



HAL
open science

Optimisation du spectromètre à muons du détecteur ALICE pour l'étude du plasma de quarks et de gluons au LHC

Rachid Guernane

► **To cite this version:**

Rachid Guernane. Optimisation du spectromètre à muons du détecteur ALICE pour l'étude du plasma de quarks et de gluons au LHC. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2001. Français. NNT: . tel-00001419

HAL Id: tel-00001419

<https://theses.hal.science/tel-00001419>

Submitted on 14 Jun 2002

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

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

N° d'ordre 17-2001

Année 2001

THÈSE

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon 1

43 Bd du 11 novembre 1918
69622 Villeurbanne cedex

pour l'obtention

du DIPLÔME DE DOCTORAT
spécialité : Physique Nucléaire et Corpusculaire

par

Rachid GUERNANE

**Optimisation du spectromètre à muons du détecteur ALICE
pour l'étude du plasma de quarks et de gluons au LHC**

Soutenue le 5 Janvier 2001 devant la commission d'examen

M.	Alain	BALDIT	Rapporteur
M.	Daniel	DRAIN	Président
M.	Jean-Yves	GROSSIORD	Directeur de thèse
M.	Hans	GUTBROD	
M.	Yves	LE BORNEC	Rapporteur
M.	Jean-Paul	MARTIN	
M.	Eugenio	NAPPI	

Jusqu'à présent l'univers était considéré, suivant la tradition classique, comme un ensemble d'objets observables (particules, fluides, champs, etc.) se mouvant suivant des lois de force définies; dans ces conditions on pouvait parfaitement se le représenter dans l'espace et le temps par une image bien déterminée. Cependant, il est devenu de plus en plus évident, dans ces dernières années, que la Nature suit une ligne d'action tout à fait différente. Ses lois fondamentales ne s'appliquent pas directement à notre image classique de l'univers, mais bien à une réalité cachée plus profondément, à un substratum dont nous ne pouvons pas construire une image dans l'espace et le temps, sans être forcés d'introduire d'autres éléments qui n'ont rien à voir avec le fond des choses.

Paul A. M. Dirac

Les principes de la mécanique quantique, 1931

Résumé :

L'expérience ALICE auprès du LHC permettra la mise en évidence et l'étude de la transition de phase de la matière hadronique ordinaire vers un état de partons déconfinés appelé *plasma de quarks et de gluons* (**Q**uark **G**luon **P**lasma). La suppression des résonances de saveurs lourdes (J/ψ , Υ) s'est avérée être la signature la plus prometteuse de la formation d'un QGP dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes. L'observation des états liés J/ψ et Υ via leur canal de désintégration muonique sera effectuée à l'aide d'un spectromètre avant dont le trajectographe est un ensemble de dix chambres à cathodes segmentées (**C**athode **P**ad **C**hambers) réparties en 5 stations. Dans ce travail de thèse, nous avons développé un modèle de CPC dont l'originalité repose sur une lecture parallèle de la charge. Les paramètres et la géométrie des chambres ont été optimisés pour la station 3. Une simulation complète a permis de calculer le taux d'impact multiples attendu et de proposer une méthode de déconvolution adaptée. L'effet du champ magnétique dipolaire sur la résolution spatiale intrinsèque des chambres a également été évalué. Les performances déduites de la simulation sont confirmées par les résultats expérimentaux issus de tests sous faisceau de prototypes au CERN. La mesure des paires de muons sera contaminée par le bruit de fond des interactions faisceau-gaz résiduel. Le niveau de ce bruit de fond est plusieurs ordres de grandeur supérieur au signal de physique en mode p-p, référence pour l'étude des collisions p-A et A-A. Afin de valider le signal de trigger dimuons dans les collisions pp, la Collaboration ALICE a récemment décidé d'équiper le spectromètre d'un compteur de déclenchement de niveau zéro (V0). Les étapes de la conception de l'hodoscope de scintillateurs V0 sont présentées dans cette thèse.

Mots-clés :

Plasma de quarks et de gluons

LHC

ALICE

Spectromètre à muons

Chambre proportionnelle multifils à cathodes segmentées

Lecture parallèle

Compteur de validation à scintillation

Abstract :

The ALICE experiment performed at the LHC will establish and study the phase transition from hadronic matter to a state of deconfined partons called Quark Gluon Plasma (QGP). The suppression of heavy flavour resonances (J/ψ , Υ) is the most promising probe for diagnosing the formation and early stages of the QGP in ultra-relativistic heavy ion collisions. The complete spectrum of heavy quarkonia resonances, *i.e.* J/ψ , ψ' , Υ , Υ' and Υ'' will be measured via their muonic decay in a forward spectrometer with a mass resolution sufficient to separate all states. It is composed of five tracking stations, each consisting of two Cathode Pad Chambers (CPC). In this work, we developed a prototype of CPC having the original feature of parallel charge read out from one segmented cathode. The geometry and operating parameters have been optimized for station 3. The expected multi-hit rate and multi-hit deconvolution have been evaluated with a complete detailed simulation and an efficient method to disentangle close hits has been proposed. The magnetic field effect on the intrinsic spatial resolution of the chambers has also been estimated. The simulated performance of the CPC's is confirmed by beam-test results obtained at CERN with prototypes. The measurement of dimuons is expected to be contaminated by beam-related background. The rate of beam-gas interactions is several orders of magnitude larger than the signal rate for p-p collisions which is the reference for further studies of p-A and A-A collisions. The ALICE Collaboration decided to equip the muon spectrometer with a level 0 trigger counter (V0) in order to validate the dimuon trigger signal in p-p mode. The various steps involved in designing the V0 scintillator hodoscope are presented in this thesis.

Key-words :

Quark Gluon Plasma

LHC

ALICE

Dimuon spectrometer

Cathode Pad Chamber

Parallel readout

Validation scintillator counter

Table des matières

Introduction	1
1 Le plasma de quarks et de gluons	5
1.1 Introduction	7
1.2 La transition de phase de déconfinement	8
1.2.1 Quarks et gluons	8
1.2.2 Les modèles du sac	9
1.2.3 QCD sur réseau	13
1.3 Les collisions nucléaires ultra-relativistes	14
1.3.1 Formation du QGP : le scénario de Bjorken	14
1.3.2 Hydrodynamique relativiste	16
1.4 Signature expérimentale du QGP en paires de muons	18
1.4.1 Production directe de dimuons	18
1.4.2 Production indirecte de dimuons	20
1.5 Production et suppression des états liés de quarks lourds	22
1.5.1 Production des charmonia	22
1.5.2 Effet d'écran de couleur et déconfinement des quarks	23
1.5.3 Les résultats de l'expérience NA50	25
1.5.4 Suppression des quarkonia au LHC	26
1.6 Conclusion	29
2 Le LHC et l'expérience ALICE	33
2.1 Le collisionneur LHC	35
2.1.1 Un accélérateur de protons	36
2.1.2 Potentiel de physique du LHC	40
2.1.3 Les collisions d'ions lourds au LHC	42
2.2 Le détecteur ALICE	44
2.2.1 L'aimant L3	49
2.2.2 La trajectographie centrale ($ \eta < 0.9$)	49
2.2.3 Le détecteur à rayonnement de transition	51
2.2.4 Le spectromètre à photons	53

2.2.5	Les calorimètres à zéro degré	53
2.2.6	L'identification des particules dans l'expérience ALICE	55
2.2.7	Le détecteur de multiplicité de photons	56
2.2.8	Déclenchement et acquisition	57
2.2.9	Le framework AliRoot	61
2.3	Conclusion	63
3	Le spectromètre à muons du détecteur ALICE	67
3.1	Introduction	69
3.2	Les absorbeurs	69
3.2.1	L'absorbeur frontal	69
3.2.2	Le blindage du tube de faisceau	70
3.2.3	Le filtre à muons	71
3.3	L'aimant dipolaire	72
3.4	Les chambres de trajectographie	72
3.4.1	Implantation et géométrie des chambres	73
3.4.2	L'alternative	73
3.5	Le système de déclenchement	74
3.5.1	Les stations de trigger	75
3.5.2	Le détecteur V0	77
3.6	Trajectographie	77
3.6.1	Algorithme de tracking	78
3.6.2	Résolution en masse	78
3.6.3	Efficacité de reconstruction	78
3.7	Conclusion	80
4	Les CPC de la station 3	83
4.1	Introduction	85
4.2	Détection des particules chargées	86
4.2.1	Perte d'énergie due aux interactions électromagnétiques	87
4.2.2	Distribution de la perte d'énergie	87
4.3	Les chambres proportionnelles multifils	88
4.3.1	Principe de fonctionnement	88
4.3.2	Le développement de l'avalanche	89
4.3.3	Charge induite sur la cathode	90
4.3.4	Optimisation du mélange gazeux	93
4.4	Contraintes expérimentales sur le spectromètre à muons	93
4.4.1	Bruit de fond	93
4.4.2	Taux d'interaction	96
4.4.3	Résolution en masse	96
4.4.4	Efficacité	96
4.5	Optimisation de la géométrie des chambres de la station 3	97
4.5.1	Paramètres géométriques	97
4.5.2	Optimisation de la connectique	97

4.6	Conclusion	98
5	Performances de la station 3	103
5.1	Introduction	105
5.2	Description du Monte Carlo	105
5.3	Occupation	107
5.4	Efficacité de reconnaissance de pattern	108
5.4.1	Efficacité de reconnaissance en fonction de la position du point d'impact sur le motif de la maille élémentaire	108
5.4.2	Efficacité de reconnaissance d'un événement Pb-Pb	111
5.4.3	Estimation du taux de traces multiples	113
5.5	Mesure de la position	114
5.5.1	Calcul du centre de gravité	114
5.5.2	Ajustement de la fonction de Mathieson	115
5.6	Résolution spatiale	115
5.6.1	Résolution en x	116
5.6.2	Résolution en y	116
5.7	Résolution double-trace	118
5.8	Effet du champ magnétique dipolaire	121
5.8.1	Résolution spatiale intrinsèque	122
5.8.2	Résolution sur la masse des résonances de quarks lourds	125
5.9	Conclusion	129
6	Construction de prototypes CPC à lecture parallèle	133
6.1	Introduction	135
6.2	Description des prototypes	135
6.3	Construction	136
6.4	Le plan de cathode	136
6.5	La chaîne d'électronique	138
6.5.1	Description du GASSIPLEX	140
6.5.2	Les performances intrinsèques du GASSIPLEX	145
6.6	Conclusion	146
7	Analyse de données de faisceau test	149
7.1	Introduction	151
7.2	Dispositif expérimental	151
7.2.1	Le télescope de référence	151
7.2.2	Architecture du système de lecture des données	152
7.3	Analyse des données du télescope MSD	152
7.3.1	Piédestaux et seuils de lecture	152
7.3.2	Reconstruction des traces	158
7.3.3	Procédure d'alignement	163
7.3.4	Précision du télescope	163
7.4	Étude des performances des prototypes	167

7.4.1	Propriétés du mélange gazeux	168
7.4.2	Extension du cluster	170
7.4.3	Résolution spatiale	174
7.5	Conclusion	179
8	Le détecteur V0	183
8.1	Introduction	185
8.2	Description du bruit de fond	186
8.2.1	Les sources	186
8.2.2	Caractérisation des triggers induits	186
8.3	Proposition de détecteur	189
8.4	Simulation des taux de comptage	191
8.4.1	Potentiel de rejet du bruit de fond	191
8.4.2	Optimisation de l'acceptance géométrique du V0L	192
8.5	Gain en acceptance	194
8.6	Conclusion	194
	Conclusion	199



Introduction



“Nous tenons maintenant la preuve de l’existence d’un nouvel état de la matière dans lequel les quarks et les gluons ne sont pas confinés. Reste maintenant un territoire entièrement nouveau à explorer, celui des propriétés physiques du plasma de quarks et de gluons.”

Luciano Maiani, Directeur général du CERN, 10 février 2000

Dès le début des années soixante-dix, les expériences de diffusions profondément inélastiques électron-proton ont permis de mettre en évidence la structure composite des nucléons. La théorie des champs qui décrit l’interaction forte entre quarks par échange de gluons (bosons de jauge) est la chromodynamique quantique (**Q**uantum **C**hromo**D**ynamics). QCD conclut à l’impossibilité d’observer en laboratoire des quarks ou des gluons libres et isolés car ils sont confinés par l’interaction forte. Cependant, à haute densité d’énergie et/ou température, le potentiel d’interaction entre quarks est écranté et une transition vers une matière de quarks libres apparaît appelée *plasma de quarks et de gluons* (**Q**uark **G**luon **P**lasma). La théorie prédit que cet état a dû exister quelques microsecondes après le Big Bang, bien avant la formation des noyaux des atomes ordinaires.

Les programmes expérimentaux menés depuis 1986 auprès du supersynchrotron à protons (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron) au CERN et de l’AGS (**A**lternating **G**radient **S**ynchrotron) au BNL (**B**rookhaven **N**ational **L**aboratory) ont montré la faisabilité de l’étude de la matière hadronique dense et chaude en laboratoire. Le programme ions lourds du CERN avait pour objectif de produire des collisions d’ions plomb en vue d’atteindre des densités d’énergie suffisantes pour vaincre les forces confinant les quarks à l’intérieur des hadrons. Un faisceau d’ions plomb de très haute énergie (33 TeV) accéléré dans le SPS venait frapper des cibles fixes à l’intérieur de sept détecteurs différents (expériences NA44, NA45, NA49, NA50, NA52, WA97/NA57 et WA98), les collisions engendrant des températures plus de 100000 fois supérieures à celle qui règne au centre du soleil et des densités d’énergie plus élevées (~ 5 à 10 fois) que celle de la matière nucléaire ordinaire, jamais atteintes auparavant en

laboratoire.

Les données recueillies par les expériences de collisions d'ions plomb au SPS apportent la preuve décisive de la création d'un nouvel état de la matière possédant des caractéristiques prédites par la théorie dans le cadre de la production d'un plasma de quarks et de gluons *i.e.* la soupe primordiale dans laquelle ces particules évoluaient librement avant de s'agglomérer du fait du refroidissement de l'Univers.

Les résultats combinés des expériences menées auprès du SPS semblent concorder avec une interprétation par un plasma de quarks et de gluons. Il reste cependant essentiel d'étudier ce nouvel état de la matière à des températures plus élevées et plus basses, afin d'en préciser les propriétés. Le relais de l'étude du plasma de quarks et de gluons est maintenant assuré par le RHIC (**R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider) actuellement en fonctionnement au BNL (premières prises de données en 2000). Le collisionneur LHC en cours de construction au CERN entrera en service dès 2006. LHC produira des collisions Pb-Pb à une énergie dans le centre de masse de $(2.75 + 2.75) \cdot 208$ TeV (400 fois supérieure à l'énergie du SPS). Alors que les expériences menées jusqu'à présent ont mis en œuvre différents détecteurs afin de mesurer séparément divers signaux du QGP, l'expérience ALICE dédiée à la physique des collisions d'ions lourds au LHC couvrira de nombreuses signatures au sein d'un même appareillage offrant ainsi la possibilité de corrélérer plusieurs observables et vérifier un comportement simultanément "anormal" de ces dernières lié à la formation d'un QGP. L'étude exhaustive du plasma de quarks et de gluons se fera dans des conditions encore jamais atteintes en terme de densité d'énergie, de volume et de durée de vie, un ordre de grandeur supérieur aux valeurs obtenues dans les collisions Pb-Pb au SPS.

En 1996, la partie centrale du détecteur ALICE a été complétée par un spectromètre à muons d'ouverture angulaire $\eta = 2.5-4$ pour la mesure du spectre complet des résonances de quarks lourds via leur désintégration muonique avec une résolution en masse suffisante pour les séparer. La mesure des paires de muons s'appuie sur une prédiction théorique de Matsui et Satz, en 1986, qui prévoit une suppression de la production du méson J/ψ en cas de formation d'un QGP. La résonance J/ψ dont la durée de production est très brève, se forme lorsque les deux quarks charmés qui la composent (c et \bar{c}) sont suffisamment proches. Or, la force de couleur qui les attire se trouve supprimée par effet d'écran au sein du plasma. La mise en évidence par l'expérience NA50 d'une chute du taux de production du méson J/ψ au-delà d'une densité d'énergie critique et sa diminution régulière pour les valeurs les plus élevées sont incompatibles avec des explications fondées sur des mécanismes hadroniques connus. En revanche, l'ensemble des résultats s'interprète aisément dans le cadre de la formation d'un état déconfiné de quarks et de gluons. L'étude de la production du J/ψ sera activement poursuivie dans l'expérience ALICE.

Le travail présenté dans ce mémoire décrit premièrement le développement et l'optimisation d'un modèle de chambre de tracking. La contrainte majeure concerne la séparation des résonances $b\bar{b}$ ($\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$) qui ne sera possible que si la résolution sur la masse invariante de la paire de muons dans cette région est inférieure à $100 \text{ MeV}/c^2$. La mesure précise du spectre complet de quarkonia nécessite

les meilleures performances possibles des chambres de trajectographie en terme de résolution spatiale ($< 100 \mu\text{m}$ dans la direction de déviation) et d'épaisseur de matière ($\leq 3\%$ de X_0). Le second volet de la thèse a trait à la conception d'un compteur (V0) destiné à équiper le spectromètre à muons du détecteur ALICE. Le détecteur V0 permettra de valider au niveau zéro de déclenchement (en ligne) la décision du trigger dimuons, éliminant ainsi le bruit de fond dû aux interactions proton-gaz résiduel.

Dans le **chapitre 1**, je donnerai un aperçu du contexte théorique dans lequel s'inscrit la recherche du plasma de quarks et de gluons en insistant plus particulièrement sur les signatures en paires de muons.

Le **chapitre 2** est consacré à la description du LHC et de l'expérience ALICE. Le fonctionnement et les performances des sous-détecteurs de la partie centrale seront détaillés tandis que le spectromètre à muons sera présenté dans le **chapitre 3**.

Le **chapitre 4** décrit dans un premier temps le principe de fonctionnement des chambres proportionnelles multifils à cathode segmentée. Les avantages du mode de lecture de la charge proposé sont présentés. Ils consistent essentiellement en une réduction de l'épaisseur de matière et du nombre de voies électroniques, ainsi que la reconstruction bidimensionnelle de la position à l'aide d'un seul plan de cathode instrumenté. L'optimisation de la géométrie du détecteur et de la connectique associée sont précisément énoncées.

Le **chapitre 5** présente les résultats des études de simulation. Nous avons étudié à l'aide d'un Monte Carlo détaillé les performances intrinsèques du modèle de chambre appliqué à la station 3 du spectromètre (occupation, efficacité de reconnaissance et résolution spatiale) et l'effet extérieur du champ magnétique dipolaire sur la résolution spatiale et par conséquent sur la résolution en masse des quarkonia.

Le **chapitre 6** décrit la construction mécanique des deux prototypes. Les caractéristiques de l'électronique de lecture sont également évoquées.

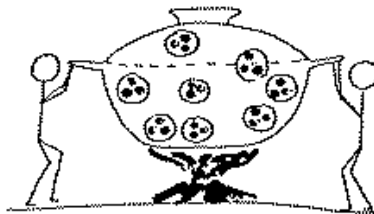
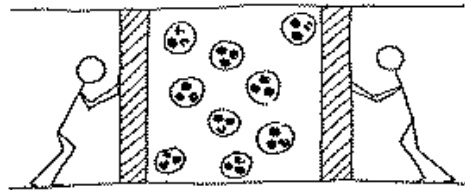
Le **chapitre 7** rassemble les résultats de l'analyse des données collectées sur faisceau test avec les deux prototypes construits. Les performances en terme de résolution spatiale et de taille de cluster ont été mises en évidence.

Enfin, le **chapitre 8** décrit la mise en œuvre d'un compteur de validation de niveau zéro destiné à supprimer en ligne le bruit de fond dû aux interactions proton-gaz résiduel. Les diverses composantes du bruit de fond (lointaine et proche) sont estimées après simulation complète du spectromètre à muons. Le potentiel de rejet est finalement évalué pour différents processus de physique contribuant au spectre de dimuons pour les collisions proton-proton.

Chapitre 1

Le plasma de quarks et de gluons

A haute température et/ou densité, les hadrons se dissolvent, libérant par là même leurs constituants élémentaires, les quarks et les gluons : c'est le plasma de quarks et de gluons. On s'attend à former ce nouvel état de la matière dans les collisions noyau-noyau à très haute énergie. Dans ce chapitre, nous présentons le contexte théorique dans lequel s'inscrit l'étude du plasma de quarks et de gluons.



Sommaire

1.1	Introduction	7
1.2	La transition de phase de déconfinement	8
1.2.1	Quarks et gluons	8
1.2.2	Les modèles du sac	9
1.2.3	QCD sur réseau	13
1.3	Les collisions nucléaires ultra-relativistes	14
1.3.1	Formation du QGP : le scénario de Bjorken	14
1.3.2	Hydrodynamique relativiste	16
1.4	Signature expérimentale du QGP en paires de muons	18
1.4.1	Production directe de dimuons	18
1.4.2	Production indirecte de dimuons	20
1.5	Production et suppression des états liés de quarks lourds	22
1.5.1	Production des charmonia	22
1.5.2	Effet d'écran de couleur et déconfinement des quarks	23
1.5.3	Les résultats de l'expérience NA50	25
1.5.4	Suppression des quarkonia au LHC	26
1.6	Conclusion	29

1.1 Introduction

Au cours du siècle écoulé, notre conception de la matière a été considérablement bouleversée. Les atomes sont apparus divisibles en électrons et en noyaux qui sont eux-mêmes constitués de nucléons liés entre eux par des interactions fortes de courte portée. Le développement de QCD (**Q**uantum **C**hromo**D**ynamics), théorie fondamentale des interactions fortes, a permis de montrer que les nucléons — et plus généralement toutes les particules élémentaires en interaction forte (ou hadrons) — sont des états liés de quarks. Les quarks sont des particules élémentaires confinées dans le hadron qu’elles forment par un potentiel de liaison $V_0(r)$ qui augmente linéairement avec la distance entre les quarks r ($V_0(r) \sim \sigma r$). Une quantité d’énergie infinie serait donc nécessaire pour isoler un quark et il est donc impossible de décomposer un hadron en ses quarks constituants.

Afin d’imaginer les conséquences de la structure composite des nucléons en quarks sur le comportement de la matière à très haute densité, considérons une image simplifiée. Si les nucléons sont supposés élémentaires et incompressibles avec chacun une extension spatiale propre, la densité limite de la matière est atteinte lorsqu’ils sont simplement au contact (figure 1.1.a). Par contre, des nucléons de structure composite à base de quarks ponctuels commencent à se chevaucher lorsque la densité augmente, jusqu’au point où chaque quark rencontre dans son proche voisinage un nombre très important d’autres quarks (figure 1.1.b). Il n’est alors plus possible d’identifier un quark constituant d’un nucléon donné présent à densité plus basse. Le concept même de hadrons n’a plus de sens, le milieu est composé de quarks libres, on a formé un «*plasma de quarks et de gluons*» (**Q**uark **G**luon **P**lasma).

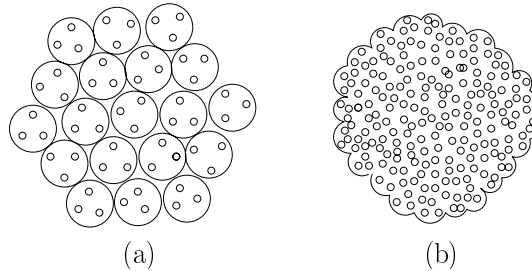


Figure 1.1 : (a) Image naïve de la matière hadronique ordinaire et (b) de la matière de quarks.

Ainsi, à très haute température et/ou à très grande densité, les baryons et les mésons se dissolvent en leurs composants élémentaires, les quarks et les gluons. La nature et les propriétés de cette transition de la matière hadronique à la matière de quarks et de gluons sont des prédictions de QCD déterminées par le comportement de la théorie dans un régime très différent de celui qui est accessible par les collisions de particules élémentaires de haute énergie. En revanche, les collisions d’ions lourds ultra-relativistes ($E/A > 1$ TeV) sont un moyen expérimental d’étudier cette transition.

L'étude du diagramme de phase établi d'après les calculs de chromodynamique quantique sur réseau montre l'existence d'une transition de la matière hadronique de densité baryonique nulle à un plasma de quarks et de gluons pour une température d'environ 150–200 MeV [1].

1.2 La transition de phase de déconfinement

1.2.1 Quarks et gluons

QCD est la théorie qui décrit les interactions entre quarks et gluons. Les hadrons sont composés de quarks et d'antiquarks. Les quarks sont des fermions de spin 1/2. Leur charge électrique est fractionnaire et ils sont colorés*. La couleur est un nouveau nombre quantique analogue à la charge électrique. Les gluons sont des bosons de spin 1, de masse nulle, semblables aux photons mais qui interagissent entre eux par leurs charges de couleur. Ils sont au nombre de $N_c^2 - 1 = 8$. Les quarks existent sous différentes saveurs (u, d, s, c, b et t).

Le groupe de jauge de couleur de QCD est SU(3). Les G^a ($a = 1, \dots, 8$) sont la représentation fondamentale d'une base de 8 générateurs du groupe SU(3) satisfaisant aux relations de commutation :

$$[G^a, G^b] = if^{abc}G^c, \quad (1.1)$$

où f^{abc} sont les constantes de structure du groupe. Les générateurs sont orthogonaux de sorte que

$$\text{Tr}(G^a G^b) = \frac{1}{2}\delta^{ab} \quad (1.2)$$

Les générateurs de SU(3) peuvent s'écrire à l'aide des matrices 3×3 de Gell-Mann λ^a , *e.g.* $G^a = \frac{1}{2}\lambda^a$. Les gluons sont décrits par les quanta du champ de jauge A_a^μ ($a = 1, \dots, N_c^2 - 1$). Le tenseur de force est donné par

$$F_a^{\mu\nu} = \partial^\mu A_a^\nu - \partial^\nu A_a^\mu - gf_{abc}A_b^\mu A_c^\nu, \quad (1.3)$$

où g est la constante de couplage fort. Le champ gluonique et le tenseur de force ne sont pas invariants sous une transformation de jauge infinitésimale $\alpha_a(\vec{r}, t)$. Les champs gluoniques deviennent

$$A_a^\mu \longrightarrow A_a^\mu + gf_{abc}A_b^\mu \alpha_c - \partial^\mu \alpha_a \quad (1.4)$$

Le tenseur de force subit la transformation

*Ils ont une des $N_c = 3$ couleurs.

$$F_a^{\mu\nu} \longrightarrow F_a^{\mu\nu} + gf_{abc} F_b^{\mu\nu} \alpha_c \quad (1.5)$$

et les champs de quarks

$$\psi_k \longrightarrow e^{igG^a \alpha^a} \psi_k, \quad (1.6)$$

où G^a est une représentation $N_c \times N_c$ du groupe de couleur et ψ_k un vecteur de dimension N_c de l'espace de couleur représentant le champ de quark de saveur k . Le carré du tenseur de force est invariant sous les transformations de champs $F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a \longrightarrow F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a$.

Le lagrangien de QCD est :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \sum_{k=1}^{N_f} \bar{\psi}_k (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_k - g\gamma_\mu A_\mu^a G_a) \psi_k, \quad (1.7)$$

où les γ_μ sont les matrices gamma de Dirac, g est la constante de couplage des quarks aux gluons, m_k est la masse des quarks de saveur k et N_f est le nombre de saveurs. Si $g = 0$ le lagrangien décrit des quarks massifs sans interaction et $N_c^2 - 1$ gluons libres sans interaction de masse nulle [2]. Dans le cas où les quarks et les gluons n'interagissent pas, l'équation d'état du QGP est donnée simplement par le(s) modèle(s) du sac.

1.2.2 Les modèles du sac

Le modèle du sac est une description phénoménologique des quarks à l'intérieur des hadrons [3]. Il existe différentes versions du modèle mais le "modèle du sac MIT" [4] contient les caractéristiques essentielles de la phénoménologie du confinement des quarks. Il s'avère très utile pour comprendre la transition de phase vers la matière de quarks et de gluons.

Dans le modèle du sac MIT, les quarks sont considérés comme des particules de masse nulle à l'intérieur d'un sac de dimension finie et de masse infinie à l'extérieur. Le confinement est le résultat de l'équilibre entre la pression du sac B dirigée vers l'intérieur et la pression résultant de l'énergie cinétique des quarks. La pression du sac B est une quantité phénoménologique introduite pour tenir compte des effets non-perturbatifs de QCD. Les quarks étant confinés dans le sac, les gluons le sont aussi. Dans le cadre de cette description, la charge de couleur totale de la matière à l'intérieur du sac doit être nulle d'après la loi de Gauss. Étant donné qu'il existe trois couleurs, les sacs hadroniques permis sont les états neutres de couleur qqq et $q\bar{q}$. Si la pression de la matière de quarks à l'intérieur du sac devient supérieure à la pression du sac B , le sac ne parvient plus à confiner les quarks et un nouvel état de quarks et de gluons déconfinés apparaît. La pression de la matière de quarks est élevée à très forte température et/ou densité baryonique. Une transition de phase de déconfinement est alors attendue (figure 1.2).

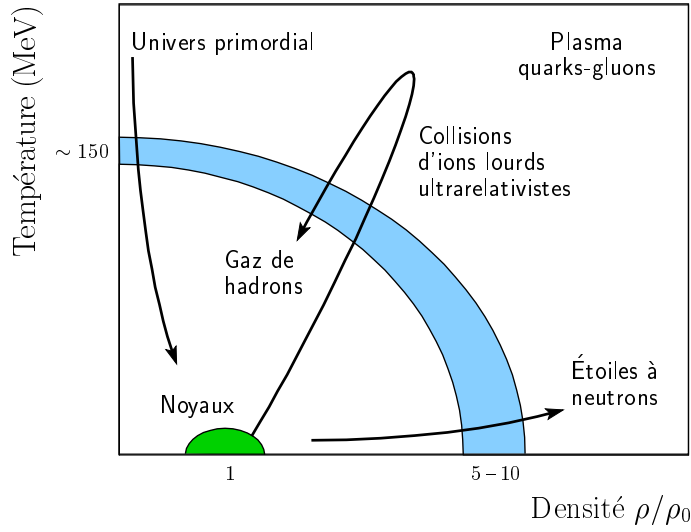


Figure 1.2 : Diagramme de phase de la matière nucléaire.

Le plasma de quarks et de gluons à haute température

Soit un système de quarks et de gluons de volume V en équilibre thermique à la température élevée T . On considère le cas simple où les quarks et les gluons sont assimilés à des particules sans masse et sans interaction. Le nombre baryonique est nul, *i.e.* le nombre de quarks est égal au nombre d'antiquarks dans le système. La pression totale (somme des contributions des quarks, des antiquarks et des gluons) d'un plasma de quarks et de gluons idéal est donnée par :

$$P = g_{total} \frac{\pi^2}{90} T^4, \tag{1.8}$$

avec

$$g_{total} = \left[g_g + \frac{7}{8} \times (g_q + g_{\bar{q}}) \right], \tag{1.9}$$

où g_g , g_q et $g_{\bar{q}}$ sont respectivement le nombre de dégénérescence des gluons, des quarks et des antiquarks. Si les quarks et les gluons sont confinés à l'intérieur d'un volume fini, la pression totale doit aussi inclure la contribution de l'énergie cinétique des particules qui est inversement proportionnelle au rayon du volume du système. Nous nous intéressons au cas où la matière de quarks est déconfinée dans un grand volume, par conséquent nous pouvons négliger cette contribution. Pour évaluer les nombres de dégénérescence, on remarque qu'il existe 8 gluons ayant chacun deux polarisations possibles. Ainsi :

$$g_g = 8 \times 2 \tag{1.10}$$

Les nombres de dégénérescence g_q et $g_{\bar{q}}$ vérifient :

$$g_q = g_{\bar{q}} = N_c N_s N_f, \quad (1.11)$$

où N_c ($= 3$) est le nombre de couleurs, N_s ($= 2$) est le nombre de spins et N_f ($= 2$ ou 3) est le nombre de saveurs. Le nombre de dégénérescence g_q ($g_{\bar{q}}$) des quarks (antiquarks) dépend donc du nombre de saveurs considérées. Pour un plasma de quarks et de gluons à deux saveurs, le nombre total de degrés de liberté est $g_{total} = 37$. La pression d'un plasma de quarks et de gluons à la température T devient :

$$P = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (1.12)$$

et la densité d'énergie d'un plasma de quarks et de gluons à la température T est donc :

$$\varepsilon = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4, \quad (1.13)$$

on obtient une densité d'énergie de $2.54 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ à une température de 200 MeV . La température critique à laquelle la pression du système de quarks et de gluons est égale à la pression du sac est donnée par :

$$T_c = \left(\frac{90}{37\pi^2} \right)^{1/4} B^{1/4} \quad (1.14)$$

Ainsi pour $B^{1/4} = 206 \text{ MeV}^\dagger$ on a $T_c \sim 144 \text{ MeV}$. Si la matière de quarks dans un sac est chauffée à une température supérieure à la température critique, la pression de la matière de quarks à l'intérieur du sac devient supérieure à la pression du sac B . Le sac n'est alors plus capable de contenir la matière de quarks qui devient déconfinée. Un plasma de quarks et de gluons apparaît donc lorsque la température de la matière de quarks est très forte.

Le plasma de quarks et de gluons à haute densité baryonique

On examine maintenant le cas où la matière de quarks à l'intérieur du sac est caractérisée par une densité baryonique très élevée. D'après le principe d'exclusion de Pauli, un seul fermion peut occuper un état défini par un jeu de nombres quantiques donné. Ainsi, lorsque la densité de quarks augmente, les quarks doivent peupler des états d'impulsion croissante. Le gaz de quarks acquiert une pression qui augmente

[†]Sans entrer dans le détail des calculs, $B^{1/4} = \left(\frac{2.04N}{4\pi} \right)^{1/4} \frac{1}{R}$. Pour un rayon de confinement $R = 0.8 \text{ fm}$ et un système de $N = 3$ quarks dans un baryon, on obtient $B^{1/4} = 206 \text{ MeV}$.

avec la densité de quarks. À partir d'une certaine densité baryonique (dite *densité baryonique critique*), la pression du gaz devient plus grande que la pression du sac et un état de quarks déconfinés peut apparaître. On veut exprimer cette densité baryonique critique à $T = 0$. Par souci de simplicité, on néglige la contribution des antiquarks et des gluons. Le nombre d'états d'impulsion p comprise entre p et $p + dp$ dans un volume V est donné par :

$$\frac{g_q V}{(2\pi)^3} 4\pi p^2 dp \quad (1.15)$$

Chaque état est occupé par un quark, le nombre total de quarks jusqu'au moment de Fermi μ_q est donc :

$$\begin{aligned} N_q &= \frac{g_q V}{(2\pi)^3} \int_0^{\mu_q} 4\pi p^2 dp \\ &= \frac{g_q V}{6\pi^2} \mu_q^3 \end{aligned} \quad (1.16)$$

La densité de quarks correspondante est alors donnée par :

$$n_q = \frac{N_q}{V} = \frac{g_q}{6\pi^2} \mu_q^3 \quad (1.17)$$

L'énergie du gaz de quarks contenu dans le volume V est

$$\begin{aligned} E_q &= \frac{g_q V}{(2\pi)^3} \int_0^{\mu_q} 4\pi p^3 dp \\ &= \frac{g_q V}{8\pi^2} \mu_q^4 \end{aligned} \quad (1.18)$$

La densité d'énergie du gaz de quarks est donc :

$$\varepsilon_q = \frac{E_q}{V} = \frac{g_q}{8\pi^2} \mu_q^4 \quad (1.19)$$

On en déduit :

$$P_q = \frac{1}{3} \frac{E_q}{V} = \frac{g_q}{24\pi^2} \mu_q^4 \quad (1.20)$$

Le point critique est atteint lorsque $P_q = B$, soit :

$$\mu_q = \left(\frac{24\pi^2}{g_q} B \right)^{1/4} \quad (1.21)$$

1.2.3 QCD sur réseau

Les modèles du sac sont simples et ne fournissent qu'une approche qualitative de la transition de phase de déconfinement. Une compréhension analytique passe par une formulation théorique plus évoluée. QCD, théorie établie de l'interaction entre quarks et gluons, est alors utile pour étudier les phases de la matière de quarks.

Les résultats des calculs de QCD sur réseau illustrés figure 1.3 montrent le comportement, en fonction de la température, de la boucle de Wilson L et du paramètre d'ordre $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ de la transition de restauration de la symétrie chirale. La quantité L est une mesure de l'énergie libre du quark et donc du déconfinement de couleur. La transition brutale des très petites valeurs (faible mobilité des quarks) vers les plus élevées a lieu à la température critique T_c qui correspond à la transition de phase de déconfinement. À cette même position, le condensat de quarks $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ qui est une mesure de la masse effective du quark acquise par la brisure spontanée de la symétrie chirale, chute rapidement.

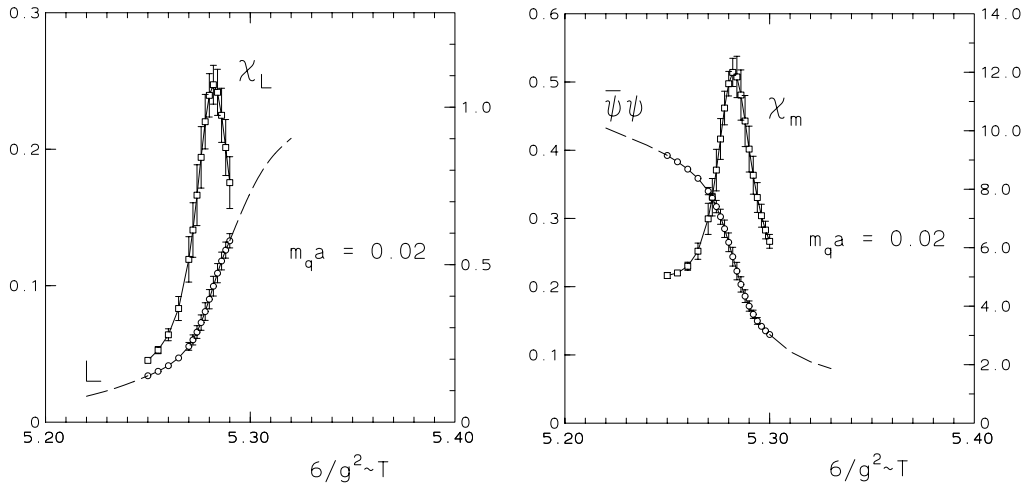


Figure 1.3 : Résultats de simulations numériques de QCD sur réseau du calcul de la boucle de Wilson L (à gauche) et du condensat de quarks $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ (à droite) en fonction de la température (en unité de température critique). Les susceptibilités χ sont également représentées.

Ces calculs montrent que les quarks, et par conséquent les hadrons, perdent leur masse à une température critique T_c (processus appelé restauration de la symétrie chirale) et acquièrent simultanément une énergie libre finie dans le milieu. Il s'ensuit une mobilité finie correspondant au déconfinement. Cette interprétation est corroborée par la montée raide simultanée de la densité d'énergie. La susceptibilité (χ_m) illustrée figure 1.3 mesure les fluctuations qui sont, de manière caractéristique, maximales au voisinage d'une transition de phase. Afin de placer la température critique sur une échelle d'énergie absolue, il faut calibrer des résultats sur réseau en les rattachant à une autre quantité physique, la masse du ρ par exemple. La meilleure calibration à ce jour fixe la température critique à 150 MeV. En tenant compte des

erreurs systématiques, la valeur de T_c calculée sur réseau est comprise entre 150 MeV et 200 MeV au maximum.

1.3 Les collisions nucléaires ultra-relativistes

L'étude des processus et des objets astrophysiques apparus aux instants primordiaux (les premières microsecondes après le Big Bang) mais aussi plus récemment (les derniers instants de l'implosion d'une supernova) dans l'évolution cosmologique de la matière en interaction forte, représente un véritable challenge pour la physique nucléaire et des particules. Ces conditions extrêmes de température et de pression ne peuvent être remplies, en laboratoire, que dans les collisions ultra-relativistes noyau-noyau. Les recherches ont abouti aux programmes expérimentaux sur cible fixe du CERN-SPS où des faisceaux de noyaux de plomb sont accélérés à 158 GeV/nucléon. Les systèmes créés dans ces réactions atteignent des densités d'énergie proches de la valeur critique $\varepsilon_c \sim 1.5-3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, pour laquelle QCD sur réseau prédit une transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons.

1.3.1 Formation du QGP : le scénario de Bjorken

Les collisions frontales d'ions lourds ultra-relativistes se présentent, dans le système du centre de masse, de la façon suivante [5]. Dans la voie d'entrée, les noyaux qui se déplacent à la vitesse de la lumière sont aplatis par la contraction de Lorentz dans la direction du faisceau. Ils se rencontrent en $z = 0$ à $t = 0$. La dynamique de la collision peut être représentée dans le diagramme espace-temps de direction longitudinale z et de coordonnée temporelle t (figure 1.4).

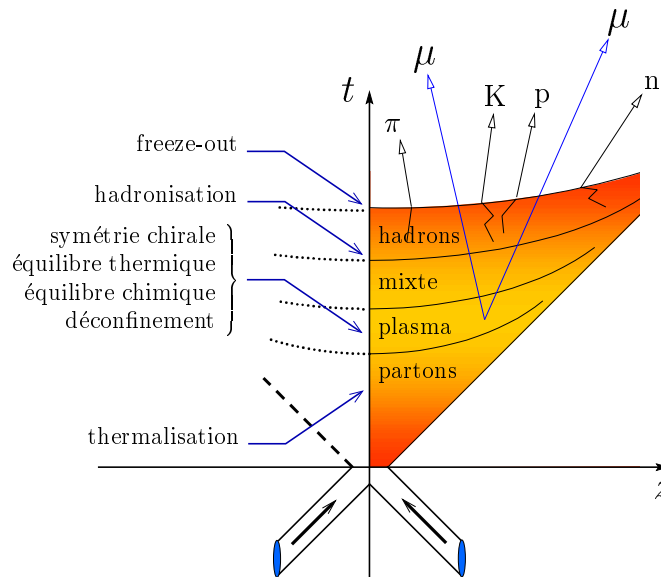


Figure 1.4 : Évolution spatio-temporelle d'une collision noyau-noyau.

L'impulsion longitudinale p_z et l'énergie E d'une particule de rapidité y sont :

$$p_z = m_T \sinh y \quad (1.22)$$

$$E = m_T \cosh y \quad (1.23)$$

Avec $m_T^2 = m^2 + p_T^2$. La vitesse de la particule dans la direction longitudinale est donc :

$$v_z = \frac{p_z}{E} = \tanh y \quad (1.24)$$

On en déduit l'expression qui relie la position spatio-temporelle de la particule à sa rapidité :

$$z = \tau \sinh y \quad (1.25)$$

$$t = \tau \cosh y \quad (1.26)$$

où τ est le temps propre défini par :

$$\tau = \sqrt{t^2 - z^2} \quad (1.27)$$

Inversement, on peut exprimer la rapidité en fonction de t et z par la relation

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{t + z}{t - z} \quad (1.28)$$

Dans le système du centre de masse, la région de faible rapidité est appelée «*région de rapidité centrale*». La relation (1.25) indique qu'au temps propre τ donné, une petite valeur de la rapidité est associée à une petite valeur de z . Ainsi, la région de rapidité centrale est centrée autour de $z \sim 0$. À l'aide de l'expression (1.25) reliant la rapidité à la coordonnée z , on transforme la distribution dN/dy en une distribution spatiale dont découle la densité d'énergie initiale. La densité d'énergie initiale d'un élément de fluide est définie dans le référentiel où il est au repos. Dans le référentiel du centre de masse, la matière est au repos à $z = 0$. On considère alors une tranche d'épaisseur Δz en $z = 0$. Si \mathcal{S}_\perp est la surface transverse de chevauchement des deux noyaux, le volume correspondant à Δz est $\mathcal{S}_\perp \times \Delta z$. Au temps propre τ_0 auquel le plasma est en équilibre, la densité de baryons est

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N}{\mathcal{S}_\perp \Delta z} &= \left. \frac{1}{\mathcal{S}_\perp} \frac{dN}{dy} \frac{dy}{dz} \right|_{y=0} \\ &= \left. \frac{1}{\mathcal{S}_\perp} \frac{dN}{dy} \frac{1}{\tau_0 \cosh y} \right|_{y=0} \end{aligned} \quad (1.29)$$

L'énergie d'une particule de rapidité y est $m_T \cosh y$. La densité d'énergie initiale est donc :

$$\varepsilon_0 = m_T \cosh y \frac{\Delta N}{\mathcal{S}_\perp \Delta z} \quad (1.30)$$

La densité d'énergie initiale moyenne sur la surface \mathcal{S}_\perp est finalement donnée par

$$\varepsilon_0 = \frac{m_T}{\tau_0 \mathcal{S}_\perp} \left. \frac{dN}{dy} \right|_{y=0} \quad (1.31)$$

Le temps propre τ_0 auquel le plasma est créé n'est pas connu. Bjorken en estime la valeur à $1 \text{ fm}/c$. Une évaluation précise de cette durée ne pourra devenir effective sans une connaissance approfondie des processus de formation et de thermalisation du QGP.

1.3.2 Hydrodynamique relativiste

L'équation du mouvement d'un plasma de quarks et de gluons obéit à l'équation hydrodynamique (conservation de l'énergie-impulsion) :

$$\frac{\partial T^{\mu\nu}}{\partial x^\mu} = 0, \quad (1.32)$$

où $T^{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion. L'équation (1.32) s'écrit aussi

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} + \frac{(\varepsilon + p)}{\tau} = 0 \quad (1.33)$$

L'équation (1.33) est résolue pour une équation d'état simple. Dans le cas d'un gaz idéal de quarks et de gluons sans masse, le QGP a l'équation d'état d'un gaz relativiste dont la densité d'énergie et la pression sont reliées par :

$$p = \varepsilon/3 \quad (1.34)$$

L'équation (1.33) devient alors

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = -\frac{4}{3} \frac{\varepsilon}{\tau}, \quad (1.35)$$

et a pour solution :

$$\frac{\varepsilon(\tau)}{\varepsilon(\tau_0)} = \frac{\varepsilon(\tau)}{\varepsilon_0} = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{4/3} \quad \text{et} \quad \frac{p(\tau)}{p(\tau_0)} = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{4/3} \quad (1.36)$$

Pour un gaz relativiste idéal, la densité d'énergie et la pression sont proportionnelles à T^4 de sorte que la température du plasma est reliée au temps propre selon :

$$\frac{T(\tau)}{T(\tau_0)} = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{1/3} \quad (1.37)$$

À partir des grandeurs thermodynamiques déjà calculées, on déduit d'autres quantités intéressantes comme l'entropie S et la densité d'entropie s . À température et pression constantes, la variation d'énergie est liée à la variation du volume et de l'entropie par :

$$dE = -p dV + T dS \quad (1.38)$$

L'équation (1.38) s'écrit encore

$$s \equiv \frac{dS}{dV} = \frac{\varepsilon + p}{T} \quad (1.39)$$

La densité d'entropie dépend donc du temps propre :

$$\begin{aligned} \frac{s(\tau)}{s(\tau_0)} &= \frac{\varepsilon(\tau) + p(\tau)}{\varepsilon(\tau_0) + p(\tau_0)} \frac{T(\tau_0)}{T(\tau)} \\ &= \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{4/3} \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{1/3} \\ &= \frac{\tau_0}{\tau} \end{aligned} \quad (1.40)$$

Or $dV = dx_{\perp} \tau dy$ et l'équation (1.40) devient :

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{dS}{dy} \right) = 0 \quad (1.41)$$

Par conséquent l'évolution hydrodynamique du plasma est caractérisée par une entropie constante par unité de rapidité. Le plasma en mouvement voit sa température décroître en $\tau^{-1/3}$ (équation (1.37)) jusqu'à atteindre la température critique au temps propre τ_c donné par :

$$\tau_c = \left[\frac{T(\tau_0)}{T_c} \right]^3 \tau_0 \quad (1.42)$$

À cet instant, la transition du plasma de quarks et de gluons vers la matière hadronique commence. Au cours de la transition, plasma et hadrons coexistent dans une «*phase mixte*» (figure 1.4).

1.4 Signature expérimentale du QGP en paires de muons

Parmi la pléthore de signatures avancées pour étudier la nature du plasma de quarks et de gluons formé dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes, les signaux leptoniques sont sans nul doute les plus robustes. Les leptons produits dès les premiers instants de la collision, n'interagissant pas par interaction forte, émergent sans être affectés par les interactions hadroniques finales. À l'aide du spectromètre à muons du détecteur ALICE, nous mesurerons très précisément les muons issus des divers processus décrits dans les paragraphes à suivre.

1.4.1 Production directe de dimuons

Production de dimuons dans un plasma de quarks et de gluons

Dans un QGP, un quark peut interagir avec un antiquark pour former un photon virtuel γ^* qui se désintègre en une paire $\mu^+\mu^-$ ou *dimuon* (figure 1.5). Le dimuon est caractérisé par sa masse invariante $M^2 = (p^+ + p^-)^2$, son quadrivecteur énergie-impulsion $P = (p^+ + p^-)$ et son impulsion transverse $p_T = p_T^+ + p_T^-$.

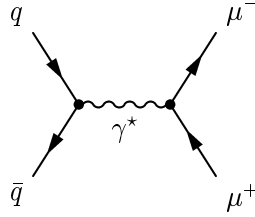


Figure 1.5 : Diagramme de Feynman du processus $q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-$.

Le dimuon produit doit traverser la région de collision pour atteindre les détecteurs. Les leptons interagissent avec les particules de la région de collision de façon électromagnétique. La section efficace lepton-particule chargée est de l'ordre de $(\alpha/\sqrt{s})^2$ où α ($\simeq 1/137$) est la constante de structure fine et \sqrt{s} l'énergie dans le centre de masse du système lepton-particule chargée. Le libre parcours moyen des leptons étant assez long, ils ne subissent plus de collision après leur production. La section efficace du processus $q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ est donnée par[‡] :

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-) = \left(\frac{e_q}{e}\right)^2 \times \sigma(M) \quad (1.43)$$

avec

$$\sigma(M) = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{M^2} \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2}\right)^{-1/2} \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{M^2}} \left(1 + 2\frac{m_q^2 + m_\mu^2}{M^2} + 4\frac{m_q^2 m_\mu^2}{M^4}\right), \quad (1.44)$$

[‡]Le quark et l'antiquark sont supposés non polarisés.

où e_q est la charge du quark, m_q la masse du quark, m_μ la masse au repos du muon et $M^2 = (q + \bar{q})^2$ le carré de la masse invariante du système $q\bar{q}$.

Le taux de production et la distribution en impulsion des paires $\mu^+\mu^-$ produites dépendent des distributions en impulsion des quarks et des antiquarks dans le plasma, elles-mêmes gouvernées par les conditions thermodynamiques du plasma. Par conséquent, les dimuons thermiques véhiculent l'information concernant l'état thermodynamique du plasma (en particulier sa température) au moment de sa formation [6].

Processus Drell-Yan

Une autre contribution directe au spectre de dimuons provient du mécanisme Drell-Yan [7]. Le processus Drell-Yan nucléon-nucléon (figure 1.6) est une annihilation électromagnétique quark-antiquark de même saveur produisant un photon virtuel massif qui se désintègre en une paire de leptons.

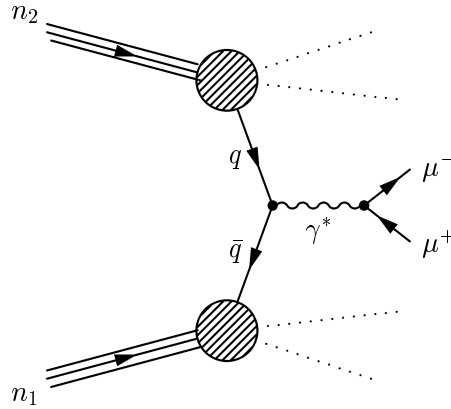


Figure 1.6 : Diagramme de Feynman du processus Drell-Yan nucléon-nucléon à l'ordre le plus bas.

Dans ce processus, les effets des corrélations entre les nucléons du noyau sont faibles si bien que les nucléons peuvent être considérés comme indépendants. Ainsi, la production de paires de muons par processus Drell-Yan dans les collisions d'ions lourds est assimilable à une collection de collisions nucléon-nucléon indépendantes. La section efficace différentielle d'une interaction hadron-hadron s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-) \times \frac{1}{3} \sum_a e_a^2 [q_a^{n_2}(x_1) \bar{q}_a^{n_1}(x_2) + \bar{q}_a^{n_2}(x_1) q_a^{n_1}(x_2)], \quad (1.45)$$

où $q_a(x)$ sont les fonctions de structure des quarks (antiquarks) dans les hadrons en collision. La somme s'effectue sur les saveurs des quarks. L'équation (1.45) est obtenue en utilisant le diagramme de Feynman du processus Drell-Yan à l'ordre le plus bas (figure 1.6) dans lequel il n'y a pas d'interaction dans l'état initial ou final.

La section efficace consiste alors essentiellement en 3 facteurs : les fonctions de distribution des partons appartenant aux nucléons n_1 et n_2 ainsi que la section efficace élémentaire $q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La propriété de décomposition de la section efficace du processus Drell-Yan est appelée «*propriété de factorisation*». Il apparaît que la propriété de factorisation reste valide au-delà de l'ordre dominant du fait de l'annulation des amplitudes [8].

1.4.2 Production indirecte de dimuons

Dimuons issus de hadrons et de résonances

Des paires de muons peuvent provenir de l'interaction de hadrons chargés avec leurs antiparticules par des processus du type $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Des dimuons sont également produits par désintégration de résonances hadroniques telles que le ρ , ω , ϕ et J/ψ . Ainsi, les collisions entre hadrons et les désintégrations de résonances hadroniques sont des sources additionnelles de paires $\mu^+ \mu^-$.

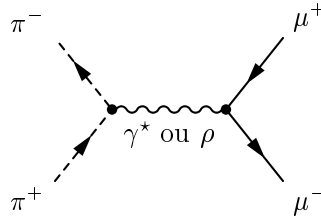


Figure 1.7 : Diagramme de Feynman du processus $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. La ligne ondulée représente un photon virtuel γ^* en électrodynamique scalaire. Dans le modèle de dominance vectorielle, elle symbolise un état intermédiaire constitué d'un méson ρ .

Les hadrons et les résonances sont produits dans la collision noyau-noyau initiale. Lorsqu'un plasma de quarks et de gluons est formé, de la matière hadronique sera également créée au moment de son refroidissement au-dessous de la température de transition. Les dimuons issus de sources hadroniques devront par conséquent être identifiés séparément afin d'étudier la production de dimuons provenant du QGP.

Hadroproduction de quarks lourds

Les quarks lourds Q ($Q = c, b$) sont produits lors de processus durs entre les constituants des nucléons. À l'ordre le plus bas (LO), $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, les paires de quarks lourds $Q\bar{Q}$ sont produites par annihilation quark-antiquark $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ et fusion gluon-gluon $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ [§]. Les diagrammes de Feynman de ces deux processus sont représentés sur la figure 1.8.

Il existe plusieurs autres processus d'ordre supérieur conduisant à la création de paires $Q\bar{Q}$ (figure 1.9). En plus des corrections radiatives incluant les diagrammes

[§]Les processus à l'ordre le plus bas de production de $Q\bar{Q}$ sont souvent appelés «*création de saveur*».

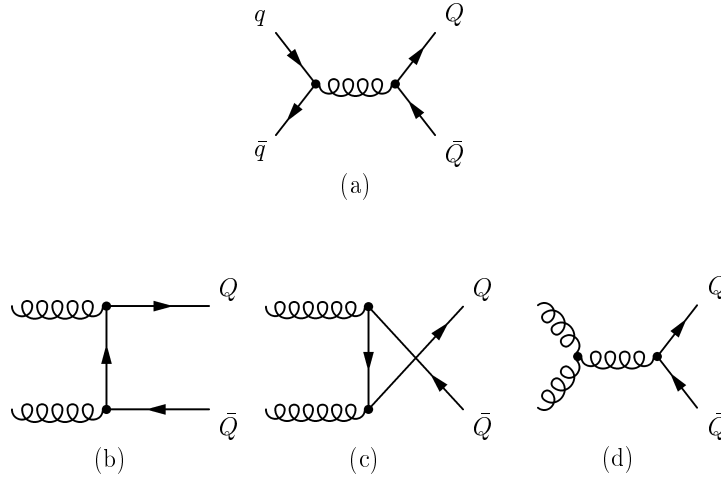


Figure 1.8 : Diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas de production de quarks lourds.

d'émission d'un gluon réel (c), les quarks lourds peuvent aussi provenir de la décroissance d'un gluon virtuel $g \rightarrow Q\bar{Q}$ dans l'état final, il s'agit alors du processus dit de «*gluon splitting*» (a). Dans le cas où la paire $Q\bar{Q}$ est issue d'un gluon de l'état initial $Qg \rightarrow Qg$, on parle d'«*excitation de saveur*» (b).

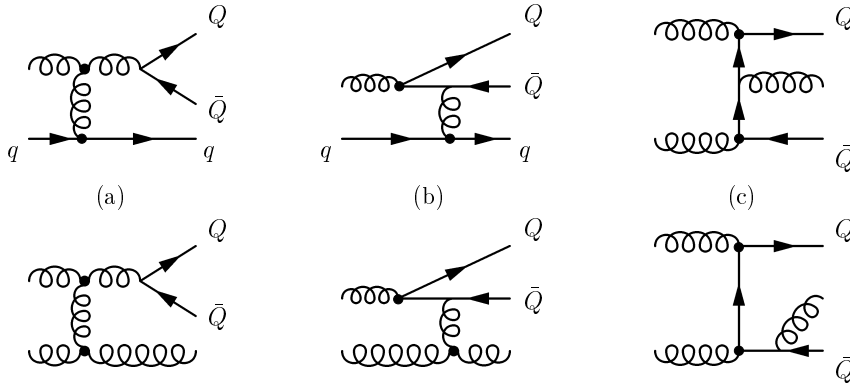


Figure 1.9 : Diagrammes de Feynman typiques de production de quarks lourds à l'ordre supérieur : (a) processus de «*gluon splitting*», (b) «*excitation de saveur*» et (c) radiation d'un gluon.

Lorsque l'énergie dans le centre de masse augmente, ces autres processus gagnent de l'importance par rapport aux graphes de production à l'ordre le plus bas. Par exemple, seulement 10 % de la production de b aux énergies LHC provient des processus LO. Ce chiffre est encore plus faible pour le quark c . Des calculs complets à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ des sections efficaces inclusives de production des quarks lourds [9, 10] montrent que les termes en $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ sont d'amplitudes comparables aux termes LO et par conséquent ne doivent pas être considérés comme de simples corrections NLO aux termes d'ordre le plus bas. Le processus de fusion de gluons est dominant aussi bien à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ qu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$.

Les quarks c et b produits dans la collision se fragmentent alors en hadrons (le quark c en mésons D^+ , D^0 , D_s^+ ou baryons Λ_c^+ , Ξ_c^+ , Ξ_c^0 , Ω_c^+ et le quark b en mésons B^+ , B^0 , B_s^0 ou baryons Λ_b^0) en se combinant avec un quark u , d , s ou un système diquark $\bar{u}\bar{d}$. La désintégration semi-leptonique simultanée des mésons charmés D^+D^- ou beaux B^+B^- produit finalement un dimuon.

Désintégration des mésons π/K

Un grand nombre de mésons π^\pm et K^\pm sont produits dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes. Les coïncidences fortuites issues de désintégrations semi-leptoniques non corrélées de mésons π et K contribuent au spectre de dimuons selon :

$$\pi^+ (K^+) \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad (1.46)$$

$$\pi^- (K^-) \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (1.47)$$

1.5 Production et suppression des états liés de quarks lourds

Il y a une quinzaine d'années, il fut suggéré que la suppression de la production des résonances de saveurs lourdes dans les collisions nucléaires à haute énergie pourrait constituer une signature du déconfinement [11]. Les expériences NA38 puis NA50 ont mesuré les sections efficaces de production du J/ψ pour divers systèmes, de p + p à Pb + Pb.

1.5.1 Production des charmonia

D'après le modèle octet de couleur [12, 13], tout état lié quark-antiquark est en fait la superposition de l'état $q\bar{q}$ et de fluctuations impliquant un ou plusieurs gluons (composantes d'ordre supérieur dans l'espace de Fock). On peut ainsi décomposer l'état $|\psi\rangle$ du J/ψ selon :

$$|\psi\rangle = a_0|(c\bar{c})_1\rangle + a_1|(c\bar{c})_8g\rangle + a_2|(c\bar{c})_1gg\rangle + a'_2|(c\bar{c})_8gg\rangle + \dots \quad (1.48)$$

en une composante $c\bar{c}$ pur singlet de couleur (3S_1), une composante $c\bar{c}$ octet de couleur (1S_0 ou 3P_J) plus un gluon, *etc.* Les autres états du charmonium (ψ' , χ) se décomposent de manière analogue [12, 13]. Le premier état est toujours un octet de couleur plus un gluon.

Lorsque l'octet de couleur $(c\bar{c})_8$ quitte le champ du nucléon dans lequel il a été produit, il neutralise en général sa couleur en se combinant avec un gluon colinéaire additionnel produisant ainsi la composante $(c\bar{c})_8g$ du J/ψ (figure 1.10). Après un temps de relaxation τ_8 , la pré-résonance $(c\bar{c})_8g$ absorbe le gluon qui l'accompagne pour retourner au mode charmonium dominant $(c\bar{c})_1$.

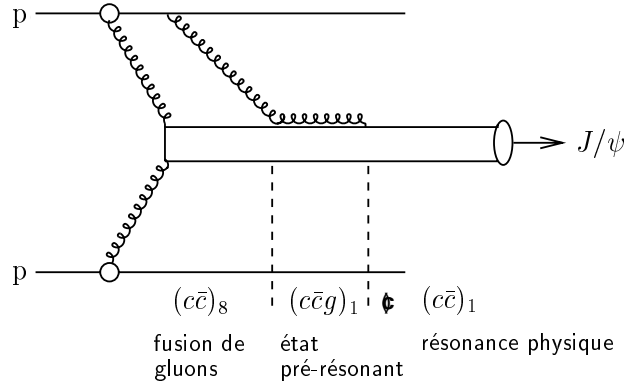


Figure 1.10 : Mécanisme de production du J/ψ dans une collision proton-proton.

1.5.2 Effet d'écran de couleur et déconfinement des quarks

Dès 1986, il fut prédit que la formation d'un plasma de quarks et de gluons devait conduire à la suppression du signal J/ψ par rapport au continuum Drell-Yan [14]. Plus tard, une nette suppression de ce type fut effectivement observée au CERN [15] concordant avec les modèles d'alors [16, 17, 18, 19].

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 généralement appelé *écrantage*. On le connaît bien en électrodynamique où le potentiel $V_0(r)$ entre deux charges électriques statiques e_0 dans le vide s'exprime comme :

$$V_0(r) = e_0^2/r \quad (1.49)$$

Le potentiel $V_0(r)$ entre les charges décroît en $1/r$ avec la distance r qui les sépare. Lorsque la densité de charges électriques devient importante, le potentiel coulombien est écranté :

$$V(r) = (e_0^2/r) \cdot e^{-r/r_D} \quad (1.50)$$

La longueur de Debye r_D 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.

Le système $Q\bar{Q}$ (états liés $c\bar{c}$: η_c , J/ψ , ψ' , χ_c , ... ou $b\bar{b}$: η_b , Υ , Υ' , χ_b , ... également qualifiés résonances de saveurs lourdes) est décrit par l'Hamiltonien donné par :

$$H(r, T) = 2m - \frac{1}{m} \nabla^2 + V(r, T), \quad (1.51)$$

où m est la masse du quark et $V(r, T)$ le potentiel interquark. $V(r, T)$ est de la forme[¶] [20] :

[¶]L'écriture du potentiel interquark sous la forme de l'équation (1.52) est dite forme de Cornell.

$$V(r, 0) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}, \quad (1.52)$$

avec $\sigma = 0.192 \text{ GeV}^2$ et $\alpha = 0.471$ [21]. La masse des quarks est fixée à $m_c = 1.320 \text{ GeV}$ et $m_b = 4.746 \text{ GeV}$. Le premier terme augmente linéairement avec la séparation des quarks r (confinement). σ est la tension de corde. Le second terme coulombien en $1/r$ est dominant à courte distance (échange d'un gluon). Dans un milieu thermodynamique de quarks légers et de gluons en interaction à température T , la liaison des quarks est modifiée par l'effet d'écran de couleur selon :

$$V(r, T) = \frac{\sigma}{\mu(T)} [1 - e^{-\mu(T)r}] - \frac{\alpha}{r} e^{-\mu(T)r}, \quad (1.53)$$

où $\mu(T) = 1/r_D(T)$ est l'inverse de la longueur d'écran^{||} et lié à la température du système ($\mu \propto \sqrt{T}$). Le facteur d'écran spécifique de la partie linéaire est suggéré par le modèle de Schwinger [22]. Pour $\mu = 0$, on retrouve le potentiel confinant donné par l'équation (1.52). Pour $\mu \neq 0$, l'expression du potentiel interquark écranté vérifie :

$$\lim_{r \rightarrow 0} r V(r, T) = -\alpha, \quad (1.54)$$

on retrouve le comportement en $1/r$ attendu à courte distance. À plus grandes distances,

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{1}{r} \ln [\sigma/\mu - V(r, T)] = -\mu(T), \quad (1.55)$$

de sorte que la force de liaison décroît exponentiellement avec la masse d'écran $\mu(T)$. Lorsque la température augmente, $\mu(T)$ croît et l'état lié $Q\bar{Q}$ se dissout.

Les calculs de QCD sur réseau à température finie permettent d'obtenir la dépendance en température de la masse de Debye $\mu(T)$. Le tableau 1.1 résume les caractéristiques de la dissociation des états $Q\bar{Q}$ pour $T_c = 150 \text{ MeV}$ [23, 24].

Tandis que le ψ' , χ_c et χ_b se dissolvent au point de déconfinement critique, les autres états $Q\bar{Q}$ plus étroitement liés survivent au-delà de la température critique. Par exemple, le J/ψ se dissocie à une température de l'ordre de $1.2 T_c$, par conséquent à une densité d'énergie deux fois plus grande que la densité critique. Lorsque la température augmente, un milieu chaud conduira à la dissociation successive des états $Q\bar{Q}$ de sorte que la suppression ou la survie d'une résonance spécifique servira de sonde thermométrique du milieu de même que l'intensité relative des raies spectrales mesure la température de la matière stellaire [25].

^{||}La longueur d'écran est plus communément appelée rayon de Debye.

Résonance	ψ	ψ'	χ_c	Υ	Υ'	χ_b
M (GeV)	3.10	3.70	3.50	9.60	10.0	9.90
r (fm)	0.45	0.88	0.70	0.23	0.51	0.41
τ (fm)	0.89	1.50	2.00	0.76	1.90	2.60
μ	0.70	0.36	0.34	1.57	0.67	0.56
T_d/T_c	1.17	1.00	1.00	2.62	1.12	1.00
ε_d	1.92	1.12	1.12	43.37	1.65	1.12

Tableau 1.1 : Propriétés des états $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$: masses M (GeV), rayons de Bohr r (fm), temps de formation τ (fm), masses d'écran critiques μ (GeV), températures de dissociation et densité d'énergie de dissociation ε_d (GeV/fm³). Les températures de dissociation sont normalisées à la température de déconfinement $T_c = 150$ MeV.

1.5.3 Les résultats de l'expérience NA50

Absorption nucléaire

Les sections efficaces σ_{AB} de production du J/ψ pour les systèmes A-B (p-p, p-A, O-A et S-U) en fonction du nombre de collisions nucléon-nucléon ($A \times B$) mesurées par les expériences NA38 et NA50 sont présentées sur la figure 1.11. Les données sont ajustées par une loi de puissance [26] :

$$\sigma_{AB}^{J/\psi} = \sigma_{pp}^{J/\psi} \cdot (AB)^\alpha \quad \text{avec } \alpha = 0.92 \pm 0.01 \quad (1.56)$$

L'évolution de $\sigma^{J/\psi}$ en fonction de la nature des noyaux s'explique par la dissociation de la pré-résonance $c\bar{c}g$ par les nucléons de la matière nucléaire environnante. On obtient finalement une absorption nucléaire "normale" de section efficace $\sigma_{abs} = 6.2 \pm 0.7$ mb.

La suppression mesurée pour les collisions Pb-Pb n'est plus en accord avec la loi de puissance dictée par l'absorption nucléaire ordinaire (équation (1.56)) mais se situe environ cinq déviations standard au-dessous de la valeur attendue (soit 25 % en-dessous de la valeur attendue, $R_K = 0.74 \pm 0.06$). Il s'agit là d'un phénomène nouveau qualifié de suppression "anormale" de la résonance J/ψ [27].

La suppression "anormale" du J/ψ

La suppression du J/ψ dans les collisions Pb-Pb a été étudiée en fonction de la centralité estimée par la densité d'énergie ε atteinte dans la collision. On représente pour cela le rapport des sections efficaces $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{\text{DY}}$ ($\sigma^{\text{DY}} \propto A \cdot B$) en fonction de ε . La figure 1.12 représente le taux de production du J/ψ par rapport au mécanisme ordinaire d'absorption en fonction de la densité d'énergie. Nous pouvons alors constater une absorption nucléaire normale pour les collisions Pb-Pb périphériques (données

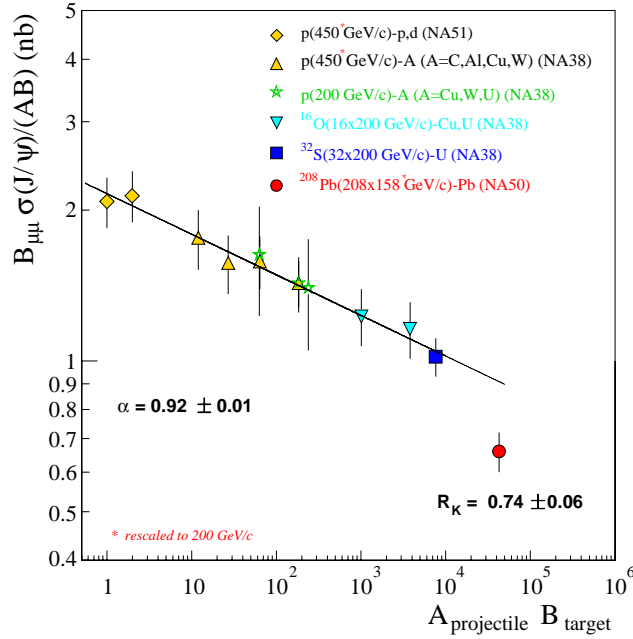


Figure 1.11 : Section efficace de production du J/ψ par collision nucléon-nucléon en fonction du produit $A \times B$ des nombres de masse du projectile et de la cible. La droite représentée résulte de l’ajustement linéaire à l’aide de l’équation (1.56) des données relatives à tous les systèmes, excepté Pb-Pb.

en accord avec l’ensemble des points expérimentaux obtenus pour les collisions p-A et S-U). En revanche, dans les collisions Pb-Pb les plus centrales, la production du J/ψ est supprimée bien au-delà des prédictions du modèle d’absorption nucléaire. La variation du taux d’absorption est brutale (effet de seuil).

