attribuant à chaque élément le poids correspondant. Les chiffres montrés dans le tableau correspondent de gauche à droite aux références [Sha, Zar89, Sau77].

valeurs du nombre d'interactions moyen pour des particules au minimum d'ionisation. Elles sont représentées sur le tableau 5.1.

Le choix s'est porté sur la référence [Sha], car ce sont les données les plus récentes. Cette distribution a été obtenue après extrapolation de données expérimentales jusqu'à 19 électrons [Fis91]. Au-delà de cette valeur la probabilité d'obtenir  $n$  électrons est égale à  $a/n^2$ , avec  $a$  une constante qui dépend de la nature du gaz. Dans cette étude, nous devons prendre en compte le fait que les mesures ont été effectuées en utilisant un faisceau de pions à 7 GeV/c. Ces particules produisent 33 % d'ionisations de plus que les particules au minimum d'ionisation [Cas]. Le nombre d'interactions pour un gap de 5mm, ainsi que la distribution de la taille des clusters sont représentés sur la figure 5.4. Pour ce même gap et un gaz contenant de l'argon et 20 % de CO<sub>2</sub> le nombre total moyen d'électrons  $n_e$  créé est 61 (pour une incidence normale). Il est calculé de la manière suivante :

$$n_e = n_{int} \cdot n_{e/int} \cdot \frac{(dE/dx)_{\pi 7 GeV/c}}{(dE/dx)_{MIP}} \cdot \frac{Trajectoire}{Gap} \quad (5.1)$$

Où :

-  $(dE/dx)_{\pi 7 GeV/c} / (dE/dx)_{MIP} = 1.33$  est le rapport entre la perte d'énergie dans du gaz d'un pion de 7 GeV/c et d'une particule au minimum d'ionisation ;

- *Trajectoire* est le trajet de la particule dans la chambre. Pour une incidence normale cette valeur est égale au gap.

La trajectoire de la particule incidente est considérée comme une droite. Les positions des interactions sont tirées de manière aléatoire suivant une distribution plate (particule à énergie élevée).

### 5.3.2 Diffusion transverse des électrons

Les électrons créés dans les deux espaces migrent vers les fils dans un champ électrique de l'ordre de quelques kV/cm. Les diffusions entraînent un étalement dans la direction

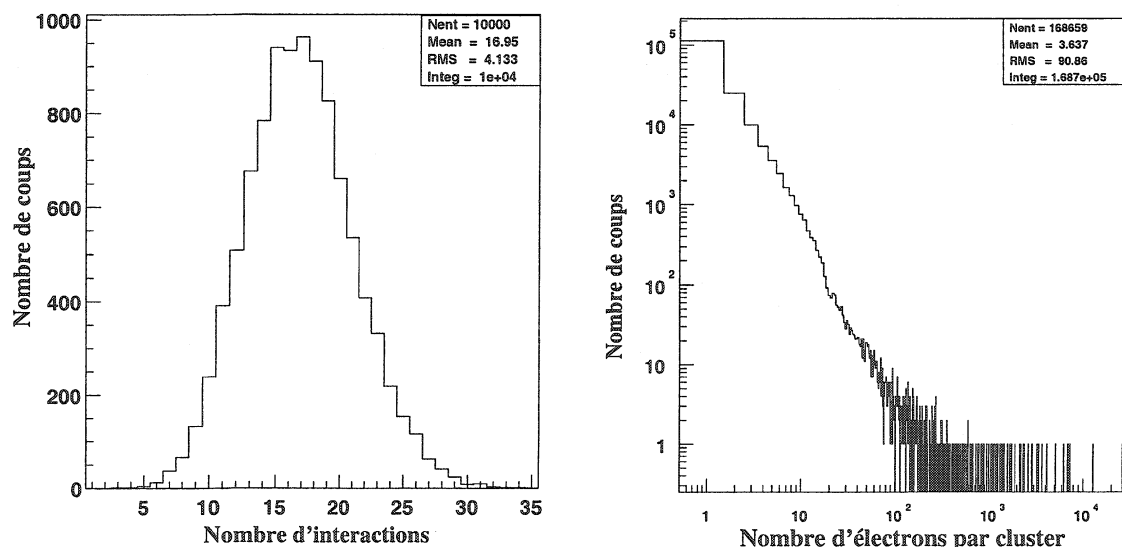


FIG. 5.4 – Nombre d'interactions par événement (à gauche), et distribution de la taille des clusters d'électrons (à droite).

transverse (X et Y). La valeur de la diffusion transverse dépend de la distance aux fils  $d$  (0 à 2.5 mm) du point de création du cluster d'électrons. Dans la simulation on a tiré aléatoirement la valeur de la diffusion suivant une gaussienne d'écart type  $\sigma_T \cdot \sqrt{d}$  où  $\sigma_T$  est le coefficient de diffusion transverse du mélange gazeux. Ce coefficient est quasiment constant sur le plateau d'efficacité et il vaut  $270 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$  [Gar] pour le gaz utilisé.

La diffusion transverse des électrons est modélisée par la distribution représentée sur la figure 5.5. Chaque électron est attribué au fil le plus proche (suivant X). La valeur maximale de la dispersion ( $\sim 0.5 \text{ mm}$ ) est faible par rapport à la distance interfils (2.5 mm). Le nombre de fils touchés par événement est égal à 1 ou 2 (plus de 80 % des cas pour le premier) selon la position X sur la chambre de la particule incidente.

Le diamètre des fils étant négligeable devant la hauteur des deux espaces.

### 5.3.3 Amplification des électrons

Près des fils, les électrons sont soumis à un champ électrique croissant et intense, et acquièrent suffisamment d'énergie pour ioniser de nouveaux les atomes et les molécules du gaz. Un processus en chaîne donne lieu à une avalanche. Le gain  $G$  du détecteur représente le nombre total moyen d'électrons créés par électron incident au cours du processus d'amplification. Trois paramètres sont importants : le champ électrique, la pression du gaz et le diamètre des fils. Le gain n'a pas une valeur unique, car le processus d'amplification comporte des fluctuations statistiques. Dans la simulation la valeur du gain est tirée de manière aléatoire pour chaque électron à partir d'une distribution de Polya [Blu94]. La valeur moyenne de cette distribution dépend de la différence de potentiel appliquée entre

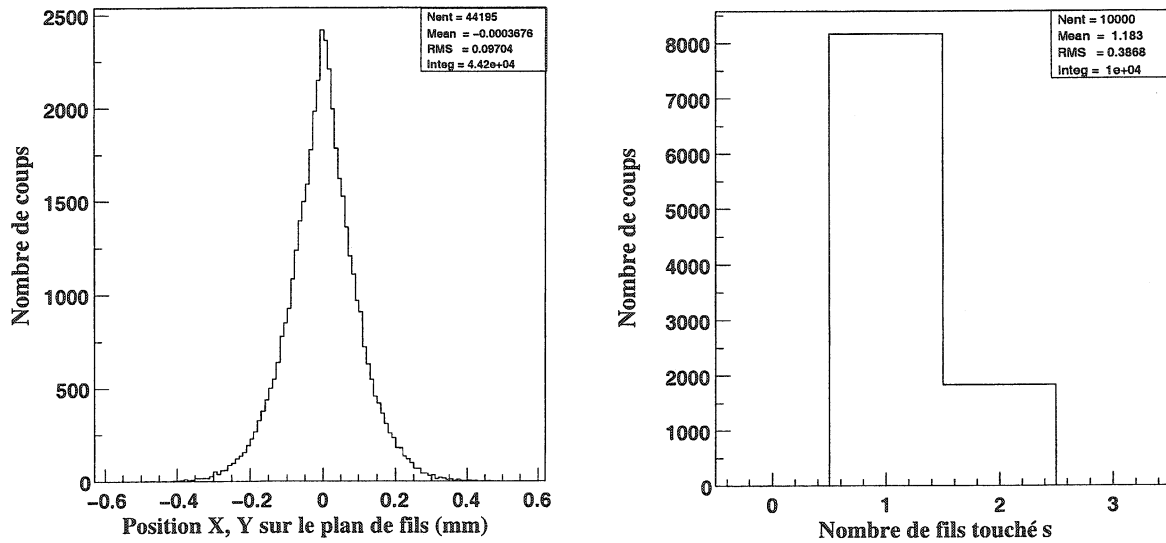


FIG. 5.5 – Dispersion des électrons sur le plan de fils pour une direction donnée (à gauche) pour un seul point d'impact de la particule incidente, et le nombre de fils touchés par événement (à droite). Un seul fil touché dans plus de 80 % des cas (diffusion traverse faible).

le plan de fils et les deux cathodes. La forme de cette distribution est la suivante :

$$P(G) = \frac{m(mG/G_0)^{m-1}}{\Gamma(m)} \cdot e^{-mG/G_0} \quad (5.2)$$

Où :

- $G_0$  est le gain moyen ;
- $m$  est un paramètre de la Polya qui dépend de la gamme de tension ;
- $\Gamma(m)$  est la fonction Gamma.

La valeur de  $m$  utilisée dans la simulation est égale à 0.3. Avec cette valeur on reproduit bien les données. La figure 5.6 montre un exemple de la distribution de Polya utilisée dans la simulation pour un gain moyen  $G_0 = 1.4 \cdot 10^4$ . On verra plus loin que cette valeur correspond à une tension anode-cathode de 1600 V. On remarque que la dispersion du gain varie de 0 à  $\sim 3.5 \cdot 10^5$ .

#### 5.3.4 Distribution de charge totale sur les fils

Cette distribution n'est pas accessible par l'expérience, car les fils ne sont pas lus. La charge déposée sur le fil correspond à la charge totale créée dans toute la chambre. C'est la charge "purement physique" car les paramètres électroniques n'interviennent pas. Un exemple de cette distribution est représenté sur la figure 5.7 exprimée en canaux ADC



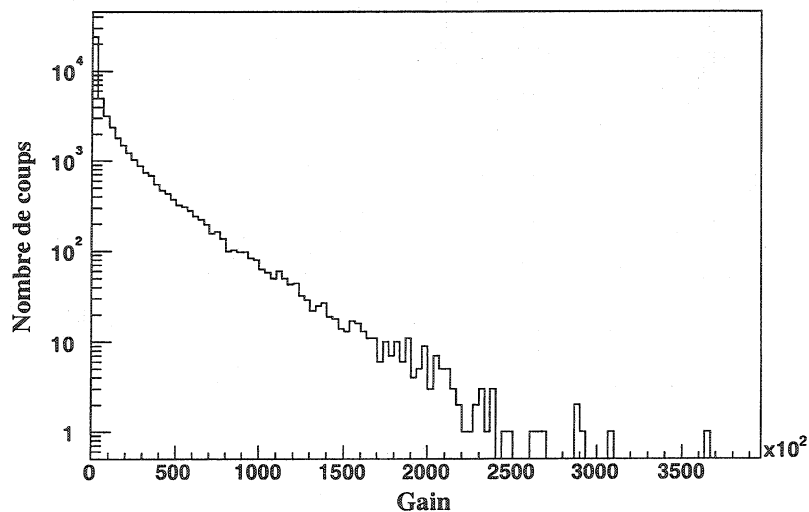


FIG. 5.6 – Distribution de Polya pour un gain moyen  $G_0 = 1.4 \cdot 10^4$ .

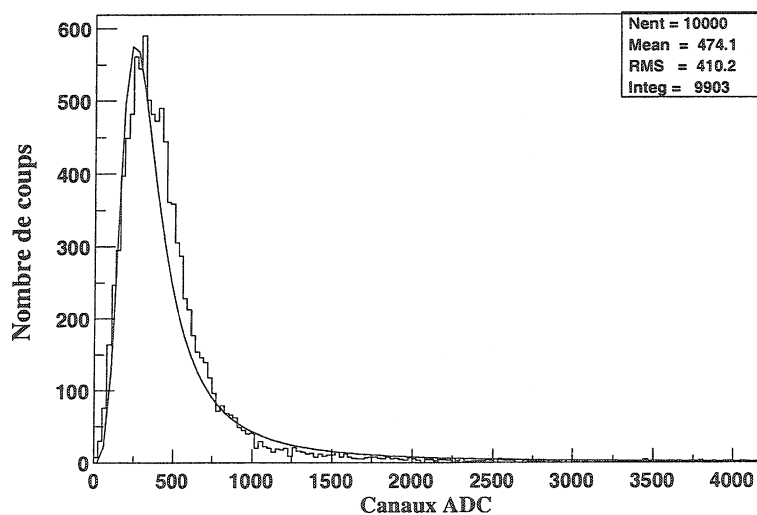


FIG. 5.7 – Distribution de charge totale simulée sur les fils exprimée en canaux ADC pour un gain moyen  $G_0 = 1.4 \cdot 10^4$  et une tension de 1600 V.

pour un gain moyen  $G_0 = 1.4 \cdot 10^4$ . L'ajustement de cette distribution par une Landau donne une valeur de la charge la plus probable égale à 269 canaux ADC et correspond à 54.8  $fc$  (soit un nombre de charge de  $3.43 \cdot 10^5$  électrons) après conversion des canaux ADC en  $fc$  par la relation :

$$Q_{ADC} = \frac{G_{gas} \cdot N_{cxADC}}{V_{ADC}} \cdot Q_{fc} \quad (5.3)$$

Avec :

- $Q_{ADC}$  et  $Q_{fc}$  sont les charge en canaux ADC et en  $fc$  ;
- $G_{gas}$  est le gain du gassiplex = 3.6  $mV/fc$  ;
- $N_{cxADC}$  et  $V_{ADC}$  sont respectivement, le nombre total de canaux ADC = 4095 et la tension d'alimentation du circuit gassiplex = 3 V (dynamique de l'ADC entre 0 et 3 V).

Ce qui revient à  $Q_{ADC}/Q_{fc} = 4.914$ .

### 5.3.5 Partage de la charge

La charge collectée sur les deux plans cathodiques est la charge induite par le mouvement des ions. Expérimentalement, une corrélation de charge entre les deux cathodes (dispersion du rapport de la charge totale) en fonction de la direction X (perpendiculairement aux fils) est observée. Cette corrélation provient de quatre sources :

- le phénomène aléatoire du partage de charge entre les deux espaces (contribution du nombre d'interactions, de la taille du cluster (électron primaire et secondaires) par interaction et de la valeur du gain d'amplification par électron) indépendamment de la position spatiale de la particule incidente ;
- position suivant la direction X du point d'impact. La corrélation est meilleure entre deux fils et est médiocre sur un fil. Dans ce dernier cas, un plan cathodique voit la plupart de la charge créée dans l'espace correspondant ;
- la saturation des pads n'est pas la même sur les deux plans (taille des pads différente). Ce point devient de plus en plus important quand la tension augmente ;
- la valeur du bruit des deux cathodes (taille des pads différente). Ces deux derniers points sont négligeables et contribuent très peu dans la Landau (voir plus de détails dans l'introduction du bruit électronique).

Pour l'effet de la position de la particule dans la chambre, on a supposé que chacun des deux plans cathodiques collecte une partie de la charge créée par chaque électron. Pour une valeur de la position X donnée, la charge induite sur la cathode 1 est :

$$Q_1 = \sum_i Q_{1ci} \cdot \alpha_i(X) + \sum_j Q_{2cj} \cdot (1 - \beta_j(X)) \quad (5.4)$$

Où :

- $Q_1$  est la charge induite sur la cathode 1 ;
- $i$  et  $j$  sont respectivement le nombre d'électrons créés dans les deux espaces ;
- $Q_{1ci}$  est la charge réelle créée par électron (charge par avalanche) dans le demi gap délimité par la cathode 1 et le plan de fils ;

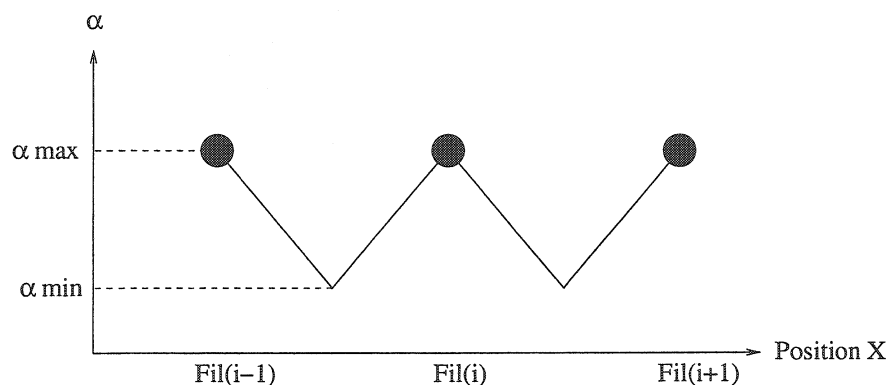


FIG. 5.8 – Variation du paramètre  $\alpha$  en fonction de la position  $X$  (perpendiculaire aux fils).

-  $Q_{2cj}$  est la charge réelle créée par électron (charge par avalanche) dans le demi gap délimité par la cathode 2 et le plan de fils ;

-  $\alpha_i(X)$  et  $\beta_j(X)$  sont les coefficients de proportion des charges  $Q_{1ci}$  et  $Q_{2cj}$  créées dans les deux espaces. La chambre étudiée est une chambre symétrique, on pose alors  $\beta_j(X) = \alpha_i(X)$ , et que les  $\alpha_i(X)$  dépendent que de la position  $X$ . On a donc  $\alpha_i(X) = \alpha(X)$ .

En calculant le rapport entre la charge induite sur la cathode 1 et la charge totale on obtient :

$$R(X) = \frac{Q_1}{Q_1 + Q_2} = \frac{Q_{1c}}{Q_{1c} + Q_{2c}} + \alpha(X) \cdot \frac{Q_{1c} - Q_{2c}}{Q_{1c} + Q_{2c}} \quad (5.5)$$

Avec  $Q_{1c}$  et  $Q_{2c}$  sont les charges totales créées dans les deux espaces, et  $Q_1 + Q_2 = Q_{1c} + Q_{2c}$ .

Par convention on attribue l'indice '1' au plan de déviation et l'indice '2' au plan de non-déviation.

$R(X)$  étant connu (données), on peut donc estimer la valeur de  $\alpha(X)$  pour chaque position  $X$ , et l'introduire dans la simulation pour chaque charge créée par électron. Cette valeur étant maximale sur un fil et minimale entre deux fils. En première approximation on suppose que la variation est linéaire entre ces deux positions (figure 5.8). La détermination de ces valeurs sera montrée ultérieurement.

### 5.3.6 Répartition de la charge sur les plans de pads

Sur chaque plan cathodique, la charge est répartie en utilisant la distribution de Mathieson-Gatti [Mat88, Tho85, Gor84, Mat84]. Celle-ci dépend de la géométrie du détecteur et est différente suivant les directions  $X$  et  $Y$ . La forme analytique de la formule empirique de Mathieson est, pour une dimension :

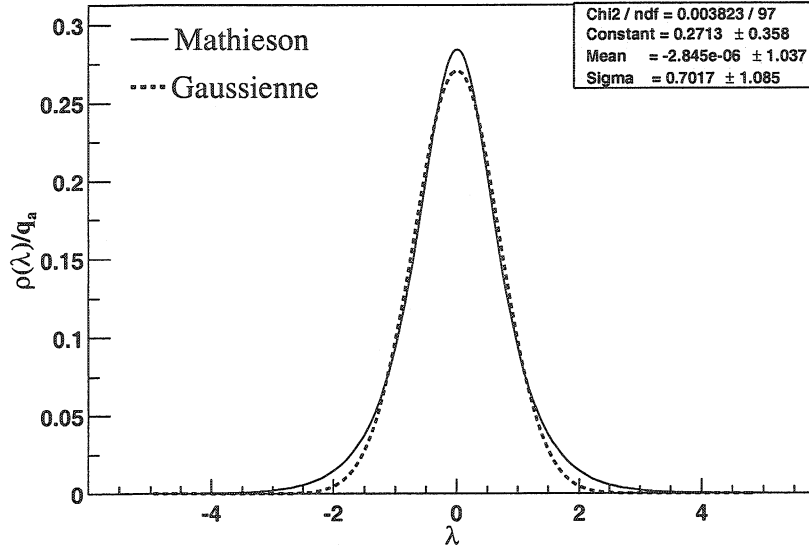


FIG. 5.9 – Comparaison entre la fonction de Mathieson et une fonction gaussienne obtenue par ajustement. Les paramètres utilisés sont ceux de la direction X.

$$\frac{\rho(\lambda)}{q_a} = K_1 \cdot \frac{1 - \tanh^2(K_2\lambda)}{1 + K_3 \tanh^2(K_2\lambda)} \quad (5.6)$$

avec  $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho(\lambda)}{q_a} d\lambda = \frac{1}{2}$

où :

- $q_a$  est la charge par avalanche ;
- $\rho(\lambda)$  est la densité de charge linéique ;
- $\lambda = x/h$ ,  $h$  étant la distance anode-cathode et  $x$  la direction concernée ( $X$  ou  $Y$ ) ;
- $K_1$ ,  $K_2$  et  $K_3$  sont des paramètres dépendants de la géométrie du détecteur pour une direction donnée : distance interfils, distance anode-cathode et diamètre des fils.

Avec :

- $K_1 = (K_2\sqrt{K_3})/(4 \cdot \tan^{-1}\sqrt{K_3})$  ;
- $K_2 = (\pi/2)(1 - \sqrt{K_3}/2)$ .

Dans notre cas  $K_{3X} = 0.58$  et  $K_{3Y} = 0.51$  [Mat88].

La figure 5.9 représente une comparaison entre la fonction de Mathieson et une fonction gaussienne. Les “ailes” de la distribution de Mathieson sont plus importantes que pour la gaussienne .

La figure 5.10 montre un exemple de la répartition d’une charge sur le plan de pads (plan de déviation) suivant la direction  $Y$  (parallèle aux fils). Le 0 de l’abscisse  $Y$  correspond au milieu du pad 0. Trois cas on été étudiés selon la position  $Y$  du point d’impact de la particule incidente traversant la chambre :

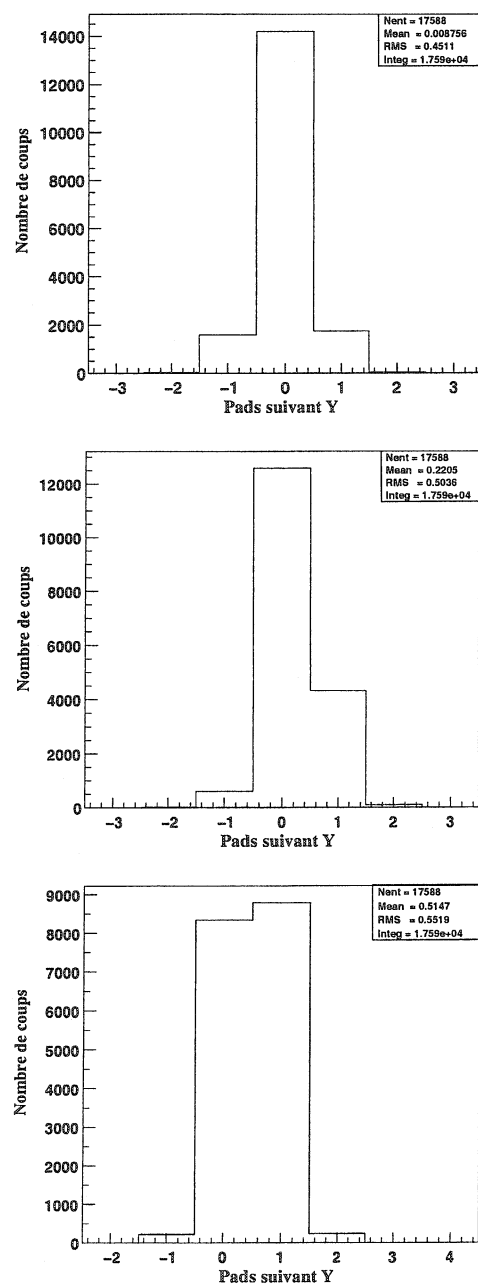


FIG. 5.10 – Exemple de répartition d’une charge suivant la direction Y du plan de pads (plan de déviation), pour trois points d’impacts différents. De gauche à droite : au milieu du pad, au quart du pad et entre deux pads.

- au milieu du pad ( $Y = 0 \text{ mm}$ );
- au quart du pad ( $Y = 1.25 \text{ mm}$ );
- entre deux pads ( $Y = 2.5 \text{ mm}$ ).

Dans le premier cas, le pad 0 collecte presque la totalité de la charge et la répartition est symétrique. Plus on s'éloigne du centre du pad et plus cette répartition devient asymétrique jusqu'à la position qui correspond à la frontière de deux pads.

La faible asymétrie pour le cas où la particule passe au centre du pad et entre deux pads, est due au fait que l'abscisse de l'électron diffusé sur les fils diffère légèrement du point d'impact de la particule incidente à cause de la faible diffusion transverse.

### 5.3.7 Introduction du bruit électronique sur les pads

D'après les données expérimentales (voir chapitre 4), on a constaté que le bruit électronique est légèrement plus faible sur le plan de déviation que celui du second plan (taille plus petite des pads). Sur un pad donné, on a rajouté à la charge physique le bruit électronique correspondant. Ce bruit a été obtenu de la manière suivante :

- tirage aléatoire plat de l'écart type de la distribution de bruit (entre 0.75 et 1.05 canaux ADC pour le plan de déviation et entre 0.80 et 1.15 canaux ADC pour le second plan);
- tirage aléatoire plat du piédestal (entre 100 et 200 canaux ADC) pour les deux plans;
- tirage aléatoire du bruit à partir d'une distribution gaussienne centrée sur la valeur du piédestal.

### 5.3.8 Introduction de l'effet de seuil et de saturation sur les pads

Les voies électroniques utilisées dans l'expérience saturent pour une valeur déterminée de charge identique pour toutes les voies. La figure 5.11 représente un agrandissement de la charge expérimentale collectée par pad. On remarque que la valeur de la saturation est autour de 2800 canaux ADC qui correspond à  $569.8 \text{ fc}$  ( $3.56 \cdot 10^6$  électrons). Dans la simulation, la charge par pad (signal + bruit) aura au plus cette valeur.

Par contre, le seuil bas appliqué diffère d'un pad à un autre, car il dépend de la valeur de l'écart type  $\sigma_b$  du bruit électronique comme pour l'analyse des données expérimentales. Le seuil utilisé est égal à  $3 \cdot \sigma_b$ .

## 5.4 Résultats et interprétations

### 5.4.1 Distribution de charge

La figure 5.12 représente les distributions de charge expérimentale et simulée pour un gain moyen de  $1.4 \cdot 10^4$  correspondant à la tension anode-cathode de 1600 V. On remarque qu'il y a un bon accord entre les deux résultats. La valeur du gain moyen est ajustée de telle manière à ce que les deux distributions soient superposées.

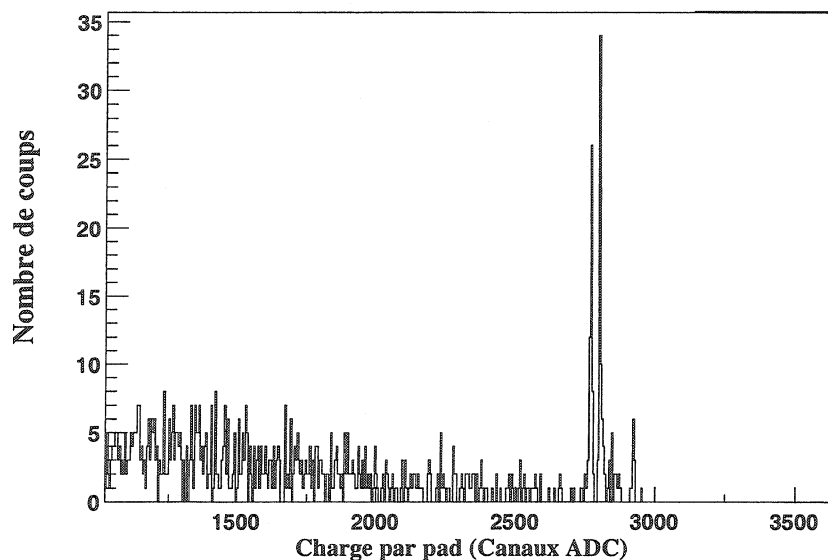


FIG. 5.11 – Partie haute de la distribution de charge reçue sur un pad (charges  $> 1000$  canaux ADC). L'effet de saturation de l'électronique, obtenue pour une tension de 1750 V est visible.

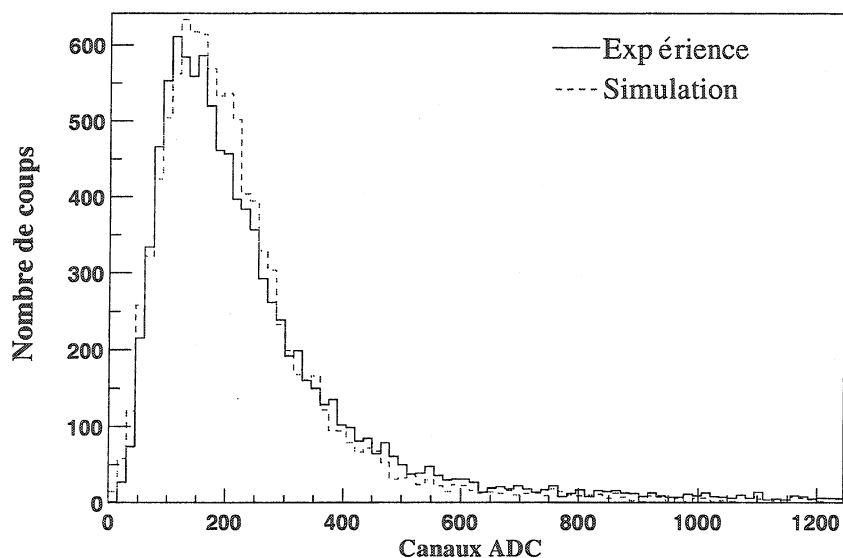


FIG. 5.12 – Distributions de charge expérimentale (trait plein) et simulée (pointillés) induite sur le plan de déviation pour une tension anode-cathode de 1600 V.

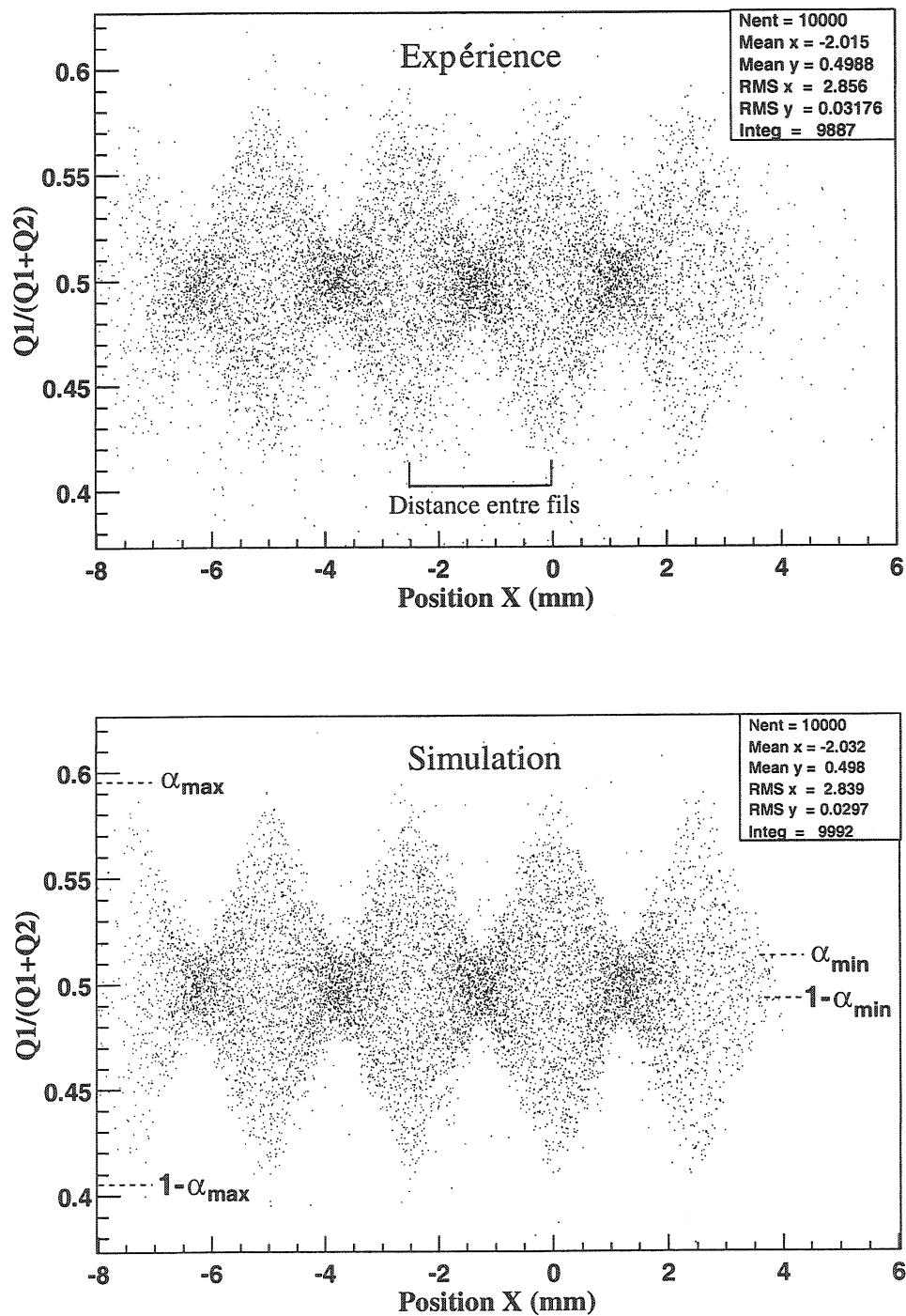


FIG. 5.13 – Rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale en fonction de la position X (perpendiculaire aux fils) du point d'impact, pour une tension anode-cathode de 1600 V.



