



UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. : Sciences

ECOLE DOCTORALE S.I.M.E.M.

(Science des Structures, de l'Information, de la Matière et des Matériaux)

THESE

présentée par

Mr DUMONTEIL Eric

et soutenue

le 13 septembre 2004

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 25 avril 2002)

Titre : "Etude des résonances de la famille du  $\Upsilon$   
dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à  
2.75 TeV/nucléon et par faisceau sur l'expérience  
ALICE du LHC"

∞∞∞∞

MEMBRES du JURY

M. Alberto Baldisseri, Ingénieur de recherche, C.E.A. Centre de Saclay

M. Pascal Dupieux, Chargé de recherche CNRS, Clermont-Fd (**rapporteur**)

M. Michel Gonin, Directeur de recherche CNRS

Professeur à l'Ecole Polytechnique (**rapporteur**)

M. Michel Louvel, Professeur, Université de Caen

M. Bernard Tamain, Professeur, Université de Caen (**directeur de thèse**)

Mme Ramona Vogt, Associate Professor, University of California Davis



# Remerciements

Je tiens ici à remercier toutes les personnes qui ont contribué à la réussite de mes trois dernières années. En commençant donc par Jacques Martino et Bijan Saghaï, ainsi que Nicolas Alamanos et Françoise Auger, respectivement chefs du SPhN et leurs adjoints, qui m'ont accueilli dans leur laboratoire. Vu ma grande inspiration pour tout ce qui est d'ordre administratif, je vois mal comment se serait déroulée ma thèse sans l'aide de Valérie, Isabelle et Danielle. Et il m'est impossible de continuer sans insister particulièrement sur Danielle qui a accompagné mes premiers pas dans ce service pour, finalement, parrainer la soirée alcoolisée ayant suivie la soutenance...

Du côté du travail doctoral, "l'aventure" a commencé lorsque Bernard Tamain a accepté de diriger ma thèse, ce dont je lui sais gré. Ses questions, ses conseils et son expérience m'ont été utiles depuis la fin de mes études à l'Ecole, jusqu'à la soutenance. Je tiens également à remercier mes rapporteurs, Michel Gonin et Pascal Dupieux, qui ont été non seulement d'une grande aide pour les corrections, mais qui en plus n'ont pas sourcillé lorsque je leur ai remis 200 pages de feuillets mélangés et imprimés au format micro-puce tout en leur demandant s'il était possible de les corriger en deux semaines. Je suis également touché que Michel Louvel ait accepté de présider ce jury, et vraiment honoré que Ramona Vogt se soit complètement impliquée dans la relecture et les corrections, pas seulement de la partie physique de mon travail, mais de toutes les autres aussi, malgré l'obstacle de la langue.

On dit que les voyages forment la jeunesse, et c'est vrai même pour les 2 heures de train qui séparent Caen de Paris. Effectivement, grand bien m'a pris d'effectuer ce périple initiatique me menant droit dans le groupe PQG du SPhN. De mes voitures successives, aux repas les plus sympas, en passant par la physique des chambres de trajectographies, ou à celle des muons, le tout embaumé des parfums de cigares cubains et des vapeurs de whiskies écossais, bref, tout ce qui m'a rendu mon travail de thèse plus qu'agréable, c'est à ce petit groupe que je le dois. Merci donc à Florent, pour avoir notamment cautionné toutes mes excursions outre-Atlantique, où Sud-Africaine. Merci à Jean, pour m'avoir entre autre inlassablement répété l'écriture matricielle des  $\chi^2$  issus de contributions corrélées, sans jamais aucun signe visible d'irritabilité. Merci à Alberto pour m'avoir d'abord encadré, puis laissé beaucoup de liberté dans mon travail (pour quiconque me connaissant, l'exercice est ardu), merci aussi pour les repas dominicaux improvisés chez toi ou pour les relectures de talks et rapports en tous genres, souvent en dernière minute. Enfin, merci mille fois à Hervé pour la voiture, le fois gras pöelé, ta gentillesse et ta bonne humeur, ou ta capacité à m'écouter délirer (sur mes maladies graves en tous genres ou sur mes nouvelles méthodes révolutionnaires). D'un thésard hypocondriaque et terrorisé par l'avion, vous avez fait un physicien hypocondriaque et alcoolique (la solution pour l'avion consistant à ingurgiter un nombre élevé de mignonnette au rhum éthanolé d'Air France). Mais un physicien quand même. Je vous en suis sincèrement reconnaissant.

Finalement, la thèse m'a porté dans des lieux insolites et éloignés, où les rencontres que j'ai faites ont bien souvent été étranges et pénétrantes. C'est respectivement à Tsakhkadzor en Arménie, à Turin et Cagliari, à Cape Town et à Brookhaven que j'ai rencontré respectivement Marie, Mathieu, Peter, Emilie, Katharina, Marco, Alessandra, Elisabetta, Nawahl, Zebulon, Seb, Vinham, et j'en passe... Que ce soit au sous-sol de la zone X5 du CERN, au Fish Market de Port Jefferson, ou à 4000 m sur le Mont Ararat, vous voir a toujours été un plaisir. Mes salutations distinguées vont au Patron (Christian) pour ses saillies drôlatiques d'inspiration coluchienne lors des séances de debugging au CERN et pour la qualité de sa critique ("ce que vous dites est juste et original, mais les choses justes ne sont pas originales et les choses originales ne sont pas justes..."), et vont également au Patron du Patron (Philippe) pour m'avoir coaché ("essaye d'être bon pour une fois..."), et donné quelques idées d'étude intéressante... Pour compléter le tableau, je remercie aussi Ginès, JP, Marie, Khalil, Christophe et Sylvain, dont la bonne humeur était souvent une fonction inversement proportionnelle de la qualité des données des testbeams. Evidemment, je pense à mes camarades de divagation existentielle, comme Marc, Guillaume et Antonin, à mon coloc 2.4, ainsi qu'à mes compagnons d'infortune non-perturbative mais perturbante, Hugo et Yann. Merci à vous deux pour les conseils, les aides, les trucs et astuces, les jeux en réseau ou les gueulantes poussées d'un bout du couloir à l'autre, et pour votre disponibilité.

Enfin, et surtout, je tiens à remercier mon frère et mes parents, qui m'ont donné la liberté et la confiance nécessaires à ces longues études. C'est à vous que je dédie ce travail.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Le Plasma de Quarks et de Gluons</b>	<b>9</b>
1.1	La transition de phase vers le Plasma de Quarks et Gluons . . . . .	9
1.1.1	Le modèle du sac du M.I.T. . . . .	9
1.1.2	QCD et QCD sur réseaux . . . . .	11
1.2	Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes . . . . .	12
1.2.1	La dynamique de la collision . . . . .	12
1.2.2	Evolution du PQG . . . . .	13
1.2.3	Les programmes expérimentaux . . . . .	13
1.3	Les signatures possibles du déconfinement . . . . .	16
1.3.1	Les observables globales . . . . .	17
1.3.2	Photons directs . . . . .	20
1.3.3	Suppression des particules de haut $p_T$ ("jet quenching") . . . . .	21
1.3.4	Production d'étrangeté . . . . .	23
1.4	La suppression des résonances lourdes de la famille du $J/\psi$ et du $\Upsilon$ . . . . .	25
1.4.1	La formation des quarkonia lourds . . . . .	25
1.4.2	La suppression du $J/\psi$ et du $\Upsilon$ dans le plasma : mécanisme d'écrantage . . . . .	29
1.4.3	Mécanismes purement hadronique concourant à la suppression des résonances . . . . .	31
1.4.4	Les programmes expérimentaux . . . . .	35
<b>2</b>	<b>L'expérience ALICE au collisionneur LHC du CERN</b>	<b>40</b>
2.1	ALICE et le collisionneur LHC du CERN . . . . .	40
2.1.1	Le Large Hadron Collider . . . . .	40
2.1.2	l'expérience ALICE . . . . .	41
2.2	La partie centrale . . . . .	44
2.3	Les détecteurs "à l'avant" . . . . .	46
2.4	Le spectromètre dimuon . . . . .	47
2.4.1	Les absorbeurs . . . . .	48
2.4.2	Le dipôle . . . . .	48
2.4.3	Les chambres de déclenchement . . . . .	48
2.4.4	Les chambres de trajectographie . . . . .	52
2.5	Le détecteur V0 . . . . .	54
<b>3</b>	<b>Les chambres à cathodes segmentées de type latte des stations 3, 4 et 5 du bras dimuon de l'expérience ALICE</b>	<b>55</b>
3.1	Les chambres à fils à cathodes segmentées . . . . .	55
3.1.1	Contraintes sur les performances des chambres de reconstruction des traces des stations 3, 4 et 5 . . . . .	55
3.1.2	Les chambres à fils . . . . .	56
3.1.3	Les chambres à cathodes segmentées (CPC) de type latte des stations 3, 4 et 5 . . . . .	59
3.2	Les prototypes de chambres à fils à cathode segmentées de type latte . . . . .	61
3.2.1	Choix d'une géométrie de type latte . . . . .	61
3.2.2	Aspects mécaniques . . . . .	62
3.2.3	Aspects électroniques . . . . .	63
3.2.4	Performances de l'électronique . . . . .	67
3.2.5	Tests en faisceau des prototypes . . . . .	68

3.3	Les méthodes de reconstruction de la position . . . . .	74
3.3.1	Centre de gravité et centre de gravité corrigé . . . . .	75
3.3.2	La méthode de Mathieson . . . . .	76
3.3.3	Utilisation d'un réseau de neurones . . . . .	81
3.4	Analyse des tests : les caractéristiques des chambres à damiers de type latte . . . . .	83
3.4.1	Détails de quelques méthodes d'analyses . . . . .	84
3.4.2	Dépendance des paramètres à la haute tension . . . . .	84
3.4.3	Dépendance des paramètres à l'angle des particules incidentes . . . . .	90
3.4.4	Dépendance des paramètres à la position de la particule dans la chambre . . . . .	90
3.4.5	Plan de non-courbure et corrélation entre les plans de courbure et de non-courbure . . . . .	93
3.5	Simulation des tests en faisceau à l'aide du logiciel AliRoot : définition de la réponse des chambres . . . . .	93
3.5.1	Simulation du dispositif expérimental des tests en faisceau . . . . .	93
3.5.2	Alignement des paramètres des simulations sur les paramètres des tests en faisceau : nouveau modèle de réponse des chambres . . . . .	97
3.5.3	Comparaison des résidus issus de tests en faisceau à ceux des simulations . . . . .	99
3.5.4	Vérification du nouveau modèle de réponse des chambres : application d'un algorithme de soustraction de la diffusion multiple aux données des tests en faisceau et à celles des simulations . . . . .	102
3.6	Impact du nouveau modèle de réponse des chambres sur la reconstruction de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ du $\Upsilon$ . . . . .	107
3.6.1	Conditions des simulations du bras dimuon . . . . .	107
3.6.2	Reconstruction de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ du $\Upsilon$ sans bruit de fond utilisant le nouveau modèle de réponse . . . . .	109
3.6.3	Reconstruction de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ du $\Upsilon$ avec bruit de fond utilisant le nouveau modèle de réponse . . . . .	110
3.6.4	Le problème de l'angle des particules incidentes : paramétrisation de la réponse du détecteur en fonction de $\theta$ et impact sur la reconstruction de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ du $\Upsilon$ . . . . .	111
3.7	Conclusion . . . . .	112
<b>4</b>	<b>Alignement des chambres du spectromètre dimuons d'ALICE</b> . . . . .	<b>114</b>
4.1	Introduction . . . . .	114
4.1.1	Précisions spatiales du placement initial des supports et des lattes . . . . .	114
4.1.2	Utilité d'un programme d'alignement des chambres à l'aide de particules . . . . .	115
4.2	Modifications du répertoire MUON préalables à l'alignement . . . . .	118
4.2.1	Développements AliRoot concernant la géométrie et la segmentation . . . . .	118
4.2.2	Développements AliRoot concernant le système de trajectographie . . . . .	121
4.3	Procédure d'alignement en faisceau des lattes des stations 3, 4 et 5 . . . . .	123
4.3.1	Choix de la méthode . . . . .	123
4.3.2	Référentiel et paramètres d'alignement . . . . .	123
4.3.3	Champ magnétique et paramètres de traces . . . . .	123
4.3.4	Principe . . . . .	125
4.4	Résultats . . . . .	129
4.4.1	Critères de qualité . . . . .	129
4.4.2	Alignement des chambres de type latte des stations 3, 4 et 5 du bras dimuon à l'aide de traces droites (champ magnétique nul) . . . . .	130
4.4.3	Alignement des chambres de type latte des stations 3, 4 et 5 du bras dimuon à l'aide de traces courbes (champ magnétique non nul) . . . . .	139
4.5	Conclusions . . . . .	149
4.6	Annexe . . . . .	151

<b>5</b>	<b>Mesure du rapport <math>\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}</math> en fonction du <math>p_T</math> avec le spectromètre dimuon de l'expérience ALICE</b>	<b>152</b>
5.1	Le Modèle . . . . .	152
5.1.1	Quelques points de bibliographie et intérêt de l'étude . . . . .	152
5.1.2	Rappels du modèle de suppression des résonances . . . . .	153
5.1.3	Mesure du rapport $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ en fonction du $p_T$ avec le spectromètre dimuon d'ALICE	156
5.2	Production des spectres en masse invariante . . . . .	166
5.2.1	Etude du signal dans le cas de matière purement hadronique . . . . .	166
5.2.2	Etude du signal dans le cas de différents scénari de plasma . . . . .	168
5.2.3	Etude du bruit de fond corrélé . . . . .	171
5.2.4	Etude du bruit de fond non-corrélé . . . . .	174
5.2.5	Somme des différentes composantes . . . . .	176
5.3	Procédure d'ajustement et analyse en $p_T$ . . . . .	177
5.3.1	Ajustement du bruit de fond . . . . .	178
5.3.2	Ajustement du spectre des résonances . . . . .	178
5.3.3	Ajustement global et résultats sans effets de plasma . . . . .	179
5.3.4	Résultats pour les différents scénari de plasma . . . . .	182
5.4	Conclusion . . . . .	186

# Introduction

Diverses observations comme l'expansion de l'univers, le spectre de Planck de la radiation micro-onde à  $3^\circ K$ , ou la distribution locale des galaxies confirment aujourd'hui de manière spectaculaire la validité de la théorie du Big-Bang. Cette théorie prédit que jusqu'à des temps extrêmement courts ( $10^{-6} s$ ) après une "explosion" originelle, les quarks et les gluons (encore appelés partons) évoluaient librement. Cet état de la matière est appelé Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). L'expansion spatiale de l'univers eut alors pour conséquence de faire chuter la densité d'énergie et la température. En accord avec la théorie de l'interaction forte, la Chromodynamique Quantique (QCD), cette chute d'énergie a provoqué un confinement des quarks à l'intérieur des hadrons que l'on ne peut par conséquent plus observer seuls : ceux-ci sont regroupés par deux (mésons) ou par trois (baryons). La transition de phase entre le plasma et le milieu hadronique est prédite à des températures de  $150 - 200 MeV$  (environ 2000 milliards de degrés).

Actuellement, l'espoir de former le PQG nous est donné par la technologie des accélérateurs qui permet d'approcher la limite de transition de phase en faisant collisionner des ions lourds ultra-relativistes. Ainsi, plusieurs expériences ayant cet objectif ont déjà été menées sur cible fixe au SPS (Super Proton Synchrotron) du CERN, sont menées actuellement à Brookhaven auprès du collisionneur RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), et débiteront en 2007 au LHC (Large Hadron Collider) du CERN, le grand collisionneur actuellement en construction.

L'étude des résonances de la famille du  $\Upsilon$  sur l'expérience ALICE est au centre de ce travail. Après avoir introduit quelques points de la théorie du Plasma de Quarks et de Gluons, nous verrons au premier chapitre que la suppression des quarkonia lourds peut être à même de caractériser la nature du milieu formé par les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. L'expérience ALICE, dédiée à l'étude des collisions Pb-Pb ultra-relativistes au LHC, et en particulier son spectromètre dimuons, seront décrits au second chapitre. Le spectromètre dimuon est l'outil de détection en charge de l'étude de la production des résonances lourdes. Ses performances en terme de reconstruction en masse invariante des paires de muons sont directement liées à l'aptitude à séparer les différents états liés  $b\bar{b}$ , en particulier le  $\Upsilon(1S)$  et le  $\Upsilon(2S)$ . Ainsi, les caractéristiques des chambres de trajectographie du spectromètre sont directement liées à la physique des résonances et seront développées au troisième chapitre. Notamment, des tests en faisceaux au PS du CERN des prototypes de module en lattes permettront de démontrer la qualité de la reconstruction spatiale de ces chambres, en terme de résolution spatiale et d'efficacité. La modélisation de cette réponse des chambres et son implémentation dans le programme de simulation générale permettra d'une part de s'assurer que les performances du spectromètre restent correctes avec cette réponse "réaliste" et d'autre part d'amorcer un travail de développement du système de trajectographie du bras dimuons. Ce dernier travail est au centre du quatrième chapitre, qui présente le développement d'un algorithme d'alignement des chambres du bras dimuon. Je montrerai que cet algorithme permet de mesurer la position des chambres de manière très précise en l'absence de champ magnétique, et de manière suffisante dans le cas de traces courbées sous l'effet du champ (la masse invariante reconstruite par le spectromètre n'est que peu affectée). Ces deux dernières études sur les chambres et leur procédure d'alignement aideront à mieux connaître les performances du bras dimuon, afin de pouvoir simuler de la manière la plus réaliste possible les événements physiques attendus sur ALICE. Il sera alors possible de proposer une étude impliquant les distributions en impulsion transverse du rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ . Une fois introduites les raisons de la pertinence de cette observable, la faisabilité de la mesure et la sensibilité d'ALICE seront étudiées.