De nombreux modèles théoriques (figure 1.13) tentent d’expliquer la suppression observée en faisant intervenir ou non un état déconfiné. Les calculs effectués dans le cadre de modèles hadroniques classiques [28, 29, 30, 31, 32] ne reproduisent pas l’effet de seuil et surestiment systématiquement le taux de suppression en collisions Pb-Pb périphériques [27]. D’autres auteurs [33, 34] ont introduit une transition de phase. Les résultats reproduisent alors les seuils observés.

1.5.4 Suppression des quarkonia au LHC

La suppression des résonances de saveurs lourdes par écrantage de couleur est mesurée en normalisant les sections efficaces de production observées par un signal de référence. La production de mésons à beauté ouverte (formation de paires $B\bar{B}$) qui n’est pas supprimée par l’écrantage de Debye a été proposée comme processus de référence [35, 36].

Cependant, l’observation d’une suppression ne constitue pas par elle-même la preuve de l’existence d’une transition de phase. Elle pourrait s’expliquer par d’autres processus tels que l’absorption dans un milieu hadronique dense. La probabilité de survie $S_{Q\bar{Q}}$ d’un état lié de quarks lourds est définie par :

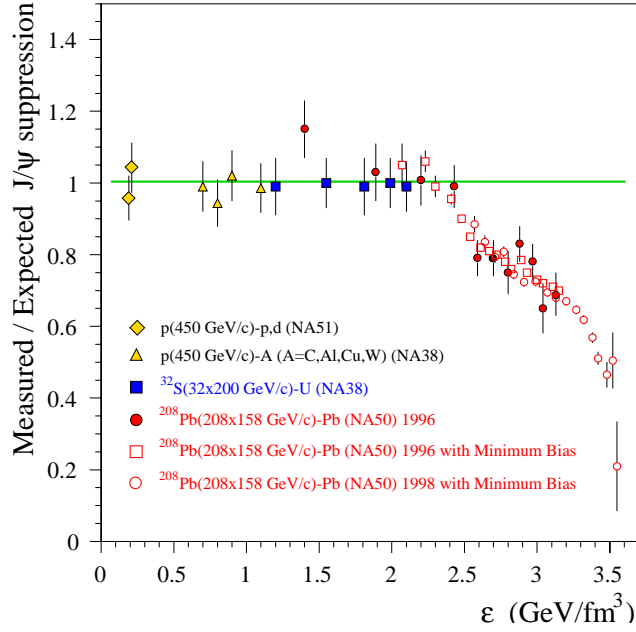


Figure 1.12 : Taux de production du J/ψ mesuré normalisé au taux de production attendu en cas d'absorption nucléaire en fonction de la densité d'énergie [27].

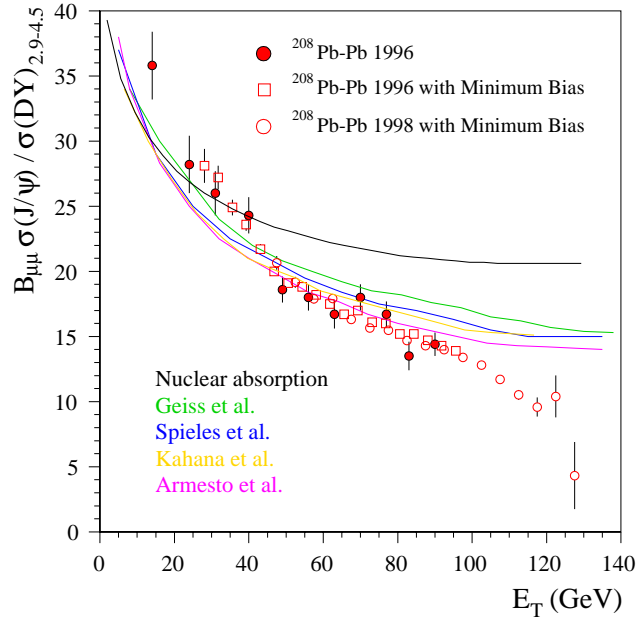


Figure 1.13 : Rapports $B_{\mu\mu}^{J/\psi} \sigma^{J/\psi} / \sigma^{DY}$ en fonction de l'énergie transverse dans les collisions Pb-Pb à 158 GeV/c. Les points expérimentaux sont ajustés par les courbes théoriques du modèle d'absorption nucléaire et de quatre autres interprétations ne prenant pas en compte la formation d'une phase déconfinée.

$$S_{Q\bar{Q}} = \frac{[(S - S_b)/N]_{AA}}{[(S - S_b)/N]_{pp}} A^{2(1-\alpha)}, \quad (1.57)$$

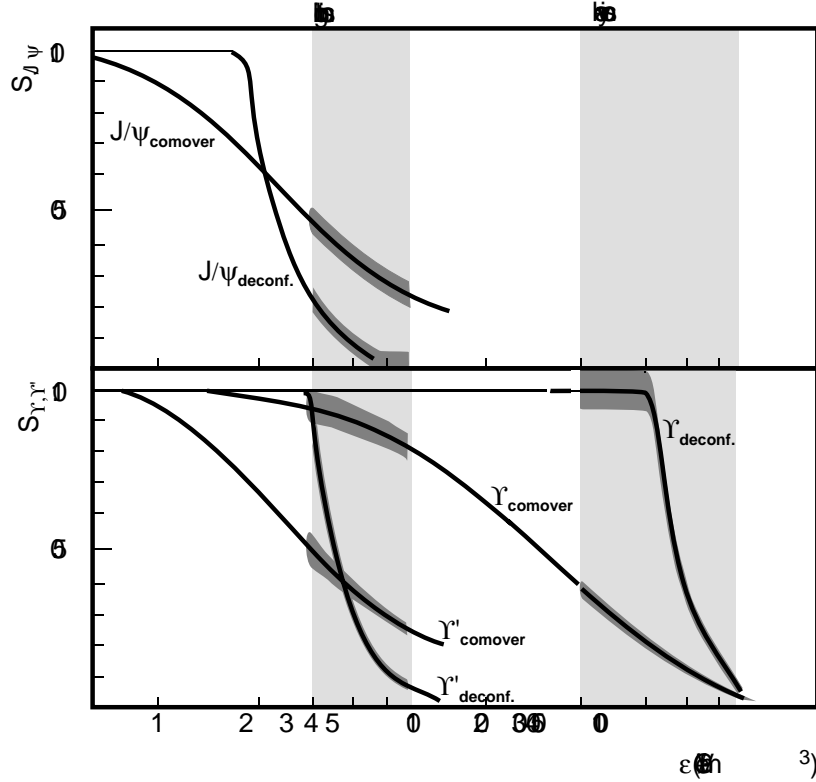


Figure 1.14 : Dépendance en densité d'énergie des probabilités de survie des quarkonia (charmonium et bottomium) prédite dans l'hypothèse d'un écrantage par le milieu déconfiné et dans le cadre du modèle des «comovers». La précision de la mesure (à $\pm 1\sigma$) à l'aide du spectromètre à muons après un mois de fonctionnement aux densités attendues en ions légers et lourds est représentée par la bande grisée.

où S est le signal dans la région de la résonance, S_b la fraction de résonances provenant de la décroissance du b et N un processus de normalisation donné, *e.g.* la production de beauté ouverte. Le facteur $A^{2(1-\alpha)}$ rend compte de l'absorption nucléaire de l'état pré-résonant.

Comme le montre la figure 1.14, le facteur discriminant la suppression par un plasma de quarks et de gluons d'autres modèles (destruction par les *comovers* par exemple) est la variation de la probabilité de survie avec la densité d'énergie. Alors que la suppression par un état déconfiné est brutale (effet de seuil), le modèle des *comovers* prévoit une suppression qui augmente avec la densité d'énergie. Les résonances ψ' et Υ'' devraient être totalement supprimées dans les deux scénarios (comovers ou déconfinement).

Afin de couvrir une région de densité d'énergie assez étendue pour distinguer les deux modèles, l'expérience ALICE fonctionnera avec des faisceaux d'ions légers et lourds. Pour chaque espèce d'ion, on fera varier la densité d'énergie en sélectionnant divers paramètres d'impacts. Les plages en densité d'énergie ainsi décrites seront

3–6 GeV/fm³ en collisions d’ions légers et 20–60 GeV/fm³ en collisions d’ions lourds.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit brièvement la physique du QGP en insistant plus particulièrement sur la signature expérimentale en paires de muons. De nombreuses autres observables sont également mesurées (distributions en η , m_T des hadrons, interférométrie HBT, existence de strangelets, ...) afin d’établir la formation du QGP. Plusieurs revues complètes de l’ensemble très riche et varié des signatures du plasma sont disponibles dans la littérature [37, 38, 39].

L’étude de diverses signatures du QGP au SPS** a constitué une première phase très concluante mais à ce jour aucun signal non ambigu du plasma de quarks-gluons ou de la transition chirale demeure. Cependant, de nombreux résultats avancés par les sept expériences menées auprès du SPS restent incompatibles avec les prédictions de modèles basés sur les connaissances actuelles des interactions hadroniques.

L’objet de la physique des ions lourds est l’exploration des diverses régions du diagramme de phase de matière nucléaire afin d’en extraire les propriétés dans différentes conditions de température et de pression.

Dès lors, au vu des résultats accumulés auprès du SPS, il apparaît essentiel d’atteindre les régions de température et de densité plus élevées. L’expérience ALICE qui sera menée auprès du LHC franchira le stade ultime en terme d’énergie dans le centre de masse des collisions d’ions lourds ultrarelativistes. Les avantages de cette montée en énergie sont clairement définis :

- la **densité nette de baryons** autour de $y \sim 0$ est plus faible. $\mu_B \ll 0$ et l’équation d’état approche le cas théorique mieux connu où $\mu_B = 0$;
- la **densité d’énergie initiale** du QGP est plus élevée ;
- la **durée de vie** de la phase QGP est plus longue ;
- le **volume de découplage** des hadrons («*freeze-out*») est plus étendu ;
- la **région perturbative** de QCD (pQCD) est atteinte de sorte que le taux de sondes QCD dures (jets de haut p_T , photons directs émis à haut p_T , dileptons de grandes masses et forte production de résonances Υ) sera en général plus important. Les densités d’énergie initiales peuvent être plus précisément estimées à partir du calcul perturbatif de la production de quarks et de gluons en E_T [40, 12, 42]. Le calcul pQCD à l’ordre NLO a été effectué [43].

L’objectif majeur de l’expérience ALICE est d’étudier le comportement de la matière nucléaire en interaction forte au travers de l’observation **simultanée** de diverses signatures indépendantes du QGP. La description du détecteur ALICE et de son potentiel de physique fait l’objet du chapitre 2.

Il s’agit de l’analyse du comportement de ces signaux lorsque la densité d’énergie critique est approchée par **valeur inférieure.

Bibliographie

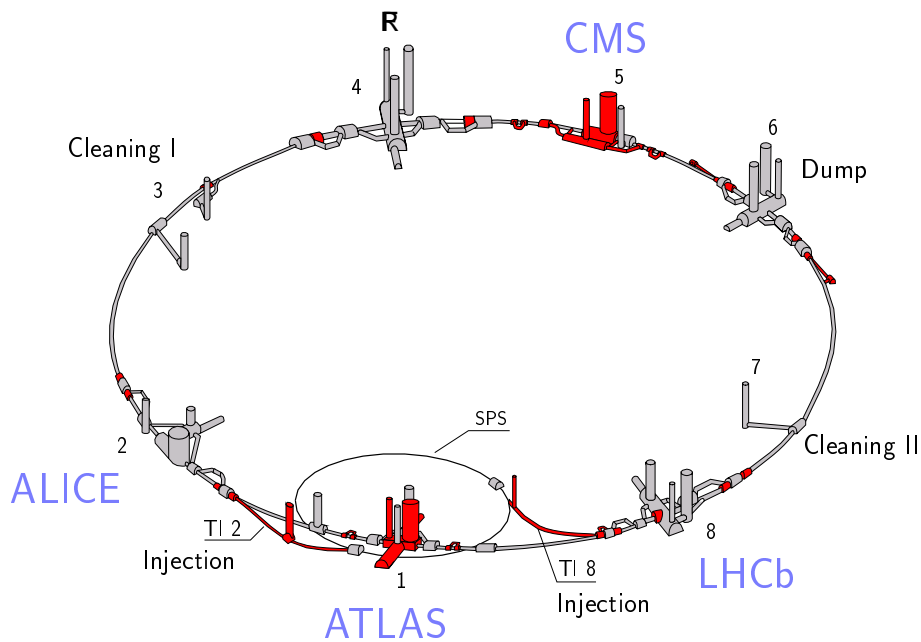
- [1] C. Bernard *et al.*, Phys. Rev. **D 55** (1997) 6861.
- [2] J.I. Kapusta, Finite-temperature Field Theory, Cambridge University Press, Cambridge, 1989.
- [3] C.D. DeTar et J.F. Donoghue, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33, (1983) 235. L. Willets, *Bag Model of Nucleus*, Word Scientific, 1989.
- [4] A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn et V.F. Weisskopf, Phys. Rev. **D 9**, (1974) 3471.
- [5] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **D 27**, (1983) 140.
- [6] P.V. Ruuskanen, Nucl. Phys. **A 544**, (1992) 169c.
- [7] S.D. Drell et T.M. Yan, Phys. Rev. Lett. **25**, (1970) 316.
- [8] J.C. Collins, D.E. Soper et G. Sterman, Phys. Lett. **134 B**, (1984) 263.
- [9] P. Nason, S. Dawson et R.K. Ellis, Nucl. Phys. **B 303**, (1988) 607.
- [10] P. Nason, S. Dawson et R.K. Ellis, Nucl. Phys. **B 327**, (1989) 49.
- [11] H. Satz, Nucl. Phys. **A 590**, (1985) 63c.
- [12] G.T. Bodwin, E. Braaten et G. Lepage, Phys. Rev. **D 51** (1995) 1125.
- [13] E. Braaten et S. Fleming, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 3327.
- [14] T. Matsui et H. Satz, Phys. Lett. **178 B** (1986) 416.
- [15] M.C. Abreu *et al.* (NA38), Z. Phys. C.–Particles and Fields 38 (1988) 117;
L. Kluberg (NA38), Nucl. Phys. **A 488** (1988) 613c;
J.Y. Grossiord (NA38), Nucl. Phys. **A 498** (1989) 249c;
C. Baglin *et al.* (NA38), Phys. Lett. **220 B** (1989) 471.
- [16] J. Blaizot et J.Y. Ollitrault, Phys. Lett. **199 B** (1987) 499.
- [17] F. Karsh et R. Petronzio, Z. Phys. C.–Particles and Fields 37 (1988) 627.
- [18] M.-C. Chu et T. Matsui, Phys. Rev. **D 37** (1988) 1851.
- [19] F. Karsh et R. Petronzio, Phys. Lett. **212 B** (1988) 255.
- [20] E. Eichten *et al.*, Phys. Rev. **D 17** (1978) 3090 ; **D 21** (1980) 203.

- [21] S. Jacobs, M.G. Olsson, C. Suchyta III, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 37.
- [22] H. Joos et I. Montvay, Nucl. Phys. **B 225** (1983) 565.
- [23] F. Karsch, M.T. Mehr, H. Satz, Z Phys. **C 37**, (1988) 617.
- [24] F. Karsch, H. Satz, Z Phys. **C 51**, (1991) 209.
- [25] K. Karantje, Nucl. Phys. **A 498** (1989) 355c.
- [26] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys. Lett. **B 410** (1997) 337.
- [27] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys. Lett. **B 477** (2000) 28.
- [28] A. Capella *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2080.
- [29] J. Geiss *et al.*, Phys. Lett. **B 447** (1999) 31.
- [30] D.E. Kahana *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **42** (1999) 269.
- [31] C. Spieles *et al.*, Phys. Rev. **C 60** (1999) 5, pp.054901/1-15 .
- [32] J. Hüfner *et al.*, Eur. Phys. J. **A 7** (2000) 239.
- [33] J.P. Blaizot *et al.*, nucl-th/0007020 (2000).
- [34] H. Satz, Rep. Prog. Phys. **63** (2000) 1511.
- [35] M. Chen, CERN Report n° CERN/LHCC/93-15, 1993 (non publié).
- [36] H. Satz et K. Sridhar, Phys. Rev. **D 50** (1994) 3557.
- [37] H.R. Schmidt et J. Schukraft, J. Phys. **G 19** (1993) 1705-1795.
- [38] S.A. Bass, M. Gyulassy, H. Stöcker et W. Greiner,
J. Phys. **G 25** (1999) n° 3, pp.1.
- [39] J.W. Harris et B. Müller, hep-ph/9602235.
- [40] J.P. Blaizot et A.H. Mueller, Nucl. Phys. **B 289** (1987) 847 ;
K. Kajantie, P.V. Landshoff et J. Lindfors, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2527 ;
K.J. Eskola, K. Kajantie et J. Lindfors, Nucl. Phys. **B 323** (1989) 37.
- [41] K.J. Eskola, K. Kajantie, P.V. Ruuskanen et K. Tuominen,
JYFL-8-99, hep-ph/9909456.
- [42] L. McLerran et R. Venugopalan, Phys. Rev. **D 49** (1994) 2233 ;
A. Krasnitz et R. Venugopalan, hep-ph/9909203.
- [43] A. Leonidov et D. Ostrovsky, hep-ph/9811417.

Chapitre 2

Le LHC et l'expérience ALICE

À l'aube du XXI^e siècle, et après avoir porté ses efforts sur la découverte des constituants de base de la matière, la physique subnucléaire est face à de nouvelles énigmes. Parmi les plus importantes, l'origine de la masse des particules ou encore l'existence d'un plasma de quarks et de gluons. LHC, en construction au CERN, est la machine qui permettra d'entrer dans cette nouvelle phase de la découverte.



Sommaire

2.1	Le collisionneur LHC	35
2.1.1	Un accélérateur de protons	36
2.1.2	Potentiel de physique du LHC	40
2.1.3	Les collisions d'ions lourds au LHC	42
2.2	Le détecteur ALICE	44
2.2.1	L'aimant L3	49
2.2.2	La trajectographie centrale ($ \eta < 0.9$)	49
2.2.3	Le détecteur à rayonnement de transition	51
2.2.4	Le spectromètre à photons	53
2.2.5	Les calorimètres à zéro degré	53
2.2.6	L'identification des particules dans l'expérience ALICE	55
2.2.7	Le détecteur de multiplicité de photons	56
2.2.8	Déclenchement et acquisition	57
2.2.9	Le framework AliRoot	61
2.3	Conclusion	63

2.1 Le collisionneur LHC

En vue d'explorer la région du TeV, le conseil du CERN a approuvé le projet LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider ou «*grand collisionneur de hadrons*») en décembre 1994 [1]. Opérationnelle en été 2006, la machine produira des collisions proton-proton (pp) à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et à une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Quatre expériences seront installées autour des points de croisement des faisceaux (figure 2.1) :

- **ATLAS** (**A** Toroidal **LHC** **A**pparatu**S**) [2]

ATLAS est une expérience à vocation généraliste* qui consiste essentiellement en quatre sous-systèmes : un détecteur interne central plongé dans un champ magnétique solénoïdal de 2 T, un calorimètre électromagnétique à échantillonnage (LAr/Pb) accordéon, un calorimètre hadronique à tuiles de scintillateurs disposées dans une matrice de fer couvrant les régions où les doses de radiations sont suffisamment faibles ($0 < |\eta| < 1.5$) et deux calorimètres bouchons à argon liquide dans l'espace résiduel, un spectromètre à muons qui utilise un champ magnétique toroïdal ;

- **CMS** (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) [3]

L'expérience CMS (également à vocation généraliste) a été optimisée pour la recherche du Higgs du Modèle Standard (**M**odèle **S**tandard) dans un vaste domaine compris entre 100 GeV et 1 TeV. Le détecteur est constitué d'un système de trajectographie interne (couches de silicium couvrant $|\eta| < 2.5$), de calorimètres à échantillonnage électromagnétique (PbWO_4/Pb) et hadronique (scintillateur plastique/Cu) et de chambres à muons. Un aimant solénoïdal délivrant un champ magnétique de 4 T entoure le détecteur de traces interne et les calorimètres. Le champ magnétique intense permet un design compact du spectromètre à muons sans compromettre la résolution sur la mesure de l'impulsion jusqu'à $\eta = 2.5$;

- **LHCb** [4]

L'expérience LHCb est dédiée à l'étude de la beauté [5]. Le détecteur LHCb est un spectromètre avant couvrant une acceptation en angle polaire comprise entre 10 et 300 mrad dans un hémisphère autour de la région d'interaction. Le choix d'une géométrie dirigée vers l'avant est motivé par le pic de production de paires $b\bar{b}$ corrélées à petits angles par rapport à la direction du faisceau. Le détecteur LHCb consiste en un détecteur de vertex VELO (**V**ertex **L**Ocator), un système de tracking (5 stations de chambres à muons), deux détecteurs RICH (**R**ing-**I**maging **C**herenkov) et une calorimétrie (électromagnétique et hadronique). La luminosité de fonctionnement au point d'interaction de l'expérience LHCb sera de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, un facteur 50 en deçà de la valeur nominale du LHC. À cette luminosité réduite, le nombre d'événements simples (une seule interaction par croisement de faisceaux) est maximum. Les événements simples sont plus

*Expérience fonctionnant en mode pp à haute luminosité destinée à couvrir complètement le potentiel de physique offert par le collisionneur LHC.

aisément reconstruits ;

- **ALICE** (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) [6]

L'expérience ALICE sera dédiée à l'étude de la physique des collisions d'ions lourds ultrarelativistes. Le travail rassemblé dans la présente thèse s'inscrivant dans le cadre de la préparation de l'expérience ALICE, une description détaillée du détecteur est l'objet du paragraphe 2.4.

Le démarrage du collisionneur LHC constituera une étape cruciale dans l'étude et la compréhension des interactions fondamentales qui régissent notre univers. LHC brille par son énorme potentiel de découverte capable de produire des collisions pp mais aussi de recréer le Big Bang en laboratoire («*Little Bang*») à l'aide de faisceaux d'ions lourds.

2.1.1 Un accélérateur de protons

Le LHC sera construit dans le tunnel du LEP d'une circonférence de 26.67 km [7]. Le réseau d'accélérateurs du CERN actuel (Linac/Booster/PS/SPS) sera utilisé pour l'injection dans le LHC (figure 2.1). Les faisceaux seront courbés à l'aide de 1232 aimants dipolaires supraconducteurs (température de fonctionnement ~ 1.9 K) délivrant un champ de 8.36 T. L'espace étant limité par la section droite du tunnel, une structure compacte dite "deux en un" incorpore les deux voies de faisceaux dans la même culasse magnétique et le même cryostat.

Paramètres et performances de la machine

Les principaux paramètres de fonctionnement en mode pp sont résumés dans le tableau 2.1.

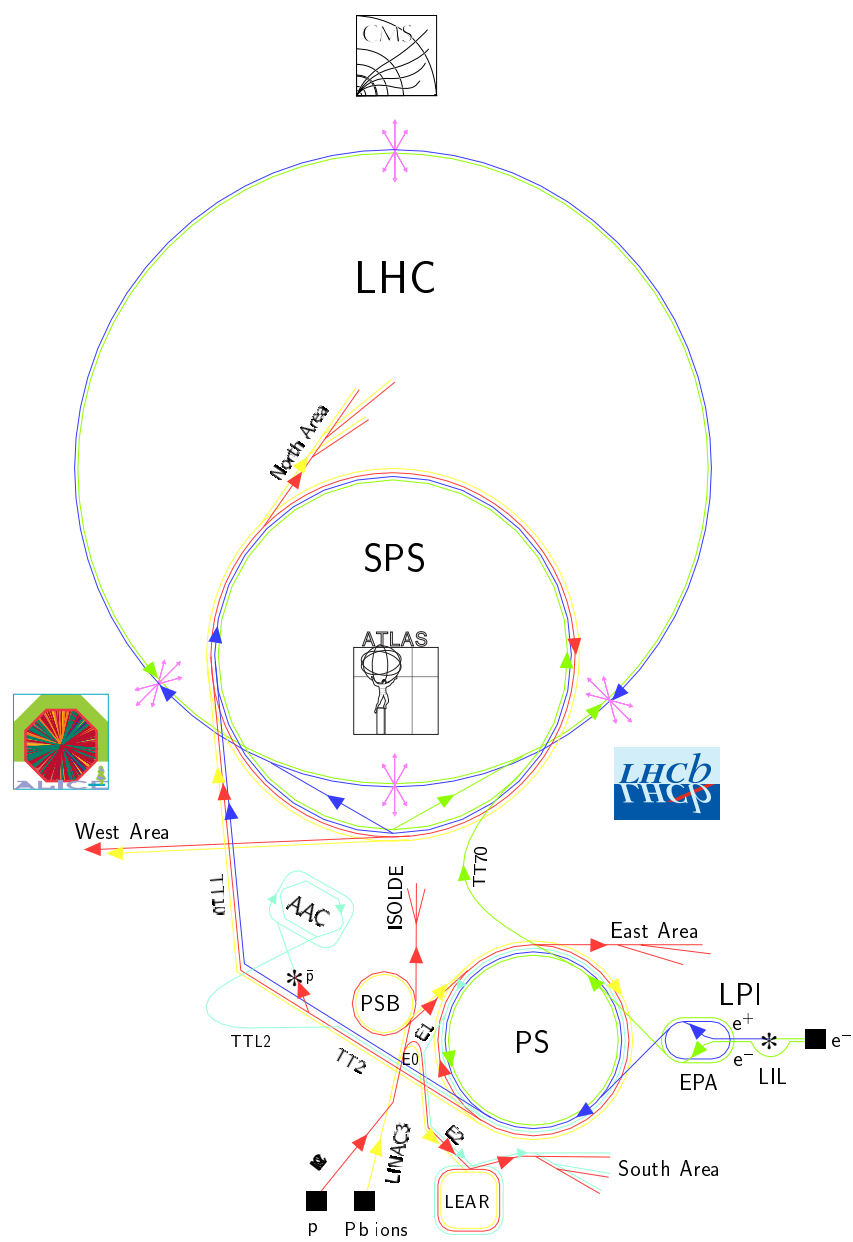
La luminosité dépend exclusivement des paramètres de l'accélérateur (cf. tableau 2.1) :

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 k_b f_{\text{rév}} \gamma}{4 \pi \varepsilon_n \beta^*} \cdot \mathcal{F} \quad (2.1)$$

où γ est facteur de Lorentz et \mathcal{F} (~ 0.9) le facteur de réduction inhérent à l'angle de croisement des faisceaux. Dans le scénario standard, une période de trois ans de fonctionnement à basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) est prévue avant d'atteindre la luminosité nominale (ou «*haute luminosité*»). La luminosité intégrée attendue sur une année de fonctionnement à haute luminosité est de $\sim 10^5 \text{ pb}^{-1}$.

Les interactions pp au LHC

La dépendance en énergie des sections efficaces de quelques processus caractéristiques en collisions proton-proton et les taux d'événements correspondants attendus à haute luminosité sont représentés sur la figure 2.2.



- | | |
|--|-------------------------------------|
| LEP : Large Electron Positron collider | LPI : Lep Pre-Injector |
| SPS : Super Proton Synchrotron | EPA : Electron Positron Accumulator |
| AAC : Antiproton Accumulator Complex | LIL : Lep Injector Linac |
| ISOLDE : Isotope Separator OnLine DEvice | LINAC : LINear ACcelerator |
| PSB : Proton Synchrotron Booster | LEAR: Low Energy Antiproton Ring |
| PS : Proton Synchrotron | |

Figure 2.1 : Réseaux d'accélérateurs du CERN.

Énergie par faisceau	E	[TeV]	7.0
Champ magnétique dipolaire	B	[T]	8.4
Luminosité	\mathcal{L}_0	[cm ⁻² · s ⁻¹]	10 ³⁴
Fréquence de révolution	f _{rév}	[kHz]	11.246
Paramètre faisceau-faisceau	ξ		0.0034
Énergie d'injection	E _i	[GeV]	450
Courant en circulation par faisceau	I _{faisc}	[A]	0.53
Nombre de paquets	k _b		2835
Distance entre paquets	τ _b	[ns]	24.95
Nombre de particules par paquet	n _b		1.05 · 10 ¹¹
Énergie des faisceaux stockée	E _s	[MJ]	334
Émittance transverse normalisée	ε _n	[μm · rad]	3.75
Fonction β aux points d'interaction	β*	[m]	0.5
Angle de croisement	φ	[μrad]	200
Nombre d'événements par croisement des faisceaux	n _c		19
Temps de vie du faisceau	τ _{faisc}	[h]	22
Temps de vie de la luminosité	τ _ℒ	[h]	10

Tableau 2.1 : Paramètres de fonctionnement nominal du collisionneur LHC en mode pp.

À $\sqrt{s} = 14$ TeV, la section efficace totale est estimée à $\sigma_{\text{tot}} = 110 \text{ mb} \pm 20 \text{ mb}$ [8]. De plus, $\sigma_{\text{él}}/\sigma_{\text{tot}} \sim 0.26$ et ainsi $\sigma_{\text{in}} \sim 80 \text{ mb}$ dont $\sim 13\%$ de diffusions simplement diffractives [†]. Par conséquent, la section efficace non simplement diffractive est de l'ordre de $\sigma_{\text{NSD}} = 70 \text{ mb}$. Les événements «*minimum bias*» correspondants sont caractérisés par ~ 6.5 traces chargées par unité de pseudo-rapacité de p_{\perp} moyen $\sim 0.55 \text{ GeV}$. σ_{NSD} est très grande comparée aux produits $\sigma \times BR$ des processus les plus intéressants. Par exemple, $\sigma \times BR(H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l)$ (où l représente un électron ou un muon) pour une masse du Higgs de 150 GeV est $\sim 6 \text{ fb}$ [2] avec un rapport signal sur bruit d'environ 10^{-13} . Les sections efficaces de production de quarks b ($\sim 500 \mu\text{b}$) et t ($\sim 700 \text{ pb}$) sont cependant, comme le montre la figure 2.2, bien plus élevées. Ainsi, dans sa phase de fonctionnement à basse luminosité, LHC sera une excellente usine à B et top qui produira environ 10^{13} paires $b\bar{b}$ et 10^7 paires $t\bar{t}$ par an.

[†]La diffusion inélastique simplement diffractive est une interaction où un des protons est excité vers un état de masse plus élevé puis décroît.

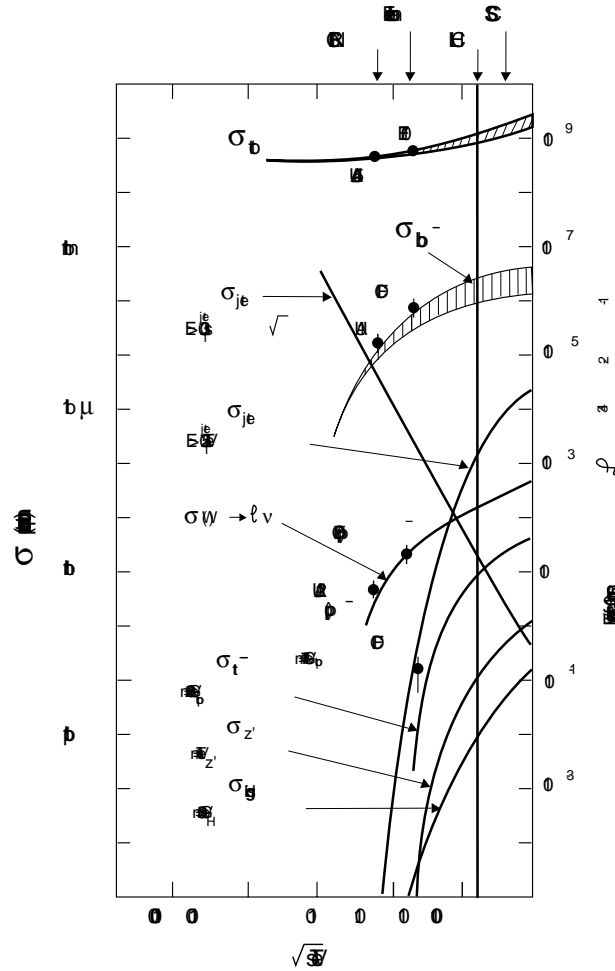


Figure 2.2 : Extrapolation de la dépendance en fonction de l'énergie dans le centre de masse des sections efficaces de divers processus caractéristiques dans des interactions pp produites par les machines hadroniques actuelles et à venir [8]. L'échelle de droite donne les taux d'événements correspondants pour une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est calculée pour une masse du top de 200 GeV.

Fonctionnement de l'expérience ALICE en mode pp

L'étude de la physique des collisions pp constituera le premier volet du programme ions lourds mené au LHC. Débutant dès la phase de mise en service du LHC, la faible luminosité disponible limitera cependant l'étude des interactions pp aux seuls événements «*minimum bias*». Le seuil en impulsion bas et la bonne identification des particules chargées du détecteur ALICE rendront accessibles de nombreuses mesures complémentaires à celles des expériences ATLAS et CMS. Les faisceaux de protons serviront entre autre à :

1. La **mise en service** et la **calibration** des divers détecteurs ;
2. La **prise de données de référence** pour l'étude des collisions ion-ion ;

3. L'**étude des propriétés** des événements pp «*minimum bias*» à 14 TeV dans le centre de masse (étude des distributions en multiplicité, pseudorapidité et impulsion transverse des traces chargées, particules étranges, *etc.*).

En mode de fonctionnement pp, la luminosité dans la région d'interaction de l'expérience ALICE devra être réduite d'au moins trois ordres de grandeur par rapport aux autres expériences[‡] [9]. À cette fin, deux mesures sont envisagées : la première consiste à déplacer les faisceaux afin de faire interagir les queues transverses des paquets et la seconde est un fonctionnement à grand β au point d'interaction. La valeur de β demeure néanmoins limitée par les contraintes du fonctionnement normal (*e.g.* luminosité nominale et distance entre paquets) et ne peut de ce fait excéder ~ 35 m. La limite supérieure de β autorisant au maximum une réduction de la luminosité d'un facteur 70, le facteur de réduction restant sera obtenu par déplacement des faisceaux [10].

Le bruit de fond faisceau croît avec l'intensité du faisceau et devient par conséquent particulièrement important en mode pp où la luminosité est élevée (limitée à $\sim 3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). Les estimations à suivre ont été réalisées avec une valeur nominale de 530 mA par faisceau de protons. Parmi les sources de bruit de fond résiduel non physique rencontrées dans ALICE, on distinguera essentiellement deux composantes [9] :

- **Le bruit de fond faisceau**

L'interaction d'un proton avec le gaz résiduel (noyaux d'oxygène et de carbone) est susceptible de déclencher l'acquisition. Le bruit de fond faisceau est proche *i.e.* généré dans la région d'interaction. Un taux de 50 Hz/m par faisceau est attendu ;

- **Les muons de halo**

Il s'agit de particules secondaires résultant d'interactions proton-gaz ou proton-tube qui ont eu lieu en amont ($|z| > 20$ m) du détecteur ALICE. Leur trajectoire est quasi parallèle au faisceau.

Le bruit fond non physique sera rejeté dès le premier niveau de déclenchement (L0) à l'aide du compteur à scintillation V0. Les performances du V0 seront détaillées dans le chapitre 8.

2.1.2 Potentiel de physique du LHC

Divers processus de physique sont attendus au LHC. Parmi les plus notables, on trouve :

- **La recherche du boson de Higgs du Modèle Standard**

L'existence du boson de Higgs est directement liée au mécanisme de brisure spontanée de la symétrie dans le secteur électrofaible du MS (**M**odèle **S**tandard)

[‡]Afin de maintenir l'empilement dans la TPC et les SDD de l'ITS à un niveau acceptable, la luminosité en mode pp doit être limitée à $3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ correspondant à un taux d'interaction de 200 kHz. Quant au spectromètre à muons, l'illumination des RPC limite la luminosité à $5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

et par-là même à l'origine des masses[§]. Ainsi, la «quête du boson de Higgs» dernier chaînon manquant du MS, apparaît sans doute comme l'un des enjeux principaux du LHC. Selon sa masse, différents processus sont plus favorables à la recherche du boson de Higgs. Dans le domaine de masse $80 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$, où la borne inférieure est la limite de découverte attendue à LEP2, le canal réellement exploitable d'observation du boson de Higgs est $H \rightarrow \gamma\gamma$, complété par $H \rightarrow b\bar{b}$ dans la région $80 \text{ GeV} < m_H < 100 \text{ GeV}$. Pour la zone des Higgs plus lourds, entre $\sim 130 \text{ GeV}$ et $\sim 800 \text{ GeV}$, le mode de désintégration le plus favorable est $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$. Et finalement les Higgs très lourds, jusqu'à des masses de l'ordre du TeV, seront signés expérimentalement via les modes : $H \rightarrow WW, ZZ \rightarrow ll\nu\nu, l\nu jj, lljj$ (où j signifie jet). Les simulations effectuées dans le cadre de l'expérience ATLAS montrent que la particule Higgs du MS pourrait être détectée dans la zone de masse comprise entre 130 GeV et 800 GeV à la luminosité intégrée inférieure à $\sim 10^5 \text{ pb}^{-1}$ [2], i.e. au cours des quelques premières années de fonctionnement de LHC ;

- **La physique des mésons beaux**

Le grand nombre de quarks b produits dans la première phase de fonctionnement du LHC (3 ans) dite de «basse luminosité» ($\mathcal{L}_0/10$) donnera accès à une large gamme de mesures de précision dans le domaine de la physique du B. La recherche et la mesure de la violation de CP dans le système des mésons B_d^0 ainsi que la détermination des angles du Triangle d'Unitarité font partie des questions les plus importantes. D'autres sujets incluent le mélange $B\bar{B}$ dans le système des mésons B_s^0 , les décroissances rares du B et la spectroscopie des hadrons B rares ;

- **La physique du quark top**

Les taux de production élevés de paires $t\bar{t}$ au LHC permettront une étude exhaustive de la physique du top incluant par exemple la mesure de la masse du quark top à l'aide de différents canaux ainsi que la recherche de ses modes de désintégration impliquant des particules supersymétriques ;

- **La recherche de la SUPERSYMÉTRIE**

Les extensions supersymétriques du MS comme le MSSM prédisent l'existence d'un large spectre de nouvelles particules (incluant plusieurs bosons de Higgs supersymétriques) dont les plus légères doivent être stables et ont des masses qui les rendent accessibles au LHC dans une fenêtre étendue de l'espace des paramètres. Ainsi, LHC permettra d'établir ou d'exclure les extensions supersymétriques du MS ;

- **La nouvelle physique au-delà du Modèle Standard**

La recherche d'une nouvelle physique au-delà du MS inclut par exemple l'existence de bosons de jauge lourds W' et Z' qui pourraient être découverts au LHC jusqu'à une masse de 5 TeV à 6 TeV, de leptoquarks ou encore de modèles composites des quarks ;

[§]Dans le cadre du MS, les masses des particules sont générées par le «mécanisme de Higgs».

- **La physique des ions lourds**

La physique des collisions d'ions lourds aux énergies ultrarelativistes concerne l'étude de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de densité d'énergie où les calculs statistiques de QCD prédisent l'existence d'une transition de phase vers un QGP accompagnée d'une restauration de la symétrie chirale. Le premier chapitre de cette thèse donne un aperçu des concepts théoriques de la physique du QGP.

2.1.3 Les collisions d'ions lourds au LHC

L'étude des collisions nucléaires fait partie intégrante du programme expérimental de LHC. Les collisions proton-noyau (p-A) et noyau-noyau (A-A) se produiront à une énergie dans le centre de masse :

$$\sqrt{s} = \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{A_1 A_2}} \times 14 \text{ TeV/nucléon} \quad (2.2)$$

où Z et A représentent le numéro et la masse atomiques des atomes constituant les faisceaux. Les périodes de faisceaux dédiées sont comparables à celles du présent programme ion mené au SPS ($\sim 10\%$ de l'année). Tandis que les collisions A-A permettront d'atteindre des densités bien supérieures au seuil de déconfinement, les collisions p-A serviront de référence et de source d'informations sur les fonctions de structure partoniques dans les noyaux (étude du «*gluon shadowing*»).

Collisions Pb-Pb

LHC produira des collisions d'ions lourds (Pb-Pb) à une énergie dans le centre de masse de 1150 TeV (2.76 TeV/u ou 7 TeV par charge), environ 30 fois supérieure à l'énergie de RHIC[¶] en cours de fonctionnement au BNL^{||}. Les faisceaux d'ions Pb seront produits et préaccélérés dans le réseau d'accélérateurs du CERN déjà existant. En modifiant l'actuel anneau d'antiproton (LEAR) en un accumulateur d'ions la luminosité instantanée maximale pourra dépasser $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les paquets d'ions sont espacés de 125 ns, un multiple de 25 ns (distance entre paquets en mode pp). Les systèmes de déclenchement des détecteurs seront ainsi compatibles pour les deux modes de fonctionnement. Cette caractéristique est particulièrement importante pour les expériences ALICE et CMS qui fonctionneront dans les deux modes de collisions. Les paramètres de fonctionnement du LHC en collisionneur d'ions Pb sont résumés dans le tableau 2.2.

Deux sous-systèmes du détecteur ALICE limitent cependant la luminosité accessible en mode Pb-Pb :

- **La TPC**

L'empilement des événements dans la TPC au cours du temps de dérive limite

[¶]Relativistic Heavy Ion Collider.

^{||}Brookhaven National Laboratory.

Énergie par charge	E/Q	[TeV/charge]	7	
Énergie par nucléon	E/A	[TeV/u]	2.76	
Énergie dans le centre de masse	E_{cm}	[TeV]	1148	
Champ magnétique dipolaire	B_{max}	[T]	8.386	
Émittance transverse normalisée	ε^*	[μm]	1.5	
Fonction amplitude au point d'interaction	β^*	[m]	0.5	
Rayon du faisceau au point d'interaction	σ^*	[μm]	15	
Angle de croisement (par faisceau)	ϕ	[μrad]	≤ 100	
Longueur du paquet	σ_b	[cm]	7.5	
Distance entre paquets	τ_b	[ns]	124.75	
Nombre de paquets par anneau	n_b		608	
Nombre d'ions par paquet	N_b	10^7	6.3	9.4
Nombre d'ions par faisceau	N	10^{10}	3.5	5.2
Intensité par faisceau	I_{faisc}	[mA]	5.2	7.8
Luminosité initiale par paquet	\mathcal{L}_0^b	[$10^{24} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	1.4	3.2
Luminosité initiale totale	\mathcal{L}_0	[$10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	0.85	1.95
Temps de vie de la luminosité	$\tau_{\mathcal{L}}$	[h]	10	6.7

Tableau 2.2 : Paramètres de fonctionnement du LHC en collisionneur d'ions plomb.

la luminosité. Une luminosité de $10^{27} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ fixe la probabilité d'empilement à 80 % en supposant une section efficace d'interaction hadronique de 8 b ;

- **Le spectromètre à muons**

La limitation de luminosité liée au spectromètre à muons provient de l'illumination des chambres de trigger (RPC) maximale supportable. Une illumination de 50–100 Hz, limite la luminosité à $2-4 \times 10^{28} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Collisions d'ions de masses intermédiaires

Afin de varier la densité d'énergie, ALICE étudiera au moins une espèce d'ions de masses intermédiaires (Ar-Ar) au cours des cinq premières années de fonctionnement. D'autres systèmes (Sn-Sn, Kr-Kr, O-O) pourront être également étudiés par la suite. Deux luminosités sont envisagées en Ar-Ar : $2.8 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ afin d'atteindre les taux d'événements obtenus en Pb-Pb et $10^{29} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour augmenter la statistique de dimuons. De même, les luminosités correspondantes en O-O sont respectivement

$5.5 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et $2 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Collisions p-A

Les données issues des collisions p-A constituent un échantillon de référence pour l'analyse des systèmes A-A et sont nécessaires pour l'étude du gluon shadowing. En limitant le taux d'événements à 200 kHz (identique au mode pp), la luminosité s'élève respectivement à $1.1 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ en p-Pb et $3 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ en p-Ar.

2.2 Le détecteur ALICE

La proposition de construction d'un détecteur central par la Collaboration ALICE a été approuvée par le CERN en avril 1994. En 1996, le projet de détecteur a été complété par un spectromètre à muons pour la mesure des mésons vecteurs de quarks lourds via leur désintégration muonique [11].

Présentation de l'expérience ALICE

Afin d'établir l'existence du QGP, et plus généralement exploiter pleinement la variété des thèmes de physique accessibles au LHC, le détecteur ALICE sera sensible à de nombreuses signatures par une mesure des hadrons, électrons, muons et photons produits dans la collision. La stratégie adoptée par ALICE consistera à étudier plusieurs signaux spécifiques simultanément aux caractéristiques globales. Ainsi divers signaux associés aux phases successives de la collision seront étudiés à l'aide du détecteur ALICE :

- **Observables globales**

Les observables globales (multiplicité aux rapidités centrales dN_{ch}/dy , distributions en énergie transverse globale dE_T/dy ($d\sigma/dE_T$), énergie des spectateurs**, ...) seront affectées par les densités d'énergie initialement produites et le travail $p dV$ ultérieur fourni par le système collectif QGP + gaz de hadrons contre l'expansion [12]. L'analyse des caractéristiques globales des événements permettra de déterminer les conditions initiales de la réaction (paramètre d'impact, volume et densité d'énergie) ;

- **Leptons et photons**

Les photons directs et les paires de leptons (photons virtuels) émergent de la matière chaude sans être altérés par les interactions dans l'état final. Ils véhiculent par conséquent une information sur l'état thermodynamique du système au moment de leur production. Les muons émis dans l'acceptance $2.5 < \eta_\mu < 4$ seront mesurés afin d'étudier les dimuons ($\mu^+\mu^-$). Les dimuons provenant des décroissances de J/ψ et Υ sont particulièrement intéressants car ils sondent

**Les particules "spectatrices" ou spectateurs sont les fragments (nucléons) provenant des noyaux incidents qui n'ayant pas interagi poursuivent leur trajet dans la direction du faisceau. L'énergie transportée par les spectateurs est mesurée par le calorimètre à zéro degré (ZDC).

directement le déconfinement. Les dimuons de la région des masses intermédiaires seront également importants de par la contribution de diverses sources (processus Drell-Yan, désintégrations de mésons D et B ainsi que l'émission thermique [13]). Les paires e^+e^- seront aussi identifiées en vue d'étudier les modifications des propriétés des mésons ρ , ω , ϕ par restauration de la symétrie chirale ;

- **Signatures hadroniques**

L'excès d'étrangeté est supposé de longue date être une signature de la formation d'un QGP de même que l'apparition de DCC^{††} (Disoriented Chiral Condensates) provenant de la restauration partielle de la symétrie chirale dans le milieu déconfiné ;

- **Fluctuations événement par événement**

De telles fluctuations seront mesurées sur de nombreuses observables comme l'énergie émise à l'avant, la multiplicité de particules chargées, les corrélations HBT, $\langle p_T \rangle$ d'un événement, les ratios de particules, N_{ch}/N_γ . De cette façon, ALICE doit mettre en évidence d'éventuels événements exotiques ;

- **«Jet Quenching»**

La perte d'énergie dans la phase QGP des partons de haut p_T créés par diffusions dures dans l'état initial sera étudiée via la mesure des jets issus de leur hadronisation [14].

Les performances de physique requises pour une étude optimale des signaux sus-nommés devront cependant répondre aux contraintes suivantes :

- **Forte multiplicité de particules chargées attendue dans la région de rapidité centrale ($\eta \simeq 0$)**

La multiplicité variant fortement selon le générateur d'événements utilisé (figure 2.3) (de $dN/d\eta \simeq 1400$ donné par SFM (avec fusion) à 7000 calculée à l'aide de VENUS 4.12 [15]), dans la phase de conception de l'expérience ALICE, on considère une multiplicité de 8000 particules par unité de rapidité pour optimiser la granularité des sous-détecteurs et leur distance au point de collision ;

- **Large gamme d'impulsion et de masse à mesurer**

L'expérience ALICE se propose de mesurer les particules d'impulsion comprise entre 60 MeV/c et 10 GeV/c et dont la masse varie de $m_e = 0.511$ MeV à $m_\gamma = 11.019$ GeV. Pour ce faire, le détecteur est plongé dans un champ magnétique faible et emploie des techniques d'identification complexes ;

- **Taux d'acquisition**

Le taux d'interaction en mode Pb-Pb est de l'ordre de 8000 Hz dont environ 10 % de collisions centrales. Ce taux relativement bas (comparé à celui des expériences pp du LHC), permet de mettre en œuvre un appareillage varié, des plus rapides (détecteurs au silicium, ...) aux plus lents (chambre à projection temporelle).

^{††}Les DCC sont décelés par un rapport N_{π^0}/N_π très différent de 1/3.

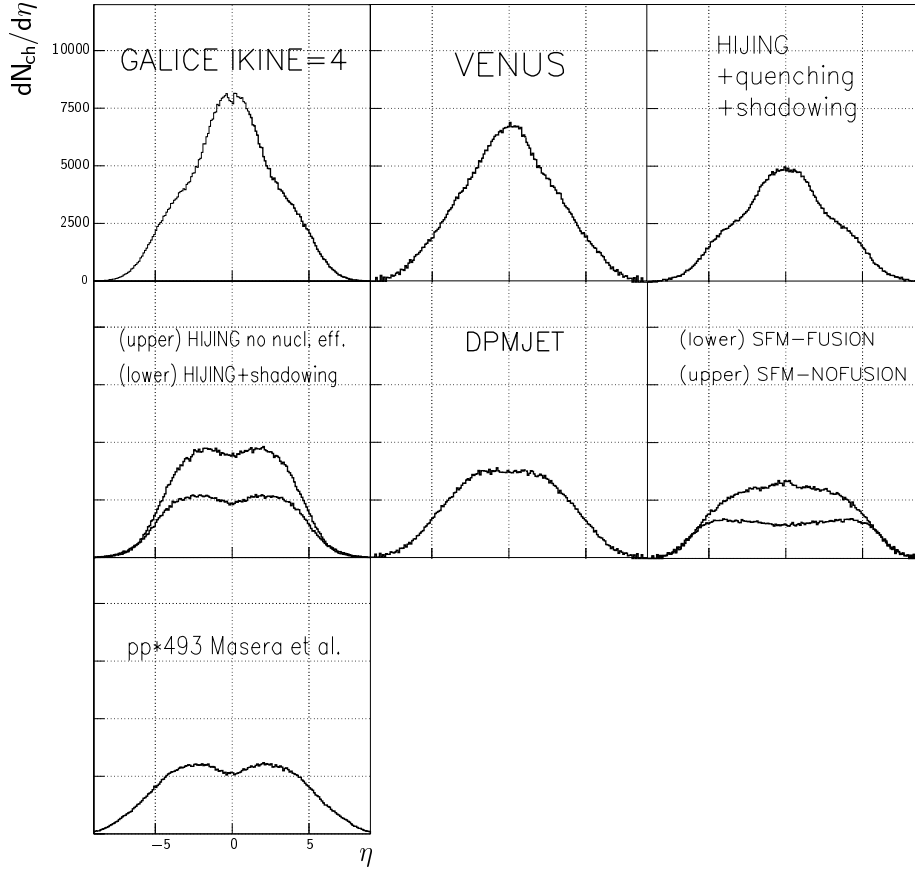


Figure 2.3 : Distributions en pseudorapidité de la multiplicité de particules chargées produites dans des collisions Pb-Pb centrales ($0 \leq b \leq 3$ fm) à $\sqrt{s} = 6$ TeV/nucléon obtenues à l'aide de plusieurs générateurs d'événements. Les distributions présentent soit un plateau dans l'intervalle $|\eta| < 5$ avec de faibles multiplicités (~ 2000 particules par unité de rapidité) soit un pic atteignant des multiplicités plus élevées. Plus la multiplicité est grande, plus la distribution est piquée. Pour $|\eta| > 5$, les variations sont petites (un facteur ~ 1.5 au maximum) par conservation d'énergie. La paramétrisation GALICE (distribution en pseudorapidité donnée par HIJING et distributions en p_{\perp} des pions et des kaons issues de l'expérience CDF) est une enveloppe raisonnable des résultats des autres générateurs et prédit $dN/d\eta = 8000$ à $\eta = 0$.

Afin de se rendre compte du potentiel de physique de l'expérience ALICE apporté par l'augmentation de \sqrt{s} , il est judicieux d'étudier l'évolution de quelques grandeurs caractéristiques globales lors du passage SPS \rightarrow RHIC \rightarrow LHC (cf. tableau 2.3).

En augmentant l'énergie dans le centre de masse des collisions A-A, le gain est évident : le système est initialement plus dense et plus chaud, il se forme dans un temps plus court et reste collectif plus longtemps, *i.e.* sa durée de vie augmente et son volume s'étend. On peut souligner que le temps de vie de la phase QGP attendue au LHC est du même ordre de grandeur que celle du **système entier** au SPS. Plus la durée de vie de la phase QGP s'allonge, meilleures sont les chances d'observer

	SPS	RHIC	LHC
\sqrt{s}/A (GeV)	17	200	5500
Δy	6	11	17
dN_{ch}/dy	400	700 – 1500	3000 – 8000
τ_0^{QGP}	1	~ 0.2	0.1
$\varepsilon(\tau_0)$ (GeV/fm ³)	3	60	1000
τ_{QGP} (fm/c)	$\lesssim 2$	2 – 4	$\gtrsim 10$
τ_{fo} (fm/c)	~ 10	20 – 30	30 – 40

Tableau 2.3 : Caractéristiques des systèmes les plus lourds produit en collisions A-A au SPS, RHIC et LHC ($A \sim 200$). En commençant par la première ligne : énergie dans le centre de masse \sqrt{s} , intervalle de rapidité total disponible Δy , multiplicité de particules chargées dN_{ch}/dy à $y = 0$, temps de formation τ_0^{QGP} du QGP (limite inférieure) [12], densité d'énergie initiale $\varepsilon(\tau_0)$ au temps de formation du QGP [12, 16], durée de vie de la phase QGP τ_{QGP} [12], temps du freeze-out τ_{fo} à $z = 0$ [17]. La valeur $dN_{ch}/dy = 400$ a été effectivement mesurée [18].

des **signatures directes** du QGP. Le taux de production de sondes dures du QGP est également accru (suppression du Υ , production de beauté ouverte, jets, photons directs à haut p_T et dileptons de grandes masses).

Description générale du détecteur ALICE

Le détecteur ALICE, représenté sur la figure 2.4, est constitué de deux parties :

- **Le tonneau central**

D'une surface de $L \times R = 12 \times 11 \text{ m}^2$ ($|\eta| < 0.9$), le tonneau central est entièrement contenu dans l'entrefer de l'aimant L3 et se compose de couches de détecteurs concentriques d'acceptances azimutales diverses. Il a été optimisé pour la mesure des observables hadroniques et des signaux électromagnétiques (diélectrons et photons);

- **Le spectromètre à muons**

Il couvre une acceptance $2^\circ < \theta < 9^\circ$ ($2.5 < \eta < 4$) et est constitué d'un ensemble d'absorbeurs (absorbeur frontal, blindage de faisceau et filtre à muons), d'un aimant dipolaire, de 10 chambres de tracking et de 4 chambres de trigger. La description complète du spectromètre à muons fait l'objet du chapitre suivant.

Dans ce chapitre, nous nous attacherons à décrire les principes généraux de fonctionnement des sous-détecteurs de l'expérience ALICE donnés dans les "Rapports de Conception Techniques" [19].

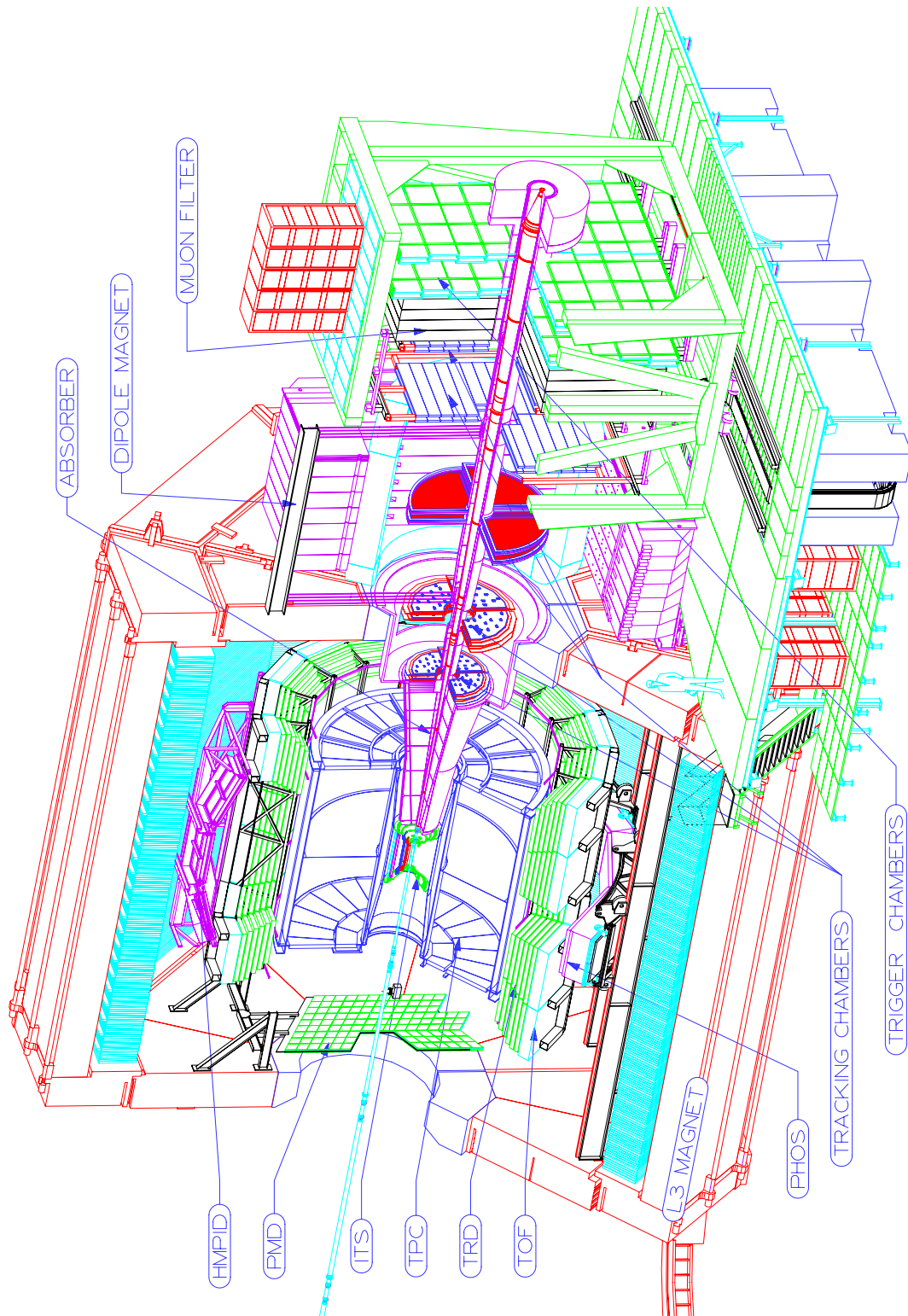


Figure 2.4 : Perspective isométrique du détecteur ALICE.

2.2.1 L'aimant L3

La partie centrale du détecteur ALICE est plongée dans un champ solénoïdal uniforme de 0.2 T délivré par l'aimant L3. L'amplitude du champ est optimale car elle garantit une bonne résolution sur la mesure des impulsions des particules chargées tout en laissant les particules de faible impulsion atteindre les couches de détection les plus externes. On pourra ainsi opérer la reconstruction complète des trajectoires et l'identification des particules chargées d'impulsion transverse $p_T \geq 100 \text{ MeV}/c$ (ensemble TPC + ITS). Les particules d'impulsion transverse $p_T < 100 \text{ MeV}/c$ ne seront identifiées et reconstruites que dans le système de trajectographie interne (ITS).

2.2.2 La trajectographie centrale ($|\eta| < 0.9$)

La reconstruction des trajectoires et l'identification des particules chargées issues de collisions d'ions lourds sont rendues difficiles par la forte densité de traces, la multiplicité ($dN_{ch}/d\eta$) pouvant atteindre 8000 particules par unité de rapidité. La reconstruction des trajectoires est assurée par la combinaison des informations issues des détecteurs ITS (**I**nner **T**racking **S**ystem) et TPC (**T**ime **P**rojection **C**hamber).

Le détecteur interne

Le système de trajectographie interne (ITS) permet l'identification et la reconstruction des trajectoires des particules de faible impulsion ($\leq 100 \text{ MeV}/c$) qui n'atteignent pas la TPC. Il est également capable de mesurer la position des vertex secondaires nécessaire à la reconstruction complète de certains modes de désintégration des K_S^0 , des hypérons (Λ , Θ , Ω) et des mésons charmés D^0 . Le système est constitué de 6 couches cylindriques couvrant la région de rapidité centrale ($|\eta| \leq 0.9$) pour des vertex situés à l'intérieur de la zone d'interaction (2σ), *i.e.* 10.6 cm le long de la direction du faisceau (z). Les détecteurs et l'électronique frontale sont maintenus par une structure fibres de carbone légère (figure 2.5).

La granularité des détecteurs est dictée par la densité de traces attendues ($\simeq 90 \text{ traces}/\text{cm}^2$ à petit rayon). Une technologie basée sur des couches de précision au silicium apparaît la mieux adaptée. En partant du point de collision vers les couches les plus externes, les particules émises rencontreront successivement :

- deux couches cylindriques en pixels de silicium (**S**ilicon **P**ixel **D**etectors) placées à $R = 4$ et 7 cm de l'axe z qui comptent 15.7×10^6 cellules élémentaires de détection réparties dans l'acceptance $|\eta| \leq 0.9$ ($z = \pm 16.5 \text{ cm}$). La taille des pixels est de $50 \times 300 \mu\text{m}^2$, les résolutions spatiales correspondantes sont $\sigma_{R-\phi} \simeq 12 \mu\text{m}$ et $\sigma_z \simeq 70 \mu\text{m}$. Le taux d'occupation est de l'ordre de 1.5 % pour la couche interne et 0.4 % pour la couche externe ;
- deux couches intermédiaires en détecteurs silicium à dérive (**S**ilicon **D**rift **D**etectors) situées à $R = 14.9$ et 23.8 cm . Les détecteurs silicium à dérive utilisent la mesure du temps de migration des charges (paires électron/trou) déposées par la particule incidente pour localiser le point d'impact selon l'axe z . La

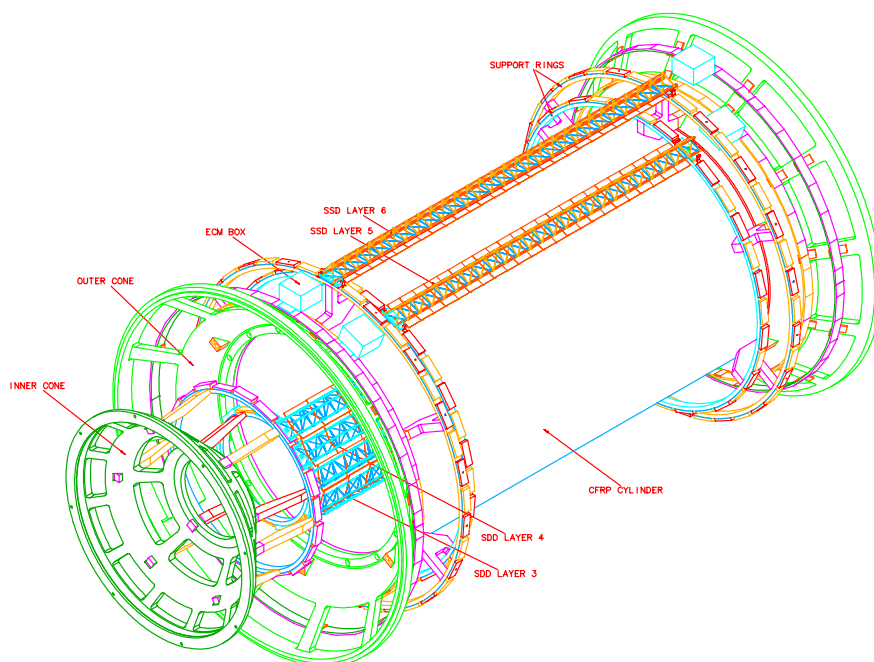


Figure 2.5 : Structure du système de trajectographie interne. On distingue les couches de détecteurs silicium à dérivate SDD et à micropistes SSD.

taille des pads (anodes de semi-conducteur dopé n^+ de forme rectangulaire) de $150 \times 300 \mu\text{m}^2$ permet d'obtenir des résolutions spatiales de $\sigma_{R-\phi} \simeq 38 \mu\text{m}$ et $\sigma_z \simeq 28 \mu\text{m}$;

- deux couches situées à $R = 39.1$ et 43.6 cm de semi-conducteurs en micropistes de silicium (**Silicon Strip Detectors**). Ces pistes représentent un ensemble de 1.7×10^6 capteurs, leur taille de $95 \mu\text{m} \times 4$ cm permet d'atteindre des résolutions spatiales de l'ordre de $\sigma_{R-\phi} \simeq 20 \mu\text{m}$ et $\sigma_z \simeq 830 \mu\text{m}$.

En plus de l'information spatiale, les détecteurs silicium à dérivate et à micropistes contribuent à l'identification des particules de faible impulsion par la mesure de leur perte d'énergie avec une résolution de l'ordre de 10 %.

La Chambre à Projection Temporelle

La TPC du détecteur ALICE (figure 2.6) permet la reconstruction tridimensionnelle des trajectoires et la mesure des impulsions des particules chargées à partir d'un nombre élevé de points par trace, de l'ordre de 70. Elle réalise également l'identification des particules par la mesure de leur perte d'énergie spécifique dE/dx . En dépit de son temps de réponse lent (temps de dérivate de l'ordre de $100 \mu\text{s}$ pour la distance de 2.5 m séparant l'électrode centrale des chambres de lecture) et d'un volume de données énorme (après la suppression de zéro et le codage des données, la taille d'un événement correspondant à une collision Pb-Pb centrale est de 60 MB), la TPC s'avère être le système de détection le mieux adapté pour couvrir un large

volume avec une densité de particules chargées pouvant aller jusqu'à 8000 par unité de rapidité (20000 particules primaires et traces secondaires dans le volume de la TPC). Étant donné les densités de traces attendues, la séparation de deux traces proches («*two-track resolution*») doit être particulièrement efficace. L'occupation^{‡‡} qui résulte de cette densité de particules est de l'ordre de 40 % à petit rayon et 15 % à grand rayon. C'est dans cet environnement expérimental particulièrement difficile que la TPC devra fonctionner.

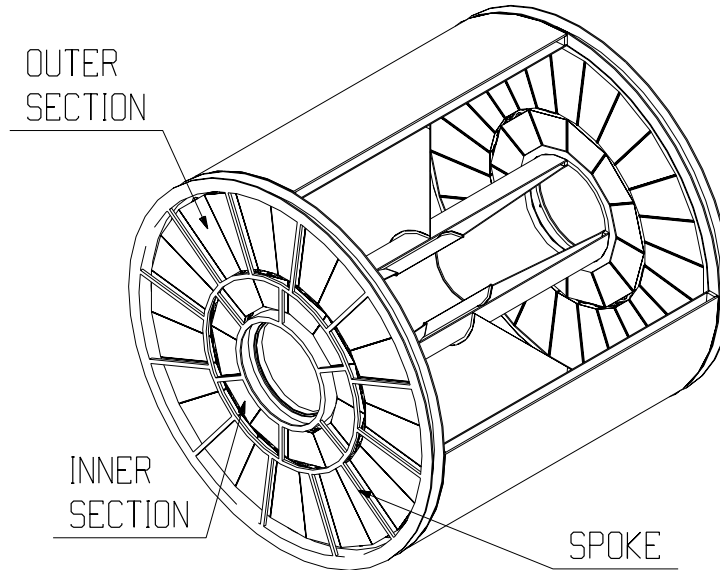


Figure 2.6 : La chambre à projection temporelle.

2.2.3 Le détecteur à rayonnement de transition

Le TRD (Transition Radiation Detector) est situé entre la TPC et le détecteur de temps de vol TOF (figure 2.7). Il est destiné à la mesure des diélectrons dans la partie centrale du détecteur ALICE. Il propose une mesure des dileptons complémentaire au spectromètre à muons. Il permettra en effet la spectroscopie des résonances vectorielles, la mesure de l'hadroproduction de mésons charmés et beaux via leur désintégration semi-électronique. Il assure également l'identification des mésons J/ψ issus de la décroissance du B , éliminant ainsi une source de bruit de fond effective sur la mesure des J/ψ directs.

Des photons X ($2 < E_\gamma < 30$ keV) sont émis lors du passage d'une particule chargée (e^\pm , π^\pm de facteur de contraction de Lorentz $\gamma \gtrsim 1000$) dans un radiateur constitué d'un empilement de feuilles de polypropylène séparées par des volumes de CO_2 (figure 2.8). Le TRD assure une séparation e/π pour $p > 0.5$ GeV/c. Les photons produits sont alors détectés dans des chambres à fils utilisant un mélange à

^{‡‡}L'occupation est définie comme le rapport du nombre de segments de lecture et d'intervalles de temps au-dessus du seuil sur le nombre total d'intervalles dans l'espace des segments et du temps.