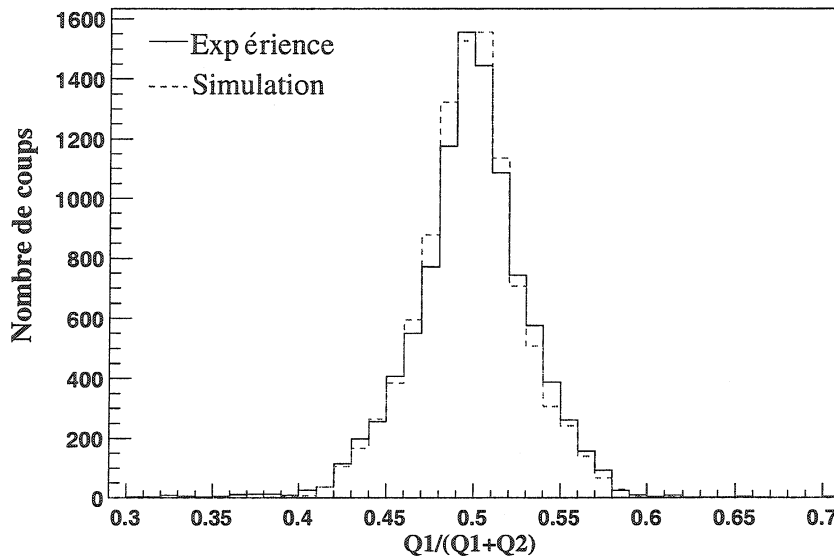


FIG. 5.14 – Rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale, pour une tension anode-cathode de 1600 V. L'expérience est en trait plein et la simulation en pointillés.

#### 5.4.2 Partage de charge entre les deux plans

Afin de valider de manière plus fine le résultat de simulation précédent (distribution de charge), il est utile de vérifier si le partage de la charge sur les deux plans correspond bien aux données expérimentales. Pour cela, il est nécessaire de déterminer la valeur des paramètres  $\alpha_{min}$  et  $\alpha_{max}$  décrits précédemment. L'accord entre l'expérience et la simulation est obtenu pour respectivement 0.510 et 0.595 (tension de 1600 V).

La figure 5.13 montre le rapport simulé et expérimental entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale en fonction de la position X du point d'impact (perpendiculaire aux fils).

On peut aussi à partir de cette figure vérifier que les fils sont équidistants et que la distance entre fils est correcte (2.5 mm).

La figure 5.14 représente la projection de ce même rapport, l'accord est satisfaisant. Une vérification plus fine nécessite d'étudier le cas où l'impact de la particule se trouve sur le fil ou entre deux fils. On prendra des événements à  $\pm 100 \mu m$  des deux positions. Ces deux cas sont montrés sur la figure 5.15. Bien que le nombre d'événements soit faible, on remarque qu'il y a un bon accord entre calcul et données expérimentales. Une façon complémentaire de montrer la corrélation de charge entre les deux plans, déviation et non-déviation, est de représenter la charge collectée sur le premier plan en fonction de celle collectée sur le second (figure 5.16). La corrélation est présentée pour les deux cas particuliers cités précédemment (autour du fil et autour du centre de deux fils) sur la figure

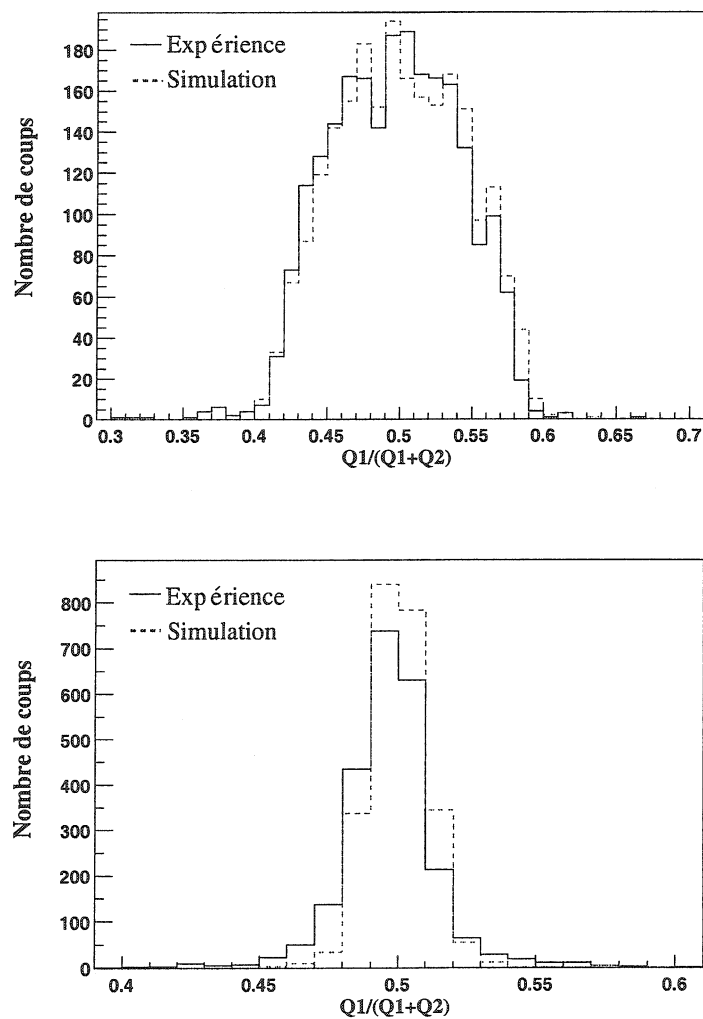


FIG. 5.15 – Rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale pour deux positions X (perpendiculaire aux fils) du point d'impact : sur les fils (en haut) et entre deux fils (en bas) pour une tension anode-cathode de 1600 V. L'expérience est en trait plein et la simulation en pointillés.

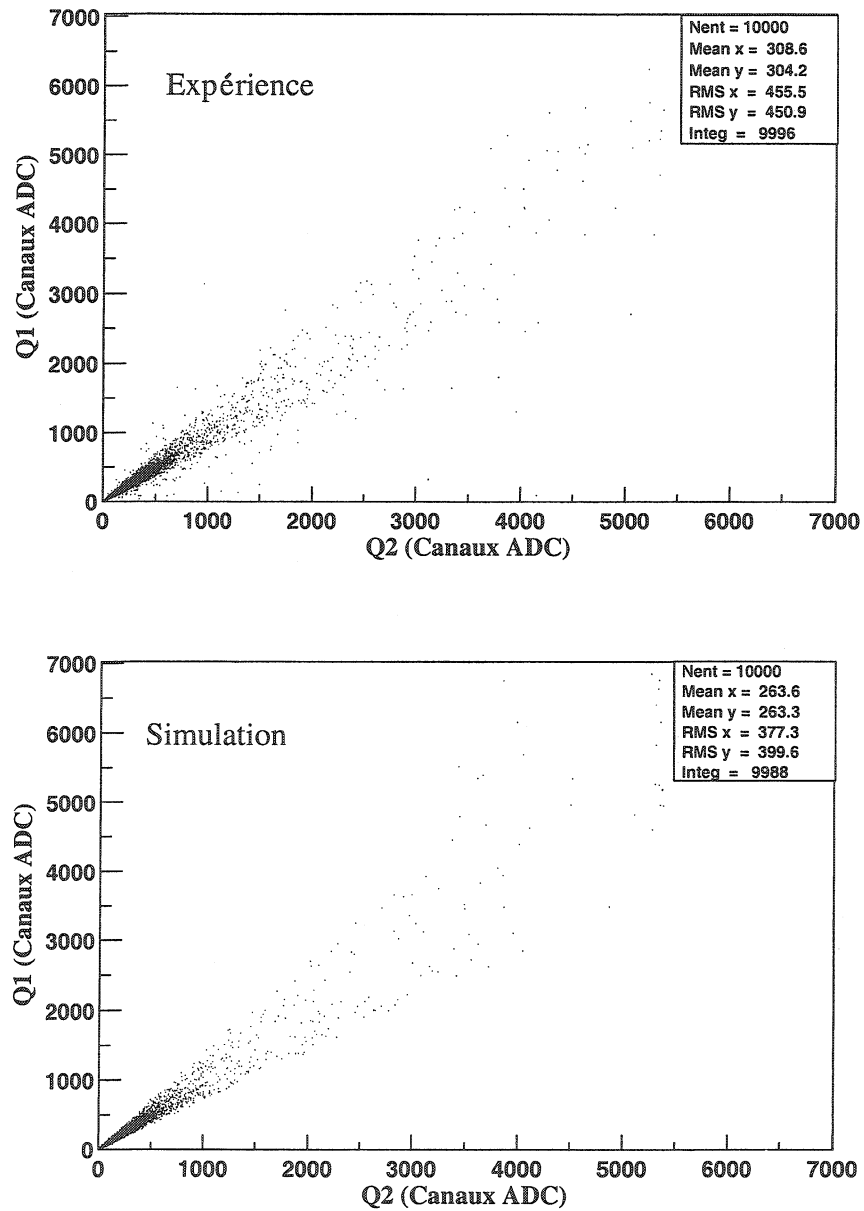


FIG. 5.16 – Corrélation de charge expérimentale et simulée entre les deux plans de pads. Charge induite sur le plan de déviation en fonction de la charge induite par le plan de non-déviation, pour une tension anode-cathode de 1600 V.

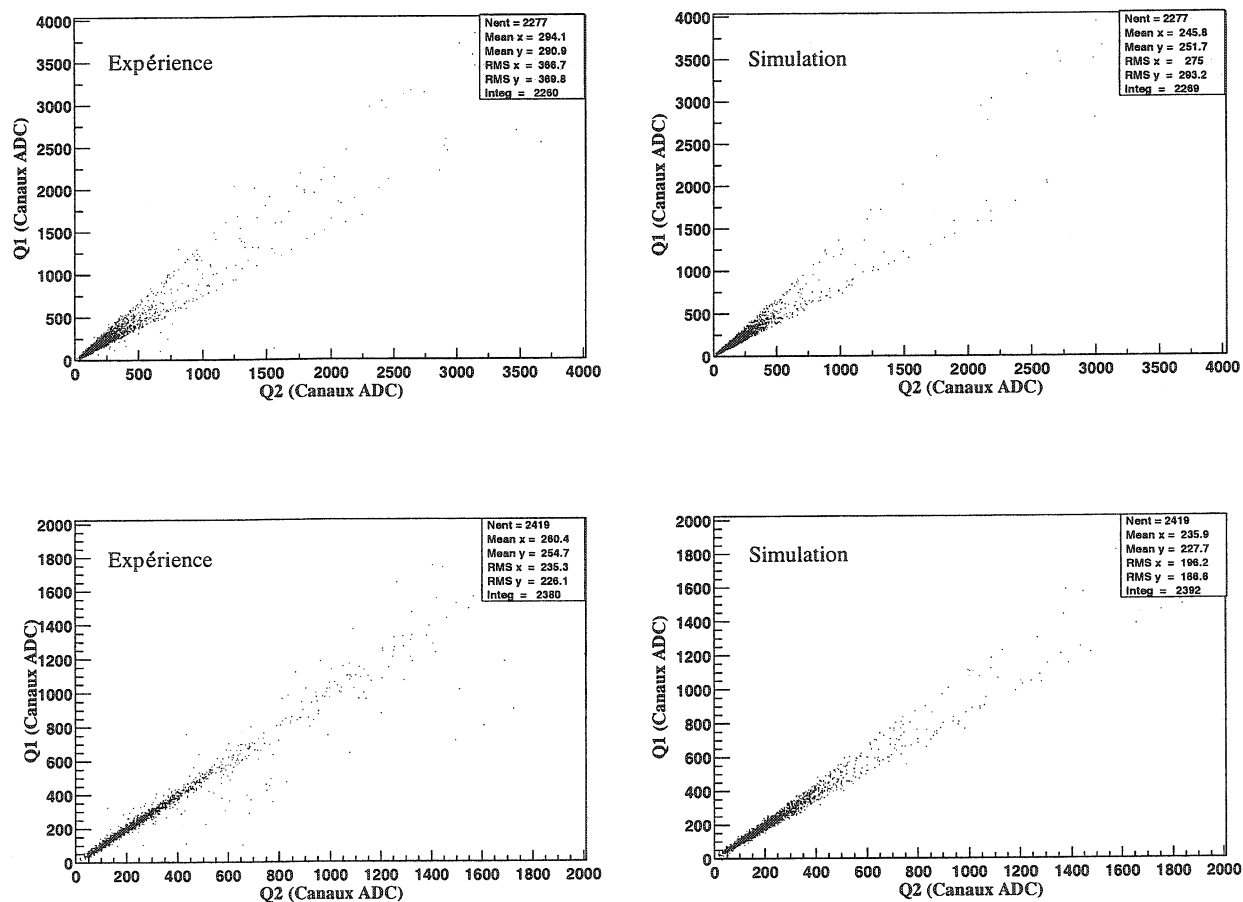


FIG. 5.17 – Corrélation de charge entre les deux plans de pads expérimentale et simulée sur les fils (en haut) et entre fils (en bas). Charge collectée sur le plan de déviation en fonction de la charge collectée par le plan de non-déviation, pour une tension anode-cathode de 1600 V.

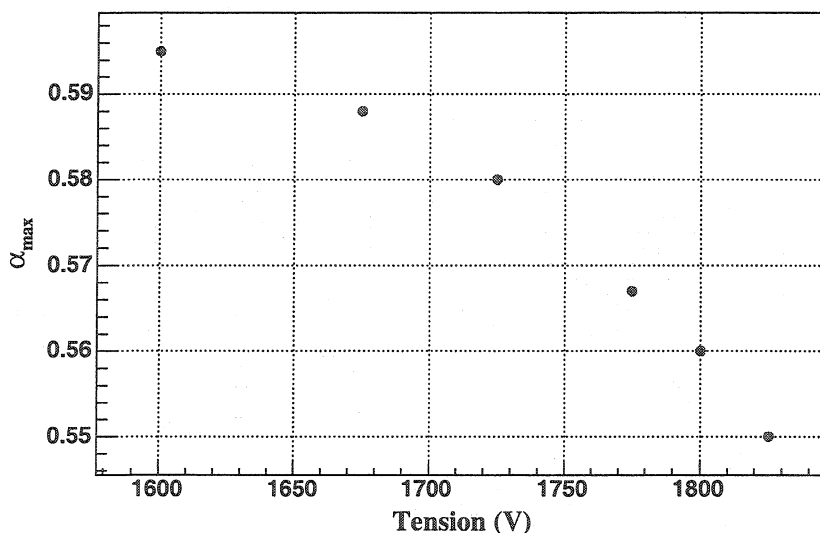


FIG. 5.18 – Variation du coefficient  $\alpha_{max}$  en fonction de la tension anode-cathode.

5.17. L'accord est là encore satisfaisant et indique que la modélisation est pertinente.

Il est à noter que la valeur du paramètre  $\alpha_{max}$  varie très faiblement avec la tension anode-cathode comme le montre la figure 5.18. En effet  $\alpha_{max}$  diminue avec la tension et tend vers la valeur  $\alpha_{min}$  qui est constant quelque soit la tension ( $\alpha_{min} = 0.51$ ). Ceci s'explique par le fait qu'il y a de moins en moins de fluctuations statistiques quand la charge augmente. En d'autres termes, pour une tension "infinie" (non réalisable expérimentalement à cause des décharges), le comportement est le même indépendamment de la position X.

### 5.4.3 Gain d'amplification

Le gain d'amplification moyen  $G_0$  est obtenu en superposant les deux distributions de charge expérimentale et simulée. La distribution de gain est donc la distribution de Polya centrée à  $G_0$ . De la même manière on refait l'opération pour différentes tensions. La figure 5.19 montre la variation du gain d'amplification moyen en fonction de la tension anode-cathode. On remarque que la courbe est de forme exponentielle. A l'aide de cette courbe, il devient possible de prédire le gain associé à une tension non testée expérimentalement.

### 5.4.4 Nombre de pads touchés (multiplicité)

La figure 5.20 représente le nombre de pads touchés par événement suivant la direction Y (parallèle aux fils) pour une tension anode-cathode de 1600 V. Le faisceau simulé a été positionné par rapport au plan de pads de telle manière à reproduire au mieux les résultats

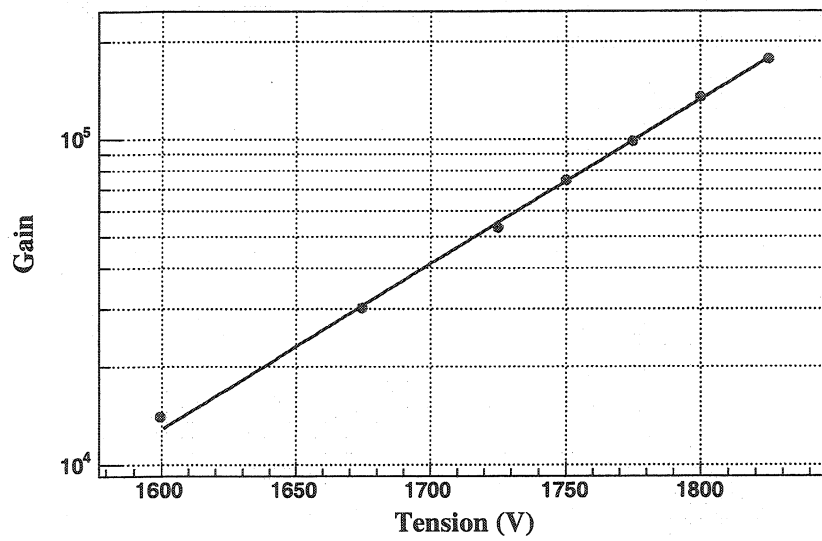


FIG. 5.19 – Gain d'amplification moyen en fonction de la tension anode-cathode. Points ajustés par une fonction exponentielle.

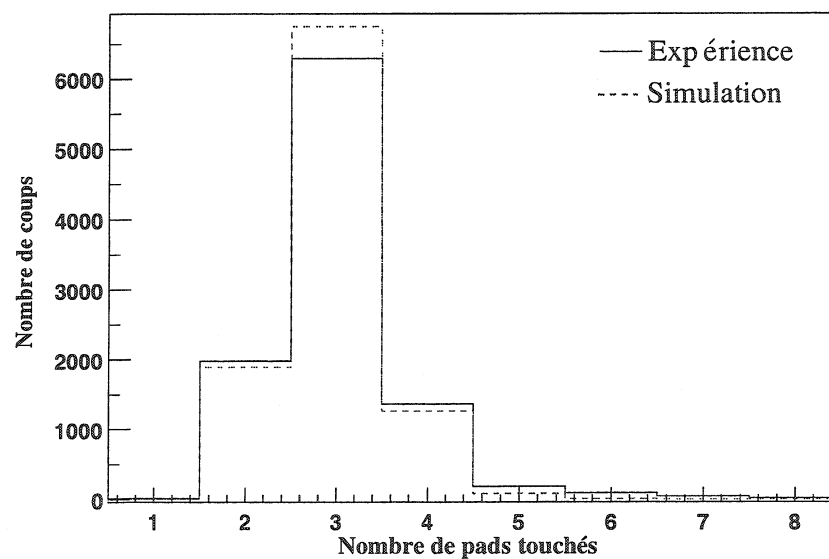


FIG. 5.20 – Nombre de pads touchés suivant la direction Y (parallèle aux fils) pour une tension anode-cathode de 1600 V.

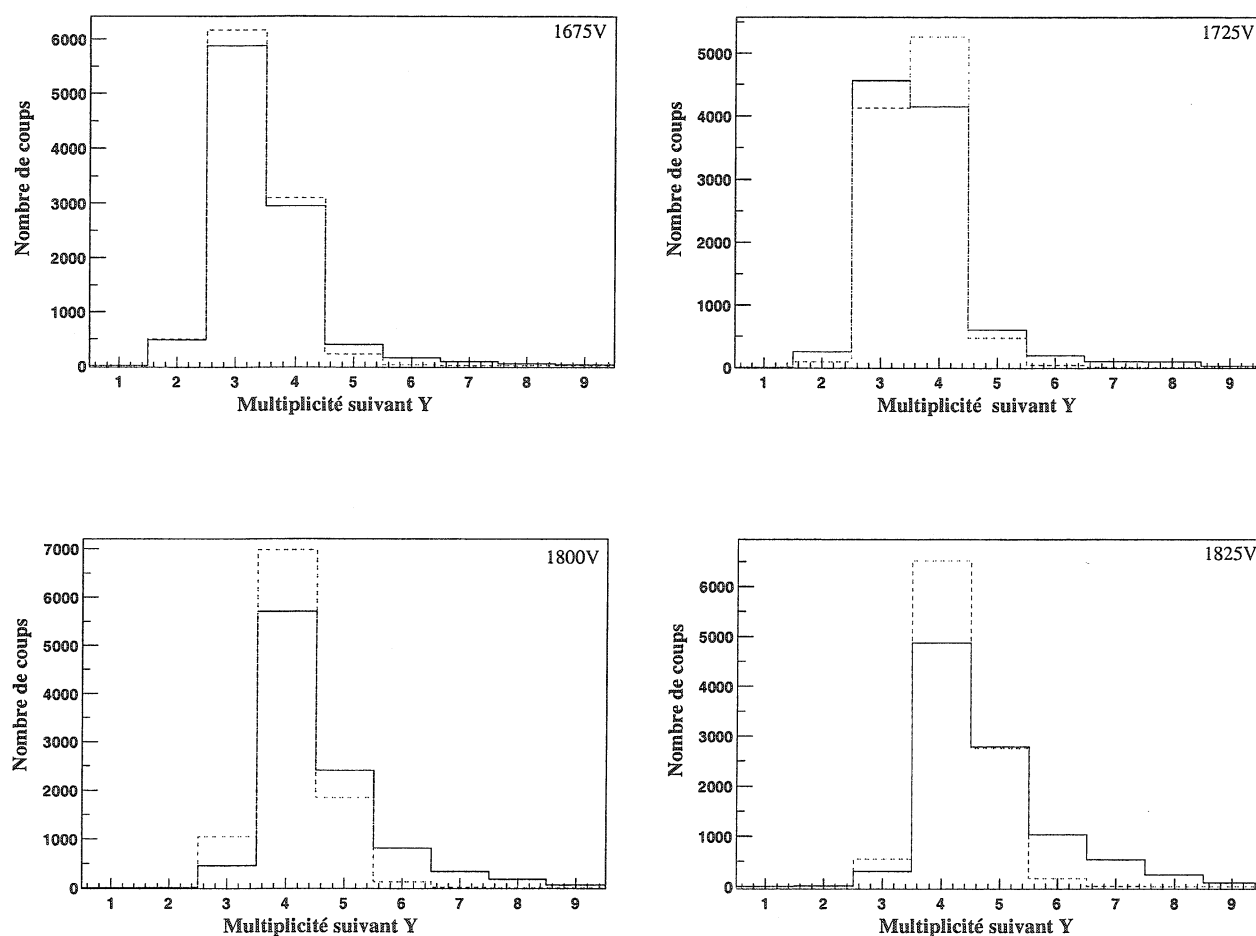


FIG. 5.21 – Nombre de pads touchés suivant la direction Y (parallèle aux fils) pour plusieurs tensions anode-cathode.

expérimentaux. Ce positionnement a été réalisé en comparant des portions du faisceau entre expérience et simulation dans les deux directions X et Y.

La légère différence entre simulation et données est dû probablement à l'effet de la diaphonie connu sous le nom de cross-talk, qui reste faible pour cette tension. Son effet augmente avec la valeur de la tension comme le montre la figure 5.21 représentant le nombre de pads touchés par événement suivant la direction Y pour différentes tensions anode-cathode. La figure 5.22 montre la variation du nombre moyen de pads touchés en fonction du gain d'amplification. Les deux courbes expérimentale et simulée semble se détacher quand le gain (ou la tension) augmente. L'explication la plus plausible est que la diaphonie étale la charge, ce qui augmente le nombre de pads touchés.

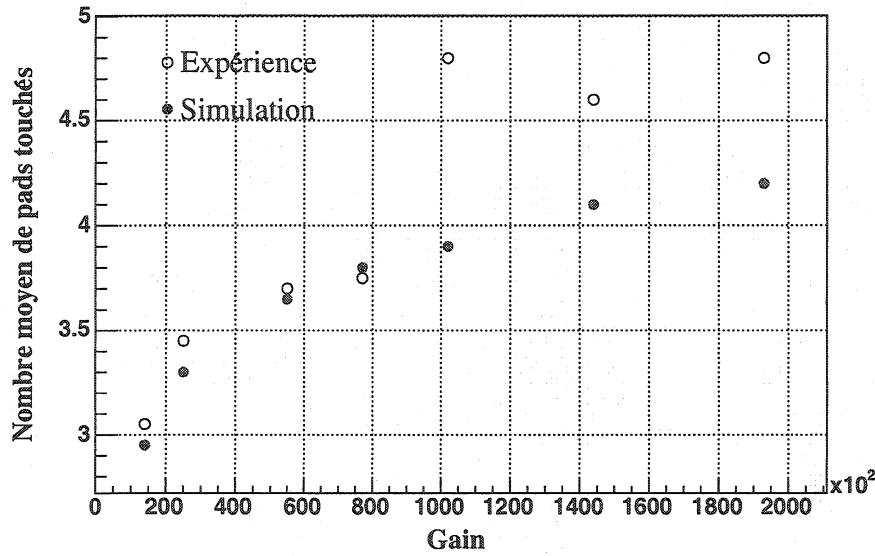


FIG. 5.22 – Variation du nombre moyen de pads touchés suivant Y en fonction du gain moyen.

#### 5.4.5 Saturation des pads

Expérimentalement, les voies électroniques saturent à 2800 canaux ADC. En introduisant cette valeur dans la simulation, on a pu comparer le pourcentage d'événements saturés (événements ayant au moins un pad saturé) aux données expérimentales (figure 5.23).

Comme attendu, ce pourcentage augmente avec la tension ; il est légèrement plus élevé dans les données que dans la simulation. Par contre c'est la même valeur à très basse tension (1600 V).

#### 5.4.6 Reconstruction du point d'impact

Le calcul du centre de gravité (barycentre) de la charge induite sur une cathode, permet la localisation de la position d'impact de la particule incidente. Il est calculé de la manière suivante :

$$Y_{cg} = \frac{\sum_i Y_i \cdot Q_i}{\sum_i Q_i} \quad (5.7)$$

Où  $Y_i$  et  $Q_i$  sont la position du centre du pad  $i$  et la charge induite sur les pads de position  $Y_i$  (idem pour la direction X).

La figure 5.24 montre la reconstruction du point d'impact expérimental et simulé avec cette méthode sur le plan de déviation. A première vue, l'accord est très satisfaisant.



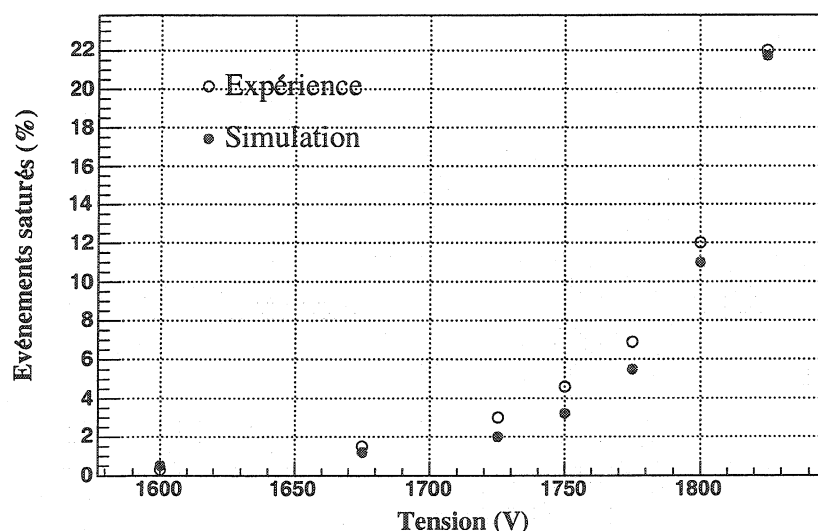


FIG. 5.23 – Variation du pourcentage d'événements saturés expérimentaux (cercles vides) et simulés (cercles pleins) en fonction de la tension anode-cathode. La saturation est fixée à 2500 canaux ADC après soustraction du piédestal.

La seule différence est que dans les données expérimentales, il y a apparition de traînes de l'ordre de 1.5 % absentes sur le profil du faisceau (voir figure 5.2) dans cette même direction. Nous avons montré que l'erreur associée à la position du point d'impact est de forme gaussienne dans les deux directions. On sait que cette distribution ne possède pas de traînes d'où probablement l'absence de queues sur la distribution du centre de gravité simulé. Ceci n'est qu'une hypothèse. Ça peut provenir d'une somme de plusieurs contributions physiques et électroniques.

#### 5.4.7 Résolution spatiale de la chambre

La résolution spatiale est définie comme étant l'écart type de la gaussienne ajustée sur la distribution des résidus issue de la différence entre la coordonnée du point d'impact (obtenue par extrapolation sur la chambre) et celle de sa position reconstruite (obtenue à l'aide de l'algorithme de reconstruction appliqué à la charge induite sur les cathodes).

La position du point d'impact de la particule incidente peut être reconstruite par deux méthodes équivalentes :

- la première est un calcul simple du centre de gravité de la charge créée par un événement. Dans ce cas, il faut appliquer une correction qui dépend de la distance de la particule au centre du pad (pour une direction donnée). La figure 5.25 représente les résidus (distance entre le centre de gravité et du point d'impact) obtenus sur le plan de déviation sans application de la correction en fonction du point d'impact relatif (distance entre le centre du pad et le point d'impact) pour une largeur de pad. Cette figure nous

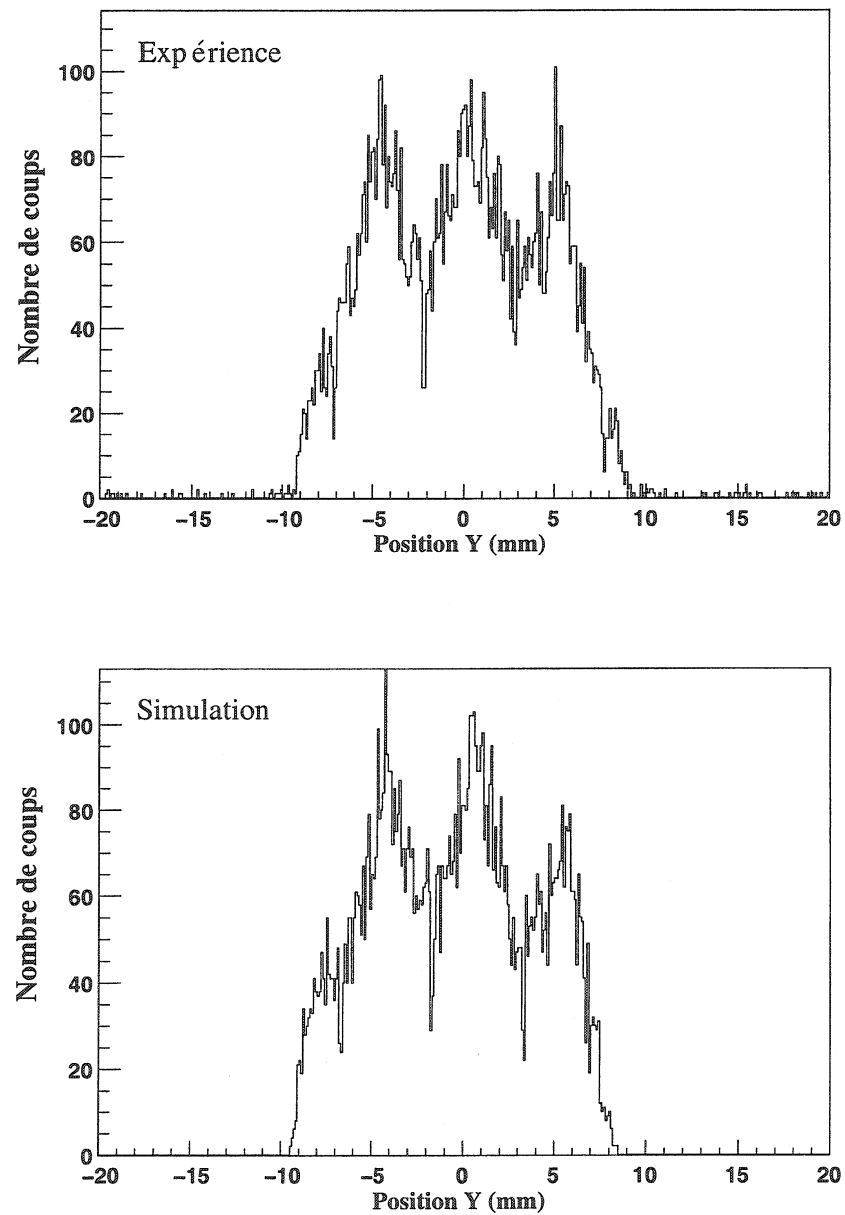


FIG. 5.24 – Reconstruction du point d'impact expérimental et simulé sur le plan de déviation par l'algorithme du centre de gravité.