# Chapitre 1

## Le Plasma de Quarks et de Gluons

### 1.1 La transition de phase vers le Plasma de Quarks et Gluons

#### 1.1.1 Le modèle du sac du M.I.T.

Ce modèle [1] fut développé pour étudier le confinement et rendre compte du spectre en masse des hadrons. Par la suite, il permit de calculer, en première approximation, des observables caractéristiques de la transition de phase vers le plasma de quarks et de gluons. Il se construit simplement à l'aide d'une dynamique classique (loi de Stefan-Boltzmann de la thermodynamique classique), et est valable dans le cas particulier où le potentiel baryonique  $\mu_B$  est nul. Ce dernier est relatif à la différence entre le nombre de baryons et d'anti-baryons. La température de transition de phase est évaluée en considérant les variables thermodynamiques de chaque phase (plasma et hadronique) au point de recoupement (par construction, dans ce modèle la transition de phase est du premier ordre). Dans le cas des températures faibles, qui caractérisent la phase hadronique, la première approximation consiste à postuler que les seules particules créées sont des mésons, les pions, qui sont les hadrons les plus légers donc les plus "faciles" à produire. La seconde hypothèse consiste à négliger leur masse. Or la formule générale donnant la pression  $P$  d'un gaz de bosons sans masse en fonction des degrés de liberté effectifs  $\nu$  et de la température  $T$  est donnée par la loi de Stefan-Boltzmann (voir par exemple [66]) :

$$P = \nu \times \frac{\pi^2}{90} \times T^4 \quad (1.1)$$

Par conséquent, les pions étant au nombre de trois ( $\pi^+, \pi^-, \pi^0$ ) on a  $\nu=3$  soit :

$$P = 3 \frac{\pi^2}{90} \times T^4 \quad (1.2)$$

On réitère l'opération de dénombrement des degrés de liberté pour le plasma de quarks et de gluons (avec deux saveurs de quarks) dans le cas d'un gaz de fermions où il faut rajouter un facteur  $7/8$ <sup>1</sup>, soit :  $\nu_1=1 \times 2 \times 8$  pour les gluons (boson avec : 8 couleurs, 2 états de spin),  $\nu_2=7/8 \times 2 \times 2 \times 2 \times 3$  pour les quarks (fermion avec : 3 couleurs, 2 états de spin, 2 saveurs, 2 charges), soit  $\nu_{total} = \nu_1 + \nu_2 = 37$  D'où :

$$P = 37 \frac{\pi^2}{90} \times T^4 \quad (1.3)$$

---

<sup>1</sup>Les statistiques de Bose-Einstein et de Fermi-Dirac donnent respectivement dans le cas des bosons et des fermions l'expression de la pression  $P$  en fonction de l'énergie  $E_k$  et de la température  $T$  :

$$P_{bosons} = cte_1 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{E_k}{e^{E_k/T} - 1} \quad P_{fermions} = cte_1 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{E_k}{e^{E_k/T} + 1}$$

Le développement de ce calcul montre alors que  $P_{bosons} = \frac{7}{8} P_{fermions}$ .

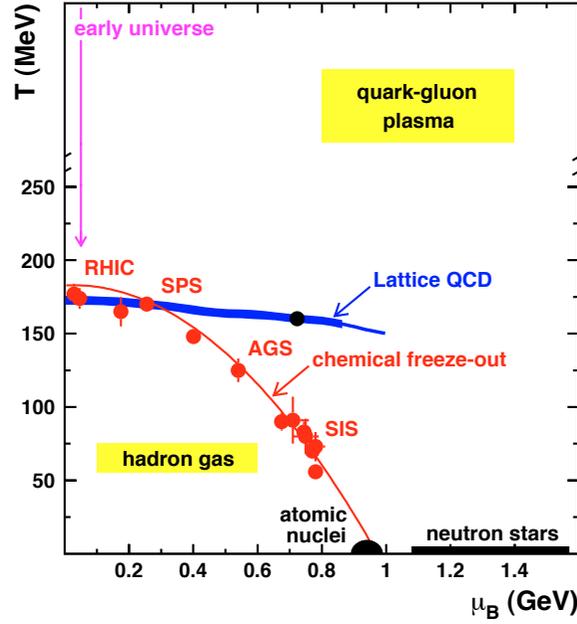


FIG. 1.1 – Diagramme de phase faisant apparaître le domaine hadronique et le PQG. Les points expérimentaux de différents accélérateurs sont placés sur le diagramme.

Mais à cette dernière équation d'état 1.3 caractérisant le PQG il faut apporter une correction pour prendre en compte le confinement des quarks : on suppose que ces derniers sont confinés dans une région sphérique de l'espace (le "sac", de rayon  $R$ ), région dans laquelle ils évoluent librement. Néanmoins, la surface du sac joue le rôle de mur impénétrable et parfaitement réfléchissant, et par conséquent l'écriture de la fonction d'onde d'un quark donné montre que son énergie cinétique est de forme  $\frac{C}{R}$ , où  $C$  est une constante sans unité (dans la base des unités naturelles  $c = \hbar = 1$ ). De plus, il convient de compenser cette énergie cinétique des quarks en soustrayant à la pression une constante caractéristique  $B$  du sac (de rayon  $R$ ), qui représente la "pression du vide" de QCD. L'énergie du sac présente donc deux termes : le premier est lié à la pression de l'extérieur sur le sac dû au changement de structure du vide de QCD, et le second est lié à la pression exercée par l'énergie cinétique des quarks :

$$E(R) = \frac{4\pi}{3}R^3B + \frac{C}{R} \quad (1.4)$$

On remarquera par ailleurs que le terme  $\frac{C}{R}$  peut inclure plusieurs effets différents (comme l'énergie du point zéro, le couplage des spins, des termes électromagnétiques,...) propres à chaque hadrons. Il est possible de calculer l'énergie du sac à l'équilibre en minimisant 1.4 par rapport à  $R$  (on a alors  $C = 4\pi R_0^4 B$ ) :

$$E(R_0) = \frac{16\pi}{3}R_0^3B = 4V_0B \quad (1.5)$$

où  $V_0 = \frac{4\pi}{3}R_0^3$  est le volume à l'équilibre. Numériquement il est alors possible de calculer  $B$  via 1.5 en considérant le cas du proton où l'on a :  $E \simeq 1 \text{ GeV}$  et  $V_0 = \frac{4}{3}\pi R^3$  avec  $R \simeq 0.7 \text{ fm}$ . On trouve alors :

$$B \simeq 175 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-3}$$

Ainsi, pour le PQG on a :

$$P = 37 \frac{\pi^2}{90} \times T^4 - B \quad (1.6)$$

L'intersection des deux droites  $P=f(T)$  du PQG et de la phase hadronique conduit à :

$$T_{critique} \simeq 200 \text{ MeV}$$

(Cette température apparaît sur le diagramme de phase Figure 1.1, à potentiel baryonique nul).

### 1.1.2 QCD et QCD sur réseaux

Cette partie consiste uniquement à donner les bases d'une approche plus puissante dans l'étude de la transition confinement-déconfinement. Cette région physique fait intervenir des distances pour lesquelles la constante de couplage  $\alpha_s$  du champ de couleur est grande et donc requiert un traitement non-perturbatif. On a recours dans ce cas à des calculs numériques.

**Rappels de QCD** La chromodynamique quantique est une théorie d'invariance de jauge locale du groupe non-abélien (non commutatif)  $SU(3)_{couleur}$  qui s'applique sur les lagrangiens des trois champs de couleurs des quarks. La QCD (Quantum Chromo Dynamic) prévoit l'existence de six différents quarks : up/down, strange/charm, top/beauty. Mais surtout, la QCD permet de trouver les propriétés du champ de couleur et de ses bosons associés : les gluons. En effet, un quark donné de masse  $m$  est toujours associé à un champ de couleur, parmi trois champs possibles : vert, rouge ou bleu. La couleur est alors considérée comme la source de l'interaction forte. Le Lagrangien intégrant les trois champs de couleurs  $i$  s'écrit :

$$L_{QCD} = \sum_{i=1}^3 \bar{q}_i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) q_i$$

En appliquant à ces champs de couleurs des quarks les principes d'invariance de jauge locale, et en tenant compte de l'ensemble des saveurs  $N_f$  possibles des quarks, on trouve le lagrangien final de QCD :

$$L_{QCD} = \sum_{f=1}^{N_f} \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q) A_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$$

où la somme sur les couleurs des champs est implicite. Les termes qui se sont rajoutés sont alors ceux qui caractérisent respectivement :

- l'interaction entre le champ de couleur (la source) et le champ bosonique (les gluons, vecteurs de l'interaction)
- les gluons eux-mêmes

Ce Lagrangien est très proche du Lagrangien de l'électrodynamique quantique (QED) qui décrit la relation entre une seule source  $q$  (la charge électrique) et son champ  $\Psi$  (les bosons du champ électromagnétique étant les photons). Ce Lagrangien est obtenu en contraignant l'invariance de jauge locale des champs électromagnétiques sous l'action des opérateurs du groupe  $U(1)$ , groupe abélien (commutatif), et s'écrit :

$$L_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - q(\bar{\psi}\gamma^\mu \psi) A_\mu - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

Dans ces deux Lagrangiens, on voit de manière directe que les bosons n'ont pas de masse (les termes quadratiques en champs décrivant les bosons violeraient l'invariance de jauge locale). En revanche, une différence importante est à noter entre QED et QCD : le terme  $\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$  de la QCD confère une charge forte aux gluons eux-mêmes (les photons ne sont, eux, pas chargés électriquement). Les conséquences de cet auto-couplage du champ bosonique, lié aux propriétés non-abéliennes des opérateurs  $SU(3)$ , sont caractéristiques de la QCD. En effet, le comportement monotone décroissant en fonction de l'énergie de la constante de couplage forte de QCD,  $\alpha_s = \frac{g_s^2}{\hbar c}$ , confère deux propriétés fondamentale à la théorie de l'interaction forte :

- aux faibles distances,  $\alpha_s$  tend vers 0 (liberté asymptotique)
- aux grandes distances, le couplage des quarks devient très important

Ceci explique les difficultés à observer les partons à l'état libre, dans la mesure où aux distances accessibles avec des énergies intermédiaires le couplage des quarks est si fort qu'ils se regroupent, confinés dans les hadrons. La formation d'un plasma consiste justement à apporter une énergie assez grande au système des noyaux collisionnant, afin que le couplage effectif de l'interaction forte soit très faible, permettant aux partons d'évoluer librement.

Une fois le Lagrangien de QCD explicité, des calculs de thermodynamique (la dynamique n'est alors plus classique mais quantique) peuvent alors être effectués pour affiner les prédictions sur la transition de phase.

**Déconfinement en QCD** Les calculs thermodynamiques s'effectuent à partir de l'expression de la fonction de partition du système qui est fonction du Lagrangien (voir par exemple [70]) :

$$Z(T, V) = Tr(\exp(-\beta \times H)) = \int dA.d\psi.d\bar{\psi} \exp(- \int d^3x \int d\tau.L)$$

Toutes les observables thermodynamiques, comme la densité d'énergie ou la pression, peuvent être déduites de l'expression de cette fonction de partition :

$$\varepsilon = \left(\frac{T^2}{V}\right)\left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T}\right)_V$$

$$P = T\left(\frac{\partial \ln Z}{\partial V}\right)_T$$

Ces expressions peuvent alors être évaluées à l'aide de simulations sur réseau (l'espace et le temps sont discretisés). Ces simulations de QCD sur réseau donnent alors les caractéristiques de la transition à  $\mu_B = 0$ <sup>2</sup>(potentiel chimique baryonique nul) dont les principales sont :

- il existe une transition de phase associée au déconfinement à une température  $T_c$  comprise entre 150 et 200  $MeV$ .
- cette transition est accompagnée d'une augmentation soudaine de la densité d'énergie (appelée "chaleur latente de déconfinement").
- l'ordre de la transition est fonction du nombre de saveurs des quarks et du nombre de couleurs.

Ces caractéristiques apparaissent Figure 1.2. Dans ce modèle, le confinement apparaît donc dans la simulation sur réseaux, ce qui signifie que c'est un effet inclus dans la physique de la QCD, à l'inverse du modèle du sac où il doit être rajouté par une contrainte supplémentaire.

## 1.2 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

### 1.2.1 La dynamique de la collision

La matière nucléaire est caractérisée par une densité  $\rho_0 \simeq 0.17$  nucléons. $fm^{-3}$ . Les nucléons ont un rayon moyen d'environ  $0.8 fm$ , sont distants d'approximativement  $1.8 fm$  formant des entités bien séparées. Si on comprime la matière nucléaire de cinq à dix fois, ou que l'on chauffe le système à une température d'environ  $150 MeV$ , le nombre de hadrons par unité de volume devient tel que les quarks se chevauchent. Ainsi, ils ne "savent" plus à quel hadron ils appartiennent. Les forces de confinement sont alors écartées et l'état de la matière obtenue est appelé Plasma de Quarks et de Gluons.

Le diagramme des phases de la Figure 1.1 résume ces considérations et indique les conditions thermodynamiques nécessaires à la formation du PQG : la matière hadronique doit être soit comprimée (augmentation de la densité  $\rho$ ) soit chauffée (augmentation de la température  $T$ ) ou simultanément comprimée et chauffée.

Expérimentalement, ce sont des collisions d'ions lourds ultrarelativistes qui sont utilisées pour atteindre des densités d'énergie élevées. En effet, la vitesse relative élevée des deux projectiles et leurs masses importantes mettent à disposition une grande densité d'énergie dans le centre des

---

<sup>2</sup>Des simulations impliquant des valeurs non nulles du potentiel baryonique  $\mu_B$  ont également été réalisées plus récemment [38]. Ces simulations permettent de replacer la transition de phase dans le plan  $T - \mu_B$  de la Figure 1.1.

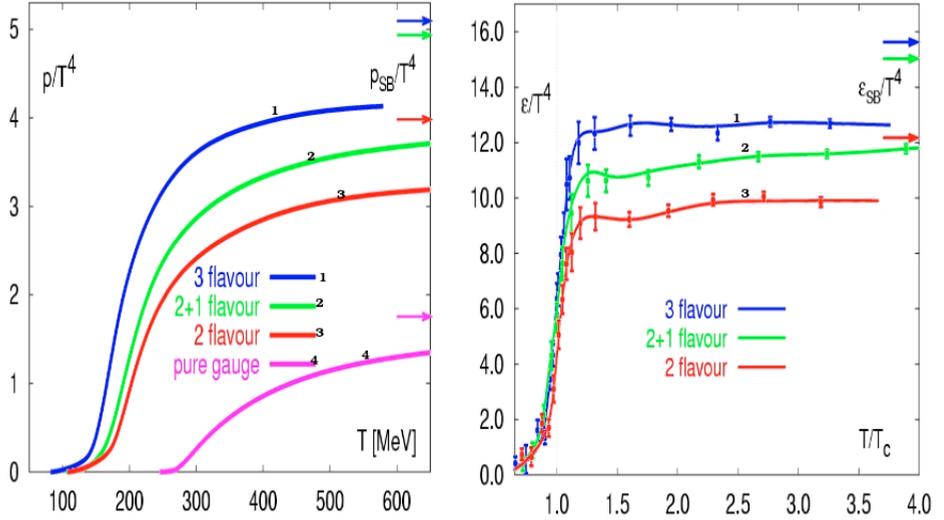


FIG. 1.2 – Rapports  $p/T^4$  en fonction de  $T$  (figure de gauche) et  $\varepsilon/T^4$  en fonction de  $T/T_c$  (figure de droite) issus d'un calcul sur réseau avec différentes saveurs de quarks.  $\varepsilon_{SB}$  est la densité d'énergie de Stefan-Boltzmann. Ces calculs sont détaillés [37].

masses. Le dernier critère qui joue est la centralité de la collision : plus la collision est centrale, plus l'énergie accessible à la réaction et donc à l'éventuelle formation d'un plasma est grande. Une collision centrale est définie comme étant une collision de petit paramètre d'impact  $b$  (voir figure 1.3), et qui implique donc un grand nombre de participants. Elle se distingue d'une collision périphérique pour laquelle le nombre de nucléons spectateurs est important. Les collisions ayant lieu à des vitesses proches de celle de la lumière, la mécanique relativiste indique que les deux noyaux subissent une contraction de leur dimension longitudinale, et donnent lieu aux premières interactions dures entre partons pendant une durée extrêmement courte, correspondant au temps d'interpénétration des deux noyaux contractés. La Figure 1.4 schématise également le degré de transparence de la collision. Plus l'énergie des faisceaux est grande plus les deux noyaux se traversent sans se "voir", faisant chuter le potentiel baryonique dans la région centrale de la collision. En effet, l'énergie libérée dans cette région va se matérialiser principalement en mésons. Les observables seront alors mieux interprétées par les modèles valables à  $\mu_B = 0$ .

### 1.2.2 Evolution du PQG

Selon le scénario de Björken [76] (Figure 1.5), la collision est suivie d'une thermalisation du milieu très rapide ( $0.1 fm/c$  pour les premières interactions dures, et  $1 fm/c$ , soit  $\frac{1}{3} \cdot 10^{-23}$  secondes, pour la mise à l'équilibre du système aux énergies du LHC). Le temps de vie du plasma est environ 3 à 5 fois plus long que la collision. La boule de feu se dilate très rapidement et se refroidit jusqu'à se condenser en gaz de hadrons. C'est à ce moment que sont créés la plupart des hadrons que l'on observera plus tard. Le moment où la formation de ces particules n'est plus possible est appelé gel chimique (chemical freeze-out). Plus tard, le milieu se refroidit jusqu'à ce que les hadrons cessent d'interagir entre eux : c'est le gel thermique (thermal freeze-out). Il s'est écoulé environ  $10 fm/c$  depuis le début de la collision. Les hadrons se dirigent alors vers les détecteurs qu'ils atteignent environ  $10^{-9}$  secondes plus tard. Ces valeurs sont données à titre indicatif, car elles sont fortement corrélées aux modèles de plasma. La partie suivante indique, pour trois accélérateurs différents, ces mêmes résultats calculés plus finement par Eskola et al (Figure 1.5).