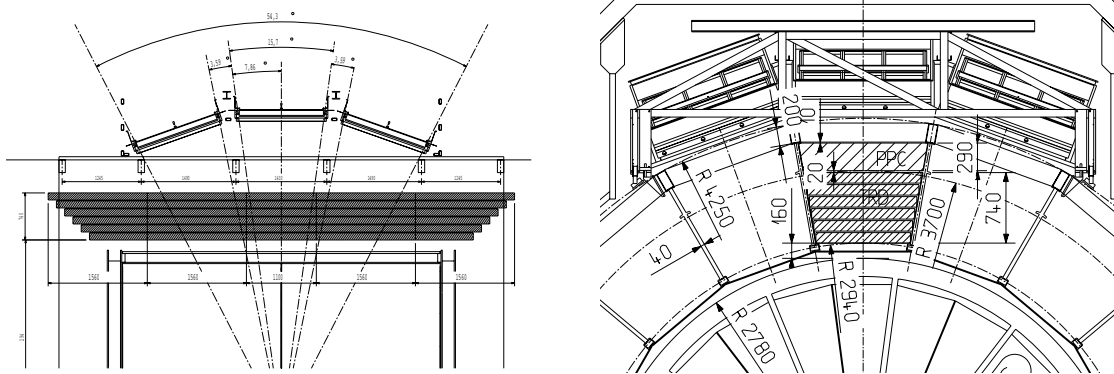


Figure 2.7 : Vue en coupe selon la direction z des 6 couches du TRD (à gauche). Les limites et la disposition des modules ont été choisies pour s'ajuster au HMPID. Représentation en coupe du TRD dans la direction ϕ (à droite). Il se situe entre la surface externe de la TPC et les PPC du TOF.

base de Xénon (absorption du rayonnement de transition). Les clusters induits sur la cathode continue de la MWPC sont en fait la superposition de la charge déposée par la particule chargée primaire et de celle provenant des rayons X. La discrimination e/π est réalisée à l'aide d'une TEC (**T**ime **E**xpansion **C**hamber). L'analyse du signal de charge induit sur la cathode continue de la MWPC en fonction du temps de dérive dans le volume de la TEC permet de signer les e^\pm .

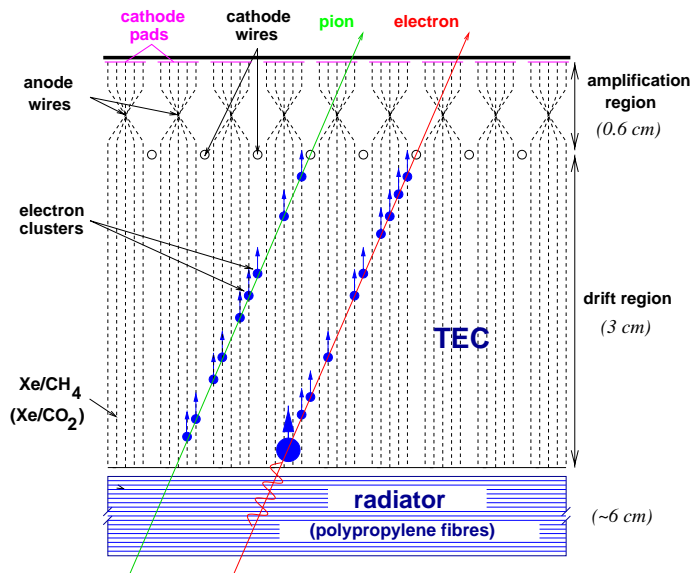


Figure 2.8 : Principe de fonctionnement du TRD.

2.2.4 Le spectromètre à photons

Le calorimètre électromagnétique PHOS (**PHO**ton **S**pectrometer) a été conçu pour mesurer avec précision et identifier efficacement les photons d'énergie comprise entre ~ 0.5 et 10 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 π^0 et η qui décroissent, avec une grande probabilité, en deux photons très près du vertex d'interaction ($\ll 1 \mu\text{m}$). On peut ainsi identifier les mésons π^0 (η) de $1 < p_T < 20$ GeV/ c ($2 < p_T < 20$ GeV/ c). La limite inférieure sur l'impulsion transverse provient de l'angle solide fini couvert par le PHOS.

PHOS est un calorimètre électromagnétique de granularité très fine composé de 17280 cristaux de tungstate de plomb PbWO_4 (PWO) de dimensions $2.2 \times 2.2 \times 18$ cm³ (20 longueurs de radiation). La lumière produite dans chaque cristal est détectée par une photodiode de grande surface sensible (16.1×17.1 mm²) munie d'un préamplificateur. Le calorimètre électromagnétique PHOS est situé dans la partie centrale du détecteur ALICE à une distance de 460 cm du point d'interaction. Sa couverture angulaire en pseudo-rapacité est réduite à l'intervalle $|\eta| \leq 0.12$ pour un angle azimutal de 100° (cf. figure 2.9). La surface totale est de ~ 8 m² et le volume total de cristal est de ~ 1.5 m³.

Le détecteur CPV (**C**harged **P**article **V**eto) placé sur la face avant du spectromètre PHOS doit permettre la discrimination des photons du fond hadronique chargé (en plus des coupures sur la taille transverse et longitudinale des gerbes électromagnétiques contenues dans le PHOS). La faible épaisseur du CPV ($< 5\%$ de X_0) ne déforme pas le développement de la gerbe des photons dans le PHOS.

2.2.5 Les calorimètres à zéro degré

L'expérience ALICE sera dotée de deux calorimètres hadroniques à zéro degré (**Z**ero **D**egree **C**alorimeters) pour déterminer la centralité de la collision. Les protons et neutrons spectateurs seront séparés des faisceaux d'ions par le dipôle D1 de l'optique de faisceau du LHC et détectés par deux calorimètres distincts : un calorimètre à protons (ZP) et un calorimètre à neutrons (ZN). Les détecteurs seront placés devant l'aimant séparateur D2 à 115 m du point d'interaction (figure 2.10).

Les ZDC sont des calorimètres spaghetti à fibres de quartz qui recueillent la lumière Cherenkov produite par les gerbes hadroniques dans des fibres optiques de silice. Cette technique offre une grande résistance aux radiations (la dose déposée dans le ZN est de l'ordre de 1 Mrad/jour pour une luminosité du LHC de $\mathcal{L} = 10^{27}$ cm⁻²s⁻¹), une réponse rapide et un faible développement latéral des gerbes (l'espace disponible dans cette région étant réduit, le détecteur doit être très compact). Le ZN placé à 116.1 m du point de collision est constitué de fibres de quartz plongées dans une matrice de tantale de dimensions $7 \times 7 \times 100$ cm³ permettant d'absorber 80 % de la gerbe produite par les neutrons spectateurs. Les fibres de diamètre $365 \mu\text{m}$ sont orientées à 0° par rapport à l'axe du faisceau. Le rapport de remplissage quartz/absorbeur est de $1/22$, il constitue un bon compromis entre les performances requises et le coût de construction. La résolution en énergie attendue est de $\sim 10\%$

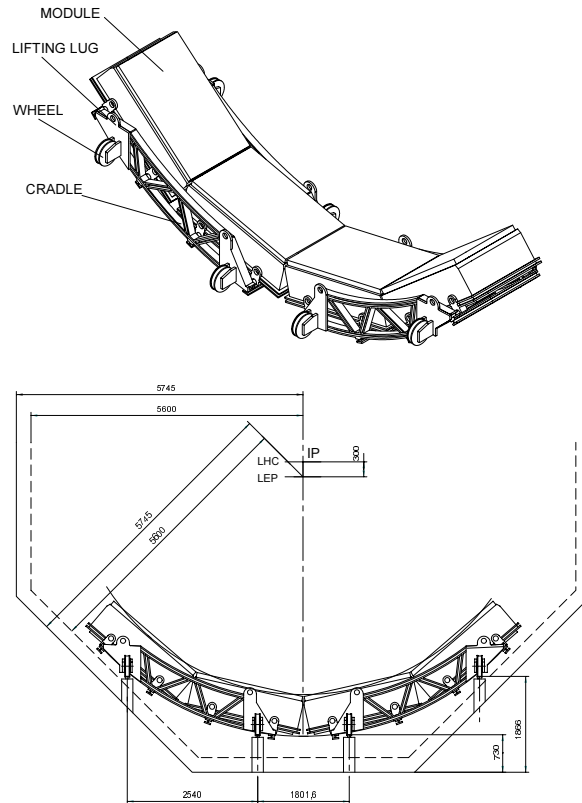


Figure 2.9 : Configuration du calorimètre PHOS. Il présente une géométrie simple constituée de 4 modules rectangulaires identiques de taille $1 \times 2 \text{ m}^2$. Chaque module fait face au point d'interaction de sorte que l'angle d'incidence des particules n'exécède pas $\sim 13^\circ$.

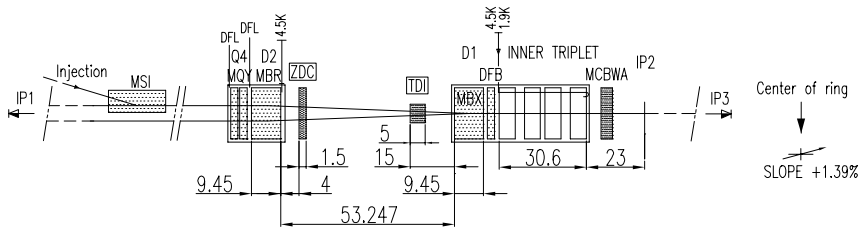


Figure 2.10 : Coupe longitudinale de la voie de faisceau entre le point d'intersection IP2 et l'aimant D2.

pour des neutrons de 10 TeV. Le ZP est placé à 115.6 m du point de collision. Pour détecter la fraction maximale de protons spectateurs et obtenir des performances en terme d'absorption et de résolution comparables au ZN, le calorimètre à protons est un volume de $20.8 \times 12 \times 150 \text{ cm}^3$ centré à 19 cm de l'axe du faisceau et composé de fibres de quartz prises dans une matrice de laiton. Les fibres de diamètre $550 \mu\text{m}$ sont orientées à 0° par rapport à l'axe du faisceau. Le rapport de remplissage

quartz/laiton est de 1/22. Deux jeux de calorimètres seront placés de part et d'autre du point d'interaction pour améliorer la résolution sur le paramètre d'impact. De plus, les corrélations entre les deux systèmes seront utilisées pour rejeter une partie du bruit de fond provenant des interactions du faisceau avec le gaz résiduel dans le tube à vide. Une vue en coupe de la ligne de faisceau à $z \simeq 115$ m du point d'interaction est représentée sur la figure 2.11.

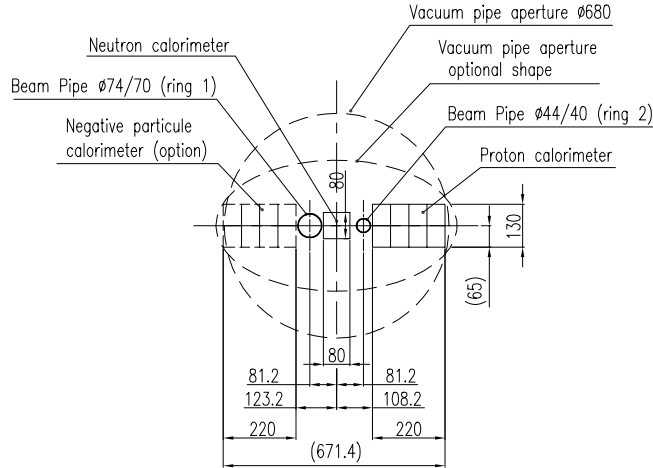


Figure 2.11 : Coupe transverse de la ligne de faisceau à 115 m du point d'interaction. La disposition des calorimètres hadroniques à zéro degré est représentée.

2.2.6 L'identification des particules dans l'expérience ALICE

Identification des particules de grande impulsion

Le HMPID (**H**igh **M**omentum **P**article **I**dentification **D**etector) est le détecteur de l'expérience ALICE dédié à l'identification des particules d'impulsion comprise entre 1 et 5 GeV/c. Des détecteurs RICH (**R**ing **I**maging **C**herenkov) à photocathodes de CsI ont été choisis pour équiper chacun des 7 modules du système. Les modules ont une taille de 1.3×1.3 m² et sont arrangés sur une calotte sphérique dans la partie supérieure du tonneau central du détecteur ALICE comme le montre la figure 2.12. Pour fonctionner dans un environnement à faible densité de traces, le détecteur doit être placé le plus loin possible du point d'interaction. Selon les modèles actuels décrivant les collisions Pb-Pb centrales à 2.75 TeV/nucléon, une multiplicité de particules maximale de 100/m² est attendue dans le HMPID lorsqu'il est situé à 5 m du point de collision.

La figure 2.13 présente les principales caractéristiques d'un module du HMPID. Les photons Cherenkov sont émis lorsque les particules chargées traversent une couche de 10 mm de C₆F₁₄. Ce milieu radiateur liquide est caractérisé par un indice de réfraction et une faible chromaticité. L'indice de réfraction détermine le seuil en impulsion ($p_{\text{seuil}} \simeq 1.26 \times m$ GeV/c, où m est la masse de la particule chargée

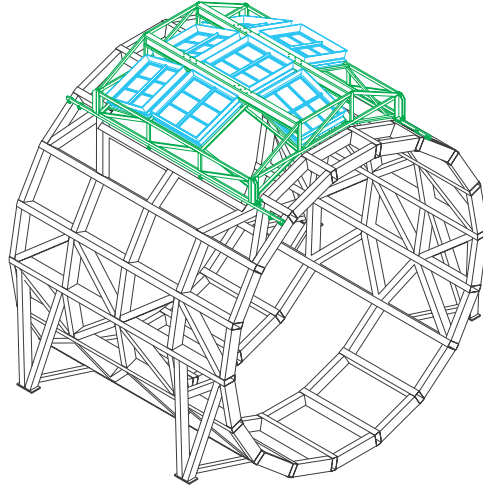


Figure 2.12 : Perspective axonométrique de la structure porteuse du HMPID.

exprimée en GeV/c^2). Les photons UV sont détectés par un photodétecteur constitué d'une chambre proportionnelle multifils (diamètre des fils $d = 20 \mu\text{m}$, distance entre les fils $s = 4 \text{ mm}$ et distance anode-cathode $h = 2 \text{ mm}$). Les photons sont ensuite convertis en électrons sur la photocathode solide composée d'une fine couche de CsI (500 nm) évaporée sur une cathode segmentée (pads de $8 \times 8 \text{ mm}^2$). La distance entre le radiateur et la MWPC permet d'obtenir des anneaux de rayon 100 mm à 150 mm. Les électrodes de collection situées à proximité de la fenêtre de quartz empêchent les électrons produits au passage des particules ionisantes de pénétrer le volume sensible de la MWPC.

Identification par la mesure du temps de vol

Le détecteur TOF (**T**ime **O**f **F**light) permet l'identification des hadrons (π , K , p , ...) d'impulsion comprise entre $0.5 \text{ GeV}/c$ et $2.5 \text{ GeV}/c$ par la mesure de leur temps de vol. Le TOF couvre une surface cylindrique ($R_{\text{in}} = 370 \text{ cm}$ et $R_{\text{ext}} = 399 \text{ cm}$) et dispose de toute la couverture angulaire en pseudo-rapacité du tonneau central ($|y| \lesssim 1$) pour l'étude des observables d'intérêt dans le cadre d'une analyse événement par événement. Une résolution temporelle globale de 150 ps garantit une séparation K/π à 3σ jusqu'à $p = 1.7 \text{ GeV}/c$.

Le TOF couvre une surface totale de $\sim 176 \text{ m}^2$ segmentée en 160 000 cellules de $35 \times 25 \text{ mm}^2$ et de résolution temporelle $\sim 100 \text{ ps}$. L'unité de base du système TOF est une bande de MRPC (**M**ultigap **R**esistive **P**late **C**hamber) de 1220 mm de long et 100 mm de large.

2.2.7 Le détecteur de multiplicité de photons

Le PMD (**P**hoton **M**ultiplicity **D**etector) est un détecteur de pieds de gerbes de fine granularité couvrant l'acceptance en pseudo-rapacité $1.8 \leq \eta \leq 2.6$ et la totalité

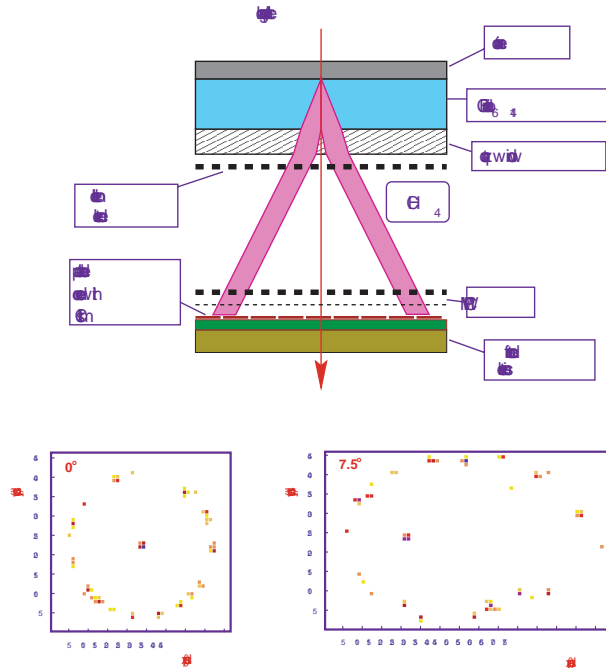


Figure 2.13 : Schéma de principe d'un détecteur RICH. Il est doté d'un radiateur liquide et d'une MWPC à photocathode de CsI (en haut). Pattern d'un événement détecté dans le RICH pour deux angles d'incidence : 0° et 7.5° (en bas). Le cluster central est induit sur la cathode de la chambre à fils par la particule incidente qui a émis les photons Cherenkov.

de l'angle azimutal. Il est monté sur la porte de l'aimant L3 à $z = -5.8$ m. Le PMD permet de mesurer la multiplicité des photons et leur distribution spatiale événement par événement. Il permet également d'obtenir une estimation de l'énergie transverse électromagnétique.

2.2.8 Déclenchement et acquisition

Le système de déclenchement et d'acquisition de l'expérience ALICE a été conçu pour fonctionner à la fois en mode de collision proton-proton et ion-ion. Le tableau 2.4 récapitule les luminosités et les taux de déclenchement envisagés pour les différents faisceaux [9].

En mode ion-ion, le système de déclenchement est capable de sélectionner la centralité de la collision (à l'aide du ZDC). Le système d'acquisition stocke alors les données collectées avec une bande-passante élevée. Les deux systèmes ont aussi la capacité de rendre prioritaire certains types d'événements comme les dimuons de grand p_T . En mode proton-proton, le système de déclenchement sélectionne les événements *minimum bias* avec la possibilité une fois encore de rendre prioritaire certains événements rares comme la production de dimuons. Pendant cette période, l'expérience ALICE produira cinq fois moins de données.

Les systèmes d'acquisition (**Data Acquisition System**), de contrôle (**Detector**

Mode de collision		Pb-Pb	Ca-Ca	p-p
Fréquence de croisement	[ns]	125	125	25
Luminosité	[$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]	10^{27}	$2.7 \cdot 10^{27} - 10^{29}$	10^{31}
Taux d'interaction	[Hz]	8000	$8000 - 3 \cdot 10^5$	10^6
Latence L0	[μs]	1.2		
Taux de déclenchement maximum L0	[kHz]	1.3	1.3-3.0	1.2
Latence L1	[μs]	5.5		
Taux de déclenchement maximum L1	[kHz]	1.1	1.1-0.7	1.1
Latence L2	[μs]	≤ 100		
Taux de déclenchement maximum L2	[kHz]	40	40	≤ 500
Taille d'un événement maximum	[Mb]	64	6	0.5

Tableau 2.4 : Paramètres de déclenchement prévus dans l'expérience ALICE.

Control System) et de déclenchement du détecteur ALICE sont des sous-systèmes articulés selon le diagramme de la figure 2.14.

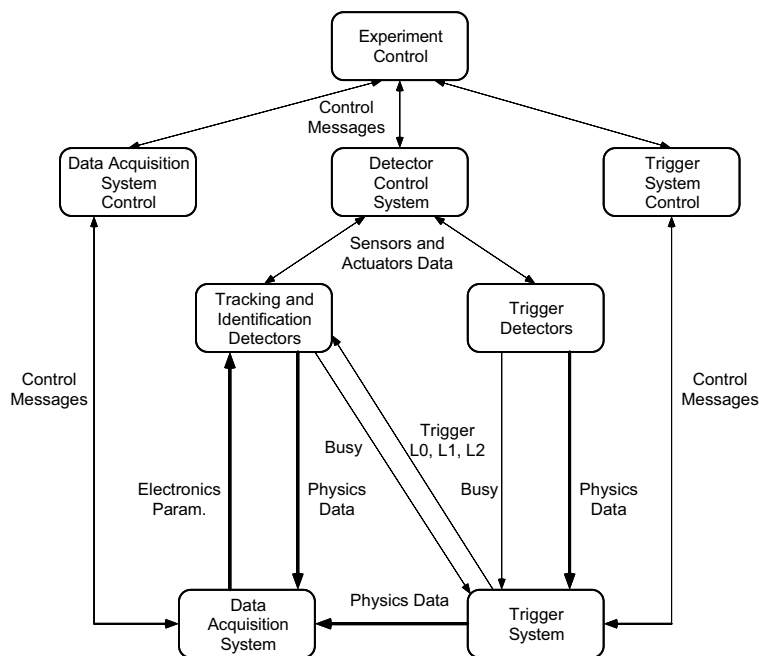


Figure 2.14 : Architecture générale du système de déclenchement, de contrôle et d'acquisition du détecteur ALICE.

Système de déclenchement

Le système de déclenchement central de l'expérience ALICE gère le transfert des données des sous-détecteurs vers les FEDC (**F**ront **E**nd **D**igital **C**rates) du DAQ. Les taux d'événements relativement bas ont conduit la Collaboration ALICE à équiper la plupart des sous-détecteurs d'une électronique munie d'une logique «*track-and-hold*» plutôt que de pipelines (files d'attente où transitent les informations complètes issues du détecteur). La principale surcharge («*overhead*») subie par chaque détecteur correspond au temps de lecture de l'événement. Bien que le volume de données produit par événement soit grand, le temps entre deux événements est considérable. Ainsi, le stockage dans une zone tampon («*buffering*») permet de soulager le trafic instantané de données tout en conservant le débit. Cela a des conséquences sur la conception du système de déclenchement et d'acquisition.

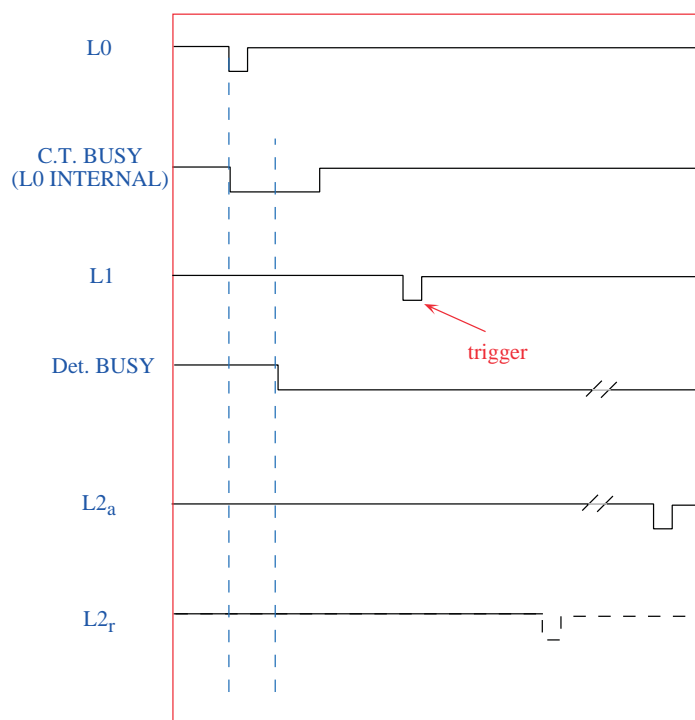


Figure 2.15 : Séquence des signaux échangés entre un sous-détecteur et le système de déclenchement central.

L'échange des signaux entre le système de déclenchement central et les sous-détecteurs suit le protocole décrit sur la figure 2.15. Il consiste en trois niveaux de décision successifs :

- **niveau 0 (L0)**

Le L0 délivre le plus tôt possible ($1.2\ \mu\text{s}$ après l'interaction) le signal de validation («*strobe*») à l'électronique frontale des sous-détecteurs. Le temps de latence est fixe, il correspond à la limite technologique d'un câble coaxial de

cuivre ($1.2 \mu\text{s}$). Les sous-détecteurs répondent en envoyant au système de déclenchement central le signal BUSY qui indique qu'ils ne doivent plus recevoir d'autres signaux de déclenchement.

- **niveau 1 (L1)**

Le L1 possède aussi un temps de latence fixe ($\sim 5 \mu\text{s}$). A ce niveau, les informations collectées à propos de l'interaction permettent d'identifier le type de déclenchement. Une réduction importante des données peut donc avoir lieu. Le signal de déclenchement est délivré aux sous-détecteurs $\leq 5.5 \mu\text{s}$ après l'interaction via le système RD-12 TTC (**T**ri**g**ger **T**iming and **C**ontrol) [20]. Un numéro d'événement unique est attribué, il consiste en un numéro d'orbite et un numéro de croisement des faisceaux.

- **niveau 2 (L2)**

Le L2 arrive au plus $100 \mu\text{s}$ après le temps d'interaction. La décision de déclenchement de niveau 2 permet d'éviter l'empilement dans la TPC. En raison du temps de dérive dans la TPC, jusqu'à $\sim 100 \mu\text{s}$ après l'instant de l'interaction, des événements d'empilement peuvent se superposer à la collision intéressante. Les multiplicités des particules produites dans les collisions ion-ion sont telles que la reconstruction de plusieurs événements superposés n'est pas satisfaisante. Un signal de rejet ($L2_r$) peut être émis avant la latence fixe ($\sim 100 \mu\text{s}$) après laquelle le niveau L2 est délivré ($L2_a$). Le niveau $L2_a$ déclenche le transfert de données (après réduction et compression) vers le système d'acquisition.

Architecture du système d'acquisition

La Collaboration ALICE utilise un système d'acquisition (**D**ata **A**c**Q**uisition) présenté sur la figure 2.16. Le transfert de données (lancé par le niveau de déclenchement de niveau 1) depuis l'électronique frontale¹ (**F**ront-**E**nd **E**lectronics) des sous-détecteurs vers le système d'acquisition est effectué en parallèle via plusieurs centaines de liens optiques (**D**etector **D**ata **L**ink). Le système DAQ attend alors la décision de déclenchement finale (L2) pour commencer la reconstruction des événements dans les LDC (**L**ocal **D**ata **C**oncentrator). Les sous-événements sont alors reçus par les GDC (**G**lobal **D**ata **C**ollectors) et associés pour former des événements complets. Après reconstruction, les données sont compressées d'un facteur 2. Les événements sont ensuite enregistrés sur support permanent (**P**ermanent **D**ata **S**torage).

Les périodes de prises de données ions lourds ne représentent que 10 % de l'année. Le système d'acquisition a donc dû être développé pour :

- avoir une bande-passante élevée afin de collecter le maximum d'événements ;
- économiser la puissance de calcul. En effet, il faut environ dix fois plus de temps pour analyser des données que pour les collecter. Ainsi, les opérations

¹Dont les fonctions incluent l'amplification, la mise en forme, le multiplexage, la numérisation et la soustraction de piédestaux.

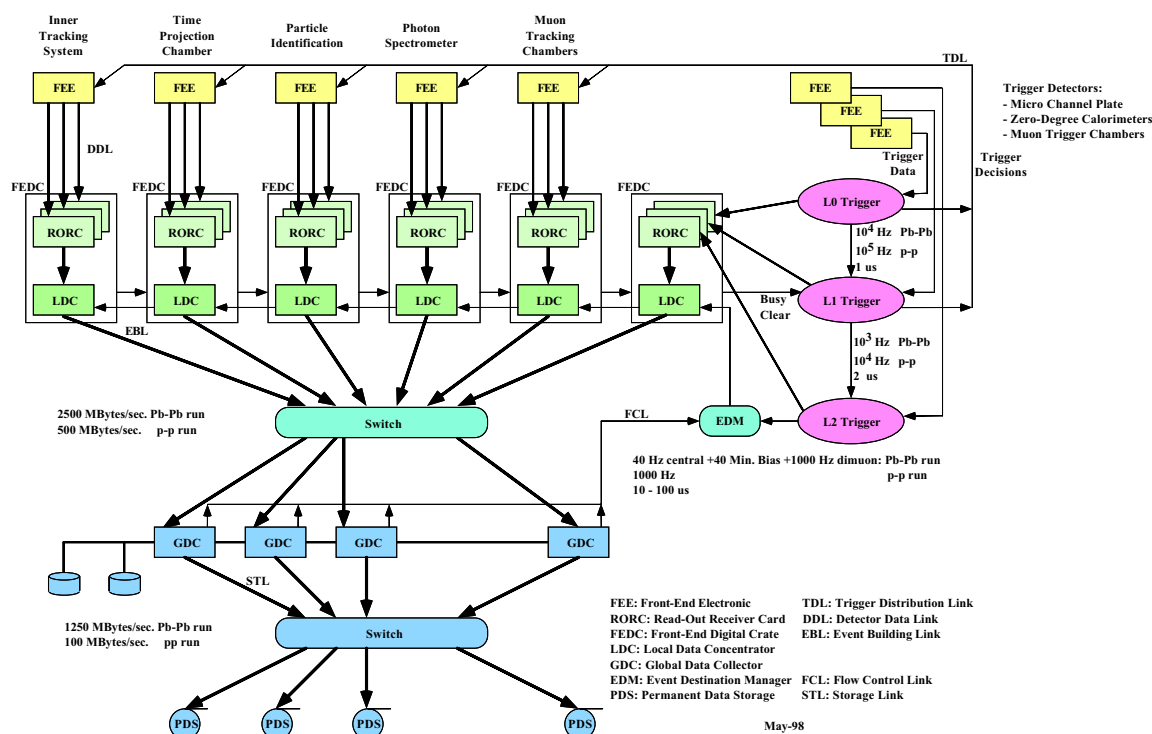


Figure 2.16 : Architecture générale du système d'acquisition.

très exigeantes en CPU (filtrage de l'événement, réduction des données) seront réalisées hors-ligne.

Lors des périodes ions lourds, le système d'acquisition devra gérer deux types d'événements. Les interactions Pb-Pb produisant un volume de données énorme (~ 40 MBytes par événement) mais dont le taux moyen est relativement faible (40 Hz de collisions centrales plus 40 Hz d'événements minimum bias dont la taille moyenne est de 10 MBytes). Le second type d'événements concerne la production de dimuons où seuls le spectromètre à muons, les plans de pixel (pour déterminer la position du vertex) et les détecteurs de déclenchement (FMD + ZDC) sont lus. Malgré un taux de déclenchement élevé (1000 Hz), ces événements intercalés aux précédents ne représentent que 10 % du débit total de données. Le système de déclenchement doit être capable d'opérer un multiplexage de plusieurs sources de données vers diverses destinations avec une bande-passante globale de 2.5 GByte/s réduite à 1.25 GByte/s avant stockage. Cela correspond à une quantité de données d'environ 2 PByte/an.

2.2.9 Le framework AliRoot

La Collaboration ALICE a décidé d'intégrer le programme de simulation et de reconstruction dans un seul et même environnement Orienté-Objet implémenté en C++, *AliRoot* [21] utilisant les services standardisés du système ROOT [22]. ROOT offre les fonctionnalités de base nécessaires au développement du framework OO :

- conteneurs et I/O ;

- visualisation (2D et 3D) ;
- analyse statistique (histogrammes, ntuples, ajustement, rebinning, ...).

Le framework AliRoot permet la description et la simulation des sous-détecteurs à l'aide de GEANT 3.21 [23]. Dans la perspective d'évoluer à plus long terme vers l'utilisation de GEANT 4 [24] une interface abstraite dite «*Monte-Carlo virtuel*» a été introduite. GEANT 3.21 en est alors une classe dérivée (`class TGeant3`). De cette façon, une même version du programme de simulation du détecteur ALICE peut être utilisée avec différents codes de transport (GEANT 3.21, GEANT 4 ou FLUKA [25]). Parmi les avantages techniques de la conception orientée objet du framework AliRoot, on notera :

- le développement rapide et fiable, grâce au prototypage et à la réutilisabilité ;
- la flexibilité de l'application, les objets pouvant être modifiés sans avoir à examiner la totalité du code ;
- l'adéquation du système modélisé aux besoins de l'utilisateur/développeur.

La simulation

♠ Les générateurs d'événements

AliRoot permet l'étude des processus de physique ou de bruit de fond qui se produisent lors des collisions d'ions lourds ou proton-proton. La classe `AliGenerator` sert d'interface virtuelle aux générateurs de particules primaires. Les objets du type `AliGenerator` produisent des particules qui sont ensuite placées sur une pile («*Particle Stack*») avant transport. Les méthodes de la classe `AliGenerator` permettent de générer les particules primaires dans une région cinématique délimitée (intervalles de θ , φ , y , p , p_T). La position du point de collision ainsi que son déplacement (événement par événement ou trace par trace) sont également des paramètres de la simulation. Dans le cadre de ce travail de thèse, les principales implémentations utilisées concernent :

- les générateurs externes appelés via la classe `TGenerator` de ROOT (`class TPythia` pour PYTHIA 5.7 [26], `class TPythia6` pour PYTHIA 6.127, `class THijing` pour HIJING [31]) ;
- les générateurs exploitant des fichiers externes (au format ROOT ou ASCII) d'événements (`class AliGenExtFile`, `class AliGenHalo` et `class AliGenFLUKAsource`) ;
- les générateurs de particules (résonances de saveurs lourdes J/ψ et Υ) d'après des distributions empiriques d'impulsion transverse et de rapidité. La décroissance des particules est assurée par JETSET 7.4 (routine `luexec`) ;
- les générateurs de particules (μ^\pm , e^\pm , p , ...) en un point (x, y, z) fixé (`class AliGenFixed`) ou dans une boîte de taille donnée (`class AliGenBox`).

♠ La simulation des détecteurs

Dans le cadre du framework AliRoot, chaque sous-détecteur est un module indépendant. Les modules contiennent leurs propres structures de données *i.e.* «*hits*» (signaux précis extraits du Monte Carlo), «*digits*» (simulés ou réels), points d'impact reconstruits, clusters simulés ainsi que toutes les structures intermédiaires. Un module contient également les procédures pour transformer ses structures, construire sa propre géométrie et la représenter. Il existe plusieurs versions d'un module qui sont des sous-classes de la classe de base (*p.ex.* `AliMUONv0`, `AliMUONv1` sont les deux versions du module MUON dérivant de la classe `AliMUON`). La simulation des détecteurs s'appuie sur le programme GEANT 3.21 via l'interface `TGeant3` codée en C++. La configuration des détecteurs s'effectue interactivement à l'aide d'un simple script en C++ (macro `Config.C`).

La reconstruction

La reconstruction est un ensemble d'algorithmes propres à chaque sous-détecteurs opérant la transformation des données (*digits*) issues d'un détecteur en grandeurs physiques significatives utilisées par les analyses ultérieures. Dans le cadre du spectromètre à muons, l'algorithme de tracking (décrit dans le chapitre 3) reconstruit les traces des muons et extrait leur cinématique.

2.3 Conclusion

Les instruments décrits dans ce chapitre occuperont pour la plupart le volume du solénoïde L3. Les grandeurs extraites après reconstruction rendront accessibles la mesure d'observables hadroniques (globales ou signaux exclusifs) mais aussi de signatures électromagnétiques (dileptons, γ) dans un environnement de très fortes multiplicités ($dN_{ch}/dy \sim 8000$). Le détecteur ALICE est complété à l'avant par un spectromètre à muons décrit précisément dans le chapitre suivant.

Bibliographie

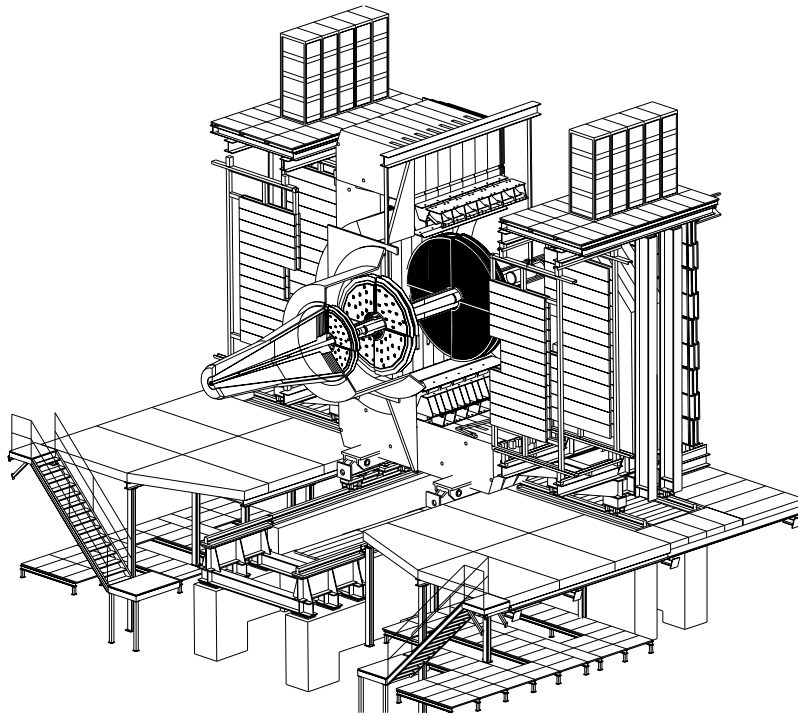
- [1] The LHC Conceptual Design Report – The Yellow Book Conceptual, CERN/AC/95-05(LHC), 20 octobre 1995.
- [2] ATLAS, Technical Proposal for General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN, CERN/LHCC 94-43 LHCC/P2, 15 décembre 1994.
- [3] CMS, The Compact Muon Solenoid Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38 LHCC/P1, 15 décembre 1994.
- [4] LHCb A dedicated LHC Collider Beauty Experiment for precision measurements of CP violation, Letter of Intent CERN/LHCC 95-5 LHCC/I8, 25 août 1995.
- [5] LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-4, 20 février 1998.
- [6] Letter of Intent for A Large Ion Collider Experiment, CERN/LHCC/93-16 LHCC/I 4, 1^{er} mars 1993, Rev. 31 mars 1993.
- [7] S. Myers, The LEP Collider from Design to Approval and Commissioning.
- [8] D. Denegri, Standard Model Physics at the LHC (pp Collisions), Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop (Aachen, Germany, 1990), ed. G. Jariskog and D. Rein, CERN 90-10/ECFA 90-133 (1990), vol. I, p. 56.
- [9] ALICE Collaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC/95-71.
- [10] D. Brant, Review of the LHC Ion Programme, LHC Project Report 450.
- [11] CERN/LHCC 96-32, 15 octobre 1996.
- [12] K.J. Eskola, K. Kajantie, P.V. Ruuskanen et K. Tuominen, JYFL-8-99, hep-ph/9909456.
- [13] R. Vogt, B.V. Jacak, P.L. McGaughey et P.V. Ruuskanen, Phys. Rev. **D 49** (1994) 3345;
S. Gavin, P.L. McGaughey, P.V. Ruuskanen et R. Vogt, Phys. Rev. **C 54** (1996) 2606;
K. Gallmeister, B. Kämpfer et O.P. Pavlenko, Phys. Rev. **C 57** (1998) 3276.
- [14] M. Gyulassy, P. Lévai et I. Vitev, hep-ph/9907461, hep-ph/9907343.
- [15] N. van Eijndhoven et al., Internal note ALICE 95-32.

- [16] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **D 27** (1983) 140.
- [17] K. Kajantie, R. Raitio et P.V. Ruuskanen, Nucl. Phys. **B 222** (1983) 152 ;
M. Kataja, P.V. Ruuskanen, L. McLerran et H. von Gersdorff, Phys. Rev. **D 34**
(1986) 2755.
- [18] P.G. Jones pour NA49, Proc. *Quark matter '96*, Nucl. Phys. **A 610** (1996) 188c.
- [19] ALICE Technical Design Reports 1–8. <http://alice.web.cern.ch/Alice/TDR/>.
- [20] Projet RD-12, RD-12 status report, CERN/LHCC/2000-002.
- [21] ALICE Off-line Project, <http://AliSoft.cern.ch/offline/>.
- [22] An Object-Oriented Data Analysis Framework, ROOT version 2.23/06.
<http://root.cern.ch>
- [23] S. Giani et coll., Manuel de référence GEANT 3.21 (1993), programme CERN.
<http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant>.
- [24] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4>.
- [25] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft, P.R. Sala FLUKA : present status and future developments Proc. IV Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, La Biodola, Italy, 21-26 Sept. 1993, Ed. A. Menzione and A. Scribano, World Scientific, p. 493 ;
A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft and P.R. Sala FLUKA : performances and applications in the intermediate energy range Proc. of an AEN/NEA Specialists' Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities, Arlington, Texas, 28-29 April 1994. OECD Documents, Paris 1995, p. 287.
- [26] T. Ströstrand, Computer Physics Commun. 82 (1994) 74.
- [27] Comp. Phys. Comm. 83, 307 (1994), HIJING 1.0 : A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions.

Chapitre 3

Le spectromètre à muons du détecteur ALICE

Les expériences menées auprès du SPS au CERN ont finalement mis en évidence le plasma de quarks et de gluons — qui a existé dans l'univers primordial et est toujours présent au cœur des étoiles à neutrons. Les deux décades passées ont connu une activité frénétique afin d'identifier les signatures de la transition de phase quark-hadron. La suppression "anormale" du J/ψ a sans doute été à cet égard un des signaux les plus chaudement débattus. Afin de mesurer la production de quarkonia via leur désintégration en paires de muons, le détecteur ALICE sera doté d'un spectromètre à muons dont la description détaillée fait l'objet du chapitre.



Sommaire

3.1	Introduction	69
3.2	Les absorbeurs	69
3.2.1	L'absorbeur frontal	69
3.2.2	Le blindage du tube de faisceau	70
3.2.3	Le filtre à muons	71
3.3	L'aimant dipolaire	72
3.4	Les chambres de trajectographie	72
3.4.1	Implantation et géométrie des chambres	73
3.4.2	L'alternative	73
3.5	Le système de déclenchement	74
3.5.1	Les stations de trigger	75
3.5.2	Le détecteur V0	77
3.6	Trajectographie	77
3.6.1	Algorithme de tracking	78
3.6.2	Résolution en masse	78
3.6.3	Efficacité de reconstruction	78
3.7	Conclusion	80

3.1 Introduction

Le spectromètre à muons est destiné à la mesure des paires de muons de haute masse, en particulier la production des résonances de saveurs lourdes (J/ψ , Υ) indispensable à l'étude des premiers instants de la collision nucléaire [1, 2]. Il comprend un absorbeur frontal placé près du point de collision pour arrêter les hadrons et les photons, dix chambres de trajectographie de haute résolution avant, après et à l'intérieur d'un aimant dipolaire permettant une mesure précise de l'impulsion et enfin un filtre à muons suivi de quatre chambres de trigger (figure 3.1). L'optimisation du bras dimuons est basée sur les critères suivants :

- une **réduction optimale du bruit de fond combinatoire** provenant de la désintégration muonique en vol des mésons π et K ;
- une **densité de particules** après l'absorbeur frontal inférieure à 10^{-2} particules/cm² ;
- une **résolution en masse** dans la région du Υ inférieure à $100 \text{ MeV}/c^2$;
- un **taux de trigger** dimuons dans la limite imposée par la bande passante du système d'acquisition du bras dimuons ($\sim 1 \text{ kHz}$) ;
- une **bonne acceptation** sur les résonances de saveurs lourdes J/ψ et Υ jusqu'aux bas p_T .

3.2 Les absorbeurs

Le bras dimuons contient trois absorbeurs : l'absorbeur frontal qui couvre l'acceptance $\theta = 2^\circ - 9^\circ$, le blindage du tube de faisceau et le filtre à muons.

3.2.1 L'absorbeur frontal

L'absorbeur frontal doit réduire le flux de particules dans le spectromètre d'au moins deux ordres de grandeur. Sa face avant se situe à $z = 90 \text{ cm}$ du vertex d'interaction afin de faire interagir les pions et les kaons avant leur désintégration muonique, minimisant ainsi le bruit de fond combinatoire. La géométrie et la composition de l'absorbeur frontal sont présentées sur la figure 3.2. On trouve :

- **Le blindage interne ($\eta > 4$)**
En tungstène, il absorbe les particules émanant du tube à vide ;
- **Le cône central ($\eta = 2.5 - 4$)**

Il est composé de 225 cm de carbone suivis de 150 cm de béton pour une longueur d'absorption totale de $9 \lambda_{\text{int}}$. Pour réduire les taux de photons et de neutrons de basse énergie, la partie arrière du cône central ($z > 3.7 \text{ m}$) est équipée de plaques de plomb (épaisseur totale de 20 cm) alternées de couches de polyéthylène boré. Le bore a la propriété d'absorber les neutrons thermiques sans produire un rayonnement γ important. La teneur élevée en hydrogène du polyéthylène ralentit une fraction des neutrons rapides dans une gamme d'énergies où ils peuvent être absorbés par le bore ;

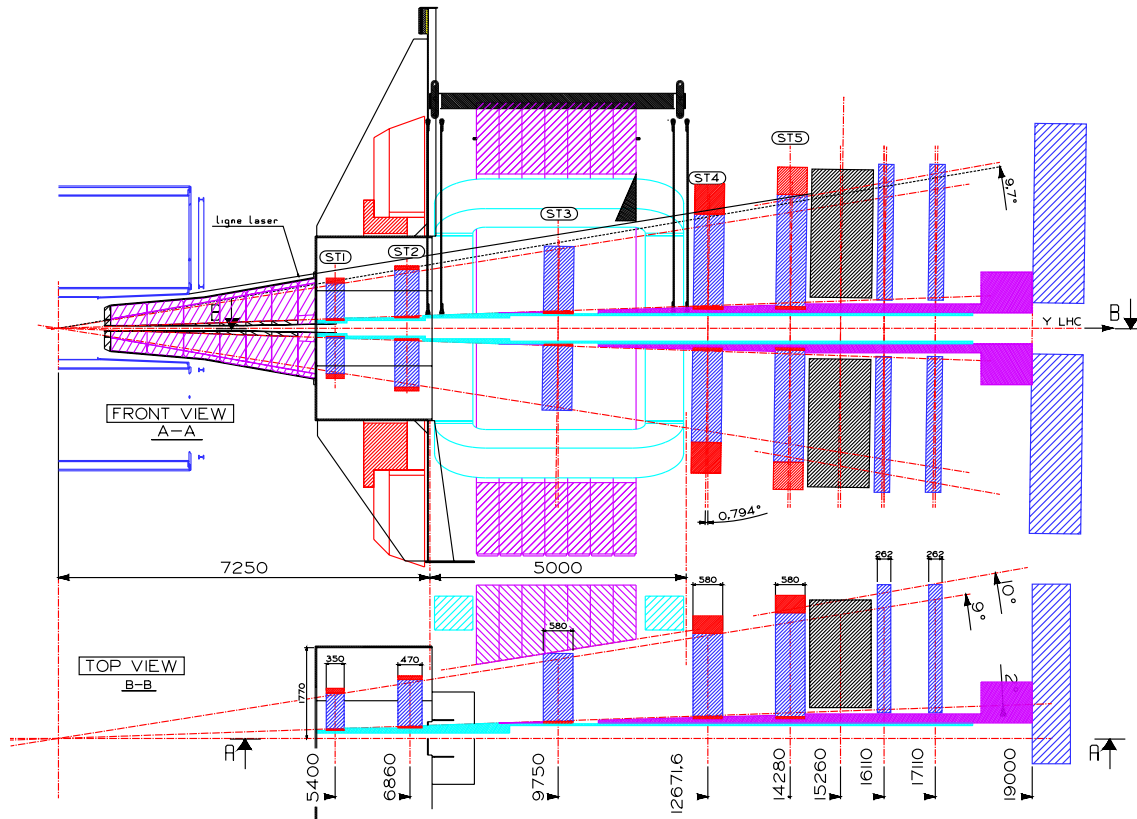


Figure 3.1 : Coupe longitudinale du spectromètre à muons.

- **Le blindage externe**

En plomb et polyéthylène boré, il est destiné à protéger les détecteurs centraux d'ALICE (plus particulièrement la TPC) contre la rétrodiffusion de particules chargées et neutres.

3.2.2 Le blindage du tube de faisceau

Le blindage du tube de faisceau est destiné à absorber les particules émises aux rapidités $\eta > 4$ et ainsi réduire le bruit de fond dans le spectromètre à muons à un niveau acceptable. La géométrie et la composition de l'absorbeur à petit angle sont optimisées afin d'obtenir une suppression du bruit de fond maximale. Cela est rendu difficile du fait des densités de particules très élevées produites lors des collisions centrales Pb-Pb. En effet, plus de 5000 particules sont créées dans la région de pseudorapacité $4 < \eta < 7$ [3]. Une géométrie dite *ouverte* a été retenue. Le cône interne s'ouvre jusqu'à $z \simeq 18$ m. Cette configuration est représentée sur la figure 3.3.

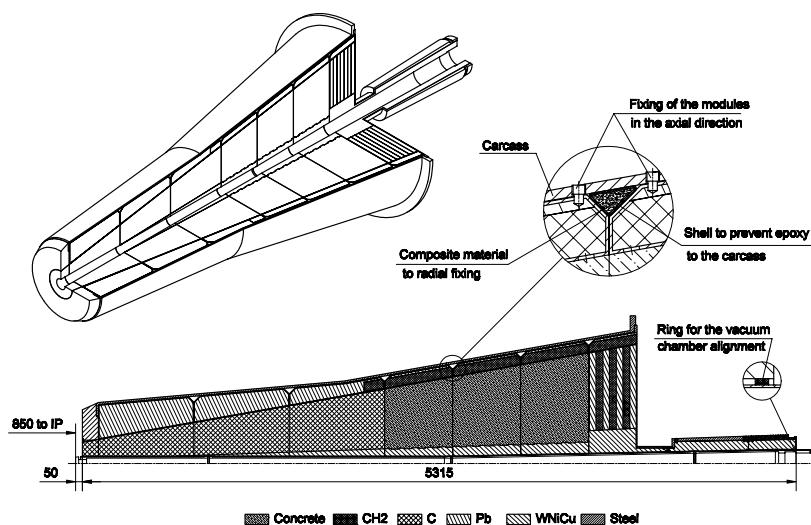


Figure 3.2 : Vues en coupe de l'absorbeur frontal. Il a pour longueur 4.13 m ($\sim 10 \lambda_{\text{int}}$, $\sim 60 X_0$) et un poids total de 34 tonnes.

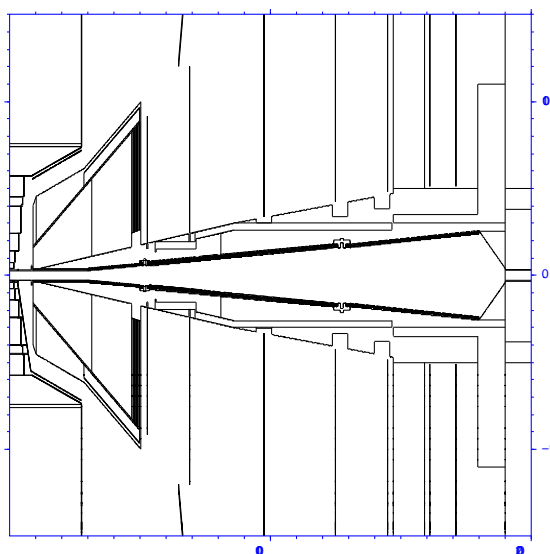


Figure 3.3 : Vue en coupe longitudinale du blindage de tube à vide. La géométrie ouverte doit permettre l'interaction de mésons π/K émis dans la région $\eta = 4-8$ après les stations de trigger.

3.2.3 Le filtre à muons

Un mur de fer de dimensions $5.6 \times 5.6 \times 1.2 \text{ m}^3$ est placé à $z = 15 \text{ m}$ entre la dernière chambre de trajectographie TC10 et la première station de trigger MT1. Une épaisseur de $7.2 \lambda_{\text{int}}$ permet d'arrêter les hadrons de haute énergie ayant survécu

au passage de l'absorbeur frontal. Il réduit le bruit de fond dans les chambres de trigger d'un facteur ~ 4 sans dégrader la mesure des muons issus des résonances de quarks lourds.

3.3 L'aimant dipolaire

L'aimant dipolaire (figure 3.4) du spectromètre incurve la trajectoire des muons dans le plan vertical (direction y). Il s'agit d'un aimant chaud couvrant l'acceptance angulaire $2^\circ < \theta < 9^\circ$. Accolé à l'aimant L3, il a pour dimensions 5 m (longueur) \times 5.48 m (largeur) \times 7.35 m (hauteur) et pèse 690 t. L'entrefer est de 3.90 m et le champ magnétique nominal délivré 0.7 T.

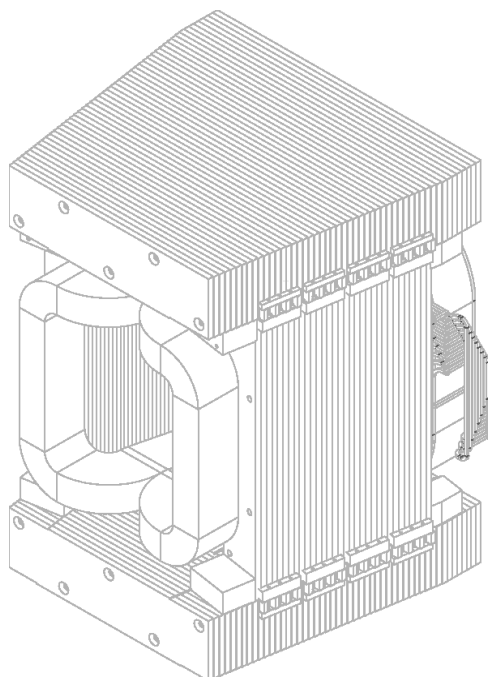


Figure 3.4 : Dipôle du spectromètre à muons du détecteur ALICE. D'une longueur de 5 m, il délivre un champ magnétique intégré de $3 \text{ T} \cdot \text{m}$ pour une puissance consommée de 4 MW.

3.4 Les chambres de trajectographie

Les chambres de tracking sont au nombre de dix (TC1–TC10) regroupées en cinq stations de deux chambres chacune. Les deux premières stations (TC1/2 et TC2/3) sont placées avant l'aimant dipolaire ($z_1 = 5.15 \text{ m}$ et $z_2 = 6.90 \text{ m}$). La station 3 (TC5/6) se situe à l'intérieur de l'aimant et les deux dernières stations (TC7/8 et TC9/10) après.

3.4.1 Implantation et géométrie des chambres

Les muons sont détectés dans un cône de révolution d'ouverture angulaire $2^\circ < \theta < 9^\circ$. La surface active des six premières chambres est donc simplement le disque $S(z)$ intersection du cône d'acceptance et du plan z . Les quatre dernières chambres doivent détecter les muons après déviation et de ce fait ont une surface active plus grande que $S(z)$. Le tableau 3.1 récapitule les valeurs des surfaces actives des 10 chambres de trajectographie.

	\varnothing_{int} (mm)	\varnothing_{ext} (mm)	z (mm)
Station 1	364	1766	5400
Station 2	464	2238	6860
Station 3	660	3166	9750
Station 4	670	4405	12490
Station 5	670	5132	14490

Tableau 3.1 : Surfaces actives et positions des cinq stations de tracking du spectromètre.

Les chambres de tracking du spectromètre à muons sont des chambres proportionnelles multifils à cathode segmentée¹. La cathode est découpée en bandes (**C**athode **S**trip **C**hamber) (station 4 et 5) ou en petites surfaces rectangulaires appelés *pads* (**I**nterpolating **P**ad **C**hamber ou **C**athode **P**ad **C**hamber) (station 1, 2 et 3). La localisation de l'avalanche est mesurée en combinant le signal de charge induite sur les strips/pads. Le long des fils d'anode (y direction de déviation), la position est reconstruite très précisément ($\sigma_y < 100 \mu\text{m}$) tandis que dans la direction perpendiculaire, la mesure est limitée par la répartition discrète de la charge ($\sigma_x \leq 1.5 \text{ mm}$).

La granularité requise (fixée par la surface du strip/pad $w_x \times w_y$) est adaptée à la densité de particules présentes sur la surface active afin de maintenir l'occupation $\leq 5\%$. En pratique, la coordonnée y sera donnée par des pads de hauteur w_y fixe et de largeur w_x variable en fonction du rayon transverse constituant le premier plan de cathode. La coordonnée x est quant à elle calculée à l'aide de pads de largeur fixe et de hauteur variable constituant le deuxième plan de cathode (figure 3.5).

3.4.2 L'alternative

Nous avons proposé et développé pour la station 3 [5], un modèle de chambre à une seule cathode segmentée en pads de taille fixe. La dimension des pads est optimisée pour atteindre la meilleure résolution spatiale possible. Afin de maintenir l'occupation constante $\lesssim 5\%$, les pads sont lus individuellement (zone A : $33 < R < 80 \text{ cm}$), par deux (zone B : $80 < R < 130 \text{ cm}$) ou trois (zone C : $130 < R < 158.3 \text{ cm}$) (figure 3.6).

¹On doit cette idée originale à G. Charpak et F. Sauli [4].

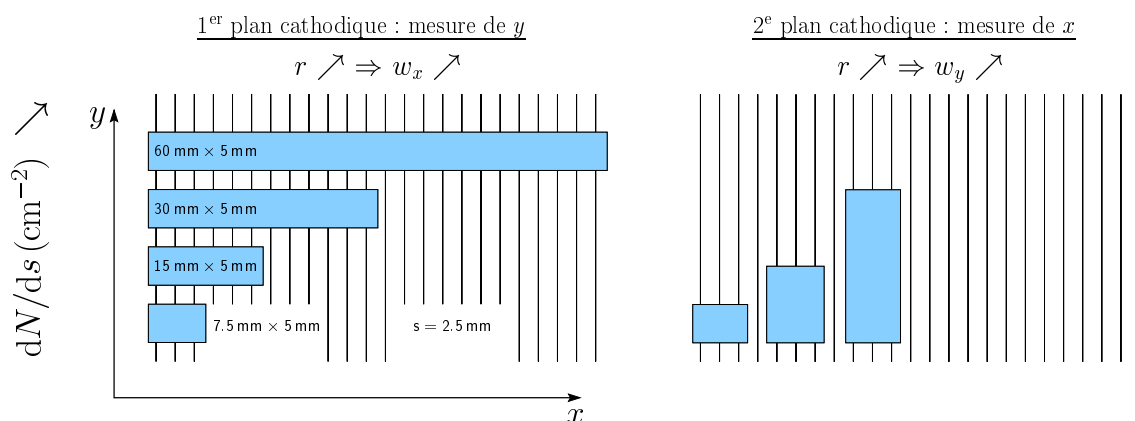


Figure 3.5 : Schéma de principe de la segmentation “standard” des chambres de tracking du spectromètre à muons. Les cotes numérique sont celles de la station 1.

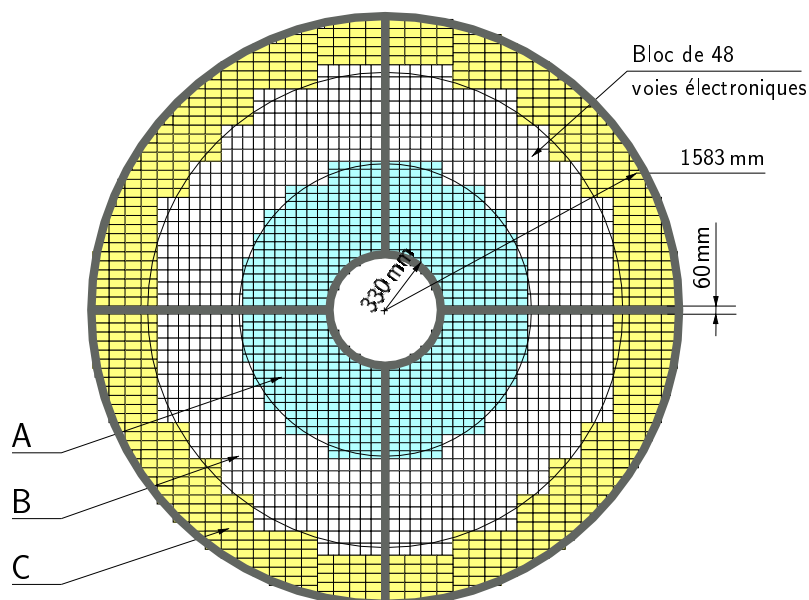


Figure 3.6 : Schéma d’une chambre à cathode segmentée à lecture parallèle du signal de charge. Les pads sont lus individuellement (A), par deux (B) ou trois (C) selon le rayon transverse. Les rectangles représentés sur la surface active correspondent au groupement de 48 voies électroniques (3 circuits intégrés GASSIPLEX).

La présente thèse (chapitres 4, 5, 6 et 7) décrit le travail de développement d’un modèle de chambre à cathode segmentée à lecture parallèle.

3.5 Le système de déclenchement

Le signal de déclenchement dimuons sera délivré par deux stations de détecteurs gazeux. Le signal de trigger devra être disponible très tôt ($\leq 1 \mu\text{s}$) car il sert de

validation précoce aux chambres de tracking. Un détecteur plus récent appelé V0 complètera l'actuel set-up. Le V0 est destiné à générer un signal rapide après l'interaction utilisé pour valider la décision du trigger dimuons.

3.5.1 Les stations de trigger

Principe du trigger dimuons

Le système de déclenchement (*trigger*) doit sélectionner les événements contenant au moins une paire de muons tout en discriminant le signal de physique (dimuons issus de la désintégration d'une résonance J/ψ ou Υ *p.ex.*) du bruit de fond combinatoire (composante essentiellement à bas p_T de paires fortuites de muons provenant de la désintégration des mésons π/K). Une coupure sur l'impulsion transverse de la trace permet de réduire sensiblement le bruit de fond. Le trigger délivre un signal dès que deux traces (au moins) de signe opposé (prioritairement) sont détectées et passent le seuil en p_T pré-défini. Deux seuils différents sont prévus : un seuil bas ($p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$) pour sélectionner les muons issus de la désintégration du J/ψ et un seuil haut ($p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$) pour le Υ .

Structure du trigger dimuons

Le trigger dimuons est constitué de deux stations MT1 et MT2 placées respectivement à 16 m et 17 m du point d'interaction (juste après le filtre à muons). Une station compte deux plans de trigger identiques séparés de 15 cm (*cf.* figure 3.7). Un plan de trigger est un assemblage de 18 modules RPC (**R**esistive **P**late **C**hamber) simple gap fonctionnant en mode *streamer* avec un mélange 49 % Ar/40 % $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ /7 % C_4H_{10} /4 % SF_6 . Les RPC sont segmentées en strips horizontaux ("strips x ") sur la première face et verticaux ("strips y ") sur la seconde.

Algorithme de trigger

L'algorithme de trigger est une série d'opérations appliquées aux données extraites des RPC en vue d'obtenir le signal de trigger. Les seules informations disponibles sont les signaux de charge digitisés issus des strips. L'algorithme est un processus en 3 étapes : un niveau local est suivi d'un niveau régional puis global délivrant enfin le signal de trigger dimuons.

Les strips x permettent de mesurer la déviation magnétique entre MT1 et MT2 tandis que les strips y donnent la position dans la direction de non déviation assurant ainsi l'origine correcte de la trace (vertex d'interaction).

La mesure du p_T repose sur l'estimation de l'angle de déviation θ_d représenté sur la figure 3.8. Les paramètres de la trace $(x_1, y_1, z_1, y_2, z_2)$ (où l'indice 1(2) réfère à la station 1(2)) suffisent au calcul d'une valeur "brute" de l'impulsion transverse p_T comme suit :

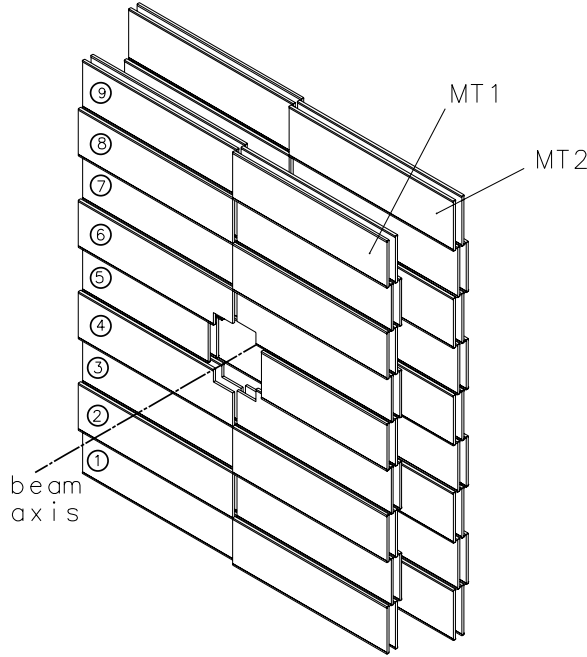


Figure 3.7 : Vue en perspective des deux stations de trigger. Les modules RPC se recouvrent alternativement afin d'éviter les zones mortes.

$$p_{yz} = \left| \frac{qBL}{\theta_d} \right| \text{ où } \begin{cases} q = \text{charge de la particule} \\ B = \text{champ magnétique} \\ L = \text{longueur du dipôle} \end{cases} \quad (3.1)$$

$$\theta_d = \frac{1}{z_F} \left(\frac{y_1 z_2 - y_2 z_1}{z_2 - z_1} \right) \quad (3.2)$$

$$x_F = x_1 \times z_F / z_1 \quad (3.3)$$

$$y_F = y_2 - (y_2 - y_1)(z_2 - z_F) / (z_2 - z_1) \quad (3.4)$$

$$p_T = p \times \frac{\sqrt{x_F^2 + y_F^2}}{z_F} \sim p_{yz} \times \frac{\sqrt{x_F^2 + y_F^2}}{z_F} \quad (3.5)$$

L'estimation de l'impulsion transverse donnée par l'équation (3.5) est comparée aux deux seuils en p_T pré-chargés dans des mémoires SRAM (**Look-Up Tables**) intégrées à l'électronique de trigger local. La réponse de la LUT est ensuite disponible aux niveaux de trigger suivants pour finalement délivrer le trigger final. Les taux de trigger attendus pour différents systèmes sont résumés dans le tableau 3.2.

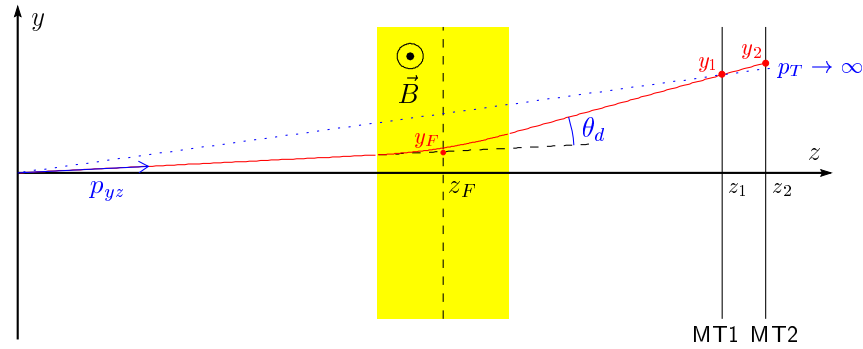


Figure 3.8 : Principe du trigger dimuons basé sur la mesure de l'impulsion transverse des traces : plus la distance entre y_F et la ligne $p_T \rightarrow \infty$ est grande, plus bas est le p_T de la trace.

	Pb-Pb		Ca-Ca		p-p
Luminosité ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	10^{27}		10^{29}		10^{31}
Taux d'événements <i>minimum bias</i> (Hz)	8000		$3 \cdot 10^5$		10^6
Taux d'événements collisions centrales (Hz)	800		$3 \cdot 10^4$		
Taux de trigger <i>minimum bias</i> (Hz)	Bas p_T 650	Haut p_T 90	Bas p_T 780	Haut p_T 60	Bas p_T < 10

Tableau 3.2 : Taux de trigger dimuons après coupure en p_T pour les collisions Pb-Pb, Ca-Ca et p-p.

3.5.2 Le détecteur V0

Le taux de trigger dimuons dû aux interactions faisceau-gaz résiduel est un à deux ordres de grandeur plus important que celui issu des collisions proton-proton. Afin de s'affranchir de ce bruit de fond, la collaboration ALICE a récemment décidé de se doter d'un compteur de validation V0. Accolé à la face avant de l'absorbeur frontal, il devra indiquer le passage d'au moins deux particules pour valider la décision du trigger dimuons. Dans le cas contraire, le trigger sera éliminé en ligne et l'événement ne sera pas enregistré. La conception du détecteur V0 initié par le groupe de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon fait l'objet du chapitre 8 de cette thèse.

3.6 Trajectographie

Le système de trajectographie du spectromètre à muons du détecteur ALICE doit être capable de fonctionner efficacement dans un bruit de fond aussi important que celui produit par des collisions Pb-Pb centrales. Le programme d'identification des traces et de reconstruction doit permettre d'évaluer les performances du design

proposé (5 stations de deux plans de détection avec localisation bidimensionnelle des impacts).

3.6.1 Algorithme de tracking

Le tracking démarre en associant les impacts des deux plans de détecteurs de chaque station. Seuls les hits du second plan situés dans une route définie par la position du vertex et le point d'impact dans le premier plan sont conservés comme entrées de l'algorithme d'identification des traces. Les couples de hits définissent des vecteurs propres à chaque station. Les coordonnées spatiales des hits orphelins sont toutefois stockées. L'algorithme d'identification des traces commence par les deux dernières stations où les conditions de multiplicité sont plus clémentes. Après l'aimant dipolaire, la trace a une impulsion approximativement inversement proportionnelle au paramètre d'impact dans son plan de déviation. L'algorithme traite d'abord les traces de grande impulsion peu sensibles à la diffusion multiple et moins courbées.