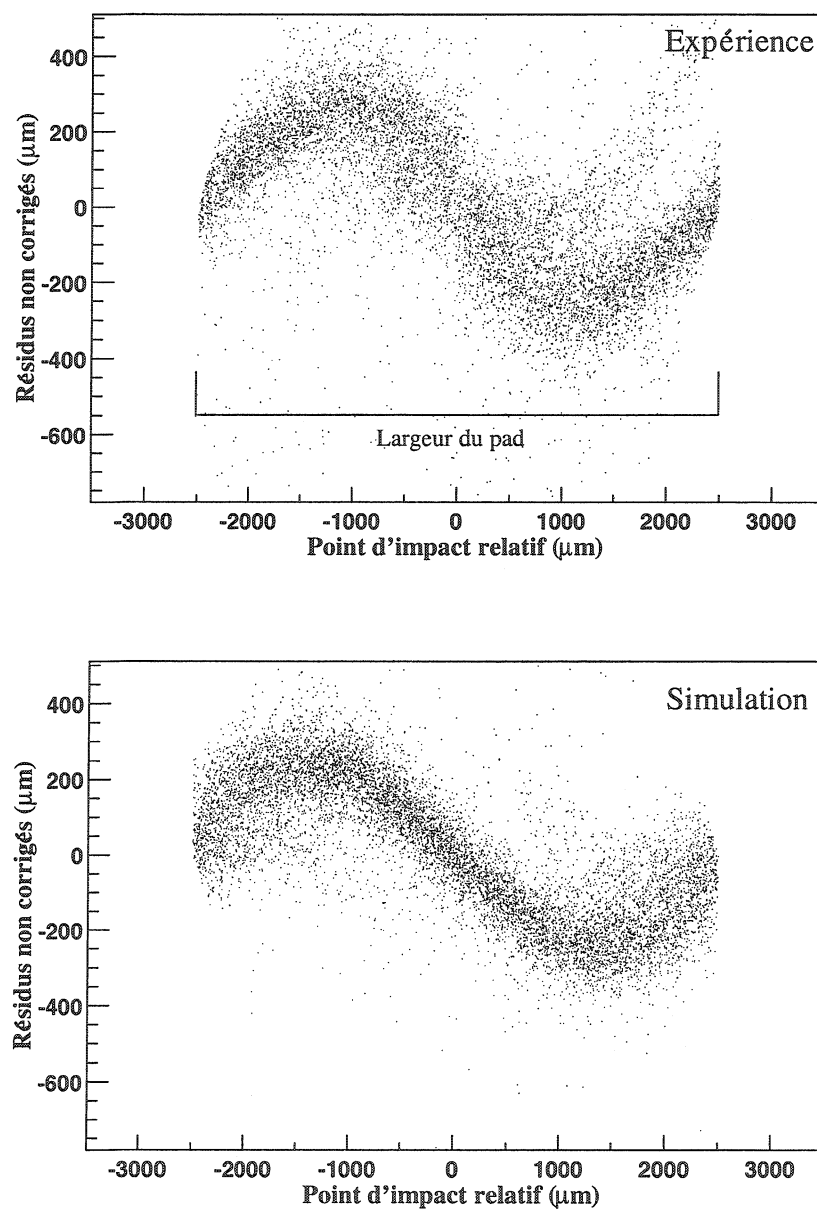


FIG. 5.25 – Résidus non corrigés (distance entre le centre de gravité et du point d'impact) en fonction du point d'impact relatif (distance entre le centre du pad et du point d'impact) pour une largeur de pad dans la direction Y.

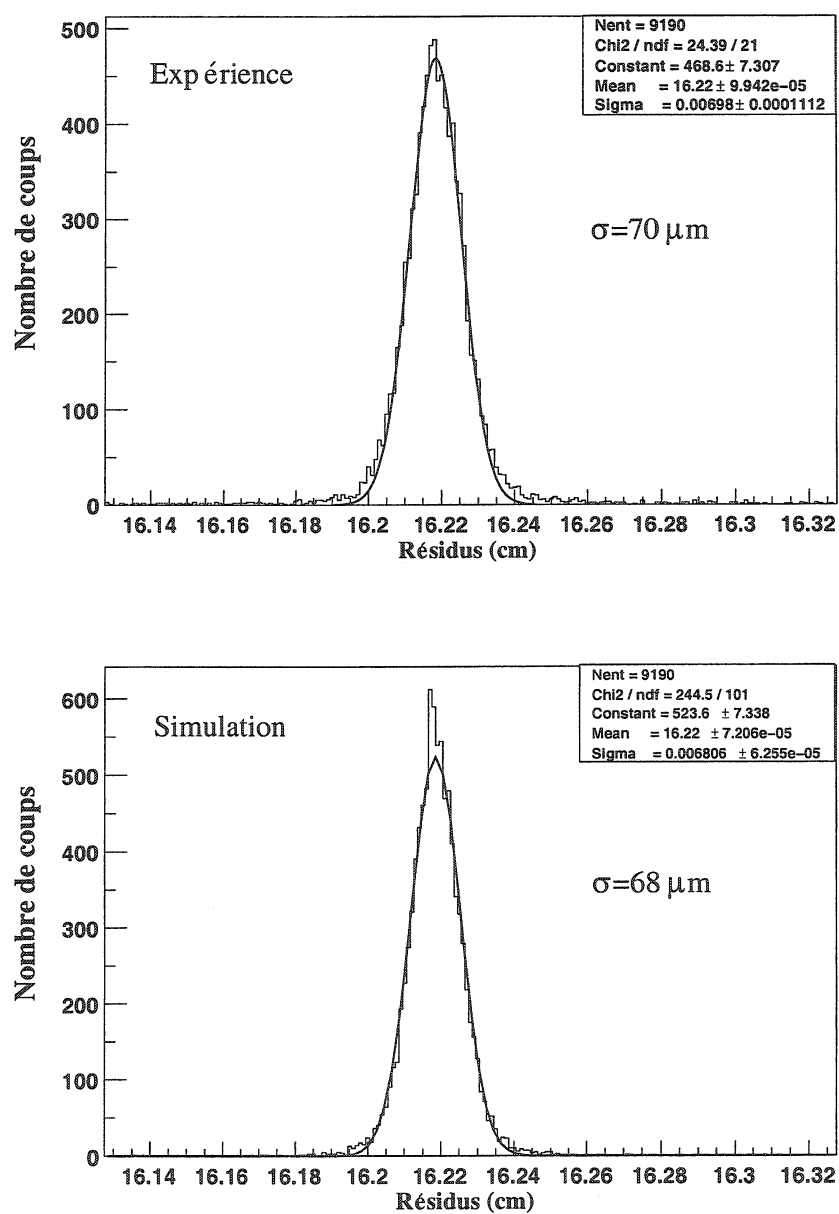


FIG. 5.26 – Résidus expérimentaux et simulés (échelle linéaire) sur le plan de déviation pour une tension de 1600 V.

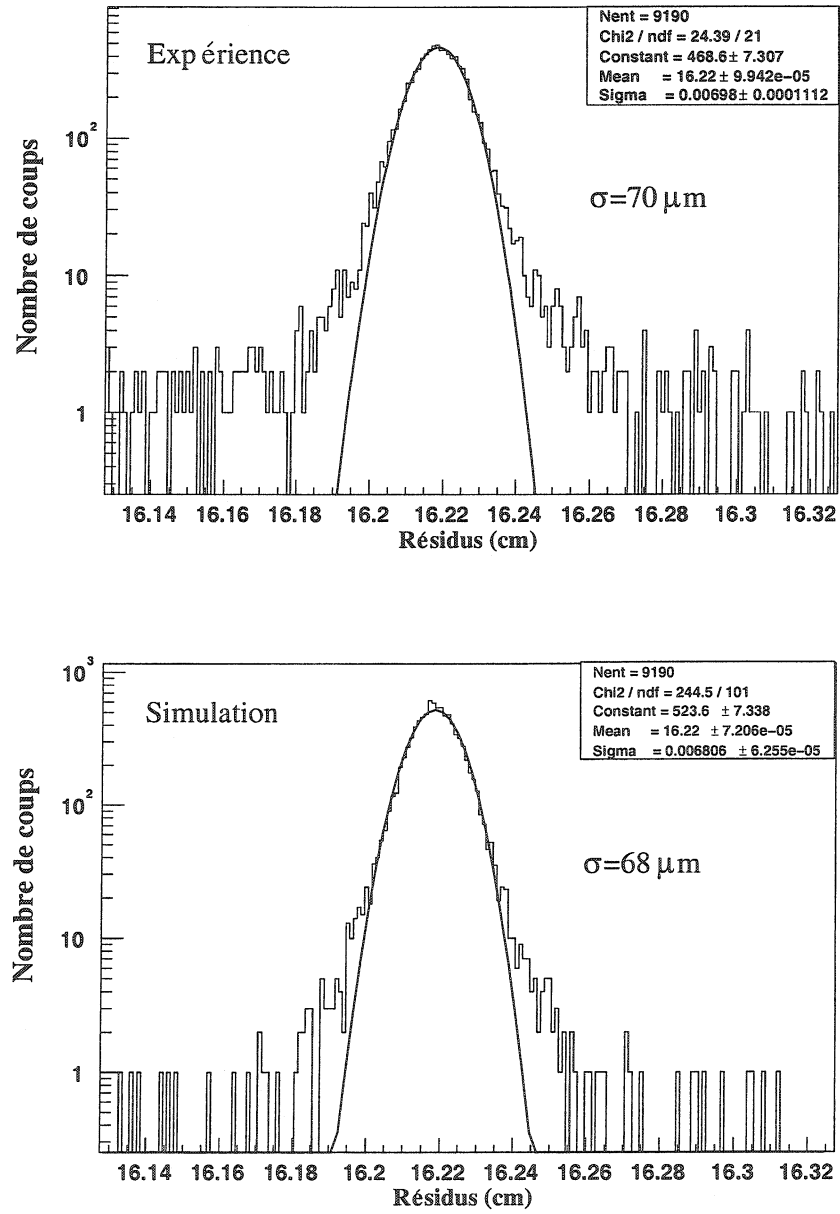


FIG. 5.27 – Résidus expérimentaux et simulés (échelle logarithmique) sur le plan de déviation pour une tension de 1600 V.

renseigne sur la forme de l'étalement de la charge. La correction à appliquer est nulle au centre et aux bords du pad. Elle est maximale au quart du pad et est égale à  $300 \mu m$ . En comparant les données à la simulation on remarque que la dispersion des résidus est plus importante dans le premier cas.

Le résidu est calculé de la manière suivante :

$$Res = Y_{cg} - Y_t = \frac{\sum_i Y_i \cdot Q_i}{\sum_i Q_i} - Y_t \quad (5.8)$$

Où :

- $Y_{cg}$  est la position du centre de gravité ;
- $Y_t$  est la position de la trace (point d'impact) ;
- $Y_i$  est la position du centre du pad  $i$  ;
- $Q_i$  est la somme des charges collectées par les pads ayant une position  $Y_i$  ;
- la seconde méthode de reconstruction est un ajustement à deux dimensions de la charge en utilisant la distribution de Mathieson-Gatti dont les paramètres sont identiques à ceux utilisés pour étaler la charge.

L'ajustement de Mathieson-Gatti consiste à minimiser la fonction  $\chi^2$  qui est de la forme suivante :

$$\chi^2 = \sum_i \left\{ \frac{Q_{sim}^i - Q_{math}^i}{\sigma_{sim}^i} \right\}^2 \quad (5.9)$$

Où :

- $Q_{sim}^i$  est la charge obtenue par simulation sur le pad  $i$  ;
- $\sigma_{sim}^i$  est l'erreur associée à  $Q_{sim}^i$  ;
- $Q_{math}^i$  est la charge du pad  $i$  obtenue par l'ajustement de Mathieson.

Les résultats qui seront montrés par la suite ont été obtenus en utilisant la méthode de l'ajustement de Mathieson-Gatti. C'est généralement la méthode la plus utilisée, car elle donne de meilleurs résultats.

La figure 5.26 représente les résidus corrigés des données et de la simulation dans le plan de déviation. Un ajustement gaussien (sans les traînes) donne respectivement des résolutions de  $70 \mu m$  et de  $68 \mu m$ . En fait ces valeurs ne représentent pas la résolution intrinsèque de la chambre mais celle de la chambre et du système de trajectographie (les détecteurs silicium). La relation qui lie ces deux quantités est la suivante :

$$\sigma_T = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_{Si}^2} \quad (5.10)$$

Où :

- $\sigma_T$  est la résolution spatiale de la chambre et du système de trajectographie (la valeur obtenue expérimentalement) ;
- $\sigma_i$  est la résolution spatiale intrinsèque de la chambre ;
- $\sigma_{Si}$  est la résolution spatiale du système de trajectographie (cette valeur comporte la résolution spatiale des siliciums et la diffusion multiple).

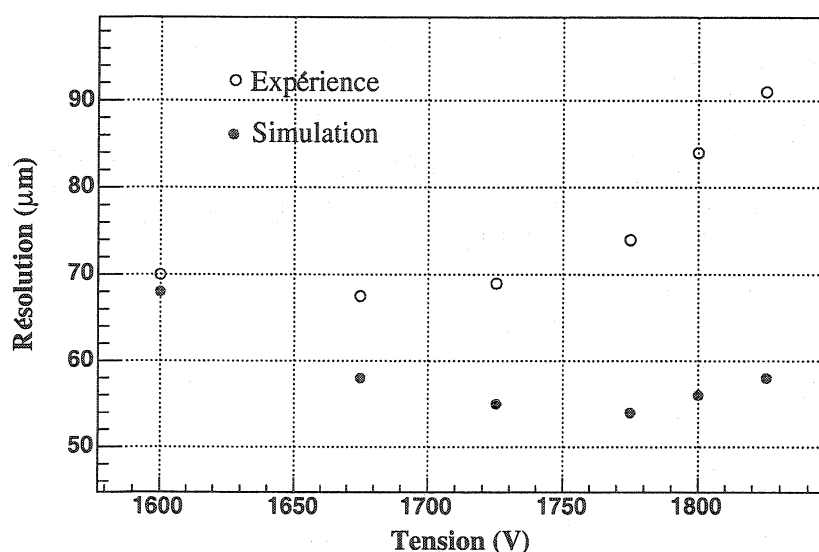


FIG. 5.28 – Variation de la résolution spatiale sur le plan de déviation en fonction de la tension anode-cathode.

**Variation de la résolution en fonction de la tension** L'analyse des résultats montre que la résolution spatiale dépend de la tension appliquée (figure 5.28).

A basse tension, le gain (et donc la charge) augmente avec la tension. Il y a de moins en moins de fluctuations statistiques et la position du point d'impact est mieux reconstruite.

A haute tension, c'est par contre la saturation des pads qui provoque la détérioration de la résolution spatiale. Dans ce cas l'information sur la charge est en effet faussée. Dans cette région l'écart entre les données et la simulation augmente avec la tension.

Prenons l'exemple de la tension 1825 V. On a vu précédemment que le nombre d'événements saturés est quasiment le même pour les données que pour la simulation ; il est autour de 22 %. Cette valeur représente les événements ayant au moins un pad saturé. Il faut vérifier que le nombre moyen de pads saturés pour une tension donnée correspond bien aux mesures. La figure 5.29 représente le nombre de pads saturés par événement expérimental et simulé pour une tension anode-cathode de 1825 V. L'accord entre simulation et données est bon.

On attribue cet effet à la diaphonie qui augmente avec la tension et a tendance à étaler la charge sur les pads et donc décaler la position reconstruite du point d'impact. Cet effet n'est pas pris en compte dans la simulation.

**Efficacité de reconstruction** La figure 5.30 représente l'efficacité de reconstruction sur le plan de déviation en fonction de la tension anode-cathode. Cette quantité a été obtenue à partir des valeurs des résidus. Dans le calcul de l'efficacité, les événements dont les résidus sont supérieurs à 1 mm sont rejetés.

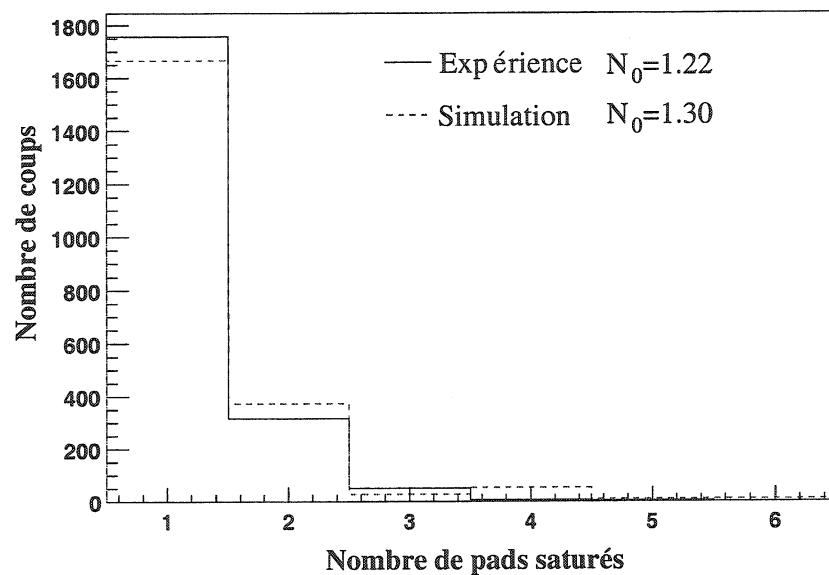


FIG. 5.29 – Nombre de pads saturés par événement pour une tension anode-cathode de 1825 V.

Pour l'expérience et la simulation, l'efficacité de reconstruction diminue quand la tension augmente. C'est l'effet de la saturation qui décale la position du centre de gravité de la charge sur le plan de pads et donc augmente l'écart entre la position du point d'impact et de la position reconstruite.

On remarque que les deux courbes ont la même allure. L'efficacité est meilleure dans le cas de la simulation, elle frôle les 100 % pour une tension de 1600 V. A une tension donnée l'écart entre données et calculs est quasi-constant (3.5 %). Il est à noter que les événements appartenant à cette tranche (3.5 %), couvrent tout le faisceau dans les deux directions X et Y. Cette inefficacité est donc indépendante de la position du point d'impact. L'hypothèse la plus probable est que l'erreur associée au point d'impact soit plus étalée (distribution gaussienne avec une traînée).

#### 5.4.8 Effet angulaire

Un des buts essentiels de cette simulation, est de comprendre comment varie la résolution spatiale en fonction de l'angle d'incidence de la particule dans la direction Y (parallèle aux fils). La figure 5.31 définit les angles d'inclinaison  $\theta_X$  et  $\theta_Y$  dans les deux directions par rapport au plan de fils. Dans la direction Y, six angles  $\theta_Y$  entre  $0^\circ$  et  $10^\circ$  ont été testés avec un pas de  $2^\circ$ . L'expérience a montré que cet effet est non négligeable. De  $0^\circ$  à  $10^\circ$ , la résolution spatiale se détériore d'un facteur 2. Par contre trois angles  $\theta_X$  ont suffi pour confirmer que la valeur de la résolution spatiale reste inchangée suivant cet angle.



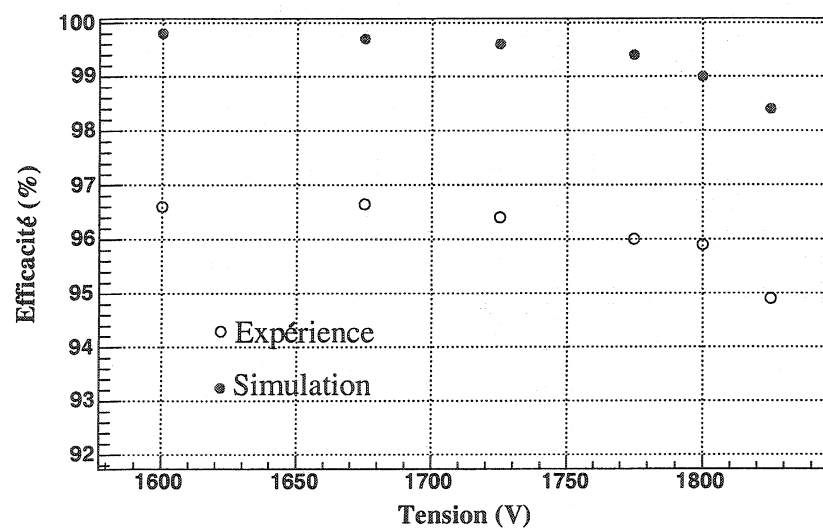


FIG. 5.30 – Efficacité de reconstruction expérimentale (cerles vides) et simulée (cercles pleins) en fonction de la tension anode-cathode.

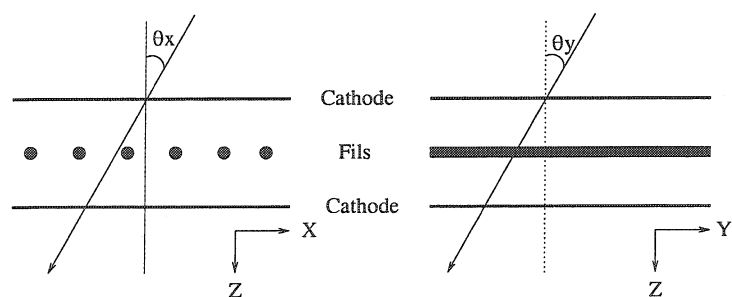


FIG. 5.31 – Définition des angles  $\theta_x$  (à gauche) et  $\theta_y$  (à droite) par rapport au plan de fils.

La figure 5.32 montre la variation de la résolution spatiale en fonction des deux angles  $\theta_X$  et  $\theta_Y$  pour une tension anode-cathode de 1750 V. Le calcul reproduit l'effet d'angle obtenu dans les mesures. Le décalage entre expérience et simulation reste quasi-constant quand la valeur de l'angle augmente.

Ce qui change par rapport à une trace à incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ), c'est le nombre et l'étalement d'électrons primaires avant qu'ils ne soient amplifiés. Dans la direction X, le nombre de fils touchés en moyenne est plus élevé comme le montre la figure 5.33.

## 5.5 Influence de la géométrie sur la résolution spatiale de la chambre

### 5.5.1 Position des fils

Lors de la construction d'une chambre à fils, un des paramètres les plus sensibles est la position d'un fil par rapport aux fils voisins, c'est-à-dire que l'équidistance entre fils peut ne pas être respectée pour une raison ou pour une autre (voir plus de détails sur la construction de la chambre au chapitre 3). Pour simuler une erreur de déplacement d'un fil, on a choisi de le décaler d'une distance de 1.25 mm (en réalité l'erreur sur la position d'un fil est autour de 100  $\mu m$ ). La figure 5.34 représente le rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale en fonction de la position X du point d'impact. Une asymétrie dans la distribution est observée, par contre, le rapport de charge est conservé.

Grâce à une telle représentation (en losanges), on saura expérimentalement si le pas entre fils est bien respecté ou pas. Un calcul du centre de gravité de la charge sur les pads dans la direction perpendiculaire aux fils permet d'obtenir leurs positions [Cha79]. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle dépend de la taille des pads par rapport à la distance entre fils, ce qui n'est pas le cas de notre méthode.

D'après la simulation, ce décalage du fil n'influe pas sur la valeur de la résolution spatiale. Un tel défaut de construction (un décalage de quelques centaines de micromètres) ne met pas en doute les résultats obtenus expérimentalement, sauf si deux fils sont trop près l'un de l'autre, ce qui changera de manière très significative l'allure des lignes de champ et la valeur du gain d'amplification.

### 5.5.2 Asymétrie de la chambre

On considère maintenant que l'espace cathode-fils n'est plus identique de part et d'autre du plan de fils (en moyenne la charge créée dans un espace est supérieure à la charge créée dans le second).

Pour la simulation de cet effet, on considère une erreur maximale de 8 % sur la hauteur d'un espace (200  $\mu m$ ). Ce déplacement correspond à une valeur qui techniquement serait importante lors de la construction des chambres. Les hauteurs des deux espaces seront

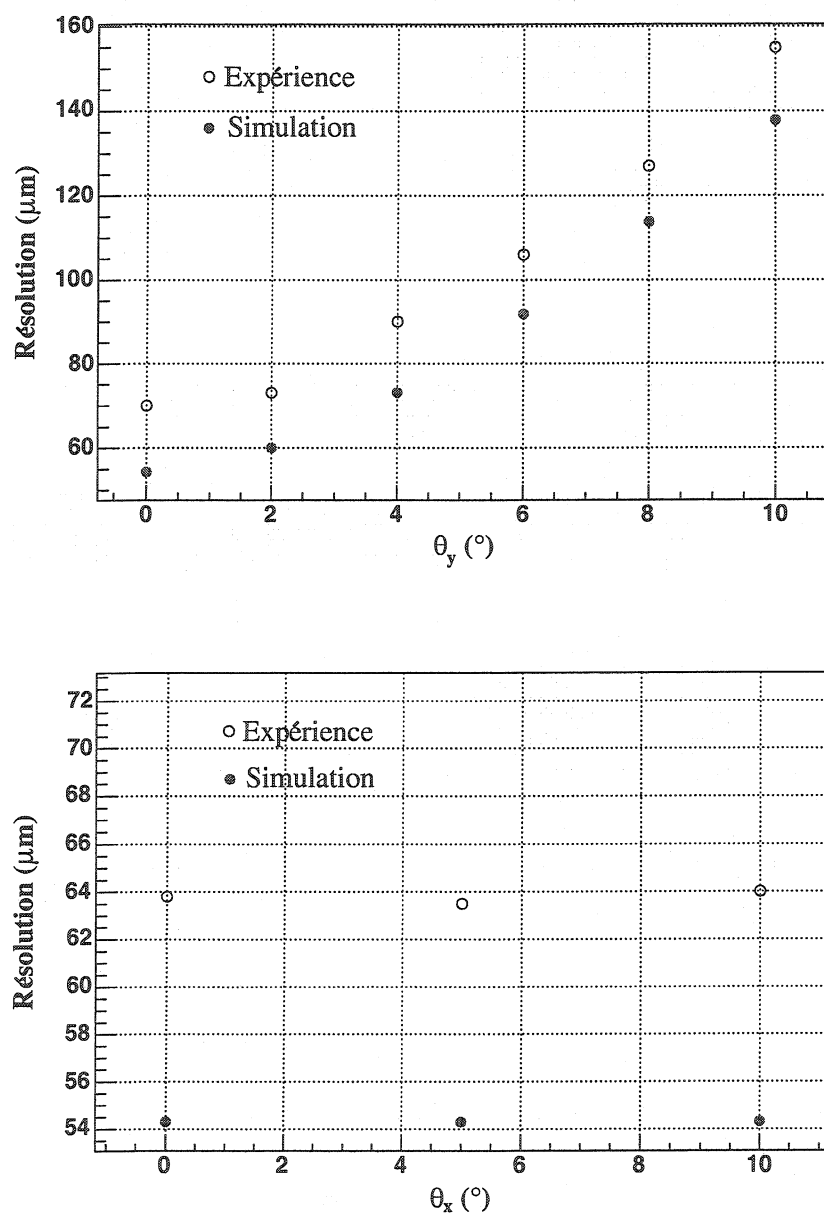


FIG. 5.32 – Variation de la résolution spatiale en fonction de l'angle  $\theta_Y$  dans la direction Y (en haut) et en fonction de l'angle  $\theta_X$  dans la direction X (en bas) pour une tension anode-cathode de 1750 V.

## 5.5. INFLUENCE DE LA GÉOMÉTRIE SUR LA RÉOLUTION SPATIALE DE LA CHAMBRE

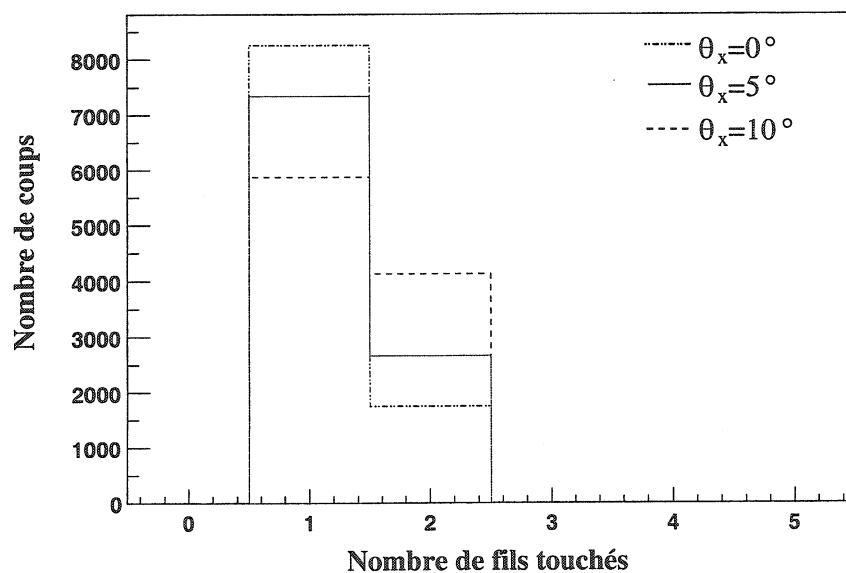


FIG. 5.33 – Nombre de fils touchés pour trois angles  $\theta_x$  ( $0^\circ$ ,  $5^\circ$  et  $10^\circ$ ).

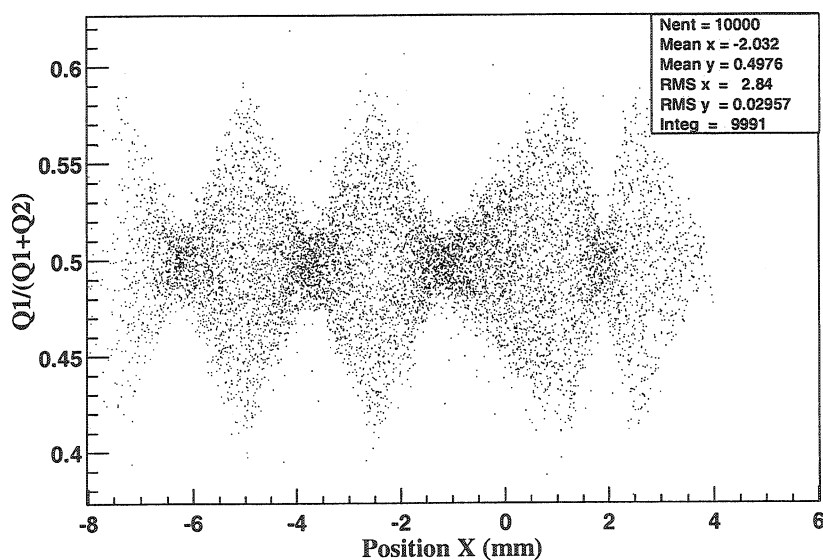


FIG. 5.34 – Rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale en fonction de la position X (perpendiculaire aux fils). Un fil dont la position initiale est  $X = 0 \text{ mm}$  a été décalée de  $1.25 \text{ mm}$  (demi pas entre fils).

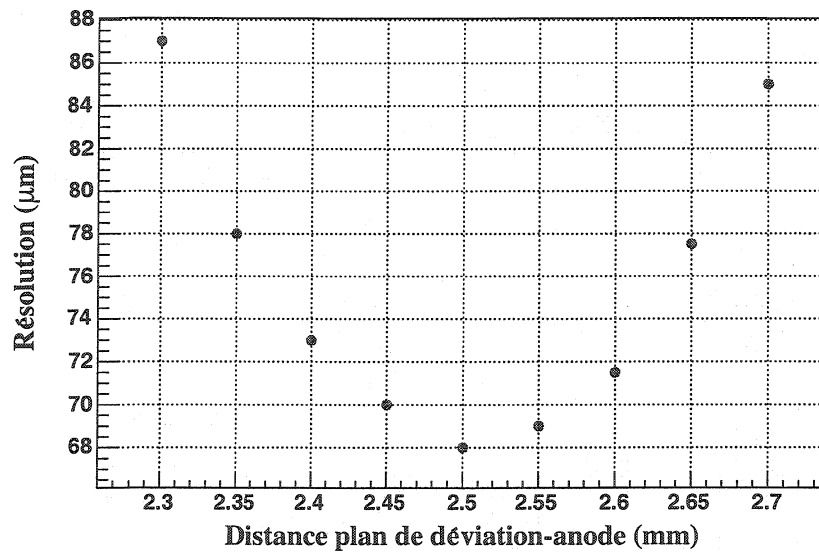


FIG. 5.35 – Variation de la résolution spatiale sur le plan de déviation en fonction de la position  $Z$  du plan de fils par rapport à ce même plan pour une tension de 1600 V. La hauteur du gap de la chambre est de 5 mm.

donc : 2.3 mm pour l'espace correspondant au plan de déviation et 2.7 mm pour le deuxième.

La figure 5.35 montre la variation de la résolution spatiale sur le plan de déviation en fonction de la position  $Z$  du plan de fils, en prenant comme origine des  $Z$  le plan de déviation. Cette courbe peut être décomposée en trois parties :

- $Z = 2.5$  mm : ce cas correspond à une chambre symétrique. La résolution spatiale est optimale ;
- $Z > 2.5$  mm : la charge induite sur le plan de déviation est supérieure à celle induite sur la seconde, mais cette charge est plus étalée par rapport au cas précédent ;
- $Z < 2.5$  mm : la charge créée est moins importante et son étalement est moins important.

Techniquement, pour valider la chambre du point de vue symétrie, on estime que l'erreur sur la hauteur d'un espace ne doit pas dépasser les 4 % (100 μm).

## 5.6 Modélisation des données obtenues au SPS

Le but de cette partie est la modélisation des résultats expérimentaux obtenus au SPS, où l'effet de la diffusion multiple est faible compte tenu de l'énergie des particules incidentes.