### 1.2.3 Les programmes expérimentaux

Pendant les vingt cinq dernières années, un vaste programme expérimental a été développé au CERN et à Brookhaven, avec pour but d'identifier le PQG. Des ions furent accélérés à de hautes

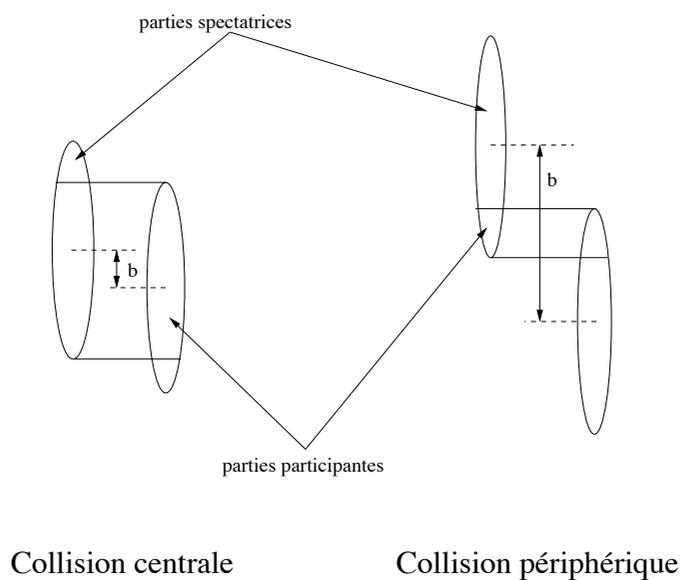


FIG. 1.3 – Représentation d'une collision noyau-noyau centrale et périphérique.  $b$  est le paramètre d'impact.

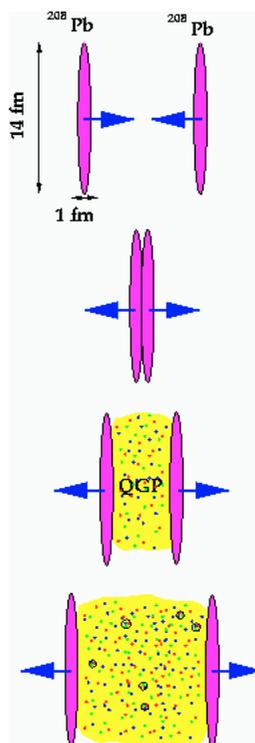


FIG. 1.4 – Mécanisme d'une collision d'ions lourds ultrarelativistes donnant naissance à un PQG.

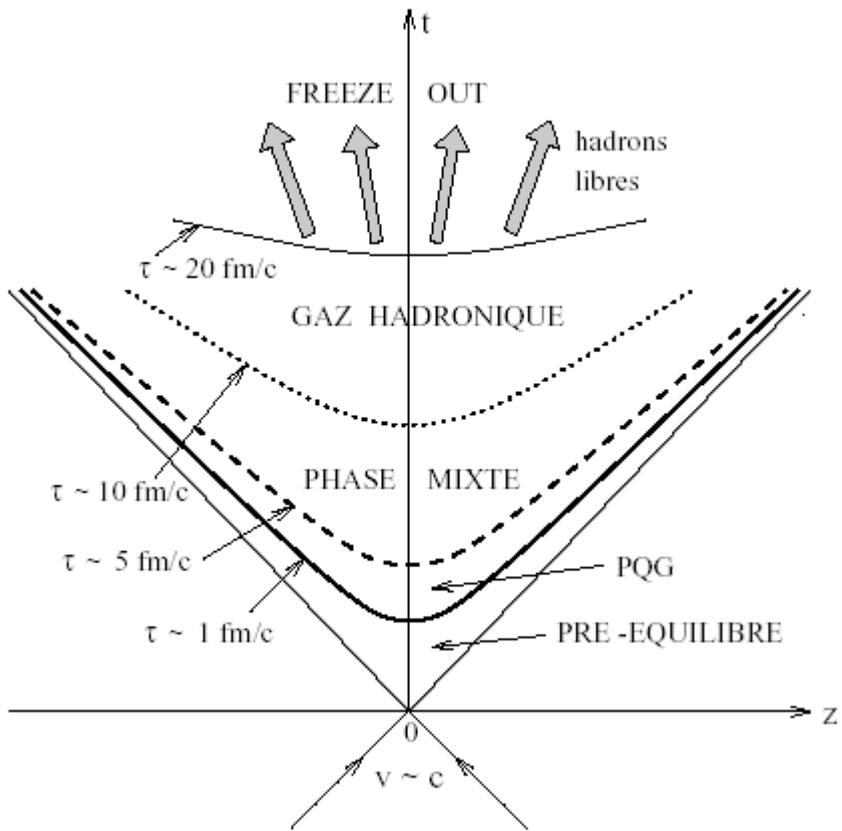


FIG. 1.5 – Diagramme de l'évolution spatio-temporelle du PQG, indiquant un ordre de grandeurs des constantes de temps  $\tau$  associées aux différentes phases.

	$\sqrt{s}$ (GeV/nucléon)	$\varepsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	$\tau_0$ (fm/c)	$\tau_{QGP}$ (fm/c)
SPS (CERN)	17.8	3.5	$\sim 1$	$\sim 1$
RHIC (BNL)	200	5-10	0.2	2-4
LHC (CERN)	5500	20-30	0.1	>10

TAB. 1.1 – Energie dans le centre de masse  $\sqrt{s_{NN}}$ , densité d'énergie  $\varepsilon$ , temps de formation du PQG  $\tau_0$  et durée de vie du PQG  $\tau_{QGP}$  pour trois accélérateurs [31, 32].

énergies au SPS, avec des collisions de noyaux  $^{16}O$  et  $^{32}S$  à 200 GeV/nucléon, et des collisions de noyaux  $Pb$  à 158 GeV/nucléon, pour sept expériences sur cible fixe. Dans le même temps, l'AGS (Alternating Gradient Synchrotron) de Brookhaven accélérât des ions de  $^{28}Si$  à 14.5 GeV/nucléon et de  $^{197}Au$  à 11.6 GeV/nucléon. Une grande quantité de données furent produites et un schéma cohérent de l'évolution de la collision et de la phase hadronique semble émerger : le gel chimique surviendrait à des températures d'environ 170 MeV au SPS (et de 130 MeV à l'AGS). Les conditions thermodynamiques de création d'un état déconfiné semblent être atteintes mais les explications restent qualitatives. On observe des comportements "anormaux" (comme la suppression du  $J/\psi$ , que l'on abordera par la suite, ou l'augmentation de l'étrangeté) dans le sens où aucun processus hadronique classique ne peut décrire l'ensemble des données. Ces comportements semblent peser en faveur de la création d'un nouvel état déconfiné de la matière. De manière plus quantitative, les conditions thermodynamiques du SPS ne satisfont pas toutes les conditions prévues par les différents modèles de formation d'un plasma. En particulier, le potentiel baryonique est encore important, et les calculs sur réseaux ne sont pas vraiment applicables à ce régime. La nécessité d'explorer la transition dans de meilleures conditions fut un des points de départ de vastes programmes auprès de deux nouveaux collisionneurs : RHIC à Brookhaven qui produit actuellement ses données et le LHC qui les produira dans trois ans. L'énergie disponible est de  $\sqrt{s}=200$  GeV/nucléon dans les collisions d'ions lourds (Au-Au) à RHIC et sera de  $\sqrt{s}=5500$  GeV/nucléon en Pb-Pb au LHC (Tableau 1.1). Les conditions nécessaires à la formation du PQG sont plus favorables quand on augmente l'énergie dans le centre de masse : la densité d'énergie, le volume et le temps de vie du système augmentent d'un facteur 2 à 3 à RHIC et d'un facteur 10 au LHC, par rapport au SPS. Ces caractéristiques sont également reportées sur le Tableau 1.1.

Diverses signatures ont été proposées par les théoriciens pour caractériser la formation du PQG, la partie suivante se propose d'étudier certaines d'entre elles.

### 1.3 Les signatures possibles du déconfinement

Signer la formation d'un plasma de quarks et de gluons est une tâche d'autant plus ardue que cet état de la matière possède une durée de vie très courte, de l'ordre de grandeur du temps d'interpénétration des ions lourds (contractés par boost de Lorentz qui plus est), soit environ  $10^{-23}$  s. Il convient de détailler dans cette partie différentes signatures possibles de la formation d'un état déconfiné de la matière. Si il est utile de rappeler dans un premier temps certaines observables "globales" permettant de maîtriser les paramètres d'une collision donnée, la seconde partie se focalisera sur les observables "dures", caractérisées par leur échelle de longueur inférieure à  $\Lambda_{QCD}^{-1} \sim 1$  fm, et les plus à même de sonder le milieu. Deux d'entre elles, les photons directs et la suppression des particules de haut  $p_T$  y seront détaillées. La suppression des résonances lourdes de la famille du  $J/\psi$  et du  $\Upsilon$ , au centre de cette thèse, sera traitée de manière plus exhaustive dans la partie suivante. Les observables "molles", plus liées à la physique au niveau de l'hadronisation peuvent également sonder de façon indirecte les premiers instants de la collision. Ainsi, l'augmentation de l'étrangeté pourrait signer des processus liés au déconfinement. Cette observable sera abordée dans la dernière partie.

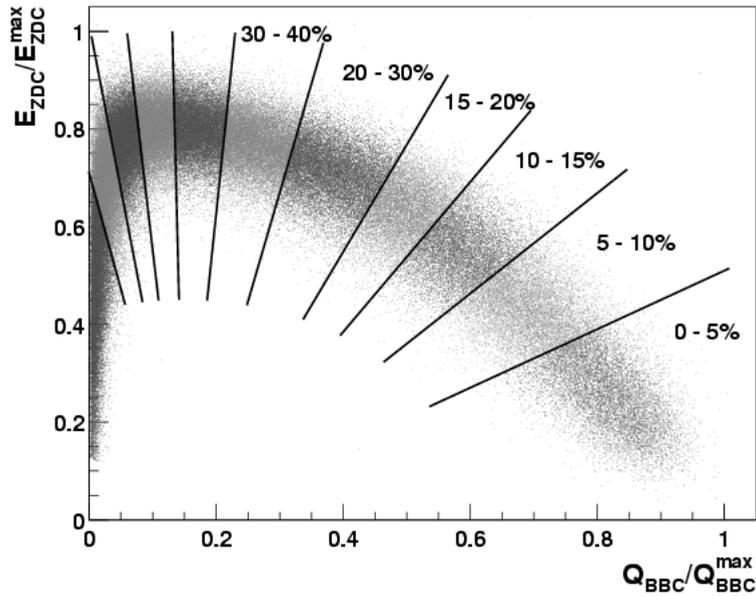


FIG. 1.6 – Etude en centralité des collisions, à l’aide des énergies déposées dans le BBC et dans le ZDC de l’expérience PHENIX au RHIC (voir [33]). Les tranches en centralité sont indiquées (les collisions les plus centrales sont données par la tranche 0-5%).

### 1.3.1 Les observables globales

Pour étudier le milieu chaud et dense en interaction forte, nous avons vu qu’il était important de maîtriser certaines observables globales comme la densité d’énergie, la température, etc... Ces paramètres sont au centre des modèles théoriques visant à caractériser les milieux produits lors de collisions, et leur maîtrise expérimentale est l’un des enjeux majeurs de la physique des ions lourds ultra-relativistes. Ainsi, afin de placer une collision donnée dans le diagramme des phases (Figure 1.1), des estimations de la centralité d’une collision ainsi que de son énergie transverse permettent de calculer la densité d’énergie ou la température du milieu. La transparence de la collision permet quand à elle d’approximer son potentiel baryonique.

**Centralité** Si la densité d’énergie du système formé par la collision est une valeur clé, alors il est important de construire une observable permettant de classer les événements suivant leur centralité. Une fois définies des tranches en centralité, l’étude des observables signant la formation d’un plasma peut être réalisée en fonction de ces tranches, une transition de phase marquant de manière claire les signatures du plasma suivant ce continuum en densité d’énergie.

Pour une énergie donnée des faisceaux, l’énergie disponible pour la réaction est donnée par la taille du système formé par les parties participantes. Il est possible d’estimer le paramètre d’impact de la collision de manière expérimentale en plaçant par exemple un détecteur de multiplicité (ou un calorimètre) suivant l’axe du faisceau, et un autre à un angle plus élevé par rapport au faisceau : si les deux noyaux collisionnent avec un paramètre d’impact nul, la réaction violente tendra à redistribuer l’énergie incidente dans tout l’espace accessible, et le détecteur placé avec un angle non nul par rapport au faisceau sera sollicité. Si les noyaux collisionnent à faible paramètre d’impact, une grande partie des nucléons des noyaux incidents sont spectateurs de la collision et continuent alors leur trajet pour perdre leur énergie dans le détecteur placé suivant l’axe du faisceau. C’est ce principe qui est utilisé par exemple dans l’expérience PHENIX du collisionneur RHIC, où le ZDC (Zero Degree Calorimeter) mesure l’énergie déposée suivant l’axe du faisceau par une collision donnée, quand le BBC (Beam Beam Counter) effectue cette mesure de perte d’énergie à angle polaire non-nul. La Figure 1.6 montre une classification des centralités des collisions faite à l’aide du BBC et du ZDC.

	Noyaux	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	$\left[\frac{dE_T}{dy}\right]_{y=0}$ (GeV)	$\varepsilon$ (GeV)
AGS	Au-Au	5	200	1.3
SPS	Pb-Pb	17.8	405	2.9
RHIC	Au-Au	130	580	4.6
LHC	Pb-Pb	5500		28

TAB. 1.2 – Densités d'énergie estimées pour différents faisceaux, à l'aide de mesure de  $\left[\frac{dE_T}{dy}\right]_{y=0}$  pour l'AGS, le SPS et le RHIC (voir [39–41]) et prévue par un modèle pour le LHC (voir [44]). Les mesures sont faites pour des collisions centrales.

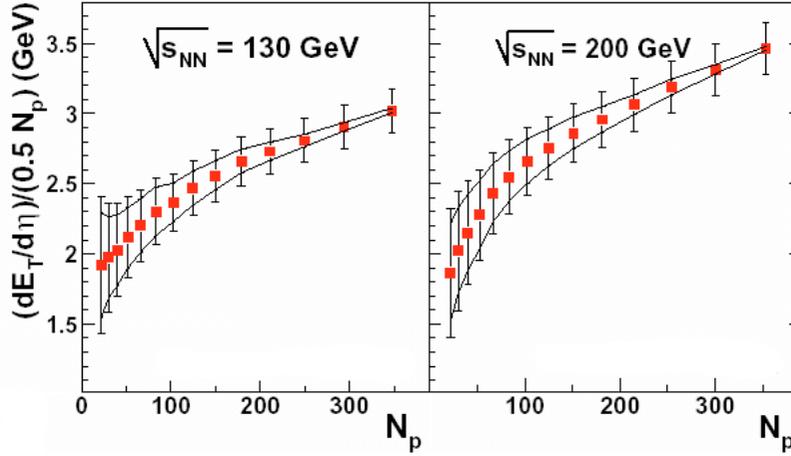


FIG. 1.7 – Energie transverse par unité de pseudo-rapacité (mesurée par l'expérience PHENIX au RHIC [33]) ramenée au nombre de paires de participants en fonction du nombre de participants pour des collisions à  $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$  et  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ .

**Energie transverse** En 1983, J.D. Björken publie un article décrivant la dynamique des collisions d'ions lourds ultra-relativistes [76]. Ce modèle s'appuie sur l'hypothèse de l'invariance en rapidité  $y$  de plusieurs grandeurs (la rapidité est une mesure relative à la vitesse longitudinale des particules, elle est explicitée dans le chapitre suivant). En particulier, la densité d'énergie est reliée à l'énergie mesurée dans le plan transverse  $E_T$  :

$$\varepsilon = \frac{1}{\pi R^2 \tau_0 c} \left[ \frac{dE_T}{dy} \right]_{y=0}$$

où  $R$  est le rayon des noyaux collisionnant ( $R = 1.2A^{1/3}$  pour un noyau de  $A$  nucléons) et où  $\tau_0$  est le temps de thermalisation du milieu. Cette formule permet d'estimer la densité d'énergie des collisions pour des faisceaux d'énergie différentes, et pour différentes centralités. La Figure 1.7 présente les résultats de mesures d'énergie dans le plan transverse en fonction du nombre de participants (relatif également à la centralité d'un collision), effectuées par l'expérience PHENIX au RHIC pour des faisceaux de  $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$  et  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ . Pour les collisions les plus centrales lors de prises de données à 200 GeV/nucléon, il semble que les densités d'énergie atteintes soient d'environ  $5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Le Tableau 1.2 présente les différentes densités d'énergie évaluées à l'AGS, au SPS et au RHIC, ainsi qu'une estimation des densités d'énergie qu'il sera possible d'atteindre lors des collisions Pb-Pb au LHC.

**Transparence** Comme la densité d'énergie ou la température, le potentiel baryonique  $\mu_B$  est une variable indispensable pour caractériser le milieu. En effet, nous avons vu que les prédictions

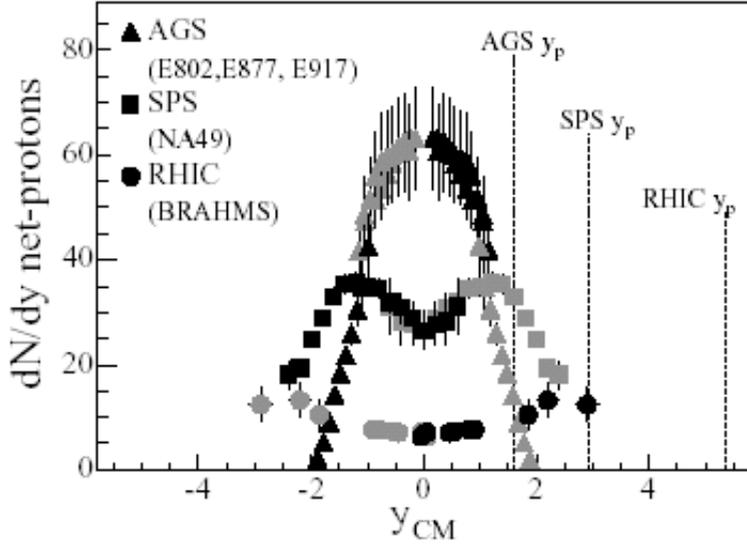


FIG. 1.8 – Etude de la transparence pour des collisions de différentes énergies : les données des collisions Au-Au de  $\sqrt{s} = 5 \text{ GeV}$  à l'AGS sont indiquées par les triangles, celles des collisions Pb-Pb de  $\sqrt{s} = 17 \text{ GeV}$  au SPS sont indiquées par les carrés, et celles des collisions Au-Au de  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$  au RHIC sont indiquées par les cercles [34].

de QCD sur réseau donne des températures de transition de phase de l'ordre de  $T \simeq 150 \text{ MeV}$  pour des collisions à potentiel baryonique nul. Dans la mesure où  $\mu_B$  est une grandeur thermodynamique dont l'expression à partir de la fonction de partition fait intervenir plusieurs variables, celle-ci n'est pas mesurable de manière directe. Il est par conséquent commode d'introduire les distributions nettes de baryons, c'est à dire le nombre de baryons  $n_B$  moins le nombre d'anti-baryons  $n_{\bar{B}}$ , puisque si  $n_B = n_{\bar{B}}$ , alors  $\mu_B = 0$ . Ces mesures des distributions nettes de particules sont associées à la notion de transparence. Ainsi, lors de collisions d'ions lourds ultra-relativistes, l'énergie incidente portée par les nucléons est redistribuée par créations de paires quarks/anti-quarks  $q\bar{q}$  lors d'interactions dures entre partons (excitation des champs de QCD). Dans le plan transverse, les particules détectées sont sensées provenir presque exclusivement de la création de ces paires pour deux raisons :

- d'une part les nucléons des noyaux incidents (de nombre baryonique non nul) ont une composante longitudinale uniquement
- d'autre part, ces nucléons ont une trajectoire d'autant moins perturbée que l'énergie des noyaux est grande. En effet, la longueur d'onde d'un système quantique est inversement proportionnelle à son impulsion :  $\lambda = \frac{h}{p}$ . Ainsi, plus l'énergie du faisceau est grande, et plus la section efficace élastique des processus n-n est faible. En revanche, la section efficace inélastique qui prend en compte les processus de créations de paires augmente.