Les vecteurs sont rangés selon leur paramètre d'impact dans le plan de déviation. Dans une première itération, les vecteurs sont extrapolés de la station 4 vers la station 5 et inversement afin d'amorcer la procédure d'identification de traces par une ligne droite après l'aimant. Dans une deuxième phase, les traces sont extrapolées en direction du point d'interaction au travers du champ magnétique. Les vecteurs (ou points isolés) voisins sont alors ajoutés à la trace.

Une trace est finalement validée si le programme a identifié au moins :

- 3 points d'impact dans les détecteurs placés en aval de l'aimant dipolaire ;
- 1 point dans la station 3 ;
- 3 points dans les chambres en amont de l'aimant.

La procédure s'arrête lorsque la trace candidate suivante montre une estimation du p_T inférieure à $3 \text{ GeV}/c$, de tels muons provenant essentiellement de sources de bruit de fond.

3.6.2 Résolution en masse

Les spectres en masse invariante des résonances bruit de fond inclus après simulation et reconstruction complètes sont représentés sur la figure 3.9.

La résolution en masse obtenue n'est pas aussi bonne qu'attendu, et ce plus particulièrement pour le Υ . La superposition des clusters en est la cause principale. Malgré une déconvolution adaptée des traces multiples (cf. paragraphe 5.7), la résolution spatiale est néanmoins dégradée occasionnant finalement une détérioration de la résolution en masse. L'asymétrie apparente des distributions en masse reconstruite des dimuons est due à la perte d'énergie des muons due aux interactions radiatives.

3.6.3 Efficacité de reconstruction

Les efficacités de reconstruction complète de dimuons provenant des désintégrations des résonances de quarks lourds (J/ψ , Υ) et compris dans l'ouverture angulaire

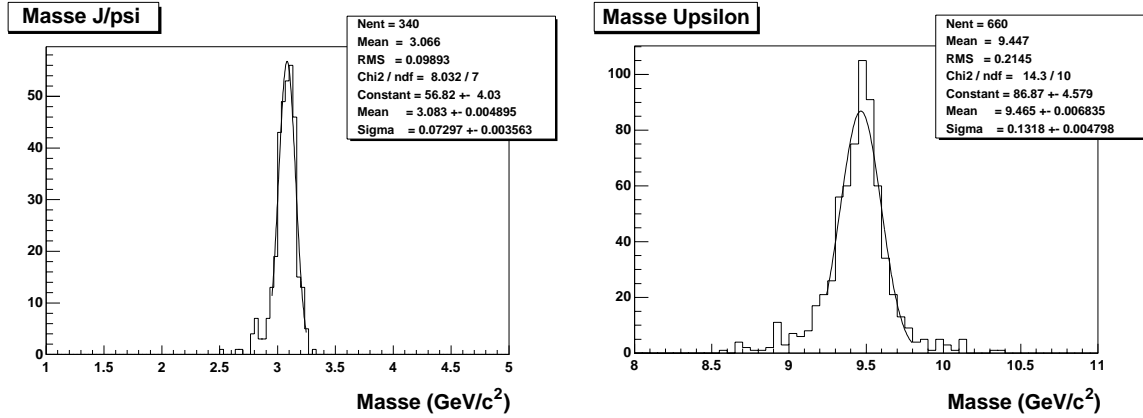


Figure 3.9 : Distributions de la masse reconstruite du J/ψ et du Υ avec un bruit de fond nominal [6].

du spectromètre ($2.5 < y < 4$) ont été évaluées à l'aide de l'algorithme décrit au paragraphe 3.6.1 (cf. tableau 3.3).

	J/ψ	Υ
acceptance géométrique	0.77	0.88
efficacité de reconstruction	0.62	0.73
efficacité totale	0.48	0.64
efficacité limite	0.73	0.84

Tableau 3.3 : Acceptances géométriques (dues aux structures mécaniques des chambres de tracking et aux pertes de muons par déflexion) et efficacités de reconstruction des résonances de quarks lourds (J/ψ , Υ) dans un environnement de bruit fond nominal [6].

L'acceptance géométrique des chambres est limitée par les bords internes et externes des surfaces sensibles ainsi que par les zones mortes dues aux structures mécaniques. La perte d'acceptance provient également de la déflexion des muons hors du cône de détection. L'acceptance géométrique s'élève finalement à 88 % pour le Υ et 77 % pour le J/ψ . Les efficacités de reconstruction sont comparées avec les efficacités limites obtenues en multipliant les efficacités géométriques par les efficacités de reconstruction calculées à l'aide de hits GEANT au lieu de hits reconstruits (95 % [3]). De là, on peut alors déduire les facteurs de perte globaux causés par la reconstruction des points d'impact. Ils s'élèvent à 0.65 pour le J/ψ et 0.77 pour le Υ , ce qui correspond à des efficacités de reconstruction des hits de 90 % et 85 %. Une légère amélioration de l'efficacité de reconstruction des hits entraînera une importante augmentation de l'efficacité de tracking. Une dernière remarque concerne la pérennité de ces résultats. Les valeurs présentées ne sont pas les références finales mais seront sans nul doute perfectibles par une :

- optimisation de la distance inter-chambre ;
- augmentation de l'acceptance par la réduction des zones mortes ;
- optimisation de l'occupation afin d'éviter les impacts multiples ;
- optimisation de la déconvolution des clusters ;
- amélioration de l'algorithme de tracking.

3.7 Conclusion

Le spectromètre à muons du détecteur ALICE est optimisé pour supporter la multiplicité de particules par événement encore très élevée malgré la forte absorption du flux de hadrons originaires du vertex d'interaction par les absorbeurs. L'emploi de chambre de trajectographie à cathodes segmentées autorise une fine granularité permettant d'atteindre la résolution spatiale requise qui doit être meilleure que $100 \mu\text{m}$ afin de pouvoir séparer les résonances de quarks lourds de la famille du Υ . Le spectromètre à muons doit également montrer une sensibilité minimale au bruit fond, particulièrement important en mode de collisions pp. Les deux aspects évoqués concernant l'optimisation du spectromètre à muons ont fait l'objet du travail expérimental décrit dans les chapitres à suivre.

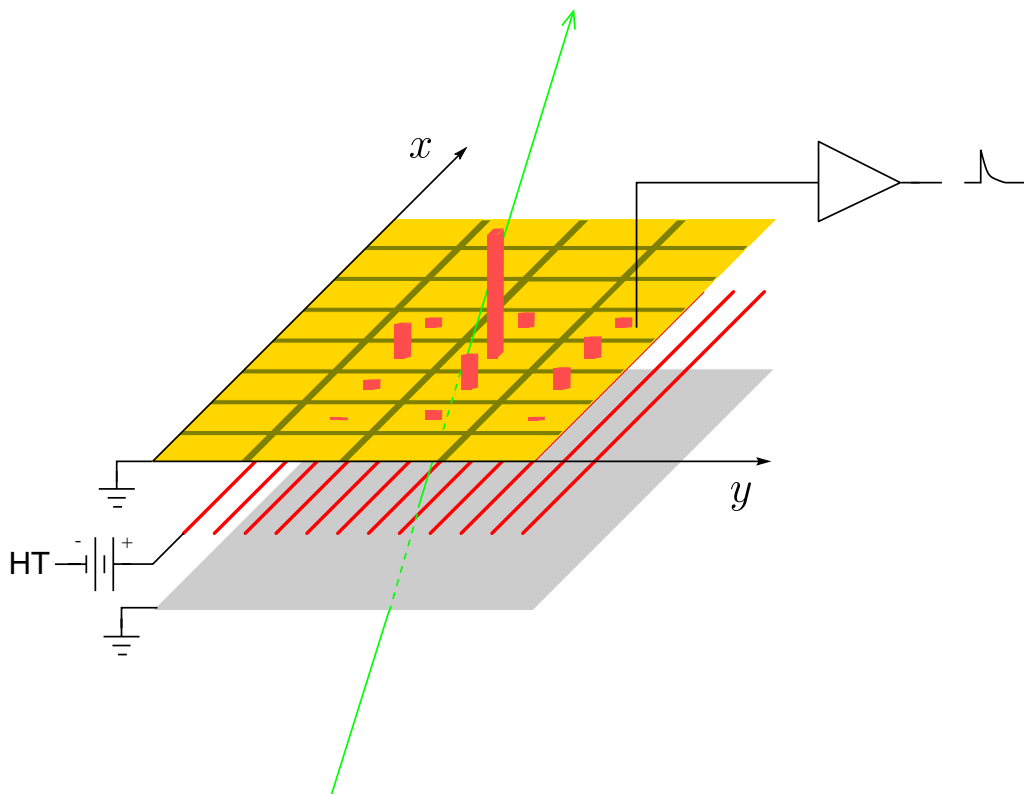
Bibliographie

- [1] F. Karsh et H. Satz, *Zeit. Phys. C* 51 (1991) 209.
- [2] H. Satz, preprint CERN-TH/95-24.
- [3] The forward muon spectrometer-Addendum to the ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC/96-32, LHCC/P3-Addendum 1.
- [4] G. Charpak et F. Sauli, *Nucl. Instr. and Meth.* 113 (1973) 381.
- [5] Proposal for the TC5/6 Station of the ALICE Dimuon Arm, Internal Note/DIM ALICE/98-37.
- [6] TDR of the Muon Spectrometer, CERN/LHCC 99-22.

Chapitre 4

Les CPC de la station 3 Principe de fonctionnement et optimisation

Les chambres proportionnelles multifils à cathodes segmentées sont des détecteurs bien adaptés aux conditions rencontrées dans l'expérience ALICE. Équipant le système de trajectographie du spectromètre à muons, les chambres à pads donnent une mesure bidimensionnelle non ambiguë de la position des traces avec une haute précision dans la direction de déviation. Dans ce chapitre, nous décrivons le principe de fonctionnement de ce type de détecteur à gaz et proposons un schéma de lecture de la charge cathodique original destiné à équiper la station 3.



Sommaire

4.1	Introduction	85
4.2	Détection des particules chargées	86
4.2.1	Perte d'énergie due aux interactions électromagnétiques	87
4.2.2	Distribution de la perte d'énergie	87
4.3	Les chambres proportionnelles multifils	88
4.3.1	Principe de fonctionnement	88
4.3.2	Le développement de l'avalanche	89
4.3.3	Charge induite sur la cathode	90
4.3.4	Optimisation du mélange gazeux	93
4.4	Contraintes expérimentales sur le spectromètre à muons	93
4.4.1	Bruit de fond	93
4.4.2	Taux d'interaction	96
4.4.3	Résolution en masse	96
4.4.4	Efficacité	96
4.5	Optimisation de la géométrie des chambres de la station 3	97
4.5.1	Paramètres géométriques	97
4.5.2	Optimisation de la connectique	97
4.6	Conclusion	98

4.1 Introduction

Depuis leur création en 1968, les chambres proportionnelles multifils (**M**ulti**W**ire **P**roportional **C**hamber) sont communément utilisées pour la détection des particules chargées énergétiques. De par leur simplicité, leur construction aisée, la possibilité de couvrir de grandes surfaces actives et leur haute résolution spatiale, les chambres à fils se sont avérées indispensables à la trajectographie en physique des hautes énergies.

Un seul plan de détection constitué d'une MWPC donne la position de l'impact d'une particule incidente selon une direction (perpendiculaire aux fils d'anodes) par lecture de la charge anodique. Un second plan de MWPC (dont les fils d'anodes ont une direction perpendiculaire à la précédente) est donc nécessaire pour obtenir la coordonnée dans la deuxième direction. Cependant, pour des événements comptant simultanément plus d'une particule incidente, on ne peut plus déterminer sans ambiguïté les coordonnées de toutes les traces. Comme le montre la figure 4.1, de fausses positions sont identifiées (*ghosts* ou traces fantôme) en même temps que les traces réelles. La seule solution pour résoudre les ambiguïtés du système est d'ajouter des plans de MWPC dont l'orientation des fils d'anodes diffère pour chacun des plans.

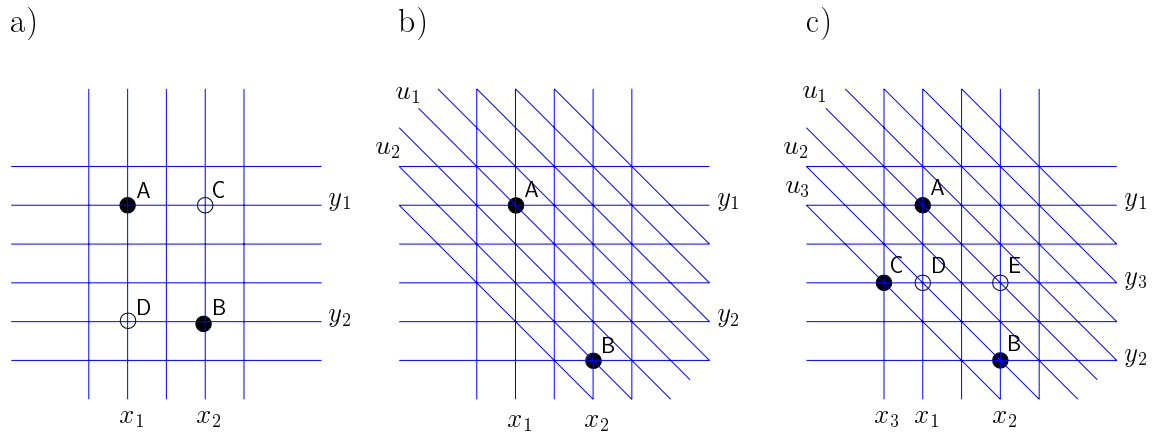


Figure 4.1 : Les cercles pleins représentent les points d'impact réels et les cercles creux les ghosts. a) Deux couches de MWPC ne permettent pas d'identifier deux hits ; b) avec une troisième couche l'ambiguïté est levée ; c) trois couches de MWPC ne peuvent résoudre trois hits.

Selon un calcul réalisé pour des chambres à étincelles (qui s'applique également aux chambres à fils) [1], un détecteur constitué de deux plans d'anodes orthogonaux est caractérisé par un facteur de qualité Q qui quantifie les ambiguïtés. Q est défini par :

$$Q = \frac{\text{nombre de points candidats}}{\text{nombre de particules incidentes}} \quad (4.1)$$

$$= (N^2/n) (1 - e^{-n/N})^2 \quad (4.2)$$

$$\sim n \quad \text{pour} \quad n/N \leq 1, \quad (4.3)$$

où N est le nombre de fils dans un plan de MWPC et n est le nombre de traces incidentes. Ajouter deux plans supplémentaires améliore le facteur de qualité qui devient :

$$Q = \frac{\left[N (1 - e^{-n/N})^2 - n/N \right]^2}{n}. \quad (4.4)$$

C'est l'expression qui est représentée sur la figure 4.2. Pour des multiplicités et des densités de particules plus grandes, d'autres plans sont encore nécessaires ayant chacun un grand nombre de fils. La mesure des positions des particules incidentes devient rapidement prohibitive de par sa complexité et l'efficacité de reconstruction très faible lorsque la densité de traces augmente.

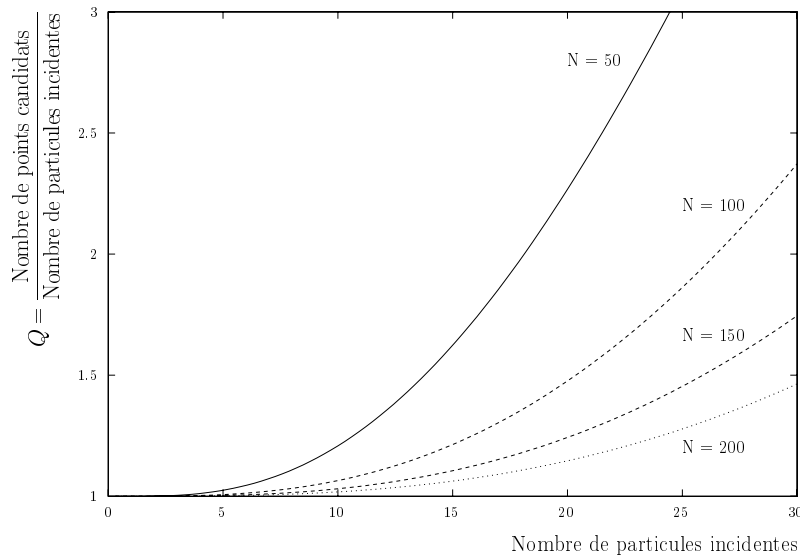


Figure 4.2 : Facteur de qualité d'un système de chambre à étincelles multifils composée de 4 plans de fils. N est le nombre de fils sensibles dans chaque plan.

L'expérience ALICE qui sera menée auprès du LHC devra faire face à de très fortes multiplicités de particules chargées. Les chambres à cathode segmentée sont particulièrement adaptées à un tel environnement car elles permettent la déconvolution de traces multiples avec une bonne efficacité. Cette nouvelle technique de chambre élimine l'occurrence de ghosts par une lecture non plus des fils d'anode mais de la charge cathodique induite.

4.2 Détection des particules chargées

Lors du passage d'une particule chargée dans la matière, plusieurs processus contribuent à lui faire perdre de l'énergie (diffusion élastique, interaction forte, ionisation...). Parmi toutes ces interactions, seule l'interaction électromagnétique est

utilisée pour la détection. Plusieurs ordres de grandeur plus probable que l'interaction faible ou forte, elle produit un signal même pour de faibles épaisseurs de matière traversée. Les processus électromagnétiques dominants sont l'excitation (scintillation) et l'ionisation (par interaction coulombienne avec les électrons périphériques) des molécules des atomes du milieu. Les autres processus tels que le rayonnement Bremsstrahlung, l'effet Cherenkov et le rayonnement de transition sont négligeables dans les détecteurs gazeux.

4.2.1 Perte d'énergie due aux interactions électromagnétiques

Une expression de la valeur moyenne de la perte d'énergie différentielle (énergie perdue par unité de longueur) due aux interactions coulombiennes a été obtenue par Bethe et Bloch dans le cadre de la mécanique quantique relativiste. Pour une particule de numéro atomique z traversant à la vitesse $v = \beta c$ un milieu de numéro atomique Z , de masse A , de densité ρ et dont le potentiel d'ionisation effectif est I ($I = I_0 Z$, $I_0 \simeq 12 \text{ eV}$), on a alors :

$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2mc^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right\}, \quad K = \frac{4\pi \mathcal{N} z^2 e^4}{mc^2} \quad (4.5)$$

où \mathcal{N} est le nombre d'Avogadro, m et e sont la masse et la charge de l'électron. $K = 0.314 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ pour $z = 1$ et $mc^2 = 0.511 \text{ MeV}$.

4.2.2 Distribution de la perte d'énergie

La perte d'énergie totale subie par une particule chargée d'énergie E à la traversée d'une couche mince ($dE \ll E$) provient d'un petit nombre d'interactions pouvant donner lieu à des transferts d'énergie variés. Cela donne à la fonction de distribution en énergie une forme particulière mise en équation par Landau de la façon suivante :

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda+e^{-\lambda})} \quad (4.6)$$

où la variable énergie réduite λ représente la déviation normalisée autour de la perte d'énergie la plus probable $(\Delta E)_{\text{MP}}$:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{\text{MP}}}{\xi}, \quad \xi = K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} X, \quad (4.7)$$

ΔE étant la perte d'énergie réelle et ξ la perte d'énergie moyenne donnée par le premier terme de la formule de Bethe-Bloch. La figure 4.3 montre la forme caractéristique de la distribution de Landau pour des muons cosmiques traversant une chambre proportionnelle multifils remplie de 70 % d'Argon et de 30 % de CO_2 . On remarque la longue queue (très grandes pertes d'énergie) correspondant à des événements où un ou plusieurs électrons δ de grande énergie sont produits. L'électronique de lecture doit avoir une large gamme dynamique pour éviter la saturation lorsqu'une grande fluctuation survient.

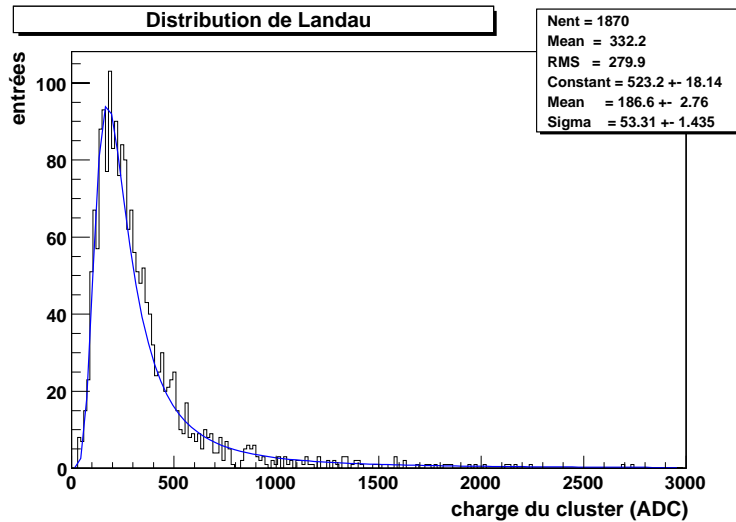


Figure 4.3 : Distribution de charge induite sur la cathode d’une chambre à fils due au passage de muons cosmiques. La charge anodique (et par conséquent la charge induite) étant proportionnelle au dépôt d’énergie dans le volume sensible, la distribution montre une forme caractéristique dite de Landau.

4.3 Les chambres proportionnelles multifils

4.3.1 Principe de fonctionnement

Une chambre proportionnelle multifils est constituée d’un plan de fils d’anode (parallèles et équidistants) intercalé entre deux plans de cathode (figure 4.4).

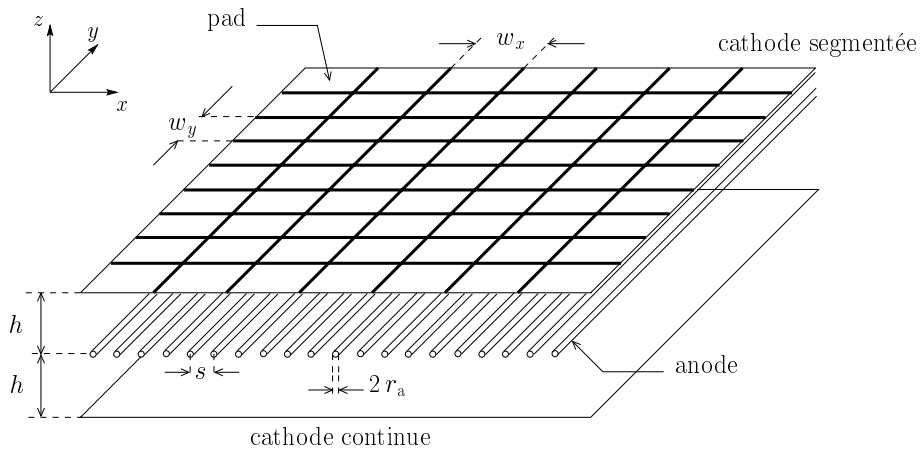


Figure 4.4 : Vue schématique d’une chambre à fils à cathode segmentée.

Lorsqu’on applique une tension positive aux fils d’anode, les cathodes étant reliées à la masse, un champ électrique s’établit. Les électrons libérés par ionisation du gaz au passage de la particule incidente dérivent le long des lignes de champ jusqu’à atteindre le voisinage des fils d’anode où la multiplication a lieu. La figure 4.5

représente les lignes de champ électrique dans la direction perpendiculaire au plan anodique pour MWPC typique. Une expression analytique se déduit assez facilement des lois de l'électrostatique classique [2, 3]. Une bonne approximation est calculée par Erskine [8]. En imposant les conditions aux limites $V(a) = V_0$ et $V(h) = 0$, on obtient :

$$V(x, y) = \frac{CV_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{2\pi h}{s} - \ln \left[4 \left(\sin^2 \frac{\pi x}{s} + \sinh^2 \frac{\pi y}{s} \right) \right] \right\} \quad (4.8)$$

$$E(x, y) = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \left(1 + \tan^2 \frac{\pi x}{s} + \tanh^2 \frac{\pi y}{s} \right)^{1/2} \left(\tan^2 \frac{\pi x}{s} + \tanh^2 \frac{\pi y}{s} \right)^{-1/2} \quad (4.9)$$

La capacité par unité de longueur est donnée par :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{(\pi h/s) - \ln(2\pi r_a/s)} \quad (4.10)$$

où r_a représente le rayon anodique.

4.3.2 Le développement de l'avalanche

Le processus de formation de l'avalanche dans une MWPC est identique à celui d'un compteur proportionnel. Le développement temporel de l'avalanche peut être décrit comme suit. Un électron primaire dérive vers l'anode (figure 4.5.a), il est accéléré dans le champ électrique intense régnant au voisinage du fil d'anode de sorte qu'au cours de son libre parcours entre deux collisions successives il acquiert suffisamment d'énergie pour ioniser de nouveaux atomes du gaz. La formation de l'avalanche commence alors (figure 4.5.b). Les électrons et les ions positifs créés dans le processus d'ionisation sont localisés essentiellement dans le même espace. La multiplication des porteurs de charge (électrons et ions positifs) se termine lorsque la charge d'espace des ions positifs réduit la valeur du champ électrique externe sous une valeur critique. Les nuages d'électrons et d'ions s'éloignent alors l'un de l'autre. Le nuage électronique dérive vers le fil d'anode en s'élargissant légèrement du fait de la diffusion transverse. Les électrons sont collectés par l'anode et le nuage d'ions positifs s'étend radialement en dérivant vers la cathode (figure 4.5.c).

Le processus d'avalanche n'est pas distribué uniformément autour de la circonférence du fil d'anode. Comme le montre la figure 4.5, la répartition de la densité d'électrons secondaires autour du fil d'anode est plus forte dans la direction de l'électron primaire incident. Cette légère asymétrie suscite une dépendance angulaire de la distribution spatiale des ions positifs qui implique à son tour une asymétrie de la distribution de charge induite sur les cathodes. La distribution angulaire de l'avalanche dépend du diamètre anodique, de la taille de l'avalanche, du mélange gazeux utilisé et du type de particule incidente. La figure 4.6 représente la distribution angulaire de l'avalanche autour du fil d'anode dans un mélange argon-méthane pour différents diamètres anodiques [5].

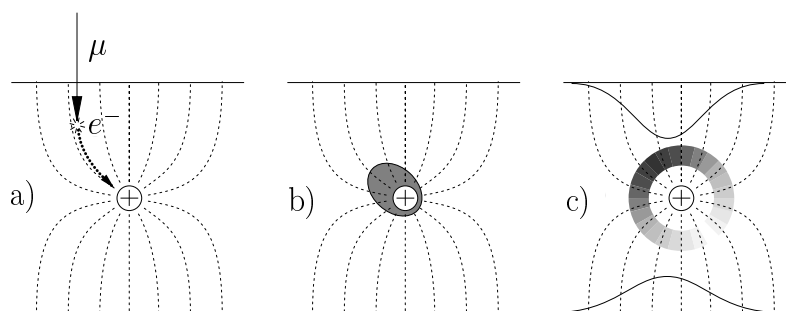


Figure 4.5 : Illustration du processus d'avalanche conduisant à une distribution angulaire des ions autour du fil d'anode et du déplacement de la distribution de charge induite inhérent. a) Un muon traversant la chambre ionise les molécules du gaz créant ainsi des paires électron-ion. Les électrons dérivent vers le fil d'anode selon les lignes de champ électrique. b) L'avalanche se produit et la densité angulaire de charge des électrons/ions n'est pas distribuée uniformément autour du fil d'anode dans la plupart des cas. c) Les ions positifs dérivent selon les lignes de champ en s'éloignant du fil d'anode. La densité angulaire de charge ionique est plus forte dans la direction de l'ionisation primaire. Le mouvement des ions positifs induit de la charge sur les deux cathodes. L'asymétrie de la distribution angulaire des ions implique un déplacement et un élargissement des distributions de charge cathodique.

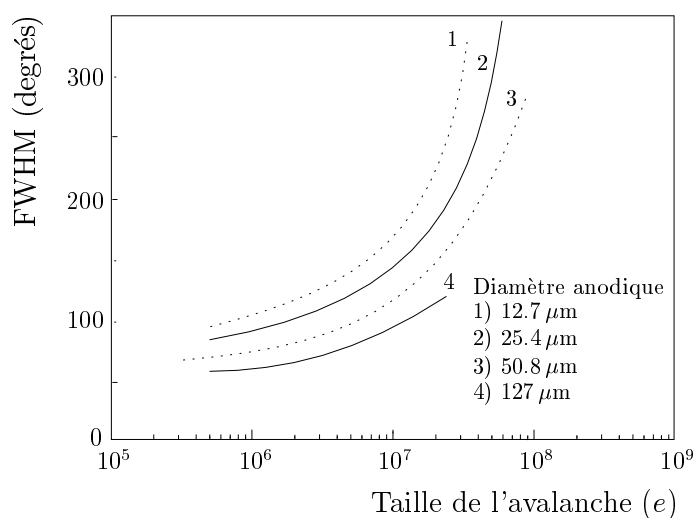


Figure 4.6 : FWHM de la distribution angulaire de l'avalanche en fonction de sa taille pour des rayons X de 5.9 keV dans un mélange 90 % Ar/10 % CH₄. Les mesures sont effectuées à l'aide d'un compteur proportionnel segmenté dans le plan azimutal.

4.3.3 Charge induite sur la cathode

La densité de charge induite sur le plan de cathode due à l'avalanche anodique est décrite dans plusieurs publications [6, 7, 8, 9, 10]. Les principaux résultats sont résumés dans ce paragraphe.

Un modèle simple pour calculer la distribution de la charge induite utilise la méthode de la charge image [11]. Si on ne tient pas compte de la présence des fils d'anode, le système peut être considéré comme deux plans conducteurs parallèles infinis. La charge créée par l'avalanche anodique est localisée entre les deux plans. On suppose que la charge est ponctuelle et située à mi-chemin entre les deux plans séparés de la distance $2h$. Les charges images constituent une série de charges ponctuelles de polarité alternée séparées de la distance $2h$ et disposées le long d'une ligne perpendiculaire au plan de cathode. La distribution de la charge induite est proportionnelle au champ électrique induit à la surface du plan de cathode considéré et s'écrit :

$$\rho(x, y) = \frac{-Q_A}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n+1)h}{[(2n+1)^2 h^2 + x^2 + y^2]^{3/2}} \quad (4.11)$$

où Q_A est la charge de l'avalanche.

La distribution de la charge selon une des deux directions est obtenue en intégrant l'équation (4.11) sur l'autre direction :

$$\begin{aligned} \rho(x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x, y) dy \\ &= \frac{-Q_A}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)h}{(2n+1)^2 h^2 + x^2} \\ &= \frac{-Q_A}{4\pi} \operatorname{sech} \frac{\pi x}{2h} \end{aligned} \quad (4.12)$$

L'intégrale de l'expression ci-dessus est donnée par :

$$\int_{x_1}^{x_2} \rho(x) dx = \frac{-Q_A}{\pi} \left[\arctan \left(e^{\pi x / 2h} \right) \right]_{x_1}^{x_2} \quad \text{pour } 0 \leq x_1 \leq x_2 \quad (4.13)$$

Une formule empirique à trois paramètres de la densité de charge induite dans la direction des fils d'anode a été développée par Gatti *et al* [6]. Mathieson *et al* [7, 9] ont calculé la densité à une dimension exacte parallèlement et orthogonalement à la direction des fils d'anode. Ils ont également mis au point une fonction empirique à un paramètre basée sur la formule de Gatti [8, 10]. Il a été ainsi mis en évidence que la différence entre la densité de charge le long des fils d'anode (ρ_1) et perpendiculairement aux fils d'anode (ρ_2) est négligeable dans l'ensemble des cas pratiques. L'expression de la formule à un paramètre en fonction de la coordonnée normalisée λ ($\lambda = \frac{x}{h}$) est donnée par :

$$\frac{\rho(\lambda)}{Q_A} = K_1 \frac{1 - \tanh^2(K_2 \lambda)}{1 + K_3 \tanh^2(K_2 \lambda)} \quad (4.14)$$

où :

$$K_1 = \frac{K_2 \sqrt{K_3}}{4 \arctan \sqrt{K_3}} \quad (4.15)$$

$$K_2 = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{K_3} \right) \quad (4.16)$$

K_3 est un paramètre dont la valeur dépend de la géométrie de la chambre. Le domaine d'intérêt de K_3 est présenté sur la figure 4.7. La distribution de charge décrite par l'équation 4.14 est représentée sur la figure 4.8.

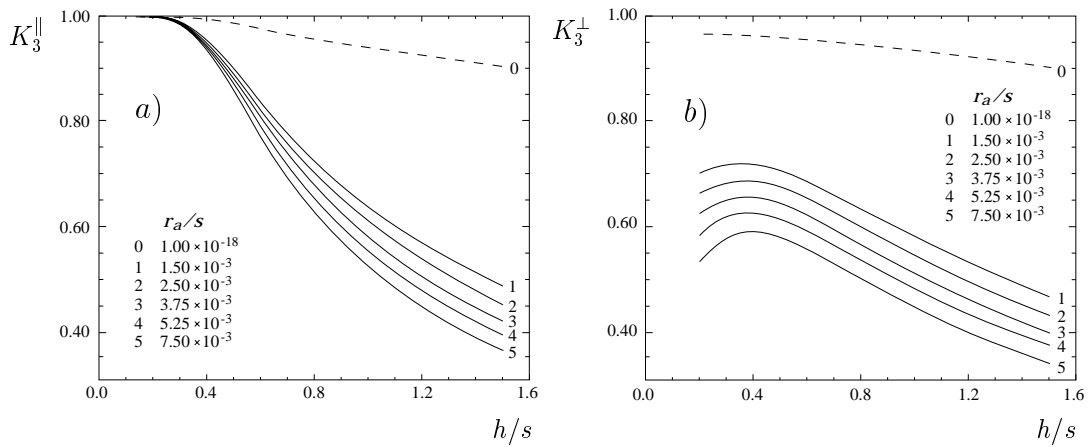


Figure 4.7 : Variation du paramètre K_3 en fonction de h/s dans la direction parallèle (a) et perpendiculaire aux fils d'anode (b) et pour différents rapports r_a/s [10]. h représente la distance anode cathode, s l'espace interfil et r_a le rayon anodique.

L'intégrale de l'équation (4.14) est :

$$\int \frac{\rho(\lambda)}{Q_A} = \frac{K_1}{K_2 \sqrt{K_3}} \arctan \left[\sqrt{K_3} \tanh(K_2 \lambda) \right] \quad (4.17)$$

On remarque que lorsque $h/s \rightarrow 0$, on retrouve la géométrie à deux plans parallèles. Dans ces conditions, $K_3 = 1$ et l'équation (4.14) devient identique à l'équation (4.12).

Pour calculer la charge induite sur un pad, l'équation (4.14) doit également être intégrée dans la direction normale aux fils d'anode. La charge totale du pad Q_{pad} s'écrit alors :

$$Q_{\text{pad}} = 4 \left(\int_y^{y+w_y} \rho(u, K_3^{\parallel}) du \right) \times \left(\int_x^{x+w_x} \rho(v, K_3^{\perp}) dv \right) \quad (4.18)$$

où 4 est un facteur de normalisation.

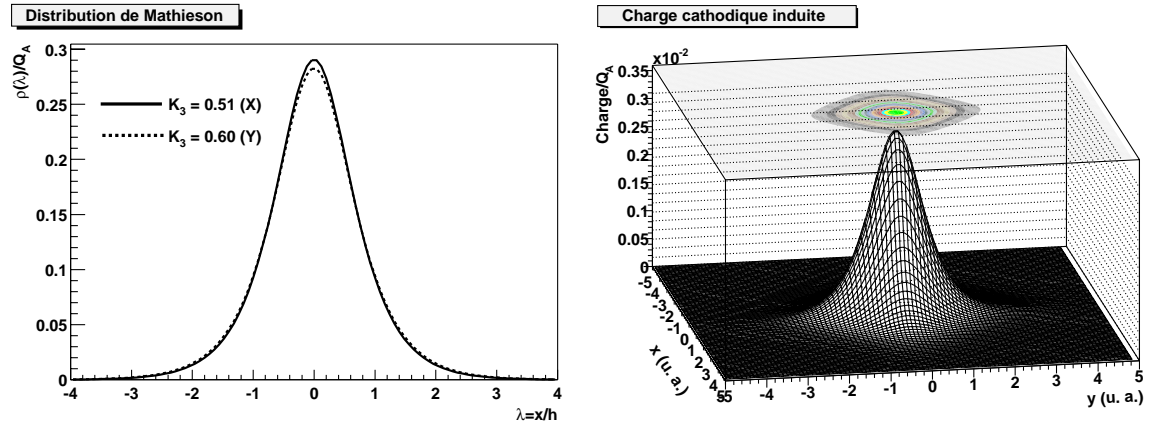


Figure 4.8 : Distribution de charge de Mathieson (à gauche) dans la direction perpendiculaire (trait plein) et colinéaire aux fils d'anode (trait pointillé). Charge cathodique induite (à droite).

4.3.4 Optimisation du mélange gazeux

Le choix du mélange gazeux dans une MWPC est dicté par plusieurs facteurs : une tension de fonctionnement raisonnable, un grand gain, une bonne proportionnalité et la capacité d'opérer à haut flux. Les gaz nobles sont les meilleurs candidats car ils présentent l'avantage de produire des avalanches pour des champs électriques de faible intensité. L'argon est ordinairement utilisé pour son moindre coût et son potentiel d'ionisation spécifique élevé. Utiliser de l'argon pur est cependant impossible car pour des gains $\gtrsim 10^3$ - 10^4 , un courant de décharge continu s'établit [9]. La forte énergie d'excitation de l'argon (11.6 eV) en est la cause. Les atomes d'argon excités formés dans l'avalanche se désexcitent en émettant des photons de haute énergie capables de provoquer de nouvelles avalanches. On remédie à ce problème par l'addition d'un gaz polyatomique comme l'isobutane $i - C_4H_{10}$. On peut aussi utiliser un gaz inorganique tel que le CO_2 . Ces molécules agissent comme des modérateurs¹ en absorbant les photons émis puis en dissipant cette énergie par dissociation ou collisions élastiques. Des gains $\sim 10^6$ sont atteints. On renouvelle le mélange gazeux dans le volume de la chambre par une circulation continue. Le système d'alimentation permet également de varier les proportions du mélange à l'aide de régulateurs de débit massique numériques [13].

4.4 Contraintes expérimentales sur le spectromètre à muons

4.4.1 Bruit de fond

Le spectromètre à muons devra fonctionner dans un fond composé de particules chargées, neutrons et photons particulièrement important pour les collisions centrales

¹On appelle souvent ce gaz *quencher*.

Pb-Pb. Le bruit de fond de neutrons est issu des gerbes hadroniques et électromagnétiques produites dans les matériaux par les particules secondaires de grande énergie (~ 100 GeV). Les photons quant à eux proviennent principalement des neutrons eux-mêmes via des réactions de capture radiative (n, γ). Ainsi la connaissance de la sensibilité spectrale aux neutrons et aux photons des chambres à muons est nécessaire pour établir une estimation correcte de la densité d'impacts par unité de surface. La sensibilité des chambres à fils à cathodes segmentées aux neutrons et aux photons dépend à la fois de l'énergie, de la géométrie, des matériaux employés et du mélange gazeux utilisé. Des calculs basés sur le programme FLUKA ont permis d'établir le nombre d'impacts et la densité maximale par unité de surface dans chacune des cinq stations de trajectographie. Un mélange gazeux contenant 80 % d'Argon et 20 % de CO_2 est pris en compte dans cette simulation. Ce mélange s'avère particulièrement bon pour minimiser les sections efficaces d'interaction avec les neutrons tout en conservant une efficacité d'ionisation maximale (~ 100 %). Les multiplicités de particules attendues atteignent 620 particules par collision au pire des cas (cf. tableau 4.1). La densité de bruit de fond dans les stations de tracking décroît avec le rayon transverse et est maximale près du blindage du tube de faisceau (figure 4.9). Un facteur deux de sûreté est appliqué à toutes les densités de particules pour tenir compte des incertitudes sur les flux de particules donnés par la simulation et d'éventuelles autres sources de bruit de fond plus difficiles à estimer. Ce facteur de sûreté est inclus dans les distributions présentées sur la figure 4.9.

Station	Nombre d'impacts total	chargées	photons	neutres	$(dN/ds)_{\max}$ [0.01 cm^{-2}]
TC1/2	320	292	18	4	4.0
TC3/4	340	304	24	4	1.6
TC5/6	230	192	30	6	0.6
TC7/8	380	286	70	14	1.0
TC9/10	620	534	66	14	1.2

Tableau 4.1 : Nombre d'impacts et densité maximale par unité de surface pour les 5 stations de trajectographie (TC1–10). Le facteur de sûreté de 2 est inclus dans les valeurs présentées.

La contribution des photons représente ~ 3.5 % du nombre total d'impact. Celle des neutrons ~ 2 %. La région la plus critique correspond à la première station (TC1/2) située juste après l'absorbeur frontal où la densité d'impacts atteint $4 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2}$.

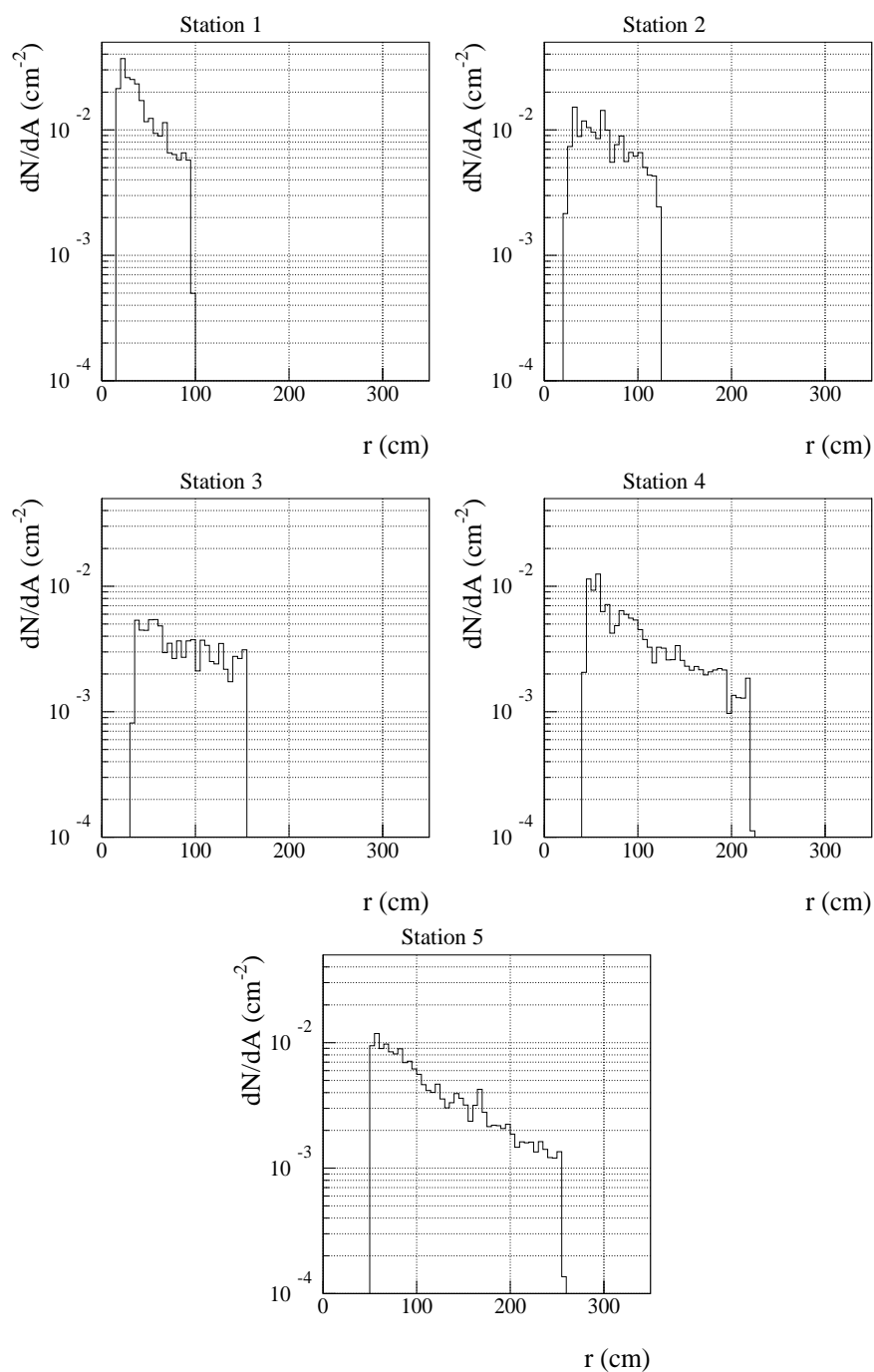


Figure 4.9 : Densités d'impacts en fonction du rayon transverse issues de 10 collisions centrales Pb-Pb générées par le code HIJING. Les distributions incluent le facteur deux de sûreté.

4.4.2 Taux d'interaction

Les luminosités disponibles en mode de collisions ion-ion induisent dans le bras di-muons de faibles taux d'interaction mais de fortes multiplicités de particules. Le taux moyen d'interactions attendu dépend étroitement du type de faisceau. En collisions Pb-Pb centrales et pour une luminosité de $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, le taux d'interaction est de 8 kHz. Pour des faisceaux de Ca à $\mathcal{L} = 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, le taux d'interaction est de 300 kHz. En collisions pp, la luminosité instantanée est réduite au sein du détecteur ALICE de 3 ordres de grandeur (de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) afin d'obtenir un taux d'interaction acceptable. Pour $\mathcal{L} = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, le taux d'interaction prévu est de 1 MHz.

4.4.3 Résolution en masse

Le spectromètre avant à muons est destiné à la mesure des résonances de saveurs lourdes. La contrainte majeure concerne le Υ , identifiable dans son canal de désintégration muonique si la résolution sur la masse invariante de la paire de muons $\sigma_{M_{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}}$ est inférieure à $100 \text{ MeV}/c^2$. Pour atteindre la résolution requise, on exige :

- une résolution spatiale dans le plan de déviation $\sigma_y \leq 100 \mu\text{m}$ (figure 4.10) qui permet d'obtenir une résolution sur l'impulsion $dp/p < 1\%$,
- une résolution dans le plan de non-déviation $\sigma_x \leq 2 \text{ mm}$,
- une épaisseur de matière réduite à 3 % de X_0 (figure 4.11).

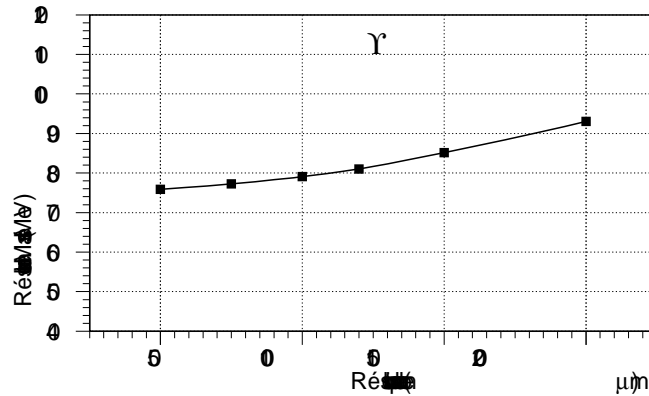


Figure 4.10 : Résolution sur la masse invariante du Υ en fonction de la résolution spatiale dans le plan de déviation des chambres du spectromètre à muons. La résolution en masse est obtenue en supposant que toutes les MWPC ont la même résolution spatiale dans le plan de déviation.

4.4.4 Efficacité

La masse invariante des paires de muons est calculée à partir de 10 mesures (5 par trace) de la position dans les deux directions (x, y). Une inefficacité de $x\%$ par

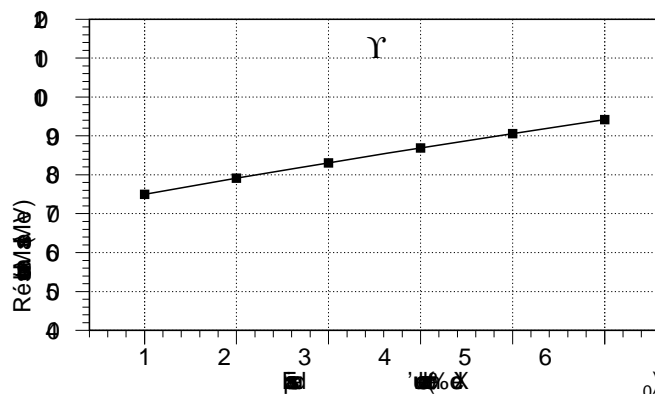


Figure 4.11 : Évolution de la résolution sur la masse du Υ en fonction de l'épaisseur (exprimée en unités de longueur de radiation X_0) des chambres du spectromètre à muons. Les chambres de tracking sont supposées d'épaisseurs égales.

plan de tracking implique une inefficacité totale maximale de 20 x %. L'efficacité par plan souhaitée est supérieure à ≥ 99 %.

4.5 Optimisation de la géométrie des chambres de la station 3

La station 3 est située à l'intérieur de l'aimant dipolaire. Cette position particulière ajoute des contraintes supplémentaires sur la géométrie des chambres malgré une densité de particules plus faible à cet endroit ($\leq 6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$). Afin de ne pas dégrader la résolution en masse, les effets de diffusion multiple doivent être minimisés. Pour ce faire, nous avons développé une géométrie à un seul plan de cathode segmenté en pads de taille constante sur toute la surface active. La construction des chambres devient plus simple et l'épaisseur de matière réduite.

4.5.1 Paramètres géométriques

L'optimisation de la géométrie des chambres de tracking de la station 3 est principalement basée sur la mesure du Υ dans le canal $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ qui exige la meilleure résolution spatiale possible dans le plan de déviation (y). Elle est obtenue pour $w_y/2h = 0.7-0.8$ [14] et $s/h = 1$ [15, 6]. En pratique, nous avons choisi $w_y/2h \simeq 0.85$ et $s = h$. La distance anode-cathode h est le premier paramètre à déterminer et doit être optimisée afin d'obtenir un cluster de 3×3 pads. Les paramètres géométriques de la station 3 sont récapitulés dans le tableau 4.2.

4.5.2 Optimisation de la connectique

La connexion des pads à l'électronique frontale est adaptée à la densité de particules afin de maintenir l'occupation inférieure à 5 %. Les pads sont de dimensions constantes, seule change l'interconnexion. Ce schéma rompt avec la solution traditionnelle (cf. paragraphe 3.4.1) qui consiste à varier la segmentation en fonction

distance anode-cathode h	mm	3.25
espacement des fils d'anode s	mm	3.25
longueur du pad w_x	mm	9.75
largeur du pad w_y	mm	5.5

Tableau 4.2 : Paramètres géométriques des chambres de la station 3.

du rayon transverse (station 1 *p.ex.*). Le plan de cathode est divisé en trois zones concentriques (figure 4.12) :

- **zone A** (petit rayon) où la densité de particules émises dans une collision Pb-Pb centrale est maximale (0.006 cm^2), les pads sont lus individuellement ;
- **zone B** (rayon moyen) où deux pads sont connectés à une seule voie électronique. La cellule de base est constituée de 3×6 pads ;
- **zone C** (grand rayon) où trois pads sont connectés à une seule voie électronique. La cellule de base est constituée de 3×9 pads.

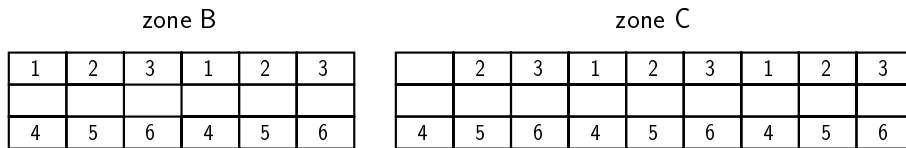


Figure 4.12 : Schéma des mailles élémentaires de connexion des pads à l'électronique de lecture pour les zone B (à gauche) et C (à droite). Les pads portant le même numéro sont reliés à la même voie électronique. Les pads non-numérotés sont lus individuellement.

Dans les zones de lecture de la charge en parallèle (zones B et C), un certain nombre de pads restent lus individuellement pour permettre la localisation exacte du cluster sur le plan de cathode. Les pads sont connectés dans la direction perpendiculaire aux fils d'anode et séparés par au moins n_x pads ($n_x = 2$ sur la figure 4.12) de sorte que le cluster (d'extension maximale en x égale à $n_x + 1$ pads) ne s'étale pas sur deux pads interconnectés. Le nombre de pads intercalé entre deux pads interconnectés dépend évidemment de l'extension maximale du cluster dans la direction x (sens du chaînage des pads). Le schéma de connectique proposé à été testé sur un prototype, il n'induit pas de bruit électronique supplémentaire qui pourrait conduire à une dégradation de la résolution spatiale intrinsèque. L'efficacité de la reconnaissance de pattern reste très bonne et ne souffre pas de la lecture en parallèle des pads (cf. chapitre 5).

4.6 Conclusion

Dans le cadre de la physique des collisions d'ions lourds aux énergies ultrarelativistes, où les multiplicités de particules chargées dans l'état final sont très élevées,

l'emploi de chambres proportionnelles multifils à cathodes segmentées s'avère d'un intérêt crucial, l'utilisation de chambres à strips ou à lecture anodique de la charge n'étant plus efficace à cause du bruit de fond combinatoire généré lors de l'association des coordonnées mesurées par deux plans de détection (plans anodiques pour les chambres à lecture des fils et plans cathodiques pour les chambres à strips). Les CPC sont également utilisées dans de nouveaux systèmes tels les compteurs RICH car elles rendent accessible une haute précision avec une segmentation relativement faible.

La haute résolution spatiale des CPC a motivé la Collaboration ALICE à équiper le système de tracking du spectromètre afin d'atteindre une résolution sur la masse invariante de la paire de muons reconstruite inférieure à $100 \text{ MeV}/c^2$ nécessaire à la bonne séparation $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$. Dans ce chapitre, nous avons décrit un modèle de chambre alternatif mettant en œuvre une lecture en parallèle de la charge induite sur les pads. Il reste à présent à en estimer les performances (chapitre 5) à l'aide d'un programme Monte Carlo. Les résultats de simulation seront alors confrontés à l'analyse des performances de prototypes (chapitre 6) sur faisceau test (chapitre 7).

Bibliographie

- [1] S. Miyamoto, Nucl. Instr. and Meth. **30** (1964) 361-362.
- [2] P. Morse et H. Feshbach, Methods of theoretical physics, McGraw Hill, 1953.
- [3] E. Durand, Electrostatique, Masson, Paris, 1964.
- [4] G.A. Erskine, Nuclear Instr. and Methods **105** (1972) 565.
- [5] H. Okuno, J. Fisher, V. Radeka et H. Walenta, "Azimutal spread of avalanche in proportional chambers", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26 (1979) 160-168.
- [6] E. Gatti, A. Longoni, H. Okuno et P. Semenza, Optimum geometry for strip cathode or grids in MWPC for avalanche localization along the anode wires, Nucl. Instr. and Meth. **163** (1979) 83-92.
- [7] J.S. Gordon et E. Mathieson, Cathode Charge Distribution in Multiwire Chambers, I. Measurement and theory, Nucl. Instr. and Meth. **227** (1984) 277-282.
- [8] E. Mathieson et J.S. Gordon, Cathode Charge Distribution in Multiwire Chambers, II. Approximate and empirical formulae, Nucl. Instr. and Meth. **227** (1984) 277-282.
- [9] J.R. Thompson, J.S. Gordon et E. Mathieson, Cathode Charge Distribution in Multiwire Chambers, III. Distribution in anode wire direction, Nucl. Instr. and Meth. **A 234** (1985) 505-511.
- [10] E. Mathieson, Cathode Charge Distribution in Multiwire Chambers, IV. Empirical formula for small anode-cathode separation, Nucl. Instr. and Meth. **A 270** (1988) 602-603.
- [11] I. Endo et al., Systematic shifts of evaluated charge centroid for the Cathode Readout multiwire proportional chamber, Nucl. Instr. and Meth. **188** (1981) 51-58.
- [12] P. Rice-Evans, Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers, The Riche-lieu Press, London, 1974.
- [13] Brooks Instrument
- [14] N. Khovansky et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 351** (1994) 317-329.
- [15] G. Charpak et F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. **113** (1973) 381.

Chapitre 5

Performances de la station 3

L'optimisation des chambres de tracking à cathodes segmentées du spectromètre à muons du détecteur ALICE est basée sur la détection des quarkonia dans leur canal de désintégration muonique. Dans ce chapitre, nous avons évalué, à l'aide de simulations, les performances de la station 3 dans un environnement de forte multiplicité rencontré dans l'expérience ALICE. La station 3 a la particularité d'être située à l'intérieur de l'aimant dipolaire. Il est donc essentiel d'évaluer la dégradation induite par le champ magnétique sur la résolution spatiale intrinsèque des chambres et plus généralement sur les performances du spectromètre. Ce travail est également détaillé dans ce chapitre.

Sommaire

5.1	Introduction	105
5.2	Description du Monte Carlo	105
5.3	Occupation	107
5.4	Efficacité de reconnaissance de pattern	108
5.4.1	Efficacité de reconnaissance en fonction de la position du point d'impact sur le motif de la maille élémentaire	108
5.4.2	Efficacité de reconnaissance d'un événement Pb-Pb	111
5.4.3	Estimation du taux de traces multiples	113
5.5	Mesure de la position	114
5.5.1	Calcul du centre de gravité	114
5.5.2	Ajustement de la fonction de Mathieson	115
5.6	Résolution spatiale	115
5.6.1	Résolution en x	116
5.6.2	Résolution en y	116
5.7	Résolution double-trace	118
5.8	Effet du champ magnétique dipolaire	121
5.8.1	Résolution spatiale intrinsèque	122
5.8.2	Résolution sur la masse des résonances de quarks lourds	125
5.9	Conclusion	129

5.1 Introduction

Le spectromètre à muons du détecteur ALICE devra reconstruire avec une bonne efficacité la trajectoire des muons dans un environnement de hautes multiplicités (jusqu'à $4 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2}$) avec une résolution en masse meilleure que 100 MeV suffisante pour séparer les membres de la famille du Υ . Un aperçu de la stratégie générale de l'identification et de la reconstruction des traces dans le bras dimuons a été donné au paragraphe 3.6.1. La résolution en masse dépend essentiellement de :

- la précision atteinte sur la **mesure de l'angle entre les deux muons**. Dans le set-up actuel, les traces ne sont pas mesurées avant l'absorbeur frontal. Après l'absorbeur, l'information angulaire est quasiment perdue à cause de la diffusion multiple. La reconstruction de l'angle entre les deux muons fait appel à la position du vertex de l'événement, mesuré très précisément à l'aide des couches de haute précision en pixels de silicium de l'ITS. La précision angulaire est par conséquent principalement déterminée par le déplacement latéral des traces dans l'absorbeur et plus vraiment par l'angle de diffusion. Afin de réduire la contribution du déplacement latéral, l'absorbeur pourrait être éloigné du point d'interaction mais cela engendrerait une augmentation du bruit de fond combinatoire ;
- la **résolution en impulsion** qui dépend essentiellement de trois contributions : la résolution spatiale des chambres de tracking, la diffusion multiple dans le trajectographe, les fluctuations de la perte d'énergie dans l'absorbeur. L'importance relative de ces contributions dépend de l'impulsion de la trace. Afin d'atteindre la résolution en masse requise, l'impulsion doit être reconstruite avec une précision inférieure à 1 % sur la totalité du spectre en impulsion.

Dans ce chapitre, nous avons évalué les performances intrinsèques des chambres de la station 3 (TC5/6). Nous avons étudié plus particulièrement la résolution spatiale dans les deux directions (déviation et non-déviation), la déconvolution des impacts multiples et les effets du champ magnétique dipolaire. Les calculs reposent sur une simulation détaillée des chambres basée sur le programme GEANT 3.21 incluant une réponse réaliste traitant correctement les traces inclinées. Les effets du champ magnétique dipolaire sur les performances du spectromètre (résolution en masse et efficacité de reconstruction) sont finalement évalués.

5.2 Description du Monte Carlo

Le programme de simulation de la chambre à cathode segmentée repose sur le package GEANT 3.21 et a été implémenté en C++ dans le programme de simulation officiel du détecteur ALICE, AliRoot [1]. Il contient les étapes suivantes :

Définition de la trace incidente

La position du point d'impact de la particule incidente sur la surface de la chambre (x_0, y_0) est générée aléatoirement selon une distribution uniforme continue. Les angles

θ et φ de la trace sont des paramètres d'entrée fixés.

Segmentation

La géométrie des chambres adoptée pour les simulations est donnée par le tableau 4.2.

Passage dans le volume sensible

Lorsque la particule entre dans le volume sensible de la chambre rempli d'un mélange gazeux 80 % Ar/20 % CO₂, sa trajectoire est discrétisée en n_S pas de longueur fixée (10 μm). À chaque pas p , la perte d'énergie moyenne $\Delta E^{(p)}$ est calculée selon la formule de Bethe et Bloch [2]. On en déduit le nombre total de paires électron-ion créées à l'issue du pas p :

$$n_T^{(p)} = \Delta E^{(p)} / W \quad (5.1)$$

où W est l'énergie moyenne effective nécessaire pour produire une paire ($W = 32$ eV pour le mélange gazeux considéré). La contribution $q_i^{(p)}$ d'un électron primaire produit au cours du pas p à la charge de l'avalanche totale Q_A est tirée selon la densité de probabilité de Furry [3, 4, 5, 6] :

$$f(q) \sim \frac{1}{\bar{q}} e^{-\frac{q}{\bar{q}}} \quad (5.2)$$

où la valeur moyenne $\bar{q} = 0.02$ canaux ADC. Finalement

$$Q_A = \sum_{i=1}^{n_S} \sum_{j=1}^{n_T} q_j^{(i)} \quad Q_A \text{ exprimée en canaux ADC} \quad (5.3)$$

Charge cathodique induite

La distribution de charge induite sur le plan de cathode est calculée d'après la fonction semi-empirique de Gatti *et al.* [7] :

$$\rho(x) = Q_A K_1^\perp \frac{1 - \tanh^2 [K_2^\perp (x - x_i) / h]}{1 + K_3^\perp \tanh^2 [K_2^\perp (x - x_i) / h]} \quad (5.4)$$

$$\rho(y) = Q_A K_1^\parallel \frac{1 - \tanh^2 [K_2^\parallel (y - y_i) / h]}{1 + K_3^\parallel \tanh^2 [K_2^\parallel (y - y_i) / h]} \quad (5.5)$$

où (x_i, y_i) est le milieu du pas i . La charge induite sur le pad p à l'issue du pas i est donnée par :

$$Q_{\text{pad}}^{(p)}(i) = 4 \left\{ \int_{w_x} \rho(x) dx \right\} \times \left\{ \int_{w_y} \rho(y) dy \right\} \quad (5.6)$$

de sorte que

$$Q_{\text{pad}}^{(p)} = \sum_{i=1}^{N_s} Q_{\text{pad}}^{(p)}(i) \quad (5.7)$$

L'espace entre les pads dû à la gravure ($\simeq 250 \mu\text{m}$) est négligé. En effet, on remarque expérimentalement qu'il n'y a pas de charge induite sur la bande isolante séparant les pads et par conséquent la totalité de la charge est recueillie sur les pads [8].

Le bruit de la chaîne d'électronique $s^{(p)}$ est alors additionné au signal de charge. Il s'agit d'un bruit blanc centré en 0 et de variance σ tiré selon la densité de probabilité normale $\mathcal{N}(1, 0.2)$. La source principale du bruit est engendrée par le préamplificateur de charge (chip GASSIPLEX). Le cross-talk, l'erreur de calibration des voies électroniques et l'erreur de digitisation ($1/\sqrt{12}$ canaux ADC) ne sont pas pris en compte.

5.3 Occupation

L'occupation est définie par :

$$\mathcal{O}(r) = \frac{dN}{ds}(r) \times S_{\text{pad}} \times N_{\text{occupés}} \quad (5.8)$$

où $dN/ds(r)$ est la densité de bruit de fond émis lors d'une collision centrale Pb-Pb, S_{pad} la surface du pad et $N_{\text{occupés}}$ le nombre de pads occupés au passage d'une particule.

Dans la zone A, $N_{\text{occupés}}$ est exactement égal à la taille du cluster ($\sim 3 \times 3$ pads) tandis que dans les zones B et C ce nombre inclut tous les pads inaptes à former un autre cluster indépendant. En effet, les pads connectés en parallèle aux pads constituant le cluster ne sont plus utilisables, de même que la zone intermédiaire inutilisable (pour former un nouveau cluster) constituée de pads lus individuellement (figure 5.1).

La distribution du nombre de pads occupés selon la zone est représentée sur la figure 5.2. On y trouve également la distribution de l'occupation aux limites de chaque zone. Le motif de base de la connexion des pads a été optimisé pour obtenir $\mathcal{O}(r) \leq 5\%$. La densité de particules diminue avec le rayon transverse mais le nombre de pads occupés augmente. Les deux effets se compensant, l'occupation reste inférieure à 5%.

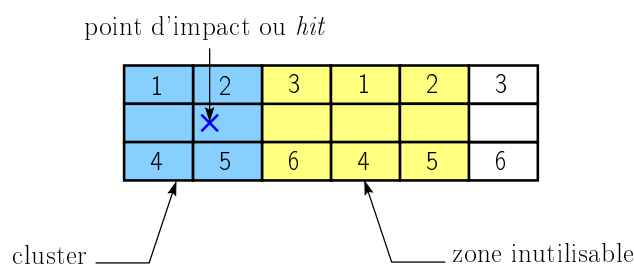


Figure 5.1 : Nombre de pads occupés par un cluster de taille 2×3 pads dans la zone B où 2 pads sont connectés à une voie électronique. En plus de l'extension propre du cluster physique, la région inutilisable compte les pads lus en parallèle et les pads individuels intermédiaires. Les pads de même numéro sont connectés entre eux tandis que les pads non-numérotés sont lus individuellement.

5.4 Efficacité de reconnaissance de pattern

L'efficacité de reconnaissance de pattern a été calculée selon un algorithme conçu et optimisé à partir de la simulation d'une chambre circulaire formée de 4 quadrants ($R_{in} = 340$ mm et $R_{ext} = 1700$ mm). Les cathodes sont segmentées en pads groupés en 3 zones de lecture concentriques (figure 5.3) :

- zone A : tous les pads sont lus individuellement ;
- zone B : les pads sont chaînés en lecture, la maille élémentaire du réseau est de taille 3×6 pads comme détaillé en figure 5.4. Les deux rangées de six pads connectés deux à deux sont séparées par une rangée de six pads lus individuellement ;
- zone C : les pads sont chaînés en lecture, la maille élémentaire du réseau est de taille 3×12 pads. Les deux rangées de douze pads connectés trois par trois sont séparées par une rangée de douze pads dont deux pads seulement sont connectés trois par trois, les six autres étant lus individuellement (figure 5.4).

Les zones A, B et C sont constituées respectivement de 94, 114 et 194 blocs de 48 voies électroniques par quart de chambre (figure 5.3), soit 19296 voies par quadrant.

5.4.1 Efficacité de reconnaissance en fonction de la position du point d'impact sur le motif de la maille élémentaire

L'objet de cette partie est d'évaluer l'efficacité intrinsèque du détecteur en fonction de la localisation du point d'impact dans le motif de base du chaînage.

On obtient selon le type de connexion :

- **zone A**

Toutes les positions sont équivalentes puisqu'il n'y a pas de lecture en parallèle. Tous les impacts sont reconnus par l'algorithme, dont 503 sur 505 sont correctement reconnus c'est-à-dire localisés dans le pad où est effectué le tirage. Les

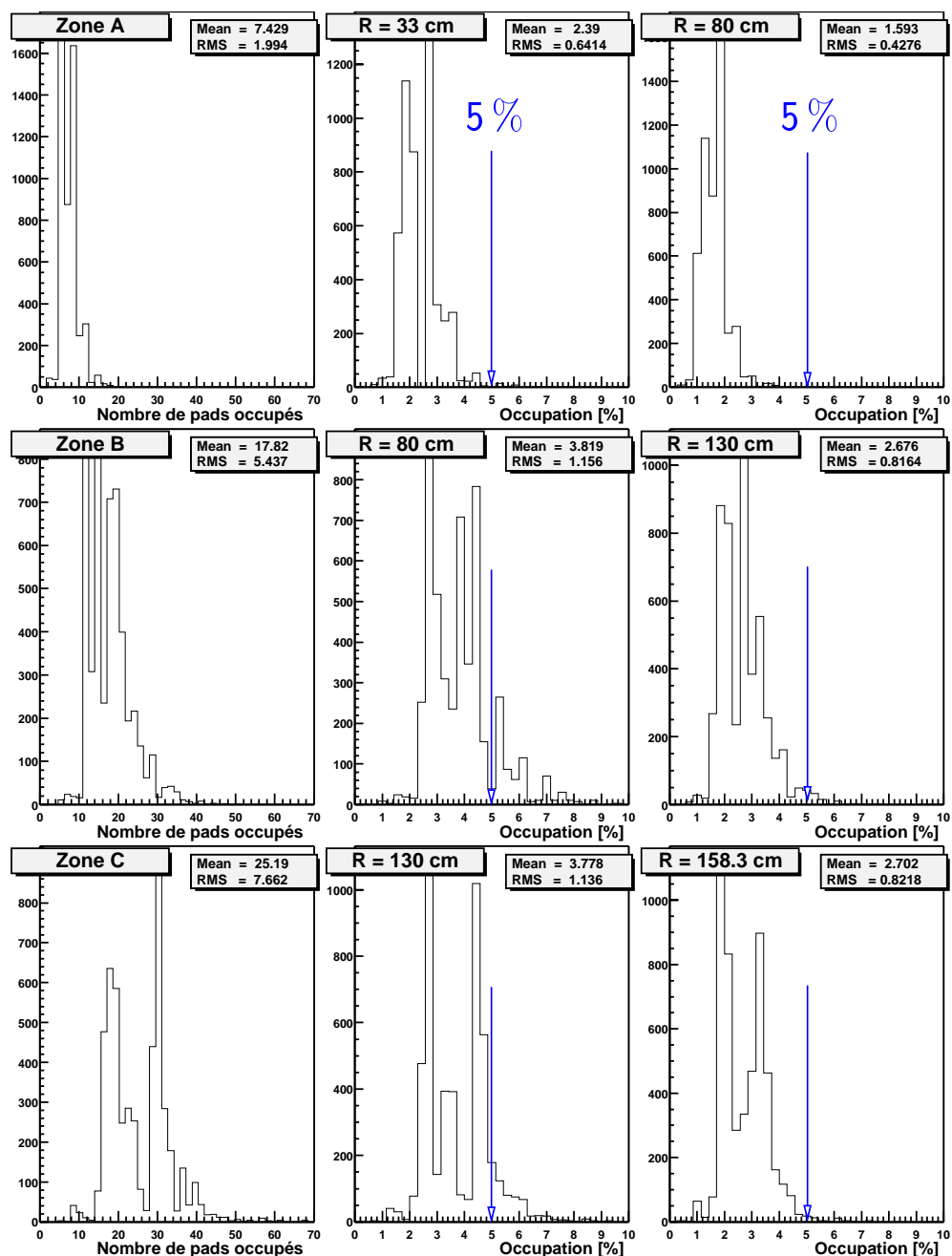


Figure 5.2 : Distributions du nombre de pads occupés dans les trois zones de groupement (colonne de gauche) et distributions de l’occupation aux limites inférieure et supérieure de chacune d’elles.

deux impacts manquants sont reconnus par l’algorithme dans le pad voisin car le bruit électronique déplace la charge maximale vers le pad voisin. Il convient cependant de remarquer que les impacts “perdus” correspondent à des tirages à moins de $1\ \mu\text{m}$ du bord du pad. L’efficacité est proche de 100 %.