Le faisceau de particules au SPS est constitué de muons de 100 GeV/c, alors qu'au

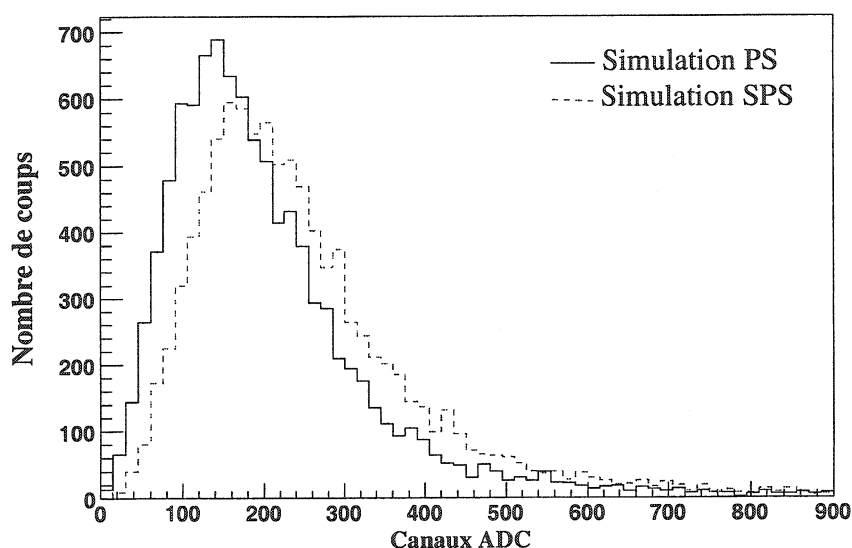


FIG. 5.36 – Distributions de charge simulée des données PS (trait plein) et des données SPS (pointillés) induite sur le plan de déviation pour une tension anode-cathode de 1600 V en supposant un gain constant.

PS il s'agissait de pions de  $7 \text{ GeV}/c$ , ce qui se traduit par un nombre d'interactions différent dans la chambre et donc une perte d'énergie différente (la perte d'énergie est plus importante dans le premier cas).

### 5.6.1 Comparaison entre les simulations des données PS et SPS

Dans cette partie on compare les résultats des simulations des données obtenues au PS et au SPS dans les mêmes conditions. Les paramètres électroniques ainsi que le gain d'avalanche sont similaires. Le seul paramètre qui change est la perte d'énergie dans la chambre.

La perte d'énergie des pions de  $7 \text{ GeV}/c$  est 33 % plus élevée que celle des particules au minimum d'ionisation. Pour les muons de  $100 \text{ GeV}/c$  cette valeur est de 64 %.

**Distribution de charge** La figure 5.36 représente les distributions de charge simulée induite sur le plan de déviation pour les deux cas : PS et SPS. On remarque que la charge est plus élevée dans le cas du SPS. Le gain d'amplification étant constant, le rapport entre les charges déposées les plus probables est le même que le rapport entre les pertes d'énergie dans le gaz ( $\sim 1.23$ ).

**Résolution spatiale intrinsèque** D'après la figure 5.37, la distribution des résidus intrinsèques du PS est légèrement plus large que celle du SPS. Ceci est dû au fait que

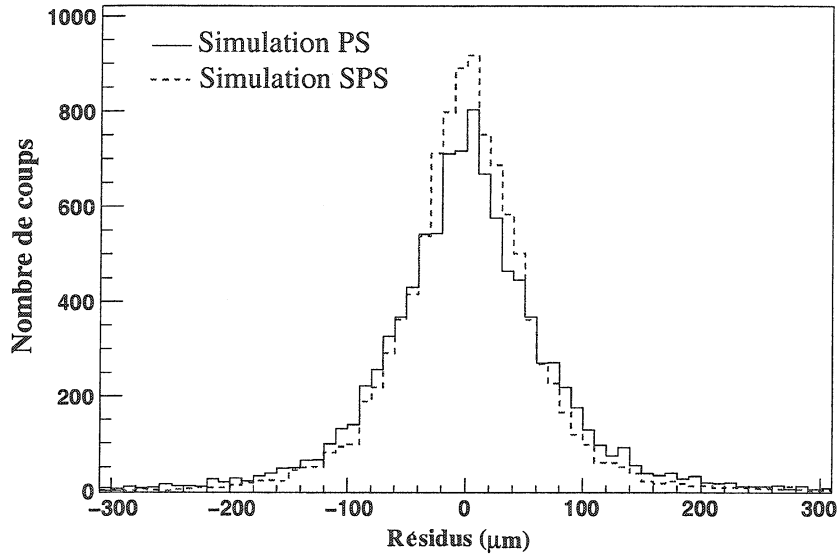


FIG. 5.37 – Résidus intrinsèques simulés des données PS et SPS sur le plan de déviation pour une tension de 1600 V en supposant un gain constant.

dans ce dernier cas la charge moyenne est plus élevée, ce qui diminue les fluctuations statistiques, augmente le rapport signal sur bruit et améliore la résolution spatiale. L'écart entre les deux résolutions est de quelques micromètres.

### 5.6.2 Comparaison entre la simulation et les données SPS

Les étapes de la modélisation ont été citées précédemment. Il faut en plus ajouter les ingrédients appropriés associés au SPS. La même simulation du système de trajectographie (détecteurs silicium) nous a permis d'estimer la valeur de l'écart type associée à l'erreur de la position sur la chambre. Cette valeur comme attendue est de quelques micromètres ( $\sim 10 \mu m$ ).

Dans la partie précédente, on a comparé les résultats de la simulation des données PS et SPS en supposant que les deux chambres possèdent le même gain d'amplification (cas idéal). En réalité, le rapport des charges (il s'agit de la valeur la plus probable de la distribution de charge) SPS/PS est donné par la relation suivante :

$$R_{SPS/PS} = \frac{Q_{SPS}}{Q_{PS}} = \frac{dE/dx_{SPS}}{dE/dx_{PS}} \cdot \frac{Gain_{SPS}}{Gain_{PS}} \quad (5.11)$$

Où :

-  $dE/dx_{SPS}$  et  $dE/dx_{PS}$  sont les pertes d'énergie respectives des particules dans le gaz du faisceau SPS et PS ;

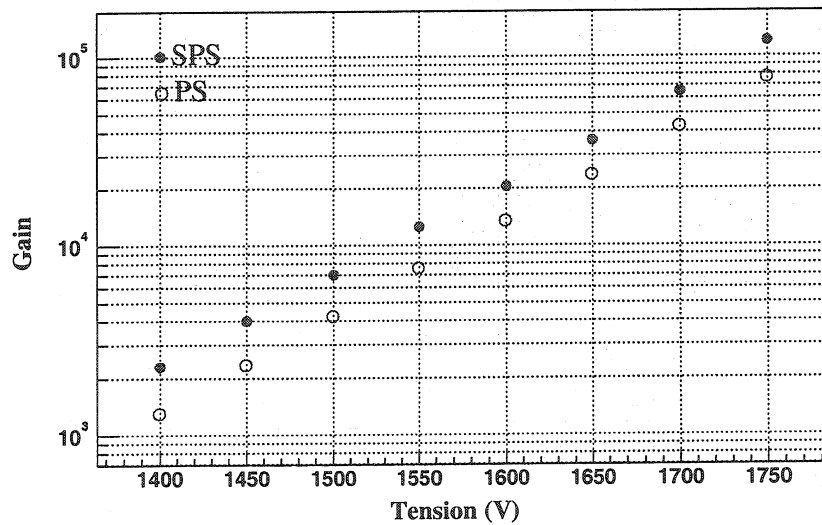


FIG. 5.38 – Variation du gain d'amplification en fonction de la tension anode-cathode. Les données SPS sont en cercles pleins et les données PS sont en cercles vides.

-  $Gain_{SPS}$  et  $Gain_{PS}$  sont les gains d'amplification moyens obtenus durant les tests faisceau.

La figure 5.38 représente la variation du gain d'amplification en fonction de la tension pour les données PS et SPS (Ces valeurs ont été déduites à partir de la simulation). La différence est autour de 55 %. Elle est due probablement à une variation du gap et/ou une légère différence dans le pourcentage des constituants du gaz.

**Distribution de charge** De la même manière qu'avec les données PS, les distributions de charge obtenues au SPS sont bien reproduites comme le montre la figure 5.39. Elle représente une comparaison entre les distributions de charge expérimentale et simulée. Dans le cas où la tension est faible la charge physique se confond avec le bruit. En appliquant une coupure sur la charge des pads ( $3\sigma$ ), certains événements se retrouvent avec une charge nulle.

Pour des tensions élevées, la charge devient de plus en plus grande, ce qui cause une saturation des pads. On peut voir cette saturation à partir d'une tension de 1700 V. A 1750 V, il apparaît alors trois pics de saturation qui correspondent au nombre de pads saturés (le pic  $i$  correspond à  $i$  pads saturés). La fonction de Mathieson étant symétrique, la saturation de un ou de trois pads correspond aux événements dont la position est autour du centre de pad. La saturation de deux pads est due à des positions situées entre deux pads.



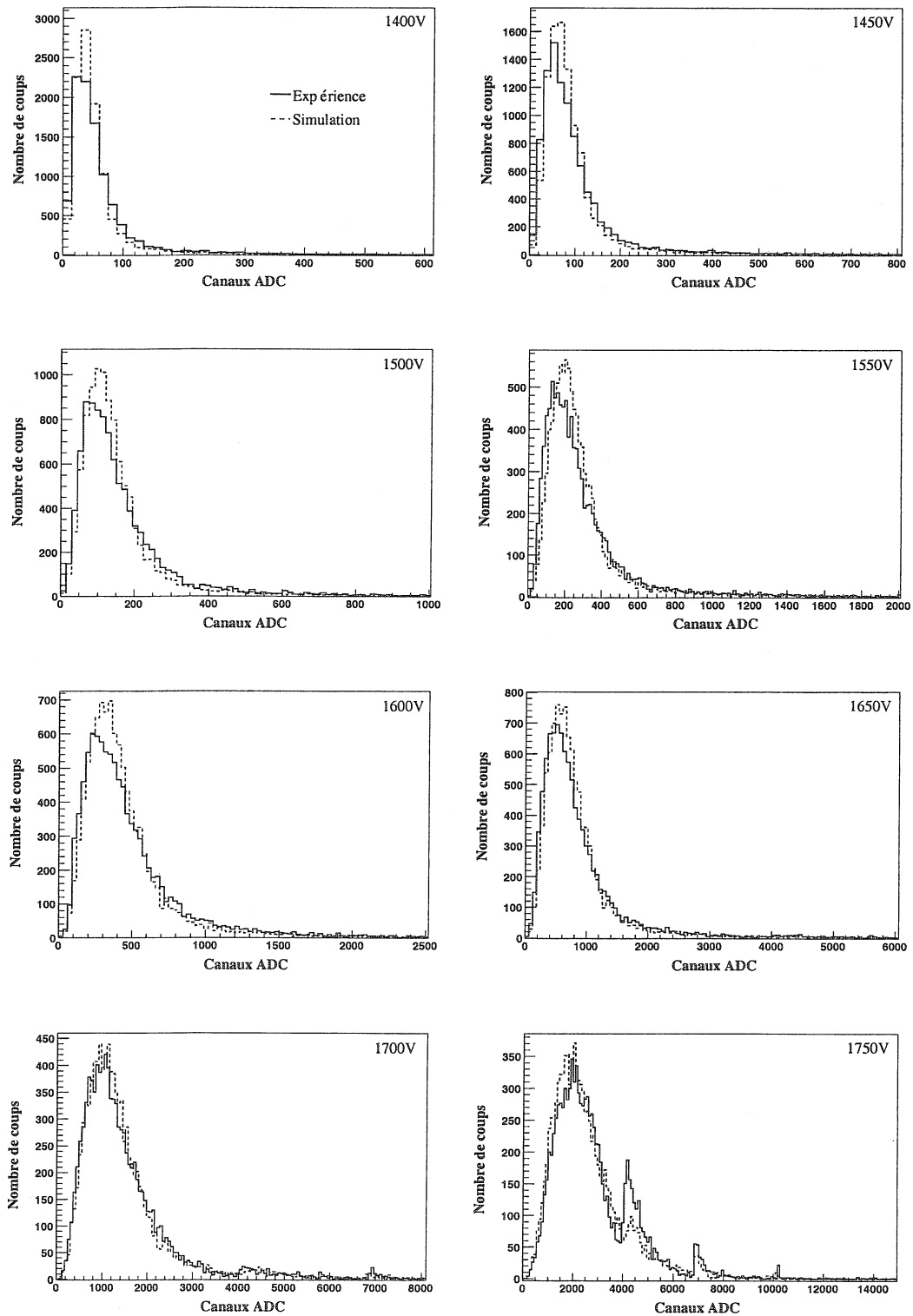


FIG. 5.39 – Distributions de charge expérimentale (trait plein) et simulée (pointillés) induite sur le plan de déviation pour plusieurs tensions anode-cathode.

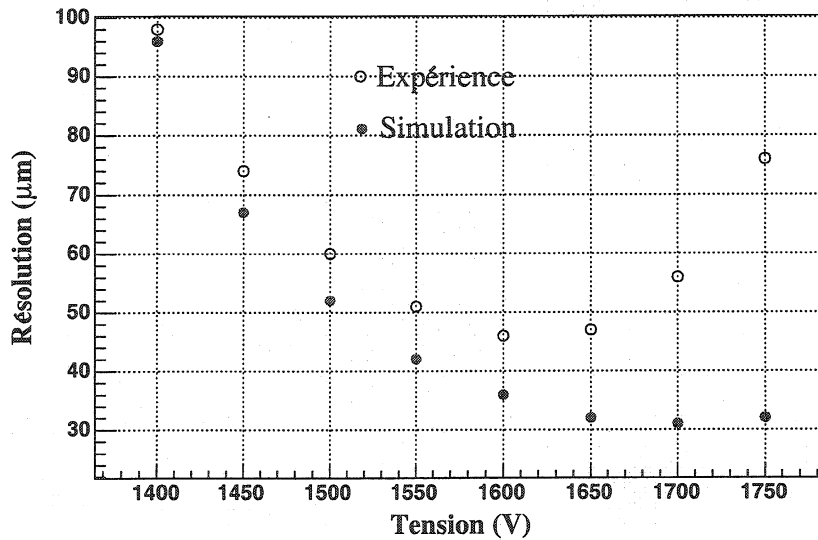


FIG. 5.40 – Variation de la résolution spatiale sur le plan de déviation en fonction de la tension anode-cathode. Résolution expérimentale (cerles vides) et simulée (cercles pleins).

**Résolution spatiale** Avec les données SPS, on peut parler de résolution spatiale intrinsèque. A cette énergie la contribution de la diffusion multiple est de  $1 \mu m$  sur les écarts types des résidus expérimentaux. Dans la simulation des données PS, on a pu retrouver la même résolution spatiale pour une tension autour de  $1600 V$ . Du fait que la charge est plus élevée dans le cas du SPS, cette résolution est reproduite pour une tension plus basse. La figure 5.40 représente la variation de cette résolution spatiale en fonction de la tension anode-cathode. L'allure générale de la courbe est identique à celle obtenue au PS avec de meilleures résolutions.

Du fait que la courbe des résidus est moins large, on observe cependant moins de traines. L'écart entre simulation et données est réduit. L'efficacité de reconstruction est donc meilleure (figure 5.41).

La valeur expérimentale la plus élevée de l'efficacité est inférieure à 98 %. L'efficacité approche les 100 % dans le cas de la simulation. Aux faibles tensions, cette valeur se détériore de manière brusque. La charge étant faible (le gain varie exponentiellement avec la tension), certains événements sont noyés dans le bruit. A des tensions élevées et à cause des saturations des pads, l'efficacité diminue plus vite que dans le cas des données PS, car la charge est plus élevée pour une tension donnée.

La diffusion multiple n'explique pas à elle seule l'écart en efficacité entre l'expérience et la simulation.

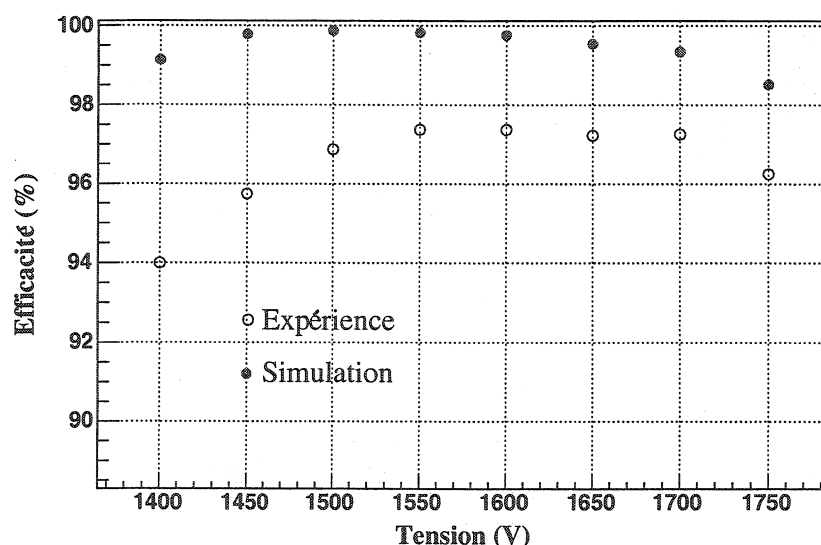


FIG. 5.41 – Efficacité de reconstruction expérimentale (cercles vides) et simulée (cercles pleins) en fonction de la tension anode-cathode.

## 5.7 Conclusion

Le but essentiel de cette simulation était de reproduire la résolution spatiale sur le plan de déviation et l'effet d'angle d'incidence de la particule (dans la direction Y le long des fils).

On a tout d'abord reproduit la distribution de charge obtenue à partir des tests au PS sur les deux plans cathodiques et donc déduit la valeur du gain d'amplification moyen. Cette analyse a alors permis de modéliser correctement le partage de la charge entre les deux plans, en représentant le rapport expérimental entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale en fonction de la position X (perpendiculaire aux fils) du point d'impact sur la chambre. Dans cette représentation, il est alors possible de vérifier si la distance entre fils est bien respectée par le constructeur. L'avantage de cette méthode est qu'elle est indépendante de la taille des pads.

Le deuxième point a consisté à montrer que la répartition de la charge sur les pads se faisait de manière correcte en utilisant l'algorithme de Mathieson-Gatti. Pour ce faire, la multiplicité (nombre de pads touchés) suivant la direction Y et le pourcentage d'événements saturés pour plusieurs tensions ont été simulés. Les résultats expérimentaux sont bien reproduits pour les basses tensions, par contre la présence de diaphonie augmente l'écart entre simulation et données lorsque la tension augmente.

L'efficacité de reconstruction est plus élevée dans le cas de la simulation. Cela est probablement dû à l'étalement moindre de la distribution des résidus qui peuvent avoir pour origine l'erreur sur l'estimation de la position du point d'impact (due la diffusion

multiple). Après avoir effectué des tests au SPS, on a constaté une amélioration de l'efficacité (écart avec la simulation réduit). La diffusion multiple n'est qu'une cause partielle de cet écart que l'on explique pas.

L'effet d'angle sur la résolution spatiale dans la direction Y a été bien reproduit : une inclinaison de la chambre dans la direction X normale aux fils n'a aucune influence sur cette valeur.

## Chapitre 6

# L'insertion du code de simulation et de l'effet d'angle dans AliRoot

### 6.1 Introduction

AliRoot est le code de simulation du détecteur ALICE. L'inconvénient de ce code est qu'il ne tient pas compte des traces inclinées dans les chambres de trajectographie. Les résolutions spatiales actuelles sont celles des particules dont la trajectoire est parallèle au faisceau (incidence normale sur les chambres). Le but de ce chapitre est de fournir à AliRoot cette dépendance en angle obtenue avec la simulation "complète" développée précédemment. L'idée est de calculer le barycentre de la charge sur les fils dans la direction Y (parallèle aux fils) pour un angle donné (l'étalement de la charge primaire augmente avec l'angle d'incidence). Un tirage aléatoire à partir de la distribution obtenue donnera la fluctuation de la position de la charge fournie par AliRoot. Afin de valider cette méthode, on a établi un code en se basant sur les résultats obtenus avec la simulation complète. Avant de dévoiler la méthode utilisée, on commencera d'abord par présenter AliRoot de manière très brève, et montrer comment se fait la reconstruction des traces sur les chambres de trajectographie.

### 6.2 AliRoot

#### 6.2.1 Présentation d'AliRoot

AliRoot [ALI] est écrit en langage orienté objet C++ et utilise les fonctionnalités du système ROOT [ROO] développé au CERN. C'est le code utilisé pour la simulation, la reconstruction et l'analyse des événements de l'expérience ALICE. Le choix de l'architecture permet aux différents sous détecteurs d'opérer indépendamment les uns des autres, tout en bénéficiant d'un cadre commun. La simulation de la physique du spectromètre dimuon est réalisée par le MUON Arm Code qui est une partie d'AliRoot.

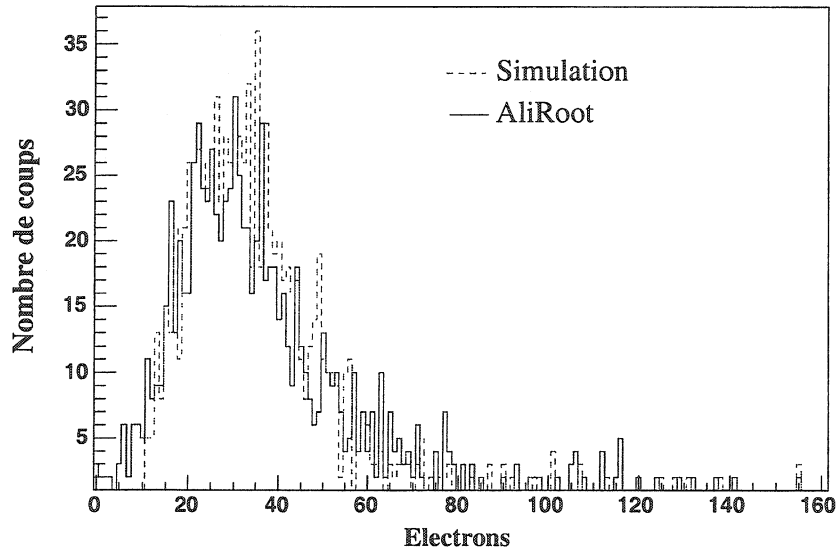


FIG. 6.1 – Perte d'énergie (charge primaire avant amplification) dans une chambre de trajectographie (gap = 5 mm) pour des pions de 7 GeV/c. Le résultat de ma simulation est en pointillés et le résultat d'AliRoot en trait plein.

### 6.2.2 Génération des événements

Le générateur d'événements permet de choisir la particule à étudier, son point d'émission (par rapport aux chambres), son impulsion ainsi que ses angles d'émission.

### 6.2.3 Perte d'énergie dans les chambres de trajectographie

AliRoot utilise le programme GEANT 3.21 [Gia93] pour décrire l'interaction des particules dans le gaz. Pour une particule incidente une seule charge (Hit) est générée sur le plan de fils (cela permet de gagner en temps d'exécution). AliRoot utilise les coordonnées sphériques pour générer l'angle d'incidence des particules. La figure 6.1 montre un exemple de perte d'énergie en électrons pour des pions de 7 GeV/c en incidence normale pour la chambre 10 de la station 5 (gap=5 mm). Cette distribution est comparée à la simulation (chapitre 5).

### 6.2.4 Distribution de charge

La charge totale  $Q$  créée par une particule incidente est la somme de toutes les charges obtenues par amplification d'un électron primaire. Ces charges sont le résultat d'un tirage aléatoire à partir d'une loi exponentielle dont la moyenne  $k$  est un paramètre qui dépend du gain d'amplification ainsi que du facteur de conversion d'électrons en canaux ADC.

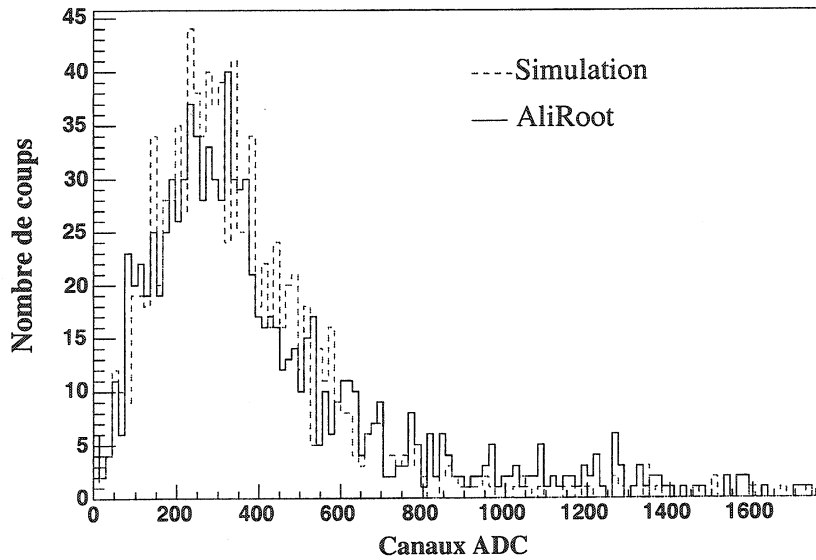


FIG. 6.2 – Comparaison entre les distributions de charge (charge après amplification) obtenues au PS et celle donnée par AliRoot ( $k = 10$ ). Ces distributions correspondent à une tension de 1650 V.

Cette charge s'écrit comme suit :

$$Q = \sum_{m=1}^{N_p} -k \cdot \ln(m) \quad (6.1)$$

Où :

- $N_p$  est le nombre d'électrons primaires créés dans la chambre ;
- $m$  est un paramètre tiré de manière équiprobable entre 0 et 1 pour chaque électron ;
- $k = G \cdot F_{N_e/ADC}$ , où  $G$  est le gain d'avalanche et  $F_{N_e/ADC}$  est le facteur de conversion d'électrons en canaux ADC.

L'avantage de cette méthode est de pouvoir reconstruire une distribution de charge qui est indépendante de l'électronique et du gain d'amplification. Il suffit de jouer sur le paramètre  $k$  de l'exponentielle pour obtenir la distribution adéquate (la correspondre à une tension donnée). La figure 6.2 est une comparaison entre la charge obtenue avec AliRoot ( $k = 10$ ) et la charge PS simulée pour une tension de 1650 V. L'accord est très satisfaisant.

### 6.3 Simulation rapide

Vu que le temps d'exécution de la simulation complète est relativement important, l'idée de créer un modèle "simulation rapide" pouvant reproduire ses résultats mais dans

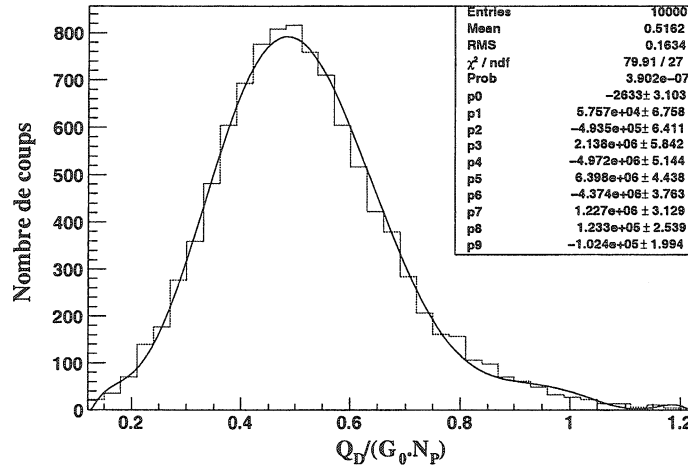


FIG. 6.3 – Charge relative sur le plan de déviation. Distribution ajustée par un polynôme.

un temps d'exécution très faible s'est imposé. En pratique, ceci revient surtout à créer un code avec un minimum de tirages aléatoires.

### 6.3.1 Charge induite sur le plan de déviation

La figure 6.3 représente la charge totale relative  $Q_r$  induite sur le plan de déviation (hors bruit des pads) obtenue avec le simulation complète. L'expression de cette charge est la suivante :

$$Q_r = Q_D / (G_0 \cdot N_p) \quad (6.2)$$

où :

- $Q_D$  est la charge totale induite sur le plan de déviation ;
- $G_0$  est le gain d'amplification moyen ;
- $N_p$  est le nombre d'électrons primaires créés dans la chambre.

$Q_D$  est normalisé par  $G_0 \cdot N_p$  de façon à obtenir une distribution de charge valable pour toutes les tensions et pour tous les angles dans les directions X et Y (le gain augmente avec la tension et le nombre de primaires augmente avec les angles). La valeur la plus probable est autour de 0.5 car  $G_0 \cdot N_p$  est la charge moyenne créée dans la chambre. La valeur de la charge est obtenue par un simple tirage aléatoire à partir d'un ajustement de cette distribution.

### 6.3.2 Charge induite sur le plan de non-déviation

La charge induite sur le plan de non-déviation  $Q_{ND}$  est identique à la charge  $Q_D$ . Un tirage aléatoire direct de la charge ne tient pas compte de la corrélation existant entre ces



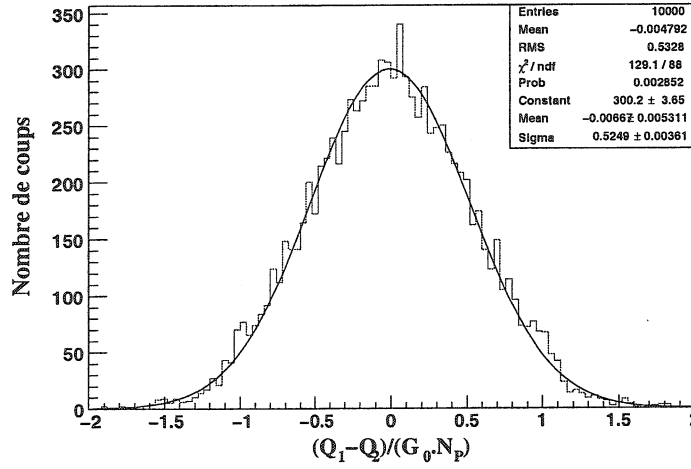


FIG. 6.4 – Différence entre les charges totales relatives créées dans les deux espaces.

deux cathodes. Les équations suivantes sont introduites :

$$Q_D = \alpha \cdot Q_1 + (1 - \alpha) \cdot Q_2 \quad (6.3)$$

$$Q_{ND} = \alpha \cdot Q_2 + (1 - \alpha) \cdot Q_1 \quad (6.4)$$

Où :

- $\alpha$  est, pour une position X donnée, la proportion de la charge créée dans un des deux espaces et induite sur la cathode correspondante ;
- $Q_1$  et  $Q_2$  sont les charges totales créées dans les deux espaces avec :  $Q_D + Q_{ND} = Q_1 + Q_2$ .

A partir des deux équations précédentes on obtient :

$$Q_{ND} = (1 - 2\alpha) \cdot (Q_1 - Q_2) + Q_D \quad (6.5)$$

$\alpha$  et  $Q_D$  étant connus, il reste à déterminer  $Q_1 - Q_2$ . Pour la valeur de  $\alpha$  voir le chapitre 5 (partage de charge entre les deux plans).

La figure 6.4 représente la différence des charges relatives créées dans les deux espaces ajustée par une distribution gaussienne.

Les charges induites sur les deux plans étant déterminées, il reste à trouver leurs positions X et Y sur le plan de fils.

### 6.3.3 Partage de la charge entre les fils (dans la direction X)

La figure 6.5 est un exemple de partage de charge pour deux angles  $0^\circ$  et  $10^\circ$  obtenue par la simulation complète. Elle représente la variation du rapport entre la charge collectée

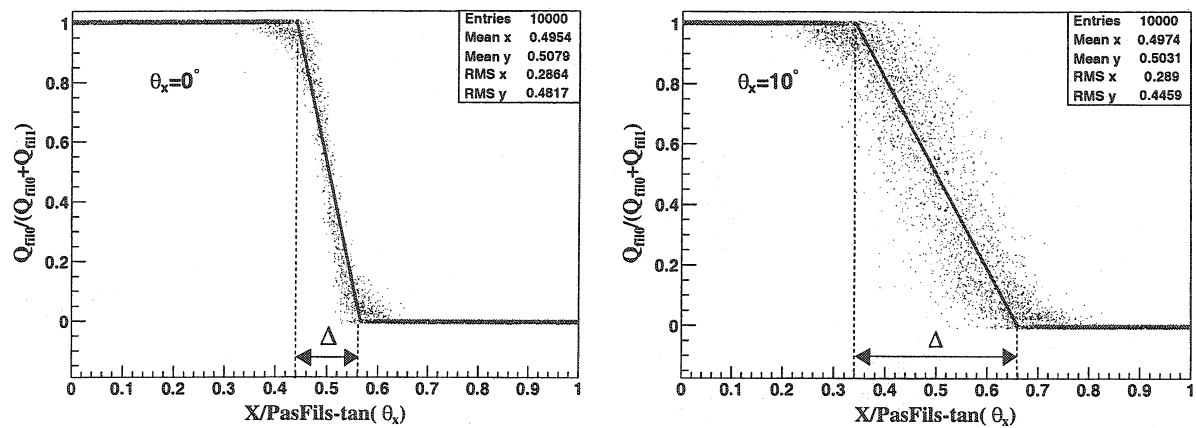


FIG. 6.5 – Partage de la charge entre deux fils dans la direction X pour deux angles  $\theta_x$  :  $0^\circ$  et  $10^\circ$ . Un ajustement linéaire est effectué entre les limites du partage de charge.