Ces mécanismes de transparence des noyaux en fonction des énergies de faisceaux induisent la projection des nombres baryoniques aux grandes rapidités (à l'avant et à l'arrière), et sont à l'origine des faibles valeurs des distributions nettes des particules aux rapidités centrales (dans la direction transverse). La Figure 1.8 met en évidence ces caractéristiques de transparence en considérant les distributions différentielles en rapidité du nombre net de protons ( $n_p - n_{\bar{p}}$ ) : la courbe associée aux données de l'AGS ( $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ GeV}$ ) montre qu'aux énergies intermédiaires le nombre baryonique est concentré dans la partie centrale. Au SPS ( $\sqrt{s_{NN}} = 17 \text{ GeV}$ ), on distingue un creux à ces mêmes rapidités, la transparence étant plus élevée. Les dernières mesures faites à RHIC ( $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ ) révèlent clairement deux pics aux rapidités "à l'avant", correspondant au nombre baryonique des noyaux incidents, et un plateau central où la transparence est très élevée.

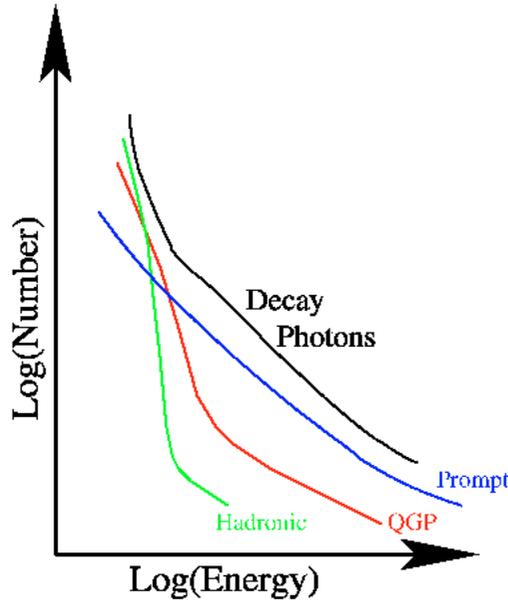


FIG. 1.9 – Modélisation des distributions en énergie des photons directs (“prompt”, “QGP”, “hadrons”) et issus des décroissances (“decay” des  $\pi^0$  ou des  $\eta$ ) [35].

### 1.3.2 Photons directs

#### Mécanisme

Les photons directs constituent une sonde de très bonne qualité des premiers instants de la collision, car ils sont produits très tôt et ne subissent pas les effets de la phase d’hadronisation. Ces photons sont soit thermiques (comme les photons du PQG ou hadroniques) soit rapides (“prompts”) et sont produits “directement” par les interactions entre partons du système dans une phase donnée, à l’inverse des photons de décroissance de mésons légers du type  $\pi^0$ . Lors des collisions, le système dense traverse potentiellement plusieurs phases, auxquelles on peut associer différentes émissions électromagnétiques :

- les premières interactions entre partons, avant équilibre, produisent les photons rapides
- si le système traverse une phase de PQG, les caractéristiques des photons émis lors de cette phase sont associées aux processus dominants de production photonique dans un plasma, à savoir :
  - ▷ annihilation  $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$
  - ▷ diffusion Compton  $qg \rightarrow \gamma q$
  - ▷ lors de la phase d’hadronisation, les spectres des rayonnements électromagnétique du système seront encore différents, puisque dominés par des processus du type  $\pi\rho \rightarrow \gamma\rho$

Les spectres en énergie de ces différents types de rayonnements sont schématisés Figure 1.9. Cette figure fait apparaître les deux problèmes majeurs à l’origine de la difficulté de mise en évidence des photons du PQG : d’une part, les spectres des photons d’hadronisation et de plasma sont très proches en termes de distribution en énergie (ce sont des photons thermiques dans les deux cas), la déconvolution des deux composantes s’avère donc complexe. D’autre part les photons de bruit de fond issus de la désintégration des mésons pseudo-scalaires (comme les  $\pi^0$ ) sont intrinsèquement plus abondants aux hautes énergies que les photons directs. Ceci est dû aux différences entre les constantes de couplage électromagnétique et forte, cette dernière étant à l’origine de la production des pions neutres dont la désintégration se fait en deux photons.

### Résultats

Les derniers résultats de l'expérience PHENIX, lors de collisions Au-Au à 200 GeV au RHIC, sont d'ores et déjà intéressants à cet égard, puisque des mesures de photons directs (thermiques et prompts) ont pu être réalisées. En effet, comme le montre la Figure 1.10, l'expression du double rapport :

$$\frac{[\gamma/\pi^0]_{mesure}}{[\gamma/\pi^0]_{bruit}}$$

indique des valeurs supérieures à l'unité pour les événements les plus centraux. Or,  $[\gamma/\pi^0]_{bruit}$  donne le rapport du nombre de photons attendus issus de la décroissance des mésons sur le nombre de pions neutres détectés; et  $[\gamma/\pi^0]_{mesure}$  représente le même rapport où  $\gamma$  est le nombre de photons détectés. Les écarts à l'unité de cette observable permettent donc de quantifier le nombre de photons directs produits lors de ces collisions. Un modèle de QCD perturbatif est également indiqué, en accord avec les résultats expérimentaux. Il est à noter que la qualité de ces résultats est en partie liée à la suppression des pions de haut moment transverse, permettant de diminuer la composante de bruit dans la détection des photons. La suppression des particules de haut  $p_T$  pourrait constituer l'une des sondes les plus probantes de la formation d'un plasma au RHIC. La section suivante aborde ce point.

### 1.3.3 Suppression des particules de haut $p_T$ ("jet quenching")

#### Mécanisme

Les partons rapides issus d'interactions dures et émis à grande impulsion transverse peuvent traverser le milieu dense et chaud, et donc constituer une sonde. En effet, ces particules de haut  $p_T$  perdent une énergie plus ou moins importante en fonction de la nature du milieu traversé : le pouvoir d'arrêt du PQG est plus important que celui d'un milieu hadronique dense [10]. Ainsi, lors de la formation d'un plasma, les "jets" issus de la fragmentation des partons rapides devraient être supprimés. Ce phénomène appelé "jet quenching" est lié aux grand nombre de degrés de liberté associés à la formation d'un état déconfiné de la matière, et aux processus mis en jeu pour la perte d'énergie (rayonnement de freinage dit "bremsstrahlung" des gluons, etc...). La formation des jets à partir des partons durs a mis en évidence l'existence de particules "dominantes" (dites "leading particle"), emportant une grande partie du moment du parton à elle seule. L'étude expérimentale du quenching des jets peut par conséquent se restreindre à l'étude des distributions en  $p_T$  de ces particules dominantes : il est alors possible de corrélérer les distributions spatiales des jets émis dos à dos afin de procéder à une étude sur les distributions spatiales en densité d'énergie et de masse du milieu.

#### Résultats

Différents types de rapport sont utilisés afin de dégager des observables "propres" relatives aux caractéristiques d'absorption du milieu. Par exemple, l'expression :

$$R_{AA}(p_T) = \frac{\left[ \frac{1}{\langle N_{bin} \rangle} \frac{dN}{dp_T} \right]_{AA}}{\left[ \frac{dN}{dp_T} \right]_{nn}}$$

permet de comparer la production de particules de haut moment transverse dans les collisions noyaux-noyaux par rapport à cette même production dans les collisions nucléon-nucléon, à l'aide d'un facteur d'échelle ( $\langle N_{bin} \rangle$ ) indiquant le nombre moyen de collisions binaires pour la tranche de centralité en question. Un rapport inférieur à l'unité désigne donc une suppression de la production des particules pour la tranche en  $p_T$  considérée, par des effets de l'état final, c'est à dire des effets de milieu. La Figure 1.11 met clairement en évidence ce "quenching" des jets lors de collisions centrales Au-Au à 200 GeV/nucléons sur l'expérience PHENIX. En effet, les rapports  $R_{AA}$  sont comparés pour différentes énergies. Les énergies les plus basses présentent des rapports supérieurs à l'unité. Cet phénomène connu sous le nom d'effet Cronin est attribué à une rediffusion des partons dans l'état initial : lors des collisions noyaux/noyaux à ces énergies intermédiaires, les

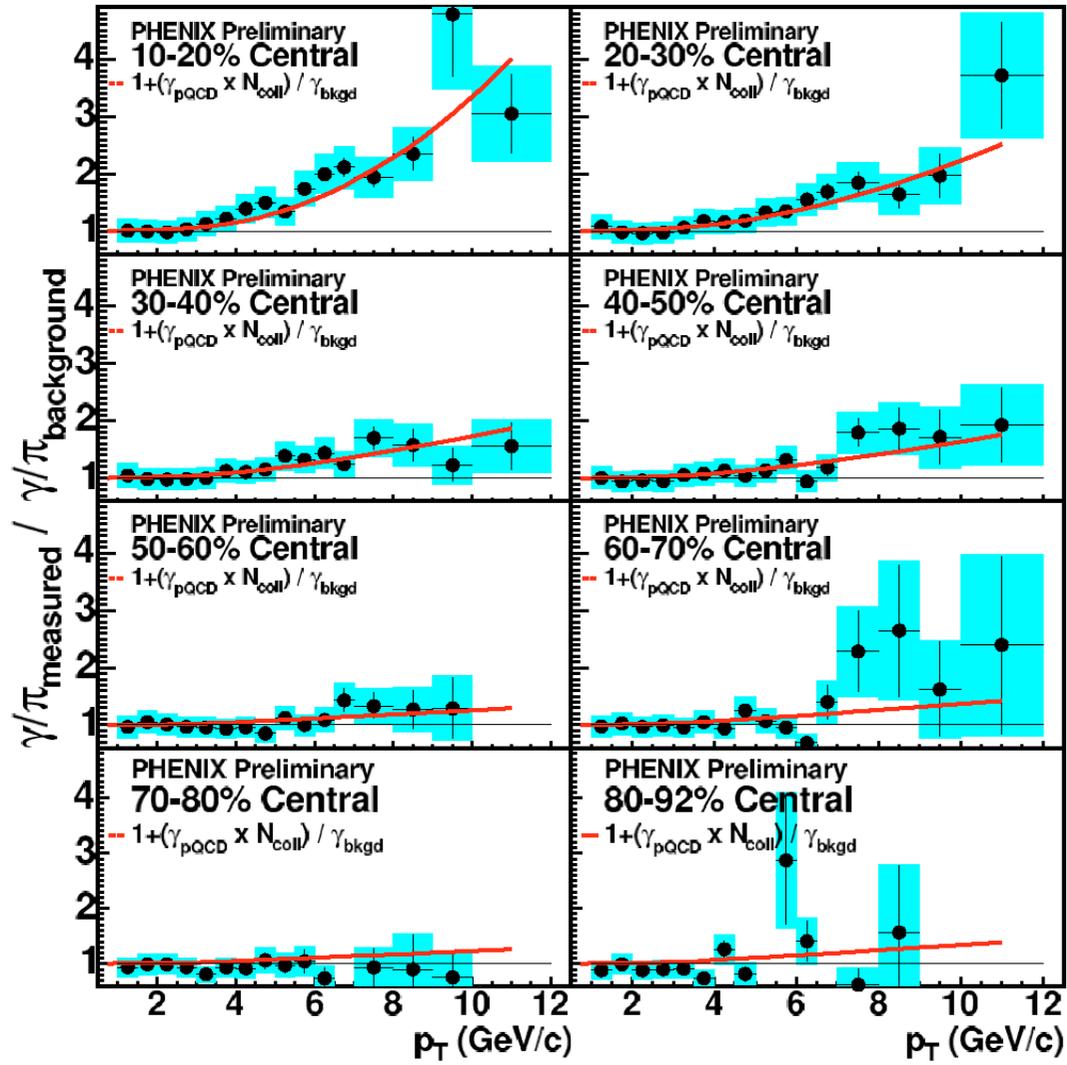


FIG. 1.10 – Mesure des photons directs en fonction du moment transverse et pour différentes classes de centralité lors de collisions Au-Au à 200 GeV, sur l'expérience PHENIX du RHIC [36].

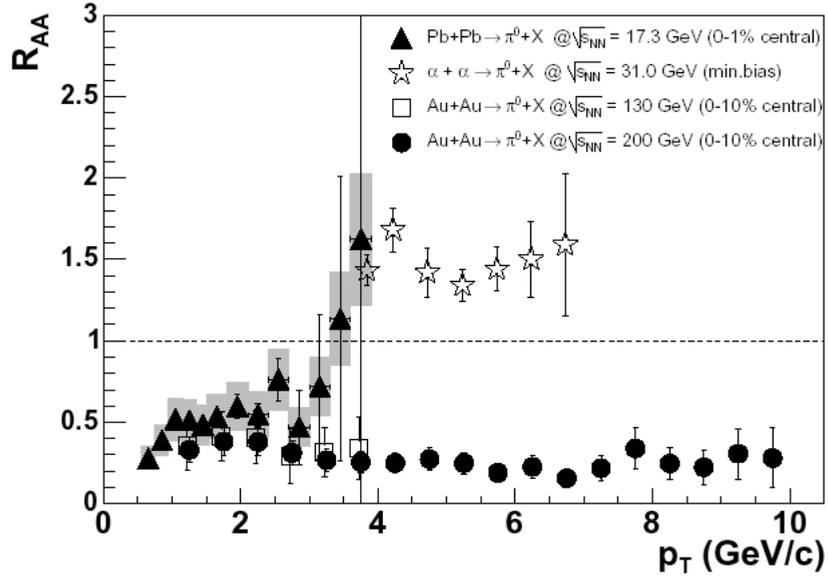


FIG. 1.11 – Etude de la dépendance en  $p_T$  du rapport  $R_{AA}$  mesuré à différentes énergies au CERN (à l’ISR et au SPS) et au RHIC [43].

impulsions transverses des partons sont redistribuées en faveur de  $p_T$  moyens (autour de  $5 \text{ GeV}/c$ ) entraînant une surproduction relativement aux collisions nucléons/nucléons. Pour conserver l’impulsion moyenne sur l’échantillon statistique considéré, les états d’impulsion transverse plus faible sont alors sous-peuplés et le rapport est inférieur à l’unité. Lors des collisions noyaux/noyaux, la dépendance en  $p_T$  du rapport  $R_{AA}$  est différente : une suppression apparaît sur toute l’échelle en  $p_T$ , avec une suppression plus marquée pour les particules de haut  $p_T$ . Ce “quenching” des particules de haut moment transverse est donc associé à des effets de milieu.

De même, une analyse des distributions spatiales des particules dominantes d’un même événement caractérise de manière directe ces effets de l’état final. La Figure 1.12 présente les distributions différentielles en angle azimuthal  $\Delta\phi$  de la particule dominante d’un événement avec les autres particules dominantes du même événement. Les particules dominantes sont distribuées en pic autour de  $\Delta\phi = 0$ . Dans le cas de milieu peu dense (c’est à dire lors de collisions p-p où d-Au) et pour les valeurs  $\Delta\phi = \pm\pi$  il apparaît un autre pic, correspondant aux particules de grands  $p_T$  émises dos à dos par rapport aux particules dominantes (émission de jets dos à dos). Lorsque le milieu formé par les collisions est très dense (collisions Au-Au) alors ce pic disparaît presque complètement. L’émission de jets dos à dos permet ainsi de fournir une “cartographie” en densité de matière : le jet émis en périphérie du système participant s’échappe et est détecté, tandis que son partenaire traverse le milieu dense, et est absorbé. Il s’agit alors de savoir si une absorption aussi marquée lors des collisions centrales est permise par des systèmes purement hadroniques. Ces travaux sont en cours.

### 1.3.4 Production d’étrangeté

Les collisions de noyaux lourds apportent au système des parties participantes des quarks up et down, issus des nucléons. Les processus durs de créations de paires  $q\bar{q}$  des premiers instants de la collision sont alors à l’origine de la production absolue des différentes saveurs de quarks. Les premiers quarks formés sont les quarks légers, c’est à dire u, d et s, ce dernier étant par conséquent le seul quark dont l’origine ne peut être liée au transport des quarks de valence incidents. Ces mécanismes de création de saveurs ainsi que les recombinaisons entre les particules formées, prennent place jusqu’à la phase de “freeze out” où les particules se découplent et n’interagissent plus entre elles.