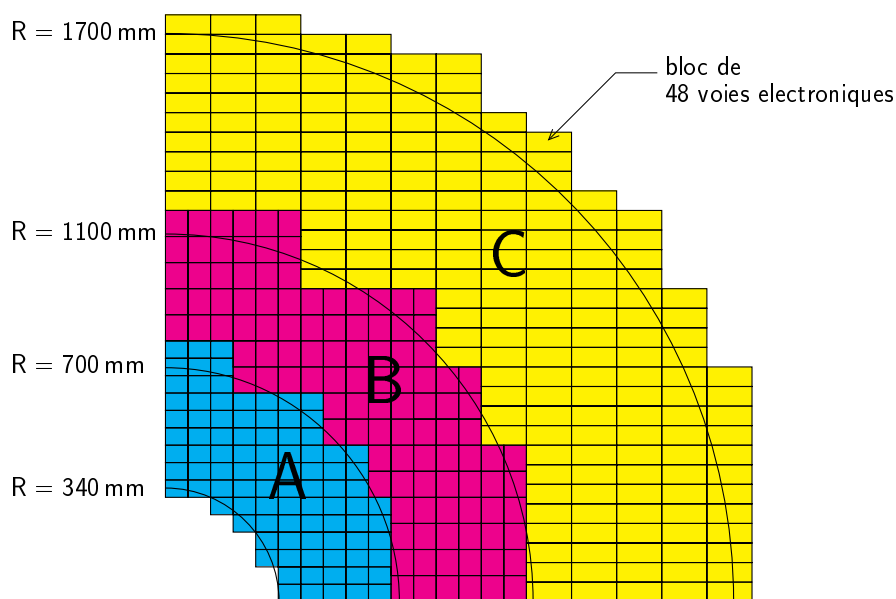


Figure 5.3 : Schéma d'un quadrant de chambre. Les 3 zones de lecture A, B et C sont représentées avec leurs limites respectives. Les rectangles représentent un bloc de 48 voies électroniques soit une carte de 3 GASSIPLEX.

- **zone B**

336 impacts ont été tirés aléatoirement dans le pad localisé en position ① de la maille élémentaire, puis successivement en positions ② ③ ④ ⑤ ⑥ (figure 5.4). Le nombre d'impacts reconnus est dans tous les cas 336 et le nombre d'impacts correctement reconnus est tabulé ci-dessous :

Position	①	②	③	④	⑤	⑥
Nombre d'impacts correctement reconnus	335	335	335	335	336	336
Efficacité intrinsèque ε [%]	100	100	100	100	100	100

Les impacts incorrectement identifiés sont, comme en zone A, des impacts limitrophes.

- **zone C**

345 impacts ont été générés aléatoirement dans chacune des positions indiquées sur la figure 5.4. La réponse de l'algorithme en terme de nombre d'impacts correctement reconnus est reportée dans le tableau ci-après :

Position	Ⓐ	Ⓑ	Ⓒ	Ⓓ
Nombre d'impacts correctement reconnus	343	344	344	310
Efficacité intrinsèque ε [%]	100	100	100	90

Les impacts perdus dans les positions Ⓐ, Ⓑ et Ⓒ se retrouvent dans le pad voisin, comme précédemment. En position Ⓓ, la plus défavorable géométriquement du fait de l'absence de pad lu individuellement directement contigu, 10 % des impacts sont perdus. Pour corriger cet effet, il a finalement été proposé un nouveau chaînage par 3 (figure 4.12). Dans cette configuration, l'efficacité de reconnaissance ne dépend plus du pad sur lequel est centré le cluster. 100 % des hits sont alors correctement identifiés.

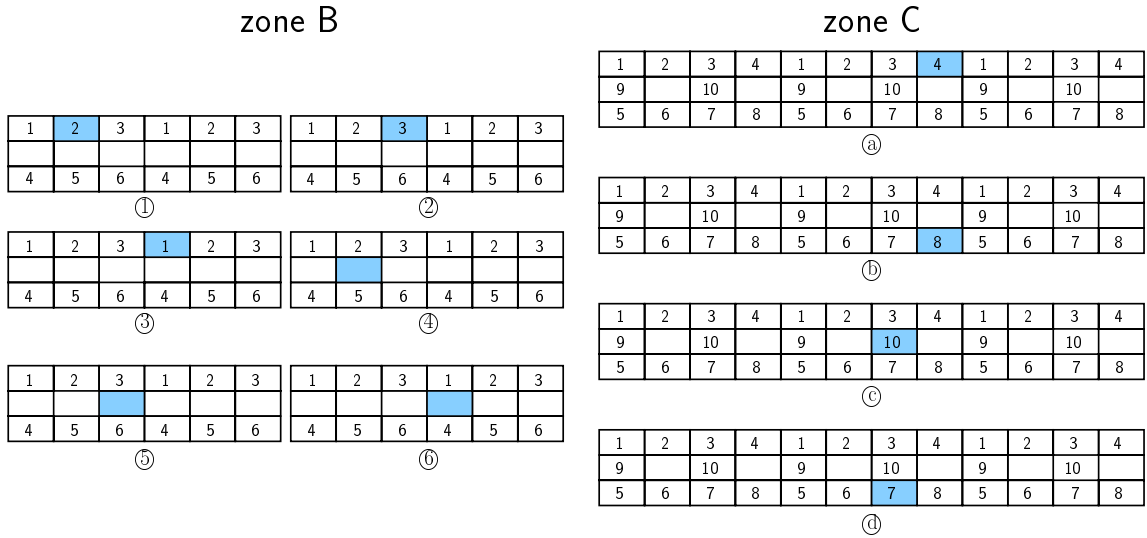


Figure 5.4 : Positions des points d'impact sur la maille élémentaire de la connectique pour le calcul de l'efficacité de reconnaissance intrinsèque de la chambre. Le tirage est uniforme sur la surface du pad.

5.4.2 Efficacité de reconnaissance d'un événement Pb-Pb

L'événement considéré est un événement Pb-Pb en collision centrale extrait d'une simulation FLUKA [9, 10]. La densité de particules est obtenue dans l'hypothèse d'une géométrie «*semi-ouverte*» [10] de l'absorbeur à petit angle. La distribution de la densité de particules produites en fonction du rayon transverse est surestimée d'un facteur 2 par rapport à celle obtenue dans l'hypothèse de géométrie ouverte finalement retenue. La répartition spatiale des impacts sur le plan de la station 3 est représentée sur la figure 5.5.a et la distribution des particules selon leur type sur la figure 5.5.b.

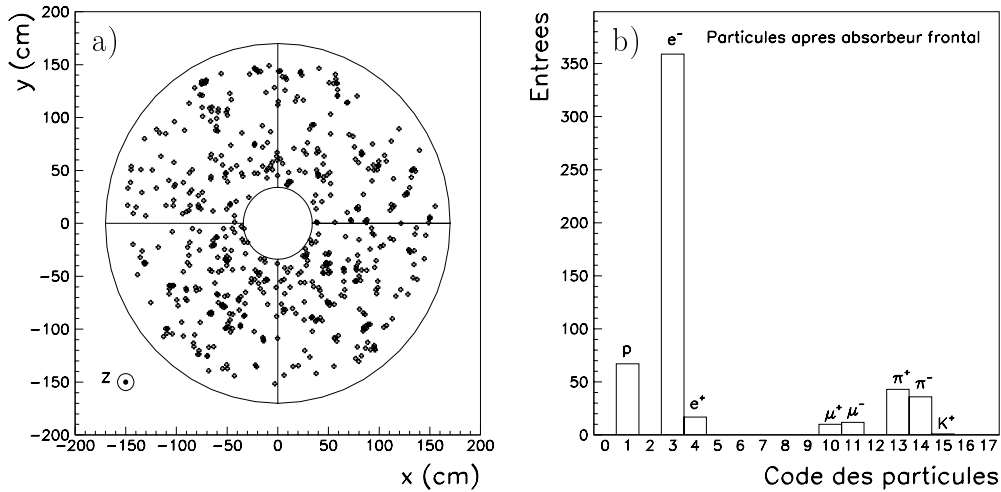


Figure 5.5 : (a) Répartition spatiale des particules produites dans une collision Pb-Pb centrale sur la cathode de la chambre 6 du spectromètre à muons. (b) Distribution des particules produites selon leur type.

Le calcul est réalisé sans champ magnétique et pour des traces perpendiculaires au détecteur. La distance anode-cathode est égale à 3.25 mm de même que la distance entre les fils d'anode. Le mode de lecture cathodique implique l'existence de un ou plusieurs clusters fantômes définitivement éliminés par l'algorithme de reconnaissance. Le pattern typique d'un quart de chambre de la station 3 incluant les clusters fantômes dans le cas d'une collision Pb-Pb centrale est représenté sur la figure 5.6.a. On reconnaît aisément la position des impacts ponctuels dans la zone A ainsi que les effets de connexion en parallèle des pads dans les zones B et C.

L'algorithme de reconnaissance de pattern est un algorithme à deux seuils. Dans un premier temps, on recherche les maxima (charges au-dessus d'un seuil haut) en parcourant ligne à ligne la matrice de pads. Si le maximum trouvé est donné par un pad lu individuellement, le cluster est reconnu sans ambiguïté (la position du cluster est identifiée directement).

La charge maximale identifiée peut aussi provenir d'une voie électronique connectée à deux ou trois pads (suivant la zone d'impact B ou C). Dans ce cas, les huit pads entourant le maximum sont alors examinés. Il suffit d'au moins un pad lu individuellement porteur d'un signal de charge supérieure au seuil bas pour discriminer sans ambiguïté la position du cluster parmi les deux ou trois possibilités. Le seuil bas est optimisé à une valeur de 4.4×10^{-4} pC. Une valeur inférieure permettrait d'augmenter l'efficacité de façon artificielle (du fait du bruit électronique), les impacts supplémentaires étant en réalité inexistantes. Une valeur supérieure du seuil bas génère une perte d'impacts reconnus et par conséquent réduit l'efficacité de l'algorithme.

L'efficacité de reconnaissance des protons, muons et pions atteint 93.5%. Elle n'est pas détériorée lorsque se rajoute l'environnement des e^{\pm} . Toutefois, l'efficacité de reconnaissance globale (toutes particules comprises) ne vaut plus que 86%. Ceci

s'explique par le fait que les e^\pm issus de gerbes électromagnétiques (cascades de e^\pm issus de la même particule primaire) sont localisés dans des pads contigus. La proximité rend difficile, voire impossible la séparation e^+/e^- .

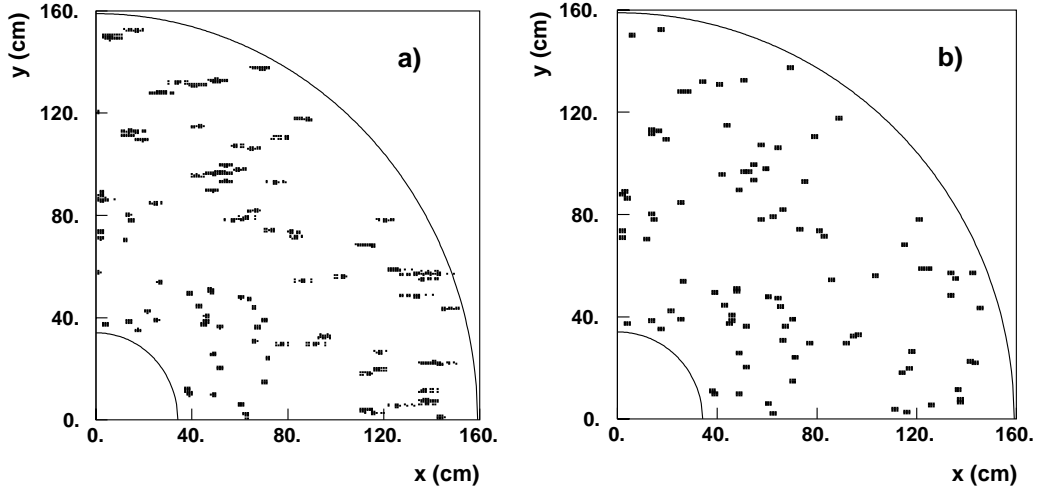


Figure 5.6 : Distribution des hits issus d'une collision Pb-Pb centrale sur un quadrant d'une chambre de la station 3 avant (a) et après (b) reconnaissance.

Le résultat de l'algorithme de reconnaissance de pattern appliqué à un événement Pb-Pb central est représenté sur la figure 5.6.b.

5.4.3 Estimation du taux de traces multiples

Le taux d'impacts multiples sur la chambre a été calculé dans le cas de collisions centrales Pb-Pb en utilisant l'événement simulé décrit dans le paragraphe précédent. Un impact est supposé produire un cluster de taille 3×3 pads sauf les impacts provenant de gerbes de e^\pm (e^\pm issus de la même particule primaire). Dans ce cas, le développement de la gerbe induit un cluster plus étendu \mathcal{C}_{e^\pm} . On délimite \mathcal{C}_{e^\pm} en regroupant les clusters élémentaires (3×3 pads) des e^\pm issus de la même particule primaire et distants de moins de 3 pads. Les doubles impacts sont caractérisés par la topologie suivante : un ou plusieurs pads en croix (plus proches voisins du pad central d'amplitude maximale) autour du pad central (de charge maximale) d'un cluster donné sont contaminés par le recouvrement d'un cluster voisin ou par la charge de pads connectés en parallèle. Les taux d'impacts multiples estimés pour les trois zones de connectique différente sont reportés dans le tableau 5.1.

Le taux d'impacts multiples avec chaînage des pads, n'est pas rédhibitoire. Il augmente légèrement avec la densité de particules produites. Maintenir constant le taux d'impacts multiples nécessiterait une augmentation du nombre de voies électroniques. Le surcoût inhérent n'est pas justifié car les impacts multiples sont séparables sans détérioration de la résolution spatiale (cf. paragraphe 5.7).

Taux d'impacts multiples	zone A	zone B	zone C
SANS chaînage [%]	8	6	3
AVEC chaînage [%]	8	11	14

Tableau 5.1 : Taux d'impacts multiples dans les trois régions de cathode avec ou sans implémentation du chaînage. Dans le cas où le chaînage n'est pas opérant, les pads de la cathode sont tous lus individuellement.

5.5 Mesure de la position

La résolution d'une chambre proportionnelle multifils est améliorée en utilisant la distribution de la charge induite sur la cathode plutôt que le signal des fils d'anode [11, 12]. La position du point d'impact de la particule incidente est évaluée¹ avec précision en échantillonnant la charge induite sur une cathode segmentée. On mesure alors la position du point d'impact à partir des charges du cluster (amas de charges induites sur les pads de la cathode au passage de la particule) à l'aide de l'un des 2 algorithmes génériques : la méthode du centre de gravité et l'ajustement d'une fonction empirique. Pour une géométrie de chambre donnée, il existe en plus de l'erreur stochastique une différence systématique entre la position reconstruite et la position vraie qui dépend de l'algorithme utilisé.

5.5.1 Calcul du centre de gravité

Dans le cas de la méthode du centre de gravité, un estimateur de la position de l'avalanche dans la direction y est donné par² :

$$\hat{y}_{\text{rec}} = \frac{\sum_{i=1}^{n_P} A_i \cdot y_i}{\sum_{i=1}^{n_P} A_i} \quad (5.9)$$

où les A_i représentent les amplitudes des signaux mesurés sur les pads centrés en $y_i = i \cdot w_y$ et n_P ($= 2$ ou 3) le nombre de pads considérés. L'utilisation d'un ensemble discret de mesures pour calculer le centre de gravité d'une distribution de charge continue non linéaire est à l'origine d'une erreur systématique qui dépend de la position relative du point d'impact sur le pad [13] (figure 5.7). L'erreur est maximale (en valeur absolue) lorsque le point d'impact est localisé au quart et au $3/4$ de la largeur du pad w_y et s'annule au centre du pad. On retrouve ce comportement lors de la mesure de la position des gerbes électromagnétiques dans les cellules d'un calorimètre [14].

¹On détermine en réalité la position de l'avalanche.

²Le calcul reste valable pour la direction x .

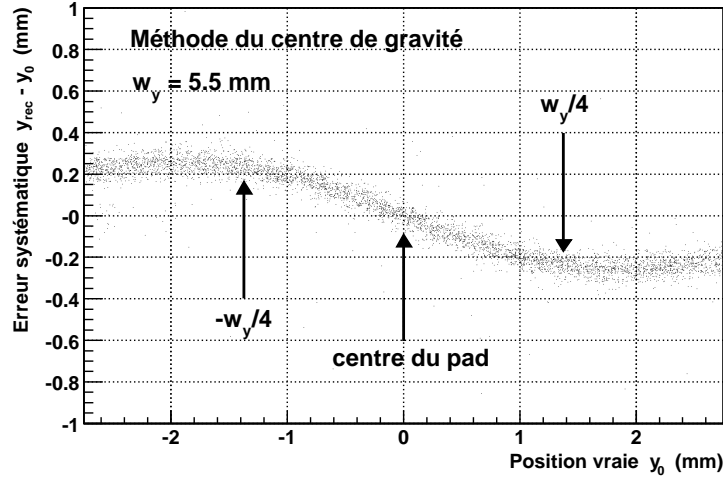


Figure 5.7 : Distribution de l'erreur systématique ($\hat{y}_{\text{rec}} - y_0$) commise sur la mesure de la position de l'avalanche le long des fils d'anode en fonction de la distance vraie au centre du pad.

Il est possible de corriger la mesure à l'aide d'un polynôme impair ou d'une série de Fourier [15, 16, 17, 18].

5.5.2 Ajustement de la fonction de Mathieson

L'idée de base consiste à faire correspondre la distribution de charge expérimentale à une fonction analytique. La fonction de Mathieson est la plus généralement utilisée (cf. paragraphe 4.3.3) :

$$\rho(y) = Q_A \frac{K_2 \sqrt{K_3}}{4 \arctan \sqrt{K_3}} \frac{1 - \tanh^2 [K_2(y - y_A)/h]}{1 + K_3 \tanh^2 [K_2(y - y_A)/h]} \quad (5.10)$$

Gatti *et al.* [7] montrent que la meilleure résolution possible est obtenue en évaluant la position à partir de la charge de 2 ou 3 pads. La résolution spatiale se dégrade lorsqu'on utilise plus de 3 charges dans la procédure d'ajustement (effet du bruit électronique). Par conséquent, l'ajustement s'effectue sur 3 paramètres : la position y_A de l'avalanche, la charge de l'avalanche Q_A (normalisation globale) et K_2 (FWHM de la distribution surfacique de charge). K_3 est fixé. La fonction ajustée est une approximation de la distribution de charge réelle, cela constitue la principale source de l'erreur systématique. Par la suite, et plus particulièrement dans l'analyse des données de faisceau test, nous utiliserons cette dernière méthode.

5.6 Résolution spatiale

Le critère de qualité d'un détecteur est sa résolution pour la quantité mesurée (énergie, temps, *etc.*). Dans le cas d'une CPC, il s'agit de la résolution spatiale dans la

direction parallèle (σ_y) et perpendiculaire (σ_x) aux fils d'anode. Pour une grandeur exacte z_0 ³ donnée, les mesures extraites du détecteur seront distribuées selon une fonction de distribution $D(z)$ de sorte que la valeur attendue est :

$$\langle z \rangle = \frac{\int z \cdot D(z) dz}{\int D(z) dz}, \quad (5.11)$$

où l'intégrale du dénominateur normalise la fonction de distribution. La variance de la quantité mesurée est

$$\sigma_z^2 = \frac{\int (z - \langle z \rangle)^2 D(z) dz}{\int D(z) dz}, \quad (5.12)$$

l'intégrale s'étendant sur la totalité de la gamme de la fonction de distribution. En pratique (dans un programme de simulation ou une analyse de données de faisceau test), la résolution spatiale dans la direction z est calculée à partir de la distribution du résidu $\delta z = z_{\text{rec}} - z_0$, où z_{rec} est la coordonnée reconstruite par ajustement⁴ et z_0 la position vraie de la trace incidente. La distribution du résidu est gaussienne $\mathcal{N}(0, \sigma_z)$. σ_z est la résolution du détecteur dans la direction considérée.

Les résultats présentés ci-après sont obtenus avec la géométrie $s = h = 3.25$, $w_x = 9.75$ mm et $w_y = 5.5$ mm.

5.6.1 Résolution en x

Dans la direction perpendiculaire aux fils d'anode (direction de non-déviaton), la coordonnée reconstruite est quantifiée par suite de l'espacement s des fils. Pour des traces d'incidence normale, la coordonnée reconstruite dans la direction perpendiculaire aux fils d'anode est distribuée selon la fonction $D(x)$ constante égale à 1 entre $-s/2$ et $s/2$ autour du fil d'anode touché, et nulle ailleurs. La valeur attendue pour x est évidemment 0 (position du fil touché) et la résolution $\sigma_x = s/\sqrt{12}$. Pour $s = 3.25$ mm, on obtient une précision dans la direction perpendiculaire aux fils d'anode de $\sigma_x = 938$ μm .

La figure 5.8 représente la distribution du résidu $\delta x = x_0 - x_{\text{rec}}$ dans la direction de non-déviaton, l'écart-type σ_x de la distribution est de 956 μm , ce qui est en accord avec l'estimation théorique précédente.

On pourrait améliorer la résolution en x en réduisant l'écartement des fils d'anode mais cependant, en-dessous de $s \sim 1$ mm, le fonctionnement devient problématique.

5.6.2 Résolution en y

La coordonnée y_{rec} du point d'impact dans la direction des fils d'anode (direction de déviaton) est calculée à partir de l'ajustement des paramètres Q_A , y_A (la position de l'avalanche est par définition y_{rec}) et K_2 de la distribution de Mathieson à

³Nous considérons ici une coordonnée z générique qui représente x ou y .

⁴ z_{rec} est la position de l'avalanche calculée par ajustement de la fonction de Mathieson.

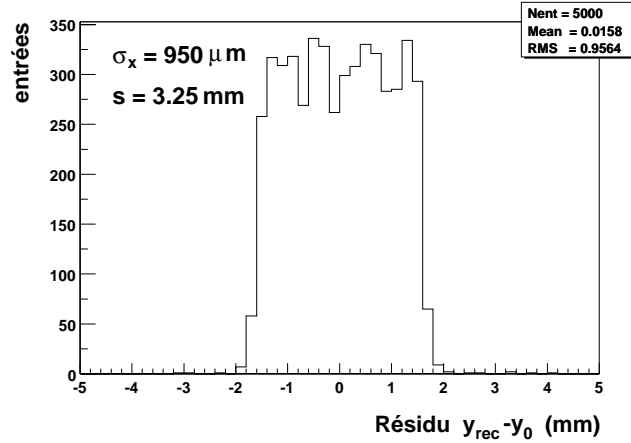


Figure 5.8 : Distribution du résidu dans la direction de non-déviation. La résolution spatiale de la chambre dans cette direction est limitée par la répartition discontinue des fils d'anode. On obtient $\sigma_x \simeq 950 \mu\text{m}$ pour $s = 3.25 \text{ mm}$.

l'ensemble des 3 charges du cluster [22, 20]. Afin de rendre compte de l'uniformité de la réponse, on représente les résidus reconstruits en fonction de la coordonnée exacte du point d'impact (figure 5.9.a). On obtient une distribution uniformément centrée autour de zéro. La projection de cette dernière sur l'axe vertical (figure 5.9.b) est une distribution gaussienne centrée en zéro et de *rms* σ_y ($= 37 \mu\text{m}$)⁵.

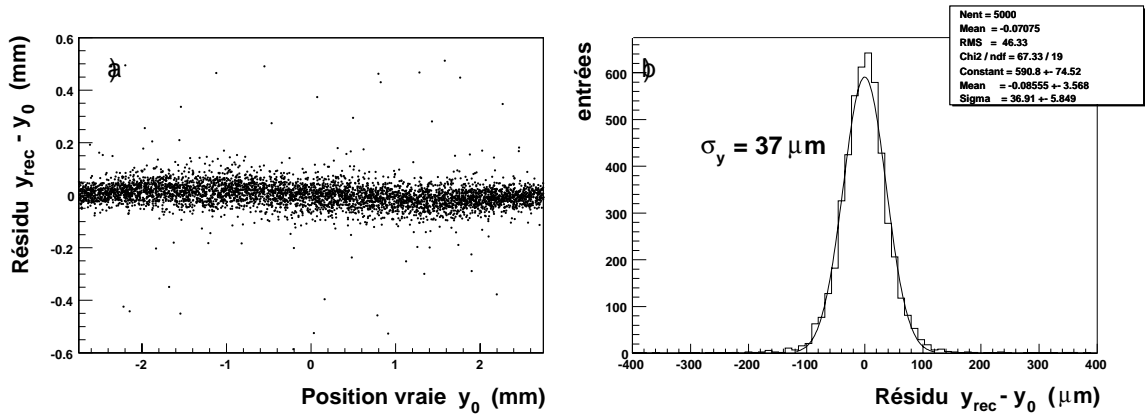


Figure 5.9 : (a) Résidus en fonction de la position vraie de l'impact dans la direction de déviation y . (b) Distribution du résidu.

D'après la théorie de Mathieson [21], K_2 est un paramètre qui ne dépend que de la géométrie de la chambre (rapport h/s et r_a). Cependant, afin de compenser les effets des tolérances mécaniques de construction (dont la théorie analytique ne tient pas compte) sur les nonlinéarités systématiques de l'algorithme, en pratique on ajustera K_2 [20]. De plus, la dépendance en K_2 de la distribution de charge théorique est forte et une très faible variation suffit pour ajuster précisément la fonction. De ce fait, il semble raisonnable de choisir K_2 comme paramètre de l'ajustement.

⁵Il s'agit de la résolution du détecteur.

Pour ajuster la largeur de la distribution de charge aux données, on choisit donc de faire varier K_2 . On note que la variation $\Delta K_2 = (K_2^f - K_2^i)/K_2^i$ de K_2 est faible, $\sim 10\%$ au maximum. Le choix de K_3 comme paramètre de l'ajustement conduirait à une valeur ajustée très éloignée de celle prédite par la théorie de Mathieson (fixée par la géométrie).

5.7 Résolution double-trace

Lorsque deux particules voisines traversent le détecteur, leurs signaux de charge induits sur la cathode se recouvrent («*double-trace*»). La séparation des traces doubles est un problème crucial dans le cadre de l'expérience ALICE où les multiplicités de particules produites sont fortes. Pour séparer les deux traces, il faut connaître la forme analytique exacte du signal de charge. On paramétrise la charge induite sur le plan de cathode dans la direction des fils d'anode (y) par la somme de deux fonctions semi-empiriques de Gatti *et al.* [7] :

$$\begin{aligned} \rho^{\text{DH}}(y) = & \frac{K_2 \sqrt{K_3}}{4 \arctan \sqrt{K_3}} \left\{ Q_A^{(1)} \frac{1}{1 + (K_3 + 1) \sinh^2 [K_2(y - y^{(1)})/h]} \right. \\ & \left. + Q_A^{(2)} \frac{1}{1 + (K_3 + 1) \sinh^2 [K_2(y - y^{(2)})/h]} \right\} \end{aligned} \quad (5.13)$$

où K_2, K_3 dépendent de la géométrie de la chambre ;

$y^{(1)}, y^{(2)}$ sont les positions des traces incidentes ;

$Q_A^{(1)}, Q_A^{(2)}$ sont les charges anodiques créées au passage des particules.

La figure 5.10 montre la distribution de charge cathodique ainsi que la position des points d'impact (repérés par les flèches) lorsque ceux-ci se rapprochent (figure 5.10.a, figure 5.10.b et figure 5.10.c). Les traces sont supposées perpendiculaires au plan de cathode.

On détermine $y^{(1)}$ et $y^{(2)}$ en ajustant les n ($n = 4, 5, 6$) charges du cluster par la distribution attendue $Q_n = \int_{w_n} \rho^{\text{DH}}(y) dy$ (w_n est la longueur du pad n dans la direction des fils d'anode). Les paramètres de l'ajustement sont la charge anodique de la première trace ($Q_A^{(1)}$)⁶ et la position des points d'impact ($y^{(1)}, y^{(2)}$) [22, 23]. Ces différentes grandeurs sont représentées sur la figure 5.11.

La taille du cluster augmente avec la distance entre les traces. Le nombre d'observations étant plus grand, la qualité de l'ajustement devient meilleure et la séparation plus nette. On s'en rend compte aisément en étudiant l'évolution de la précision spatiale dans le plan de déviation avec la distance entre les traces (figure 5.12.a).

La résolution spatiale dans la direction des fils d'anode se dégrade lorsque la distance entre les traces devient inférieure à $2w_y$ mais reste inférieure à $100 \mu\text{m}$. Le cas où la distance entre les traces est inférieure à w_y n'est pas étudié car il sera alors

⁶L'amplitude de la deuxième trace est fixée par normalisation.

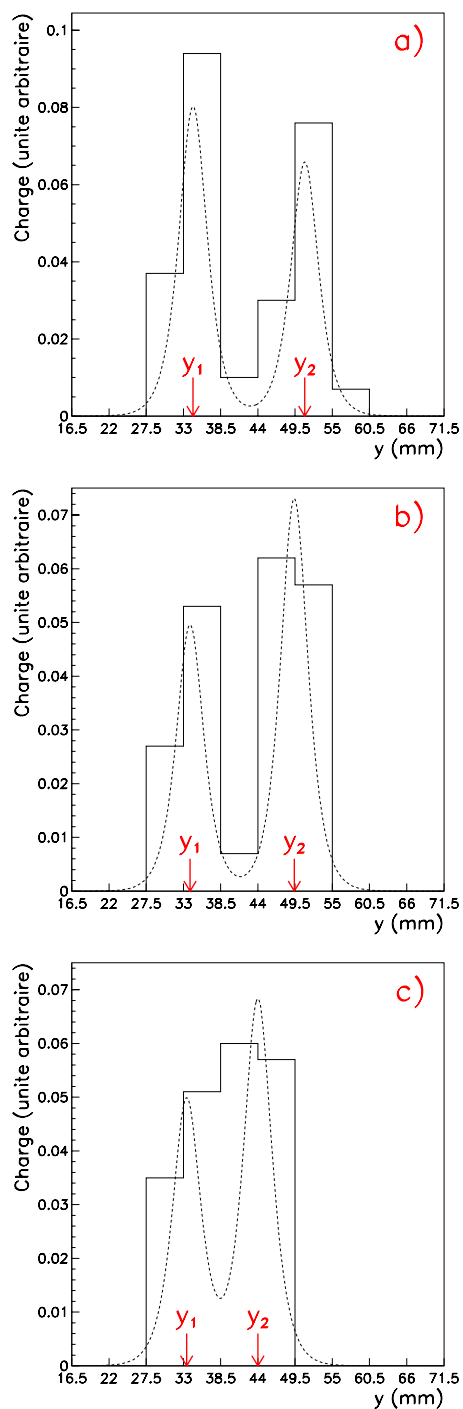


Figure 5.10 : Distributions de la charge cathodique induite dans la direction des fils d'anode par le passage de deux traces se rapprochant (a), b) et c)). Les positions y_1 et y_2 des traces sont repérées par des flèches. La taille du bin est égale à la largeur $w_y = 5.5$ mm du pad. La courbe en pointillé représente la distribution de charge de Mathieson.

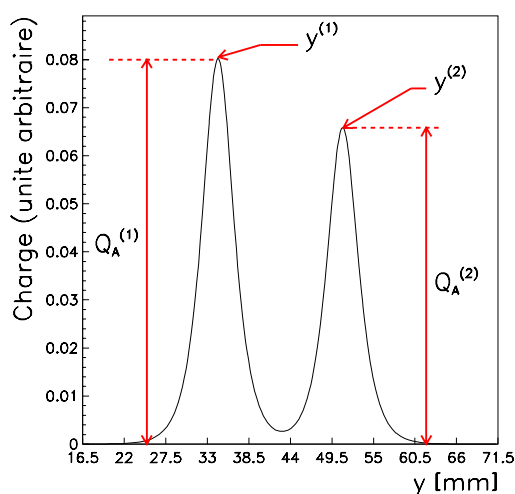


Figure 5.11 : Distribution de charge d'un impact double. Les paramètres de l'ajustement $Q_A^{(1)}$, $y^{(1)}$ et $y^{(2)}$ sont représentés.

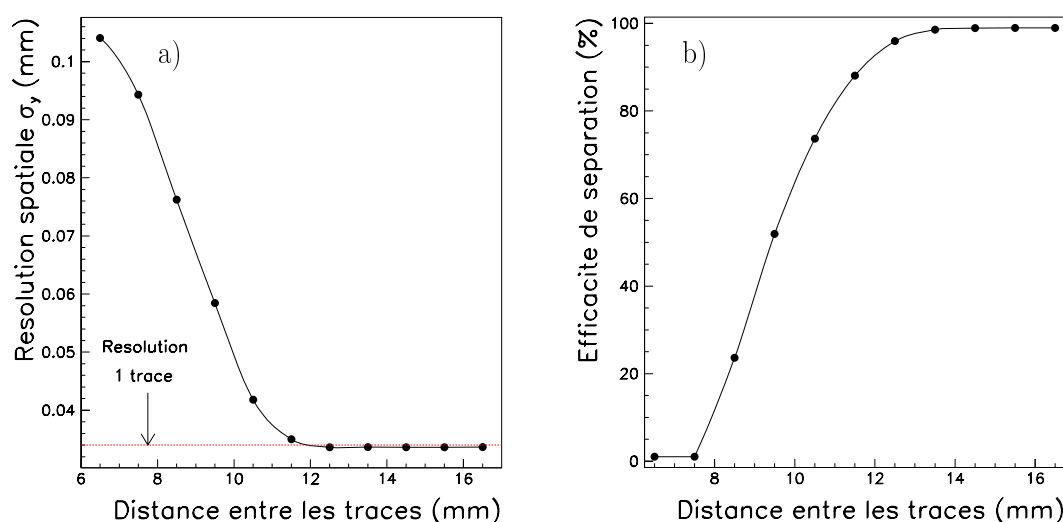


Figure 5.12 : (a) Résolution spatiale d'impacts doubles dans la direction y en fonction de la distance qui les sépare. (b) Efficacité de séparation des deux traces en fonction de la distance qui les sépare. Les traces incidentes sont perpendiculaires au plan de cathode.

impossible de reconstruire la position des hits. Lorsque la distance entre les traces est supérieure à $2w_y$, on retrouve la résolution spatiale obtenue dans le cas de hit simple ($\sim 40 \mu\text{m}$).

Lors de l'analyse des données expérimentales, il sera nécessaire d'identifier les clusters issus de la superposition de plusieurs traces. Un critère simple permet de savoir si la distribution de charge cathodique provient d'une trace ou de deux traces voisines. En effet, un profil montrant deux maxima relatifs séparés par un minima signe de façon non-ambigüe la présence d'un impact double. La figure 5.12.b présente

l'efficacité de séparation de deux traces voisines en fonction de la distance qui les sépare. On remarque que pour une distance de $2w_y$, 80 % des événements ont un tel profil. Des algorithmes plus évolués feront intervenir la méthode des ratios de charges [24]. L'information des autres plans de détection est également disponible pour délimiter la zone où la déconvolution des traces multiples doit s'appliquer.

5.8 Effet du champ magnétique dipolaire

La station 3 devra fonctionner à l'intérieur du champ magnétique créé par l'aimant dipolaire. Le vecteur champ magnétique \vec{B} ($= 0.7 \text{ T}$) est orienté dans la direction perpendiculaire aux fils d'anode. La dérive des électrons dans un gaz est fortement perturbée en présence d'un champ magnétique. La force de Lorentz se superpose à la force électrique et courbe la trajectoire des porteurs de charge (figure 5.13) qui obéit alors à l'équation du mouvement (dite «*équation de Langevin*» [25]) :

$$m\ddot{\vec{x}} = q\vec{E} + q \cdot \vec{v} \times \vec{B} + m\vec{A}(t) \quad (5.14)$$

$$= \vec{F}_E + \vec{F}_B + m\vec{A}(t) \quad (5.15)$$

où $m\vec{A}(t)$ est une force stochastique dépendant du temps qui trouve son origine dans les collisions avec les molécules du gaz. La moyenne temporelle du produit $m\vec{A}(t)$ est assimilable à une force de friction proportionnelle à la vitesse $-m\vec{v}/\tau$, où τ est la durée moyenne entre deux collisions. En supposant que les champs varient lentement sur le libre parcours moyen des électrons, la moyenne de l'équation (5.15) sur une durée grande devant τ permet de calculer une solution stationnaire $\vec{v}_D = \langle \vec{v} \rangle$ dite «*vitesse de dérive*» donnée par

$$\vec{0} = \langle m \frac{d\vec{v}}{dt} \rangle = q\vec{E} + q \cdot \vec{v}_D \times \vec{B} - m\vec{v}_D/\tau \quad (5.16)$$

soit

$$\vec{v}_D = \frac{\mu}{1 + \omega^2\tau^2} \left[\vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B}\omega\tau + \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{B}}{B^2}\omega^2\tau^2 \right] \quad (5.17)$$

Dans l'équation (5.17), $\mu = e \cdot \tau/m$ est la mobilité des électrons et $\omega = e \cdot B/m$ est la fréquence cyclotron.

En présence d'un champ électromagnétique, la vitesse de dérive a des composantes selon \vec{E} , \vec{B} et perpendiculaire au plan (\vec{E}, \vec{B}) [26]. L'angle α_L entre la vitesse de dérive \vec{v}_D et \vec{E} est appelé «*angle de Lorentz*». Lorsque $\vec{E} \perp \vec{B}$

$$\begin{aligned} \tan \alpha_L &= \omega \cdot \tau \\ &= v_D \cdot \frac{B}{E} \end{aligned} \quad (5.18)$$

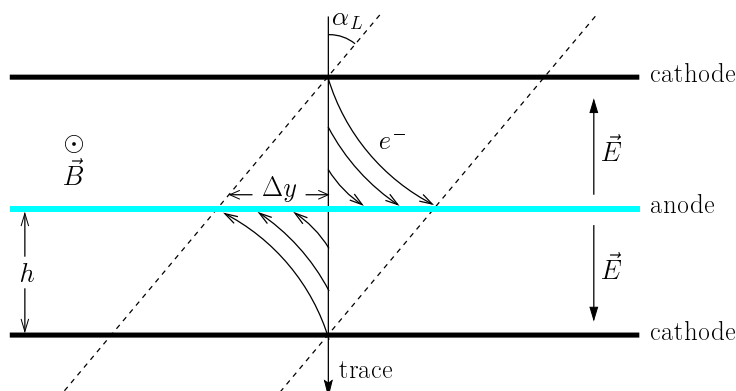


Figure 5.13 : Effet de l'angle de Lorentz du mélange gazeux sur la dérive des électrons primaires et par là même sur l'étalement de l'avalanche le long du fil d'anode.

L'angle de déviation crée un déplacement $\Delta y = h \cdot \tan \alpha_L$ dans la direction des fils d'anode (figure 5.13). Le programme de simulation GARFIELD [27] via le package MAGBOLTZ [28] permet de calculer l'évolution de l'angle de Lorentz avec la tension appliquée pour différentes proportions de CO_2 et un champ magnétique $B = 0.7\text{T}$. Pour un mélange gazeux 80% Ar/20% CO_2 et un champ électrique d'intensité $E = 5600\text{ V/cm}$ ($h = 3.25\text{ mm}$ et $V_0 = 1820\text{ V}$), on obtient $\alpha_L = 8^\circ$. (figure 5.14).

5.8.1 Résolution spatiale intrinsèque

Les résultats présentés jusqu'ici sont obtenus pour des particules d'incidence normale et sans champ magnétique. Les traces des muons seront cependant inclinées ($|\theta| < 10^\circ$) et la station 3 placée dans l'aimant dipolaire. Il est donc important d'établir les performances du détecteur en conditions réelles de fonctionnement. Les deux causes principales de détérioration de la résolution spatiale dans la direction de déviation étudiées sont :

- l'inclinaison des traces ;
- l'effet de l'angle de Lorentz du mélange gazeux.

Influence de l'inclinaison des traces

La figure 5.16.a montre l'évolution de la résolution spatiale dans la direction des fils d'anode (σ_y) en fonction de l'angle d'incidence de la trace ($|\theta| \leq 18^\circ$) pour 3 valeurs de l'angle azimutal $\varphi = 0^\circ, 45^\circ$ et 90° et en l'absence de champ magnétique. La figure 5.15 décrit le système de coordonnées utilisé pour définir la trace. Tandis que σ_y ne dépend pas de θ ($\sigma_y = 35\ \mu\text{m}$) dans un plan perpendiculaire aux fils d'anode ($\varphi = 0^\circ$), son augmentation devient très forte lorsque φ croît et est finalement maximale pour $\varphi = 90^\circ$. La détérioration de la précision spatiale est attribuée à l'étalement de

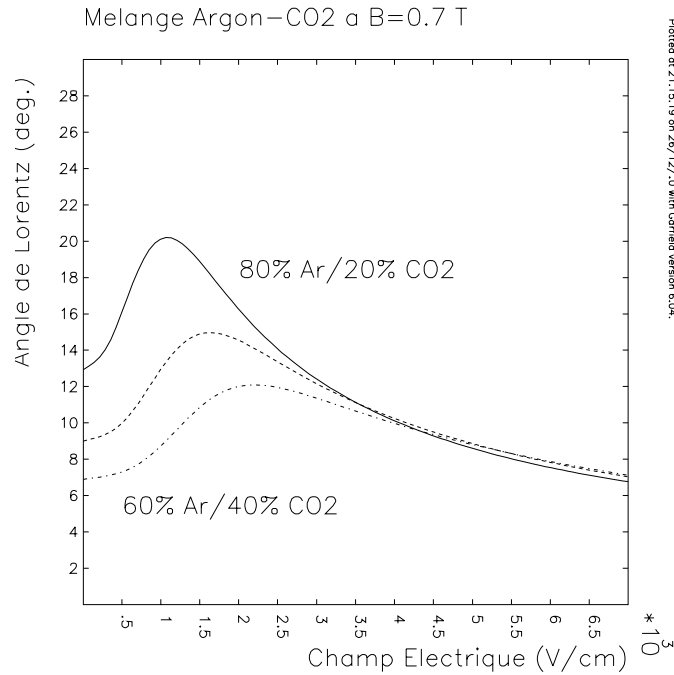


Figure 5.14 : Variation de l'angle de Lorentz du mélange gazeux Ar/CO₂ en fonction de l'intensité du champ électrique pour différentes proportions de CO₂ et sous l'effet du champ magnétique dipolaire de 0.7 T.

la charge anodique (projection du segment de trace à l'intérieur du volume sensible sur le fil d'anode) [29].

Pour un φ donné, la charge anodique est d'autant plus étalée que θ est grand. La résolution spatiale est moins sensible aux variations de l'angle azimutal. Elle s'améliore lorsque φ diminue, la charge anodique étant alors plus localisée.

Influence du champ magnétique

La figure 5.17.a représente l'effet du champ magnétique dipolaire sur la réponse d'une chambre de la station 3. Il consiste essentiellement en un étalement de la charge anodique. Pour une trace d'angle azimutal $\varphi = 90^\circ$ et d'incidence θ , l'étalement de l'avalanche est analogue à celui d'une trace inclinée d'un angle $\theta + \alpha_L$. Ainsi pour une trace d'incidence $\theta = -9^\circ$, la résolution spatiale dans la direction de déviation se dégrade en présence de \vec{B} , on obtient $\sigma_y \sim 250 \mu\text{m}$ au lieu de $150 \mu\text{m}$ (figure 5.16.b). Pour les traces d'angle azimutal $\varphi = 0^\circ$ (appartenant au plan perpendiculaire aux fils d'anode), la résolution spatiale dans la direction de déviation devient identiquement égale à celle obtenue lorsque $\theta = \alpha_L$ (pour $\varphi \neq 0$) et $B = 0$, cela s'explique très aisément au regard de la figure 5.13. Sous l'influence du champ magnétique, l'avalanche créée au passage d'une trace perpendiculaire au plan cathodique n'est plus ponctuelle, elle est systématiquement étalée de $\pm h \cdot \tan \alpha_L$ tout comme si la trace arrivait avec une incidence $\theta = \alpha_L$ (c'est la définition expérimentale de l'angle de

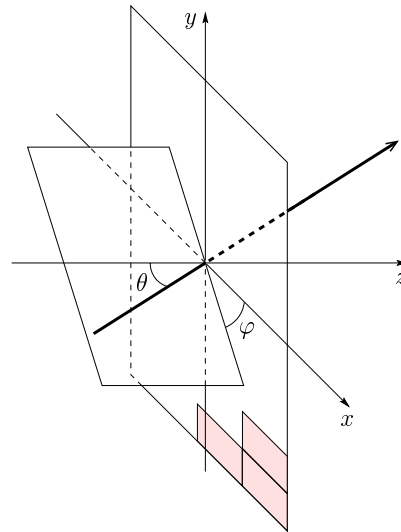


Figure 5.15 : Référentiel lié à la trace incidente. L'origine du repère est le point d'impact dans le plan de cathode. L'axe z est orienté selon la direction du faisceau et l'axe y dans la direction des fils d'anode.

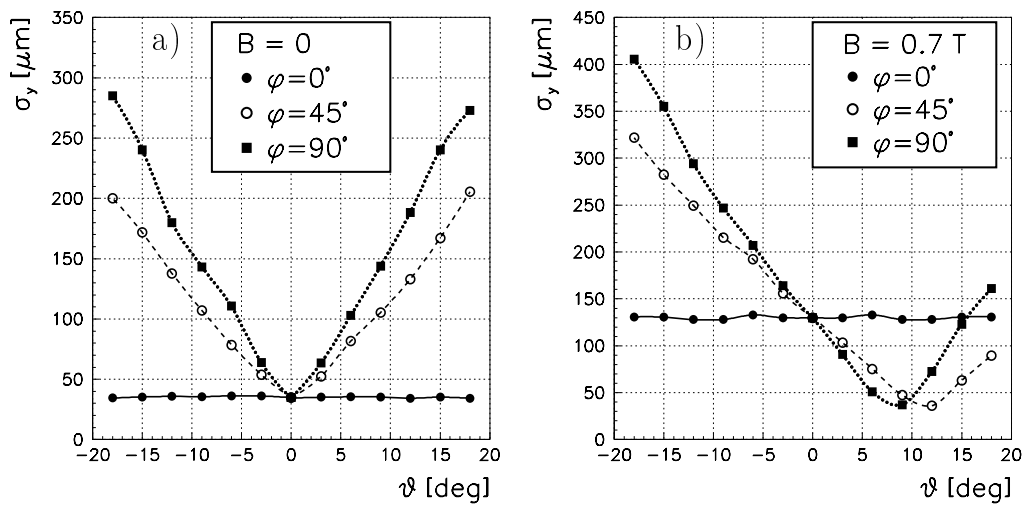


Figure 5.16 : (a) Résolution spatiale intrinsèque dans la direction de déviation en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs de l'angle azimutal en l'absence de champ magnétique. (b) Effet de l'angle de Lorentz du mélange 80 % Ar/20 % CO₂ sur la résolution spatiale du détecteur.

Lorentz).

L'effet du champ magnétique entraîne donc globalement une dégradation de la résolution spatiale dans la direction de déviation pour les traces d'incidence $\theta < 0$ (pour lesquelles $\sigma_y(\theta, B \neq 0) \equiv \sigma_y(\theta - \alpha_L, B = 0)$) et une amélioration pour $\theta > 0$ car dans ce dernier cas le champ magnétique réduit l'étalement de l'avalanche.

L'effet de l'angle de Lorentz peut donc être compensé en inclinant les chambres

autour de la direction du champ magnétique d'un angle égal à α_L . La résolution spatiale est alors de nouveau équivalente à celle obtenue sans incliner les chambres et en l'absence de champ magnétique (figure 5.17.b).

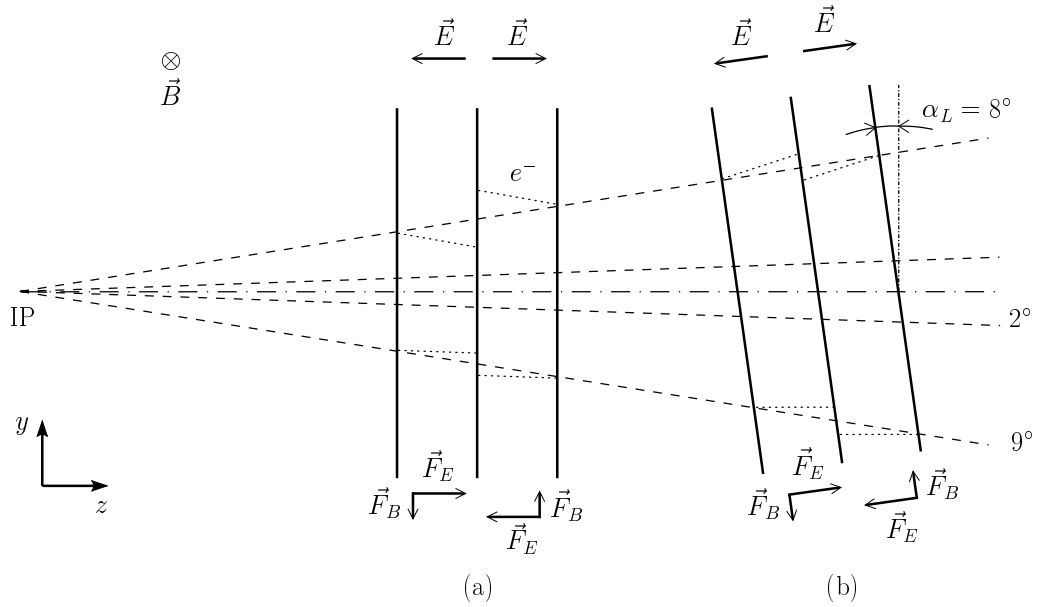


Figure 5.17 : Représentation schématique du fonctionnement d'une chambre de la station 3 à l'intérieur de l'aimant dipolaire. (a) Sous l'effet du champ magnétique, la dérive des électrons est modifiée. (b) L'effet est compensé par inclinaison du détecteur d'un angle d'une valeur égale à l'angle de Lorentz du mélange gazeux. Les traits pointillés représentés dans le volume sensible de la chambre représentent la dérive moyenne des électrons vers les fils d'anode et par conséquent donnent un aperçu de l'étalement de l'avalanche.

5.8.2 Résolution sur la masse des résonances de quarks lourds

Nous avons évalué dans le paragraphe précédent l'effet de la dégradation de la résolution spatiale intrinsèque dans la direction de déviation des chambres de la station 3 induite par le champ magnétique dipolaire.

Une détérioration de la précision sur la mesure donnée par les chambres de tracking entraîne une dégradation de la résolution sur l'impulsion du spectromètre à muons et par extension sur la résolution en masse des dimuons.

Dans cette partie, nous avons évalué à l'aide du programme AliRoot, l'effet d'une dégradation de la résolution spatiale dans la direction de déviation des chambres de la station 3 (TC5/6) lié à l'angle de Lorentz sur les performances du spectromètre en terme d'efficacité de reconstruction ε des traces et de résolution en masse invariante des résonances J/ψ et Υ .

Dans un premier temps nous avons généré des quarkonia puis reconstruit à l'aide de l'algorithme de tracking (décrit au paragraphe 3.6.1) les traces des muons issus de leur désintégration afin d'évaluer l'efficacité de tracking et la résolution sur la masse

invariante des dimuons. L'exercice a été réalisé avec et sans simulation de l'effet de Lorentz sur la réponse des chambres afin d'extraire le facteur de dégradation de l'efficacité de reconstruction des traces et de la résolution en masse invariante reconstruite.

Production des quarkonia

Les particules sont générées à partir de distributions empiriques en impulsion transverse et en rapidité données par :

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \propto \frac{p_T}{[1 + (p_T/p_{T0})^2]^\alpha} \quad (5.19)$$

$$\frac{d\sigma}{dy} \propto \exp\left[-\frac{(y - y_0)^2}{2}\right] \quad (5.20)$$

La distribution en impulsion transverse est ajustée aux mesures de l'expérience CDF à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV [30] pour $p_T > 6$ GeV et aux résultats donnés par PYTHIA 5.7 à plus bas p_T . On obtient finalement les paramètres regroupés dans le tableau 5.2.

	J/ψ	Υ
α	3.6	2.5
p_{T0} [GeV]	4	5.3
y_0	4	3

Tableau 5.2 : Paramètres des distributions empiriques en impulsion transverse et en rapidité des résonances de saveurs lourdes.

La désintégration muonique des quarkonia est simulée par JETSET 7.4. La reconstruction de la masse invariante de la paire de muons est effectuée pour des événements de cinématique :

$$2.5 < y_{J/\psi}, \Upsilon < 4 \quad (5.21)$$

$$2.1 < \theta_{J/\psi}, \Upsilon < 8.9 \quad (5.22)$$

$$2.1 < \theta_\mu < 8.9 \quad (5.23)$$

Bruit de fond dans les chambres de tracking

Des collisions Pb-Pb centrales ont été simulées à l'aide du programme Monte Carlo HIJING [31] en incluant les effets nucléaires (processus de «*shadowing*» et *jet quenching*) dans le but d'obtenir une paramétrisation des distributions en pseudorapidité de la multiplicité de π^\pm et de K^\pm [32]. Les distributions sont ajustées par la somme de deux gaussiennes :

$$\frac{dN}{d\eta} = a_1 \exp \left[-\frac{(\eta - \eta_1)^2}{2\Delta\eta_1^2} \right] + a_2 \exp \left[-\frac{(\eta - \eta_2)^2}{2\Delta\eta_2^2} \right] \quad (5.24)$$

Les paramètres de l'ajustement pour les collisions Pb-Pb sont regroupés dans le tableau 5.3.

	a_1	η_1	$\Delta\eta_1$	a_2	η_2	$\Delta\eta_2$
π^\pm	6.7	1.27	2.47	3.4	5.07	1.73
K^\pm	0.69	1.42	1.75	0.68	4.81	1.72

Tableau 5.3 : Paramètres de la distribution en pseudorapacité des particules chargées produites dans les collisions Pb-Pb centrales générées à l'aide du Monte Carlo HIJING.

La distribution en impulsion transverse des pions est obtenue en ajustant les données de CDF par une fonction du type :

$$\frac{dN_\pi}{dp_T^2} \propto \begin{cases} \exp \left[-\sqrt{m_\pi^2 + p_T^2}/0.16 \right] & p_T < p_T^{\text{lim}} \\ \left[\frac{1}{1 + p_T/p_{T_0}} \right]^n & p_T \geq p_T^{\text{lim}} \end{cases} \quad (5.25)$$

Le tableau 5.4 regroupe les valeurs des paramètres ajustés.

p_T^{lim} [GeV]	p_{T_0} [GeV]	n
0.5	1.3	8.28

Tableau 5.4 : Paramètres de la distribution en impulsion transverse des mésons π produits dans les collisions Pb-Pb centrales.

La distribution en impulsion transverse des kaons est déduite de celle des pions [33] :

$$\frac{dN_K}{dp_T^2} = 0.3 \left[\frac{\sqrt{p_T^2 + m_\pi^2} + 2}{\sqrt{p_T^2 + m_K^2} + 2} \right]^{12.3} \frac{dN_\pi}{dp_T^2} \quad (5.26)$$

Un facteur 2 de sûreté est appliqué en additionnant deux événements en un seul. On dispose finalement d'un lot de 32 événements de bruit de fond qui seront superposés au signal de physique (quarkonia).

Les particules primaires sont ensuite transportées au travers de l'appareillage à l'aide du code Monte Carlo FLUKA. La définition des composantes du spectromètre inclut :

- une géométrie ouverte du blindage de faisceau ;
- un modèle simplifié des chambres à cathode segmentée. La simulation de leur réponse n'étant pas nécessaire pour évaluer le taux de bruit de fond, elles sont assimilées à des volumes cylindriques vides. On conserve alors un fichier au format ROOT contenant les impulsions des particules à l'entrée des volumes des chambres. Le fichier sera ensuite utilisé comme source d'entrée d'une simulation détaillée de l'appareillage (cf. paragraphes suivants).

Description du spectromètre

La simulation du spectromètre à muons a été implémentée dans le package AliRoot. La configuration utilisée inclut :

- la géométrie détaillée de l'absorbeur frontal et des 10 chambres de tracking ;
- la carte du champ magnétique de l'aimant L3 et du dipôle.

Transport des particules

Le transport des particules primaires (les résonances et leurs produits de désintégration) au travers de l'appareillage est simulé à l'aide de GEANT 3.21. Il prend en compte toutes les interactions des particules avec les matériaux des détecteurs (processus électromagnétiques et hadroniques).

Trajectographie

Les trajectoires des muons sont reconstruites à partir des hits GEANT ou des clusters déposés dans les chambres de tracking. Les hits GEANT sont les positions des points d'entrée de la trace du muon sur les cathodes tandis que les clusters sont donnés par la réponse de chaque chambre. Dans ce dernier cas, la position est calculée par ajustement d'une fonction de Mathieson à l'ensemble des charges des pads/strips constituant le cluster après digitisation (reconstruction complète).

Résultats

Les tableaux 5.5 et 5.6 rassemblent les résultats des calculs de la résolution en masse des quarkonia à partir des hits GEANT dans les chambres de tracking ou en incluant leur réponse complète (hits, digits, et clusters). La simulation de l'étalement de l'avalanche dû à l'angle de Lorentz est effective lors de la génération du signal de charge cathodique à la suite d'un step (méthode `MakePadHits`) dans le volume sensible et concerne par conséquent le cluster formé. Ainsi, aucun effet n'est pris en compte lors d'une analyse à partir de hits GEANT qui sont simplement les positions des traces dans les plans anodiques des chambres.

Le bruit de fond attendu dans les collisions Pb-Pb centrales est également superposé au signal des résonances. En présence du champ magnétique dipolaire (effet de Lorentz) et en tenant compte du bruit de fond, on constate une augmentation

$$J/\psi$$

hits GEANT			
NO BCKG		BCKG	
ε [%]	σ [MeV]	ε [%]	σ [MeV]
94	70	88	71

Reconstruction Complète							
NO BCKG				BCKG			
NO LO		LO		NO LO		LO	
ε [%]	σ [MeV]	ε [%]	σ [MeV]	ε [%]	σ [MeV]	ε [%]	σ [MeV]
91.5	68	91.7	74.5	87.5	70	85.7	77.4

Tableau 5.5 : Efficacité de reconstruction ε et résolution σ sur la masse invariante du J/ψ . Les résultats sont obtenus avec (BCKG) et sans bruit de fond (NO BCKG). Ils s'appuient d'une part sur une simulation incluant seulement les points d'impact des particules sur les volumes sensibles des chambres (hits GEANT) et d'autre part sur une reconstruction complète tenant compte des effets de l'angle de Lorentz (LO) ou n'en tenant pas compte (NLO).

d'environ 10 % de la résolution sur la masse des quarkonia. Aucun effet sur l'efficacité de reconstruction n'est visible.

La résolution sur la masse invariante reconstruite des dimuons est donc détériorée par l'effet de Lorentz sur la station 3 induit par le champ magnétique dipolaire au-delà de la limite de 100 MeV nécessaire à la séparation du spectre complet des résonances de la famille du Υ .

5.9 Conclusion

La connexion en parallèle des pads permet de disposer d'un détecteur de faible épaisseur de matière, équipé de moins de voies électroniques (relativement au cas d'une segmentation des deux cathodes) et très performant. En effet, l'efficacité de reconnaissance de pattern est proche de 100 % et le taux de traces multiples est faible (~ 10 %). La résolution spatiale attendue dans la direction de déviation est de l'ordre de 40 μm quelle que soit la zone de chaînage. Une méthode de reconstruction basée sur l'ajustement d'une fonction de Mathieson à la distribution de charge cathodique permet de minimaliser la contribution de l'erreur systématique. La méthode a également été adaptée pour la déconvolution des impacts doubles. Les positions



hits GEANT			
NO BCKG		BCKG	
ε [%]	σ [MeV]	ε [%]	σ [MeV]
93.1	93	92.6	93

Reconstruction Complète							
NO BCKG				BCKG			
NO LO		LO		NO LO		LO	
ε [%]	σ [MeV]	ε [%]	σ [MeV]	ε [%]	σ [MeV]	ε [%]	σ [MeV]
92.8	100	91.8	102	93	103	90	115

Tableau 5.6 : Efficacité de reconstruction ε et résolution σ sur la masse invariante du Υ . Les résultats sont obtenus avec (BCKG) et sans bruit de fond (NO BCKG). Ils s'appuient d'une part sur une simulation incluant seulement les points d'impact des particules sur les volumes sensibles des chambres (hits GEANT) et d'autre par sur une reconstruction complète tenant compte des effets de l'angle de Lorentz (LO) ou n'en tenant pas compte (NLO).

de deux traces séparées d'une distance supérieure ou égale à w_y sont reconstruites avec une résolution meilleure que $100 \mu\text{m}$ et une efficacité de l'ordre de 80 %. La modélisation de la réponse du détecteur nous a également permis d'évaluer l'effet du champ magnétique dipolaire sur la résolution spatiale des chambres de la station 3, et finalement sur la résolution en masse des quarkonia. Un effet notable de 10 % à été mis en évidence.

Afin d'être confirmées, les performances intrinsèques simulées des chambres de la station 3 doivent maintenant être comparées aux données de faisceau test de prototypes. Ce travail fait l'objet des chapitres 6 et 7.

Bibliographie

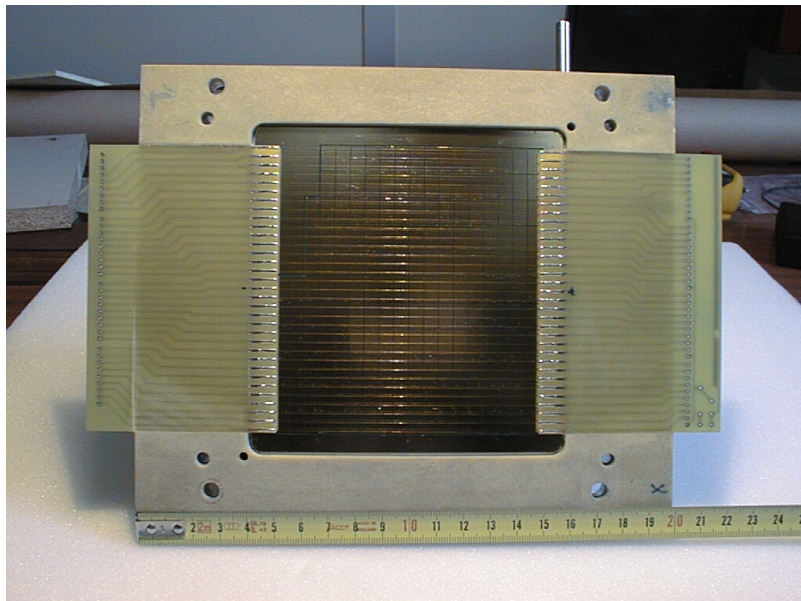
- [1] The ALICE Off-line Project, <http://AliSoft.cern.ch/offline/>.
- [2] Energy loss in thin layers in GEANT, Kati Lassila-Perini, László Urbán, Nucl. Instr. and Meth. **A 362** (1995) 416-422.
- [3] H. Genz, Nucl. Instr. and Meth. **112** (1973) 83.
- [4] J. Byrne, Nucl. Instr. and Meth. **74** (1969) 291.
- [5] G.D. Alkhazov, Nucl. Instr. and Meth. **89** (1970) 155.
- [6] B. Breyer, Nucl. Instr. and Meth. **112** (1973) 91.
- [7] E. Gatti, A. Longoni, H. Okuno and P. Semenza, Nucl. Instr. and Meth. **163** (1979) 83.
- [8] The Pad Response Function of the ALICE TPC, Internal Note INT-95-29.
- [9] A. Morsch, Internal Note ALICE 96-30.
- [10] The forward muon spectrometer, Addendum to the ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC/96-32, Octobre 1996.
- [11] G. Charpak, G. Petersen, A. Policarpo and F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. **148** (1978) 471.
- [12] G. Charpak, G. Melchart, G. Petersen and F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. **167** (1979) 455.
- [13] F. Piuz and R. Roosen, Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 451-462.
- [14] Yu Bushnin *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **106** (1973) 493.
- [15] K. Lau, B. Mayes and J. Pyrlik, Nucl. Instr. and Meth. **A 354** (1995) 376-388.
- [16] M. Benayoun *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 342** (1994) 483-494.
- [17] M. Benayoun *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 345** (1994) 72-89.
- [18] K. Lau and J. Pyrlik, Nucl. Instr. and Meth. **A 366** (1995) 298-309.
- [19] H. Fenker *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 346** (1994) 75-94.
- [20] C.R. Bower *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 349** (1994) 37-46.
- [21] E. Mathieson, Induced charge distributions in proportional detectors, private report.

- [22] H. Fenker *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 367** (1995) 285-289.
- [23] V. Gratchev *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 365** (1995) 576-581.
- [24] J. Chiba *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **206** (1983) 451-463.
- [25] P. Langevin, C. R. Acad. Sci. Paris 146 (1908) 530.
- [26] T. Kunst *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 423** (1993) 127.
- [27] GARFIELD : Simulation of gaseous detectors, Rob Veenhof.
- [28] MAGBOLTZ : Transport of electrons in gas mixtures, Stephen Biagi, Nucl. Instr. and Meth. **A 283** (1989) 716.
- [29] P. Rehak and E. Gatti, "Semiconductor Detectors in Nuclear and Particles Physics", submitted to Proceedings of the 5th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics, 1994, St. Petersburg, Florida.
- [30] F. Abe *et al.*, (CDF Coll.), Phys. Rev. **D 75** (1995) 4358.
- [31] X.N. Wang and M. Guylassy, Phys. Rev. **D 44** (1991) 3501.
- [32] Onium Production in Heavy Ion Collisions at the LHC, Internal Note/PHY, ALICE/95-05.
- [33] M. Bourquin and M. Gaillard, Nucl. Phys. **114 B** (1976) 224.

Chapitre 6

Construction de prototypes CPC à lecture parallèle

Le principe de connexion en parallèle des pads doit à présent être mis en œuvre afin d'en certifier la viabilité. À cette fin, nous avons construit deux prototypes pour être testés en particules. Dans ce chapitre, nous décrivons les différentes étapes de la construction ainsi que l'électronique de lecture adoptée.



Sommaire

6.1	Introduction	135
6.2	Description des prototypes	135
6.3	Construction	136
6.4	Le plan de cathode	136
6.5	La chaîne d'électronique	138
6.5.1	Description du GASSIPLEX	140
6.5.2	Les performances intrinsèques du GASSIPLEX	145
6.6	Conclusion	146

6.1 Introduction

Les performances mises en évidence au chapitre précédent doivent être à présent confirmées par l'analyse de données collectées à l'aide d'un prototype de chambre à fils à cathode segmentée mettant en œuvre la technique de lecture en parallèle de la charge cathodique. Deux aspects principaux seront abordés dans ce chapitre. Nous détaillerons d'abord la construction mécanique du prototype qui a nécessité l'élaboration d'une connectique de cathode adaptée. L'électronique de lecture sera ensuite décrite.

6.2 Description des prototypes

Deux prototypes de chambres proportionnelles multifils à cathode segmentée ont été construits à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Ils ont été conçus en vue d'équiper la station 3 du bras muons du détecteur ALICE. Les variables cinématiques des muons sont calculées à partir des points d'impact laissés dans les 10 chambres de trajectographie qui équipent le spectromètre. Pour restreindre les effets de diffusion multiple, il est important de limiter l'épaisseur de matière traversée. Le modèle de chambre proposé (cf. chapitres précédents), permet d'instrumenter un seul plan de cathode en assurant une localisation bidimensionnelle du point d'impact. Ainsi, l'épaisseur totale de la chambre est de 1.5 % de X_0 . Le plan de cathode est segmenté en pads de taille constante permettant une localisation bidimensionnelle de la trace. Les caractéristiques essentielles des prototypes ALICE 1 et ALICE 2 sont résumées dans le tableau 6.1.

		ALICE 1	ALICE 2
surface active	[cm ²]	35 × 40	10 × 11
h	[mm]	3.75	3.25
s	[mm]	3.75	3.25
w_x	[mm]	11.25	9.75
w_y	[mm]	6.5	5.5
S_{pad}	[mm ²]	73.125	53.625
r_a	[μm]	10	
K_3^\perp		0.55	0.58
K_3^\parallel		0.62	0.60
Nombre de voies électroniques		1152	186

Tableau 6.1 : Principales caractéristiques des prototypes ALICE 1 et ALICE 2.