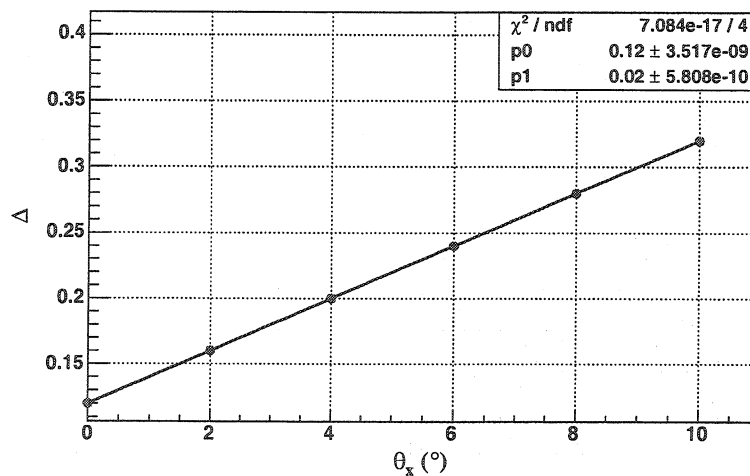


FIG. 6.6 – Variation du paramètre  $\Delta$  en fonction de l'angle  $\theta_x$ . La courbe est ajustée par une droite.

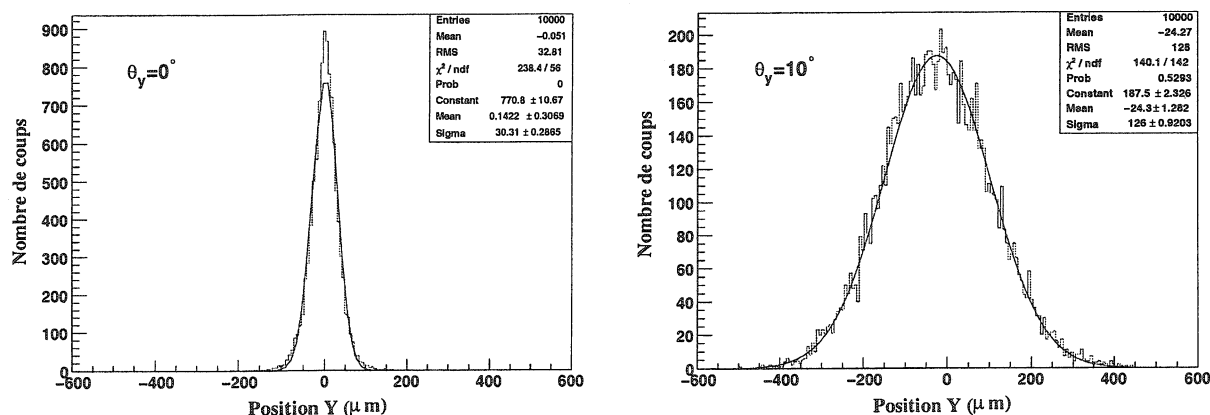


FIG. 6.7 – Simulation complète : barycentre de la charge sur le plan de fils dans la direction Y pour deux angles  $\theta_Y$  :  $0^\circ$  et  $10^\circ$ . Les deux histogrammes sont ajustés par une fonction gaussienne.

sur un fil et la charge totale collectée par les deux fils (charge du plan de déviation ou de non-déviation) en fonction de la quantité suivante :  $(X/PasFils) - \tan(\theta_X)$ .

Où :

- $PasFils$  est la distance entre fils (2.5 mm);
- $\theta_X$  est l'angle de la trace dans le plan XZ.

Le déplacement  $PasFils - X \cdot \tan(\theta_X)$  permet d'obtenir un partage symétrique entre les deux fils afin de faciliter les calculs.

On remarque d'après la figure que plus la valeur de l'angle augmente et plus il y a participation des deux fils au partage de la charge pour une position X donnée et de même il y a de plus en plus de fluctuations. Afin de modéliser ce partage, un ajustement linéaire a été effectué entre les deux limites où un seul fil est touché (limite du partage de charge) comme le montre la figure. Les fluctuations ont été négligées pour deux raisons : la longueur du pad dans la direction X du plan de déviation est dix fois plus importante que la distance entre fils, c'est l'effet d'angle dans la direction Y le long des fils qui nous intéresse.  $\Delta$  est la différence entre ces deux limites. La figure 6.6 indique la variation de ce paramètre en fonction de l'angle  $\theta_X$ .

#### 6.3.4 Étalement de la charge le long des fils (dans la direction Y)

C'est la partie la plus importante dans la simulation rapide, car c'est elle qui doit rendre compte de l'effet d'angle. Elle permet d'avoir la position Y de la charge sur le plan de fils pour des traces inclinées. La connaissance de cette position nécessite la détermination du barycentre de la charge vue par chaque plan de pads sur le plan de fils. La figure 6.7 montre un exemple du barycentre de la charge le long des fils pour deux angles  $\theta_Y$  :  $0^\circ$  et  $10^\circ$ . Ces deux distributions sont ajustées par une fonction gaussienne. Plus l'angle est élevé et plus

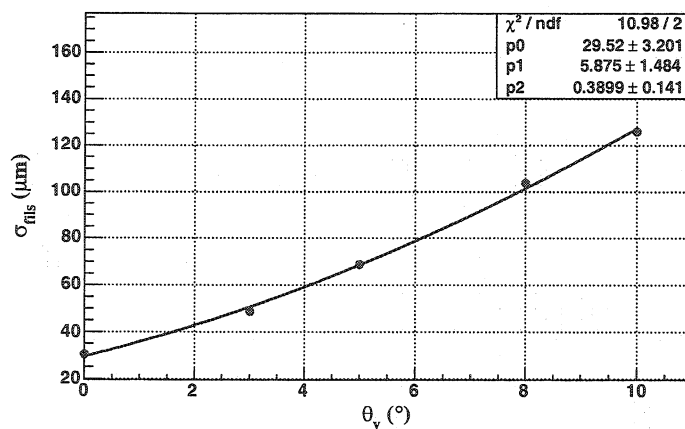


FIG. 6.8 – Simulation complète : variation de l'écart type de la gaussienne utilisée pour l'ajustement du barycentre de la charge sur le plan de fils dans la direction Y en fonction de l'angle  $\theta_y$ . La courbe est ajustée par une fonction polynomiale.

l'étalement de la charge est important. Cet effet peut être visualisé d'une autre manière en traçant l'écart type de la gaussienne en fonction de l'angle  $\theta_y$  (figure 6.8). L'écart type augmente avec l'angle suivant un polynôme de degrés 2. La conclusion importante est que l'étalement de la charge est dû au nombre et à la position des interactions le long de la trace.

C'est cette dépendance en angle qui doit être inséré dans AliRoot.

### 6.3.5 Résultats (comparaison avec la simulation complète)

Les figures 6.9 et 6.10 représentent la distribution de charge sur le plan de déviation et le rapport entre la charge induite sur ce même plan et la charge totale en fonction de la position X du point d'impact, l'accord est satisfaisant. Les motifs ne sont pas très bien définis par comparaison avec les résultats obtenus à 1600 V (chapitre 5). Ceci est dû à l'effet de saturation sur les pads.

Pour la simulation complète la distribution des résidus est légèrement plus large. C'est tout-à-fait attendu, car dans ce cas, la charge est distribuée sur les plans de cathodes suivant plusieurs distributions de Mathieson (une pour chaque électron primaire). Par contre dans la simulation rapide, une seule Mathieson est utilisée pour chaque plan et donc une résolution légèrement meilleure est obtenue. Cet effet augmente avec la tension comme le montre la figure 6.11 qui représente la variation de la résolution spatiale intrinsèque en fonction de la tension anode-cathode.

L'efficacité de reconstruction est très bien reproduite comme le montre la figure 6.12. Finalement la variation de la résolution spatiale intrinsèque en fonction de l'angle de la trace dans la direction Y est représentée sur la figure 6.13. Il y a un très bon accord entre

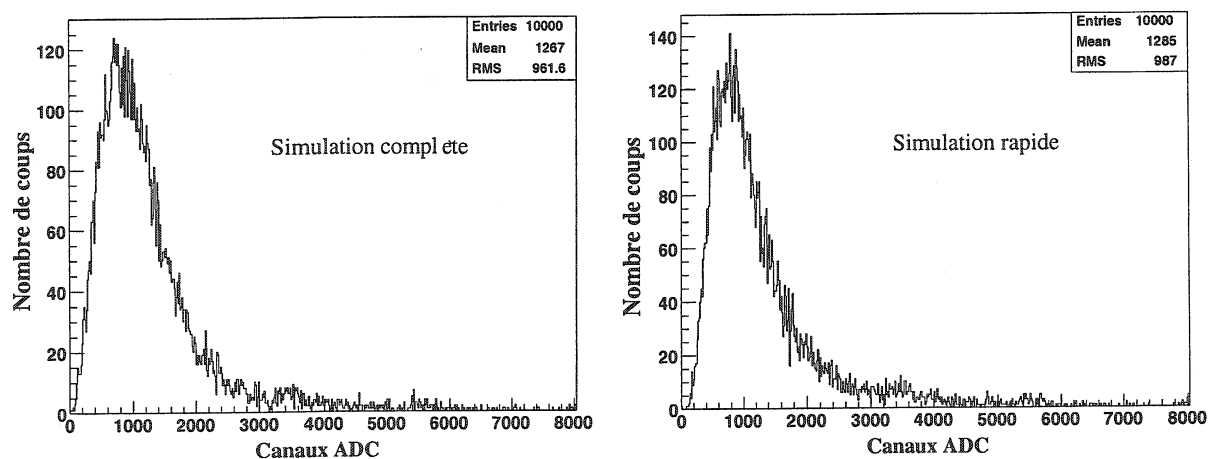


FIG. 6.9 – Distribution de charge sur le plan de déviation dans les deux cas : simulation complète et simulation rapide pour une tension anode-cathode de 1750 V.

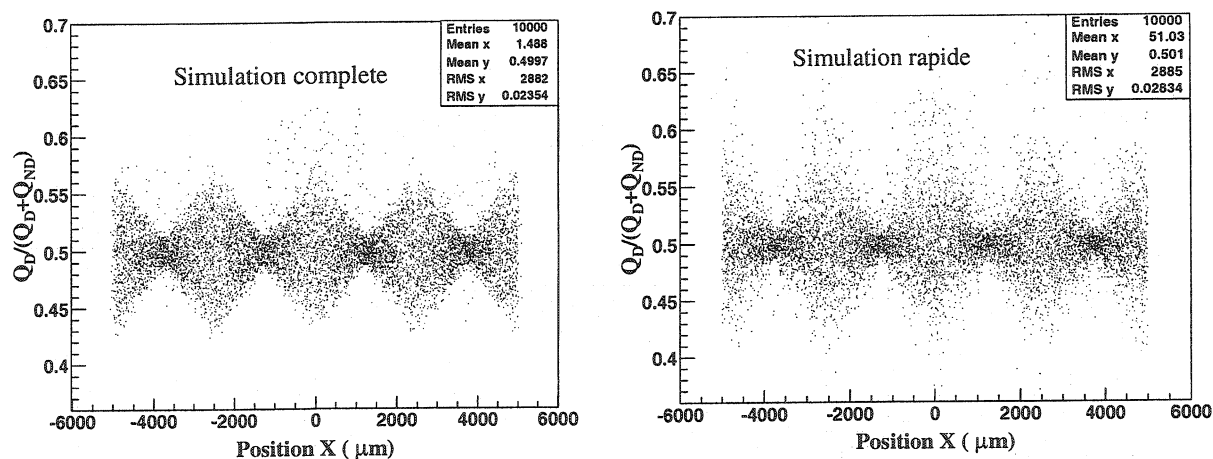


FIG. 6.10 – Rapport entre la charge induite sur le plan de déviation et la charge totale en fonction de la position X (perpendiculaire aux fils) du point d'impact, pour une tension anode-cathode de 1750 V.

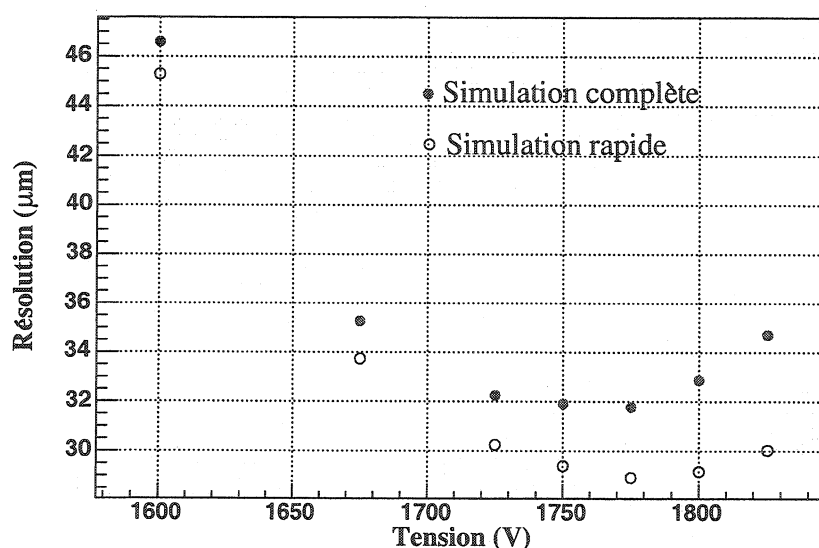


FIG. 6.11 – Variation de la résolution spatiale intrinsèque en fonction de la tension anode-cathode pour les simulations complète (cercle plein) et rapide (cercle vide). La simulation rapide donne des valeurs plus optimistes que la simulation complète.

les résultats obtenus avec les deux simulations.

En conclusion, le modèle rapide reproduit correctement les résultats obtenus avec la simulation complète en un temps d'exécution dix fois moins élevé.

## 6.4 Insertion de l'effet d'angle dans AliRoot

Pour introduire l'effet d'angle dans AliRoot, on effectue pour chaque événement un tirage aléatoire suivant une gaussienne centrée à la position donnée par AliRoot et dont l'écart type est obtenu à partir de la courbe de la figure 6.8 pour un angle donné. La figure 6.14 représente une comparaison entre le résidu obtenu avec le code AliRoot avant et après l'insertion de l'effet d'angle pour un angle  $\theta_Y = 10^\circ$ . Cet effet est non négligeable.

L'effet d'angle établi est un cas particulier, il est valable que pour des chambres de 5 mm de gap et des pions de 7 GeV/c. Il faudra donc généraliser pour tenir compte du gap de 4 mm correspondant aux chambres de la station 1 du spectromètre dimuon, (voir chapitre 3), de la nature de la particule, de son énergie et de son angle d'incidence. On a dit précédemment que l'étalement de la charge est conditionné par le nombre d'interactions le long de la trace. On peut décomposer l'équation qui définit le nombre d'interactions moyen en trois termes :

- un terme qui correspond aux particules au minimum d'ionisation dont l'incidence est normale, cette valeur dépend de la hauteur du gap ;

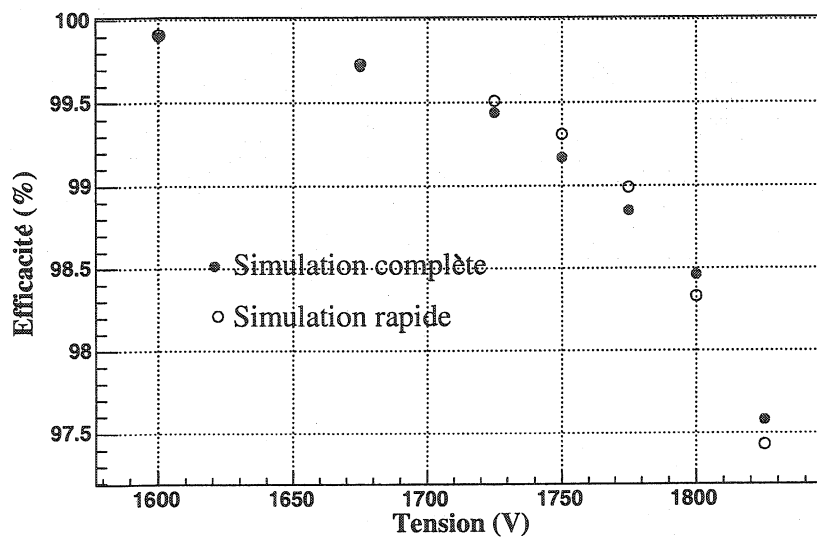


FIG. 6.12 – Variation de l'efficacité de reconstruction en fonction de la tension anode-cathode pour les simulations complète (cercle plein) et rapide (cercle vide).

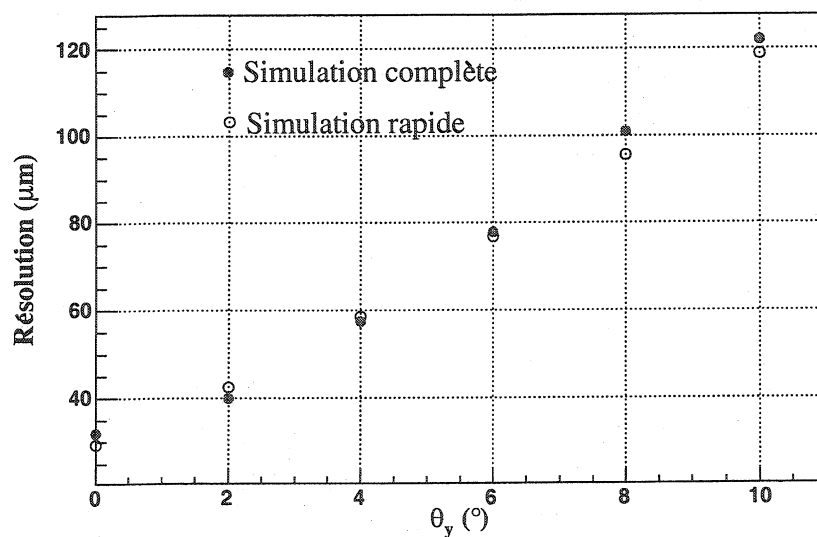


FIG. 6.13 – Variation de la résolution spatiale intrinsèque en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_Y$  pour les simulations complète (cercle plein) et rapide (cercle vide).

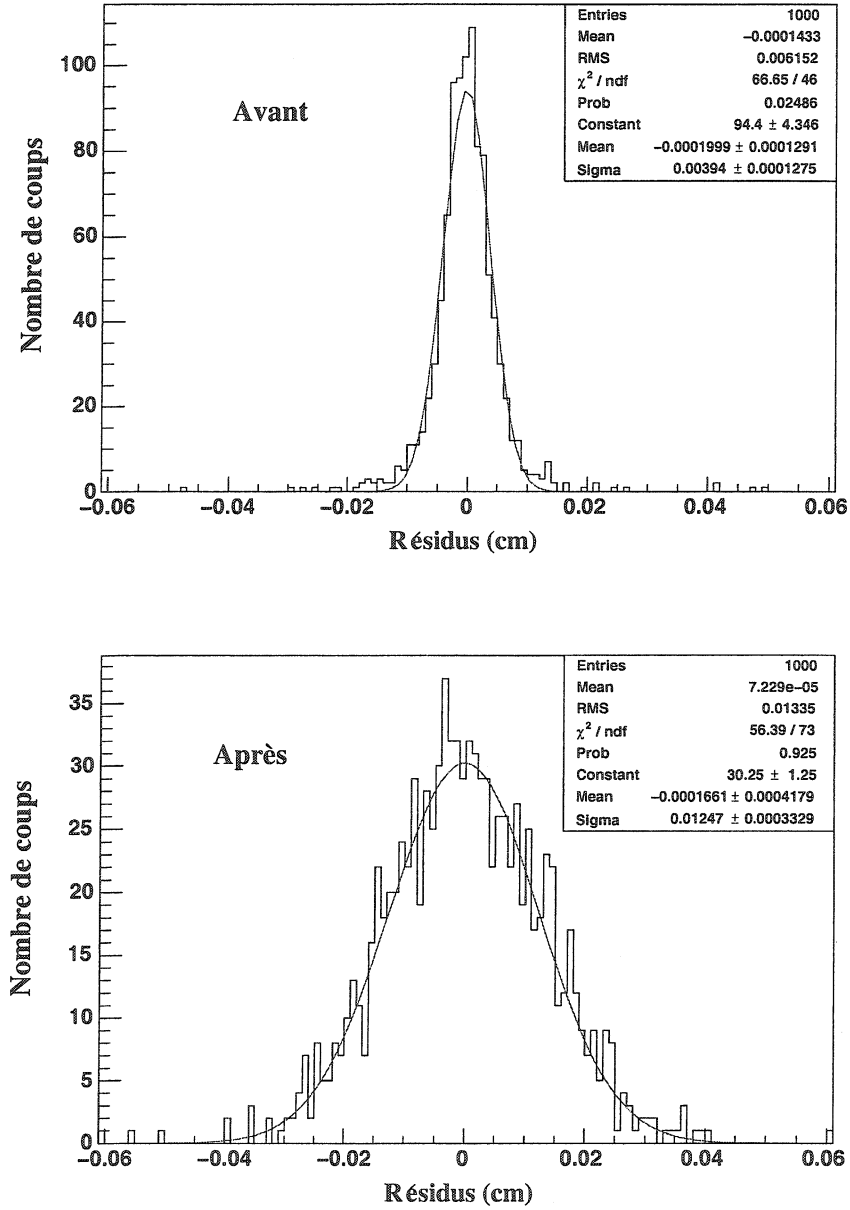


FIG. 6.14 – Résidus obtenus avec AliRoot avant (en haut) et après (en bas) l'insertion de l'effet d'angle pour un angle de  $10^\circ$ . Ces distributions correspondent à  $k = 10$  et une tension de 1650 V.



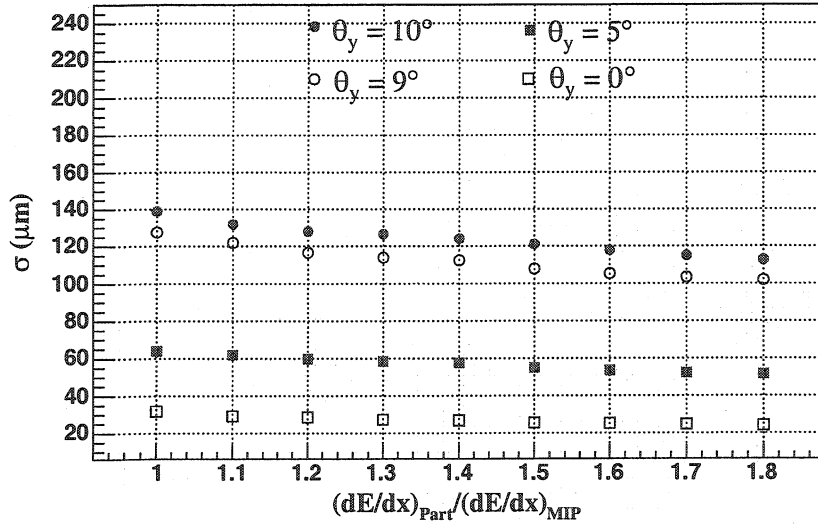


FIG. 6.15 – Variation de l'écart type de la distribution du barycentre de la charge sur les fils dans la direction Y en fonction du rapport de la perte d'énergie entre la particule incidente et une particule au minimum d'ionisation pour différents angles et pour un gap de 5 mm.

- le second représente la nature et l'énergie de la particule ;
- le dernier terme correspond à l'angle de la trace.

Il suffit donc de tracer la valeur de l'écart type de l'étalement de la charge pour différents angles et pour différents rapports  $R = (dE/dx)_P / (dE/dx)_{MIP}$  ( $P$  fait référence à la particule) et pour deux gaps différents (4 et 5 mm).

Pour 5 mm de gap, les courbes de la (figure 6.15) sont obtenues. Elles représentent la variation de la valeur de l'écart type de la distribution citée précédemment en fonction du rapport  $R$  pour plusieurs angles  $\theta_Y$ .

Connaissant la particule incidente ainsi que son énergie, on peut déduire le rapport  $R$  à partir de la courbe de la figure 6.16 .

L'effet des traces inclinées étant introduit dans AliRoot, on peut donc commencer à faire de la simulation physique, ce qui est l'objet du chapitre suivant.

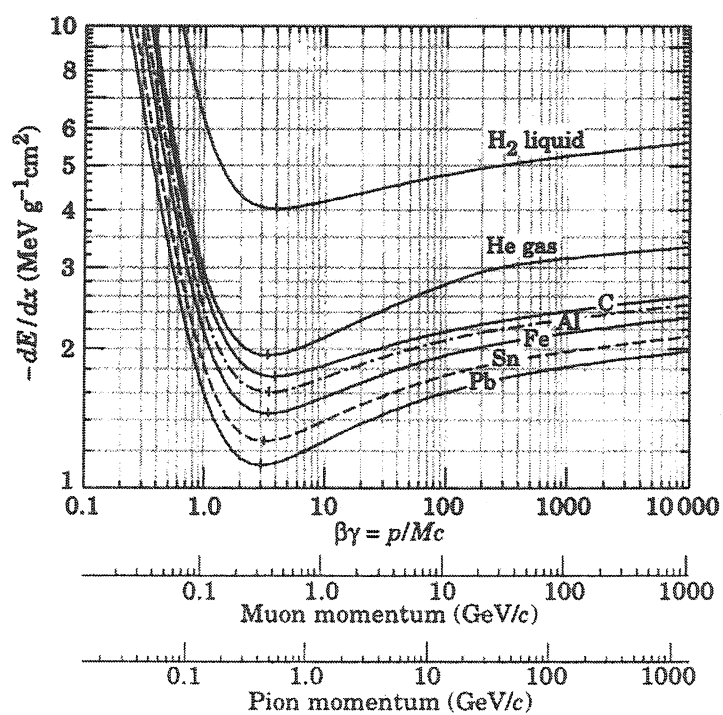


FIG. 6.16 – Perte d'énergie des muons et des pions dans différents milieux.

# Chapitre 7

## L'effet de la simulation pour l'étude des mésons $J/\psi$ et $\Upsilon$

### 7.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'effet des traces inclinées (inclinaison par rapport aux chambres de trajectographie) sur la résolution en masse des résonances de saveurs lourdes telles que les mésons  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ . La précision sur la mesure de la masse de la résonance dépend de celle de l'impulsion des muons issus de sa désintégration qui elle-même dépend de la résolution spatiale des dix chambres de trajectographie. Une résolution meilleure que  $100 \text{ MeV}/c^2$  est exigée par le cahier des charges afin de séparer les différents états de résonances de la famille de l'upsilon (environ  $330 \text{ MeV}/c^2$  d'écart entre  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ ).

Les résultats présentés dans ce chapitre sont obtenus à partir d'une simulation complète du spectromètre dimuon (AliRoot) et prend en compte notamment la diffusion multiple dans l'absorbeur et dans les chambres de trajectographie.

### 7.2 Principes de base du spectromètre dimuon

Dans cette partie on étudie la désintégration des mésons  $J/\psi$  et  $\Upsilon$  en paire de muons. La génération d'événements fait appel au code PHYTIA [Str94], et le transport des muons dans le détecteur se fait par le code GEANT3.21 [Gia93].

Le générateur d'événements permet de tenir compte de l'acceptance géométrique du spectromètre ( $2^\circ < \theta < 9^\circ$ ) de manière à ne simuler que les événements intéressants.

#### 7.2.1 Transformations de Lorentz

L'énergie  $E$  ainsi que le vecteur impulsion  $\vec{p}$  d'une particule relativiste de masse  $m$  forment un quadrivecteur  $p = (E, \vec{p})$ , tel que :

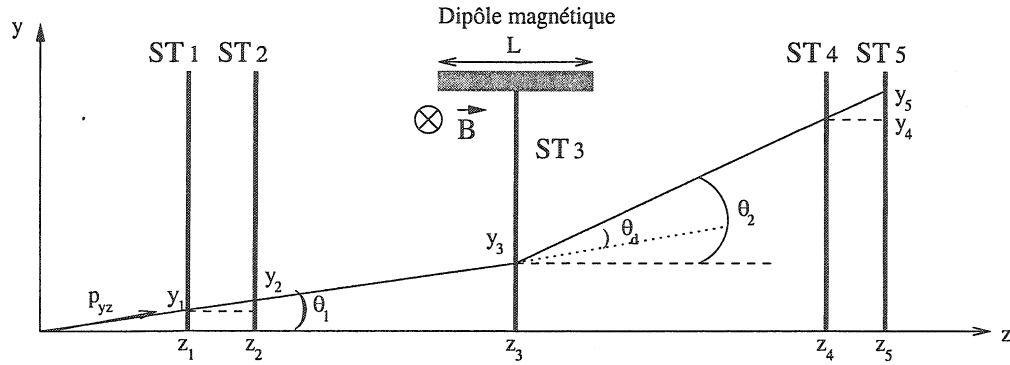


FIG. 7.1 – Schéma qualitatif de l'effet du dipôle magnétique sur la trajectoire d'une particule chargée.

$$p^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2 \quad (7.1)$$

### 7.2.2 Déviation des muons sous l'effet du champ magnétique

La figure 7.1 schématise l'effet du dipôle magnétique sur la trajectoire d'un muon. Pour des raisons de simplicité des calculs, on a considéré des muons émis au vertex  $(0, 0, 0)$ , quatre stations (deux chambres de trajectographie par station) et un dipôle magnétique avec un champ constant ( $BL = 3Tm$ ). On ne considère pas la mesure de sagitta obtenue avec la station 3.

L'impulsion projetée dans le plan perpendiculaire au champ magnétique du dipôle (plan de déviation)  $p_{\mu YZ}$  est inversement proportionnel à l'angle de déviation  $\theta_d$  d'un muon dans ce champ magnétique. Elle s'écrit comme suit :

$$p_{\mu YZ} \simeq \left| \frac{qBL}{\theta_d} \right| \quad (7.2)$$

Avec :

- $B$  la valeur du champ magnétique délivré par le dipôle. Pour simplifier les calculs on suppose que le champ est homogène et orienté suivant  $X$ ;
- $L$  la longueur du dipôle;
- $p_{\mu YZ} = \sqrt{p_{\mu Y}^2 + p_{\mu Z}^2} \simeq p_\mu$ . ( $p_\mu$  : impulsion totale).

Le calcul de propagation des erreurs sur l'estimation de l'impulsion à partir de l'estimation de l'angle conduit à la formule suivante :

$$\left( \frac{\sigma_{p_\mu}}{p_\mu} \right)^2 = \left( \frac{\sigma_{\theta_d}}{\theta_d} \right)^2 \quad (7.3)$$

Deux termes contribuent à la mesure de l'angle  $\theta_d$ . On peut approximer l'erreur de mesure de l'angle  $\theta_d$  par :

$$\sigma_{\theta_d}^2 \simeq (\sigma_{\theta_d})_{RSC}^2 + (\sigma_{\theta_d})_{DMCh}^2 \quad (7.4)$$

où :

- $(\sigma_{\theta_d})_{RSC}$  est la contribution de la mesure de la position du point d'impact sur les chambres ;
- $(\sigma_{\theta_d})_{DMCh}$  est la contribution de la diffusion multiple dans les chambres.

Remarque : la diffusion multiple dans l'absorbeur frontal n'intervient que sur la mesure de la direction initiale du muon.

**Contribution de la diffusion multiple dans les chambres** Un muon traversant un milieu donné subit des déviations à petits angles dues principalement à la diffusion coulombienne. Cette diffusion est décrite par la théorie de Molière [Bet53, Sco63, She79, Mot64]. Elle est de forme gaussienne pour de faibles angles.  $\sigma_{\theta_{DM}}$  représente l'écart type de la fonction gaussienne obtenue par ajustement de la distribution de la diffusion multiple [Hig75, Hig79, Lyn91]. Elle s'exprime comme suit :

$$\sigma_{\theta_{DM}} = \frac{0.0136[GeV]}{\beta c p_{\mu}[GeV]} \sqrt{X/X_0} (1 + 0.038 \cdot \ln(X/X_0)) \quad (7.5)$$

où :

- $p_{\mu}$  est l'impulsion du muon ;
- $\beta c$  est la vitesse du muon ( $\beta \simeq 1$ ) ;
- $X/X_0$  est l'épaisseur du milieu en longueur de radiation. Cette valeur est beaucoup plus importante dans l'absorbeur que dans les chambres (3 % par chambre et 40 pour l'absorbeur).

D'après la figure 7.1,  $\theta_d$  s'écrit en fonction des angles définis par les deux ensembles de stations (1, 2 et 4, 5) par  $\theta_d = \theta_2 - \theta_1$ . La propagation de l'erreur associée s'écrit donc :

$$(\sigma_{\theta_d})_{DMCh}^2 = \sigma_{\theta_1}^2 + \sigma_{\theta_2}^2 = 2\sigma_{\theta_{DM}}^2 \quad (7.6)$$

En utilisant les équations 7.5 et 7.2 avec  $X/X_0 = 2 \times 0.03$  (deux chambres par plan) on obtient une estimation de l'erreur relative de la contribution de la diffusion multiple :  $(\sigma_{\theta_d}/\theta_d)_{DMCh} = 4.7 \cdot 10^{-3}$ .

**Contribution de la résolution spatiale des chambres** On peut exprimer l'angle  $\theta_d$  en fonction des positions mesurées sur les stations de la manière suivante (pour des angles faibles) :

$$\theta_d \simeq \frac{Y_5 - Y_4}{Z_5 - Z_4} - \frac{Y_2 - Y_1}{Z_2 - Z_1} \quad (7.7)$$

où :

- $Y_i$  est la coordonnée de la particule obtenue par la mesure sur la station  $i$  ;
- $Z_i$  est la position de la station  $i$ .