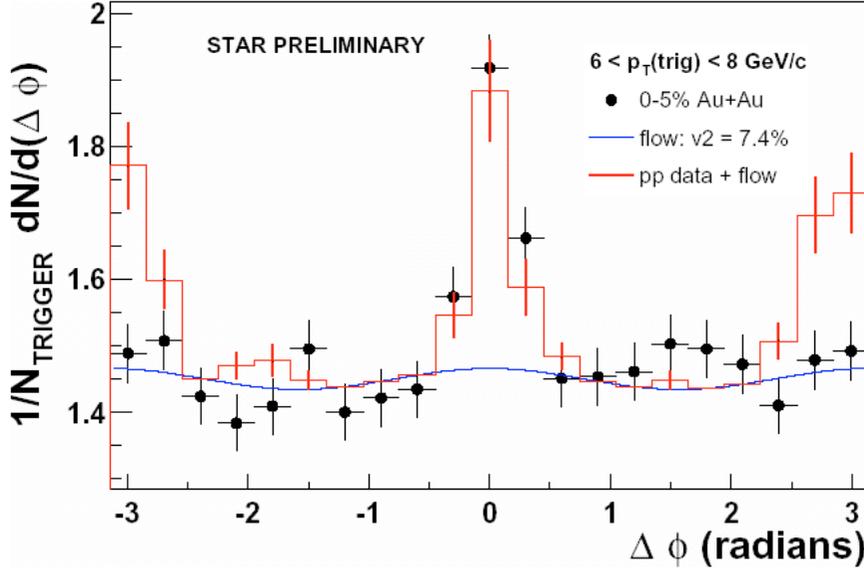
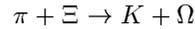
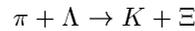
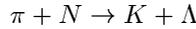


FIG. 1.12 – Étude des corrélations azimutales entre particules dominantes lors de collisions centrales à  $200 \text{ GeV}/\text{nucléons}$  sur l'expérience STAR au RHIC [42].

Les modèles statistiques [11, 12] supposant l'équilibre chimique<sup>3</sup> permettent de décrire très correctement les rapports d'abondance de différentes particules étranges. La Figure 1.13 montre la très bonne coïncidence entre des mesures de RHIC de rapport d'abondance pour différentes particules, et un modèle statistique thermique. Par conséquent, il semble qu'un équilibre chimique soit atteint très tôt après la collision, ce qui ne présume en rien de la phase (confinée ou déconfinée) ayant fixé cet équilibre. Afin de sonder le système à l'équilibre de manière plus fine, il est possible d'analyser les productions des particules étranges lors des collisions noyau-noyau relativement aux collisions nucléon-nucléon ou nucléon-noyau, ces productions étant reliées à la phase elle-même du système. En effet, si cette phase est composée de matière déconfinée, deux mécanismes vont jouer en faveur d'une augmentation de la production d'étrangeté, augmentation croissante avec le nombre de quarks étranges dans la particule :

- les processus de création des paires  $s\bar{s}$  font intervenir principalement les annihilations  $q\bar{q}$  et les fusions de gluons. Le seuil de création de l'étrangeté via ces processus est bien moindre que celui qui intervient dans un gaz de hadrons, où les particules étranges ( $K$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$ , et  $\Omega$ ) sont produites par des réactions comme :



- dans le cas d'un plasma perturbatif, décrit par les équations de pQCD, les masses des particules sont ramenées à la somme des masses intrinsèques des quarks courants<sup>4</sup>. En effet,

<sup>3</sup>L'équilibre thermique est atteint par équipartition entre les particules présentes de l'énergie dégagée par le processus de collision. Cette distribution statistique de l'énergie entre les particules est réalisée via des processus élastiques, et se réalise en des temps très brefs d'environ  $0.5 \text{ fm}/c$ .

L'équilibre chimique est atteint lorsque la réaction ne produit plus de nouvelles particules. Cet équilibre suppose des temps caractéristiques plus long, de l'ordre de  $1.5 \text{ fm}/c$  (pour les quarks u et d) et  $5 \text{ fm}/c$  pour les quarks s.

<sup>4</sup>C'est le même mécanisme que l'on retrouve à l'origine du rétablissement de la symétrie chirale : cette symétrie, brisée par le terme de masse dans le Lagrangien de QCD, est rétablie.

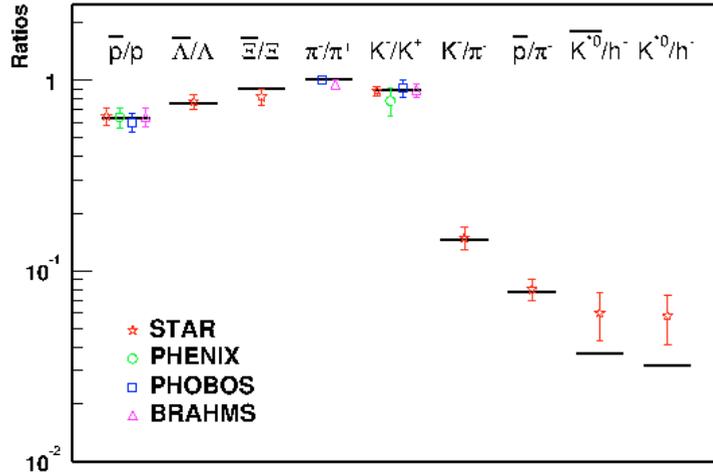


FIG. 1.13 – Rapports d’abondances des particules : comparaison entre modèle (avec  $T = 174 \text{ MeV}$ ) et mesure [11].

l’évolution des partons dans le régime asymptotiquement libre fait disparaître la composante en masse des particules associée au potentiel d’interaction forte. L’énergie de seuil utile à la production d’une paire  $s\bar{s}$  s’effondre et l’étrangeté est produite en grande quantité. Ainsi, les collisions d’ions lourds occasionnant la formation d’un plasma de quarks et de gluons pourraient expliquer l’augmentation d’étrangeté des baryons multi-étranges de la Figure 1.14.

## 1.4 La suppression des résonances lourdes de la famille du $J/\psi$ et du $\Upsilon$

Selon Matsui et Satz [3], la suppression des résonances lourdes pourrait être une signature expérimentale de la formation d’un PQG. Ces résonances sont créées très tôt après la collision des deux noyaux et sont de plus affectées à la traversée d’un milieu coloré : elles sont donc une bonne sonde du plasma. Cette section traite dans un premier temps de la formation des résonances lourdes, puis différents mécanismes aboutissant à la suppression de ces résonances sont détaillés dans le paragraphe suivant.

### 1.4.1 La formation des quarkonia lourds

La production des états de charme et de beauté ouverts est détaillée dans cette partie. Pour les deux saveurs, les mécanismes de production sont approximativement identiques, par conséquent le formalisme exposé pour le charme ouvert est transposable pour la beauté ouverte, sauf mention explicite. Le formalisme exposé traitera donc de la production du charme en collisions nucléon-nucléon (n-n), puis en collision nucléon-Noyau (n-A) et enfin en collision A-A. Les productions des états charmonium (et bottomonium) seront finalement abordées.

#### Formation des paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$

L’échelle naturelle de temps liée à la formation des paires  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$  est très courte, puisqu’inversément proportionnelle à leurs masses, soit :

$$\tau_{c\bar{c}} \sim \frac{1}{2m_c} \sim 0.1 \text{ fm}/c$$

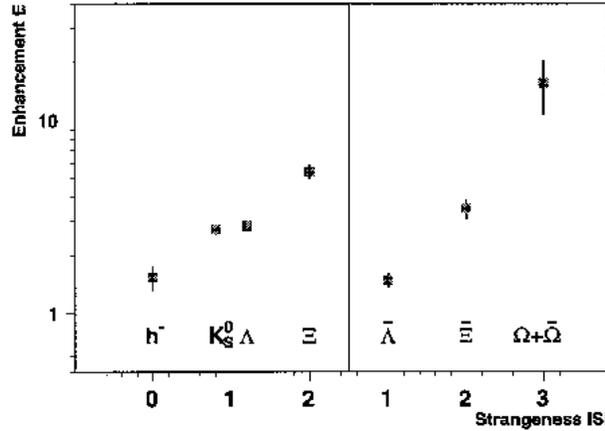


FIG. 1.14 – Augmentation de la production de particules étranges en fonction du nombre de quarks étranges dans la particule. Cette mesure a été faite avec des collisions Pb-Pb de  $158 \text{ GeV}$  (les résultats sont normalisés par rapport à des collisions p-Be) par la collaboration WA98 au CERN [13].

$$\tau_{b\bar{b}} \sim \frac{1}{2m_b} \sim 0.02 \text{ fm}/c$$

En QCD perturbative, les ordres dominants (dits Leading Order, notés LO) de production du charme correspondent aux diagrammes de Feynman à deux vertex (en  $\alpha_s^2$ ). Les hautes énergies des collisions au RHIC et au LHC permettent donc de penser que la production des onium se fera principalement via ces processus. Les diagrammes sont donnés Figure 1.15 et correspondent aux mécanismes de fusion gluon/gluon et d’annihilation quark/antiquark :

$$g + g \rightarrow c + \bar{c}$$

$$q + \bar{q} \rightarrow c + \bar{c}$$

Le diagramme principal aux énergies du RHIC et du LHC (fusion de gluons) contribuant à la production de charme permet alors d’écrire, en première approximation, la section efficace différentielle de production de paires  $c\bar{c}$  :

$$\sigma_{n-n \rightarrow c\bar{c}} = \int dx_1 dx_2 \delta(x_1 x_2 s - m_{c\bar{c}}^2) f_{gluons}(x_1) f_{gluons}(x_2) \sigma_{gg \rightarrow c\bar{c}}$$

Cette formule fait intervenir le moment transverse  $p_T$  du charme ouvert produit, la probabilité  $f_{gluons}(x)$  d’avoir un gluon  $g$  de fraction d’impulsion  $x$ , et la section efficace du processus  $g + g \rightarrow c + \bar{c}$ . On notera que la probabilité  $f_{gluons}(x)$  définie précédemment est appelée “fonction de distribution des gluons”. Cette fonction de distribution peut se généraliser à tous les partons (gluons ou quarks) : ces fonctions, nommées “fonctions de distribution des partons” (en anglais, Parton Distribution Function, PDF) seront nommées par la suite  $f_i(x, Q^2)$ , où  $i$  est soit un gluon, soit un quark.

#### Des collisions n-n aux collisions n-A et A-A...

Le modèle des collisions multiples de Glauber relie les sections efficaces inélastiques totales des collisions n-N et n-n [14] :

$$\sigma_{nA} = \int d^2b [1 - \exp(-\sigma_{nn}(s)T_A(b))]$$

FIG. 1.15 – Diagrammes d’ordre dominant (LO) pour la production de  $c\bar{c}$ .

Cette formule utilise la fonction de recouvrement nucléaire  $T_A(b)$  du noyau A. Elle représente le nombre de nucléons dans le noyau A par unité de surface selon la direction z, au paramètre d’impact b. L’intégration de cette fonction de recouvrement sur les paramètres d’impact b donne le nombre de nucléons du noyau N :

$$\int d^2b T_A(b) = A$$

Bien que l’expression indiquée ci-dessus soit celle de la section efficace inélastique totale, elle peut être appliquée à un processus inclusif de production d’une particule donnée (voir par exemple [43]). De plus pour les processus durs,  $\sigma_{nn}^{dur}$  est faible, et par conséquent il est possible de calculer le développement limité de  $\sigma_{nN}^{dur}$  en se limitant au premier ordre :

$$\sigma_{nA}^{dur} \sim \int d^2b \sigma_{nn}^{dur} T_A(b) \sim A\sigma$$

Finalement, il est donc possible de calculer la production de charme ouvert en collision n-N à partir des section efficaces de production en collision n-n :

$$\sigma(nA \rightarrow c\bar{c}) = A\sigma(nn \rightarrow c\bar{c})$$

De manière plus générale, une collision entre un noyau de A nucléons et un noyau de B nucléons produit :

$$\sigma(AB \rightarrow c\bar{c}) = AB\sigma(nn \rightarrow c\bar{c})$$

Cette formule générale, dite “binary scaling”, s’applique aux processus durs inclusifs, et est en particulier valable pour l’étude de la production des résonances elles-même. C’est ce dernier point qui est traité dans la partie suivante.

### Production des états charmonium et bottomonium

La production de paire  $q\bar{q}$  impose des conditions cinématiques favorisant des distributions azimutales entre le quark et son antiquark piquées sur la valeur  $\pi$  (les deux quarks sont émis dos à dos). Ainsi, l’évolution de ces paires en états liés (résonances) est peu probable, de l’ordre du % pour le charme et la beauté. La production du charme et de la beauté cachés, c’est à dire d’états liés  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$  appelés charmonium et bottomonium, est décrite par plusieurs modèles, dont il convient ici de rappeler les grandes lignes. L’accent sera porté sur l’efficacité (en termes de confrontation aux données) des théories, ainsi qu’à leur prédiction sur les moments transverses  $p_T$  des quarkonium, car il s’agit de choisir l’un d’entre eux pour l’étude proposée au dernier chapitre de cette thèse.

**Le modèle de l’évaporation de couleur (CEM, [16,17])** Si l’annihilation  $q\bar{q}$  produit toujours des paires  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$  colorées, la fusion de gluons aboutit quand à elle à des états de singulet et d’octet de couleur. Afin d’aboutir à un état lié, cette couleur doit être neutralisée, et ces mécanismes de neutralisation contrôlent le temps de formation des résonances ainsi que leurs distributions cinématiques. Le modèle de l’évaporation de couleur repose sur un postulat direct : l’ajustement des nombres quantiques de couleur se fait sans aucune incidence sur le taux de production des résonances et sur la dynamique de cette production. La section efficace de production est donc

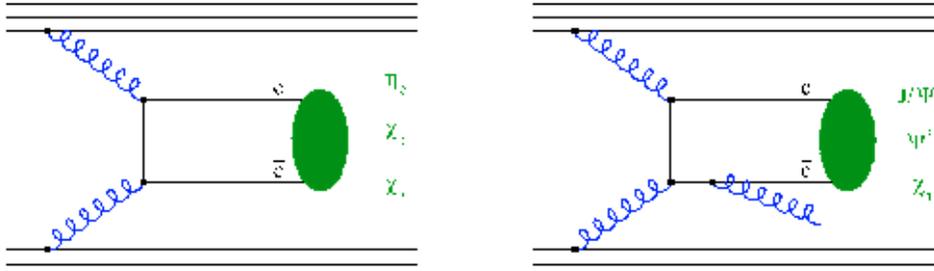


FIG. 1.16 – Production de résonances de la famille du  $J/\psi$  dans le modèle du singlet de couleur : pour assurer la conservation de la couleur, les règles de sélection imposent des graphes différents pour différentes résonances.

donnée de manière triviale par :

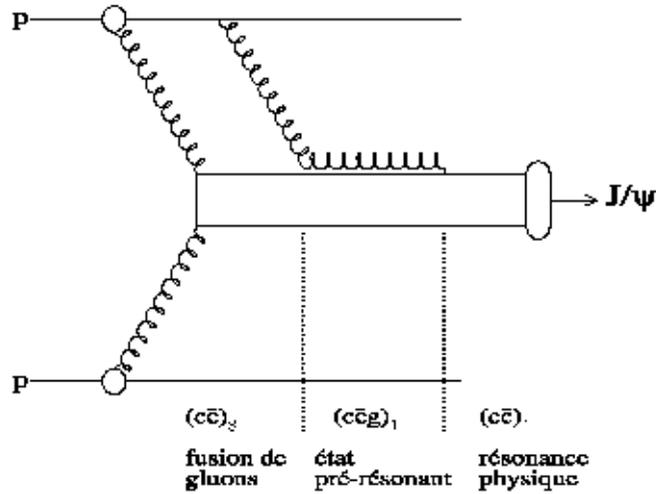
$$\sigma_{reso} = f_{reso} \int dm_{c\bar{c}} \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dm_{c\bar{c}}}$$

où  $f_{reso}$  est donné par un fit des données concernant la résonance en question. On notera que la référence [17] permet de calculer les distributions en  $p_T$  des quarkoniums à l'ordre dominant (LO) à l'aide des calculs de production NLO<sup>5</sup> des paires  $q\bar{q}$ . Ce sont ces dépendances en  $p_T$  des quarkonium ainsi que les productions absolues mentionnées dans cette référence qui seront utilisées au dernier chapitre de ce travail. Ce modèle simple et efficace est donc d'intérêt pour la suite de l'étude.

**Le modèle du singlet de couleur (CSM, [18,19])** Dans ce modèle, comme dans le modèle de l'évaporation de couleur, les processus de transition d'octet de couleur en singlet de couleur sont toujours négligés. En revanche, la description du passage de l'état  $c\bar{c}$  vers une résonance est décrit de manière plus fine : en effet, deux échelles de longueur distinctes interviennent dans le calcul des amplitudes des sections efficaces de cette transition. Ainsi, on considère que la création de la paire quark anti-quark s'effectue en un temps proportionnel à  $\frac{1}{m_c}$ , temps fixant la première échelle de distance. La seconde échelle de distance utilisée pour décrire la fonction d'onde du charmonium fait intervenir des effets non-perturbatifs et prend en compte les nombres quantiques (L,S) des résonances. Il résulte de ce traitement que les règles de sélection en charge du contrôle des nombres quantiques prédisent des ordres en  $\alpha_s$  différents pour des résonances d'une même famille. Par exemple, dans le cas du charme, les résonances ( $J/\psi, \psi', \chi_1$ ) sont d'un ordre plus élevé que les résonances ( $\eta, \chi_0, \chi_2$ ), comme indiqué par le nombre de vertex des processus de la Figure 1.16. Néanmoins, le calcul détaillé des amplitudes des processus de production des états onium sous-prédict d'un facteur 50 la production de  $J/\psi$  et de  $\psi'$  (selon une étude menée par la collaboration CDF au Tevatron, [21]). De plus, ce modèle surestime largement la décroissance des états  $\chi_c$  vers les états  $J/\psi$ . Enfin, des mesures récentes de cette même collaboration CDF ont montré que les dépendances en  $p_T$  des quarkonium sont clairement incompatibles avec celles calculées dans le cadre du CSM.

**Le modèle de l'octet de couleur (COM, [20])** Afin d'obtenir un meilleur pouvoir prédictif, un modèle tenant compte des transition d'états d'octet de couleur a été élaboré. Ce modèle palie également a un autre défaut majeur du CSM : la vitesse relative des quarks  $c$  et  $\bar{c}$  n'est plus négligée, celle ci étant trop élevée ( $v^2 \sim \frac{1}{3}c^2$ ). Afin de tenir compte de cette vitesse, le COM repose sur une théorie effective non-relativiste des champs, à même de décrire la dynamique de

<sup>5</sup>Les termes "Next to Leading Order" des calculs de section efficace en QCD perturbative sont les corrections d'ordre  $\alpha_s^n$  ( $n > 2$ ) au terme dominant (Leading Order) en  $\alpha_s^2$ .