6.3 Construction

La figure 6.1 est une coupe du prototype ALICE 1. On y repère les deux cathodes, le plan anodique et les 6 cadres d'aluminium. La figure 6.2 montre l'agencement des divers cadres composant la structure avant et après assemblage. Les fils d'anode sont tendus entre 2 circuits imprimés (PCB) collés¹ sur le cadre ④. La tension mécanique appliquée est donnée par [1] :

$$T = 50 \text{ g} \gg T_{\text{lim}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{CV_0L}{s} \right)^2 \quad (6.1)$$

Pour $s = h = 3.75 \text{ mm}$, $V_0 = 2 \text{ kV}$, $T_{\text{lim}} \simeq 3 \text{ g}$. Les fils anodiques ont un rayon $r_a = 10 \mu\text{m}$ et une longueur $L = 40 \text{ cm}$. La cathode segmentée est solidaire du cadre ⑤. La cathode continue constituée d'un film de MYLAR® aluminisé de $21 \mu\text{m}$ est collée sur le contour du cadre ②. Une fenêtre de fermeture en MYLAR/ACLAR de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur collée sur le cadre ① permet d'isoler la cathode continue de l'air ambiant. Une série de trous percés dans le cadre ② autorise le passage du gaz de remplissage assurant ainsi la planéité de la cathode continue. L'égalité des pressions de part et d'autre de la cathode continue n'induit pas de déformation car les forces de pression se compensent. Le cadre ③ sert d'entretoise et le cadre ⑥ de support pour l'électronique frontale.

6.4 Le plan de cathode

La conception du plan de cathode repose sur deux contraintes essentielles :

- l'épaisseur de matière doit être minimum. On atteint 0.5 % de X_0 . La cathode est un circuit imprimé 3 couches. Les pads (épaisseur de cuivre de $35 \mu\text{m}$) sont gravés sur la couche de cuivre la plus externe. L'épaisseur et la longueur de radiation des matériaux constituant la cathode segmentée sont regroupées dans le tableau 6.2.
- la planéité de la cathode est essentielle pour maintenir le gain de la chambre constant sur toute la surface active. La variation de gain associée à un déplacement δh de la distance cathode-anode est donnée par l'expression suivante [2] :

$$\frac{\delta \mathcal{A}}{\mathcal{A}} \simeq 2 \frac{\delta h}{h} \quad (6.2)$$

Une épaisseur de 5 cm de mousse de ROHACELL® collée sous pression entre le PCB et la carte mère assure une excellente planéité.

La connexion des pads à l'électronique frontale (supportée par la carte mère) est réalisée par des liaisons flexibles (pistes en cuivre entourées de KAPTON® isolant) traversant l'épaisseur de ROHACELL au travers de trous aménagés à cet effet (figure 6.3). Le routage des pistes de cuivre de la cathode et la structure des liaisons

¹Colle structurale très haute performance 3M Scotch-Weld DP 460.

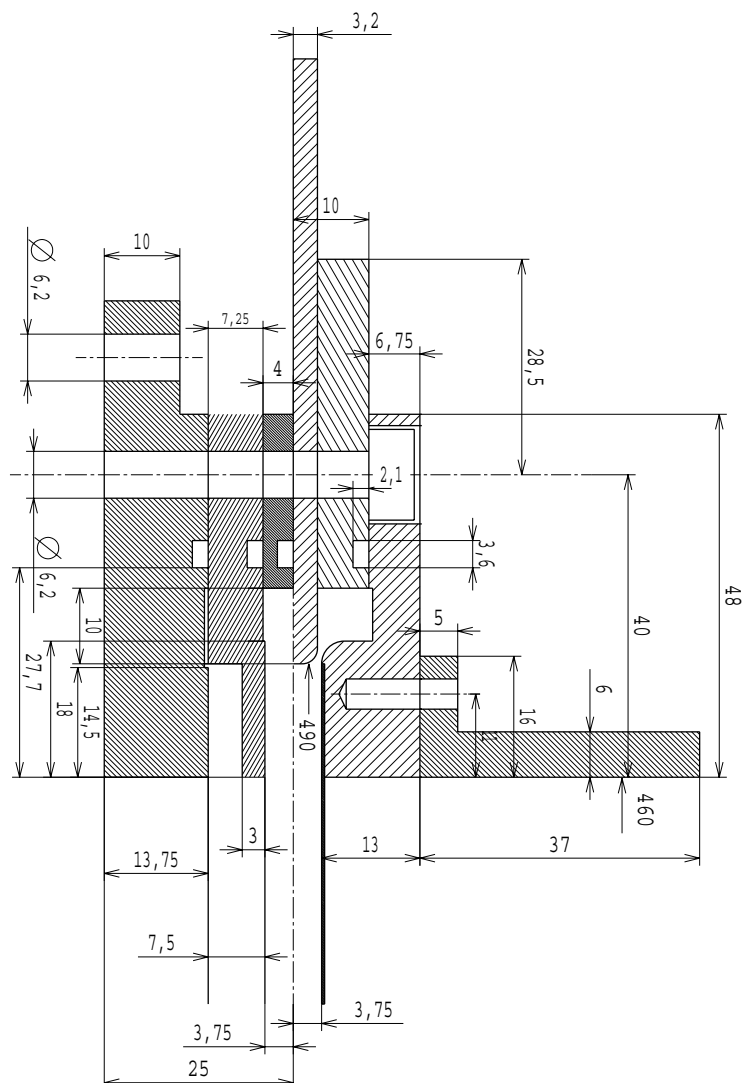


Figure 6.1 : Vue en coupe du prototype ALICE 1. On distingue les différents cadres de la structure mécanique sur lesquels sont posés les cathodes segmentée et continue, les fils d'anode, la fenêtre de fermeture et la carte mère.

en KAPTON sont optimisés selon le type de zone (A, B ou C) comme le montrent les figures 6.5, 6.6 et 6.7.

La cathode du prototype ALICE 1 est découpée en quatre zones de lecture (figure 6.4) :

- A, B et C comme définies précédemment (figure 4.12) ;
- la zone D est mixte, 2 ou 3 pads sont connectés à une voie électronique.

La figure 6.8 est une photographie du prototype ALICE 1.

Le prototype ALICE 2 est quant à lui équipé d'une cathode de type A sur toute sa surface active (figure 6.9).

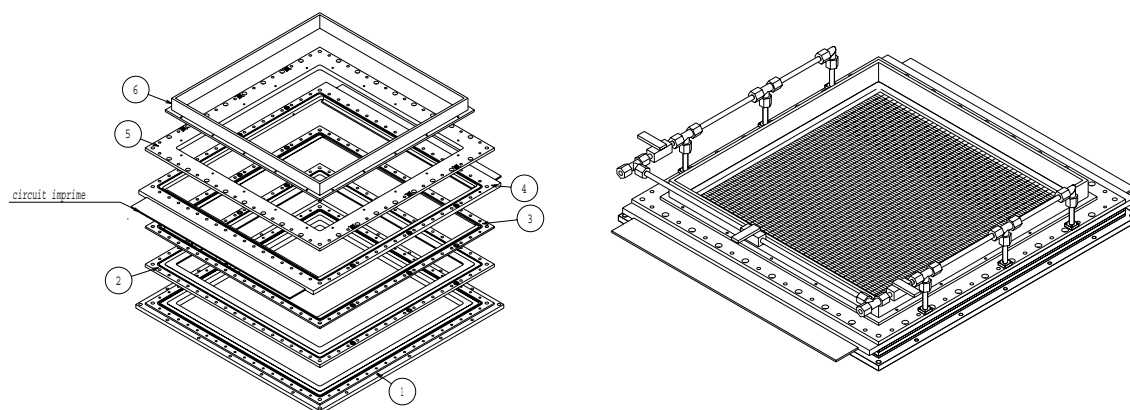


Figure 6.2 : Perspective axonométrique éclatée de la structure mécanique du prototype ALICE 1 (à gauche). Représentation schématique du prototype ALICE 1 (à droite). On distingue les conduites de gaz et les robinets de «*by-pass*».

Matériau	Épaisseur (mm)	X_0 (mm)	Surface couverte (%)	Épaisseur moyenne (% de X_0)
Au	0.0005	6.1	100	0.008
Cu	0.035	14.3	100	0.245
FR ₄	0.300	194	100	0.155
Cu	0.017	14.3	5	0.006
FR ₄	0.100	194	100	0.052
Cu	0.035	14.3	10	0.025
Au	0.0005	6.1	10	0.001
vernis	0.100	200	100	0.050

Tableau 6.2 : Epaisseur et longueur de radiation des matériaux constituant la cathode segmentée. Les matériaux sont énumérés de la couche de pads vers la face opposée.

6.5 La chaîne d'électronique

La chaîne d'électronique à la sortie de la MWPC se compose de deux parties :

- une partie analogique basée sur le circuit intégré GASSIPLEX. Cette circuiterie CMOS VLSI analogique permet d'obtenir en sortie 16 voies électroniques multiplexées,
- une partie digitale effectuant la numérisation et une suppression de zéro synchronisée.

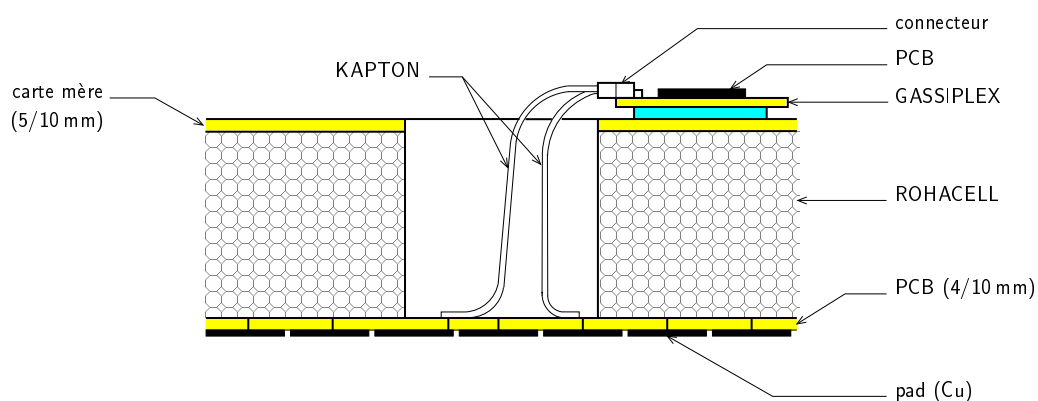


Figure 6.3 : Coupe schématique des prototypes ALICE 1 et ALICE 2. La couche de ROHACELL assure la planéité du plan de cathode. Des ouvertures rectangulaires sont aménagées au travers du ROHACELL pour assurer le passage des liaisons flexibles en KAPTON. L'électronique frontale est supportée par la carte mère, elle-même collée sur la face du ROHACELL opposée à la cathode.

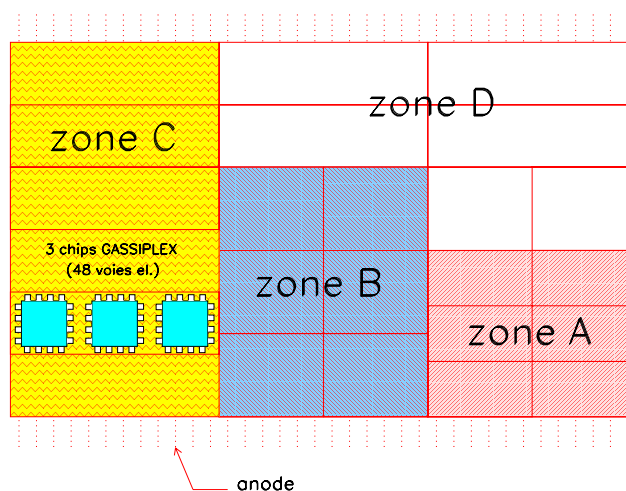


Figure 6.4 : Schéma de la cathode du prototype ALICE 1 vue du côté de l'électronique frontale. Les régions rectangulaires correspondent à un groupement de 48 voies électroniques soit 3 chips GASSIPLEX. On retrouve les 3 zones de chaînage ainsi que la zone mixte D du type B et C.

Le modèle de GASSIPLEX utilisé est le GASSI-1.5 [3]. Ce circuit intégré de première génération mettant en œuvre la nouvelle technologie $1.5\ \mu\text{m}$ de MIETEC montre de très bonnes performances quant au bruit électronique et un risque d'emballement du courant («*latch-up*») réduit.

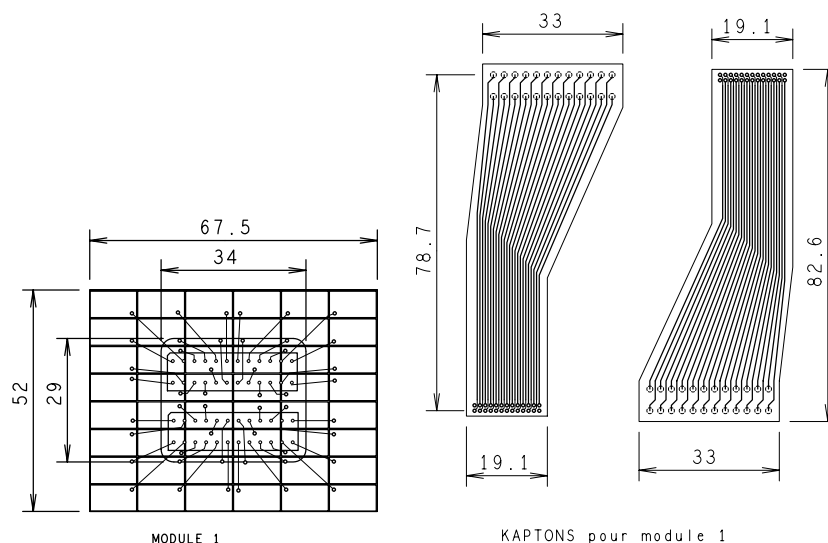


Figure 6.5 : Empreinte du motif de base de connexion des pads de la zone A (1 pad est connecté à une seule voie électronique) imprimée sur la cathode du prototype ALICE 1 (à gauche). Liaisons flexibles de KAPTON reliant les cartes électroniques aux pads (à droite).

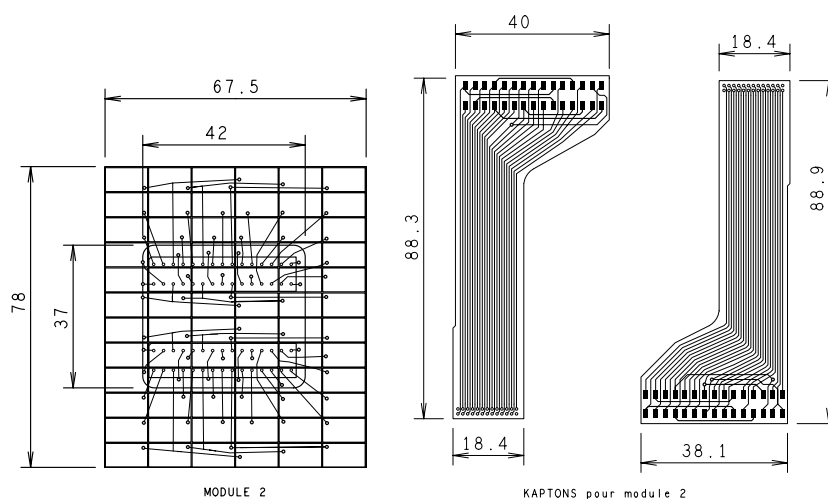


Figure 6.6 : Empreinte du motif de base de connexion des pads de la zone B (2 pads sont connectés à une seule voie électronique) imprimée sur la cathode du prototype ALICE 1 (à gauche). Liaisons flexibles de KAPTON reliant les cartes électroniques aux pads (à droite).

6.5.1 Description du GASSIPLEX

Le circuit intégré GASSIPLEX à 16 voies électroniques est composé de plusieurs blocs fonctionnels par voie (cf. figure 6.10) : un amplificateur de charge (**C**harge-**S**ensitive **A**mplifier), un filtre (**S**witchable **F**ilter), un formeur (**S**Haper) et un étage «*Track and Hold*» (**T/H**).

Comme le montre le chronogramme de la figure 6.11, une séquence de signaux de

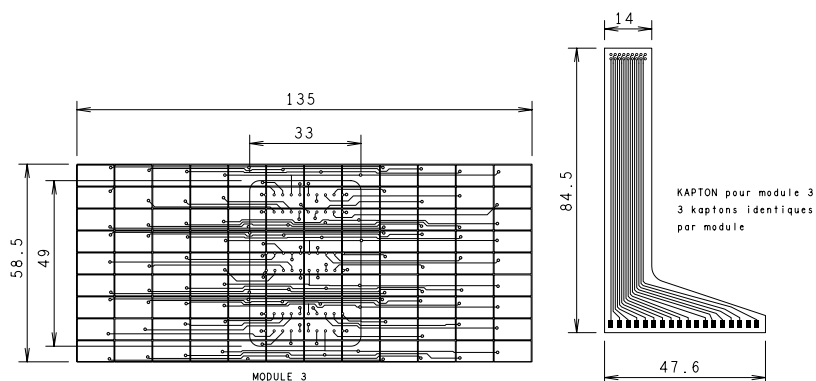


Figure 6.7 : Empreinte du motif de base de connexion des pads de la zone C (3 pads sont connectés à une seule voie électronique) imprimée sur la cathode du prototype ALICE 1 (à gauche). Liaisons flexibles de KAPTON reliant les cartes électroniques aux pads (à droite).

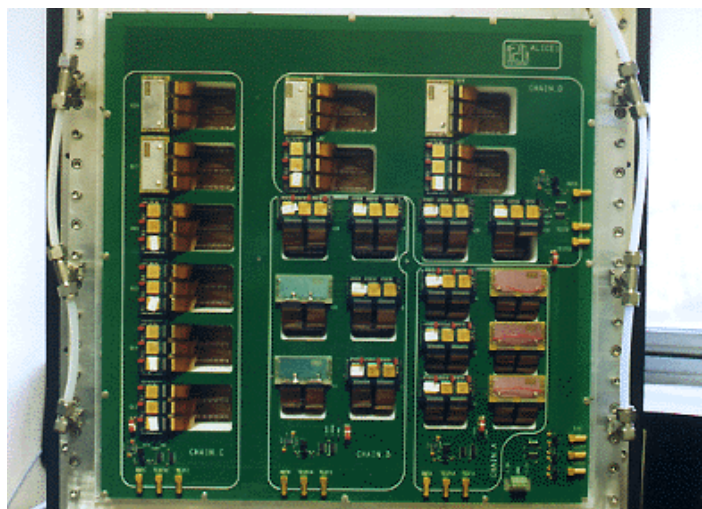


Figure 6.8 : Photographie du prototype ALICE 1 prise du côté de l'électronique frontale.

contrôle réalise le multiplexage :

- le signal «*Track and Hold*» (**T/H**) permet de stocker les charges dans des capacités en ouvrant les commutateurs **T/H** ;
- un train d'impulsions d'horloge (**CLK**) déclenché par un signal externe (**START READ**), sert à cadencer le multiplexage des charges stockées vers une seule voie de sortie (**SWAN-OUT**),
- l'impulsion **CLear (CL)** rétablit l'état initial des interrupteurs.

Des signaux de calibration peuvent être envoyés à toutes les voies d'entrée au travers d'une capacité via une seule entrée (**CAL-IN**).

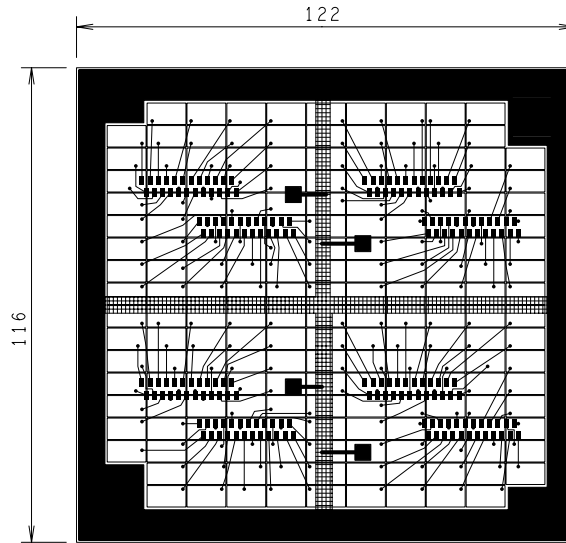


Figure 6.9 : Circuit imprimé de la cathode du prototype ALICE 2. Tous les pads sont lus individuellement.

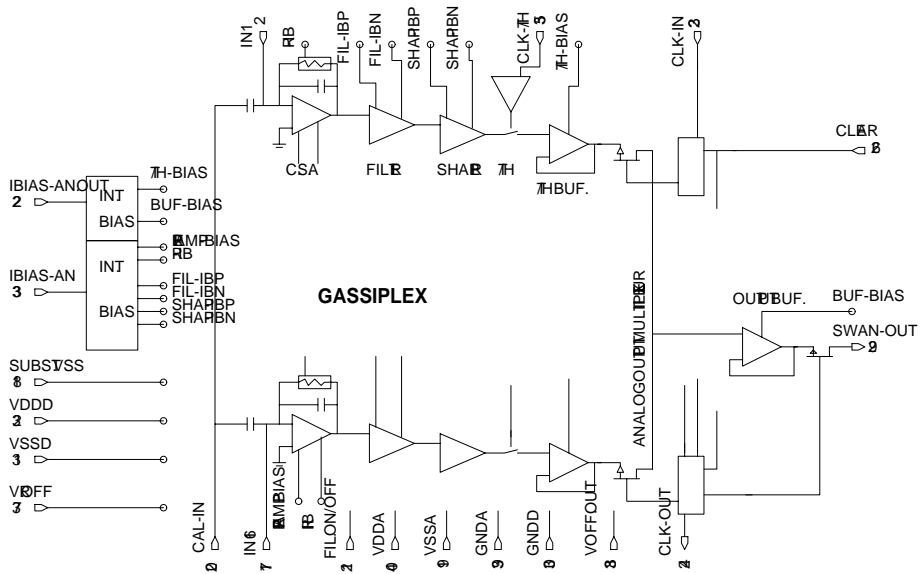


Figure 6.10 : Schéma fonctionnel du GASSIPLEX-1.5

L'amplificateur de charge (CSA)

Cet amplificateur à bas niveau de bruit est caractérisé par un long temps d'intégration (de l'ordre de 600 à 800 ns). Cette caractéristique associée à une haute sensibilité à l'entrée (12 mV en sortie/fC en entrée) permet la détection de signaux de très bas niveau dans la MWPC.

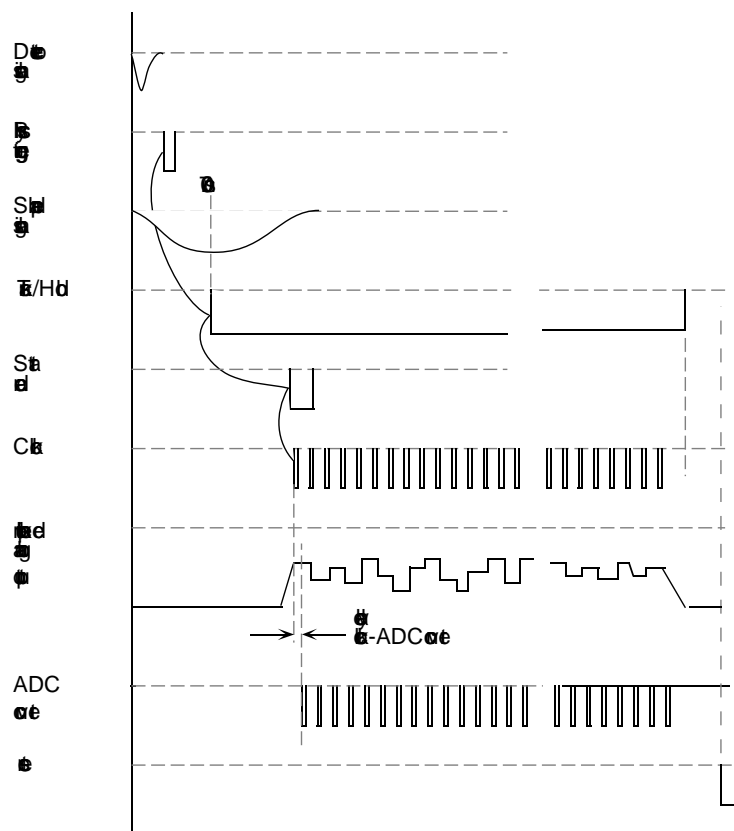


Figure 6.11 : Chronogrammes des signaux de lecture du GASSIPLEX-1.5.

Le filtre commutable (SF) et le formeur (SH)

Le circuit intégré GASSIPLEX a été conçu pour être connecté aux chambres à fils aussi bien qu'aux détecteurs de silicium. Un étage de filtre commutable est nécessaire car la forme du courant d'entrée diffère selon le type de détecteur. Pour les détecteurs solides à courant d'entrée rapide (< 100 ns), le filtre est court-circuité. Dans le cas des chambres à fils, la dérive lente des ions vers la cathode est à l'origine d'un courant caractérisé par une longue queue hyperbolique. Ce courant qui dure plusieurs dizaines de microsecondes perturbe le niveau du signal de sortie. Le filtre a été conçu pour extraire, en quelques dizaines de nanosecondes, la plus grande partie de la charge délivrée par le détecteur et transformer le signal de charge en une fonction échelon (figure 6.12.b à gauche). Après le filtre, un circuit formeur composé d'un passe-bas suivi d'un filtre passe-bande transforme cet échelon en une forme semi-gaussienne où le temps de pic est égal au tiers du temps nécessaire pour atteindre le régime permanent. Un circuit de compensation pôle/zéro améliore le temps de retour au régime permanent : $\pm 0.5\%$ de l'amplitude maximale en $3 \mu\text{s}$. Cette caractéristique essentielle confère au système un temps d'occupation inférieur à $3 \mu\text{s}$ évitant ainsi les effets d'empilement. Une résistance de polarisation externe permet un léger ajustement du temps de pic à $700 \text{ ns} \pm 100 \text{ ns}$. Ce temps fournit un retard utilisé pour attendre la décision de déclenchement externe.

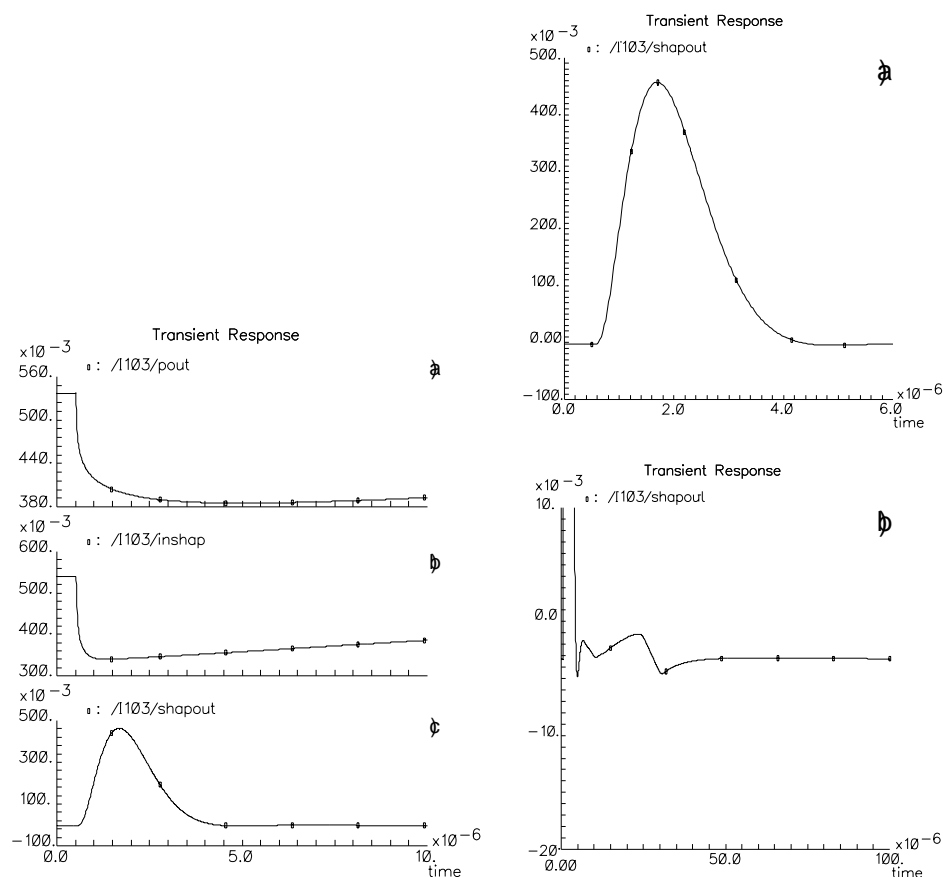


Figure 6.12 : Profils simulés des courants des étages de filtrage et de mise en forme : a) courant d'entrée, b) après le filtre, c) après mise en forme (à gauche). a) Réponse transitoire du circuit formateur dans l'intervalle de temps 0–6 μ s et b) retour à la ligne de base (à droite).

Étage T/H

En fonctionnement, tous les commutateurs commandés par l'étage T/H sont fermés, tandis que ceux commandés par l'étage de multiplexage sont ouverts. Lorsqu'un événement a lieu, les capacités associées aux voies électroniques touchées se chargent. Un signal externe de déclenchement, synchronisé à l'événement, est utilisé pour générer un signal HOLD, envoyé à l'ensemble du système afin d'ouvrir tous les commutateurs à un temps correspondant au temps de pic du signal en sortie de la chaîne CSA-SH (figure 6.11). Ainsi, seules sont stockées les amplitudes maximales des signaux de charge des voies touchées. Pour les voies non touchées, ce sont les charges correspondant aux piédestaux des voies qui sont stockées. Tant que le signal HOLD est à l'état haut, les commutateurs sont ouverts et les capacités restent chargées (faible courant de fuite 1 mV/ms). Lorsque le signal HOLD repasse au niveau bas, les commutateurs se ferment et les charges sont perdues.

Le multiplexage

La décision de commencer la lecture d'un événement est déclenchée par le signal START READ provenant de la logique de déclenchement avec un retard fixé par l'utilisateur. Ce signal déclenche un train d'impulsions d'horloge généré par le séquenceur qui cadence le multiplexage. Le nombre et la fréquence des impulsions d'horloge sont réglés pour évacuer l'ensemble des charges des voies électroniques de la cathode. Ce train d'impulsions d'horloge est envoyé simultanément au module effectuant la numérisation. La conversion analogique/numérique et la suppression de zéro du signal de chaque voie sont réalisées entre deux impulsions d'horloge (cf. figure 6.11).

CLEAR/BUSY

Dès que le train d'impulsions d'horloge est terminé et la numérisation effectuée, un signal CLEAR est envoyé au GASSIPLEX, remplaçant ainsi tous les commutateurs dans leur état initial. Ce signal est envoyé après que le signal HOLD soit revenu à l'état bas. En pratique, dès que le signal HOLD est généré, la logique de déclenchement est bloquée par un signal BUSY qui protège le système de tout nouvel événement. Ce signal est relâché à la fin du cycle.

6.5.2 Les performances intrinsèques du GASSIPLEX

La figure 6.13 représente les courbes de linéarité et de bruit des deux versions du GASSIPLEX. Les caractéristiques électroniques principales du GASSI-1.5 sont regroupées dans le tableau 6.3.

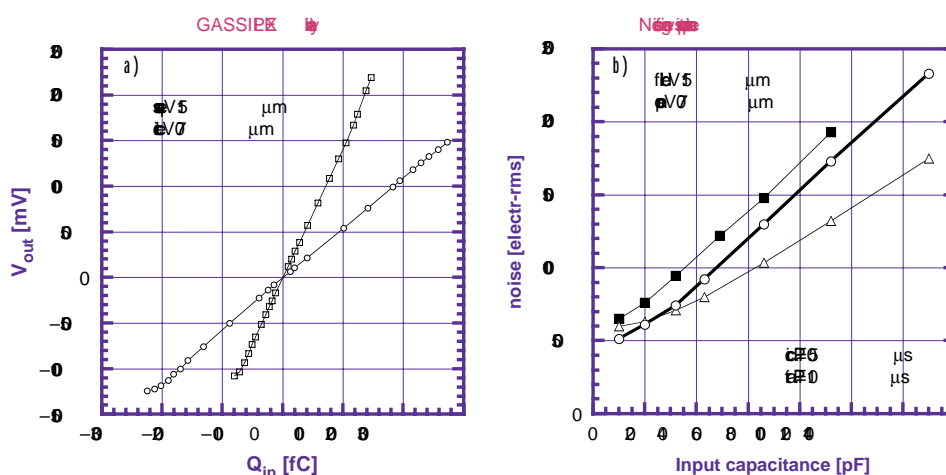


Figure 6.13 : Performances intrinsèques du GASSIPLEX-0.7 : courbes de linéarité et de bruit.

Les amplitudes des piédestaux diffèrent selon la voie électronique. Pour définir un seuil par voie $t(i)$, on effectue un run dédié. On obtient : $t(i) = p(i) + N \times \sigma(i)$, où $p(i)$ est la valeur moyenne du piédestal de la voie électronique i , $\sigma(i)$ son écart-type et N

surface de silicium	mm ²	$4.2 \times 4.6 = 19.3$
VDD/VSS	V	± 3.5
bruit à 0 pC	e^- r.m.s.	630
penne de bruit	e^- r.m.s./pC	16
gamme dynamique linéaire	fC	-75 à 150
gain de conversion	mV/fC	12.3
temps de relaxation		$< 0.5\%$ après $3 \mu s$
ajustement du temps de pic	ns	400 à 1000
puissance consommée	mW/voie	6
fréquence de multiplexage	MHz	10

Tableau 6.3 : Performances mesurées du GASSIPLEX Version $1.5 \mu m$.

une constante entière. N permet d'ajuster le seuil pour extraire le signal de charge déposée sur la cathode tout en rejetant le bruit électronique. En pratique N est fixé à 4. La suppression de zéro consiste alors à transmettre au système d'acquisition, les données des voies électroniques dont l'amplitude est supérieure au seuil.

6.6 Conclusion

Les deux prototypes ALICE 1 et ALICE 2 ont la même structure mécanique consistant en un empilement de cadres et sont équipés d'une électronique de lecture identique (cartes GASSIPLEX). Ils ont cependant été construits afin de couvrir deux programmes expérimentaux distincts. ALICE 1 est équipé de trois zones de lecture, il permettra d'étudier les effets du chaînage sur les performances du détecteur. Le prototype ALICE 2 a quant à lui une surface active beaucoup plus réduite, il servira surtout à trouver le point de fonctionnement optimal de la chambre en fonction de la haute tension et des proportions du mélange gazeux ainsi qu'à mesurer l'extension des clusters en fonction du gain et de l'inclinaison des traces. Le chapitre 7 traitera de l'analyse des données des deux prototypes collectées en faisceau test.

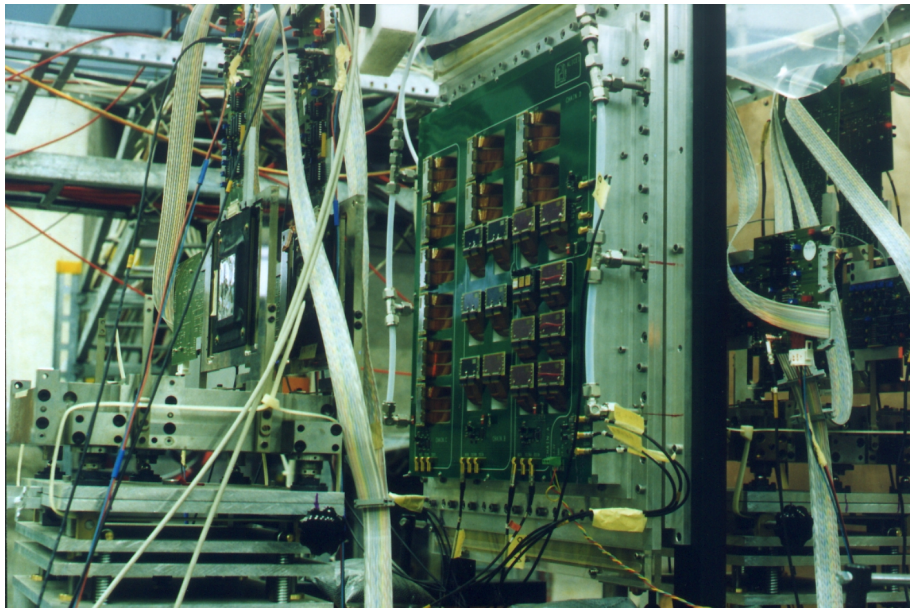
Bibliographie

- [1] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09, 3 Mai 1977.
- [2] R. Debbe *et al.*, MWPC with highly segmented cathode pad readout, Nucl. Instr. and Meth. **A 283** (1989) 772-777.
- [3] J.C. Santiard *et al.*, GASPLEX : a low-noise analog signal processor for readout of gaseous detectors, CERN-ECP-94-17.

Chapitre 7

Analyse de données de faisceau test

L'objet de ce chapitre est l'analyse des performances des deux prototypes de chambres à cathodes segmentées à lecture parallèle de la charge ALICE 1 et ALICE 2. Les prises de données ont été réalisées auprès du PS appartenant au complexe d'accélérateurs du CERN. L'analyse a permis de confirmer les résultats de la simulation. Aucune dégradation de la résolution spatiale n'est induite par l'interconnexion des pads à condition que l'extension des clusters soit bien maîtrisée par le choix du bon régime de fonctionnement.



Sommaire

7.1	Introduction	151
7.2	Dispositif expérimental	151
7.2.1	Le télescope de référence	151
7.2.2	Architecture du système de lecture des données	152
7.3	Analyse des données du télescope MSD	152
7.3.1	Piédestaux et seuils de lecture	152
7.3.2	Reconstruction des traces	158
7.3.3	Procédure d'alignement	163
7.3.4	Précision du télescope	163
7.4	Étude des performances des prototypes	167
7.4.1	Propriétés du mélange gazeux	168
7.4.2	Extension du cluster	170
7.4.3	Résolution spatiale	174
7.5	Conclusion	179

7.1 Introduction

Le présent chapitre traite de l'analyse des performances des prototypes ALICE 1 et ALICE 2 sur faisceau test. Les prototypes ALICE 1 et ALICE 2 ont été installés sur la ligne de faisceau T10 du PS au CERN. Cette ligne délivre un faisceau de pions d'énergie atteignant 7 GeV.

7.2 Dispositif expérimental

7.2.1 Le télescope de référence

Un schéma du système de trajectographie de référence ou «*télescope de référence*» est représenté sur la figure 7.1. Il s'agit d'un ensemble de 10 plans de détecteurs semi-conducteurs à micropistes de silicium parallèles entre eux et perpendiculaires à l'axe du faisceau z .

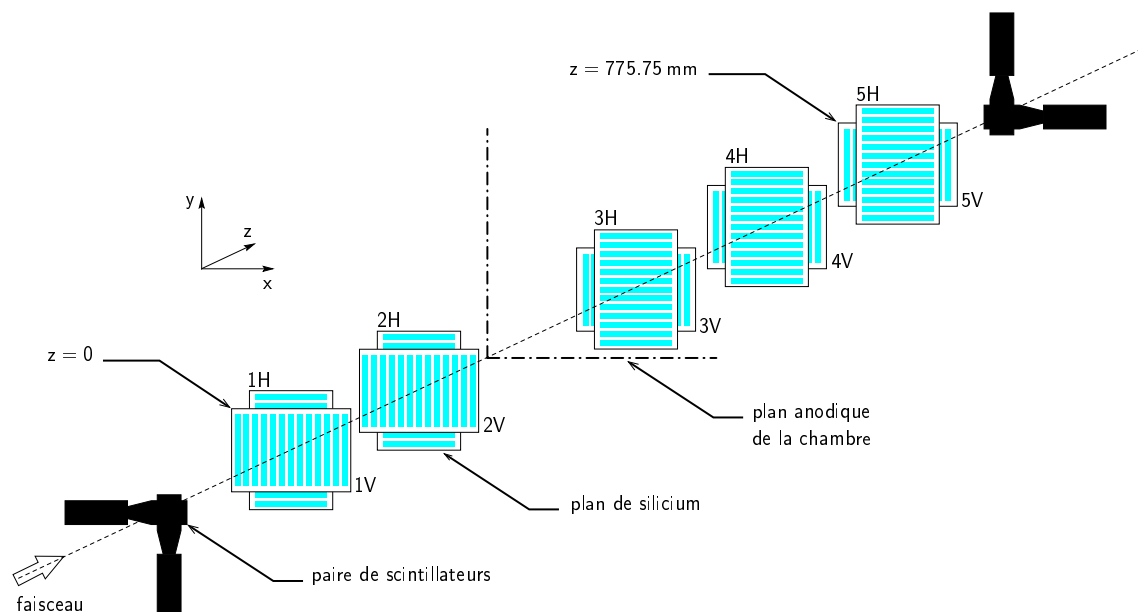


Figure 7.1 : Le télescope de référence. Il compte 5 modules. Un module est constitué de 2 plans (H et V) séparés de 11 mm. Le détecteur à tester est placé entre le deuxième et le troisième module (dans le sens du faisceau). Les 2 paires de scintillateurs du système de déclenchement («*trigger*») encadrent les 10 plans de silicium.

Les dimensions d'un plan sont $300 \mu\text{m} \times 2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ et la distance entre les pistes de lecture est de $50 \mu\text{m}$. Certains plans sont équipés de pistes intermédiaires. Dans ce cas, seule une piste sur deux est lue. Les pistes intermédiaires ne sont pas lues mais leur charge est répartie sur les pistes voisines par couplage capacitif. Les pistes des plans du télescope de référence sont orientées verticalement (V) pour la mesure de x ou horizontalement (H) pour la mesure de y (direction des fils d'anodes du prototype). La séquence d'orientation des plans et leur position le long de l'axe

du faisceau z (dans le sens de propagation des particules) sont reportées dans le tableau 7.1. Le prototype de test est placé entre les plans 2H et 3H du télescope. Deux paires de compteurs à scintillation situés en amont et en aval du télescope déclenchent l'acquisition par coïncidence.

orientation	1V	1H	2V	2H	3H	3V	4H	4V	5H	5V
z [mm]	0	11	83	94	487.25	498.25	680.50	691.50	764.75	775.75

Tableau 7.1 : Séquence et positions des plans du télescope de référence.

Les signaux des 384 pistes par plan de détecteur silicium sont lus par trois circuits intégrés VLSI à bas niveau de bruit du type VIKING [2]. Le circuit intégré VIKING de technologie CMOS $1.5 \mu\text{m}$ est muni de 128 voies électroniques. Chaque voie intègre un pré-amplificateur de charge suivi d'un formeur CR-RC et d'un échantillonneur-bloqueur. L'échantillonneur-bloqueur mémorise le pic du signal de charge jusqu'à sa numérisation par les convertisseurs analogique/numérique 10 bits du module C-RAMS V550. La lecture des 768 signaux analogiques issus de 2 détecteurs silicium est cadencée par les impulsions d'horloge du séquenceur C-RAMS V551 (cf. paragraphe ci-après).

7.2.2 Architecture du système de lecture des données

Le système de lecture et d'acquisition des données est commun au télescope de référence et au prototype de test. Il est constitué des éléments suivants (figure 7.2) :

- un générateur de signaux de déclenchement et de contrôle (SUB-SN 954) utilisé pour choisir le type de déclenchement (mode générateur pour les mesures des piédestaux ou mode physique pour l'enregistrement des données d'un événement). Le générateur envoie les signaux T/H et CLEAR au GASSIPLEX et commande le début du multiplexage.
- un séquenceur (V551/CAEN) qui envoie le train d'impulsions d'horloge aux GASSIPLEX et aux modules de numérisation. Il permet d'ajuster la fréquence et le nombre de signaux d'horloge.
- les modules de conversion analogique/numérique (10 bits) et de suppression de zéro CAEN V550 C-RAMS.

Le CPU utilisé pour l'acquisition est du type Motorola MVME 2604. Il utilise la dernière version du programme d'acquisition de données de l'expérience ALICE DATE3 [1]. Les signaux de contrôle sont fournis par le séquenceur CAEN V551.

7.3 Analyse des données du télescope MSD

7.3.1 Piédestaux et seuils de lecture

La mesure des piédestaux s'effectue entre deux prises de données consécutives alors que le faisceau est coupé. Le signal brut $s_k(n)$ de la voie électronique k de

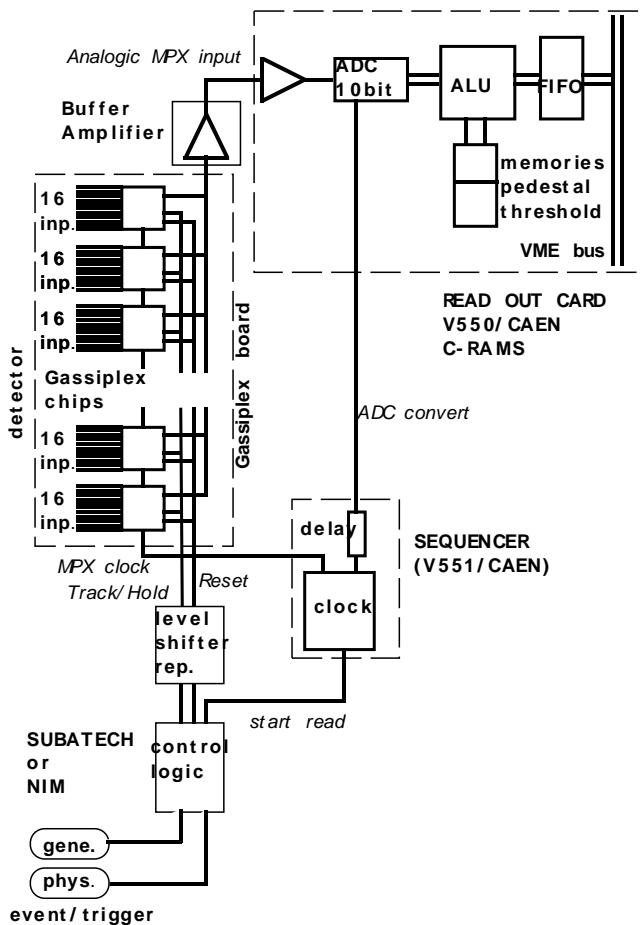


Figure 7.2 : Représentation schématique du système de lecture des données.

l'événement n d'un détecteur silicium, dans le cas où il n'y a pas de charge physique collectée issue du passage d'une particule, s'exprime comme la somme :

$$s_k(n) = q_k^{\text{rand}}(n) + p_k(n) + c(n) \quad (7.1)$$

où q_k^{rand} est un signal de charge aléatoire (à ne pas confondre avec la charge déposée par la particule incidente), p_k le piédestal et c le déplacement de mode commun («*common mode shift*»). Le déplacement de mode commun est estimé par la moyenne des piédestaux des 128 pistes lues par un même circuit intégré VIKING. Les circuits intégrés étant indépendants, ce déplacement est dû à un bruit électronique propre à chaque boîtier ou aux fluctuations des tensions d'alimentation. En pratique, on ne distinguera pas les différentes contributions. Le niveau du piédestal de la piste k et la variance associée sont estimés à partir de $N = 2000$ mesures selon :

$$\hat{p}_N(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N s_k(n) \quad (7.2)$$

$$\hat{\sigma}_N^2(k) = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N [s_k(n) - \hat{p}_N]^2 \quad (7.3)$$

Le piédestal et l'écart-type des 384 pistes d'un plan de silicium sont représentés sur la figure 7.3. On note très clairement le déplacement de mode commun propre à chaque chip VIKING.

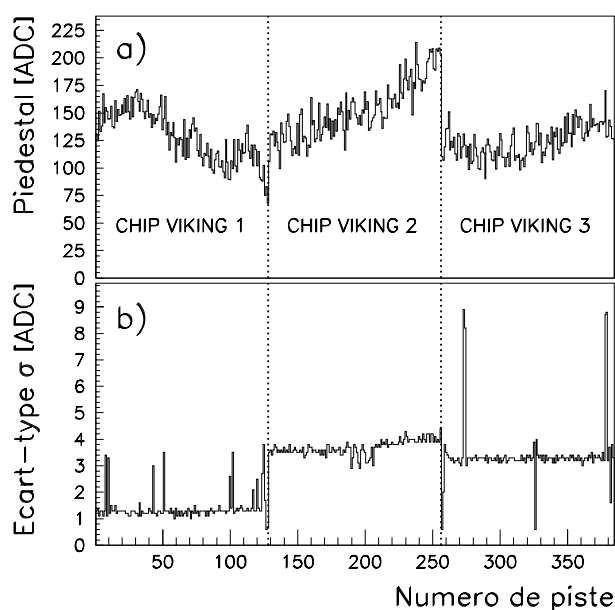


Figure 7.3 : (a) Piédestaux des 384 voies d'un plan de détecteur silicium et (b) variances associées.

Le module C-RAMS V550 est doté d'une table comprenant les valeurs des piédestaux des voies électroniques $\hat{p}_N(k)$ ($k = 1, \dots, 768$ par entrée du module). Une valeur seuil $t(k)$ définie par :

$$t(k) = \hat{p}_N(k) + i \cdot \hat{\sigma}_N(k) \quad (7.4)$$

est aussi mémorisée. Au cours de la prise de données, si le signal de charge numérisé de la voie k est supérieur au seuil $t(k)$, le piédestal est soustrait et le résultat transite via une mémoire intermédiaire («buffer») avant d'être stocké sur disque. Dans le cas où le signal de charge ne dépasse pas le niveau seuil, il n'est pas envoyé au système d'acquisition. Ce principe est communément appelé la «*suppression de zéro*». En pratique, nous avons fixé i à 5.

Amas de charges

Une particule chargée traversant un détecteur génère un impact («hit»). Pour reconstruire l'amas de charges («cluster») provenant du hit, on identifie d'abord la piste ayant le signal de charge le plus élevé. Elle est repérée par l'index k_{max} et possède le signal $q_{k_{max}}$. Le cluster est composé de la piste k_{max} et des pistes adjacentes de signal non nul. La taille du cluster est limitée à deux pistes [3, 4]. En effet, dans les détecteurs silicium il n'y a pas de multiplication de la charge (à la différence des détecteurs gazeux) et le bruit de l'électronique de lecture limite la précision. Augmenter le nombre de pistes par cluster (en réduisant la largeur de la piste) dégraderait le rapport signal sur bruit. La largeur de piste est de ce fait choisie pour obtenir des clusters de taille réduite. De plus, il est pratiquement impossible que la charge soit répartie sur plus de deux pistes car la largeur à mi-hauteur de la distribution de charge est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ et le pas de lecture est de $50 \mu\text{m}$. La figure 7.4 montre effectivement que le nombre de pistes par cluster vaut le plus souvent 2.

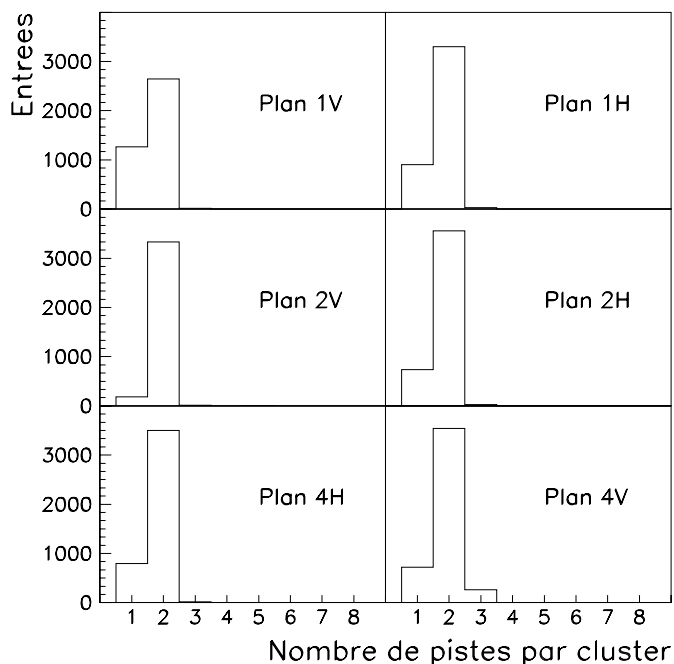


Figure 7.4 : Taille du cluster exprimée en nombre de pistes pour 6 plans du télescope.

Il y a très peu de clusters de taille supérieure ou égale à 3 pistes. Par conséquent, dans l'analyse on sélectionnera les clusters de une ou deux pistes représentés par l'ensemble

$$\mathcal{K} = \{k_1, \dots, k_K\} \quad K = |\mathcal{K}| < 3 \quad (7.5)$$

de charge totale

$$Q_K = \sum_{k \in \mathcal{K}} q_k \quad (7.6)$$

La distribution de Q_K a une forme caractéristique de Landau comme le montre la figure 7.5 pour une série de plans de silicium.

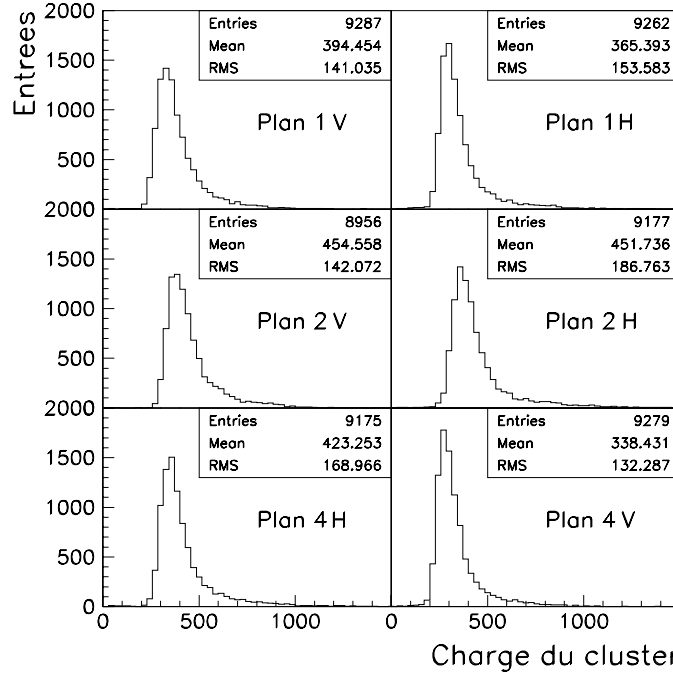


Figure 7.5 : Distribution de la charge collectée sur les pistes d'un détecteur silicium. Les distributions de 6 plans différents sont représentées.

Localisation du point d'impact

La position mesurée par un détecteur u_h est entachée d'une erreur statistique et d'une erreur systématique. L'erreur statistique provient des fluctuations de la charge déposée sur les pistes (*i.e.* bruit électronique) tandis que l'erreur systématique est introduite par la méthode de calcul de la position. La résolution spatiale intrinsèque du détecteur Δu_h est la résultante de ces deux contributions. L'objectif est donc de réduire au minimum l'erreur systématique sur la mesure du point d'impact. On évalue cette erreur en mesurant le résidu $r = u_h - u_t$. u_t est la position du hit prédite par le système de trajectographie à l'aide d'un ajustement linéaire à travers tous les plans excepté celui dont on évalue le résidu. Δu_h est déduite de l'écart-type sur la moyenne de la distribution du résidu.

Le point d'impact de la particule dans un plan de silicium est donné par le numéro de piste dans le cas d'un cluster de $K = 1$. Pour les événements produisant de la charge sur 2 pistes, on mesure la position en calculant le centre de gravité. La

méthode du centre de gravité donne la position du point d'impact u_h à partir des fractions de charge η_k du cluster :

$$\begin{aligned}
 u_h &= \frac{1}{Q_K} \sum_{k \in \mathcal{K}} u_k \cdot q_k & Q_K &= \sum_{k \in \mathcal{K}} q_k \\
 &= u_0 - \sum_{k \in \mathcal{K}} (u_0 - u_k) \cdot \eta_{kK} & \eta_{kK} &= \frac{q_k}{Q_K} \\
 &= u_0 - P \cdot \sum_{k=k_1}^{k_{|\mathcal{K}|}} k \cdot \eta_{kK} & P &= |u_k - u_{k-1}|
 \end{aligned} \tag{7.7}$$

L'ensemble \mathcal{K} est ordonné de sorte que la piste de charge maximale soit indexée 0 et la piste voisine située à droite (gauche) ait un indice positif (négatif). La méthode du centre de gravité suppose que la distribution des fractions de charge η est uniforme (les valeurs des fractions de charge sont équiprobables dans un cluster donné). Or en pratique ce n'est pas le cas bien que l'irradiation du détecteur silicium soit uniforme (figure 7.6), cela est à l'origine de l'erreur systématique. La "méthode η " qui tient compte de la distribution effective de la charge améliore la résolution intrinsèque. Elle est cependant difficile à mettre en œuvre car elle nécessite la connaissance exacte du rapport signal sur bruit de chaque piste.

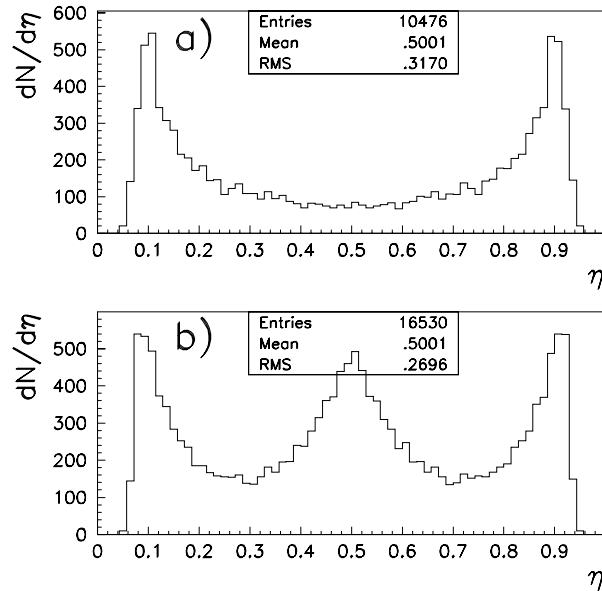


Figure 7.6 : Distribution de la variable η calculée pour deux types de détecteur silicium : pas de piste intermédiaire (a) et une piste intermédiaire (b). On remarque les pics en 0 et 1 et en 0.5 (position de la piste intermédiaire).

La figure 7.7 représente la distribution du résidu mesuré pour un des plans du télescope de référence obtenue à l'aide de la méthode du centre de gravité. Les résidus

montrent une distribution gaussienne centrée en zéro. L'écart-type $\sigma = \sqrt{\langle r^2 \rangle}$ (*rms*) de la distribution du résidu est de $14 \mu\text{m}$. La *rms* mesurée est au premier ordre l'erreur sur la position du hit (Δu_h). En fait $\sigma^2 = (\Delta u_h)^2 + (\Delta u_t)^2$. Pour mesurer une valeur exacte de la résolution spatiale intrinsèque Δu_h , il faudrait soustraire quadratiquement l'erreur sur la position du point d'impact prédite par l'ajustement linéaire. La *rms* de la distribution du résidu inclut donc à la fois l'erreur systématique sur la position et la précision de l'ajustement linéaire (effets de diffusion multiple, mauvaise combinaison de hits pour former une droite dans le cas où il y a plusieurs clusters par plan). La résolution spatiale intrinsèque d'un plan de détecteur silicium Δu_h devrait donc être inférieure à $14 \mu\text{m}$.

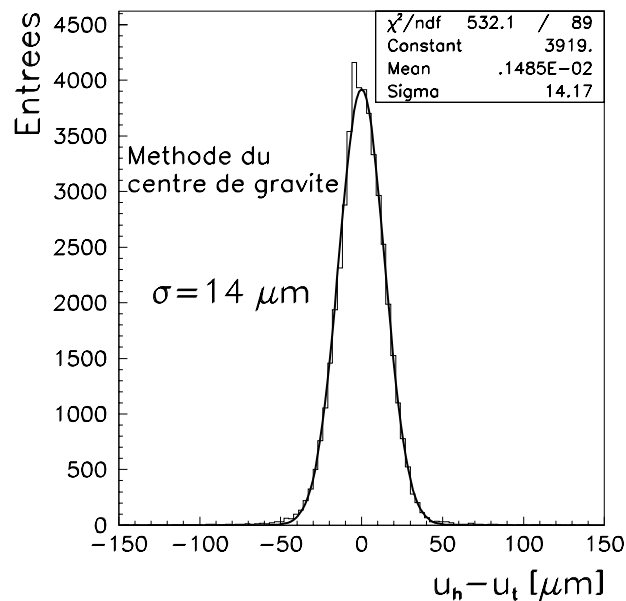


Figure 7.7 : Distribution du résidu calculé par la méthode du centre de gravité.

7.3.2 Reconstruction des traces

On définit deux systèmes de coordonnées : la base orthonormée $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ attachée au télescope de référence et la base orthonormée $(\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3)$ attachée à un plan de détecteur silicium (figure 7.8). On supposera que les plans sont parallèles. \vec{e}_3 et \vec{f}_3 sont colinéaires et définissent la direction de l'axe z . On peut décomposer le télescope en deux systèmes indépendants : l'ensemble des plans V qui permettent de reconstruire la projection de la trajectoire sur le plan (\vec{e}_1, \vec{e}_2) et l'ensemble des plans H permettant de reconstruire la projection de la trajectoire sur le plan (\vec{e}_2, \vec{e}_3) . Le système de coordonnées de chaque sous-ensemble est défini par le premier et le dernier plan. Un plan p peut être décalé d'une distance $u_{\text{off}}^{(p)}$ perpendiculairement à la direction de ses pistes et tourné d'un angle dit "angle de vue" défini par $\phi^{(p)} = \phi_0 + \phi_{\text{off}}^{(p)}$ autour l'axe z . L'angle ϕ_0 vaut 0° pour les plans H et 90° pour les plans V. L'angle

ϕ_{off} calculé lors de la procédure (paragraphe 7.3.3) d'alignement corrige l'angle de vue.

Un vecteur quelconque rapporté aux vecteurs de la base $(\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3)$ du plan de silicium p s'exprime de façon unique :

$$u_1 \vec{f}_1 + u_2 \vec{f}_2 + u_3 \vec{f}_3 \quad (7.8)$$

Ce même vecteur s'exprime dans le système de coordonnées du télescope :

$$x_1 \vec{e}_1 + x_2 \vec{e}_2 + x_3 \vec{e}_3 \quad (7.9)$$

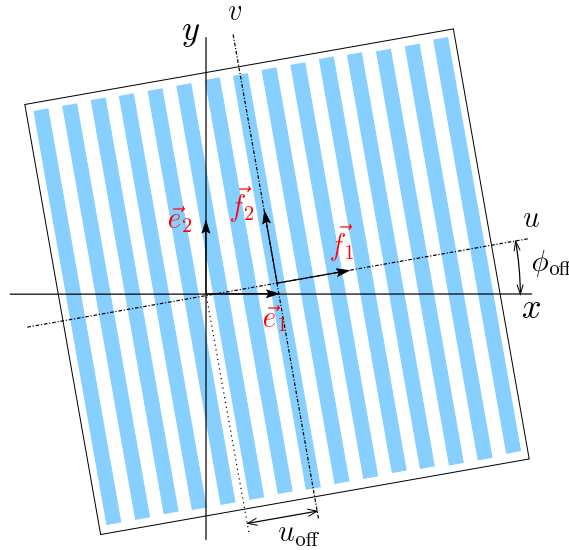


Figure 7.8 : Schéma du système de coordonnées attaché à un plan de silicium $(\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3)$ et référentiel global du télescope $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$. L'angle de vue u_{off} et le décalage u_{off} du plan sont également représentés.

Le passage de la base $(\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3)$ à la base $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ est tel que :

$$x_i = (\vec{e}_i \circ \vec{f}_j) \cdot (u_j - u_{\text{off},j}) \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (7.10)$$

où

$$(\vec{e}_i \circ \vec{f}_j) = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{u}_{\text{off}} = \begin{pmatrix} u_{\text{off},1} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7.11)$$

La mesure de la position du point d'impact dans le plan de silicium p permet d'obtenir le vecteur $\vec{u}_h^{(p)} = (u_h^{(p)}, 0, 0)$ qui après changement de base s'exprime sous la forme $\vec{x}_h^{(p)}$ dans le référentiel du télescope.

On suppose que la trajectoire d'une particule est décrite par une ligne droite. La trajectoire tridimensionnelle rectiligne est alors projetée sur le plan engendré par la base (\vec{e}_1, \vec{e}_3) (droite (\mathcal{D}_1)) puis sur le plan (\vec{e}_2, \vec{e}_3) (droite (\mathcal{D}_2)). L'ajustement d'une droite à l'ensemble des points d'impact dans les plans V (H)¹ permet d'obtenir l'ordonnée à l'origine a_1 (a_2) et la pente Δx_1 (Δx_2) de la droite (\mathcal{D}_1) (\mathcal{D}_2). On dispose finalement d'une description complète de la trace de la particule incidente qui est définie dans le système de coordonnées du télescope de référence par l'origine $(a_1, a_2, 0)$ et l'inclinaison $(\Delta x_1, \Delta x_2, 1)$.

La position des impacts théoriques attendus dans le système de coordonnées du télescope est donnée par l'intersection de la trajectoire ajustée et du plan situé en $x_3^{(p)}$

$$x_{t,i}^{(p)} = a_i + x_3^{(p)} \cdot \Delta x_i \quad i = 1, 2, 3 \quad (7.12)$$

La position du point d'impact attendu rapportée aux vecteurs de la base du plan p s'écrit :

$$u_{t,j}^{(p)} = (\vec{f}_i \circ \vec{e}_j) \cdot x_{t,i}^{(p)} - x_{\text{off},j}^{(p)} \quad (7.13)$$

Pour juger de la qualité de l'ajustement d'une droite aux points d'impact reconstruits dans les détecteurs silicium, on utilise le test du χ^2 . Le χ^2 s'écrit :

$$\chi^2 = \sum_{p=1}^{\mathcal{P}} \left(\frac{u_{h,1}^{(p)} - u_{t,1}^{(p)}}{\Delta u_h^{(p)}} \right)^2 \quad (7.14)$$

L'erreur intrinsèque sur la mesure de la position $\Delta u_h^{(p)}$ est la même pour tous les plans de silicium. On préfère alors représenter le χ^2 par degré de liberté :

$$\chi^2 = \frac{1}{(N - M)} \sum_{p=1}^{\mathcal{P}} \left[u_{h,1}^{(p)} - u_{t,1}^{(p)} \right]^2, \quad (7.15)$$

où $N (= 5)$ est le nombre de points, M est le nombre de paramètres à ajuster (2 pour une droite) et $\nu = N - M$ est le nombre de degrés de liberté. La variable aléatoire χ^2 est caractérisée par sa fonction densité de probabilité $f(\chi^2) = 2^{-\nu/2} \Gamma(\nu/2)^{-1} (\chi^2)^{\nu/2-1} e^{-\chi^2/2}$ où ν est le nombre de degrés de liberté et $\Gamma(\nu/2)$ la fonction gamma de Euler. Les distributions présentées sur la figure 7.9 sont en accord qualitatif avec la forme de la fonction de distribution $f(\chi^2)$ pour $\nu = 1$ mais

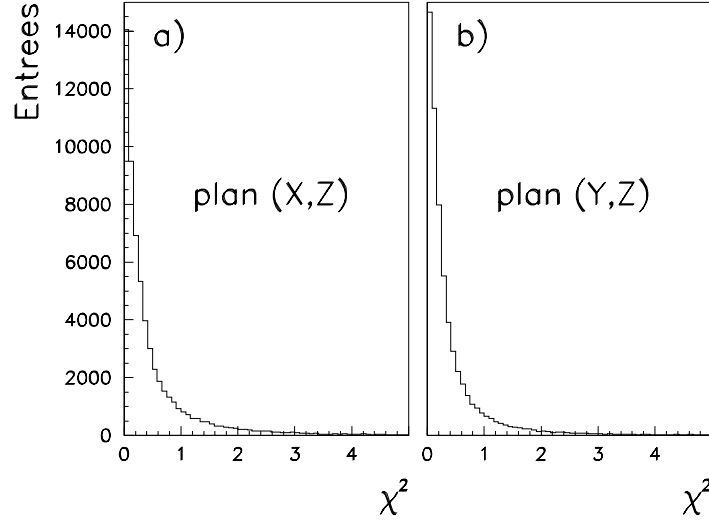


Figure 7.9 : Distribution du χ^2 de l'ajustement linéaire à l'ensemble des 4 points d'impact dans les 4 plans V (a) et H (b).

l'ajustement de cette fonction est mauvais. On attribue ces effets à la diffusion multiple dans les plans de silicium qui est non négligeable à l'énergie du faisceau.

L'ajustement de la droite est réalisé à l'aide d'un formalisme matriciel. Dans la suite du raisonnement, nous décrivons le seul calcul de la droite \mathcal{D}_1 . Cela signifie que les points d'impact expérimentaux considérés proviennent des plans V. Les calculs sont identiques pour la direction y . Le vecteur de valeurs mesurées est :

$$\vec{U}_h = \left(u_{h,1}^{(1)}, \dots, u_{h,1}^{(\mathcal{P})} \right) \quad (7.16)$$

Les mesures $u_{h,1}^{(p)}$ sont les positions des impacts dans les plans $p = 1, \dots, \mathcal{P}$. La matrice de covariance associée est donnée par :

$$V_{\vec{U}_h} = \begin{pmatrix} (\Delta u_h^{(1)})^2 & \dots & \\ & \ddots & \\ & & (\Delta u_h^{(\mathcal{P})})^2 \end{pmatrix} \quad (7.17)$$

Les éléments diagonaux de la matrice de covariance sont les résolutions intrinsèques des plans. Les termes non-diagonaux sont nuls si on suppose qu'il n'y a pas de corrélations entre les plans. La droite ajustée est définie par le point de coordonnées $(a_1, 0, 0)$ et l'inclinaison Δx_1 dans le système de coordonnées du télescope. Les paramètres inconnus constituent le vecteur

¹Les points d'impact sont représentés par les vecteurs $\vec{x}_h^{(p)}$ $p = 1, \dots, \mathcal{P}$ dans la base $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$.

$$\vec{R} = (a_1, \Delta x_1). \quad (7.18)$$

Le vecteur de positions prédites dans les plans est

$$\vec{U}_t = \left(u_{t,1}^{(1)}, \dots, u_{t,1}^{(\mathcal{P})} \right) = A\vec{R}^T - \vec{U}_{\text{off}} \quad (7.19)$$

où les composantes $u_{t,1}^{(\mathcal{P})}$ sont données par l'équation 7.10 et la matrice A s'écrit :

$$A = \begin{pmatrix} \cos \phi^{(1)} & x_3^{(1)} \cos \phi^{(1)} & \sin \phi^{(1)} & x_3^{(1)} \sin \phi^{(1)} \\ \cos \phi^{(2)} & x_3^{(2)} \cos \phi^{(2)} & \sin \phi^{(2)} & x_3^{(2)} \sin \phi^{(2)} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \cos \phi^{(\mathcal{P})} & x_3^{(\mathcal{P})} \cos \phi^{(\mathcal{P})} & \sin \phi^{(\mathcal{P})} & x_3^{(\mathcal{P})} \sin \phi^{(\mathcal{P})} \end{pmatrix} \quad (7.20)$$

le vecteur des décalages s'exprime sous la forme :

$$\vec{U}_{\text{off}} = \left(u_{\text{off}}^{(1)}, \dots, u_{\text{off}}^{(\mathcal{P})} \right) \quad (7.21)$$

La méthode des moindres carrés prend comme estimateur de R , la valeur qui minimise la forme covariante :

$$Q^2 = \left(\vec{U}_h - \vec{U}_t \right) W \left(\vec{U}_h - \vec{U}_t \right)^T \quad \text{avec} \quad W = V_{\vec{U}_h}^{-1} \quad (7.22)$$

soit

$$\frac{\partial Q^2}{\partial \vec{R}} = \vec{0} \quad (7.23)$$

qui a pour solution

$$\vec{R} = \left(AW A^T \right)^{-1} AW \left(\vec{U}_h + \vec{U}_{\text{off}} \right)^T. \quad (7.24)$$

La matrice de covariance associée est :

$$V_{\vec{R}} = \left(\frac{\partial \vec{R}}{\partial \vec{U}_h} \right) V_{\vec{U}_h} \left(\frac{\partial \vec{R}}{\partial \vec{U}_h} \right)^T = \left(AW A^T \right)^{-1}. \quad (7.25)$$

À ce niveau, on dispose d'une estimation de l'origine et de la pente de la droite (\mathcal{D}_1). En combinant les informations issues de l'ajustement de la droite (\mathcal{D}_2), on obtient finalement la description de la trajectoire de la particule traversant le télescope de référence.