Les positions  $Z_i$  sont fixes. Les résolutions spatiales ( $\sigma_Y$ ) sur les quatre stations sont égales, le calcul de l'erreur associée à l'angle  $\theta_d$  devient :

$$(\sigma_{\theta_d})_{RSC h}^2 = 2\sigma_Y^2 \left( \frac{1}{(Z_5 - Z_4)^2} + \frac{1}{(Z_2 - Z_1)^2} \right) \quad (7.8)$$

En utilisant les équations 7.8 et 7.2 et en posant une résolution spatiale par chambre  $\sigma_Y = 50 \mu m$  (la résolution spatiale par station est  $50 \mu m / \sqrt{2}$ ) on obtient une estimation de l'erreur relative de la contribution de la résolution spatiale :  $(\sigma_{\theta_d} / \theta_d)_{RSC h} = 5.1 \cdot 10^{-5} [GeV/c]^{-1} p_\mu$ .

### 7.2.3 Erreur de mesure sur l'impulsion des muons

En plus de la contribution de la diffusion multiple et de la résolution spatiale des chambres, la mesure de l'impulsion est affectée par la fluctuation d'énergie dans l'absorbeur (Energy Straggling).

Le Straggling ou l'étalement énergétique est d'autant plus significatif que l'impulsion de la particule est faible. L'équation 7.3 devient :

$$\left( \frac{\sigma_{p_\mu}}{p_\mu} \right)_{Tot}^2 \simeq \left( \frac{\sigma_{\theta_d}}{\theta_d} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{p_\mu}}{p_\mu} \right)_{Strag}^2 \quad (7.9)$$

La mesure de l'impulsion des muons est sensible à la fluctuation de la perte d'énergie dans l'absorbeur, de la diffusion multiple dans les chambres de trajectographie et de la résolution spatiale des chambres. On verra plus loin quelle est la contribution de ces paramètres à la résolution en impulsion des muons issus de la désintégration des mésons  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ .

### 7.2.4 Impulsion transverse

Le moment transverse  $p_t$  comme suit :

$$p_t = \sqrt{p_X^2 + p_Y^2} \quad (7.10)$$

Les valeurs des coordonnées de la particule au milieu du dipôle sont les suivantes :

- $X_3 = X_1 Z_3 / Z_1 = X_2 Z_3 / Z_2$  (il n'y a pas d'effet du dipôle sur la trajectoire de la particule dans cette direction) ;
- $Y_3 = Y_2 - (Y_2 - Y_1)(Z_2 - Z_3) / (Z_2 - Z_1)$  ;
- $Z_3$  est la position du milieu du dipôle (et de la station 3).

Par reconstruction géométrique, le moment transverse est exprimé de la manière suivante :

$$p_t = p \frac{\sqrt{X_3^2 + Y_3^2}}{Z_3} \simeq p_{YZ} \frac{\sqrt{X_3^2 + Y_3^2}}{Z_3} \quad (7.11)$$

$p$  est l'impulsion totale de la particule.

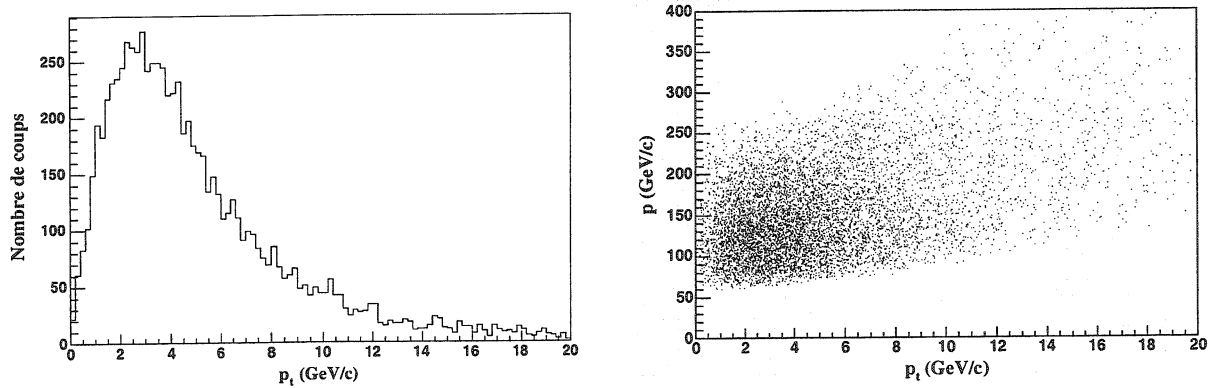


FIG. 7.2 – Impulsion transverse (à gauche) et impulsion totale en fonction de l'impulsion transverse (à droite) pour la résonance  $\Upsilon$ .

La distribution de l'impulsion transverse de l'upsilon au point d'interaction est montrée sur la figure 7.2. La valeur la plus probable est autour de 3  $GeV/c$  et est faible devant l'impulsion totale compte tenu du domaine de rapidité.

### 7.2.5 Rapidité

Soit  $E$  l'énergie de la particule. Elle s'écrit en fonction de la rapidité  $y$  de la manière suivante :

$$E = m_T \cosh y \quad (7.12)$$

$m_T$  est la masse transverse ( $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ ).

L'impulsion de la particule dans la direction du faisceau s'écrit comme suit :

$$p_Z = m_T \sinh y \quad (7.13)$$

La rapidité est définie par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_Z}{E - p_Z} \right) \quad (7.14)$$

Cette valeur est maximale sur l'axe du faisceau (en valeur absolue) et est nulle à  $\pi/2$ . Pour une particule chargée, il existe mathématiquement une limite supérieure car sa masse est non nulle. Le spectromètre dimuon a une acceptation géométrique comprise entre  $2^\circ$  et  $9^\circ$  ce qui correspond à un domaine de rapidité  $(-4.0, -2.5)$ .

La rapidité de la résonance  $\Upsilon$  ainsi que celle des muons issus de la désintégration sont représentées sur la figure 7.3.

La distribution en rapidité des muons est plus plate que celle des upsilons. Cela est dû à la coupure sur l'acceptance du spectromètre.

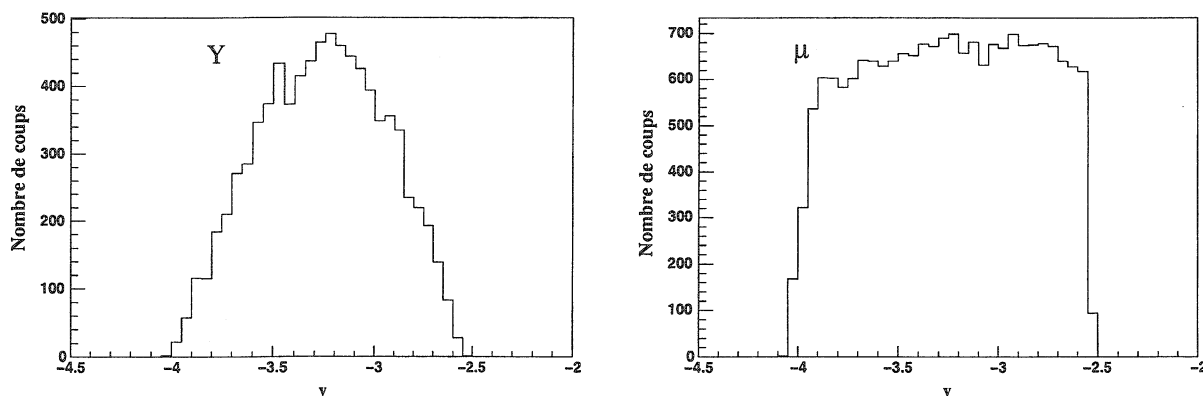


FIG. 7.3 – Distribution en rapidité de la résonance  $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$  (à gauche) et des muons issus de la désintégration (à droite) dans le spectromètre dimuon.

### 7.3 Reconstruction des traces dans le bras dimuon

La trajectographie s'amorce en associant les impacts (hits) de particules chargées les plus proches dans les deux chambres de détection d'une même station. Ces couples de points de mesure définissent des segments. L'algorithme de trajectographie commence par la dernière station. Après le dipôle, l'impulsion des particules est approximativement inversement proportionnelle au paramètre d'impact  $h$  de la trace sur le plan de déviation. L'algorithme commence par les traces à une impulsion élevée, qui sont les plus faciles à reconstruire du fait de la meilleure précision de mesure du spectromètre ( $\sigma_p/p$  plus faible). Les vecteurs sont rangés suivant leur paramètre d'impact dans le plan de déviation. Dans une seconde étape, ces vecteurs sont extrapolés de la station 4 vers la station 5 et inversement afin d'amorcer la procédure d'identification des traces par une ligne droite après l'aimant. Puis, les traces sont extrapolées en direction du point d'interaction au travers du champ magnétique. Les segments (ou hits isolés) trouvés dans les autres stations sont ajoutés successivement à la trace reconstruite.

Une trace est validée si l'algorithme a identifié au moins :

- un point de mesure sur deux dans la station 1 placée en amont de l'aimant dipolaire ;
- un point de mesure sur deux dans la station 2 placée en amont de l'aimant dipolaire ;
- un point de mesure sur deux dans la station 3 ;
- trois points de mesure sur quatre dans les stations placées en aval de l'aimant dipolaire (stations 4 et 5).

La procédure s'arrête lorsque la trace suivante montre une estimation d'impulsion inférieure à  $3 \text{ GeV}/c$ , il s'agit de muons provenant essentiellement des différentes sources de bruit de fond.

Les cinq paramètres :  $X$ ,  $Y$ ,  $\tan\theta_X$ ,  $\tan\theta_Y$  et  $q/p_{YZ}$  de la trace reconstruite sont estimés en chaque plan de trajectographie (chambre).



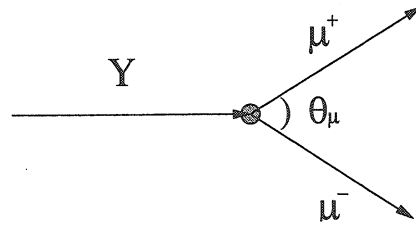


FIG. 7.4 – Désintégration de la résonance upsilon en deux muons ( $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ). La valeur moyenne de l'angle  $\theta_\mu$  entre les deux muons augmente avec la masse de la particule mère et diminue lorsque son énergie augmente.

- $X$  et  $Y$  sont les coordonnées de la trace reconstruite dans les plans de trajectographie ;
- $\tan \theta_X = p_X/p_Z$  ;
- $\tan \theta_Y = p_Y/p_Z$  ;
- $q$  est la charge de la particule ;
- $p_{YZ}$  est le moment de la particule dans le plan de déviation.

## 7.4 Effet des traces inclinées sur la résolution en masse

Le chapitre 6 a traité l'effet des traces inclinées sur la distribution des résidus sur le plan de déviation des chambres. Une particule entrant avec un angle donné (le long des fils) détériore la précision sur la mesure de la position du point d'impact. L'introduction de cet effet dans AliRoot va comme on va le voir provoquer une dégradation de la mesure de l'impulsion de la trace reconstruite et de la masse invariante des résonances  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ .

### 7.4.1 Définition de la masse invariante

La masse invariante  $M$  d'une paire de particules est défini comme suit :

$$M^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (7.15)$$

Dans notre cas les masses  $m_1$  et  $m_2$  sont égales (on suppose une paire de muons). Les énergies  $E_1$  et  $E_2$  sont calculées à partir de l'équation 7.1.

Considérons comme exemple une résonance qui se désintègre en deux muons. Pour des impulsions élevées ( $p_1, p_2 \gg m_\mu$ ) et à faibles angles, la masse invariante peut s'écrire de la manière suivante :

$$M^2 = 2p_1 p_2 (1 - \cos \theta_\mu) \simeq p_1 p_2 \theta_\mu^2 \quad (7.16)$$

Où  $\theta_\mu$  est l'angle entre les directions des deux muons (figure 7.4).

### 7.4.2 Résolution en masse

La propagation de l'erreur associée à la masse invariante de l'équation 7.16 s'écrit :

$$\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 \simeq \frac{\sigma_{p_1}^2}{4p_1^2} + \frac{\sigma_{p_2}^2}{4p_2^2} + \frac{\sigma_{\theta_\mu}^2}{\theta_\mu^2} \quad (7.17)$$

Ce résultat est une approximation de l'erreur associée à la masse invariante, car la détermination de  $\theta_\mu$  est corrélée à la mesure des impulsions reconstruites  $p_1$  et  $p_2$ .

La résolution en masse invariante est donc sensible à la fluctuation de la perte d'énergie dans l'absorbeur, à la diffusion multiple dans l'absorbeur et dans les chambres de trajectographie, et enfin à la résolution spatiale des chambres.

Les paramètres dominants sont l'effet de la diffusion multiple et la fluctuation de la perte d'énergie dans l'absorbeur frontal.

En supposant que les erreurs associées aux deux muons sont comparables, l'erreur sur la masse invariante se réduit à la forme suivante :

$$\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 \simeq \frac{\sigma_{p_\mu}^2}{2p_\mu^2} + \frac{\sigma_{\theta_\mu}^2}{\theta_\mu^2} \quad (7.18)$$

On peut alors étudier les deux termes séparément pour estimer l'erreur sur la masse invariante.

### 7.4.3 Résolution en impulsion

Pour estimer la résolution en impulsion de muons d'énergie comprise entre 40 et 60  $GeV/c$ , l'impulsion reconstruite est comparée à sa valeur réelle générée au point d'interaction (vertex). La figure 7.5 représente la différence entre l'impulsion reconstruite et l'impulsion générée des muons issus de la désintégration du méson  $\Upsilon$  sans introduction de l'effet d'angle sur les chambres. La traîne vers les basses valeurs est due aux fluctuations de la perte d'énergie dans l'absorbeur.

La figure 7.6 montre la dépendance de la résolution relative de l'impulsion des muons ( $\sigma_{p_\mu}/p_\mu$ ) pour les mésons  $\Upsilon$  et  $J/\psi$  en fonction de leur impulsion  $p_\mu$ , avec et sans introduction de l'effet d'angle.

Pour le méson  $\Upsilon$  indépendamment de l'effet d'angle, on distingue trois régions en impulsion :

- les basses impulsions ( $p_\mu \lesssim 30 \text{ GeV}/c$ ) : la résolution se dégrade lorsque l'impulsion diminue, elle passe d'environ 0.9 % à 2.1 %. Cette chute brutale est due à l'effet de la fluctuation de la perte d'énergie dans l'absorbeur frontal situé avant les chambres de trajectographie ;
- les impulsions intermédiaires et élevées ( $30 \lesssim p_\mu \lesssim 170 \text{ GeV}/c$ ) : la résolution relative de l'impulsion fluctue autour de 0.9 %. Dans cette gamme la reconstruction de l'impulsion est toujours sensible à l'effet de diffusion multiple dans les chambres ;
- les impulsions très élevées ( $p_\mu \gtrsim 170 \text{ GeV}/c$ ) : la résolution se détériore à cause de la résolution spatiale sur les chambres de trajectographie.

En introduisant l'effet des traces inclinées sur la résolution spatiale des chambres, le comportement de la résolution en impulsion reste similaire avec une légère différence obtenue aux valeurs à  $p_\mu$  élevées. Cette différence est due à la dégradation de la résolution spatiale sur les chambres.

En comparant les résultats obtenus à  $p_\mu \lesssim 60 \text{ GeV}/c$  avec ceux du méson  $J/\psi$ , on remarque que le comportement est différent avec des valeurs plus élevées pour ce dernier. A priori on devrait avoir les mêmes résolutions pour la même impulsion indépendamment de la source des muons. La seule différence entre des muons issus du méson  $J/\psi$  et ceux issus du méson  $\Upsilon$  est leur angle d'émission. En effet, l'absorbeur frontal n'est pas homogène (la perte d'énergie dépend de l'angle d'émission). Entre  $2^\circ$  et  $3^\circ$  l'absorbeur est composé en plus de tungstène (matériau très dense) pour réduire le nombre de particules provenant du tube faisceau, ce qui augmente la perte d'énergie dans cette région. Pour vérifier cette hypothèse, on a représenté la distribution en rapidité des muons issus des deux mésons  $J/\psi$  et  $\Upsilon$  pour  $40 \lesssim p_\mu \lesssim 60 \text{ GeV}/c$  sur la figure 7.8. Pour la même impulsion, les muons issus du méson  $J/\psi$  sont émis à plus grande rapidité (petit angle) comparé à ceux issus du méson  $\Upsilon$ . Pour des angles compris entre  $2^\circ$  et  $3^\circ$  ce qui correspond à l'intervalle  $(-4, -3.64)$  en rapidité, le pourcentage d'événements est de 33 % dans le cas du méson  $J/\psi$ , et est de 4 % pour le méson  $\Upsilon$ .

Les figures 7.9 et 7.10 représentent l'évolution de la distribution en rapidité par pour différents domaines d'impulsion des muons pour les deux résonances. La distribution en rapidité pour le méson  $J/\psi$  évolue plus vite vers les hautes rapidités avec une symétrie atteinte dès l'intervalle  $(20, 30 \text{ GeV}/c)$ . Pour le méson  $\Upsilon$  il faudra attendre l'intervalle  $(60, 80 \text{ GeV}/c)$  qui correspond à la remontée de la courbe de la résolution en impulsion de la figure 7.6, car, plus l'impulsion est élevée et plus l'intervalle  $2^\circ$  et  $3^\circ$  est peuplé.

On estime la contribution de l'étalement énergétique (Straggling), en supposant que la perte d'énergie dans l'absorbeur ne dépend pas de l'énergie initiale du muon (énergies élevées), et que le Straggling domine dans la courbe de la résolution relative en impulsion aux valeurs faibles. A  $p_\mu = 10 \text{ GeV}/c$ , d'après la figure 7.6 pour le méson  $\Upsilon$ ,  $\sigma_{p_\mu} = 0.21 \text{ GeV}/c$ . Ceci se traduit par  $(\sigma_{p_\mu}/p_\mu)_{\text{Strag}} = 0.21[\text{GeV}/c]^{-1}/p_\mu$ .

En introduisant les contributions de la diffusion multiple et de la résolution spatiale des chambres dans l'équation 7.9 on obtient :

$$\left(\frac{\sigma_{p_\mu}}{p_\mu}\right)_{\text{Tot}}^2 \simeq (5.1 \cdot 10^{-5}[\text{GeV}/c]^{-1} \cdot p_\mu)^2 + (4.7 \cdot 10^{-3})^2 + \left(\frac{0.21[\text{GeV}/c]}{p_\mu}\right)^2 \quad (7.19)$$

La figure 7.11 représente les trois contributions ainsi que la résolution relative totale. L'accord est très satisfaisant avec les résultats obtenues avec la simulation ( $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ )

#### 7.4.4 Résolution en angle

L'angle entre les deux muons s'écrit :

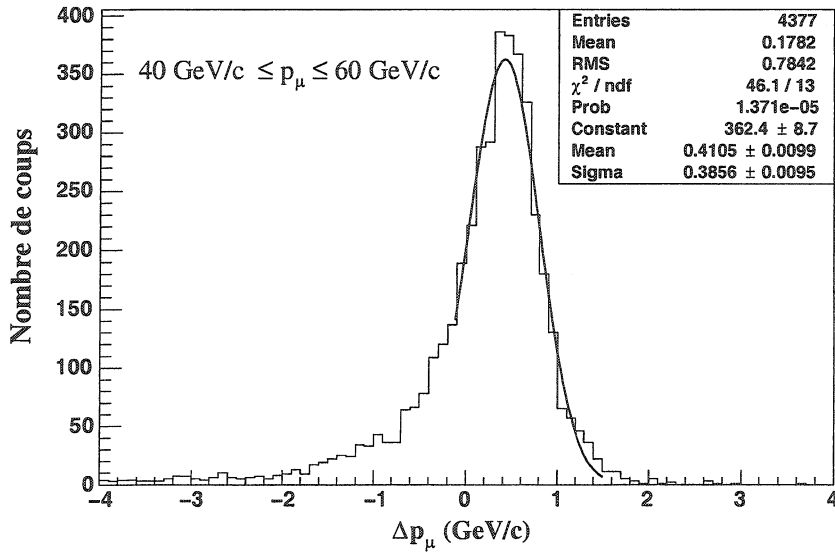


FIG. 7.5 – Distribution de la différence entre les impulsions des muons reconstruites et générées pour des impulsions comprises entre 40 et 60  $GeV/c$ .

$$\theta_\mu = \arccos \left( \frac{\vec{p}_1 \vec{p}_2}{p_1 p_2} \right) \quad (7.20)$$

La figure 7.12 montre un exemple de la différence entre les angles reconstruits et générés des muons issus du méson  $\Upsilon$  pour  $10^\circ \leq \theta_\mu \leq 12^\circ$ .

L'étude de la résolution en angle (figure 7.13) montre que celle-ci décroît avec la valeur de l'angle et chute de 0.53 % pour  $1^\circ$  à 0.36 % pour  $15^\circ$  pour le méson  $\Upsilon$ . Cette valeur semble faible mais sa contribution en masse invariante est non négligeable. Par contre pour le  $J/\psi$  cette valeur est trois fois plus élevée, et on remarque une dégradation autour de  $12^\circ$ .

Les valeurs obtenues avec effet d'angle sont légèrement supérieures aux précédentes mais elles ont le même comportement général en fonction de  $\theta_\mu$ .

#### 7.4.5 Résolution en masse invariante

D'après l'équation 7.18, on peut estimer l'erreur associée à la masse invariante en calculant la moyenne des deux termes à partir des figures 7.6 et 7.13 et en attribuant à chaque point son poids suivant les distributions en impulsion et en angle (figures 7.14 et 7.15). Le tableau 7.1 représente les résolutions calculées : sans et avec effet d'angle sur les chambres.

La figure 7.16 montre la distribution en masse invariante des mésons  $\Upsilon$  et  $J/\psi$  (avec et sans effet d'angle).

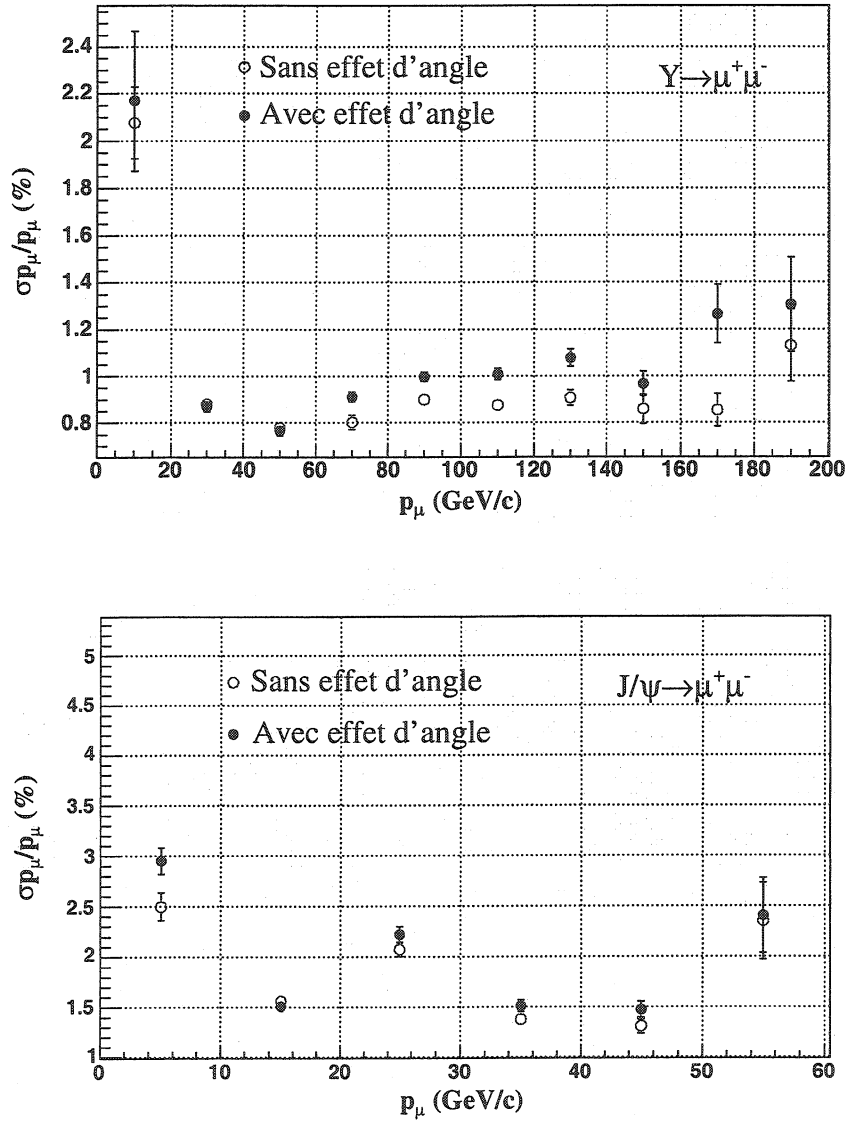


FIG. 7.6 – Erreur relative sur la mesure de l'impulsion des muons issus de la désintégration du méson  $Y$  (en haut) et du  $J/\psi$  (en bas), en fonction de l'impulsion totale des muons, sans effet d'angle (cercles ouverts) et avec effet d'angle (cercles fermés).

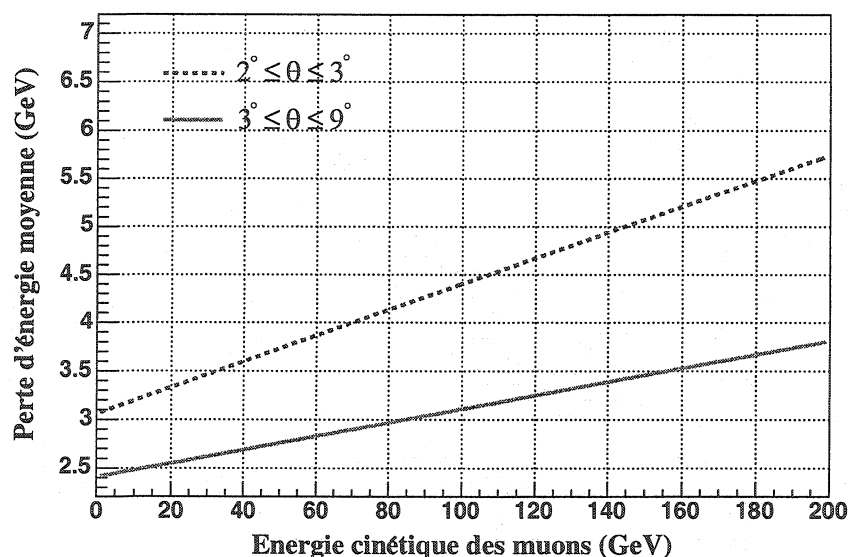


FIG. 7.7 – Perte d'énergie des muons dans l'absorbeur pour deux régions en angle. Cette perte est de la forme :  $-dE/dx = a(E) + b(E)E$  [Bar52].  $a(E)$  est la perte d'énergie par ionisation obtenue à partir de la formule de Bethe-Bloch, et  $b(E)$  est la somme des contributions de : production de paires, bremsstrahlung et effets photonucléaires.

Résonance	$\Upsilon$ (SEA)	$\Upsilon$ (AEA)	$J/\psi$ (SEA)	$J/\psi$ (AEA)
$\sigma_{p_\mu}/p_\mu$ (%)	0.90	0.95	2.0	2.1
$\sigma_{\theta_\mu}/\theta_\mu$ (%)	0.46	0.47	1.5	1.5
$\sigma_M$ (MeV/c <sup>2</sup> )	74	77	64	65

TAB. 7.1 – Résolutions relatives en impulsion et en angle, et résolution en masse invariante estimée pour les mésons  $\Upsilon$  et  $J/\psi$ , pour les deux cas : sans (SEA) et avec (AEA) effet d'angle sur les chambres.

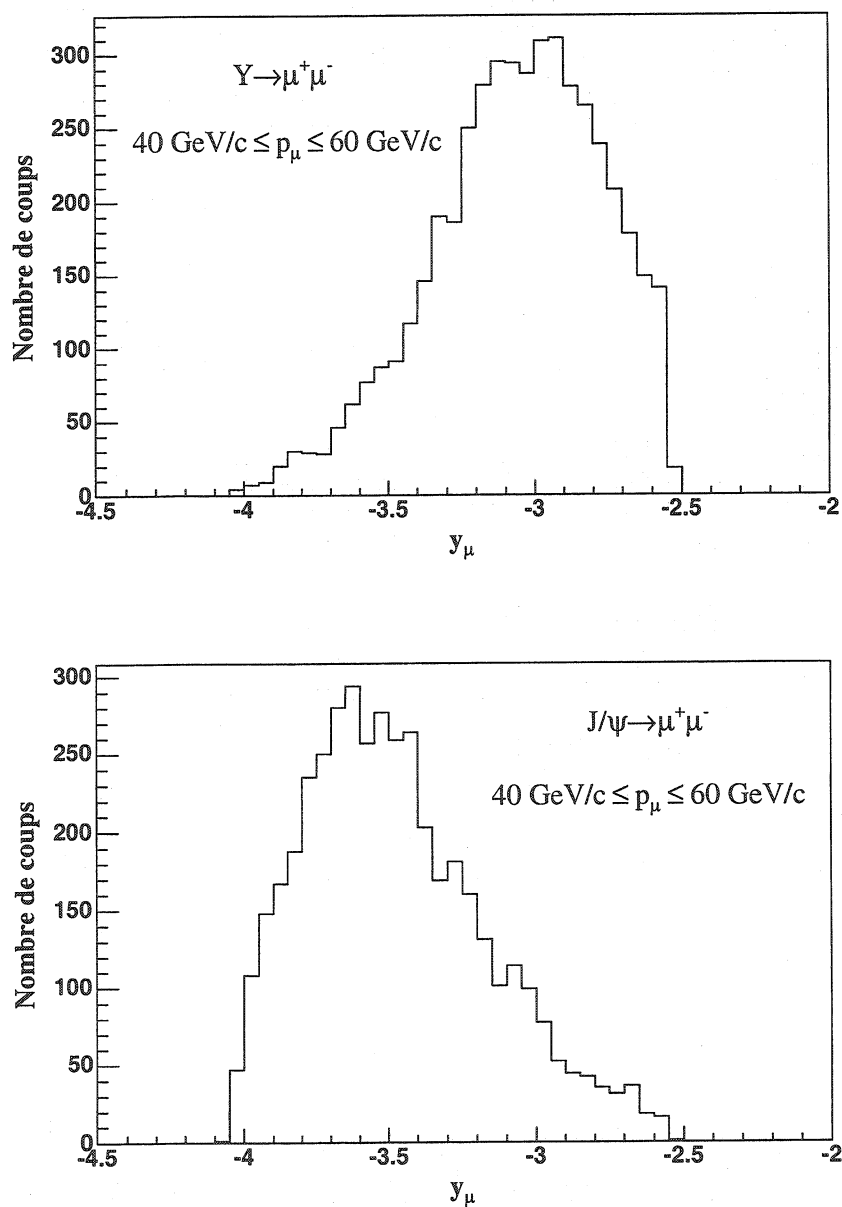


FIG. 7.8 – Distribution en rapidité des muons issus du méson  $\Upsilon$  (en haut) et du méson  $J/\psi$  (en bas) pour des impulsions de muons comprises entre 40 et 60  $\text{GeV}/c$ .

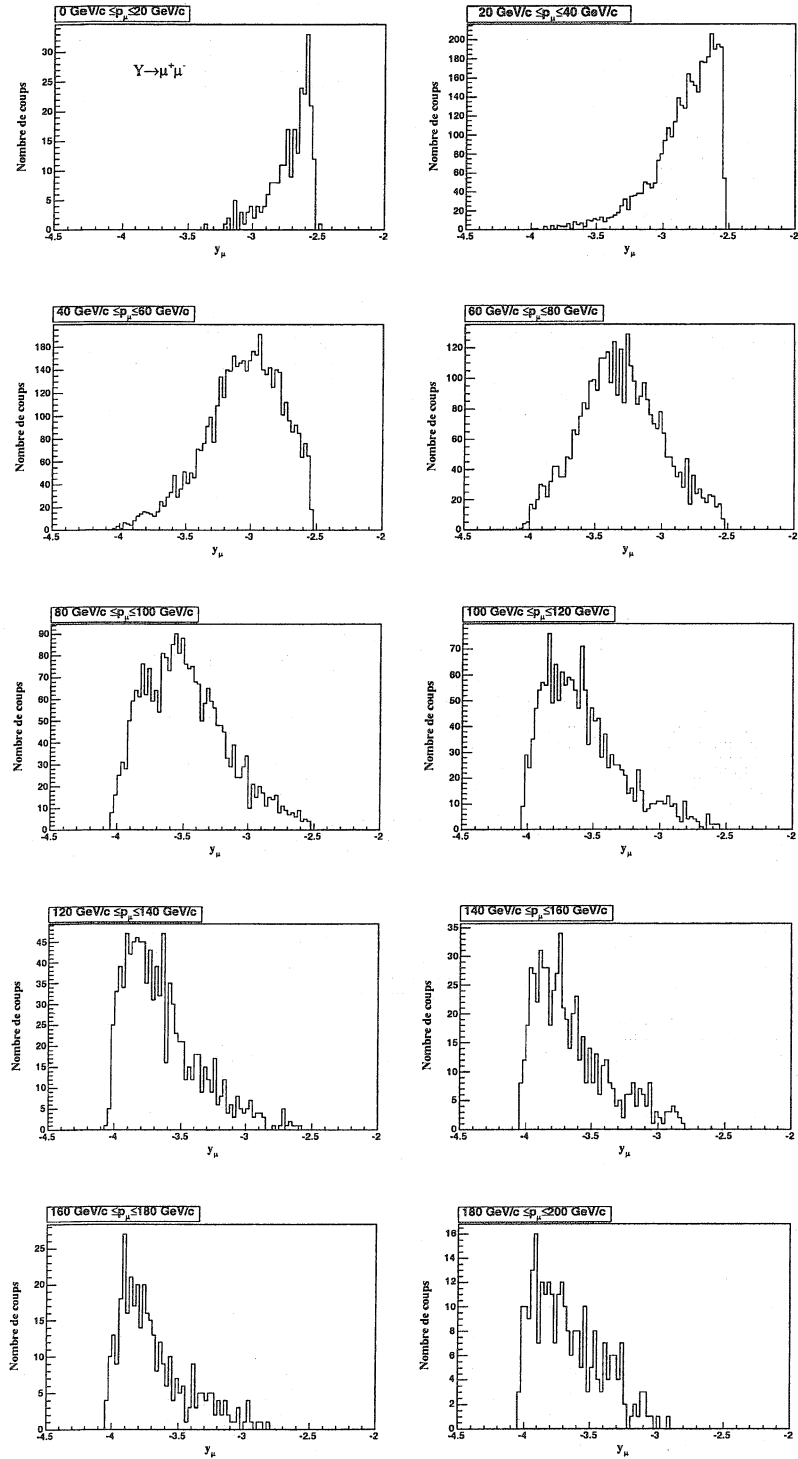


FIG. 7.9 – Evolution de la distribution en rapidité des muons issus de la désintégration du méson  $\Upsilon$  par intervalle d'impulsion (pas de  $20 \text{ GeV}/c$ ).