FIG. 1.17 – Production de  $J/\psi$  dans le modèle de l’octet de couleur.

quarks de masse élevée : la QCD non-relativiste (NRQCD pour Non Relativistic Quantum Chromo Dynamics). Comme indiqué par la Figure 1.17 décrivant la production de  $J/\psi$  en collisions pp, le modèle de l’octet de couleur fait intervenir plusieurs étapes dans le calcul des amplitudes des réactions de production de résonances lourdes faisant intervenir des octets de couleur :

- la fusion gluons/gluons crée un état  $c\bar{c}$  d’octet de couleur, noté  $(c\bar{c})_8$
- afin d’assurer également la conservation de la couleur, un gluon du champ de hadron se combine à l’octet pour former un état pré-résonant noté  $(c\bar{c}g)_1$
- après relaxation, ce dernier état évolue en singulet de couleur  $(c\bar{c})_1$ , caractérisant la résonance

Ce modèle s’est avéré très efficace pour décrire les productions de  $J/\psi$  lors de collisions p-p. La Figure 1.18 montre un bon accord de ce modèle avec les données sur plus d’un ordre de grandeur en  $\sqrt{s_{NN}}$ . Concernant les distributions en  $p_T$ , de légères différences apparaissent avec le modèle de l’évaporation de couleur, différences indiquées par la référence [15].

### 1.4.2 La suppression du $J/\psi$ et du $\Upsilon$ dans le plasma : mécanisme d’écrantage

Prévu par la QCD, et même apparaissant dans les simulations de QCD sur réseau, il n’en reste pas moins que le PQG ne restera qu’une hypothèse tant que son existence n’aura pas été démontrée expérimentalement. Pour ce faire, les expériences doivent mettre en évidence des caractéristiques propres au PQG, et à lui seul. Or la caractéristique principale du plasma est d’être un milieu coloré (les quarks étant déconfinés ils ne sont plus regroupés de manière à assurer la neutralité de la charge de couleur du milieu). C’est donc cette propriété que l’on utilise dans la signature qu’est la suppression des résonances. En effet, on pense que les résonances à charme ou à beauté cachée (des mésons de type  $c\bar{c}$  comme le  $J/\psi$ , le  $\psi'$ , le  $\chi$  ou de type  $b\bar{b}$  comme le  $\Upsilon$ , le  $\Upsilon'$ , le  $\Upsilon''$  qui représentent les mêmes paires quarks-antiquarks dans différents états d’énergie) tendent à disparaître dans un PQG puisque la charge de couleur du milieu va écranter la paire de quarks lourds qui va se recombinaison d’une autre manière avec des quarks légers. La recombinaison forme des mésons charmés du type  $c\bar{d}$  et  $\bar{c}u$ . Le mécanisme intuitif par lequel le milieu coloré écranter les états liés  $q\bar{q}$  se quantifie très bien avec le formalisme de l’écrantage de Debye. En effet, le potentiel de liaison quark/antiquark se décompose à température nulle en un terme de corde (confinement) et un terme de couplage [70] :

$$V^{q\bar{q}}(r, 0) = V_{conf}^{q\bar{q}}(r, 0) + V_g^{q\bar{q}}(r, 0) = \sigma r - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}$$

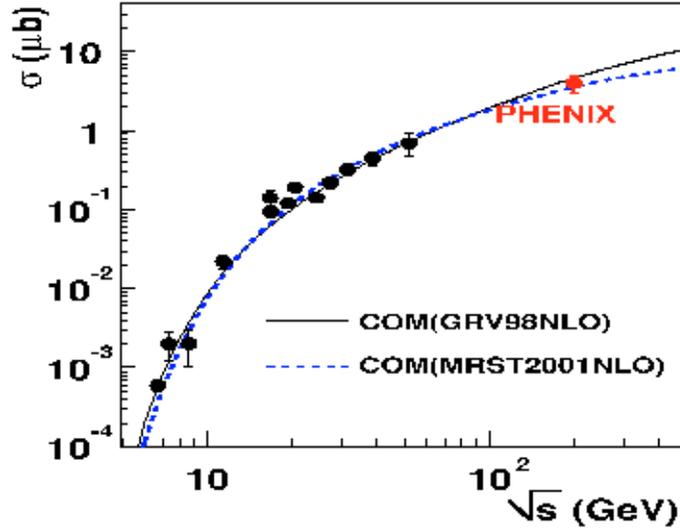


FIG. 1.18 – Mesure des section efficace de production du  $J/\Psi$  en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. La mesure à  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$  est donnée par la collaboration PHENIX [22]. Ces mesures sont comparées au Color Octet Model avec deux types de fonctions de distribution des partons différentes : GRV98NLO, et MRST2001NLO .

Cette même équation à température non-nulle devient (en raison de l'écrantage des charges de couleur) :

$$V^{q\bar{q}}(r, T) = V_{conf}^{q\bar{q}}(r, T) + V_g^{q\bar{q}}(r, T) = \sigma \times \lambda(T) \left(1 - \exp\left(-\frac{r}{\lambda(T)}\right)\right) - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda(T)}\right)$$

C'est la résolution de l'équation de Schrodinger avec ce potentiel qui donne les valeurs des différents états d'énergie et indique donc si la paire reste liée ou pas. Qualitativement, la longueur d'écrantage  $\lambda(T)$  est une fonction décroissante de la température. Le potentiel décroît pour des valeurs de température élevées, ce qui a pour conséquence de rendre moins effective l'attraction entre les deux quarks. Au dessus de la longueur de Debye  $\lambda_D = \lambda(T_D)$ , l'écrantage est assez fort pour qu'il soit impossible aux résonances de se former dans le plasma. Cette valeur donne donc une idée de la stabilité des différentes résonances dans le plasma. On s'attend donc à une suppression successive des résonances en fonction de la température disponible : l'ordre attendu des suppressions est  $\psi'$ ,  $\chi_c$ ,  $\Upsilon'$ ,  $J/\psi$ ,  $\chi_b$ ,  $\Upsilon$ . Les résultats quantitatifs sont obtenus par la résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas de chacune des résonances. Ces valeurs sont données Table 1.3, ainsi que d'autres propriétés générales des états quarkonium de la famille du  $J/\psi$  et du  $\Upsilon$ . En particulier, les valeurs des températures de dissociations des résonances, les facteurs de production directe d'une résonance donnée (facteur de "feed-down") ainsi que les masses des résonances sont extraites des références récentes [48, 74] et seront reprises au dernier chapitre de ce travail. Il est alors possible de construire un diagramme indiquant la fraction de quarkonia subsistant à une température donnée. Ce diagramme, indiqué Figure 1.19 fait apparaître une structure en échelle, correspondant aux suppressions successives des résonances d'une famille donnée (charmonium ou bottomonium). Ces suppressions successives sont associées aux facteurs de décroissance (dits de "feed-down") d'un état quarkonium excité vers un état moins excité : ainsi, à température nulle, l'ensemble des quarkonia d'une famille donnée est présent (aucune suppression) puis, la température augmentant, les états les plus excités (les moins stables) vont être successivement supprimés. Par exemple, dans le cas de la famille des bottomonium, à la température  $1.13T_c$ , les résonances  $\Upsilon''$ ,  $\chi_b(2P)$ , et  $\Upsilon'$  sont déjà supprimées : par conséquent, la suppression de la résonance  $\chi_b(1P)$  à cette température

	$J/\psi$	$\chi_c$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\chi_b(1P)$	$\Upsilon'$	$\chi_b(2P)$	$\Upsilon''$
$M$ (GeV)	3.097	3.525	3.686	9.46	9.899	10.02	10.26	10.35
$r$ (fm)	0.45	0.69	0.87	0.22	0.40	0.50	nc	nc
$\lambda_D$ (fm)	0.28	0.57	0.55	0.12	0.55	0.29	nc	nc
$T_D/T_c$	1.1	0.74	0.1-0.2	2.31	1.13	1.1	0.83	0.75
$f_i(pp)$ (%)	57	35	8	52	26	10	10	2
$Br_{\mu^+\mu^-}$ (%)	5.88	0	0.7	2.48	0	1.31	0	1.81

TAB. 1.3 – Propriétés des états quarkonium dans les cas  $T = 0$  et  $T = T_D$  (température de rupture).  $M$  est la masse des états quarkonium et  $r$  la distance entre les deux quarks.  $\lambda_D$  est la longueur de Debye, au dessus de laquelle il est impossible aux résonances lourdes de se former. Les distances entre quarks  $r$  et les longueurs de Debye sont données par [70]. Les valeurs des taux d'embranchement dans le canal dimuon  $Br_{\mu^+\mu^-}$  sont données par [46]. Les masses  $M$  des résonances, leurs températures de déconfinement  $T_D$ , ainsi que la fraction des états produits directement  $f_i(pp)$  (sans contribution due à la décroissance d'états plus excités) sont données respectivement par [48, 74].

implique que les états bottomonia ne sont constitués que d'états  $\Upsilon(1S)$  produits directement. Ainsi, pour  $T > 1.13T_c$ , la population des bottomonia est de 52% de la population totale, ces 52% correspondant au facteur de production directe des états  $\Upsilon$ .

Pour étudier les signaux détectés expérimentalement, il convient de plus de prendre en compte les décroissances des états bottomonium les plus excités vers les bottomonium les plus liés. La Figure 1.20 indique les facteurs des désexcitation des résonances de la famille du  $\Upsilon$ . A partir des sections efficaces directes de production des résonances et de ces facteurs de désexcitation (dits facteurs de “feed-down”), il est possible de calculer les sections efficaces totales de production d'un état lié  $b\bar{b}$  donné. La dernière partie de ce manuscrit détaillera le calcul des section efficaces totales de production du  $\Upsilon$  et du  $\Upsilon'$ .

### 1.4.3 Mécanismes purement hadronique concourant à la suppression des résonances

Afin de quantifier au mieux la suppression des résonances lourdes dans le plasma, il est nécessaire de procéder à une étude fine des mécanismes concurrents de suppression des résonances. Certains d'entre eux ont pu être clairement identifiés au SPS et au RHIC, et fournissent une base de comparaison essentielle à l'interprétation des collisions noyaux/noyaux. Ainsi, les effets d'absorption nucléaire, ceux des “covoyageurs” et les mécanismes de shadowing seront brièvement détaillés.

#### Absorption nucléaire

Comme nous l'avons vu, le passage des collisions n-n aux collisions A-B est reproduit correctement pour les collisions dures par le “binary scaling” évoqué précédemment :

$$\sigma(AB \rightarrow J/\psi) = AB\sigma(nn \rightarrow J/\psi)$$

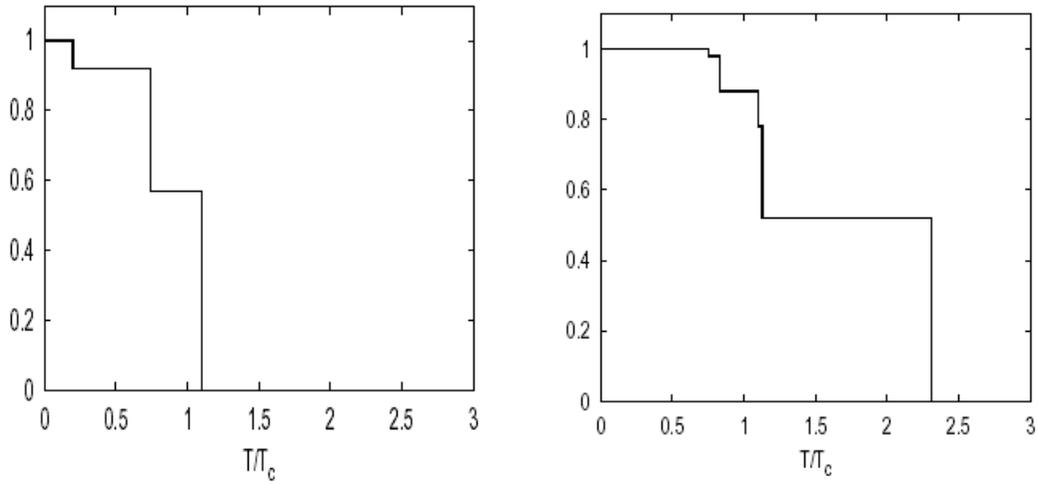
L'écart expérimental au formalisme de Glauber permet alors de quantifier une sous-production, en associant un facteur  $\alpha$  à chacune des résonances  $R$  :

$$\sigma(AB \rightarrow R) = (AB)^\alpha \sigma(nn \rightarrow R)$$

Des études menées au SPS [23], à Fermilab [26], et au RHIC ont montré qu'expérimentalement, les productions comparées de  $J/\psi$ , mais aussi de  $\psi'$ , lors de collisions n-n et A-B se modélisent par :

$$\sigma(AB \rightarrow J/\psi, \psi') = (AB)^{0.92 \pm 0.02} \sigma(nn \rightarrow J/\psi, \psi')$$

Cette formule valable pour les deux résonances, et à toutes les énergies, décrit une production



(a) suppression successive des états charmonium

(b) suppressions successives des états bottomonium

FIG. 1.19 – Suppressions successives des quarkonium en fonction de la température du milieu [48]. La figure de gauche donne la fraction des charmonium subsistant à la température  $T$  : les paliers en fonction des valeurs croissantes de  $T$  sont associés à la suppression successive des résonances (respectivement  $\chi_c$ ,  $\psi'$  et  $J/\psi$ ). La figure de droite donne la fraction des bottomonium subsistant à la température  $T$  (les paliers correspondent aux suppressions successives des états  $\Upsilon''$ ,  $\chi_b(2P)$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\chi_b(1P)$ , et  $\Upsilon$ ).

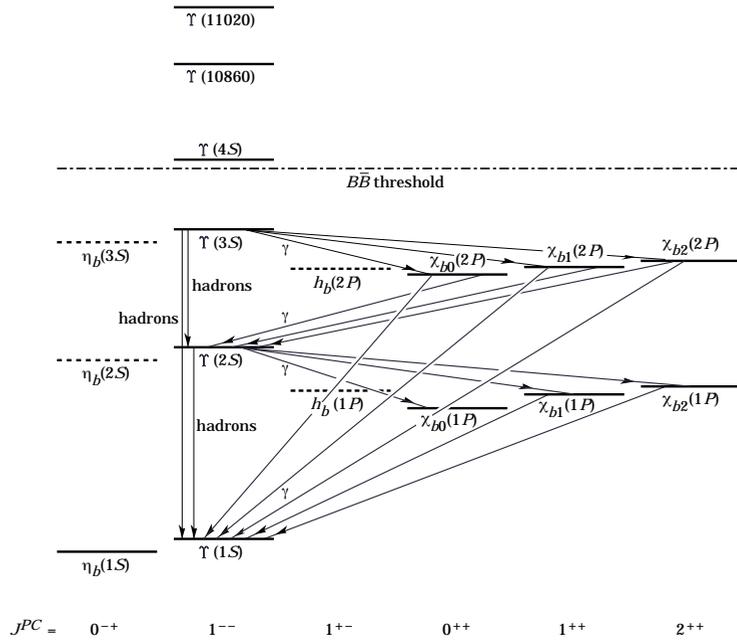


FIG. 1.20 – Schémas de désexcitation des bottomonium de la famille du  $\Upsilon$  [47].

d'états liés plus faible que celle qui était attendue par les modèles. Ce facteur  $\alpha$  est appelé facteur d'absorption nucléaire, et décrit l'absorption des résonances par les effets de matière nucléaire. Il fût possible de dégager un scénario décrivant cet absorption, en remarquant que celle-ci joue exactement dans les mêmes proportions pour les résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$ . En effet, dans la mesure où le temps de formation des oniums est long, il est possible que ce soit sur l'état de pré-résonance qu'agisse l'absorption nucléaire, indépendamment de l'état d'excitation de la résonance formée plus tard. Dans le modèle de l'octet de couleur précédemment évoqué, il est alors possible d'introduire des corrections liées à l'absorption et jouant sur les états  $(c\bar{c}g)_1$ . Le scénario d'absorption résultant prédit alors des coefficients d'absorption  $\alpha$  identiques pour toutes les résonances d'une même famille.

Des résultats récents ont néanmoins permis de révéler de très légères différences entre  $\alpha_{J/\psi}$  et  $\alpha_{\psi'}$ , associées à des valeurs plus élevées de  $\alpha_{J/\psi}$ . Ainsi, en 2000, la collaboration E866 [27] a mesuré  $\alpha_{J/\psi} = 0.954 \pm 0.003$  et  $\alpha_{J/\psi} - \alpha_{\psi'} = 0.025 \pm 0.005$ . Ces valeurs plus élevées ont été confirmées par la collaboration NA50 en 2002 [25], qui a mesuré une absorption nucléaire de  $\alpha_{J/\psi} = 0.934 \pm 0.014$ .

Concernant l'absorption nucléaire des résonances de la famille du  $\Upsilon$ , peu de mesures ont été réalisées à ce jour. Néanmoins, un ajustement de données regroupant la production du  $\Upsilon(1S)$ , du  $\Upsilon(2S)$  et du  $\Upsilon(3S)$  a permis à la collaboration E772 de dégager une valeur de  $\alpha = 0.96$  pour l'ensemble des bottomonium [28].