7.3.3 Procédure d'alignement

Les deux premiers plans (V et H) et les deux derniers (H et V) sont utilisés pour définir le système de coordonnées du télescope. Les six plans restants sont alors alignés dans ce référentiel. L'alignement du système suppose la correction des angles de vue $\phi_{\text{off}}^{(p)}$ et des déplacements perpendiculaires aux pistes $u_{\text{off}}^{(p)}$. Les valeurs $u_{\text{off}}^{(p)}$ sont obtenues à partir des graphes représentant le résidu $r^{(p)} = u_{\text{h}}^{(p)} - u_{\text{t}}^{(p)}$ en fonction de la position du point d'impact prédite $v_{\text{t}}^{(p)} \equiv u_{\text{t},2}^{(p)}$.

La figure 7.10 illustre les cas typiques de plans de détection non alignés : a) $u_{\text{off}} \neq 0$, b) $\phi \neq 0$, et c) combinaison de a) et b). La figure 7.10 (à gauche) représente pour un plan p , N mesures du résidu $r^{(p)} = u_{\text{h}}^{(p)} - u_{\text{t}}^{(p)}$ en fonction de v_{t} . Le nuage de points peut être ajusté à l'aide d'une fonction linéaire :

$$r^{(p)} = u_{\text{off}}^{(p)} + m^{(p)} \cdot v_{\text{t}}^{(p)} \quad \text{avec} \quad m^{(p)} = \tan \phi_{\text{off}}^{(p)} \quad (7.26)$$

Un ajustement linéaire par la méthode des moindres carrés nous conduit au système d'équations :

$$\begin{cases} N u_{\text{off}} + [v] m = [r] \\ [v] u_{\text{off}} + [v^2] m = [vr] \end{cases} \quad (7.27)$$

Afin de ne pas surcharger les notations, on supprime l'index p du plan et on utilise la notation de Gauss $[v] = \sum_{n=1}^N v(n)$. La résolution du système (7.27) nous donne :

$$u_{\text{off}} = \frac{[r][v^2] - [vr][v]}{N[v^2] - [v][v]} \quad (7.28)$$

$$\phi_{\text{off}} = \arctan \left(\frac{N[vr] - [r][v]}{N[v^2] - [v][v]} \right) \quad (7.29)$$

La figure 7.11 montre les distributions du résidu pour 3 plans du télescope après alignement. Les distributions sont centrées autour de zéro et ne sont pas inclinées selon v_{t} .

7.3.4 Précision du télescope

L'écart-type $\Delta r = \sqrt{\langle r^2 \rangle}$ de la distribution du résidu dN/dr est le résultat de la somme quadratique de deux contributions indépendantes :

$$\Delta r = \Delta u_{\text{h}} \oplus \Delta u_{\text{t}} \quad (7.30)$$

- Δu_{h} est la résolution intrinsèque du plan de silicium ;
- Δu_{t} est l'erreur sur la position du point d'impact issu de l'ajustement linéaire.

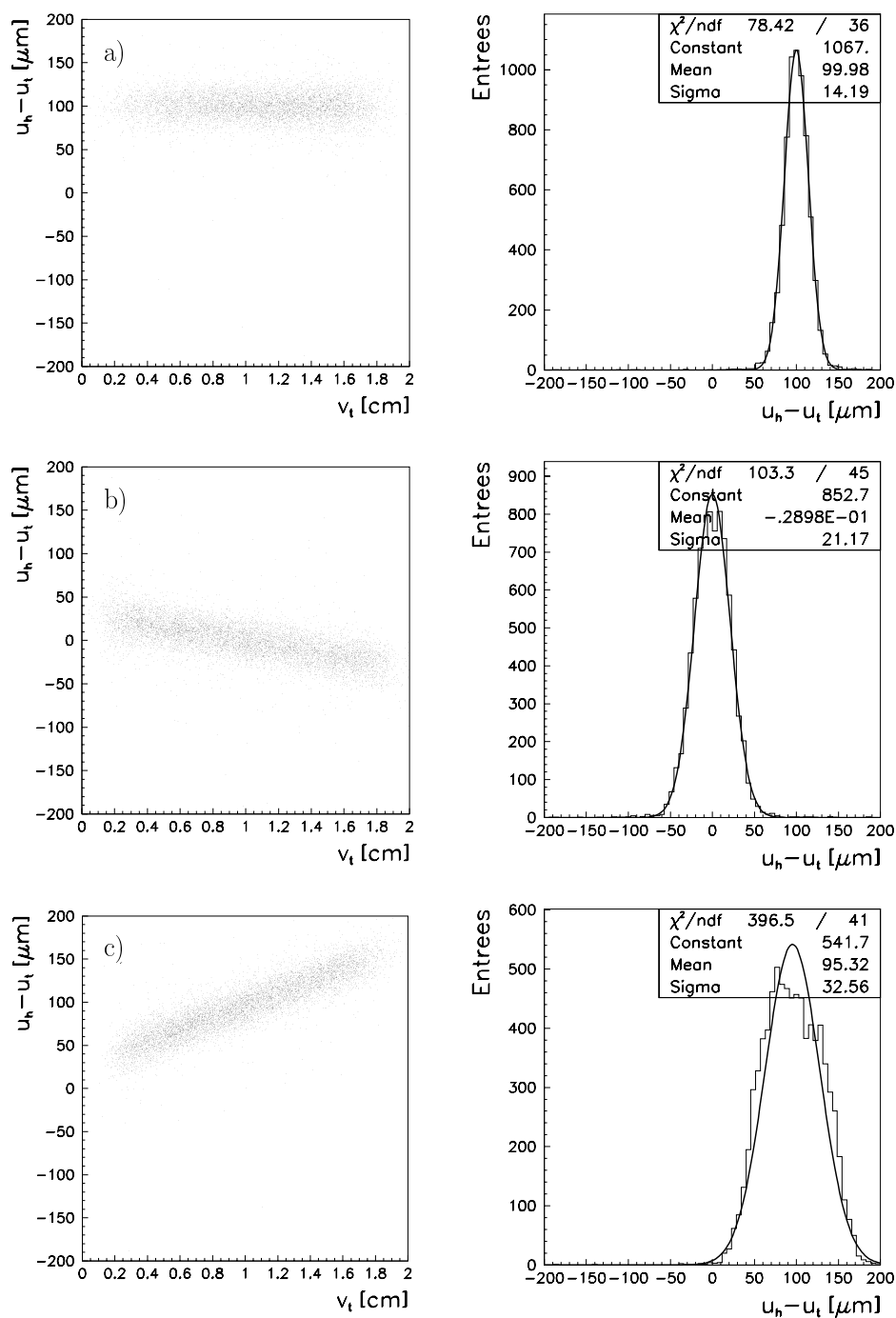


Figure 7.10 : Exemples de plans de silicium non alignés du télescope de référence. Trois cas typiques sont illustrés : a) le plan est simplement décalé par rapport à l'axe du faisceau ($u_{\text{off}} \neq 0$), b) l'angle de vue est non nul ($\phi_{\text{off}} \neq 0$), et c) combinaison des effets de a) et b). Résidus en fonction de la position v_t du hit le long du strip (à gauche). Distributions du résidu (à droite).

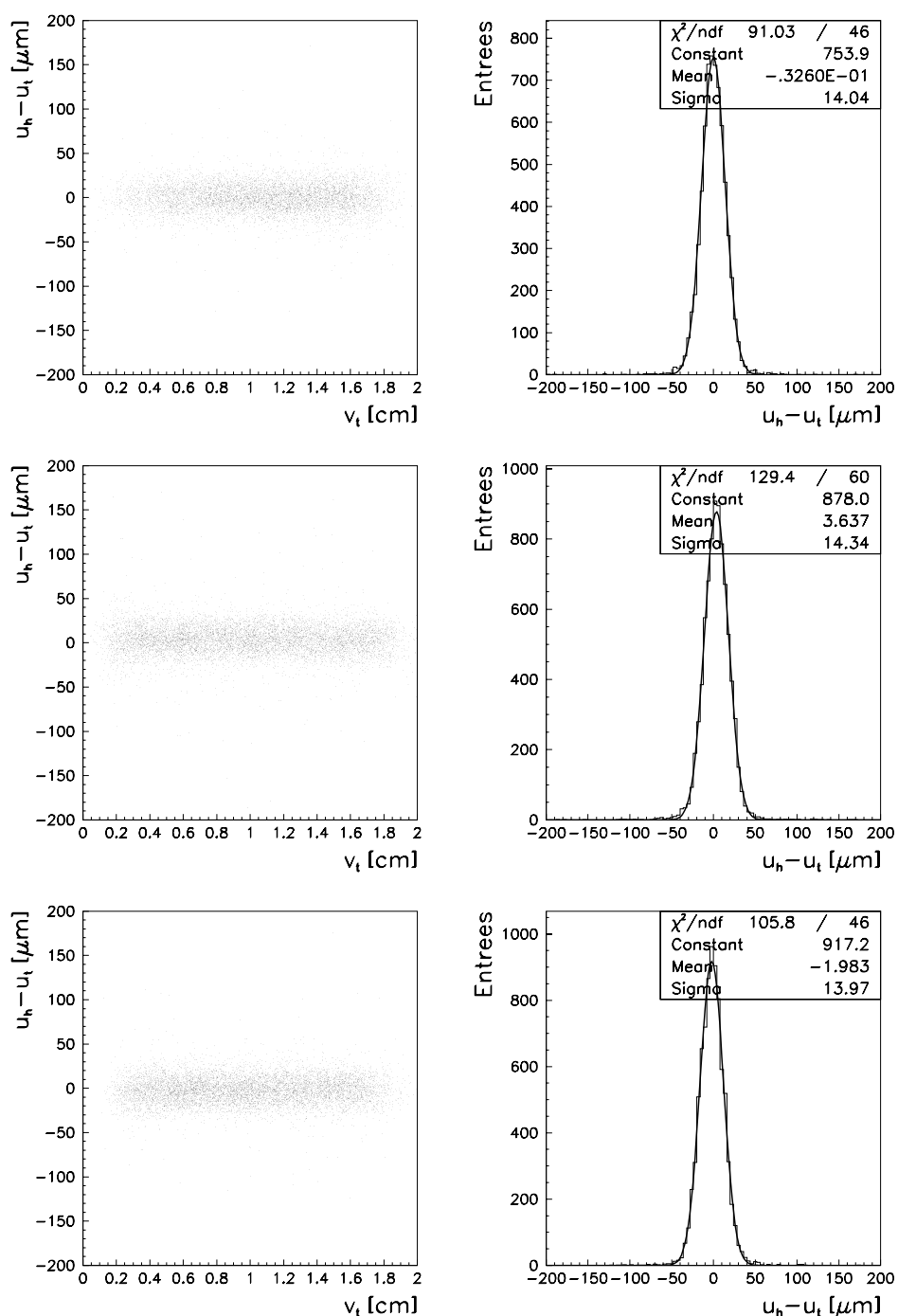


Figure 7.11 : Résidus des plans de détection après alignement. Résidus en fonction de la position v_t du hit le long du strip (à gauche). Distributions du résidu (à droite). Le télescope aligné est opérationnel pour la reconstruction des traces en vue d'obtenir la position du point d'impact vraie (x_0, y_0) dans le plan anodique.

On suppose donc qu'il n'y a pas de corrélation entre u_h et u_t . On peut évaluer l'erreur sur la position du point d'impact prédite par l'ajustement en fonction de la coordonnée z le long de l'axe du faisceau. Considérons le système formé par deux plans placés à $z = z_1$ et $z = z_2$. On note $L = z_2 - z_1$. Le plan situé en $z = z_1$ ($z = z_2$) a une résolution spatiale intrinsèque notée $\Delta u_h^{(1)}$ ($\Delta u_h^{(2)}$). On peut alors écrire :

$$\Delta u_t(z) = \frac{1}{L} \sqrt{(z - z_1)^2 (\Delta u_h^{(1)})^2 + (z_2 - z)^2 (\Delta u_h^{(2)})^2} \quad (7.31)$$

On vérifie aisément que l'erreur montre un minimum en :

$$z_{min} = \frac{z_1 (\Delta u_h^{(1)})^2 + z_2 (\Delta u_h^{(2)})^2}{(\Delta u_h^{(1)})^2 + (\Delta u_h^{(2)})^2} \quad (7.32)$$

qui vaut

$$\Delta u_t(z_{min}) = \frac{\Delta u_h^{(1)} \Delta u_h^{(2)}}{\sqrt{(\Delta u_h^{(1)})^2 + (\Delta u_h^{(2)})^2}} \quad (7.33)$$

L'erreur commise sur la position reconstruite à partir de cinq plans de détection est calculée en utilisant le concept de «*plan virtuel*». Dans un premier temps, on groupe les deux premiers plans de même résolution intrinsèque Δu_h afin de trouver le plan virtuel équivalent. La coordonnée du plan virtuel 1 est choisie en $z_{min}^{(1)} = (z_1 + z_2)/2$ (erreur minimum) et sa résolution spatiale est de $\Delta u_h/\sqrt{2}$. On fait de même avec les plans 3 et 4, on obtient alors le plan virtuel 2 situé en $z_{min}^{(2)} = (z_3 + z_4)/2$ de résolution $\Delta u_h/\sqrt{2}$. On regroupe ensuite le plan virtuel 2 et le plan 5 pour former le plan virtuel 3 placé en $z_{min}^{(3)} = (z_3 + z_4 + 4z_5)/6$ et de résolution $\Delta u_h/\sqrt{3}$. Finalement, la résolution donnée par le télescope sur l'impact reconstruit dans le plan z est donnée par :

$$\Delta u_t(z) = \frac{\Delta u_h}{(z_{min}^{(3)} - z_{min}^{(1)})} \sqrt{\frac{1}{2} (z - z_{min}^{(1)})^2 + \frac{1}{3} (z - z_{min}^{(3)})^2} \quad (7.34)$$

La figure 7.12 montre l'évolution de l'erreur sur la coordonnée y du point d'impact prédite en fonction de la position z le long de l'axe du faisceau. L'erreur est calculée pour une résolution spatiale intrinsèque de $14 \mu\text{m}$ par plan. Cette valeur est l'écart-type de la distribution du résidu pour un plan donné² (figure 7.7), pour obtenir la résolution spatiale intrinsèque exacte du plan, il faudrait donc lui retrancher

²Cette distribution varie très peu d'un plan à l'autre du télescope de référence.

quadratiquement l'erreur sur la position reconstruite dans ce plan. Cela n'affecte pas de manière sensible la valeur de la résolution (quelques microns). C'est donc le pire des cas qui est envisagé dans le présent calcul (surestimation de la résolution intrinsèque du détecteur silicium). Dans le plan des fils de la chambre situé à $z = 414.5$ mm (l'origine en z est la position du premier plan de détecteur silicium rencontré par le faisceau), l'erreur sur la position prédite par le télescope est $\sim 7 \mu\text{m}$.

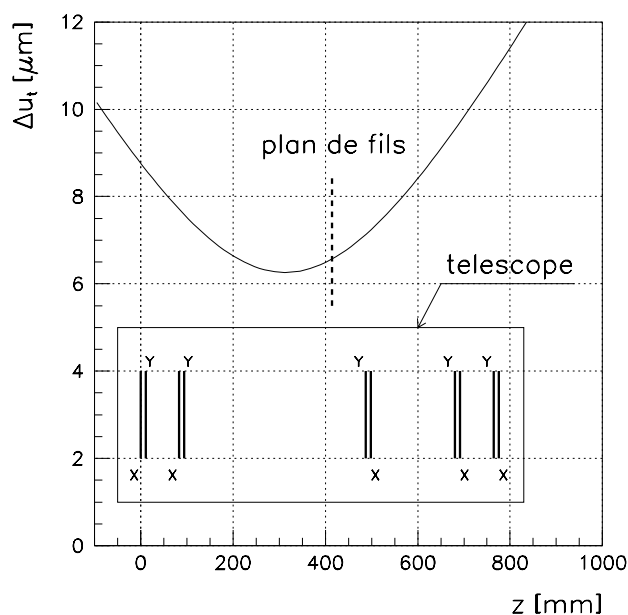


Figure 7.12 : Erreur commise sur la position du hit dans les deux directions x et y . La courbe est calculée à partir de la position de 5 plans (de résolution spatiale intrinsèque $\Delta u_h = 14 \mu\text{m}$) d'après l'équation (7.34).

7.4 Étude des performances des prototypes

Dans ce paragraphe nous présentons l'analyse des performances des prototypes ALICE 1 et ALICE 2 sur faisceau test. Les deux prototypes diffèrent essentiellement par leur géométrie et leur mélange gazeux (l'électronique de lecture est identique). Tandis que le prototype ALICE 1 est équipé de pads plus grands et de plusieurs zones de connectique (cf. chapitre 6), ALICE 2 est quant à lui doté d'une cathode de petite surface (110 cm^2) segmentée en pads lus individuellement (zone A). ALICE 1 nous a permis d'étudier plus particulièrement l'effet de l'interconnexion électronique des pads sur la résolution spatiale. ALICE 2 plus maniable a permis une estimation exhaustive de la taille du cluster en fonction de divers paramètres : haute tension, proportions du mélange gazeux, angle d'incidence de la trace. L'évolution de la résolution spatiale en fonction de l'angle d'incidence et du gain a également été mesurée.

7.4.1 Propriétés du mélange gazeux

On peut considérer que pratiquement n'importe quel mélange gazeux (gaz noble additionné d'un quencher) donnera lieu à une multiplication proportionnelle autour du fil d'anode, même si il présente un coefficient d'attachement électronique élevé. Il suffit que quelques électrons libérés le long de la trace survivent un temps assez long pour dériver vers la région de fort gradient de champ électrique où le libre parcours moyen d'ionisation est en général plus court que celui de capture. Cependant, les performances requises (taille du cluster, résolution spatiale, etc.) ainsi que les contraintes environnementales limitent le choix du mélange. Les tests du prototype ALICE 1 ont été réalisés avec un mélange à base d'argon et d'isobutane. Cependant, de par sa faible section efficace neutronique et sa bonne efficacité d'ionisation, le choix de la collaboration ALICE s'est finalement porté sur un mélange Ar/CO₂. Les autres avantages d'un tel mélange sont pêle-mêle : faible coût, ininflammabilité, aucun risque de polymérisation modifiant les propriétés à long terme du mélange. Le prototype ALICE 2 utilise un mélange Ar/CO₂. L'étude de la réponse du détecteur, lorsque les proportions du mélange et la tension anodique varient, permet de déterminer le point de fonctionnement de la chambre garantissant les meilleures performances possibles.

Variation du gain en fonction de la haute-tension (ALICE 2)

Pour calculer le facteur d'amplification en fonction de la tension appliquée aux fils d'anode, il est nécessaire de connaître la distribution d'énergie des électrons entre deux collisions ionisantes. Avec l'approximation que l'énergie moyenne d'un électron dans une avalanche est eV_i (V_i est le potentiel d'ionisation), Rose et Korff [5] formule le facteur d'amplification \mathcal{A} comme :

$$\mathcal{A} = \exp \left\{ \sqrt{2aN} f(r_a) \sqrt{V_0} \left(\sqrt{\frac{V_0}{V_s} - 1} \right) \right\} \quad (7.35)$$

où V_0 est le potentiel appliqué aux fils d'anode, V_s est un potentiel seuil (le potentiel au-dessus duquel les collisions commencent à devenir inélastiques à la surface du fil), r_a est le rayon anodique, N est le nombre d'atomes de gaz par cm³ et a est le taux d'augmentation de la section efficace d'ionisation avec l'énergie. La fonction $f(r)$ est donnée par :

$$f(r_a) = \frac{1}{\left(\frac{\pi h}{s} - \ln \frac{2\pi r_a}{s} \right)} \quad (7.36)$$

L'expression 7.35 est en accord avec de nombreux mélanges gazeux. La figure 7.13 montre la variation exponentielle de l'amplification avec la tension anodique appliquée (V_0). La haute-tension doit donc être très stable afin d'éviter une variation de

gain en cours de fonctionnement. La linéarité du gain en fonction de la tension dénote le régime où la charge détectée est proportionnelle à la charge déposée («régime proportionnel»).

En cours de prise de données, il sera plus commode de travailler dans une zone où le gain est pratiquement constant et ne dépend plus de la variation de la haute tension. Il s'agit là d'une conséquence des distorsions du champ électrique induites par la forte charge d'espace autour des fils d'anode [6]. Cette région de gain saturé d'extension limitée est juste antérieure au régime Geiger-Müller. La gamme de l'électronique frontale utilisée au cours des tests en faisceau ne nous a pas permis d'atteindre cette région.

Nous définirons par la suite le gain comme le pic de la distribution de charge cathodique exprimée en canaux ADC (valeur la plus probable de la distribution de Landau). La charge totale d'un cluster est reconstruite en additionnant le signal des 8 pads voisins du pad d'amplitude maximale. Le choix du pic de la distribution de charge cathodique plutôt que la valeur moyenne, est motivé par la faible gamme dynamique de l'électronique de lecture utilisée. La dynamique de 10 bits sera portée à 12 bits dans sa version définitive [7].

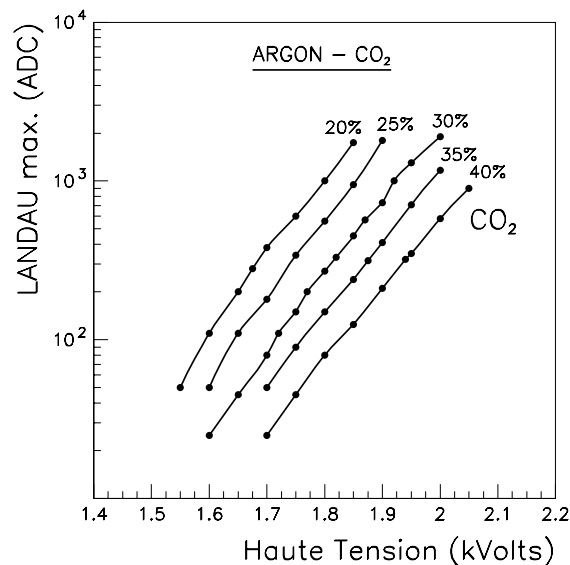


Figure 7.13 : Mesures du gain du prototype ALICE 2 fonctionnant avec un mélange Ar/CO₂ en fonction de la haute tension et pour différentes proportions de CO₂. La géométrie du détecteur est $h = 3.25$ mm, $s = 3.25$ mm et $r_a = 10$ μ m.

Variation du gain en fonction de l'angle d'incidence (ALICE 2)

Nous avons étudié la variation du gain en fonction de l'incidence des traces pour un facteur d'amplification donné (mélange gazeux, haute-tension et géométrie fixés). On mesure le gain par la position du pic de Landau de la distribution de charge cathodique. Lorsque l'angle d'incidence de la trace augmente, le parcours dans le

volume sensible augmente et par conséquent la charge collectée est plus grande. On remarque de plus que l'augmentation du gain ne dépend pas de l'angle azimutal de la trace (seule l'incidence θ compte) comme le montre la figure 7.14. La variation du gain pour $\varphi = 0^\circ$ (figure 7.14.a) est identique à celle pour $\varphi = 90^\circ$ (figure 7.14.b). Les variables cinématiques de la trace sont définies sur la figure 5.15.

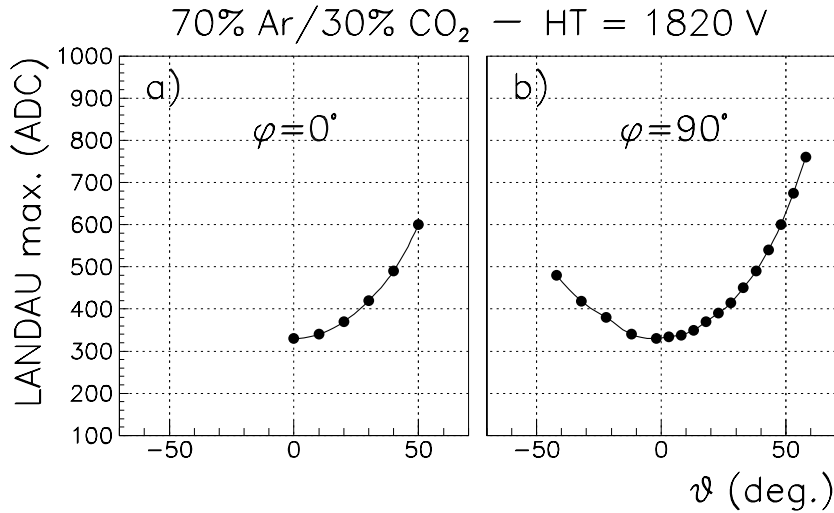


Figure 7.14 : Évolution du gain en fonction de l'angle d'incidence des traces : (a) les traces sont contenues dans le plan de non-déviations et (b) dans le plan de déviations.

En cours de fonctionnement le facteur d'amplification sera fixe, il s'agira donc de l'adapter à la dynamique de l'électronique frontale afin que les variations de gain induites par l'incidence des traces ne satureront pas les voies de lecture.

7.4.2 Extension du cluster

Le paragraphe qui suit traite de l'étude de la taille moyenne du cluster ($\langle n_x \rangle$ et $\langle n_y \rangle$) en fonction des paramètres de la chambre (haute-tension, mélange gazeux) et de l'incidence des traces. La mesure de l'extension moyenne du cluster est fondamentale à deux égards :

- un cluster trop étalé impliquerait un calcul de la position du hit à l'aide de nombreux signaux de charge. La conséquence serait une erreur systématique sur la position reconstruite accrue du fait des défauts d'intercalibration des voies électroniques et plus généralement de la contribution du bruit électronique apporté par chaque voie ;
- le deuxième aspect concerne un problème propre au schéma de connectique que nous avons développé. En effet, le choix du nombre de pads séparant 2 pads connectés entre eux a été optimisé sur la base d'un cluster de 3×3 pads. Ainsi, si le cluster est plus étalé en x (direction du chaînage), cela va induire des corrélations de charges non désirables. Un cluster de charge localisé dans

une région précise de l'espace, va alors s'étendre sur deux pads interconnectés sans que l'on puisse déconvoluer la contribution de chaque pad du signal de la voie électronique. Et finalement la mesure de la position du point d'impact par combinaison des signaux de charge des pads du cluster serait biaisée. En d'autres termes, si le cluster occupe jusqu'à n_x pads dans la direction du chaînage, le nombre de pads séparant deux pads lus en parallèle doit être au moins $n_x - 1$. Le but des tests en faisceau est d'étudier l'évolution de la taille du cluster en x en fonction des conditions de fonctionnement afin d'optimiser la maille élémentaire de la connectique, et plus particulièrement le nombre de pads séparant deux pads interconnectés. Dans le cas idéal recherché où le cluster ne recouvre pas deux pads lus en parallèle, les pads lus individuellement seront utilisés pour discriminer le cluster parmi les 2 (zone B) ou 3 (zone C) candidats possibles.

Extension du cluster en fonction des proportions du mélange gazeux et de la haute tension (ALICE 2)

La figure 7.15 représente les distributions de l'extension du cluster et de sa taille moyenne en x (figures (a) et (b)) et en y (figures (c) et (d)) en fonction de la haute tension appliquée pour un mélange gazeux 70 % Ar/30 % CO₂. Pour un mélange gazeux Ar/CO₂ donné, l'extension du cluster augmente avec la haute tension appliquée. Il s'agit là de la conséquence directe de l'augmentation du facteur de multiplication autour du fil d'anode liée à une augmentation de l'intensité du champ électrique. Une avalanche plus grande entraîne une charge induite plus importante couvrant une surface plus vaste (figure 7.15).

On note que l'extension n_y du cluster le long des fils d'anode est toujours supérieure à celle dans la direction transverse (n_x). La distribution de charge étant symétrique par rapport à la trajectoire et la taille des pads inégale selon la direction ($w_y < w_x$), il faut nécessairement plus de pads en y pour recueillir la charge.

Un point de fonctionnement adapté semble être : un mélange 70 % Ar/30 % CO₂ et une tension autour de 1800 V. Dans ces conditions, le cluster couvre majoritairement deux ou trois pads en x (96 % des événements). Les cas extrêmes où la taille du cluster en x est de un ou quatre pads sont inexploitable :

- $n_x = 1$ (2 % des événements), la mesure de la coordonnée dans la direction x est impossible ;
- $n_x \geq 4$ (2 % des événements), la superposition des charges de deux pads "géographiquement" distants mais lus par une même voie électronique viendrait fausser la reconstruction de la position³. Vu la très faible fraction de tels événements, le schéma d'une maille de chaînage où deux pads sont intercalés entre deux pads interconnectés s'avère opérationnel.

³La reconstruction de la position s'appuie en effet sur la combinaison des charges des pads du cluster, ainsi si le signal donné par une voie électronique est entaché d'erreur, la mesure sera inexacte.

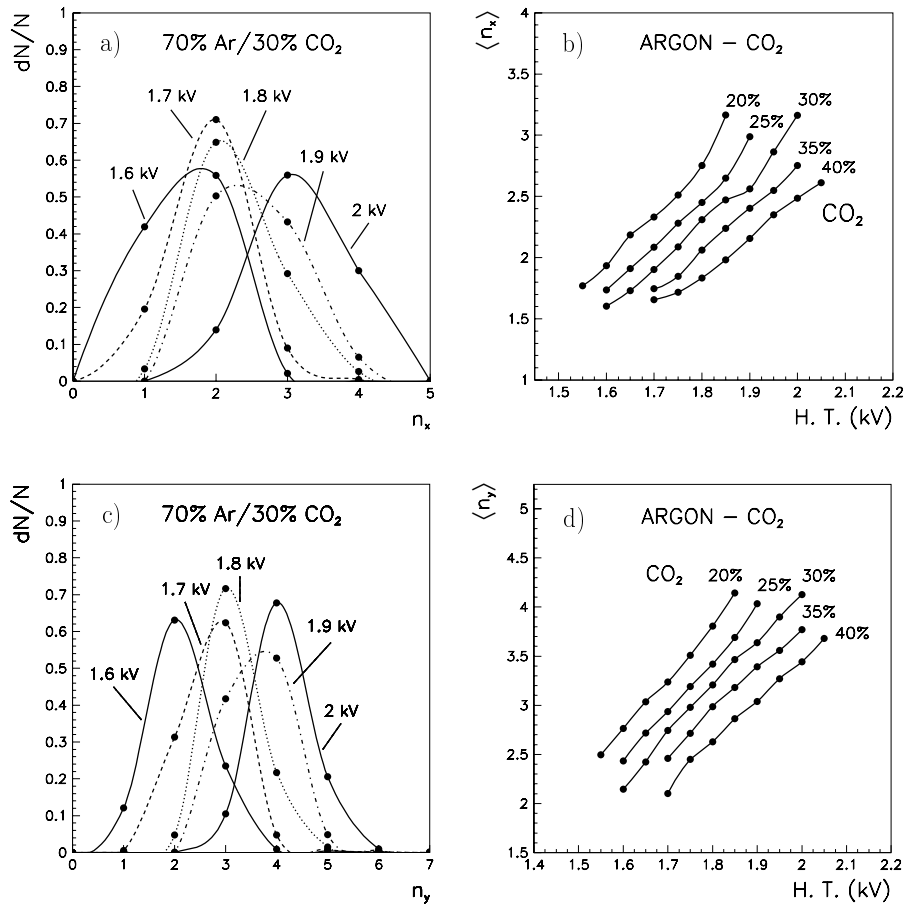


Figure 7.15 : (a) Distributions de l’extension du cluster dans la direction perpendiculaire aux fils d’anode (x) pour différentes haute tensions anodiques (mélange gazeux fixe 70 % Ar/30 % CO₂). (b) Variation de la taille moyenne du cluster en fonction de la haute tension appliquée pour diverses proportions de CO₂. (c) et (d) Mêmes commentaires que (a) et (b) mais dans la direction de déviation y .

Au cours des tests en faisceau, il nous a été impossible de travailler dans la zone de gain saturé garantissant une bonne stabilité de la réponse du détecteur. Ainsi l’optimisation du point de fonctionnement, dans la zone de gain accessible expérimentalement, est relativement arbitraire. En évitant la région de faible gain, on peut en effet obtenir le même cluster de taille moyenne 3 pads en diminuant la proportion d’argon tout en augmentant la tension anodique et vice versa.

Dans l’éventualité probable à plus long terme (au cours des prise de données de l’expérience ALICE) où nous travaillerons sur le plateau de proportionnalité avec une électronique adaptée (12 bits), la haute tension appliquée sera supérieure à 1800 V. La fraction d’événements pour lesquels la taille du cluster en x est de 4 pads deviendra non négligeable ($\sim 30\%$ à 2000 V). Il s’agira alors de choisir une cellule de base de la connectique intercalant au moins 3 pads entre 2 pads lus en parallèle.

Extension du cluster en fonction de l'incidence des traces (ALICE 2)

La figure 7.16 représente les distributions en nombre de pads du cluster en x (figure 7.16.a) et en y (figure 7.16.c) pour différents angles d'incidence de la trace. La variation de la taille moyenne $\langle n_x \rangle$ du cluster en x (figure 7.16.b) et en y (figure 7.16.d) en fonction de l'inclinaison des traces à composition de mélange gazeux donnée (70 % Ar/30 % CO₂) est également présentée.

Pour étudier l'effet de l'incidence θ sur le nombre de pads n_x du cluster en x , l'angle φ est fixé à 0° et θ varie entre 0° et 50° (figure 7.16.b). Pour ce faire, nous avons fait pivoter la chambre autour d'un axe vertical (direction des fils d'anode). De même, afin de mesurer l'évolution de n_y en fonction de θ , on fait tourner le prototype autour d'un axe horizontal (y). Dans ce dernier cas, l'angle φ est fixé à 90° et θ varie entre -40° et 58° (figure 7.16.d).

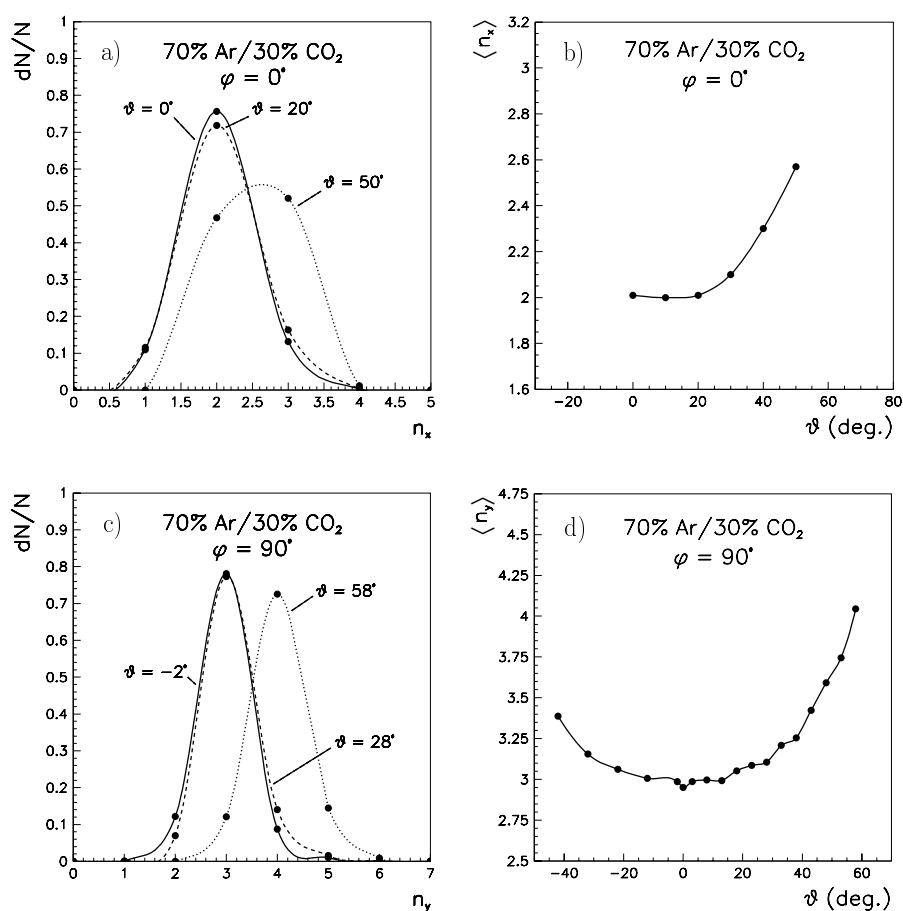


Figure 7.16 : (a) Distributions de l'extension du cluster dans la direction x pour différents angles d'incidence de traces contenues dans le plan de non-déviations. (b) Variation de la taille moyenne du cluster en fonction de l'incidence des traces. Le point de fonctionnement est fixe : mélange gazeux composé de 70 % Ar/30 % CO₂, haute tension égale à 1820 V. (c) et (d) Mêmes commentaires qu'en (a) et (b) mais dans la direction de déviation y .

On remarque que lorsque θ augmente, la valeur moyenne de la distribution en

n_x croît mais le nombre de pads maximum vaut toujours 3 (figure 7.16.a). Cela s'explique par la longueur relativement importante du pad en x (w_x). Par conséquent, le schéma de chaînage pour lequel 2 pads interconnectés sont séparés par 2 pads reste correct pour un fonctionnement sans mélange de charges néfaste. Le fonctionnement de telles chambres, dans un environnement à fort niveau de bruit de fond comme celui de l'expérience ALICE (essentiellement constitué de traces d'incidence supérieure à 10°), ne sera donc pas perturbé et permettra toujours une reconstruction d'efficacité élevée ($\sim 100\%$).

Dans la direction y (le long des fils d'anode), l'extension augmente mais cela ne contraint pas le chaînage qui est effectif seulement dans la direction perpendiculaire aux fils d'anode (x). Cependant, la taille du cluster ne doit pas être trop grande (≤ 3 pads) afin de limiter le nombre de traces multiples nécessitant un traitement de déconvolution spécial.

7.4.3 Résolution spatiale

La méthode de reconstruction de la position du point d'impact de la trace sur la chambre est similaire à celle utilisée pour les simulations (chapitre 5). Le système de coordonnées de référence du prototype est défini par la base (x, y) où y est la direction des fils d'anode. L'axe z est orienté selon la ligne de faisceau. Le télescope silicium décrit au paragraphe 7.2.1 permet d'obtenir les coordonnées de référence ou «*position vraie*» (x_0, y_0) du point d'impact de la trace incidente dans le plan anodique. Le détecteur est irradié uniformément sur une surface de $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$. La sélection des traces utilisée pour qualifier le prototype repose sur la valeur du χ^2 de l'ajustement linéaire des cinq points d'impact reconstruits dans les plans de silicium. La coupure a été fixée à $\chi^2 < 0.5$. Seulement 30 % des traces sont alors sélectionnées pour l'analyse.

La précision sur la position de l'impact vrai (x_0, y_0) reconstruit à l'aide du télescope de référence est de l'ordre de $7 \mu\text{m}$ comme nous l'avons établi au paragraphe 7.3.4. Ainsi, l'erreur introduite par le système de trajectographie est négligeable et la *rms* de la distribution du résidu mesurée ($\delta x = x_{\text{rec}} - x_0$ ou $\delta y = y_{\text{rec}} - y_0$) est la résolution intrinsèque du détecteur (σ_x ou σ_y).

La position du point d'impact est reconstruite par combinaison de la charge des pads du cluster de taille 3×3 centré sur le pad d'amplitude maximale. On se limite dans la suite de l'analyse aux événements dont le signal de charge d'amplitude maximale est inférieur à 900 canaux ADC afin de supprimer les éventuelles saturations des modules CAN (10 bits). Les piédestaux sont soustraits. De plus, le signal d'une voie électronique est enregistré si il passe un seuil fixé à 4σ (σ , exprimée en canaux ADC, est l'écart-type de la distribution du bruit blanc mesuré).

Les données utilisées dans l'analyse sont brutes, aucune correction liée à la calibration de la chaîne électronique n'a été appliquée. Un étalonnage a été effectué, il consistait à injecter un signal analogique connu à l'entrée de chacune des voies du boîtier GASSIPLEX à l'aide d'un générateur de tension variable puis à mesurer la réponse. Il s'avère que les coefficients de calibration ainsi établis n'ont aucune

influence sur les résultats obtenus. La calibration relative des voies électroniques pouvant contribuer à l'erreur systématique sur la position reconstruite est finalement assez bonne et n'est pas dominante. L'injection d'une charge sur l'entrée test CAL-IN du GASSIPLEX (figure 6.10) a été également effectuée mais la trop grande tolérance sur les capacités d'entrée n'est pas satisfaisante dans la version du circuit intégré utilisée.

Résolution en x (ALICE 1)

Le plan de cathode est placé à $z = 414.5$ mm du premier plan de détecteur silicium du télescope de référence (figure 7.1). Le déplacement du prototype ALICE 1 par rapport au faisceau nous a permis de parcourir successivement les trois zones de lecture A, B et C. Le mélange gazeux circulant dans le volume de la chambre est composé de 80 % d'argon et de 20 % de C_4H_{10} .

La position reconstruite x_{rec} dans la direction perpendiculaire aux fils d'anode est déterminée en utilisant la charge de deux ((x_{-1}, x_0) ou (x_0, x_1)) ou trois colonnes⁴ ((x_{-1}, x_0, x_1)) de pads selon l'extension du cluster dans la direction x (figure 7.19.b). La distribution de la coordonnée x_{rec} n'est pas continue du fait de la répartition discrète des fils d'anode. En effet, l'avalanche se développant toujours autour d'un fil d'anode et les fils d'anode étant régulièrement espacés de la distance $s = 3.75$ mm (géométrie du prototype ALICE 1), la distribution de x_{rec} est formée de pics séparés de $s = 3.75$ mm (figure 7.17 à gauche). Le fond uniforme entre les pics est dû aux traces d'incidence non nulle.

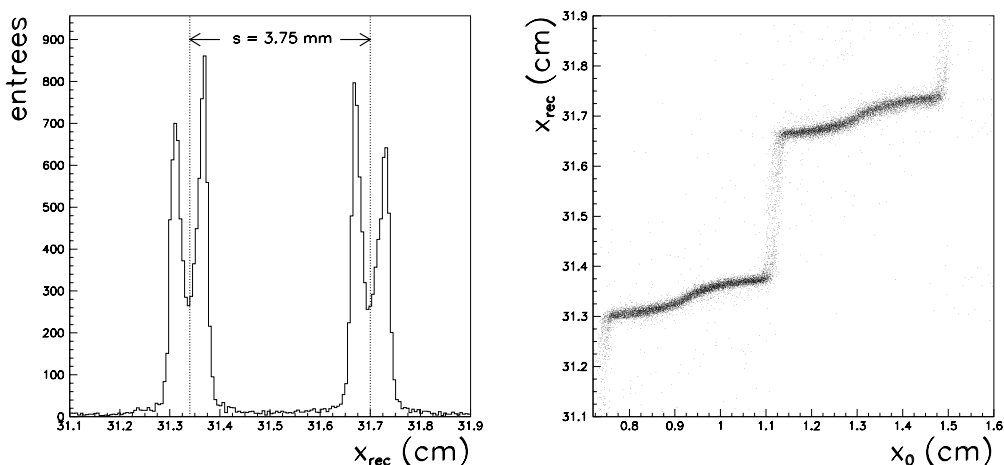


Figure 7.17 : Coordonnée reconstruite dans la direction perpendiculaire aux fils d'anode (à gauche). Position en x reconstruite en fonction de la position vraie (à droite). L'effet de quantification de la position en x_{rec} est très net.

On note très clairement d'après la figure 7.17 de gauche que chaque pic est en réalité un double pic. Cela s'explique par le fait que l'avalanche est plus dense dans

⁴Une colonne est constituée de trois pads en y .

la direction de l'électron primaire et ainsi une trace d'incidence normale traversant la chambre à gauche du fil d'anode (intervalle $] -s/2; 0[$) produira une avalanche légèrement décalée vers la gauche et la position reconstruite viendra alimenter le pic de gauche de la distribution. De même pour une trace arrivant à droite. Le phénomène est qualifié d'«*effet gauche-droite*» par G. Charpak *et al.* [10].

La distribution du résidu $x_{\text{rec}} - x_0$ n'est pas exactement gaussienne (figure 7.18). On peut cependant déduire une résolution dans la direction de non-déviatation $\sigma_x = 812 \mu\text{m}$ ⁵. Le résultat est en accord avec les performances requises ($\sigma_x < 2 \text{ mm}$ dans la direction de non-déviatation).

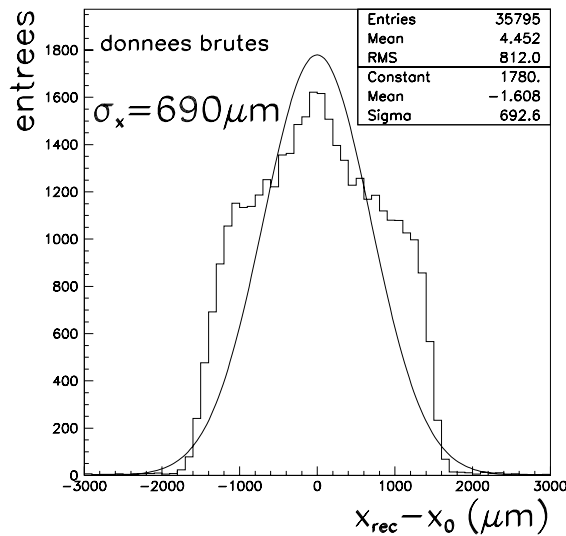


Figure 7.18 : Distribution du résidu dans la direction de non-déviatation.

Résolution en y (ALICE 1)

Nous avons reconstruit la coordonnée y_{rec} du point d'impact le long des fils d'anode en utilisant la charge donnée par 9 pads (lignes y_{-1} , y_0 et y_1 décrites sur la figure 7.19.a) ou seulement 3 pads (figure 7.19.b). Le pad de coordonnées (x_0, y_0) montre le signal d'amplitude maximale. La largeur de la gaussienne ajustée à la distribution du résidu $\delta y = y_{\text{rec}} - y_0$ permet d'obtenir la résolution σ_y dans la direction de déviatation.

Les résultats obtenus dans les zones A et C sont présentés sur les figures 7.20 et 7.21. On remarque que la résolution est meilleure dans le cas d'un calcul à l'aide des charges de 3 pads (figure 7.19.a). En effet, la longueur du pad w_x permet d'obtenir majoritairement des clusters d'extension de 2 pads dans la direction perpendiculaire aux fils d'anode. Ainsi, lorsqu'on utilise le signal de charge de plus de 3 pads (figure 7.19.a), la contribution relative du bruit électronique augmente et la résolution spatiale se dégrade. Une résolution de $40 \mu\text{m}$ (sans calibration des voies électroniques)

⁵La distribution du résidu dans la direction x n'étant pas gaussienne, on assimile dans ce cas la résolution à la *rms* de la distribution.

est atteinte dans la zone A (figure 7.20.d) et C (figure 7.21.d). La résolution mesurée est en accord avec les calculs de la simulation prédisant une valeur de $\sigma_y = 37 \mu\text{m}$ (paragraphe 5.6.2).

Afin de juger de la qualité de la reconstruction et par là même de l'ajustement de la distribution de charge cathodique par une fonction de Mathieson, on représente les résidus δy en fonction de la coordonnée de référence y_0 donnée par le système de trajectographie. Les figures 7.20.a et 7.20.c montrent que la distribution du résidu δy en fonction de y_0 est uniformément centrée autour de zéro. Aucune erreur systématique n'apparaît.

Enfin, la résolution spatiale intrinsèque du prototype ALICE 1 est similaire dans la zone A (où les pads sont lus individuellement) et la zone C (3 pads sont connectés à une seule voie électronique) et par conséquent ne dépend pas du nombre de pads lus en parallèle.

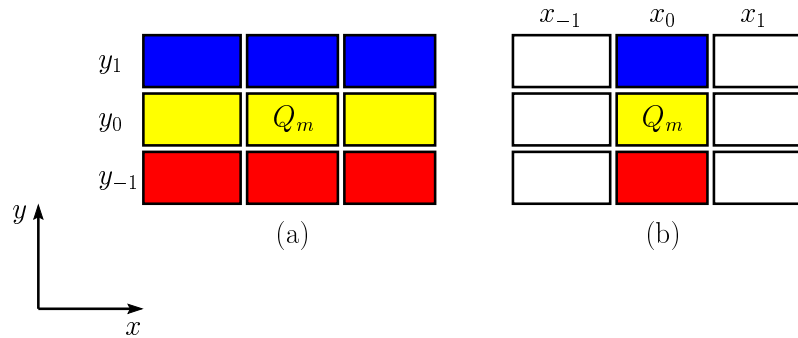


Figure 7.19 : Mesure de la position en y à partir d'un cluster de (a) 9 pads et de (b) 3 pads. Il s'agit du cas où l'extension du cluster en y est de 3 pads. Q_m est la charge d'amplitude maximale.

Résolution en y en fonction du gain (ALICE 2)

La résolution spatiale dans la direction y du prototype ALICE 2 en fonction du gain est présentée sur la figure 7.22. À gain constant (figure 7.22.a) la résolution ne varie pas et vaut $\sigma_y \simeq 70 \mu\text{m}$. Pour un mélange gazeux fixé composé de 70 % Ar/30 % CO₂ (figure 7.22.b), la résolution se dégrade si on diminue la haute tension en dessous de 1850 V. En effet, le gain s'affaiblissant, le rapport signal/bruit de chaque voie électronique se détériore et la résolution se dégrade. L'erreur systématique sur la position reconstruite est aussi plus importante car la taille moyenne du cluster est plus petite et on ne dispose plus que de deux pads au lieu de trois pour ajuster la fonction de Mathieson.

On remarque que la meilleure résolution obtenue pour une haute tension supérieure à 1850 V est de l'ordre de $63 \mu\text{m}$ et reste plus grande que celle obtenue à l'aide du prototype ALICE 1 ($\sigma_y = 40 \mu\text{m}$). La géométrie du prototype ALICE 2 étant optimale ($w_y/2h \sim 0.85$ et $s = h$) et l'électronique de lecture identique pour les deux chambres, la dégradation de la résolution spatiale pourrait être imputable au mélange

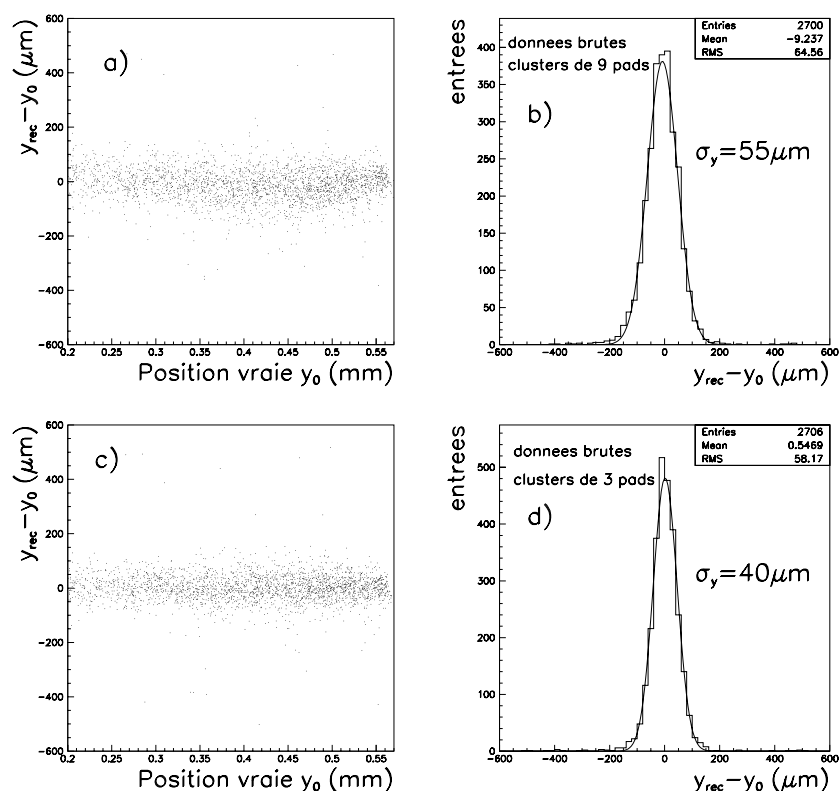


Figure 7.20 : Étude de la résolution spatiale de la zone A du prototype ALICE 1 : (a) Résidu en fonction de la coordonnée vraie dans la direction des fils d’anode (calcul incluant la charge de 9 pads). (b) Distribution du résidu dans la direction y (calcul incluant la charge de 9 pads). (b) et (c) Mêmes commentaires qu’en (a) et (b) mais pour un calcul utilisant la charge de 3 pads.

gazeux utilisé. Les mélanges à base d’argon et de dioxyde de carbone n’en demeurent pas moins les mieux adaptés. De faible coefficient de diffusion et libres d’hydrocarbures (pas de vieillissement), ils doivent être employés pour les chambres de haute précision du spectromètre à muons du détecteur ALICE qui devront fonctionner dans un environnement de taux d’événements élevé.

Résolution spatiale en fonction de l’incidence des traces (ALICE 2)

Lorsqu’on augmente l’incidence θ de la trace pour $\varphi = 90 \pm 180^\circ$, la résolution se dégrade à cause de l’étalement de la charge anodique. La variation de résolution spatiale dans la direction de déviation en fonction de l’angle d’incidence a été étudiée à l’aide du prototype ALICE 2 et présentée sur la figure 7.23. Le point de fonctionnement est fixe (mélange gazeux 70 % Ar/30 % CO_2 et haute tension égale à 1820 V) et on incline la chambre autour de l’axe y (perpendiculaire aux fils d’anode). Ainsi la trace incidente est incluse dans le plan (y, z) .

La résolution reste inférieure à $100 \mu\text{m}$ pour des traces d’incidence plus petite que 9° mais se détériore rapidement à plus grand angle.

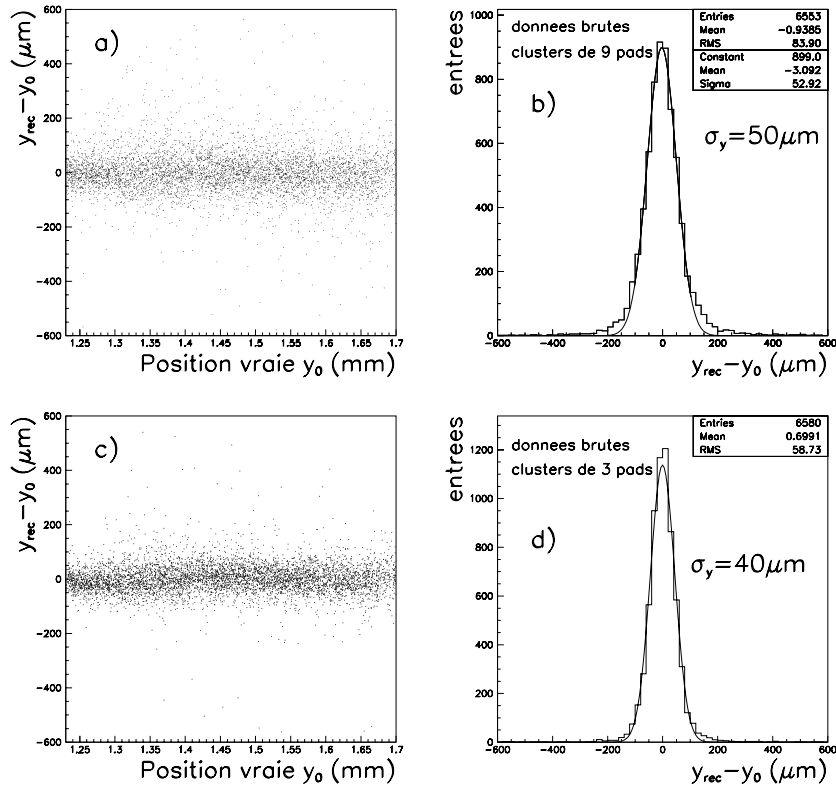


Figure 7.21 : Étude de la résolution spatiale de la zone C du prototype ALICE 1 : (a) Résidu en fonction de la coordonnée vraie dans la direction des fils d'anode (calcul incluant la charge de 9 pads). (b) Distribution du résidu dans la direction y (calcul incluant la charge de 9 pads). (b) et (c) Même commentaires qu'en (a) et (b) mais pour un calcul utilisant la charge de 3 pads.

7.5 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que la solution de lecture en parallèle des pads, permettant une reconstruction bidimensionnelle de la position du point d'impact avec un seul plan de cathode instrumenté, est compatible avec les performances requises. La résolution spatiale intrinsèque dans la direction de déviation (y) est en effet très inférieure à $100 \mu\text{m}$. La connectique des pads n'engendre aucun bruit électronique additionnel qui pourrait dégrader le rapport signal/bruit et ainsi détruire la résolution. Quelle que soit la zone de chaînage, la résolution σ_y dans la direction de déviation est $\sigma_y = 40 \mu\text{m}$. La cellule élémentaire du motif de connectique doit cependant être choisie afin de tenir compte de l'extension du cluster au point de fonctionnement du détecteur (gain) pour éviter tout recouvrement de la charge issue de deux pads interconnectés.

Le modèle électrostatique développé par Mathieson *et al.* [11], nous a permis de définir une méthode de reconstruction de la position de l'avalanche avec une faible erreur systématique.

L'instrumentation d'un seul plan de cathode est une alternative très concluante.

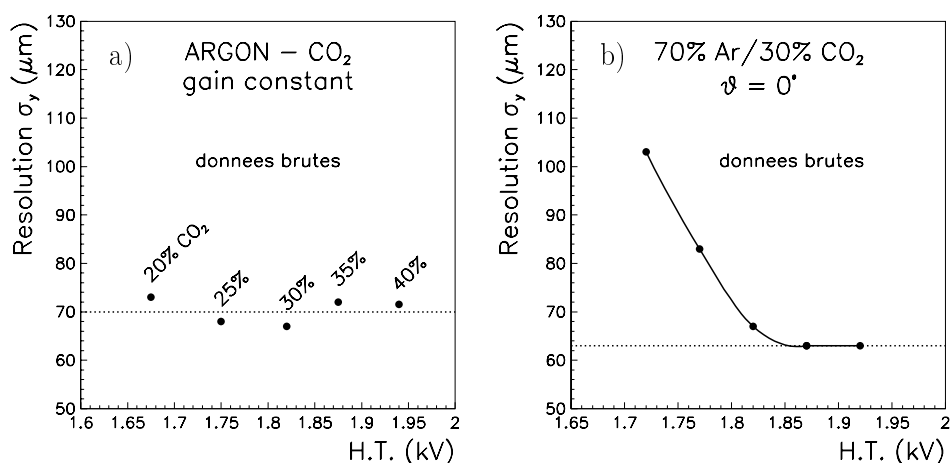


Figure 7.22 : Évolution de la résolution spatiale du prototype ALICE 2 dans la direction y à gain constant (à gauche). Variation de résolution spatiale en y en fonction de la haute tension (à droite). Le mélange gazeux est fixe (70 % Ar/30 % CO₂) et les traces incidentes normales au plan de cathode.

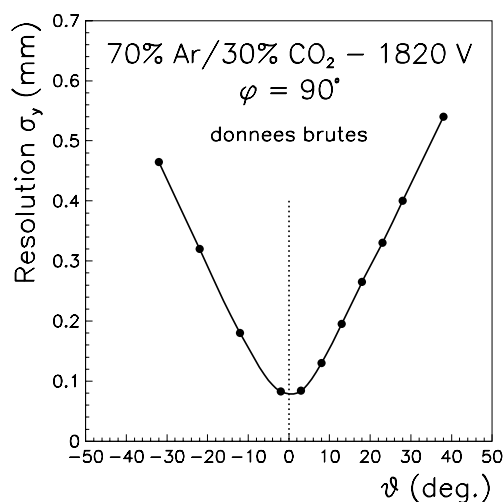


Figure 7.23 : Évolution de la résolution spatiale du prototype ALICE 2 dans la direction y en fonction de l'angle d'incidence de la trace. Les traces sont contenues dans le plan de déviation ($\varphi = 90^\circ$). Le mélange gazeux utilisé est 70 % Ar/30 % CO₂ et la tension anodique 1820 V. Les résultats sont obtenus sans calibration.

En effet, on peut ainsi réduire à la fois l'épaisseur de matière et le nombre total de voies électroniques. L'évacuation de la chaleur dissipée par l'électronique front-end est aussi facilitée car au sein d'une station de tracking, les plans de circuiterie ne sont pas en vis-à-vis, ce qui pourrait créer un volume de fort gradient de température dans le spectromètre.

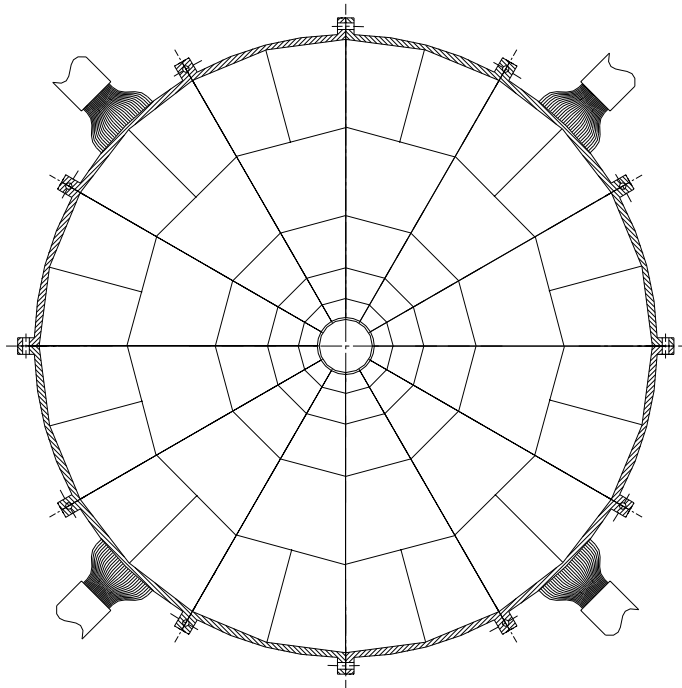
Bibliographie

- [1] DATE V3, ALICE DATE User's Guide, ALICE 98/44 Note interne/DAQ.
- [2] O. Toker et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 340** (1994) 572.
- [3] C. Colledani et al., A submicron precision silicon telescope for beam test purposes, Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996) 379-384.
- [4] Anna Peisert, Silicon microstrip detectors, Instrumentation in High Energy Physics, Advanced Series on Directions in High Energy Physics – Vol. 9, World Scientific.
- [5] S.A. Korff, Electron and nuclear counters. Princeton, N.J : Van Nostrand, 1955.
- [6] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09, 3 Mai 1977.
- [7] J.C. Santiard, The GASSIPLEX 0.7-2 integrated front-end analog processor for the HMPID and the dimuon spectrometer of ALICE, document interne à la Collaboration ALICE.
- [8] G.A. Erskine, Nuclear Instr. and Methods **105** (1972) 565.
- [9] P. Rice-Evans, Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers, The Riche-lieu Press, London, 1974.
- [10] G. Charpak et al. Nucl. Instr. and Meth. **167** (1979) 455-464.
- [11] E. Mathieson, Induced charge distributions in proportional detectors, private report.

Chapitre 8

Le détecteur V0

Le spectromètre à muons du détecteur ALICE permettra l'étude de la production des paires de muons produites dans les interactions entre ions lourds mais aussi en mode pp à haute luminosité de même que les trois autres expériences qui seront menées auprès du LHC. L'appareillage devra donc fonctionner malgré le fort taux de bruit de fond machine alors présent. Dans ce chapitre, nous présentons la conception d'un hodoscope de scintillateurs qui délivrera un signal de validation du trigger dimuons au niveau de déclenchement L0. Une prise de données sans coupure en impulsion transverse est ainsi possible autorisant par là même une extension de l'acceptance.



Sommaire

8.1	Introduction	185
8.2	Description du bruit de fond	186
8.2.1	Les sources	186
8.2.2	Caractérisation des triggers induits	186
8.3	Proposition de détecteur	189
8.4	Simulation des taux de comptage	191
8.4.1	Potentiel de rejet du bruit de fond	191
8.4.2	Optimisation de l'acceptance géométrique du V0L	192
8.5	Gain en acceptance	194
8.6	Conclusion	194

8.1 Introduction

Le présent chapitre décrit la conception d'un compteur de validation du trigger dimuons (V0) destiné à équiper le spectromètre à muons du détecteur ALICE. Le détecteur V0 émane de la proposition du groupe de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon soumise au mois de novembre 2000 au Technical Board de la Collaboration ALICE [1] et acceptée pour réalisation.

Le détecteur V0 est dédié à la physique $p + p \rightarrow 2\mu + X$. Les données accumulées en mode de collisions pp constitueront la référence pour l'étude des systèmes noyau-noyau. Par conséquent, les données pp doivent être mesurées avec la plus grande exactitude possible. Le détecteur V0 a pour objet de rejeter en-ligne (mais également hors-ligne) le bruit de fond dit "non physique"¹ provenant des réactions des faisceaux de protons sur le gaz résiduel, très important du fait de la forte luminosité requise par les autres expériences menées auprès du LHC (3.5×10^{18} protons par seconde et par faisceau pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). Le rejet opéré sur le bruit de fond par le système V0 permettra au spectromètre à muons de fonctionner sans coupure en p_T imposée par le système actuel du trigger dimuons. Le seuil en p_T est ainsi abaissé à sa valeur "naturelle" (imposée par l'appareillage lui-même) augmentant de ce fait l'acceptance de l'appareillage.

Le compteur V0 est constitué de deux hodoscopes de scintillateurs situés de part et d'autre du vertex d'interaction, appelés V0R et V0L dans la suite. Le système de droite (V0R) dont les études et la conception sont décrites dans ce chapitre, sera placé devant l'absorbeur frontal du bras dimuons. Le V0R doit présenter les caractéristiques suivantes :

- **herméticité** ;
- **couverture complète de l'acceptance du bras dimuons** ;
- **discrimination en multiplicité** *i.e.* discrimination multiplicité nulle/multiplicité ≥ 1 ;
- **mesure en temps**.

Le détecteur V0R à lui seul (en «*stand-alone*») permettra de rejeter le bruit de fond :

- **en-ligne** lorsque la multiplicité mesurée (MR) sera égale à zéro ;
- **hors-ligne** pour MR = 1.

L'utilisation conjointe des ensembles de droite V0R et de gauche V0L fournira une identification supplémentaire du bruit de fond par les mesures de multiplicités et de temps de vol relatif de sorte que 100 % des événements de bruit de fond pourront finalement être étiquetés et rejetés.

¹On parle de bruit de fond "non physique" pour le distinguer du bruit de fond physique constitué par les dimuons issus du $D\bar{D}$, $B\bar{B}$, Drell-Yan, ...

8.2 Description du bruit de fond

8.2.1 Les sources

La description des sources de bruit de fond non physique en mode pp est détaillée au paragraphe 2.1.1. Deux contributions essentielles existent :

- **une contribution “lointaine” ($|z| > 26.5$ m)**
le flux de particules chargées associé au halo de faisceau dans le tunnel de l’accélérateur contient des muons de large spectre en énergie et dont le flux est maximal à petit rayon ($R < 200$ cm) comme le montre la figure 8.1. Les muons de halo traversant le détecteur dans la même direction que les particules issues du point d’interaction sont susceptibles de donner un trigger dimuons ;
- **une contribution “proche” ($|z| < 20$ m)**
les interactions des protons constituant les paquets des faisceaux sur le gaz résiduel (noyaux de carbone, d’oxygène ou d’azote) du tube à vide dans le volume du détecteur ALICE produisent des mésons π/K dont la désintégration en vol peut engendrer des triggers dimuons.

Le bruit de fond généré par le faisceau est proportionnel à l’intensité du faisceau plutôt qu’au taux d’interaction dans la région d’interaction. Il est donc potentiellement pernicieux lors des collisions p-p pour lesquelles l’intensité pourra atteindre 560 mA par faisceau incident. Le taux d’interaction des protons sur le gaz résiduel a été estimé à 200 Hz par mètre et par faisceau dans les sections droites dites “chaudes” situées à $50 < z < 200$ m et à 50 Hz par mètre et par faisceau dans la région proche du vertex d’interaction de $-20 < z < 20$ m [2]. Ces interactions peuvent générer des faux signaux de déclenchement aussi bien que des traces additionnelles superposées aux traces produites dans l’événement de physique issus du point d’interaction.