## 7.4. EFFET DES TRACES INCLINÉES SUR LA RÉOLUTION EN MASSE

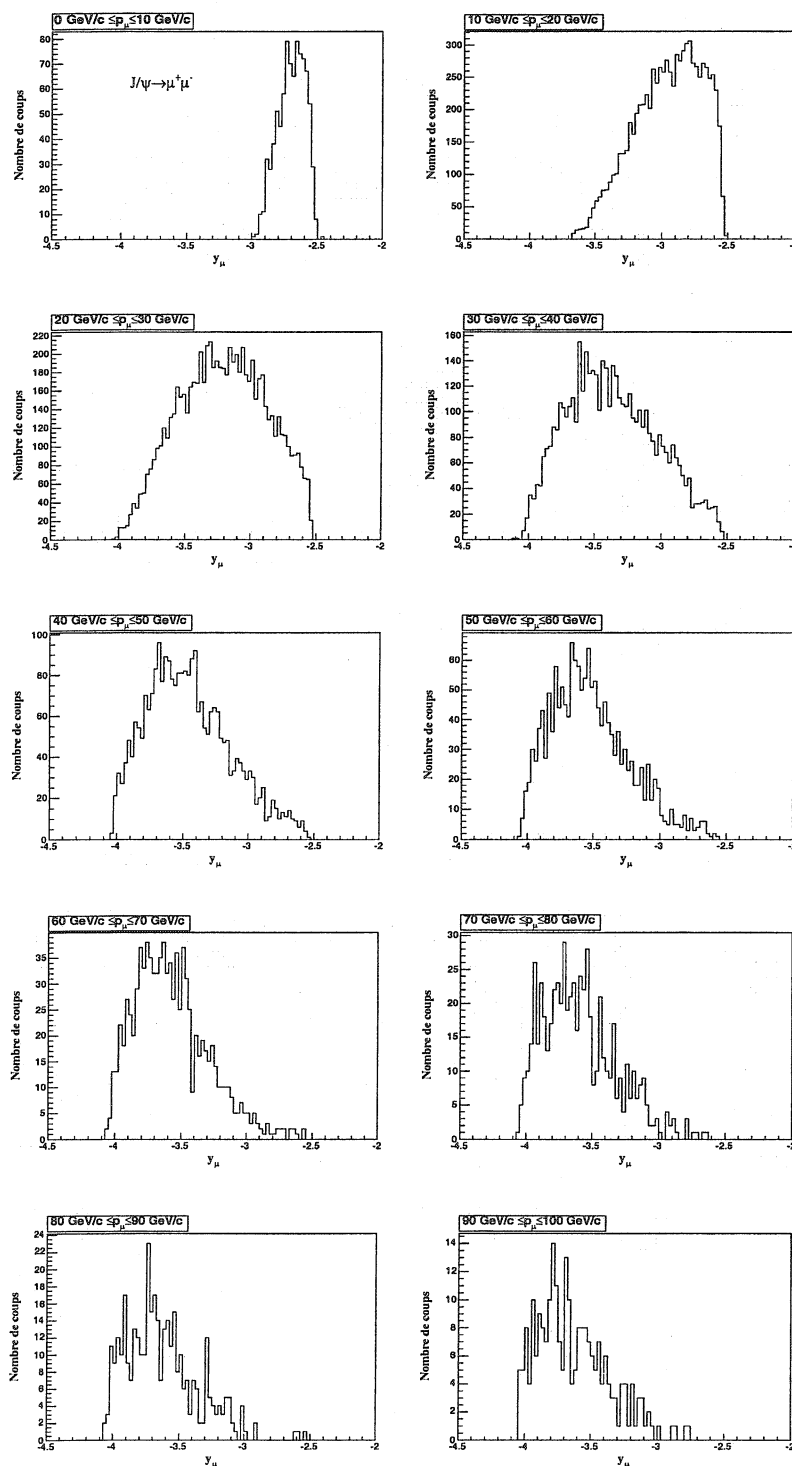


FIG. 7.10 – Evolution de la distribution en rapidité des muons issus de la désintégration du méson  $J/\psi$  par intervalle d'impulsion (pas de 10 GeV/c).

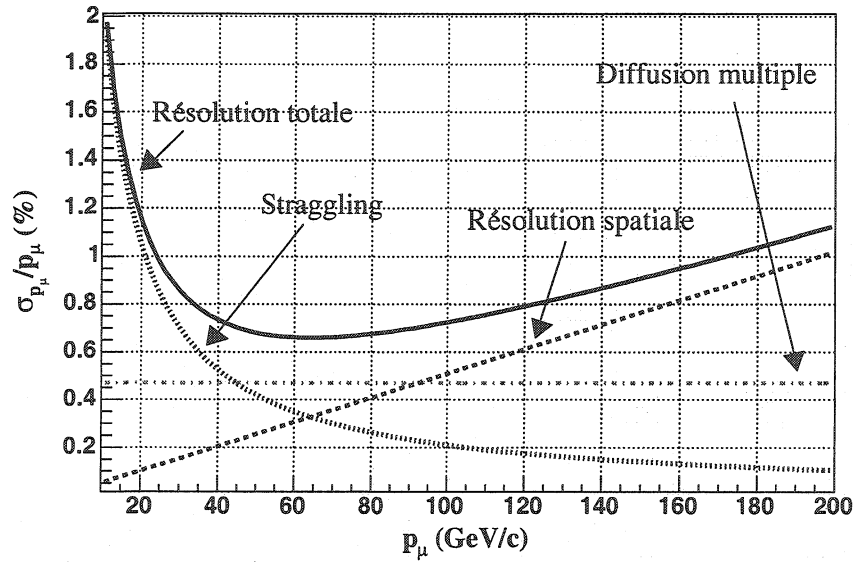


FIG. 7.11 – Contribution des différents processus physiques sur la valeur de la résolution relative en impulsion.

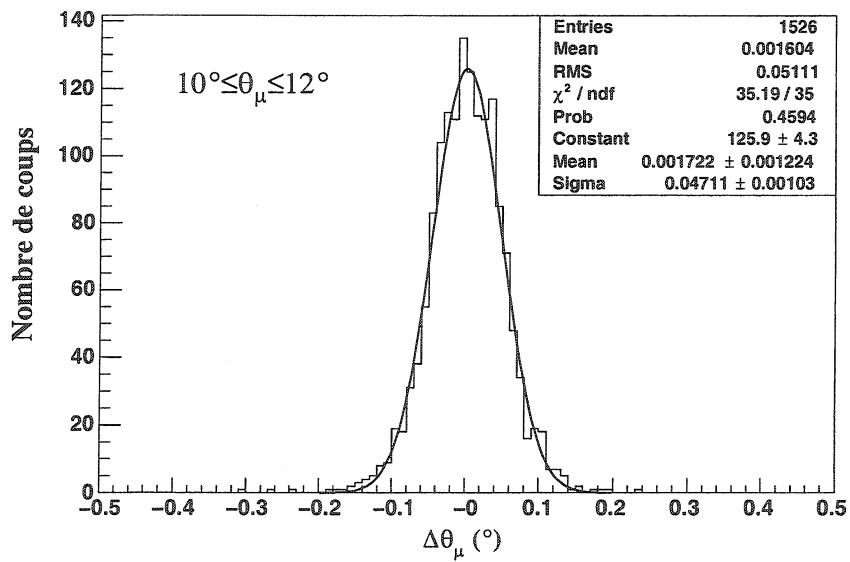


FIG. 7.12 – Exemple de distribution de la différence entre les angles reconstruits et générés des muons issus de la désintégration du méson  $\Upsilon$  pour des valeurs de  $\theta_\mu$  comprises entre  $10^\circ$  et  $12^\circ$ . Cette distribution est ajustée par une fonction gaussienne.

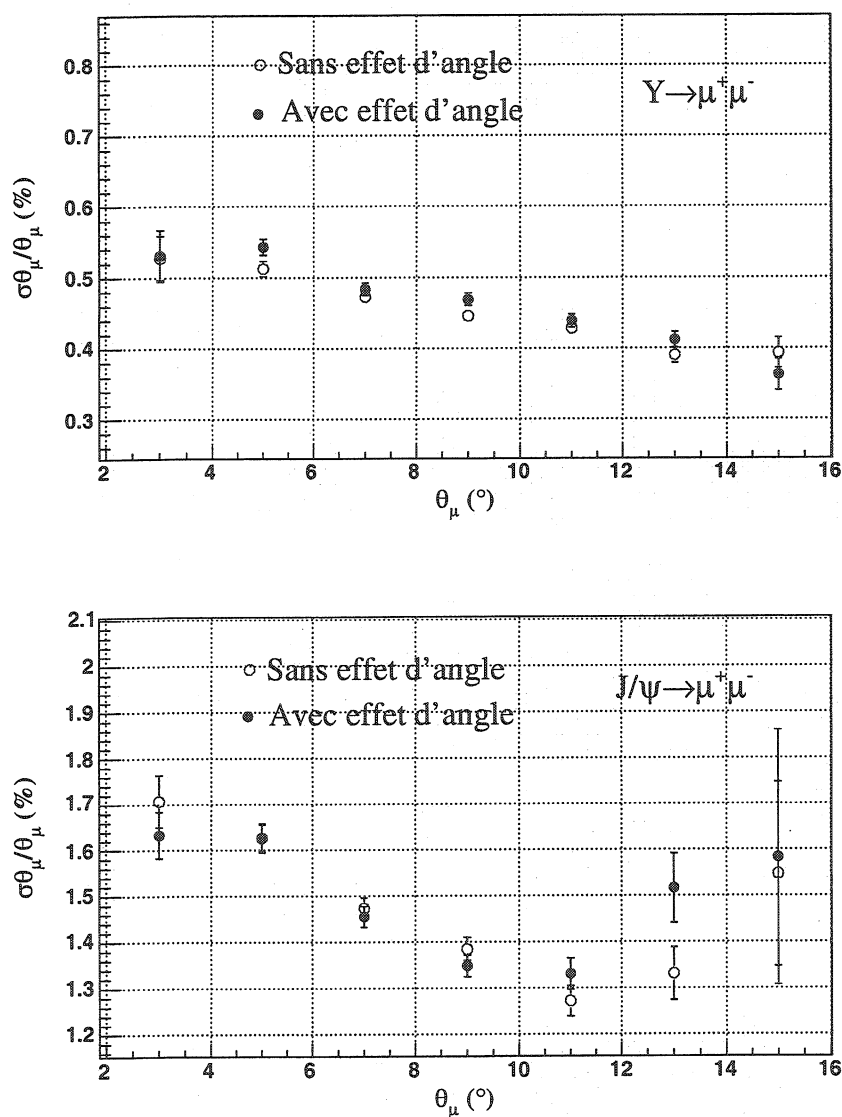


FIG. 7.13 – Résolution en angle entre les deux muons issus de la désintégration du méson  $\Upsilon$  (en haut) et du  $J/\psi$  (en bas), sans effet d'angle (cercles ouverts) et avec effet d'angle (cercles fermés).

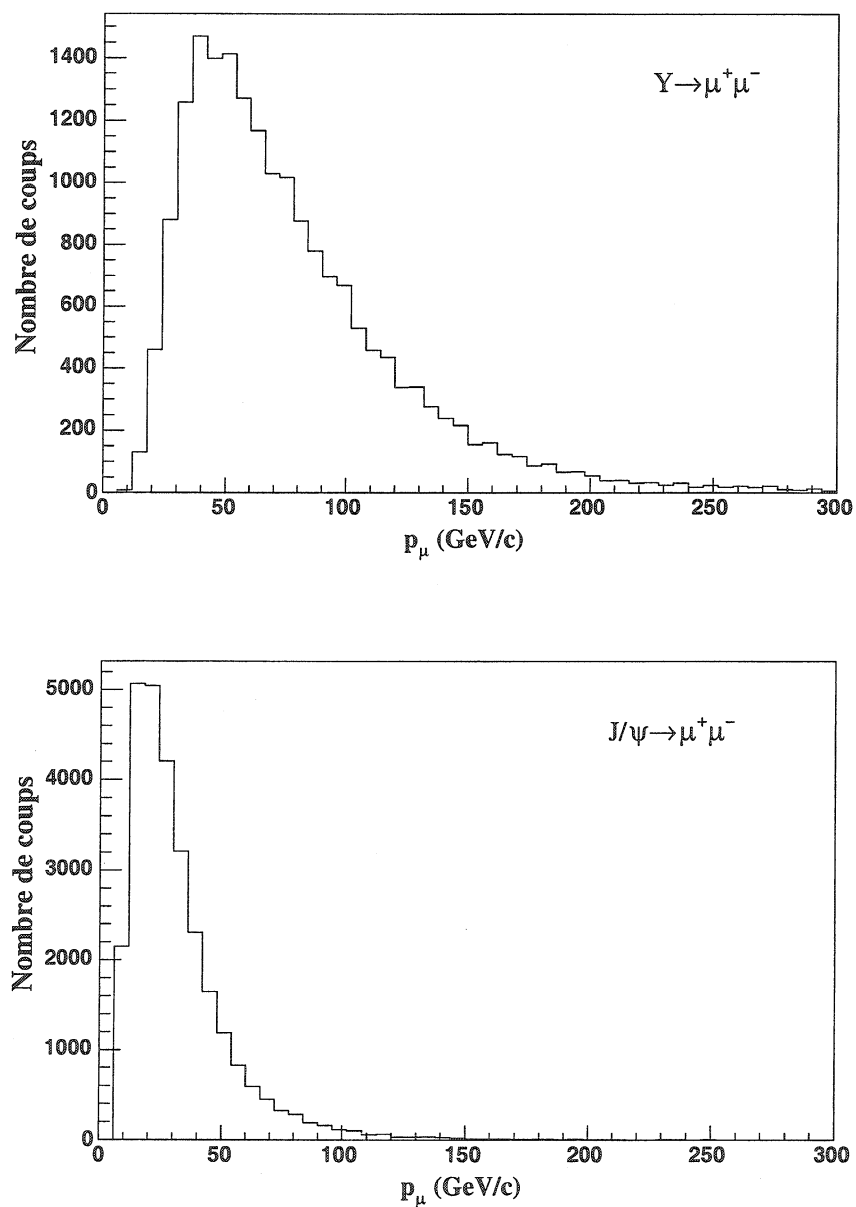


FIG. 7.14 – Impulsion totale des muons issus de la désintégration du méson  $\Upsilon$  (en haut) et du  $J/\psi$  (en bas).

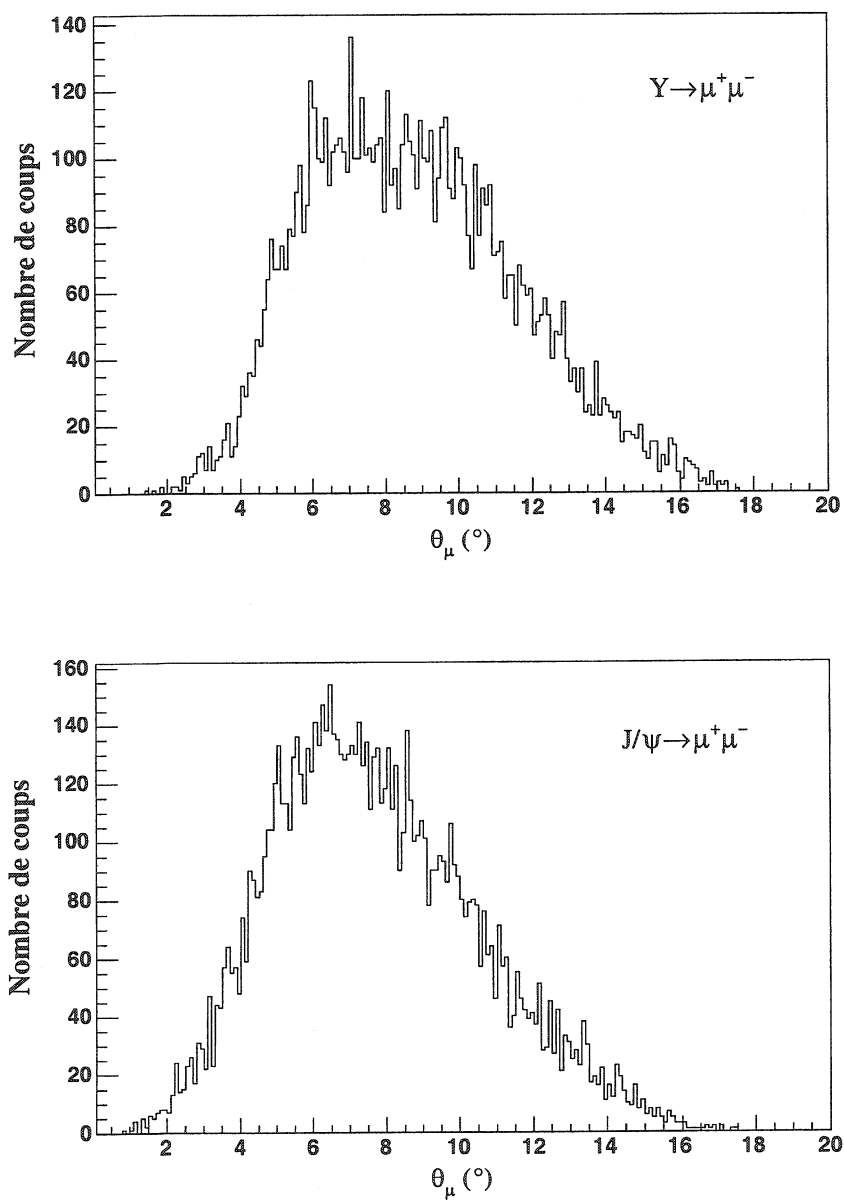


FIG. 7.15 – Angle  $\theta_\mu$  entre les deux muons issus de la désintégration du méson  $\Upsilon$  (en haut) et du  $J/\psi$  (en bas).

Les résolutions en masse obtenues par la méthode de l'ajustement gaussien sont plus élevées que celles calculées dans le paragraphe précédent. Il manque cependant dans le calcul de l'erreur sur la masse invariante la contribution d'un terme qui traduit la corrélation entre la mesure de l'angle  $\theta_\mu$  et des impulsions des muons  $p_\mu$ . Il y a aussi une erreur sur la façon d'ajuster les distributions qui ne sont pas symétriques.

Il n'existe pas de différences flagrantes entre les deux distributions. Dans le cas du méson  $\Upsilon$ , l'ajustement donne une valeur plus élevée dans le cas où on tient compte des traces inclinées sur les chambres. Cela correspond à une augmentation de 7 % de la résolution en masse avec une perte d'efficacité de 1 % (de 88.5 % à 87.5 %) dans une fenêtre en masse invariante de  $\pm 1.5 \text{ GeV}/c^2$  autour de la valeur moyenne. La chute d'efficacité (qui reste très faible) est tout-à-fait normale, car l'erreur de mesure des positions des points d'impacts sur les chambres devient plus importante.

Pour le méson  $J/\psi$  les résolutions en masse ainsi que les efficacités sont similaires dans les deux cas, avec et sans l'introduction de l'effet d'angle, car l'impulsion des muons est faible. On sait que la résolution spatiale n'intervient de manière significative qu'à grande impulsion.

Le comportement de la résolution en masse a été effectué en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  (figure 7.18) et de la rapidité  $y$  (figure 7.19).

Pour le premier cas, la résolution en masse se détériore quand la valeur de l'impulsion transverse augmente. L'impulsion totale des muons est proportionnelle à celle de la résonance qui augmente avec l'impulsion transverse pour une rapidité donnée (angle donné).

A grande rapidité l'impulsion moyenne des muons est élevée ce qui explique la dégradation de la résolution en masse. Cet effet est plus visible pour le méson  $\Upsilon$ .

Dans les deux cas, les points qui correspondent aux événements où l'effet d'angle a été introduit sont plus élevés. Le même comportement a été observé dans la variation de la résolution relative en impulsion avec la valeur du moment total des muons.

## 7.5 Conclusion

Ce chapitre étudie d'une part l'influence sur la précision de mesure de l'impulsion et de l'angle entre les deux muons sur la résolution en masse invariante des résonances  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ , et d'autre part le comportement de cette résolution avec l'introduction de l'effet des traces inclinées sur la résolution spatiale des chambres de trajectographie dans le code de simulation AliRoot.

Les résultats ont montré que la dégradation de la résolution en masse est due essentiellement à l'effet de la fluctuation de la perte d'énergie dans l'absorbeur frontal. Sa prépondérance est d'autant plus importante que l'impulsion des muons est faible. L'effet de la résolution spatiale des chambres de trajectographie apparaît à des impulsions élevées (grande rapidité), ce qui dégrade aussi la résolution en masse. Cet effet s'accroît à impulsions élevées en introduisant l'effet des traces inclinées. Le premier point reste de loin l'effet dominant.

La résolution en angle entre les deux muons a un effet non négligeable sur la résolution

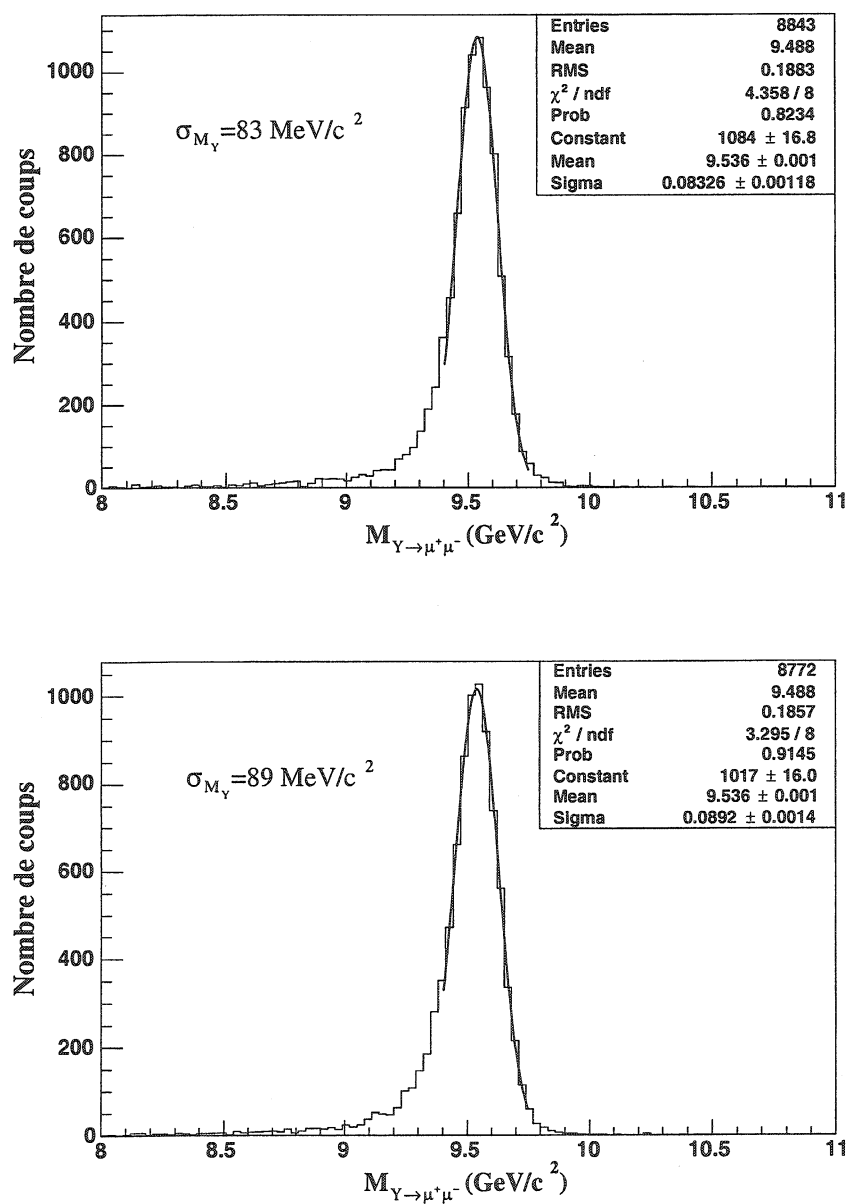


FIG. 7.16 – Distribution en masse invariante de l'upsilon ( $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ), sans effet d'angle (en haut) et avec effet d'angle (en bas). Ces distributions sont ajustées par une fonction gaussienne.

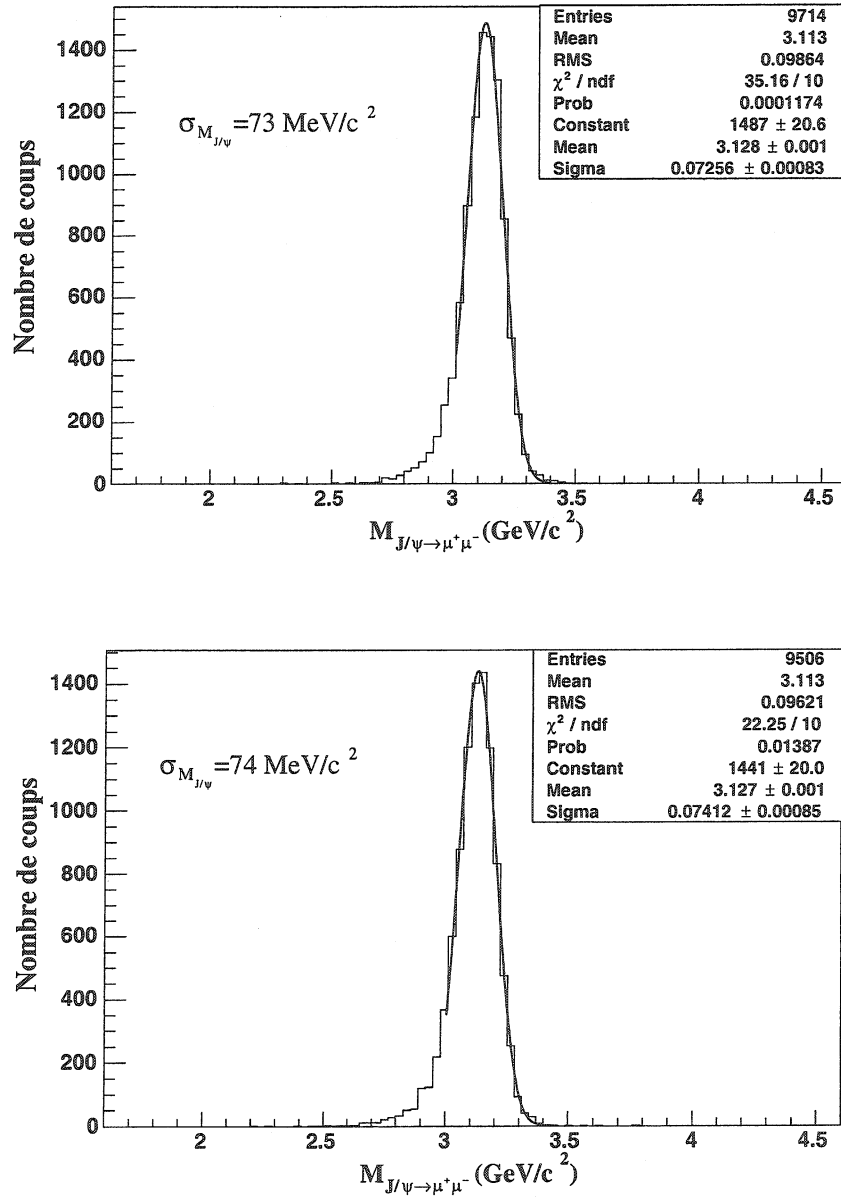


FIG. 7.17 – Distribution en masse invariante du  $J/\Psi$  ( $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ), sans effet d'angle (en haut) et avec effet d'angle (en bas). Ces distributions sont ajustées par une fonction gaussienne.



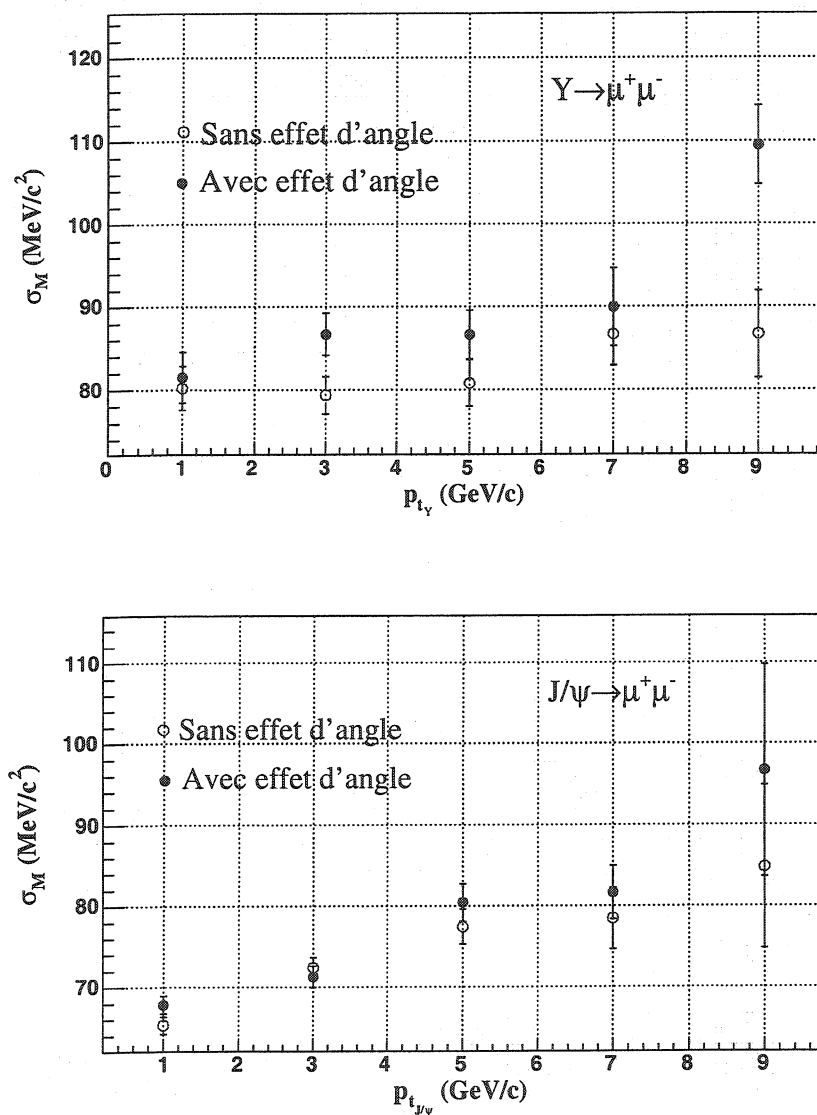


FIG. 7.18 – Variation de la résolution en masse du méson  $\Upsilon$  (en haut) et du  $J/\psi$  (en bas) en fonction de leur impulsion transverse, avec (cercles fermés) et sans (cercles ouverts) effet d'angle.

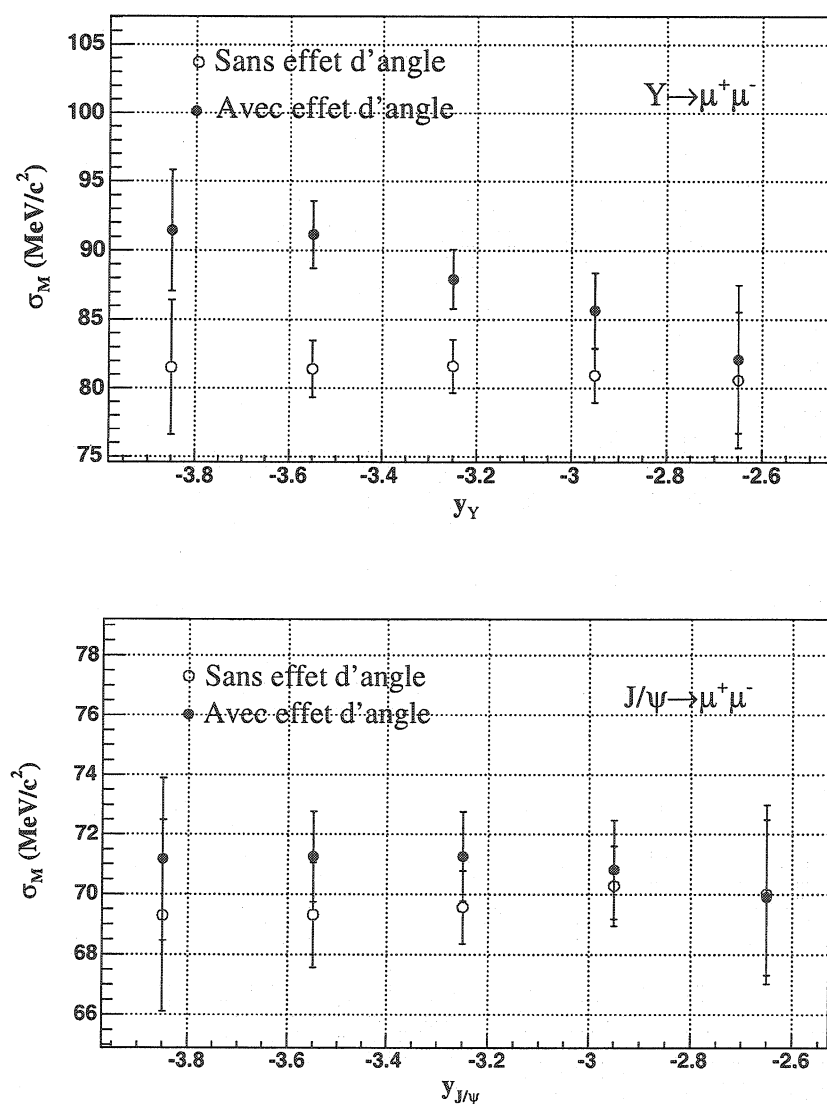


FIG. 7.19 – Variation de la résolution en masse du méson  $\Upsilon$  (en haut) et du  $J/\psi$  (en bas) en fonction de leur rapidité, avec (cercles fermés) et sans (cercles ouverts) effet d'angle.

en masse. La résolution s'améliore à grand angle, c'est-à-dire à faibles rapidité et impulsion transverse (à rapidité donnée). Ce comportement a été vérifié en étudiant la variation de la résolution en masse en fonction de la rapidité et du moment transverse.