### Shadowing et anti-shadowing

Nous avons vu que la production des résonances peut être affectée par la matière nucléaire dissociant les états de pré-résonance. Cet effet intervient à un stade tardif, où une interaction dure entre partons a déjà créé une paire  $c\bar{c}$ . L'étude du "shadowing", elle, adresse la question des effets de la matière nucléaire sur la production des paires  $c\bar{c}$  elles-mêmes, et rend compte par conséquent de l'état initial de la réaction. En effet, les distributions de partons sont différentes lors des collisions n-n et A-B, et cela affecte directement les taux de production des paires  $q\bar{q}$ . Pour quantifier cela, des ajustements de données permettent d'extraire les "fonctions de distribution des partons". La probabilité de trouver un parton  $i$  de fraction d'impulsion  $x$  dans un nucléon  $n$  lors d'un processus de transfert d'impulsion  $Q^2$  est donnée par la fonction de distribution des partons (PDF), notée  $f_i^n(x, Q^2)$ . Dans la mesure où aux énergies de RHIC et du LHC les diagrammes contrôlant la production des résonances sont ceux de fusion de gluons, les PDF d'intérêt pour l'étude de la production des résonances sont celles des gluons :  $f_{gluons}^n(x, Q^2)$ . Dans un noyau  $A$ , ces mêmes PDF s'écrivent  $f_{gluons}^A(x, Q^2)$ . Pour exprimer les différences entre densités gluoniques lors de réactions parton/nucléon et parton/noyau, il est possible d'évaluer les écarts à l'unité du rapport :

$$R_{gluons}^A(x, Q^2) = \frac{f_{gluons}^A(x, Q^2)}{A \cdot f_{gluons}^n(x, Q^2)}$$

Afin d'évaluer cette fonction, il est possible d'ajuster les pentes des fonctions de distributions des partons chargés, et d'en déduire par conservation de l'impulsion celle des partons non-chargés, comme les gluons. Les travaux d'Eskola et al. ont permis de définir les densités gluoniques relatives entre noyaux de Plomb et nucléons. Ainsi, reposant également sur un ajustement, le modèle EKS98 (voir [29, 30]) permet d'exprimer le rapport  $R_{gluons}^A(x, Q^2)$  en fonction de  $x$  pour différentes valeurs de  $Q^2$  et met en évidence deux régions différentes dites de "shadowing" et "d'anti-shadowing" (voir Figure 1.21). La région de shadowing est définie par un rapport inférieur à l'unité : la densité moyenne de gluons sera plus faible dans le noyau par comparaison au nucléon, et par conséquent la production de paires  $q\bar{q}$  sera plus faible également. La région d'anti-shadowing correspond à des régions où le rapport est supérieur à 1, c'est à dire qu'il y aura "sur-production" de la création de ces paires. Sur ce graphe, figurent également les zones identifiées par les énergies des collisions au SPS, au RHIC et au LHC. Cet effet de shadowing des gluons est lié à l'état initial de la réaction. Il impose de fournir des mesures de normalisation en collision n-N et n-n aux données des collisions noyaux/noyaux, afin de pouvoir imputer la suppression observée des résonances lourdes à des effets de l'état final de la réaction.

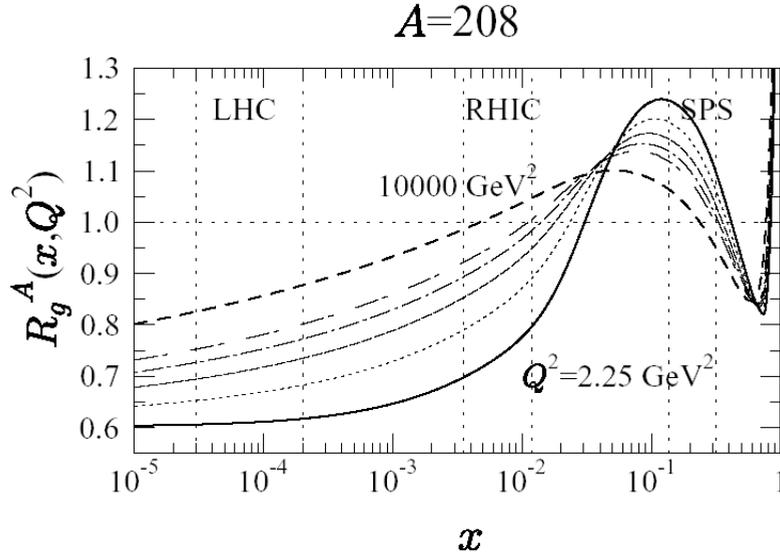


FIG. 1.21 – Evolution du rapport  $R_{gluons}^A(x, Q^2)$  en fonction de  $x$  pour différentes valeurs de  $Q^2$ , dans le cas d'un noyau de Plomb, selon le modèle EKS98 [29].

#### 1.4.4 Les programmes expérimentaux

**NA38/NA50 (SPS au CERN)** Des données ont été prises sur cible fixe, au SPS du CERN, à  $\sqrt{s}=17\text{ GeV}$ /nucléon. Les expériences portent le nom de NA38 et NA50. NA38 se proposait d'étudier la production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-noyau, O-U et S-U en détectant les muons de désintégration. NA50 a poursuivi cette étude dans le système Pb-Pb, ce qui a permis d'atteindre des densités d'énergie estimées à  $3.5\text{ GeV}/\text{fm}^3$  [24]. La Figure 1.22 montre le rapport du nombre de  $J/\psi$  mesurés sur le nombre de  $J/\psi$  attendus en tenant compte de l'absorption nucléaire simple, en fonction de la densité d'énergie atteinte. Cette densité est liée à la centralité de la collision. Jusqu'au système S-U, l'absorption nucléaire rend bien compte des résultats. On observe cependant une absorption anormale dans le système Pb-Pb avec une première inflexion autour de  $2.3\text{ GeV}/\text{fm}^3$  et une seconde autour de  $3\text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Un scénario envisagé pour décrire ces mesures fait intervenir des mécanismes de suppression des résonances en présence du plasma. Le premier saut serait dû à la suppression du  $\chi_c$  (celui-ci alimente les 30% de  $J/\psi$  observés), le deuxième à la suppression du  $J/\psi$  lui-même. Un autre scénario n'incluant pas le plasma fait intervenir les covoyageurs ("comovers"). Ces particules provenant de la collision noyau-noyau dissocieraient les  $J/\psi$  par absorption nucléaire simple.

**PHENIX (RHIC au BNL)** Saclay est impliqué dans l'expérience PHENIX de RHIC, qui produit actuellement des données en collisions Au-Au aux énergies nominales de  $200\text{ GeV}$ /nucléon, après avoir pris des données en collisions d-Au et p-p. Ces dernières données d-Au et p-p permettent d'ajuster différents modèles théoriques décrivant la production des résonances sans effets de milieu. Par exemple, la production de  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse lors de collision proton/proton est donnée Figure 1.23, où apparaissent également les prédictions des modèles du singulet et de l'octet de couleur, abordés précédemment. Si les dépendances de ces modèles à l'impulsion transverse des  $J/\psi$  sont semblables, la production absolue semble plus correctement reproduite dans le cadre du modèle de l'octet de couleur.

La prise de données principale dédiée aux collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ /nucléon n'est pas encore achevée, mais le Run 2 de l'expérience PHENIX ayant eu lieu en 2002 à néanmoins permis d'obtenir des résultats intermédiaires pour les mêmes collisions avec une statistique plus

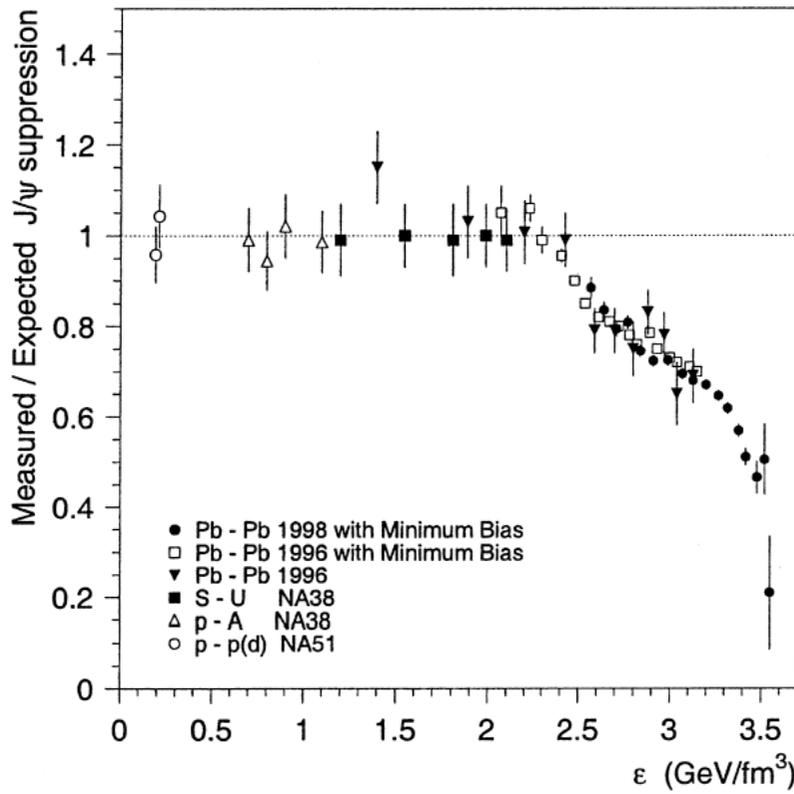


FIG. 1.22 – Suppression du  $J/\psi$  (rapport du nombre de  $J/\psi$  mesurés sur le nombre prévu) en fonction de l'énergie transverse pour les expériences NA38, NA50 et NA51 au SPS, avec différents types de noyaux. L'absorption nucléaire simple a été soustraite [24].

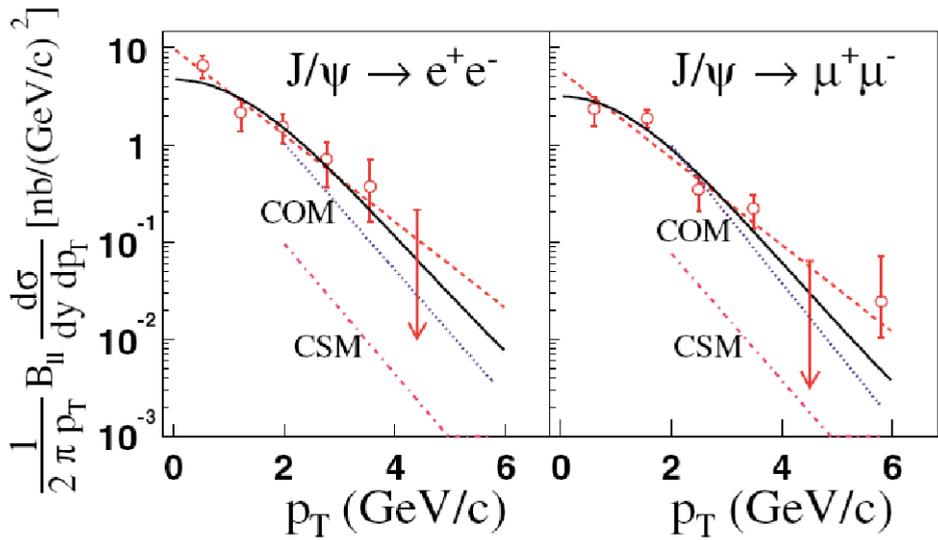


FIG. 1.23 – Production du  $J/\psi$  en fonction de son impulsion transverse sur l'expérience PHENIX au RHIC pour des collisions p-p de  $200\text{ GeV}$ . À gauche la production est donnée dans le canal diélectron (dans le bras central) et à droite dans le canal dimuon (avec le bras à muons). Les prédictions de ces mesures données par les modèles CSM (pointillés/tirets) et COM (pointillés) sont superposées au fit phénoménologique des données (trait plein) [22].

faible. Notamment, la Figure 1.24 fait apparaître la production de  $J/\psi$  suivant le nombre de participants de la collision. Pour les collisions les plus centrales, cette production semble supprimée. Néanmoins, la comparaison de ces données avec un scénario d'absorption nucléaire forte (trait plein) montre qu'il n'est pas encore possible d'attribuer cette suppression à la formation d'un état déconfiné, le nombre de résonances détectées étant trop faible (500 dans le bras central est une dizaine dans les bras à muons). La prise de données en cours devrait permettre de palier à ce défaut de statistique accumulée, puisqu'environ 5000  $J/\psi$  sont attendus uniquement dans les bras à muons.

**ALICE (LHC au CERN)** Le DAPNIA est également impliqué dans la construction des chambres à muons du spectromètre d'ALICE au LHC. Dans le domaine de l'étude des résonances, ALICE pourra non seulement étudier dans de meilleures conditions la famille du  $J/\psi$  mais étendra également son domaine d'étude à celle du  $\Upsilon$ . Une très bonne résolution en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  (environ  $100\text{ MeV}/c^2$ ) doit permettre de séparer les différents états excités de cette famille, et de plus, le rapport  $\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}}$  sera très bon, comme le montre la Figure 1.25. L'expérience ALICE étant au centre de cette thèse, le chapitre suivant lui est consacré.

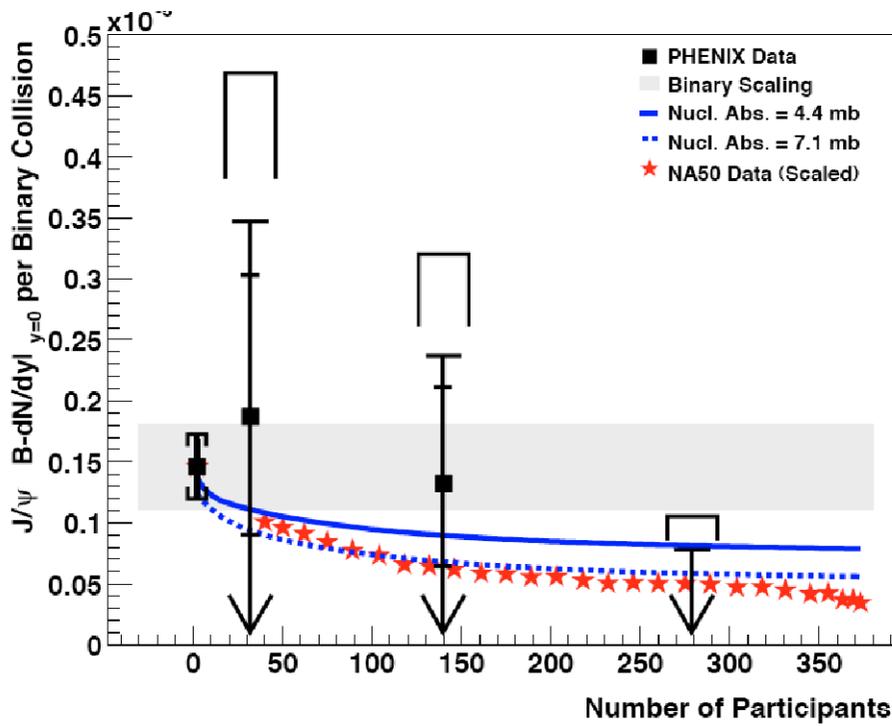


FIG. 1.24 – Production du  $J/\psi$  par collision binaire en fonction du nombre de participants (carrés pleins) lors de collisions à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV/nucléon}$ , mesurée par l'expérience PHENIX. Pour comparaison, les données de l'expérience NA50 (étoiles) sont rapportées à la production de  $J/\psi$  en collision p-p [45].

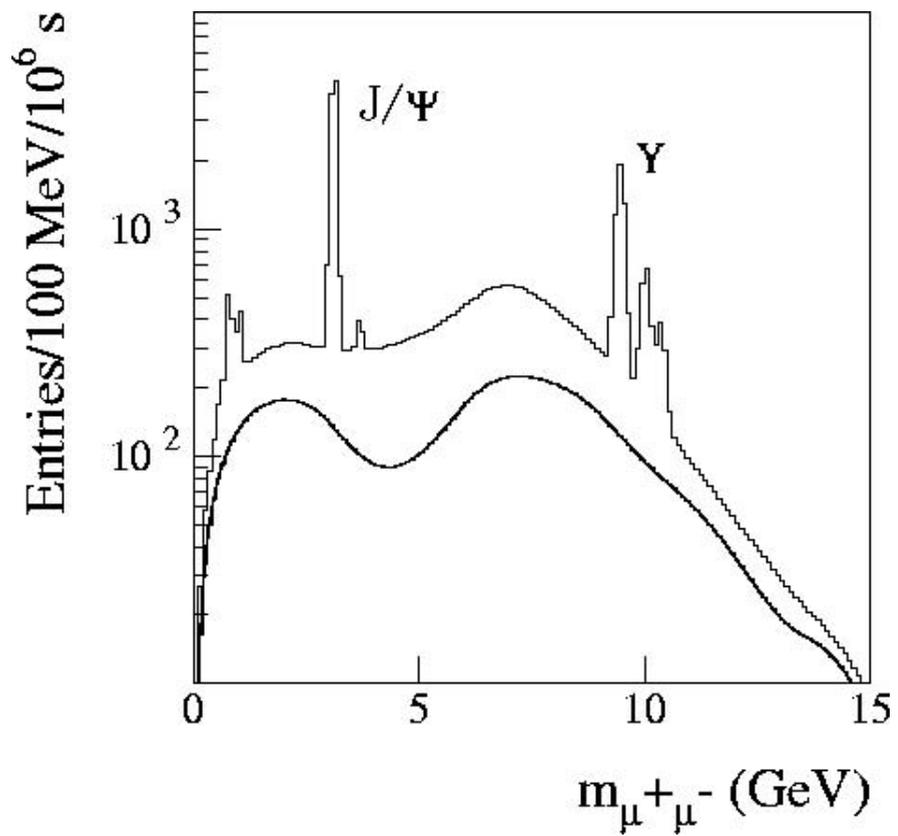


Figure 1.25: Spectre attendu de masse invariante des dimuons dans le bras dimuon de l'expérience ALICE.

## Chapitre 2

# L'expérience ALICE au collisionneur LHC du CERN

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est une des quatre expériences du collisionneur LHC (Large Hadron Collider) au CERN (le laboratoire européen pour la physique des particules). Cette expérience est dédiée à l'étude de la transition de phase de la matière hadronique vers le plasma de quarks et de gluons (PQG) ainsi qu'à l'étude du PQG lui-même. Si le dispositif expérimental de détection d'ALICE est décrit de manière exhaustive par plusieurs documents techniques [4–6], il convient d'en rappeler les grandes lignes dans ce chapitre. Dans un premier temps, j'aborderai les caractéristiques des faisceaux produits par le LHC, ainsi que les performances générales du détecteur ALICE. Puis, les différents détecteurs de la partie centrale et les détecteurs dit "à l'avant" seront brièvement décrits, ainsi que ceux du spectromètre dimuons qui permettra d'étudier les résonances de la famille du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$ .