En collisions ion + ion $\rightarrow 2\mu + X$, le niveau de déclenchement L0 permet de s’affranchir des faux triggers tandis que la trajectographie assurée par la TPC et/ou l’ITS donne la possibilité de rejeter les traces ne provenant pas du vertex d’interaction. La situation sera différente pour les réactions $p + p \rightarrow 2\mu + X$ pour lesquelles des données seront acquises pour référence en minimum bias (*i.e.* avec coupures minimales).

8.2.2 Caractérisation des triggers induits

Les interactions des protons appartenant aux faisceaux sur le gaz résiduel du tube à vide dans la région de l’expérience mais aussi hors de la caverne du détecteur ALICE sont à l’origine d’une production substantielle de particules secondaires dont les traces sont susceptibles de laisser des impacts sur les plans des chambres de trigger MT1/MT2 du spectromètre à muons caractérisées, entre autre, par de vastes surfaces sensibles ($33/38$ m²). Les traces ainsi produites seront susceptibles de générer des signaux de trigger fortuits. Il apparaît donc essentiel de caractériser ces faux triggers afin le cas échéant, soit en-ligne de ne pas valider le déclenchement de l’acquisition de l’événement, soit hors-ligne d’être capable de rejeter l’événement.

Zone éloignée du vertex d'interaction

D'après un calcul détaillé réalisé dans le cadre de l'expérience CMS [3] à l'aide des codes de simulation STRUCT [4], MARS [5] et FLUKA95 [6], les interactions faisceau-gaz dans les sections droites loin du point de croisement des faisceaux de l'expérience ALICE (hors du hall du détecteur) produisent environ 10^6 muons de signe quelconque par seconde comptés sur les plans de chambres de trigger du spectromètre à muons. Les distributions en énergie et en position radiale des muons traversant le plan situé à -26.5 m du point d'interaction et voyageant dans la direction du spectromètre sont représentées sur la figure 8.1.

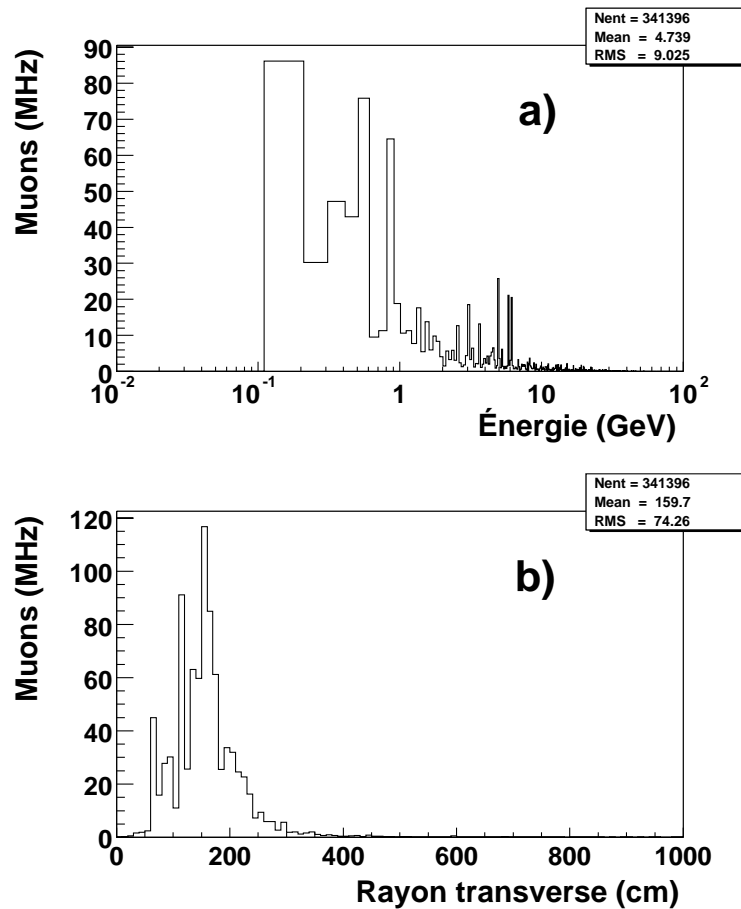


Figure 8.1 : Distributions (a) de la position radiale et (b) de l'énergie des muons du halo de faisceau entrant dans la caverne (plan $z = -26.5$ m) du détecteur et voyageant dans la direction du spectromètre à muons.

Les muons de halo sont concentrés à petit rayon et montrent un large spectre en énergie. La répartition des traces à ± 26 m du point de croisement des faisceaux et dans un intervalle de temps de 0.5 s a été extraite de cette estimation [3] et utilisée pour évaluer le nombre de coïncidences dimuons fortuites.

Afin de réduire le temps de calcul, seuls les muons d'impulsion supérieure à

4 GeV/c entrant dans l'absorbeur frontal sont propagés à l'aide de GEANT (seulement 0.4 % des muons sont perdus du fait de cette coupure). Le nombre de triggers est déterminé par l'algorithme de décision de l'expérience ALICE [7]. Sur 10000 coïncidences dimuons réparties dans des fenêtres temporelles de 25 ns, 527 triggers dimuons de signe quelconque (AS) sont obtenus sans coupure en impulsion transverse, parmi lesquels 32 triggers (AS) passent le seuil de 1 GeV/c en impulsion transverse.

Zone proche du vertex d'interaction

De la même façon, les interactions proton sur gaz résiduel dans la zone de l'expérience ALICE proche du vertex d'interaction de l'événement physique, présentes au taux de 50 Hz par mètre, peuvent générer des triggers fortuits. La réaction inclusive proton(7 TeV) + ^{16}O (fixe) a été simulée à l'aide du code HIJING [8]. La distribution en multiplicité des particules chargées produites, essentiellement des pions, est représentée sur la figure 8.2. La multiplicité moyenne est de 25. 15000 interactions primaires ont été aléatoirement distribuées dans les quarante mètres compris entre -26.5 m et 13.5 m durant 7.5 seconde.

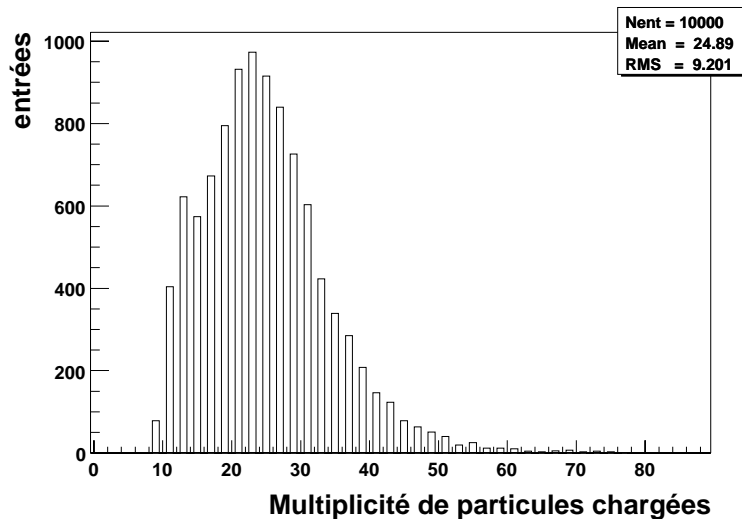


Figure 8.2 : Multiplicité des particules chargées produites dans les collisions p(7 TeV) + ^{16}O .

Les particules neutres et chargées produites ont été transportées dans l'appareillage du détecteur ALICE à l'aide du programme AliRoot et examinées par l'algorithme de décision de déclenchement afin de produire éventuellement un signal de trigger. 76 triggers dimuons de signes quelconques ont été finalement obtenus, dont la distribution en z (le long de la ligne de faisceau) est montrée en figure 8.3.

Il ressort que la contribution des interactions faisceau sur gaz résiduel est constituée essentiellement d'interactions à grandes distances négatives. Ceci s'explique par le fait que ni l'absorbeur frontal ni le blindage du tuyau de faisceau n'ont été optimisés pour de tels vertex. Le nombre de triggers dimuons (AS) se réduit à 22 lorsqu'est

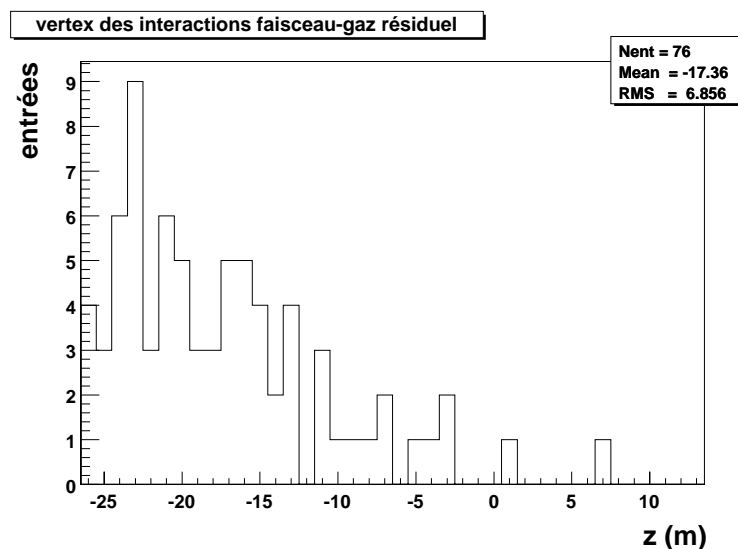


Figure 8.3 : Distribution des vertex d'interaction de signaux triggers créés par 15000 interactions de protons sur le gaz résiduel de la ligne de faisceau.

appliquée une coupure de $1 \text{ GeV}/c$ sur l'impulsion transverse de chacune des traces de muon.

8.3 Proposition de détecteur

Nous proposons un compteur V0R qui couvre complètement et hermétiquement l'acceptance du spectromètre à dimuons, *i.e.* la zone de pseudorapidité de 2.5 à 4. Ce compteur sera constitué de 72 cellules élémentaires, chaque cellule permettant de discriminer le signal produit par une seule particule chargée du signal produit par plusieurs particules chargées (deux ou plus). La résolution en temps de chacune des cellules sera de l'ordre de 0.5 ns.

L'ensemble donnera par conséquent l'information de la multiplicité MR de particules chargées vue dans l'acceptance du spectromètre. Cette information $MR \neq 0$ ou $MR = 0$ sera utilisable en-ligne pour valider ou non le déclenchement de l'acquisition de l'événement. L'installation d'un ensemble V0L à l'opposé de l'ensemble V0R par rapport au vertex pourrait être envisagée comme représenté sur la figure 8.4, cet ensemble fournissant de la même façon les informations multiplicité ML et temps TL. Cette configuration permet de distinguer quatre classes d'événements en trigger dimuons :

(a) **MR = 0**

Le détecteur V0R couvrant complètement l'acceptance du spectromètre, les événements de $MR = 0$ ne sont pas des événements physiques ; ils doivent et peuvent être rejetés en-ligne.

(b) **MR = 1**

Les événements de $MR = 1$ ne sont pas non plus des événements physiques

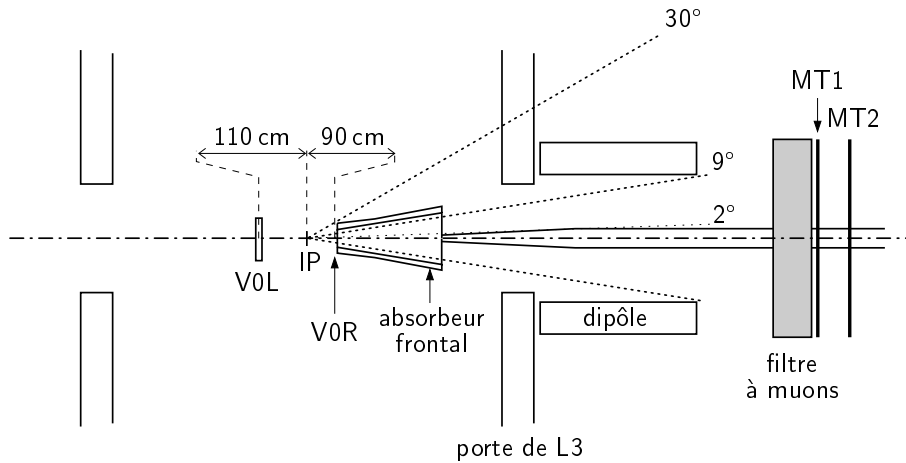


Figure 8.4 : Schéma d'implantation du détecteur V0 dans le bras dimuons.

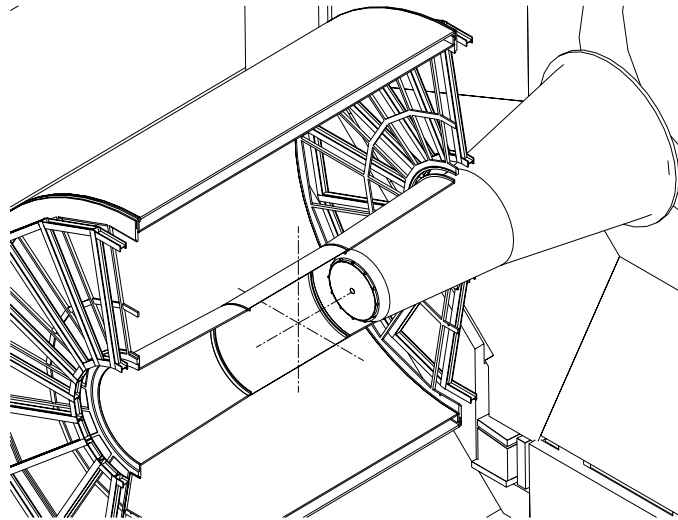


Figure 8.5 : Implantation du détecteur V0R sur la face avant de l'absorbeur frontal. On distingue également la TPC et la porte de l'aimant L3.

mais le rejet de ces événements se fera hors-ligne après vérification.

(c) $MR \geq 2$ & $ML \neq 0$

Pour cette classe d'événements, l'information $\Delta t = TR - TL$ devra être exploitée afin d'étiqueter le dimuon issu d'un vertex d'interaction dans la fenêtre d'analyse de 25 ns et de conserver l'événement correspondant pour analyse.

(d) $MR \geq 2$ & $ML = 0$

Le détecteur V0R couvre complètement l'acceptance du spectromètre : pour cette classe d'événements pour laquelle il n'existe pas d'information fournie par le détecteur V0L, une analyse de validité devra être faite hors-ligne en utilisant des critères additionnels reposant sur des considérations de trajectographie.

8.4 Simulation des taux de comptage

Dans les deux prochains paragraphes sont donnés les résultats de simulation des taux de bruit de fond relatifs aux dimuons de signes quelconques et les distributions de multiplicités de particules chargées produites dans des processus spécifiques $p + p \rightarrow 2\mu$ (OS) + X . Ces résultats montrent la nécessité de mettre en oeuvre un dispositif hermétique dans la partie droite (devant le spectromètre à dimuons) et de grande taille dans la partie gauche.

8.4.1 Potentiel de rejet du bruit de fond

Les taux de comptage relatifs aux événements physiques [7, 9] et aux événements de bruit de fond simulés sont regroupés dans le tableau 8.1 dans deux hypothèses de coupure sur l'impulsion transverse. La géométrie du V0, incluse dans la simulation, est composée de deux parties (V0L et V0R) de même dimension ($R_{\text{in}} = 4$ cm et $R_{\text{ext}} = 16$ cm) placées respectivement à $z = -110$ cm et $z = 90$ cm par rapport au point d'interaction.

		Taux de comptage (Hz) sans coupure sur p_T		Taux de comptage (Hz) pour $p_T \geq 1$ GeV/ c	
		lointaine	proche	lointaine	proche
$p\text{-gaz} \rightarrow 2\mu$ (AS)	\forall MR	1054	10.0	64	3.0
(a)	MR = 0	1052	0.7	64	0.4
(b)	MR = 1	2	0.7	0	0.4
(c)	MR ≥ 2 & ML $\neq 0$	0	8.5	0	2.2
(d)	MR ≥ 2 & ML = 0	0	0.1	0	0.0
$p + p \rightarrow \mu^+\mu^-$ (OS)	minimum bias	< 50		< 10	

Tableau 8.1 : Taux de trigger pour les événements physiques (luminosité 10^{31} cm $^{-2}$ · s $^{-1}$) et les événements de bruit de fond (3.5×10^{18} protons par faisceau et par seconde soit une luminosité égale à 10^{34} cm $^{-2}$ · s $^{-1}$) dans deux hypothèses de coupure en p_t . Les taux relatifs aux signaux sont donnés pour des muons de signes opposés (OS) tandis que les taux relatifs au bruit sont donnés pour des muons de signes quelconques (AS). Ces derniers sont de plus détaillés pour les contributions proche et lointaine et les quatre classes d'événements décrites précédemment dans le texte.

Le bruit de fond provient en majeure partie de la zone éloignée du vertex d'interaction. Cette contribution est 10 à 100 fois plus grande que la contribution des événements physiques, selon la coupure faite sur l'impulsion transverse, et constituée pour 90 % de dimuons d'impulsion transverse inférieure à 1 GeV/ c . L'examen des résultats tabulés permet d'affirmer qu'un compteur V0R hermétique offre la capacité de rejet des événements parasites d'interaction protons sur oxygène pour lesquels la

multiplicité MR mesurée est 0 (rejet en-ligne) ou 1 (rejet hors-ligne). La contribution du bruit de fond issu de la zone proche du vertex est jusqu'à deux ordres de grandeur plus petite pour des conditions similaires de coupure sur le moment transverse. Cependant, contrairement aux événements de bruit issu des zones éloignées du vertex, ceux-ci sont principalement corrélés à des multiplicités $MR \geq 2$ et $ML \neq 0$. Ils nécessitent par conséquent l'information des deux détecteurs V0R et V0L, comme la mesure du temps $TR - TL$. Cette mesure doit permettre de discriminer sans ambiguïté les événements de bruit de fond des événements physiques issus du vertex d'interaction.

La distribution de la multiplicité vue dans le détecteur de gauche V0L est donnée en figure 8.6. Cette figure montre l'importance de maximiser l'efficacité de détection du compteur V0L afin de maximiser le nombre d'événements de multiplicités $MR \geq 2$ et $ML \neq 0$, d'autant que seulement 15 % et 25 % d'événements de bruit de fond de ce type sont éliminés en utilisant uniquement la partie droite V0R, selon la coupure faite sur l'impulsion transverse.

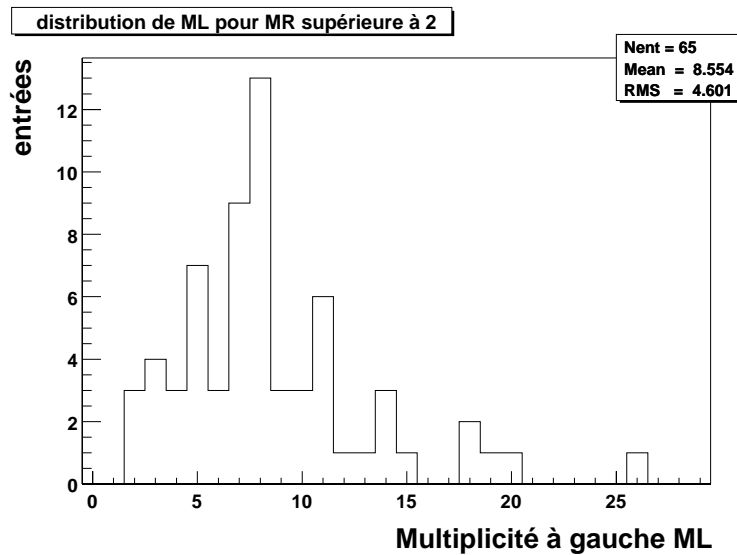


Figure 8.6 : Distribution de multiplicité ML de particules chargées comptées dans la partie gauche du détecteur V0 et associées à des signaux triggers de bruit de fond calculés pour 15000 interactions p-gaz résiduel et pour lesquels $MR \geq 4$.

8.4.2 Optimisation de l'acceptance géométrique du V0L

Dans ce paragraphe, nous donnons les résultats de simulations de différents processus $p + p \rightarrow 2\mu + X$ obtenus à l'aide du programme PYTHIA version 5.7 [10]. Ces résultats démontrent qu'une mesure correcte du vertex de la collision nécessite la mise en oeuvre d'un détecteur V0L de grande extension transverse.

En figure 8.7 sont représentés quatre distributions en multiplicité de particules chargées produites dans la réaction $p + p \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$ et conduisant à la production

de charme ouvert en (a) et Drell-Yan en (b). Bien que le deuxième processus ait une section efficace très petite comparativement au premier, il est néanmoins représenté comme exemple de processus produisant des dimuons de faible multiplicité. Les deux processus s'ajoutent pour donner la multiplicité totale MT. La multiplicité vue par la couche 6 de l'ITS, appelée MITS, est aussi montrée sur la figure 8.7. Dans l'hypothèse, très optimiste, où un impact fournit une trace et une trace un vertex, l'ITS aurait une efficacité de 99.6 % et 95.4 % pour les processus de charme ouvert et de Drell-Yan respectivement.

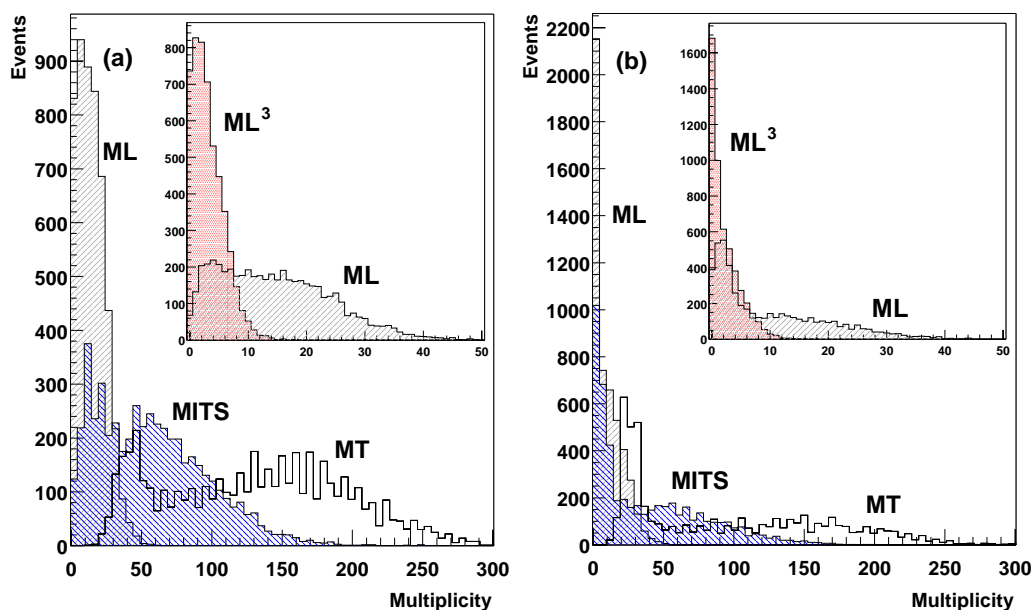


Figure 8.7 : Résultats de simulation pour 5000 collisions $p + p \rightarrow 2\mu + X$ à 14 TeV dans le centre de masse, conduisant à des dimuons de (a) charme ouvert et (b) Drell-Yan. Sont représentées les distributions de multiplicité de particules chargées, avec les notations suivantes : MT pour la multiplicité dans tout l'espace, MITS dans l'acceptance de l'ITS, ML dans la partie gauche du détecteur V0, et enfin ML^3 dans la partie gauche d'un détecteur V0 de taille réduite.

Les distributions en multiplicité ML des particules chargées comptées par l'ensemble de détection de gauche V0L ont été calculées et comparées aux distributions analogues ML^1 , ML^2 et ML^3 obtenues dans l'hypothèse d'un détecteur V0L de dimensions réduites. Les couvertures géométriques du V0L correspondantes sont regroupées dans le tableau 8.2. Les encarts représentés sur les figures 8.7.a et 8.7.b représentent ces distributions dans la configuration la plus défavorable où la section transverse du détecteur V0L est minimale, *i.e.* ML^3 . Il ressort clairement que l'efficacité du système est considérablement réduite lorsque sa section transverse est réduite. Un ensemble parfaitement efficace ne devrait en effet jamais fournir d'information de multiplicité nulle.

Le tableau 8.2 détaille les résultats obtenus pour chaque géométrie envisagée pour V0L. L'efficacité décroît de 99 % à 85 % pour les processus de charme ouvert et de

92 % à 66 % pour les processus Drell-Yan lorsque la surface active du détecteur V0L est réduite d'un facteur 10, signifiant que, le cas échéant, une part substantielle d'événements pourrait être enregistrée sans information indicatrice de leur origine. Cet effet est d'autant plus important que la multiplicité est faible, rendant complètement aveugle, pour les processus de très basse multiplicité, un détecteur V0L de petite surface active. Il apparaît donc essentiel de maximiser l'extension transverse de la partie gauche du détecteur V0 afin d'optimiser la détermination du vertex d'interaction et l'étiquetage des événements provenant du bruit de fond apporté par le faisceau.

	ITS	V0L			
$R_{\text{in}} \text{ (cm)}/R_{\text{ext}} \text{ (cm)}$	couche 6	4/16	5/11	5/9	5/7
Multiplicité	MITS	ML	ML ¹	ML ²	ML ³
Charme ouvert (%)	99.6	99	96	93	85
Drell-Yan (%)	95.4	92	83	77	66

Tableau 8.2 : Pourcentages d'événements dont le vertex est donné par l'ITS et le détecteur V0L dans le cas de collisions $p + p \rightarrow 2\mu + X$ conduisant à des processus de charme ouvert et de Drell-Yan.

8.5 Gain en acceptance

L'effet de la suppression de la coupure en p_T , permise par l'emploi du détecteur V0 en mode pp, sur l'acceptance des processus physiques est très appréciable comme le montre la figure 8.8 pour les résonances de saveurs lourdes ϕ et J/ψ . Les calculs ont été effectués à l'aide du programme PYTHIA version 6.127 [12] en appliquant une coupure franche sur l'impulsion transverse des traces des muons de 1 GeV/c ou sans coupure (seuil naturel de l'appareillage). On remarque très clairement le gain considérable en acceptance permettant ainsi une extension de la fenêtre cinématique accessible (et par conséquent du programme de physique envisagé) en mode de collisions pp.

8.6 Conclusion

Le système de détection V0 (V0R + V0L) est en premier lieu dédié à la physique $p + p \rightarrow 2\mu + X$. En mode de collisions pp, le bruit de fond lié à la machine est très important à cause de la haute luminosité des faisceaux. V0 a pour mission de valider le trigger dimuons en assurant le rejet du bruit de fond. Le compteur placé à droite (V0R) doit donc couvrir hermétiquement l'acceptance géométrique du spectromètre à muons. Chaque cellule élémentaire composant le V0L doit fournir une résolution en temps de l'ordre de 0.5 ns et la discrimination en amplitude du signal de charge

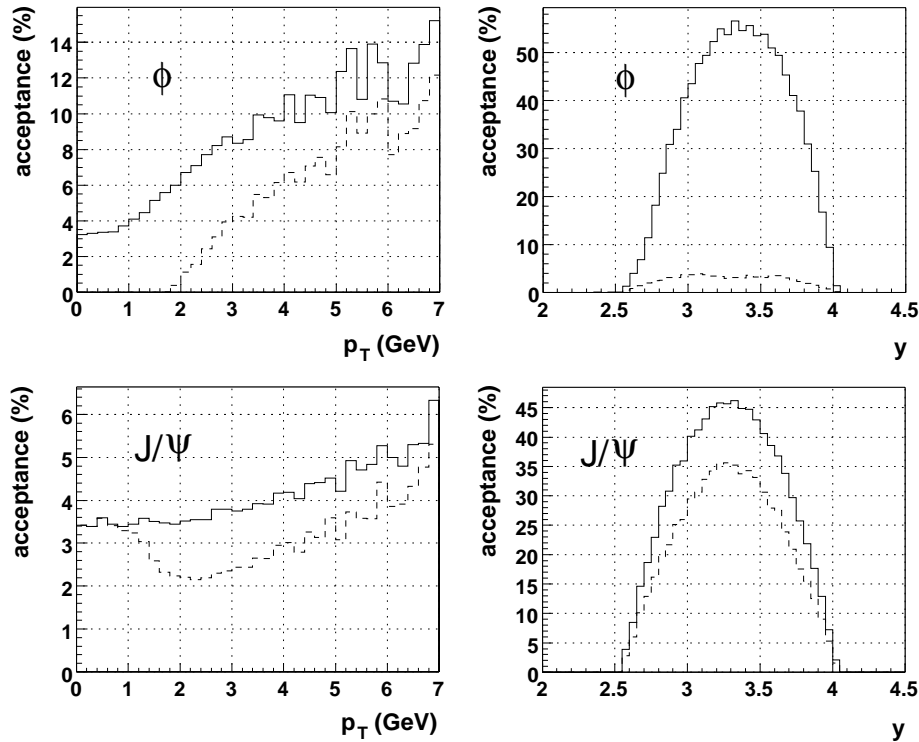


Figure 8.8 : Acceptance en fonction de la rapidité y et de l'impulsion transverse p_T pour le ϕ (première ligne) et le J/ψ (deuxième ligne) en appliquant (pointillé) ou sans imposé (trait plein) la coupure du trigger en p_T de $1 \text{ GeV}/c$ sur le muon individuel.

d'une et de plusieurs particules chargées. Les ensembles de détection T0 sont, quant à eux, optimisés pour la physique des collisions Pb-Pb [11]. En conséquence, ils ne nécessitent pas d'avoir une grande section transverse pour fournir un signal. De plus chaque module élémentaire doit avoir une excellente résolution en temps (de l'ordre de 50 ps) et être adapté à la très grande dynamique de signaux rencontrée dans ce type de réactions (de l'ordre de 100). Les spécificités requises pour le V0 et le T0 sont par conséquent différentes et complémentaires.

Nous avons établi, à partir de simulations, la nécessité de mettre en oeuvre un détecteur capable d'éliminer, avec une efficacité proche de 100 %, le bruit de fond très important dans les collisions $p + p \rightarrow 2\mu + X$ du fait de la grande luminosité prévue. Ce compteur, localisé de part et d'autre du point de croisement des faisceaux de l'expérience ALICE (V0R/V0L), permettra de valider, en-ligne ou hors-ligne, le déclenchement de l'acquisition des événements de type dimuons et de ramener la coupure sur l'impulsion transverse à celle imposée par le spectromètre lui-même (seuil naturel de l'instrument). Le gain en acceptance est alors appréciable.

Le détecteur V0 est à présent dans sa phase de développement. L'optimisation de la segmentation, de la lecture de la lumière (à l'aide de fibres WLS) et de la chaîne électronique est en oeuvre.

Bibliographie

- [1] B. Cheynis, L. Ducroux, E. Gangler, J.-Y. Grossiord, R. Guernane and A. Guichard, “For a V0 detector dedicated to the $pp \rightarrow 2\mu + X$ physics in ALICE”, Note ALICE/00-29, 29 novembre 2000.
- [2] ALICE experiment, CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3, 15 December 1995.
- [3] A.I. Drozhdin, M. Huhtinen, and N. V. Mokhov, Nucl. Instr. and Meth. **A 381** (1996) 531.
- [4] I. Bashev, A. Drozhdin and N. Mokhov, “STRUCT Program User’s Manual”, SSCL-MAN-0034 (1994).
- [5] A.N. Kalinovskii, N.V. Mokhov and Yu.P. Nikitin, “Passage of High-Energy Particles through Matter”, AIP, NY (1989) ;
N.V. Mokhov, “The MARS Code System User’s Guide, Version 13(95)”, Fermilab-FN-628 (1995).
- [6] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft and P.R. Sala, FLUKA : present status and future developments Proc. IV Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, La Biodola, Italy, 21-26 Sept. 1993, Ed. A. Menzione and A. Scribano, World Scientific, p. 493 ;
A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft and P.R. Sala, FLUKA : performances and applications in the intermediate energy range Proc. of an AEN/NEA Specialists’ Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities, Arlington, Texas, 28-29 April 1994. OECD Documents, Paris 1995, p. 287 ;
P. Aarnio *et al.*, “Electron-photon Transport : Always so Good as We Think ? Experience with FLUKA”, in *Proc. of MC93, Int. Conf. On Monte Carlo Simulation in High Energy and Nuclear Physics*, p. 100, ed. P. Dragowitsch, S. Linn and M. Burbank, Word Scientific (1994).
- [7] The forward muon spectrometer, CERN/LHCC 96-32, LHCC/P3-Addendum 1, 15 October 1996 ;
Dimuon Forward Spectrometer, ALICE Technical Design Report, CERN/LHCC 99-22 ; ALICE TDR 5, 13 August 1999.

- [8] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. **D 44** (1991) 3501.
- [9] P. Dupieux, Communication privée.
- [10] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun 39 (1986) 347.
- [11] V.A. Grigoriev *et al.*, ALICE T0 start detector based on Cherenkov radiators and fine-mesh phototubes, Internal Note, ALICE/99-43, 20 september 1999.
- [12] <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>



Conclusion



En 2006, le «*grand collisionneur de hadrons*» (LHC) au CERN sera l'accélérateur de particules en fonctionnement capable de produire l'énergie la plus élevée sur terre. Le programme expérimental prévu inclut une composante "ions lourds" importante avec une expérience entièrement dédiée, ALICE et une extension du programme de l'expérience CMS aux collisions d'ions lourds. Les données accumulées auprès de LHC en mode ions lourds à des énergies encore jamais atteintes compléteront dès lors le programme scientifique du RHIC (**R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider).

L'énergie dans le centre de masse des collisions d'ions lourds produite par LHC excédera celle du RHIC d'un facteur ~ 30 . D'excellentes conditions seront alors disponibles en vue d'accéder à un domaine d'énergie complètement nouveau. L'expérience apportée par l'Histoire a montré qu'un tel bond en avant dans l'énergie disponible conduit généralement à de nouvelles découvertes. Tandis que SPS a produit de la matière en interaction forte excitée proche des conditions de déconfinement des quarks, l'objectif des programmes expérimentaux "ions lourds" menés auprès du RHIC et du LHC concernent l'étude exhaustive du plasma de quarks et de gluons lui-même. RHIC est la première machine autorisant une étude approfondie de cette nouvelle phase en créant des plasmas de quarks et de gluons d'une durée de vie suffisamment longue pour les rendre accessibles à une variété de signaux expérimentaux spécifiques. Les collisions d'ions lourds aux énergies encore plus élevées du LHC, exploreront des régions d'énergie et de densité de particules significativement au-delà de celles accessibles à RHIC. Plus particulièrement :

- Les énergies des collisions d'ions lourds fournies par LHC constituent une opportunité sans précédent d'étudier les propriétés et la dynamique de QCD dans le régime classique. La densité de gluons virtuels à petit x dans l'état initial sera suffisante pour qu'une saturation ait lieu de sorte que leur évolution temporelle ultérieure soit gouvernée par la chromodynamique classique ;
- À cause de l'énergie incidente plus élevée (comparée à RHIC), les processus semi-durs et durs constitueront une caractéristique dominante au LHC et les propriétés de la collision seront correctement calculées à l'aide de la QCD perturbative ;

- Les sondes interagissant très fortement (jets de quarks et de gluons à haut p_T , résonances de saveurs lourdes, ...), dont l'atténuation peut être utilisée pour étudier les étapes précoces de la collision où la chromodynamique classique s'applique, sont produites à des taux suffisamment élevés pour envisager des mesures détaillées ;
- Les sondes en interaction faible, telles que les photons directs, les bosons W^\pm et Z^0 produits lors de processus durs, fourniront des informations sur les distributions nucléaires de partons à très haut $Q^2 > (50 \text{ GeV})^2$. La dépendance en paramètre d'impact de leur production est sensible à la dépendance spatiale des effets de shadowing et de saturation ;
- De par la densité de partons initiale plus élevée qu'à RHIC, le rapport du temps de vie de l'état plasma de quarks et de gluons (*i.e.* le temps écoulé jusqu'à la formation des premiers hadrons) sur le temps de thermalisation sera un ordre de grandeur supérieur de sorte que les boules de feu créées dans les collisions d'ions lourds au LHC seront au cours de la totalité de leur temps de vie dans un état purement partonique, élargissant par là même la fenêtre temporelle disponible pour sonder expérimentalement l'état plasma de quarks et de gluons.

Une image complète de la dynamique des collisions d'ions lourds à haute énergie ne sera disponible qu'après l'analyse complémentaire des données obtenues à la fois auprès du RHIC (présent) et du LHC (futur).

Le travail regroupé dans cette thèse rend compte de ma contribution à la préparation de l'expérience ALICE, plus particulièrement à l'optimisation du spectromètre à muons. Il s'agit d'une tâche ardue car le spectromètre à muons doit répondre au challenge ambitieux de détecter un petit nombre de paires de muons avec une grande efficacité et une haute résolution au-dessus d'un bruit de fond élevé. Mon activité a plus particulièrement concerné :

1. Le développement d'un modèle de chambre à cathode segmentée à lecture parallèle des pads ;
2. La mise en œuvre d'un hodoscope de scintillateurs destiné à éliminer le bruit de fond machine très important en mode de collisions pp.

La détection du Υ dans son canal de désintégration muonique est possible si la résolution sur la masse invariante de la paire de muons est inférieure à $100 \text{ MeV}/c^2$. La qualité de la mesure repose donc essentiellement sur la résolution spatiale et l'épaisseur des chambres de tracking.

L'optimisation de la géométrie des chambres nous a conduit à proposer un modèle alternatif. La surface active est découpée en pads de taille fixe tandis que la connexion des pads à l'électronique frontale varie en fonction du rayon transverse maintenant ainsi le taux d'occupation inférieur à 5%. La segmentation étant uniforme, une mesure bidimensionnelle haute résolution de la position est accessible avec un seul plan de cathode instrumenté. Le gain en épaisseur (3% de X_0 pour la station 3) a des conséquences notables sur les performances du spectromètre.

L'analyse des données accumulées en faisceau test au CERN avec les deux prototypes (ALICE 1 et ALICE 2) a permis de valider les résultats de simulation obtenus

dans le cadre du programme AliRoot à l'aide d'une description détaillée de la géométrie GEANT version 3.21. Une résolution spatiale dans la direction de déviation (direction des fils d'anode) de $40 \mu\text{m}$ est obtenue sans calibration des voies électroniques. Aucun effet sur les performances du détecteur lié à la connectique des pads n'a été décelé. La taille du cluster en fonction du gain et de l'incidence des traces a été étudiée. Ainsi, la faisabilité d'un tel modèle de chambre à lecture de la charge en parallèle a été démontrée.

Le spectromètre à muons sera complété par un compteur de multiplicité (V0) destiné à éliminer en ligne le bruit de fond dû aux interactions proton-gaz. Le taux de bruit de fond en mode de collisions proton-proton a été évalué pour la contribution proche ($|z| < 20 \text{ m}$) et lointaine ($|z| > 26.5 \text{ m}$). Il est plusieurs ordres de grandeur supérieur au signal de physique $p + p \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Les événements p-gaz $\rightarrow 2\mu$ sont complètement éliminés par l'analyse de la multiplicité du détecteur V0. Les faibles multiplicités de particules produites dans les collisions p-p et le taux de bruit de fond élevé, rendent le V0 particulièrement efficace dans ce mode de collisions. Le potentiel de rejet du bruit de fond a également été évalué pour différents processus physiques (Drell-Yan et charme ouvert).

L'emploi du V0 comme validation du signal de déclenchement dimuons permettra de relâcher la coupure en p_T imposée par le système de trigger à sa valeur naturelle (seuil de l'appareillage) en mode de collisions pp. Ainsi, un gain appréciable sur l'acceptance des processus de basses masses est à présent possible grâce au détecteur V0, améliorant de la sorte la prise des données pp, référence pour l'analyse des systèmes plus lourds.

Table des figures

1.1	(a) Image naïve de la matière hadronique ordinaire et (b) de la matière de quarks.	7
1.2	Diagramme de phase de la matière nucléaire.	10
1.3	Résultats de simulations numériques de QCD sur réseau du calcul de la boucle de Wilson L (à gauche) et du condensat de quarks $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ (à droite) en fonction de la température (en unité de température critique). Les susceptibilités χ sont également représentées.	13
1.4	Évolution spatio-temporelle d'une collision noyau-noyau.	14
1.5	Diagramme de Feynman du processus $q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	18
1.6	Diagramme de Feynman du processus Drell-Yan nucléon-nucléon à l'ordre le plus bas.	19
1.7	Diagramme de Feynman du processus $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. La ligne ondulée représente un photon virtuel γ^* en électrodynamique scalaire. Dans le modèle de dominance vectorielle, elle symbolise un état intermédiaire constitué d'un méson ρ	20
1.8	Diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas de production de quarks lourds.	21
1.9	Diagrammes de Feynman typiques de production de quarks lourds à l'ordre supérieur : (a) processus de « <i>gluon splitting</i> », (b) « <i>excitation de saveur</i> » et (c) radiation d'un gluon.	21
1.10	Mécanisme de production du J/ψ dans une collision proton-proton.	23
1.11	Section efficace de production du J/ψ par collision nucléon-nucléon en fonction du produit $A \times B$ des nombres de masse du projectile et de la cible. La droite représentée résulte de l'ajustement linéaire à l'aide de l'équation (1.56) des données relatives à tous les systèmes, excepté Pb-Pb.	26
1.12	Taux de production du J/ψ mesuré normalisé au taux de production attendu en cas d'absorption nucléaire en fonction de la densité d'énergie [27].	27

1.13	Rapports $B_{\mu\mu}^{J/\psi} \sigma^{J/\psi} / \sigma^{\text{DY}}$ en fonction de l'énergie transverse dans les collisions Pb-Pb à 158 GeV/c. Les points expérimentaux sont ajustés par les courbes théoriques du modèle d'absorption nucléaire et de quatre autres interprétations ne prenant pas en compte la formation d'une phase déconfinée.	27
1.14	Dépendance en densité d'énergie des probabilités de survie des quarkonia (charmonium et bottomium) prédite dans l'hypothèse d'un écrantage par le milieu déconfiné et dans le cadre du modèle des « <i>comovers</i> ». La précision de la mesure (à $\pm 1\sigma$) à l'aide du spectromètre à muons après un mois de fonctionnement aux densités attendues en ions légers et lourds est représentée par la bande grisée.	28
2.1	Réseaux d'accélérateurs du CERN.	37
2.2	Extrapolation de la dépendance en fonction de l'énergie dans le centre de masse des sections efficaces de divers processus caractéristiques dans des interactions pp produites par les machines hadroniques actuelles et à venir [8]. L'échelle de droite donne les taux d'événements correspondants pour une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est calculée pour une masse du top de 200 GeV.	39
2.3	Distributions en pseudorapidité de la multiplicité de particules chargées produites dans des collisions Pb-Pb centrales ($0 \leq b \leq 3 \text{ fm}$) à $\sqrt{s} = 6 \text{ TeV/nuc}$ obtenues à l'aide de plusieurs générateurs d'événements. Les distributions présentent soit un plateau dans l'intervalle $ \eta < 5$ avec de faibles multiplicités (~ 2000 particules par unité de rapidité) soit un pic atteignant des multiplicités plus élevées. Plus la multiplicité est grande, plus la distribution est piquée. Pour $ \eta > 5$, les variations sont petites (un facteur ~ 1.5 au maximum) par conservation d'énergie. La paramétrisation GALICE (distribution en pseudorapidité donnée par HIJING et distributions en p_{\perp} des pions et des kaons issues de l'expérience CDF) est une enveloppe raisonnable des résultats des autres générateurs et prédit $dN/d\eta = 8000$ à $\eta = 0$	46
2.4	Perspective isométrique du détecteur ALICE.	48
2.5	Structure du système de trajectographie interne. On distingue les couches de détecteurs silicium à dérive SDD et à micropistes SSD. . .	50
2.6	La chambre à projection temporelle.	51
2.7	Vue en coupe selon la direction z des 6 couches du TRD (à gauche). Les limites et la disposition des modules ont été choisies pour s'ajuster au HMPID. Représentation en coupe du TRD dans la direction ϕ (à droite). Il se situe entre la surface externe de la TPC et les PPC du TOF.	52
2.8	Principe de fonctionnement du TRD.	52

2.9	Configuration du calorimètre PHOS. Il présente une géométrie simple constituée de 4 modules rectangulaires identiques de taille $1 \times 2 \text{ m}^2$. Chaque module fait face au point d'interaction de sorte que l'angle d'incidence des particules n'excède pas $\sim 13^\circ$	54
2.10	Coupe longitudinale de la voie de faisceau entre le point d'intersection IP2 et l'aimant D2.	54
2.11	Coupe transverse de la ligne de faisceau à 115 m du point d'interaction. La disposition des calorimètres hadroniques à zéro degré est représentée.	55
2.12	Perspective axonométrique de la structure porteuse du HMPID.	56
2.13	Schéma de principe d'un détecteur RICH. Il est doté d'un radiateur liquide et d'une MWPC à photocathode de CsI (en haut). Pattern d'un événement détecté dans le RICH pour deux angles d'incidence : 0° et 7.5° (en bas). Le cluster central est induit sur la cathode de la chambre à fils par la particule incidente qui a émis les photons Cherenkov.	57
2.14	Architecture générale du système de déclenchement, de contrôle et d'acquisition du détecteur ALICE.	58
2.15	Séquence des signaux échangés entre un sous-détecteur et le système de déclenchement central.	59
2.16	Architecture générale du système d'acquisition.	61
3.1	Coupe longitudinale du spectromètre à muons.	70
3.2	Vues en coupe de l'absorbeur frontal. Il a pour longueur 4.13 m ($\sim 10 \lambda_{\text{int}}$, $\sim 60 X_0$) et un poids total de 34 tonnes.	71
3.3	Vue en coupe longitudinale du blindage de tube à vide. La géométrie ouverte doit permettre l'interaction de mésons π/K émis dans la région $\eta = 4-8$ après les stations de trigger.	71
3.4	Dipôle du spectromètre à muons du détecteur ALICE. D'une longueur de 5 m, il délivre un champ magnétique intégré de $3 \text{ T} \cdot \text{m}$ pour une puissance consommée de 4 MW.	72
3.5	Schéma de principe de la segmentation "standard" des chambres de tracking du spectromètre à muons. Les cotes numériques sont celles de la station 1.	74
3.6	Schéma d'une chambre à cathode segmentée à lecture parallèle du signal de charge. Les pads sont lus individuellement (A), par deux (B) ou trois (C) selon le rayon transverse. Les rectangles représentés sur la surface active correspondent au groupement de 48 voies électroniques (3 circuits intégrés GASSIPLEX).	74
3.7	Vue en perspective des deux stations de trigger. Les modules RPC se recouvrent alternativement afin d'éviter les zones mortes.	76
3.8	Principe du trigger dimuons basé sur la mesure de l'impulsion transverse des traces : plus la distance entre y_F et la ligne $p_T \rightarrow \infty$ est grande, plus bas est le p_T de la trace.	77
3.9	Distributions de la masse reconstruite du J/ψ et du Υ avec un bruit de fond nominal [6].	79

4.1	Les cercles pleins représentent les points d'impact réels et les cercles creux les ghosts. a) Deux couches de MWPC ne permettent pas d'identifier deux hits ; b) avec une troisième couche l'ambiguïté est levée ; c) trois couches de MWPC ne peuvent résoudre trois hits.	85
4.2	Facteur de qualité d'un système de chambre à étincelles multifils composée de 4 plans de fils. N est le nombre de fils sensibles dans chaque plan.	86
4.3	Distribution de charge induite sur la cathode d'une chambre à fils due au passage de muons cosmiques. La charge anodique (et par conséquent la charge induite) étant proportionnelle au dépôt d'énergie dans le volume sensible, la distribution montre une forme caractéristique dite de Landau.	88
4.4	Vue schématique d'une chambre à fils à cathode segmentée.	88
4.5	Illustration du processus d'avalanche conduisant à une distribution angulaire des ions autour du fil d'anode et du déplacement de la distribution de charge induite inhérent. a) Un muon traversant la chambre ionise les molécules du gaz créant ainsi des paires électron-ion. Les électrons dérivent vers le fil d'anode selon les lignes de champ électrique. b) L'avalanche se produit et la densité angulaire de charge des électrons/ions n'est pas distribuée uniformément autour du fil d'anode dans la plupart des cas. c) Les ions positifs dérivent selon les lignes de champ en s'éloignant du fil d'anode. La densité angulaire de charge ionique est plus forte dans la direction de l'ionisation primaire. Le mouvement des ions positifs induit de la charge sur les deux cathodes. L'asymétrie de la distribution angulaire des ions implique un déplacement et un élargissement des distributions de charge cathodique. . . .	90
4.6	FWHM de la distribution angulaire de l'avalanche en fonction de sa taille pour des rayons X de 5.9 keV dans un mélange 90 % Ar/10 % CH ₄ . Les mesures sont effectuées à l'aide d'un compteur proportionnel segmenté dans le plan azimutal.	90
4.7	Variation du paramètre K_3 en fonction de h/s dans la direction parallèle (a) et perpendiculaire aux fils d'anode (b) et pour différents rapports r_a/s [10]. h représente la distance anode cathode, s l'espace interfil et r_a le rayon anodique.	92
4.8	Distribution de charge de Mathieson (à gauche) dans la direction perpendiculaire (trait plein) et colinéaire aux fils d'anode (trait pointillé). Charge cathodique induite (à droite).	93
4.9	Densités d'impacts en fonction du rayon transverse issues de 10 collisions centrales Pb-Pb générées par le code HIJING. Les distributions incluent le facteur deux de sûreté.	95
4.10	Résolution sur la masse invariante du Υ en fonction de la résolution spatiale dans le plan de déviation des chambres du spectromètre à muons. La résolution en masse est obtenue en supposant que toutes les MWPC ont la même résolution spatiale dans le plan de déviation.	96

4.11	Évolution de la résolution sur la masse du Υ en fonction de l'épaisseur (exprimée en unités de longueur de radiation X_0) des chambres du spectromètre à muons. Les chambres de tracking sont supposées d'épaisseurs égales.	97
4.12	Schéma des mailles élémentaires de connexion des pads à l'électronique de lecture pour les zone B (à gauche) et C (à droite). Les pads portant le même numéro sont reliés à la même voie électronique. Les pads non-numérotés sont lus individuellement.	98
5.1	Nombre de pads occupés par un cluster de taille 2×3 pads dans la zone B où 2 pads sont connectés à une voie électronique. En plus de l'extension propre du cluster physique, la région inutilisable compte les pads lus en parallèle et les pads individuels intermédiaires. Les pads de même numéro sont connectés entre eux tandis que les pads non-numérotés sont lus individuellement.	108
5.2	Distributions du nombre de pads occupés dans les trois zones de groupement (colonne de gauche) et distributions de l'occupation aux limites inférieure et supérieure de chacune d'elles.	109
5.3	Schéma d'un quadrant de chambre. Les 3 zones de lecture A, B et C sont représentées avec leurs limites respectives. Les rectangles représentent un bloc de 48 voies électroniques soit une carte de 3 GASSI-PLEX.	110
5.4	Positions des points d'impact sur la maille élémentaire de la connectique pour le calcul de l'efficacité de reconnaissance intrinsèque de la chambre. Le tirage est uniforme sur la surface du pad.	111
5.5	(a) Répartition spatiale des particules produites dans une collision Pb-Pb centrale sur la cathode de la chambre 6 du spectromètre à muons. (b) Distribution des particules produites selon leur type.	112
5.6	Distribution des hits issus d'une collision Pb-Pb centrale sur un quadrant d'une chambre de la station 3 avant (a) et après (b) reconnaissance.	113
5.7	Distribution de l'erreur systématique ($\hat{y}_{\text{rec}} - y_0$) commise sur la mesure de la position de l'avalanche le long des fils d'anode en fonction de la distance vraie au centre du pad.	115
5.8	Distribution du résidu dans la direction de non-déviaton. La résolution spatiale de la chambre dans cette direction est limitée par la répartition discontinue des fils d'anode. On obtient $\sigma_x \simeq 950 \mu\text{m}$ pour $s = 3.25 \text{ mm}$	117
5.9	(a) Résidus en fonction de la position vraie de l'impact dans la direction de déviation y . (b) Distribution du résidu.	117
5.10	Distributions de la charge cathodique induite dans la direction des fils d'anode par le passage de deux traces se rapprochant (a), (b) et (c)). Les positions y_1 et y_2 des traces sont repérées par des flèches. La taille du bin est égale à la largeur $w_y = 5.5 \text{ mm}$ du pad. La courbe en pointillé représente la distribution de charge de Mathieson.	119

5.11	Distribution de charge d'un impact double. Les paramètres de l'ajustement $Q_A^{(1)}$, $y^{(1)}$ et $y^{(2)}$ sont représentés.	120
5.12	(a) Résolution spatiale d'impacts doubles dans la direction y en fonction de la distance qui les sépare. (b) Efficacité de séparation des deux traces en fonction de la distance qui les sépare. Les traces incidentes sont perpendiculaires au plan de cathode.	120
5.13	Effet de l'angle de Lorentz du mélange gazeux sur la dérive des électrons primaires et par là même sur l'étalement de l'avalanche le long du fil d'anode.	122
5.14	Variation de l'angle de Lorentz du mélange gazeux Ar/CO ₂ en fonction de l'intensité du champ électrique pour différentes proportions de CO ₂ et sous l'effet du champ magnétique dipolaire de 0.7 T.	123
5.15	Référentiel lié à la trace incidente. L'origine du repère est le point d'impact dans le plan de cathode. L'axe z est orienté selon la direction du faisceau et l'axe y dans la direction des fils d'anode.	124
5.16	(a) Résolution spatiale intrinsèque dans la direction de déviation en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs de l'angle azimutal en l'absence de champ magnétique. (b) Effet de l'angle de Lorentz du mélange 80 % Ar/20 % CO ₂ sur la résolution spatiale du détecteur.	124
5.17	Représentation schématique du fonctionnement d'une chambre de la station 3 à l'intérieur de l'aimant dipolaire. (a) Sous l'effet du champ magnétique, la dérive des électrons est modifiée. (b) L'effet est compensé par inclinaison du détecteur d'un angle d'une valeur égale à l'angle de Lorentz du mélange gazeux. Les traits pointillés représentés dans le volume sensible de la chambre représentent la dérive moyenne des électrons vers les fils d'anode et par conséquent donnent un aperçu de l'étalement de l'avalanche.	125
6.1	Vue en coupe du prototype ALICE 1. On distingue les différents cadres de la structure mécanique sur lesquels sont posés les cathodes segmentée et continue, les fils d'anode, la fenêtre de fermeture et la carte mère.	137
6.2	Perspective axonométrique éclatée de la structure mécanique du prototype ALICE 1 (à gauche). Représentation schématique du prototype ALICE 1 (à droite). On distingue les conduites de gaz et les robinets de « <i>by-pass</i> ».	138
6.3	Coupe schématique des prototypes ALICE 1 et ALICE 2. La couche de ROHACELL assure la planéité du plan de cathode. Des ouvertures rectangulaires sont aménagées au travers du ROHACELL pour assurer le passage des liaisons flexibles en KAPTON. L'électronique frontale est supportée par la carte mère, elle-même collée sur la face du ROHACELL opposée à la cathode.	139

6.4	Schéma de la cathode du prototype ALICE 1 vue du côté de l'électronique frontale. Les régions rectangulaires correspondent à un groupement de 48 voies électroniques soit 3 chips GASSIPLEX. On retrouve les 3 zones de chaînage ainsi que la zone mixte D du type B et C. . . .	139
6.5	Empreinte du motif de base de connexion des pads de la zone A (1 pad est connecté à une seule voie électronique) imprimée sur la cathode du prototype ALICE 1 (à gauche). Liaisons flexibles de KAPTON reliant les cartes électroniques aux pads (à droite).	140
6.6	Empreinte du motif de base de connexion des pads de la zone B (2 pads sont connectés à une seule voie électronique) imprimée sur la cathode du prototype ALICE 1 (à gauche). Liaisons flexibles de KAPTON reliant les cartes électroniques aux pads (à droite).	140
6.7	Empreinte du motif de base de connexion des pads de la zone C (3 pads sont connectés à une seule voie électronique) imprimée sur la cathode du prototype ALICE 1 (à gauche). Liaisons flexibles de KAPTON reliant les cartes électroniques aux pads (à droite).	141
6.8	Photographie du prototype ALICE 1 prise du côté de l'électronique frontale.	141
6.9	Circuit imprimé de la cathode du prototype ALICE 2. Tous les pads sont lus individuellement.	142
6.10	Schéma fonctionnel du GASSIPLEX-1.5	142
6.11	Chronogrammes des signaux de lecture du GASSIPLEX-1.5.	143
6.12	Profils simulés des courants des étages de filtrage et de mise en forme : a) courant d'entrée, b) après le filtre, c) après mise en forme (à gauche). a) Réponse transitoire du circuit formeur dans l'intervalle de temps 0–6 μ s et b) retour à la ligne de base (à droite).	144
6.13	Performances intrinsèques du GASSIPLEX-0.7 : courbes de linéarité et de bruit.	145
7.1	Le télescope de référence. Il compte 5 modules. Un module est constitué de 2 plans (H et V) séparés de 11 mm. Le détecteur à tester est placé entre le deuxième et le troisième module (dans le sens du faisceau). Les 2 paires de scintillateurs du système de déclenchement (« <i>trigger</i> ») encadrent les 10 plans de silicium.	151
7.2	Représentation schématique du système de lecture des données. . . .	153
7.3	(a) Piédestaux des 384 voies d'un plan de détecteur silicium et (b) variances associées.	154
7.4	Taille du cluster exprimée en nombre de pistes pour 6 plans du télescope.	155
7.5	Distribution de la charge collectée sur les pistes d'un détecteur silicium. Les distributions de 6 plans différents sont représentées.	156
7.6	Distribution de la variable η calculée pour deux types de détecteur silicium : pas de piste intermédiaire (a) et une piste intermédiaire (b). On remarque les pics en 0 et 1 et en 0.5 (position de la piste intermédiaire).	157

7.7	Distribution du résidu calculé par la méthode du centre de gravité.	158
7.8	Schéma du système de coordonnées attaché à un plan de silicium ($\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3$) et référentiel global du télescope ($\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$). L'angle de vue u_{off} et le décalage u_{off} du plan sont également représentés.	159
7.9	Distribution du χ^2 de l'ajustement linéaire à l'ensemble des 4 points d'impact dans les 4 plans V (a) et H (b).	161
7.10	Exemples de plans de silicium non alignés du télescope de référence. Trois cas typiques sont illustrés : a) le plan est simplement décalé par rapport à l'axe du faisceau ($u_{\text{off}} \neq 0$), b) l'angle de vue est non nul ($\phi_{\text{off}} \neq 0$), et c) combinaison des effets de a) et b). Résidus en fonction de la position v_t du hit le long du strip (à gauche). Distributions du résidu (à droite).	164
7.11	Résidus des plans de détection après alignement. Résidus en fonction de la position v_t du hit le long du strip (à gauche). Distributions du résidu (à droite). Le télescope aligné est opérationnel pour la reconstruction des traces en vue d'obtenir la position du point d'impact vraie (x_0, y_0) dans le plan anodique.	165
7.12	Erreur commise sur la position du hit dans les deux directions x et y . La courbe est calculée à partir de la position de 5 plans (de résolution spatiale intrinsèque $\Delta u_h = 14 \mu\text{m}$) d'après l'équation (7.34).	167
7.13	Mesures du gain du prototype ALICE 2 fonctionnant avec un mélange Ar/CO ₂ en fonction de la haute tension et pour différentes proportions de CO ₂ . La géométrie du détecteur est $h = 3.25 \text{ mm}$, $s = 3.25 \text{ mm}$ et $r_a = 10 \mu\text{m}$	169
7.14	Évolution du gain en fonction de l'angle d'incidence des traces : (a) les traces sont contenues dans le plan de non-déviations et (b) dans le plan de déviations.	170
7.15	(a) Distributions de l'extension du cluster dans la direction perpendiculaire aux fils d'anode (x) pour différentes haute tensions anodiques (mélange gazeux fixe 70 % Ar/30 % CO ₂). (b) Variation de la taille moyenne du cluster en fonction de la haute tension appliquée pour diverses proportions de CO ₂ . (c) et (d) Mêmes commentaires que (a) et (b) mais dans la direction de déviations y	172
7.16	(a) Distributions de l'extension du cluster dans la direction x pour différents angles d'incidence de traces contenues dans le plan de non-déviations. (b) Variation de la taille moyenne du cluster en fonction de l'incidence des traces. Le point de fonctionnement est fixe : mélange gazeux composé de 70 % Ar/30 % CO ₂ , haute tension égale à 1820 V. (c) et (d) Mêmes commentaires qu'en (a) et (b) mais dans la direction de déviations y	173
7.17	Coordonnée reconstruite dans la direction perpendiculaire aux fils d'anode (à gauche). Position en x reconstruite en fonction de la position vraie (à droite). L'effet de quantification de la position en x_{rec} est très net.	175

7.18	Distribution du résidu dans la direction de non-déviaton.	176
7.19	Mesure de la position en y à partir d'un cluster de (a) 9 pads et de (b) 3 pads. Il s'agit du cas où l'extension du cluster en y est de 3 pads. Q_m est la charge d'amplitude maximale.	177
7.20	Étude de la résolution spatiale de la zone A du prototype ALICE 1 : (a) Résidu en fonction de la coordonnée vraie dans la direction des fils d'anode (calcul incluant la charge de 9 pads). (b) Distribution du résidu dans la direction y (calcul incluant la charge de 9 pads). (b) et (c) Mêmes commentaires qu'en (a) et (b) mais pour un calcul utilisant la charge de 3 pads.	178
7.21	Étude de la résolution spatiale de la zone C du prototype ALICE 1 : (a) Résidu en fonction de la coordonnée vraie dans la direction des fils d'anode (calcul incluant la charge de 9 pads). (b) Distribution du résidu dans la direction y (calcul incluant la charge de 9 pads). (b) et (c) Mêmes commentaires qu'en (a) et (b) mais pour un calcul utilisant la charge de 3 pads.	179
7.22	Évolution de la résolution spatiale du prototype ALICE 2 dans la direction y à gain constant (à gauche). Variation de résolution spatiale en y en fonction de la haute tension (à droite). Le mélange gazeux est fixe (70 % Ar/30 % CO ₂) et les traces incidentes normales au plan de cathode.	180
7.23	Évolution de la résolution spatiale du prototype ALICE 2 dans la direction y en fonction de l'angle d'incidence de la trace. Les traces sont contenues dans le plan de déviation ($\phi = 90^\circ$). Le mélange gazeux utilisé est 70 % Ar/30 % CO ₂ et la tension anodique 1820 V. Les résultats sont obtenus sans calibration.	180
8.1	Distributions (a) de la position radiale et (b) de l'énergie des muons du halo de faisceau entrant dans la caverne (plan $z = -26.5$ m) du détecteur et voyageant dans la direction du spectromètre à muons. . .	187
8.2	Multiplicité des particules chargées produites dans les collisions p(7 TeV) + ¹⁶ O.188	
8.3	Distribution des vertex d'interaction de signaux triggers créés par 15000 interactions de protons sur le gaz résiduel de la ligne de faisceau.189	
8.4	Schéma d'implantation du détecteur V0 dans le bras dimuons.	190
8.5	Implantation du détecteur V0R sur la face avant de l'absorbeur frontal. On distingue également la TPC et la porte de l'aimant L3.	190
8.6	Distribution de multiplicité ML de particules chargées comptées dans la partie gauche du détecteur V0 et associées à des signaux triggers de bruit de fond calculés pour 15000 interactions p-gaz résiduel et pour lesquels $MR \geq 4$	192

8.7	Résultats de simulation pour 5000 collisions $p + p \rightarrow 2\mu + X$ à 14 TeV dans le centre de masse, conduisant à des dimuons de (a) charme ouvert et (b) Drell-Yan. Sont représentées les distributions de multiplicité de particules chargées, avec les notations suivantes : MT pour la multiplicité dans tout l'espace, MITS dans l'acceptance de l'ITS, ML dans la partie gauche du détecteur V0, et enfin ML ³ dans la partie gauche d'un détecteur V0 de taille réduite.	193
8.8	Acceptance en fonction de la rapidité y et de l'impulsion transverse p_T pour le ϕ (première ligne) et le J/ψ (deuxième ligne) en appliquant (pointillé) ou sans imposé (trait plein) la coupure du trigger en p_T de 1 GeV/ c sur le muon individuel.	195

Liste des tableaux

1.1	Propriétés des états $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$: masses M (GeV), rayons de Bohr r (fm), temps de formation τ (fm), masses d'écran critiques μ (GeV), températures de dissociation et densité d'énergie de dissociation ε_d (GeV/fm ³). Les températures de dissociation sont normalisées à la température de déconfinement $T_c = 150$ MeV.	25
2.1	Paramètres de fonctionnement nominal du collisionneur LHC en mode pp.	38
2.2	Paramètres de fonctionnement du LHC en collisionneur d'ions plomb.	43
2.3	Caractéristiques des systèmes les plus lourds produit en collisions A-A au SPS, RHIC et LHC ($A \sim 200$). En commençant par la première ligne : énergie dans le centre de masse \sqrt{s} , intervalle de rapidité total disponible Δy , multiplicité de particules chargées dN_{ch}/dy à $y = 0$, temps de formation τ_0^{QGP} du QGP (limite inférieure) [12], densité d'énergie initiale $\varepsilon(\tau_0)$ au temps de formation du QGP [12, 16], durée de vie de la phase QGP τ_{QGP} [12], temps du freeze-out τ_{fo} à $z = 0$ [17]. La valeur $dN_{ch}/dy = 400$ a été effectivement mesurée [18].	47
2.4	Paramètres de déclenchement prévus dans l'expérience ALICE.	58
3.1	Surfaces actives et positions des cinq stations de tracking du spectromètre.	73
3.2	Taux de trigger dimuons après coupure en p_T pour les collisions Pb-Pb, Ca-Ca et p-p.	77
3.3	Acceptances géométriques (dues aux structures mécaniques des chambres de tracking et aux pertes de muons par déflexion) et efficacités de reconstruction des résonances de quarks lourds (J/ψ , Υ) dans un environnement de bruit fond nominal [6].	79
4.1	Nombre d'impacts et densité maximale par unité de surface pour les 5 stations de trajectographie (TC1–10). Le facteur de sûreté de 2 est inclus dans les valeurs présentées.	94
4.2	Paramètres géométriques des chambres de la station 3.	98

5.1	Taux d'impacts multiples dans les trois régions de cathode avec ou sans implémentation du chaînage. Dans le cas où le chaînage n'est pas opérant, les pads de la cathode sont tous lus individuellement.	114
5.2	Paramètres des distributions empiriques en impulsion transverse et en rapidité des résonances de saveurs lourdes.	126
5.3	Paramètres de la distribution en pseudorapidité des particules chargées produites dans les collisions Pb-Pb centrales générées à l'aide du Monte Carlo HIJING.	127
5.4	Paramètres de la distribution en impulsion transverse des mésons π produits dans les collisions Pb-Pb centrales.	127
5.5	Efficacité de reconstruction ε et résolution σ sur la masse invariante du J/ψ . Les résultats sont obtenus avec (BCKG) et sans bruit de fond (NO BCKG). Ils s'appuient d'une part sur une simulation incluant seulement les points d'impact des particules sur les volumes sensibles des chambres (hits GEANT) et d'autre part sur une reconstruction complète tenant compte des effets de l'angle de Lorentz (LO) ou n'en tenant pas compte (NLO).	129
5.6	Efficacité de reconstruction ε et résolution σ sur la masse invariante du Υ . Les résultats sont obtenus avec (BCKG) et sans bruit de fond (NO BCKG). Ils s'appuient d'une part sur une simulation incluant seulement les points d'impact des particules sur les volumes sensibles des chambres (hits GEANT) et d'autre part sur une reconstruction complète tenant compte des effets de l'angle de Lorentz (LO) ou n'en tenant pas compte (NLO).	130
6.1	Principales caractéristiques des prototypes ALICE 1 et ALICE 2. . .	135
6.2	Épaisseur et longueur de radiation des matériaux constituant la cathode segmentée. Les matériaux sont énumérés de la couche de pads vers la face opposée.	138
6.3	Performances mesurées du GASSIPLEX Version 1.5 μm	146
7.1	Séquence et positions des plans du télescope de référence.	152
8.1	Taux de trigger pour les événements physiques (luminosité $10^{31} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) et les événements de bruit de fond (3.5×10^{18} protons par faisceau et par seconde soit une luminosité égale à $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) dans deux hypothèses de coupure en p_t . Les taux relatifs aux signaux sont donnés pour des muons de signes opposés (OS) tandis que les taux relatifs au bruit sont donnés pour des muons de signes quelconques (AS). Ces derniers sont de plus détaillés pour les contributions proche et lointaine et les quatre classes d'événements décrites précédemment dans le texte.	191
8.2	Pourcentages d'événements dont le vertex est donné par l'ITS et le détecteur VOL dans le cas de collisions $p + p \rightarrow 2 \mu + X$ conduisant à des processus de charme ouvert et de Drell-Yan.	194

Remerciements

*J*e remercie messieurs Jean-Eudes Augustin et Yves Déclais de m'avoir accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon et de m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans d'aussi bonnes conditions.

Je remercie Daniel Drain, Hans Gutbrod, Jean-Paul Martin et Eugenio Nappi de m'avoir fait l'honneur de faire partie du jury. Je suis très reconnaissant envers Alain Baldit et Yves Le Bornec pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse et ainsi m'avoir fait profiter de leurs commentaires et suggestions.

Je remercie Jean-Yves Grossiord d'avoir dirigé mon travail de recherche.

Je remercie les physiciens du groupe Énergies Intermédiaires de l'Institut, plus spécialement Alain Guichard pour ses précieux conseils, Roger Haroutunian dont j'ai beaucoup appris au cours de notre année de cohabitation, sans oublier Jean-René Pizzi.

Je remercie vivement l'ensemble des membres de la Collaboration ALICE pour l'ambiance de travail sympathique mais toujours rigoureuse qu'ils ont su instaurer. Je voudrais également remercier mes collègues du groupe dimuons pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail. Mes plus sincères remerciements sont aussi adressés aux membres du projet Off-line du CERN dont la grande compétence, la disponibilité et le soutien m'ont beaucoup apporté.

Je dois tout particulièrement remercier Brigitte Cheynis, ces modestes lignes ne sauront témoigner de sa grande compétence, sa rigueur et son ardeur au travail contagieuse.

Je remercie également Laurent Capelli, un bon compagon.

Je remercie enfin l'ensemble du personnel de l'Institut pour son assistance avec une attention particulière au service informatique.