La valeur obtenue de la résolution en masse invariante ( $< 100 \text{ MeV}/c^2$  pour le méson  $\Upsilon$ ) est inférieure à celle exigée par le cahier de charges pour séparer la famille des résonances de saveurs lourdes.

# Conclusion

Ce travail de thèse a été consacré principalement à l'étude et à la simulation des chambres à fils à cathodes segmentées en pads (CPC). Ces détecteurs ont été retenus pour alimenter le système de trajectographie du spectromètre dimuon de l'expérience ALICE.

Le but essentiel du spectromètre dimuon est la séparation des résonances de saveurs lourdes en particulier le méson  $\Upsilon$  identifiable dans son canal de désintégration muonique ( $\mu^+\mu^-$ ). Une résolution de  $100 \text{ MeV}/c^2$  est requise sur la mesure de la masse invariante de la paire de muons. L'obtention de cette valeur est sensible à plusieurs paramètres, dont l'erreur sur la position du point d'impact des muons sur les chambres de trajectographie. Le cahier des charges exige une résolution spatiale inférieure à  $100 \mu\text{m}$ .

A cet effet, des tests sous faisceaux ont été effectués au PS et au SPS (CERN) sur plusieurs prototypes. Le but était de valider le fonctionnement de ces chambres en terme de résolution spatiale et d'efficacité de reconstruction. Les résultats obtenus ont été très satisfaisants, une résolution spatiale intrinsèque meilleure que  $50 \mu\text{m}$  pour des pads larges de  $5 \text{ mm}$  dans le plan de déviation du dipôle magnétique (le long des fils). En ce qui concerne l'efficacité de reconstruction, au meilleur des cas, la valeur obtenue frôle les 98 % pour des particules provenant du faisceau SPS. Les résultats obtenus répondent bien à la demande du cahier de charge.

L'étude des traces inclinées (le long des fils) a montré que la résolution spatiale se détériore considérablement. Cette valeur dépasse les  $100 \mu\text{m}$  pour un angle de  $10^\circ$ . AliRoot, le code de simulation de l'expérience ALICE ne tient pas compte de l'effet des traces inclinées sur la résolution spatiale des chambres. C'est pour cette raison qu'un code de simulation basé sur une méthode Monté-Carlo, ayant pour but de reproduire les données expérimentales et trouver un moyen de modéliser l'effet d'angle et l'introduire dans AliRoot a été réalisé.

La simulation établie tient compte des :

- processus physiques : interactions de la particule incidente dans le gaz, l'ionisation, la dérive et l'amplification des électrons près des fils, l'induction de la charge sur les plans de pads ;
- paramètres électroniques : bruit et saturation des pads.

L'expérience a montré qu'il existait une corrélation de charge entre les deux plans cathodiques. Avant de pouvoir modéliser cette corrélation, il fallait comprendre son origine. En fait, ce partage de charge entre les deux plans de pads dépendait de la position X

## CONCLUSION

---

(perpendiculaire aux fils) du point d'impact de la particule incidente sur la chambre par rapport au plan de fils. En plus de la compréhension de ce phénomène, une visualisation du rapport entre la charge collectée sur un des plans et la charge totale en fonction de la position  $X$ , permet une vérification de la bonne valeur du pas entre les fils. L'avantage de cette méthode est qu'elle est indépendante de la taille des pads contrairement à celle qui utilise le calcul du barycentre. Cette dernière nécessite une largeur de pads (dans la direction perpendiculaire aux fils) comparable au pas entre fils (au maximum 2 voire 3 fois plus importante).

La charge induite sur les deux plans de pads a été très bien reproduite pour toutes les tensions anode-cathode. De même, on retrouve pratiquement le même nombre d'événements saturés, ce qui se traduit par un bon étalement de la charge sur les cathodes. La multiplicité (nombre de pads touchés dans le long des fils) quant à elle, a été reproduite qu'à basse tension. Ce qui implique un bon accord entre les résolutions spatiales expérimentales et simulées aux basses tensions. Pour des valeurs plus élevées, les deux courbes de résolution se détachent au fur et à mesure que la tension devient plus importante. Concernant l'efficacité de reconstruction, l'évolution en fonction de la tension est semblable mais avec un décalage de quelques pourcent. La meilleure valeur a été obtenue avec le calcul à une tension faible, où la charge physique est prédominante par rapport au bruit électronique et dont la valeur de la saturation est inférieure à 1 %. En comparant la simulation aux données obtenues au PS, on a supposé que ce désaccord est dû essentiellement à la diffusion multiple sur les chambres. Cette hypothèse n'a pas été validée par les tests effectués au SPS (diffusion multiple négligeable). Alternativement on pourrait citer la diaphonie qui traduit l'influence de chaque pad sur son proche voisin. Il reste du travail à faire en ce qui concerne la compréhension de ce comportement à des tensions élevées. Par contre, le choix de la tension de travail est facile à faire. Entre 1600 V et 1650 V, la résolution spatiale obtenue est meilleure que 50  $\mu\text{m}$  avec une efficacité de reconstruction autour de 97 %.

Un des points les plus importants dans cette thèse est de reproduire l'effet des traces inclinées sur la résolution spatiales des chambres obtenu durant les tests sous faisceau. Grâce à la simulation qui comprend les processus les plus importants dans une chambre à fils, cette dépendance a été reproduite. Il reste cependant à trouver un moyen pour l'exploiter, afin de l'introduire dans le code AliRoot. L'idée était de modéliser la fluctuation de la charge sur l'anode le long des fils, et rajouter la position de son barycentre à celle donnée par AliRoot. A cet effet, une simulation dite rapide a été effectuée pour vérifier si cette méthode permet de retrouver les mêmes résultats que ceux obtenus avec la simulation complète. Chose faite, on s'est intéressé ensuite à son influence sur les paramètres physiques du spectromètre dimuon.

Le dernier chapitre de cette thèse a été consacré à l'étude de la résolution en masse invariante des résonances de saveurs lourdes  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ , avant et après introduction de l'effet d'angle sur les chambres de trajectographie. L'erreur sur la masse invariante est liée à l'erreur sur la mesure de l'impulsion des deux muons issus de la désintégration des résonances et de l'angle qui définit leurs directions.

L'étude de la résolution relative en impulsion pour le méson  $\Upsilon$ , a montré que la réso-

lution en masse est sensible à plusieurs paramètres physiques. La fluctuation sur la perte d'énergie dans l'absorbeur est de loin le processus le plus dominant. Il se manifeste surtout à des faibles impulsions des muons. En ce qui concerne la diffusion multiple dans l'absorbeur et dans les chambres de trajectographie, la contribution dans la résolution en masse est constante mais non négligeable. L'effet de la résolution spatiale des chambres apparaît à des impulsions élevées. L'introduction de l'effet des traces inclinées accentue l'influence de ce processus.

Dans le cas du méson  $J/\psi$ , l'effet de la résolution spatiale des chambres n'a pas été observé, car, l'impulsion des muons issus de cette résonance est faible. De plus l'étude de l'évolution de la distribution en rapidité par intervalle d'impulsions, a montré que les muons sont plus émis à de faibles angles que ceux issus du méson  $\Upsilon$ . Rappelons que l'absorbeur frontal est composé de métaux très denses pour des angles compris entre  $2^\circ$  et  $3^\circ$ , ce qui augmente la fluctuation de la perte d'énergie dans cette région.

A rapidité donnée, l'impulsion transverse du muon augmente avec son impulsion totale. La résolution en impulsion se détériore ce qui entraîne la dégradation de l'impulsion transverse. Ce résultat a été observé pour les deux mésons. L'introduction de l'effet d'angle dégrade la mesure de l'impulsion essentiellement pour la résonance  $\Upsilon$ . Ce n'est pas un point positif pour l'analyse des données car l'idéal serait que la résolution en masse ne dépend pas de l'impulsion transverse.

Concernant la dépendance de la résolution en masse en fonction de la rapidité, cette valeur reste quasiment constante pour les deux mésons avant l'introduction de l'effet d'angle. En prenant en considération cet effet, la détérioration est plus accentuée dans le cas du méson  $\Upsilon$  et pour des grandes valeurs de rapidité. A  $p_t$  donné, l'impulsion totale augmente avec la rapidité, ce qui explique ce comportement.

Globalement, la valeur de la résolution en masse invariante pour le méson  $J/\psi$  reste insensible à l'effet des traces inclinées sur la résolution spatiale des chambres ( $\sim 73 \text{ MeV}/c^2$ ). Par contre, une différence de quelques  $\text{MeV}/c^2$  est observée pour la résonance  $\Upsilon$  ( $83 \rightarrow 89 \text{ MeV}/c^2$ ). Cependant, les résolutions obtenues sont inférieures à  $100 \text{ MeV}/c^2$ , valeur exigée par le cahier des charges pour séparer la famille des résonances de saveurs lourdes.

## Annexe : Trajectographie

L'objectif dans cette annexe est de déterminer la résolution intrinsèque du dispositif expérimental utilisé pour les tests sous faisceau.

La figure 1 représente un exemple de reconstruction d'une trace lors des tests sous faisceau. Le but ici est d'obtenir la position du point d'impact dans les deux directions sur la chambre par extrapolation de la trajectoire de la particule (pion ou muon) obtenue avec le système de trajectographie composé de détecteurs silicium.

La valeur réelle de la position  $Y_{reel}$  est comparée à celle obtenue par extrapolation  $Y_{extrap}$ . La différence représente le résidu  $R$ . Ce résidu est sensible à la diffusion multiple dans les 6 plans (système de trajectographie et chambre) et à la résolution spatiale des siliciums.

Un code de simulation a été établi pour estimer la valeur du résidu sur la chambre. Il prend en compte : l'épaisseur des détecteurs silicium ( $0.7 \% X_0$ ), leur résolution spatiale ( $15 \mu m$ ), leur position  $Z$  dans la direction du faisceau, l'épaisseur de la chambre ( $1 \% X_0$ ) et de sa position  $Z$ . Les positions des six plans sont représentées sur le tableau ci-dessous.

Un exemple d'une distribution de résidus est montrée au chapitre 5 pour un pion de  $7 \text{ GeV}/c$ . Pour voir l'effet de la diffusion multiple et de la résolution spatiale des détecteurs silicium sur la valeur du résidu, on a représenté sur la figure 2 l'écart type de la distribution des résidus en fonction de l'impulsion de la particule incidente.

La diffusion multiple est inversement proportionnelle à l'impulsion de la particule. Elle devient négligeable à grande impulsion. La valeur minimale de cette erreur ( $7 \mu m$ ) est due à la résolution spatiale des siliciums qui est indépendante de l'impulsion de la particule incidente.

On peut faire une estimation de cette erreur par un calcul analytique en traitant indépendamment l'effet de la diffusion multiple et celui de la résolution spatiale des détecteurs silicium.

Pour simplifier les calculs, on a supposé que les détecteurs silicium de part et d'autre de la chambre sont très proches les uns des autres et loin de la chambre CPC ce qui

Plan	$Si_1$	$Si_2$	$Si_3$	CPC	$Si_4$	$Si_5$
$Z \text{ (cm)}$	0	19.4	27.6	59.1	92.1	103.3

Position  $Z$  des détecteurs silicium et de la chambre CPC.

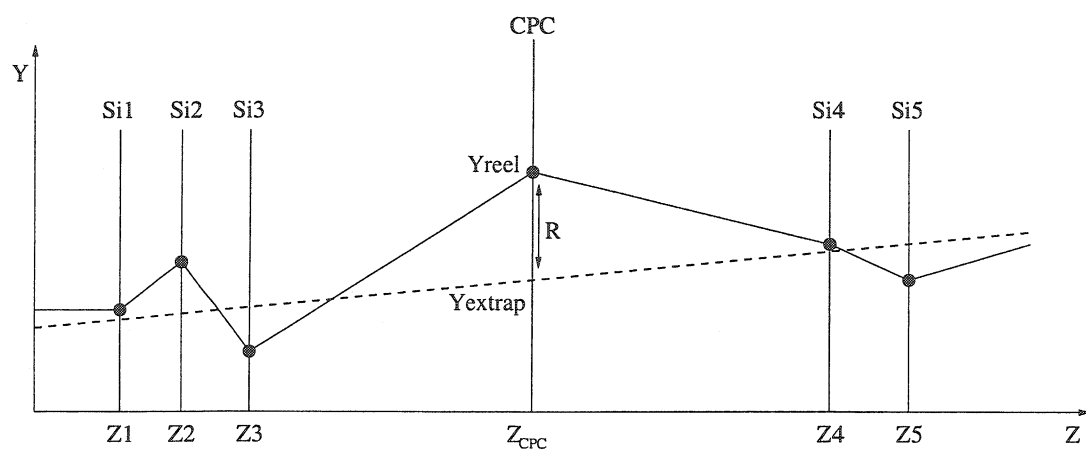


FIG 1 - Reconstruction d'une trace lors des tests sous faisceau.

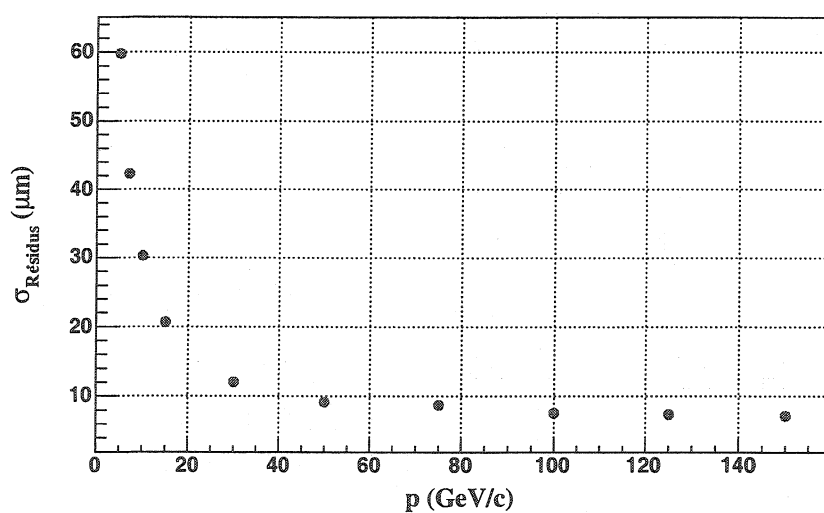


FIG 2 - Variation de l'écart type de la distribution des résidus sur la chambre en fonction de l'impulsion de la particule incidente.



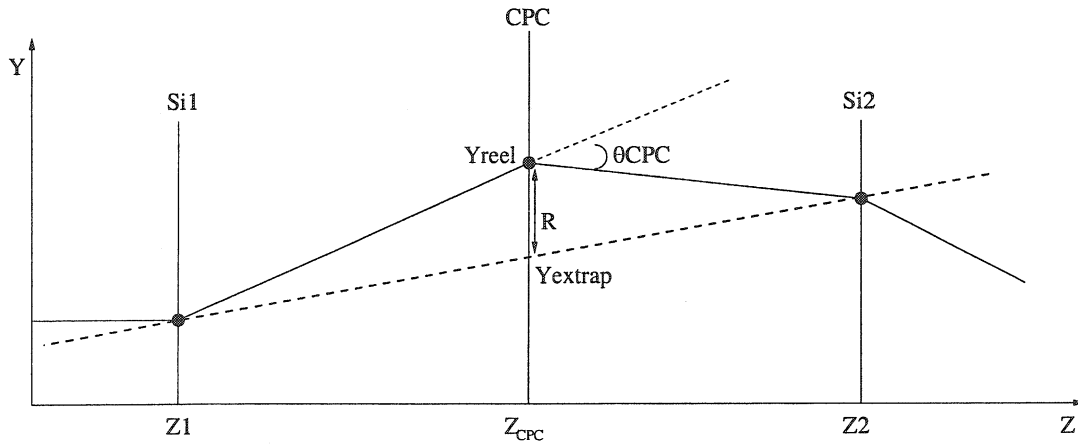


FIG 3 - Schéma simplifié de la reconstruction d'une trace.

permet de traiter que trois plans de détection (2 siliciums et la CPC).

Dans le cas de  $n$  détecteurs similaires très proches, la résolution spatiale du système s'écrit de la manière suivante :

$$\sigma_S = \frac{\sqrt{\sum_{k=1}^n (\sigma_{Sik})^2}}{n} = \frac{\sigma_{Si}}{\sqrt{n}}$$

Cela signifie que plus le nombre de détecteur augmente et plus la résolution spatiale de l'ensemble s'améliore. Dans notre cas, on a deux ensembles, le premier est composé de trois siliciums et le second de deux. Les résolutions respectives sont :  $\sigma_{Si}/\sqrt{3} = 8.66 \mu m$  et  $\sigma_{Si}/\sqrt{2} = 10.61 \mu m$ . La position Z d'un ensemble de plans correspond à la position du barycentre. Le nouveau système de trajectographie est montré sur la figure 3.

La position réelle  $Y_{reelle}$  s'écrit :

$$Y_{reel} = \frac{(Z_2 - Z_{CPC})(Z_{CPC} - Z_1)}{(Z_2 - Z_1)} \theta_{CPC} + Y_{extrap}$$

La valeur du résidu s'écrit alors :

$$R = Y_{reel} - Y_{extrap} = \frac{(Z_2 - Z_{CPC})(Z_{CPC} - Z_1)}{(Z_2 - Z_1)} \theta_{CPC}$$

Pour  $Z_1 = 15.66 \text{ cm}$ ,  $Z_3 = 97.7 \text{ cm}$  et  $Z_{CPC} = 59.1 \text{ cm}$ , on obtient :  $R = 20.91 \theta_{CPC} \text{ (cm)}$ .

L'erreur  $\sigma_R$  associée au résidu  $R$  s'écrit :  $\sigma_R = 20.91 \theta_0 \text{ (cm)}$ .

$\theta_0$  est la largeur de la distribution de la diffusion multiple à travers la chambre et vaut  $1.6 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$  pour des pions de  $7 \text{ GeV}/c$  (voir équation 7.5). L'erreur dans ce cas est  $\sigma_R = 33.45 \mu m$ . Cette valeur ne tient pas en compte de la diffusion multiple et de la résolution spatiale des siliciums.

Pour estimer l'erreur sur la position d'impact sur la chambre due à l'erreur de la position sur les détecteurs silicium, on suppose qu'il n'y a pas de diffusion multiple sur tous les plans. Cette erreur sera donc l'erreur associée à la position obtenue par extrapolation.

La position  $Y_{extrap}$  obtenue par extrapolation s'écrit :

$$Y_{extrap} = \frac{(Z_3 - Z_{CPC})}{(Z_3 - Z_1)} Y_1 + \frac{(Z_{CPC} - Z_1)}{(Z_3 - Z_1)} Y_3$$

Les erreurs associées aux deux positions  $Y_1$  et  $Y_3$  ont été calculées précédemment. On obtient :  $\sigma_{Y_{extrap}} = 0.46 \sigma_{Si} = 6.94 \mu m$ . On retrouve la valeur obtenue avec le code de simulation.

# Bibliographie

- [Abr97] M. C. Abreu et al. (Collaboration NA50),  $J/\psi$  and Drell-Yan cross-sections in Pb-Pb interactions at 158  $GeV/c$  per nucleon, Phys. Lett., B410 (1997) 337.
- [Abr97b] M. C. Abreu et al. (Collaboration NA50), Anomalous  $J/\psi$  suppression in Pb-Pb interactions at 158  $GeV/c$  per nucleon, Phys. Lett., B410 (1997) 347.
- [Abr99] M. C. Abreu et al. (Collaboration NA50), Observation of a threshold effect in the anomalous  $J/\psi$  suppression, Phys. Lett., B450 (1999) 456.
- [Abr00] M. C. Abreu et al. (Collaboration NA50), B477 (2000) 28.
- [Ade90] B. Adeva et al., L3, Nucl. Inst. Meth. A289 (1990) 35-102.
- [ALI] ALICE Off-Line Project, <http://AliSoft.cern.ch/offline>.
- [ALI95] ALICE, Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71 (1995).
- [ATL94] ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC 94-43 (1994).
- [Bac93] Y. Baconnier et al, The LHC accelerator project, CERN/AC/93-03.
- [Bar52] P. H. Barrett et al, Rev. Mod. Phys., 24 (1952) 133.
- [Bas99] S. A. Bass et al., Signatures of the Quark-Gluon Plasma Formation in High Energy Heavy-Ion Collisions : A critical review, J. Phys. G25, R1 (1999).
- [Ber97] Bernard et al., Le système de déclenchement, Phys. Rev. D 55 (1997) 6861.
- [Bet53] H. A. Beth, Phys. Rev., 89 (1953) 1256.
- [Bjo83] J. D. Bjorken, Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : the central rapidity region, Phys. Rev., D 27 (1983) 140.
- [Bla99] J.-P. Blaizot, Signals of the Quark-Gluon Plasma in Nucleus Nucleus Collisions, Nucl. Phys. A661 (1999) 3.
- [Blu94] W. Blum et L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag, 1994.
- [Bou02] K. Boudjemline et al., Results of Slat CPC Prototype Test for ALICE Dimuon Spectrometer, ALICE Internal Note 02-23 (2002).
- [Bra00] D. Brandt, Présentation à ALICE Collaboration Week, CERN ( juin 2000).
- [Car88] R. Cardarelli and R. Santonico, Nucl. Instr. and Meth. A263 (1988) 200.
- [Cas] C. Caso et al, The Review of Particle Physics.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [Cha68] G. Charpak et al., The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles, Nucl. Instr. and Meth. 62 (1968) 262.
- [Cha70a] G. Charpak et al., Some development in the operation of multiwire proportional chambers, Nucl. Instr. and Meth. A80 (1970) 13.
- [Cha70b] G. Charpak et F. Sauli, High-resolution Detectors, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20 (1970) 195.
- [Cha73] G. Charpak et F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. 113 (1973) 381.
- [Cha79] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. 167 (1979) 455.
- [CMS94] CMS Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38 (1994).
- [Cus96a] J.-P. Cussonneau et al., ALICE Internal Note 96-28 (1996).
- [Cus96b] J.-P. Cussonneau et al., ALICE Internal Note 96-32 (1996).
- [Cus96c] J.-P. Cussonneau et al., ALICE Internal Note 96-33 (1996).
- [Cus98] J.-P. Cussonneau et al., ALICE Internal Note 98-27 (1998).
- [DeT83] C. D. DeTar et J. F. Donoghue, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33, (1983) 235.
- [Dia91] M. Dialinas, Technologie des chambres à fils, Rapport interne, LAL/RT 91-03 (1991).
- [Dra95] O. Drapier, Le plasma de quarks et de gluons : Signatures Expérimentales, École Joliot-Curie de Physique Nucléaire, (1995).
- [Dre70] S. D. Drell et T. M. Yan, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316.
- [Fas93] A. Fasso et al., Proc. IV Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, LA Biodola, Sep. 20-25 1993. Ed. A. Menzione and A. Scribano.
- [Feo97] G. Feofilov, Forward Multiplicity TOF Spectra and Timing Resolution Simulations for FMD-MCP, ALICE Internal note/MCP 97-03 (1997).
- [Fis91] H. Fischle et al, Experimental determination of ionization cluster size distributions in counting gases, Nucl. Instr. and Meth., A301 (1991) 202.
- [Fra04] J. Frantz, Direct photons in RHIC AuAu and p-p collisions with PHENIX, Quark Matter (2004), disponible sur : <http://www.lbl.gov/nsd/qm2004>.
- [Gar] Garfield simulation, Version 7.02, <http://www.cern.ch>
- [Gor84] J. S. Gordon et E. Mathieson, Cathode Charge Distributions in Multiwire Chambers, Measurement and theory, Nucl. Instr. and Meth., 227 (1984) 267.
- [Gat79] E. Gatti et al., Nucl. Instr. and Meth. 163 (1979) 83-92.
- [Gia93] S. Gianni et al., Manuel de référence GEANT 3.21 (1993), programme du CERN, <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant>.
- [Gio96] Y. Giomataris et al., Nucl. Instr. and Meth. A376 (1996) 29.
- [Har96] J. W. Harris et al., The Search of Quark-Gluon Plasma, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 46 (1996) 71

- [Hig75] V. L. Highland, Nucl. Instr. and Meth. 129 (1975) 497.
- [Hig79] V. L. Highland, Nucl. Instr. and Meth. 161 (1979) 171.
- [HMP98] HMPID, ALICE Technical Design Report, CERN/LHCC 98-19, ALICE TDR 1 (1998).
- [ITS99] ITS, ALICE Technical Design Report, CERN/LHCC 99-12, ALICE TDR 4 (1999).
- [Kha99] L. Kharmandarian, Thèse de Doctorat, Étude des chambres de trajectoire du spectromètre dimuon de l'expérience d'ALICE auprès du LHC, décembre 1999.
- [Kho94] N. Khovansky et al., Nucl. Instr. and Meth. A351 (1994) 317-329.
- [Koc86] P. Koch et al, Strangeness In Relativistic Heavy Ion Collisions, Phys. Rept. 142 (1986) 167.
- [Kor46] S. A. Korff, Electrons and Nuclear Counters, Van Nostrand, New York (1946).
- [Lab01] M. Labalme, Thèse de Doctorat, Étude d'un système de trajectographie MICROMEGAS pour le spectromètre dimuon d'ALICE, mai 2001.
- [LHC95] The LHC study Group, The Large Hadron Collider Conceptual Design, CERN/AC/95-05.
- [LHC98] LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-4 (1998).
- [Lyn91] G. R. Lynch and O. I. Dahl, Nucl. Instr. and Meth. B58 (1991) 6.
- [Mat84] E. Mathieson et J. S. Gordon, Cathode Charge Distributions in Multiwire Chambers, Approximate and empirical formulae, Nucl. Instr. and Meth., 227 (1984) 277.
- [Mat88] E. Mathieson, Cathode Charge Distributions in Multiwire Chambers, Empirical Formula for Small Anode-Cathode Separation, Nucl. Instr. and Meth., A270 (1988) 602.
- [Mat86] T. Matsui et H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416.
- [Mot64] J. W. Motz, Rev. Mod. Phys., 36 (1964) 881.
- [Mul92] B. Muller, Signatures of the Quark Gluon Plasma, Nucl. Instr. and Meth., A 544 (1992) 95.
- [Muo96] The Forward Muon Spectrometer, Addendum to the ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 96-032 (1996).
- [Muo00] Dimuon Forward Spectrometer, Addendum to the ALICE Technical Report, CERN/LHCC 2000-046, ALICE TDR 5 (2000).
- [PHO99] PHOS, ALICE Technical Design Report, CERN/LHCC 99-4, ALICE TDR 2 (1999).
- [PMD99] PMD, ALICE Technical Design Report, CERN/LHCC 99-32, ALICE TDR 6 (1999).
- [Raf82] J. Rafelski et al, Strangeness Production In the Quark-Gluon Plasma, Phys. Rev. Lett. 48, (1982) 1066, Erratum-ibid. 56 (1986) 2334.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [Ris95] D.H. Rischke et M. Gyulassy, The Maximum Lifetime of the Quark-Gluon Plasma, preprint NUCL-TH/9509040 (1995).
- [Roh02] D. Rohrich, Strangeness production in nuclear collisions, NA49 Experiment, Quark Matter (2002), 369c.
- [ROO] ROOT version : 3.05.07, <http://root.cern.ch>.
- [San81] R. Santonico and R. Cardarelli, Nucl. Instr. and Meth. 187 (1981) 377.
- [Sat88] H. Satz, École d'été de Gif-sur-Yvette (1988).
- [Sat95] H. Satz, Nucl.Phys. A590 (1995) 63c.
- [Sau77] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN,77-09 (1977).
- [Sco63] W. T. Scott, Rev. Mod. Phys., 35 (1963) 231.
- [Sha] Sharma, Properties of some gas mixtures used in tracking detectors.
- [She79] Shen et al., Phys. Rev., D20 (1979) 1584.
- [Shu80] E.V. Shuryak, Phys. Rep. 61 (1980) 71.
- [Str94] T. Strostrand. Computer Physics Commun, 82 (1994) 74.
- [Tho85] J. R. Thomson et al., Cathode Charge Distributions in Multiwire Chambers, Distribution in anode wire direction, Nucl. Instr. and Meth., A234 (1985) 505.
- [TOF00] TOF, ALICE Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-012, ALICE TDR 8 (2000).
- [TPC00] TPC, ALICE Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-001, ALICE TDR 7 (2000).
- [TRD01] TRD, ALICE Technical Design Report, CERN/LHCC 2001-21, ALICE TDR 9 (2001).
- [Wan91] X. N. Wang and M. Gyulasy, Phys. Rev. 44D , 3501 (1991).
- [Wil89] L. Wilets. Bag Model of Nucleus, Word Scientific, 1989.
- [Zar89] A.V. Zarubin, Properties of wire chamber gases, Nucl. Instr. and Meth., A283 (1989) 409.
- [ZDC99] ZDC, ALICE Technical Design Report, CERN/LHCC 99-5, ALICE TDR 3 (1999).

## Etude des chambres de trajectographie CPC du spectrometre dimuon d'ALICE

L'objectif de l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est d'observer et d'étudier le comportement de la matière nucléaire à de hautes densité et température, pour mettre en évidence une possible transition de phase de la matière hadronique vers un plasma de quarks et de gluons (QGP). Le détecteur ALICE sera le seul dispositif expérimental au LHC dévolu à l'étude des collisions d'ions lourds. Il est composé de plusieurs sous-détecteurs, dont le spectromètre à muons positionné dans la région des grandes rapidités. Ce détecteur est constitué de plusieurs absorbeurs, d'un aimant dipolaire, de dix chambres de trajectographie et de quatre chambres de déclenchement. Son rôle est de détecter les paires de muons ( $\mu^+\mu^-$ ) produites lors de la désintégration leptonique des résonances de saveurs lourdes  $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$  produites lors des collisions d'ions lourds. La suppression de ces résonances est en effet considérée comme l'une des indications les plus significatives de la formation du QGP.

Le rôle de SUBATECH pour la conception de ce spectromètre a été focalisé sur la mise au point des chambres de trajectographie (CPC : Cathode Pad Chamber).

Des tests sous faisceau ont été effectués au CERN, dans le but de valider le fonctionnement des chambres de trajectographie vis-à-vis de la résolution spatiale et de l'efficacité de reconstruction.

Une simulation détaillée de la réponse des chambres par Monte-Carlo a été réalisée pour reproduire d'une part les résultats expérimentaux, et d'autre part pour introduire l'effet des traces inclinées sur la résolution spatiale du détecteur dans le code de simulation de l'expérience ALICE (AliRoot). Comme attendu, cet effet contribue à dégrader la précision sur la mesure de l'impulsion des traces reconstruites dans le spectromètre, et par conséquent, détériore la résolution en masse invariante des résonances.

## Study of the CPC tracking chambers for the ALICE dimuon spectrometer

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) is the only detector dedicated to the study of nucleus-nucleus interactions at the LHC. It will investigate the physics of strongly interacting matter at extreme energy densities, where the formation of a new phase of matter, the quark-gluon plasma (QGP), is expected.

ALICE is composed of many sub-detectors. Among of them, the forward muon spectrometer which include absorbers, dipole magnet, ten tracking chambers and four trigger chambers. The main purpose of the forward muon arm is to measure the complete spectrum of heavy quark vector mesons  $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$  via their muonic decay ( $\mu^+\mu^-$ ) in heavy-ion collisions. The melting of these resonances is one of the most promising signatures of QGP formation.

Related to the design of this detector at SUBATECH, the development of the tracking chamber (CPC) has been carried out.

In-beam tests were led at CERN. The goal of these tests was to validate the operation of Cathode Pad Chamber in term of spatial resolution and reconstruction efficiency.

A full simulation of chamber response using Monte-Carlo method was done. The goal was both, to reproduce experimental data, and to introduce the track angle effect into the simulation code of ALICE experiment (AliRoot).

As expected, inclined tracks deteriorate the momentum estimation, and consequently, deteriorate the invariant mass resolution of resonances.

**Mots clés :** plasma de quarks et de gluons, ALICE, spectromètre dimuon, chambres à fils à cathodes segmentées, résolution spatiale, effet d'angle, résolution en masse invariante.