## 2.1 ALICE et le collisionneur LHC du CERN

### 2.1.1 Le Large Hadron Collider

Le collisionneur LHC, en construction, est installé dans le tunnel du LEP (Large Electron Positron collider), d'environ 27 km de circonférence, et situé à une profondeur variant entre 50 et 170 m. La chaîne d'accélération successive permettant de délivrer des faisceaux au collisionneur fait intervenir différents accélérateurs. Elle est représentée Figure 2.1. Les faisceaux sont tout d'abord accélérés dans un accélérateur linéaire (LINAC 2 pour les faisceaux de protons) qui permet d'atteindre des énergies de 50 MeV avant injection dans le booster. Ce dernier, portant les protons à des énergies d'environ 1 GeV, les délivre au PS (le Proton Synchrotron). Passant successivement de 26 GeV à la sortie du PS à 450 GeV à la sortie du SPS (le Super Proton Synchrotron), les paquets de protons sont alors prêts à être injectés dans le collisionneur LHC. Accélération des protons dans deux anneaux jusqu'à des énergies de 7 TeV, les faisceaux de sens contraires permettent alors de produire des collisions d'une énergie maximale de 14 TeV dans le centre des masses. Pour éviter les collisions des particules (regroupées par paquet, ou "bunch") avec des molécules de gaz, un vide extrême est créé dans les tubes à vide en acier inoxydable des anneaux. Les trajectoires des particules sont courbées par environ 2000 aimants supraconducteurs, refroidis par circulation d'hélium liquide porté à 1.9 K.

Dans le cas des faisceaux d'ions lourds (de plomb en l'occurrence), le fonctionnement est le même mais ces derniers sont produits dans le LINAC 3, pour suivre ensuite le même trajet que les protons. En fait, les noyaux de plomb  $Pb(27^+)$  sont initialement produits par une source à ion, et sont dirigés sur une peau de carbone de 1 mm, qui permet de fournir notamment, après interaction et déplétion des électrons, des noyaux de  $Pb(53^+)$ . Ces derniers sont alors sélectionnés par un filtre magnétique avant d'être transportés jusqu'au booster du PS. Les noyaux de  $Pb$  sont accélérés à des énergies de 5.5 TeV/nucléon. Il est prévu que, sur une année de prise de données au LHC, un mois soit consacré aux faisceaux de plomb.

	protons	ions ( $Pb_{82}^{208}$ )
Energie initiale	0.45 TeV	0.18 TeV/u
Energie finale	7 TeV	2.76 TeV/u
Energie CDM	14 TeV	5.52 TeV/u ou 1148 TeV
Nombre particules/bunch	$1.67 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^7$
Distance bunch-bunch	24.95 ns	99.8 ns
Section efficace Totale	100 mb	514 b
Section efficace Inélastique	40 mb	8 b
Luminosité à l'injection	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

TAB. 2.1 – Comparaison entre les paramètres des faisceaux de protons et d'ions du LHC.

Pour comparaison, le Tableau 2.1 fournit les caractéristiques des faisceaux de protons et d'ions accélérés par le LHC. Ce tableau indique en particulier les luminosités du collisionneur pour les protons et les ions. La luminosité (qui est une mesure du nombre de particules par unité de temps pour une section donnée) est un paramètre fondamental dans le sens où elle permet de calculer de manière directe le nombre d'évènements attendus par unité de temps. En effet, pour un processus de section efficace  $\sigma$ , le nombre d'évènements  $N$  associés à ce processus dans un accélérateur de luminosité nominale  $L_0$  est donné par :

$$N = \sigma L_0$$

Il est à noter que la luminosité à l'injection est la luminosité maximum. Les collisions successives font néanmoins chuter cette valeur au cours du temps. Il est par conséquent prévu de réinjecter des ions dès lors que la luminosité effective chute à moins de 20% de sa valeur nominale. Un calcul rapide indique alors que la luminosité effective sera de  $4 \cdot 10^{26}$ .

Les énergies du LHC seront les plus grandes atteintes pour des faisceaux de protons ou d'ions. Quatre expériences (dont les emplacements sont précisés Figure 2.1) exploiteront les conditions extrêmes des collisions du LHC : ATLAS, CMS, LHCb et ALICE. ATLAS (A Toroïdal LHC Apparatus) et CMS (Compact Muon Solenoid) ont pour but principal de détecter la particule de Higgs, pièce manquante du Modèle Standard, à l'origine de la génération des masses. Ces expériences pourront peut-être également indiquer les premiers signaux d'une physique au delà du Modèle Standard. En effet, les régimes en  $Q^2$  des collisions  $pp$  au LHC permettent de s'approcher un peu des zones de convergence des constantes de couplage électro-faible et forte. En effet, l'échelle d'unification de ces deux forces est d'environ  $10^{15} \text{ GeV}$ . L'échelle de Planck, de  $10^{19} \text{ GeV}$  fixe quant à elle le domaine d'énergie où la gravité n'est plus négligeable par rapport aux interactions électro-faibles et fortes. Si les énergies de 14 TeV en collisions p-p du LHC sont équivalentes, sur cible fixe, à des collisions de  $10^8 \text{ GeV}$ , ces énergies restent toujours 7 ordres de grandeur en deçà de l'unification électro-faible et forte. Néanmoins, la production de particules supersymétriques est prévue par certaines extensions supersymétriques minimales de QCD $\otimes$ QED à des énergies plus faibles que celle de l'unification des deux forces, et il n'est donc pas exclu de détecter certaines d'entre elles. LHCb est en charge de la mesure des mésons B, qui pourrait permettre d'expliquer l'asymétrie matière/antimatière de l'Univers. Enfin, l'expérience ALICE a pour but d'étudier le Plasma de Quarks et de Gluons. Si l'expérience ALICE est la seule expérience dédiée aux collisions d'ions lourds ultra-relativistes, il est à noter que CMS a également développé un programme de ce type. Par exemple, concernant les sondes dures comme les résonances, CMS devrait effectuer des mesures très intéressantes : même si la détection d'états charmonium n'est a priori pas possible avec le détecteur, ses résolutions en masse pour les états bottomonium seront très bonnes. Très récemment, certaines équipes de l'expérience ATLAS ont également proposé d'effectuer des mesures lors des prises de données ions lourds.

### 2.1.2 l'expérience ALICE

Dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, et en particulier au Plasma de Quarks et de Gluons, ALICE est une expérience généraliste visant à mesurer un grand nombre d'observables liées à la production de hadrons, de leptons et de photons (notamment les particules

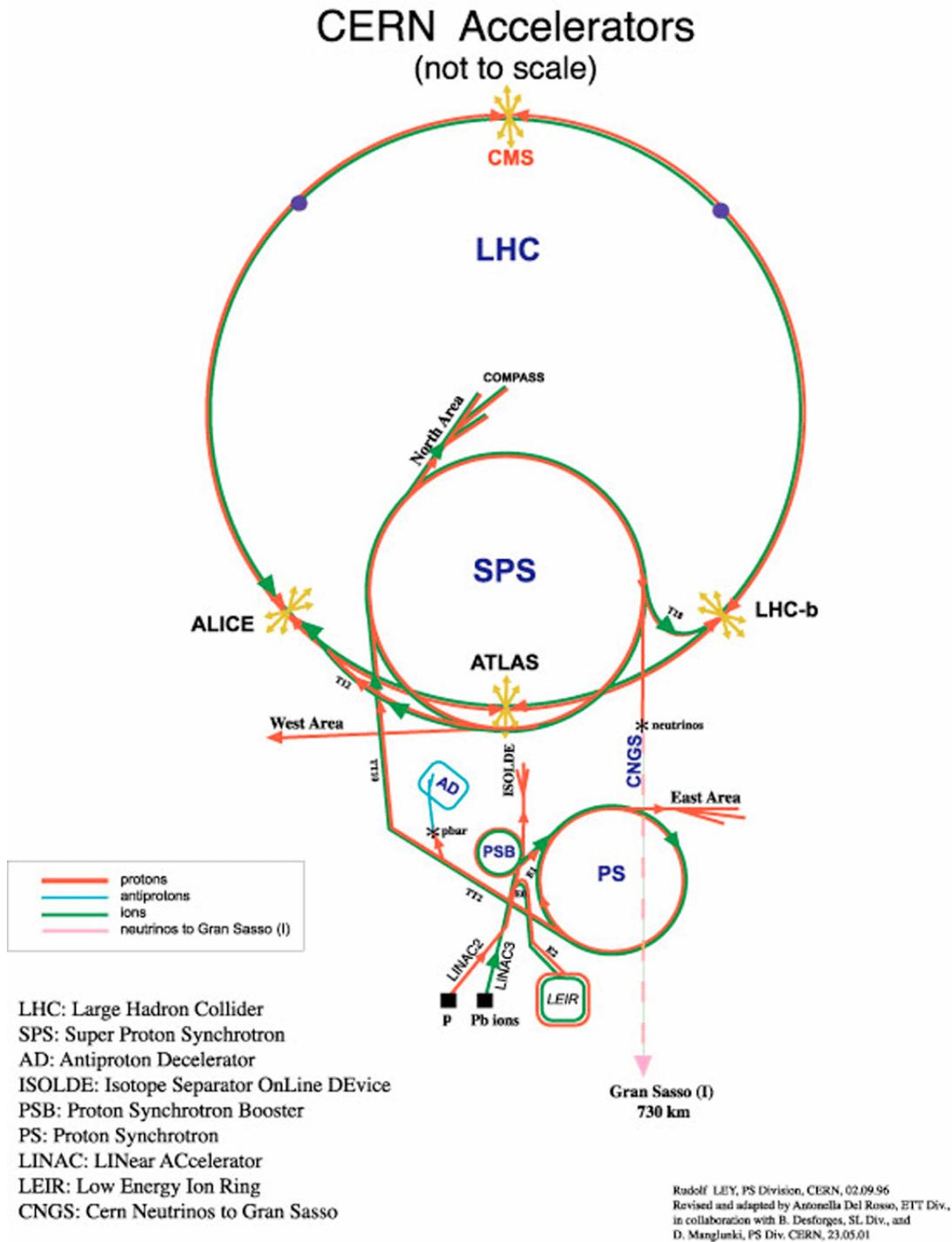


FIG. 2.1 – Ensemble des accélérateurs du CERN.

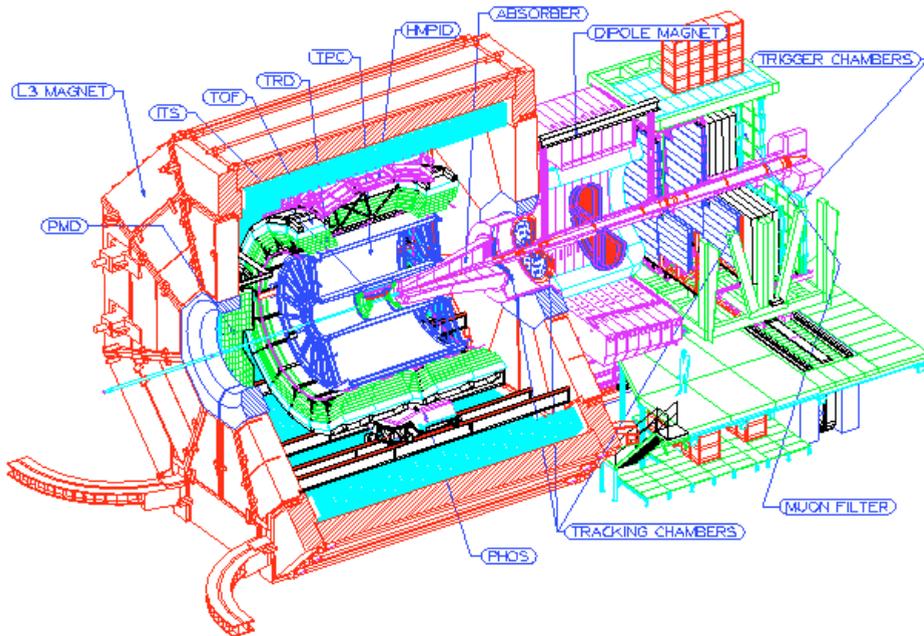


FIG. 2.2 – Vue en coupe du dispositif expérimental ALICE. Les différents sous-détecteurs sont annotés.

de durée de vie courte comme les hyperons et les mésons  $D$  et  $B$ ), et ce pour des couvertures larges en moment transverse (de  $100 \text{ MeV}/c$  à  $100 \text{ GeV}/c$ ) et en rapidité. De plus, ces mesures seront réalisées dans un environnement où les multiplicités en particules chargées sont très élevées (l'énergie des faisceaux d'ions étant importante). Si des extrapolations des dernières mesures faites au collisionneur RHIC à Brookhaven prévoient des multiplicités en particules chargées de l'ordre de 2000 par unité de rapidité, ALICE fut élaboré afin de pouvoir prendre en charge les estimations les plus pessimistes de 8000 particules chargées par unité de rapidité<sup>1</sup> (à rapidité centrale, voir [50]). Trois sous-systèmes sont en charge de la gestion de ces tâches complexes :

- la partie centrale opère sur les rapidités centrales (les pseudo-rapidités<sup>2</sup> sont mesurées pour  $-0.9 < \eta < 0.9$ ) et assure les détections des hadrons, des photons et des électrons.
- le spectromètre dimuon permet de reconstruire les masses et les impulsions des résonances lourdes ayant déchu en deux muons  $\mu^+\mu^-$ , et dont les pseudo-rapidités sont comprises dans l'intervalle  $2.5 < \eta < 4$ .
- les détecteurs “à l'avant” ( $\eta > 4$ ) sont à même de mesurer la centralité des collisions et les multiplicités des particules chargées.

<sup>1</sup>Une grandeur intéressante pour les collisions relativistes est la rapidité  $y$ , d'une particule d'énergie  $E$  et d'impulsion  $p$ , et équivalente à la vitesse longitudinale est :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E_{lab} + p_z}{E_{lab} - p_z}\right) \text{ (laboratoire)}$$

Si  $E_{lab} \gg m$ ,  $p_T$  alors  $E_{lab} \simeq p_z$  et donc :

$$y \simeq \ln\left(\frac{2E_{lab}}{m}\right)$$

<sup>2</sup>La limite ultra-relativiste (donnée pour des particules de moment  $p$  et de masse  $m$  telles que  $p > m$ ) permet de faire l'approximation  $y \simeq \eta$ , avec  $\eta$  donné par :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$$

où  $\theta$  est l'angle entre le faisceau et la particule.

Enfin, il est à noter que des mesures lors des collisions  $pp$  seront faites, ainsi que  $p-Pb$  et  $Pb-p$ . Ces données permettront d'explorer différents domaines en  $x_t$ <sup>3</sup>, et par conséquent de donner des estimations des densités en gluons des collisions.

## 2.2 La partie centrale

La partie centrale d'ALICE est composée d'un grand nombre de sous-détecteurs, et se situe dans l'entrefer de l'aimant L3. Ce large aimant (5 m de rayon) solénoïdal génère un champ magnétique moyen de 0.5 T, permettant d'assurer un compromis entre l'efficacité de reconstruction des traces, l'acceptance des particules de faible impulsion et la qualité de ces impulsions reconstruites. Les détecteurs sont détaillés ci-dessous :

**ITS** L'Inner Tracking System, ou système interne de trajectographie, est situé à quelques centimètres du vertex, et est composé de 6 couches cylindriques de détecteurs silicium recouvrant la région de rapidité centrale ( $-0.9 < \eta < 0.9$ ). Ces couches cylindriques couvrent des rayons de 4 à 44 cm autour de l'axe de la collision. La haute granularité de ce détecteur (17 millions de voies associées aux détecteurs à silicium de type pixels (SPD), de type dérive (SDD), ou de type piste (SSD)) lui permet de supporter des densités de particules très élevées (jusqu'à 80 particules/cm<sup>2</sup>) et d'atteindre des résolutions spatiales de l'ordre de quelques dizaines de microns (12  $\mu\text{m}$  pour les détecteurs les plus proches du vertex). Ces caractéristiques combinées sont utiles à :

- la localisation du vertex primaire
- la reconstruction des vertex secondaires de la décroissance des hyperons, et des mésons  $D$  et  $B$
- l'identification et la trajectographie des particules de moment inférieur à 100 MeV/c
- l'amélioration des résolutions en moment des particules de haut  $p_T$  qui traversent la TPC

**TPC** La Time Projection Chamber, ou chambre à dérive temporelle, est le détecteur principal en ce qui concerne la trajectographie de la partie centrale d'ALICE. Ce détecteur a pour but de :

- mesurer les moments des particules chargées (hadrons et leptons), avec une bonne efficacité de discrimination entre les traces, pour des moments transverses allant jusqu'à 100 GeV/c
- d'identifier les particules
- de contribuer à la localisation du vertex
- d'avoir une couverture azimuthale totale (pour les observables globales, comme le flot ou la définition du plan de réaction)

Sur la région en pseudo-rapacité  $|\eta| < 0.9$ , cette tâche s'avère extrêmement complexe car, avec un taux d'interaction de 8kHz (collisions Pb-Pb en luminosité nominale) et des multiplicités  $\frac{dN_{ch}}{d\eta} = 8000$ , environ 20000 traces chargées traverseront le détecteur par événement. Pour parvenir à remplir ce cahier des charges, le choix d'une grande chambre proportionnelle multi-fils s'est avéré le plus adapté. D'une part, les dimensions de ce détecteur cylindrique (la couverture radiale va de 80 à 250 cm autour de l'axe du faisceau, et la longueur suivant cet axe est de 5 m) lui confèrent d'excellentes qualités en terme de résolution en perte d'énergie ( $\sigma(\frac{dE}{dx}) < 7\%$ ) sur l'acceptance prévue. L'identification des particules est donc de bonne qualité. D'autre part, son positionnement lui permet de gérer l'ensemble des traces, puisque les densités en particules à l'entrée du détecteur sont de l'ordre de 0.1 cm<sup>-2</sup>. Le bruit de fond dû à la production massive de pions gênera néanmoins l'identification des électrons de moment supérieur à 1 GeV/c. Ces électrons pourront tout de même être identifiés dans le TRD.

**TRD** Le Transition Radiation Detector, ou détecteur à rayonnement de transition, a pour but d'identifier les électrons de moment supérieur à 1 GeV/c. Associé aux mesures de l'ITS et de la TPC, le TRD pourra par conséquent permettre de :

- détecter les électrons issus de la décroissance des résonances légères ( $\rho$ ,  $\omega$ , ...) et lourdes ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ , ...)

---

<sup>3</sup> $x_t$  est donné par  $p_T = \frac{x_t \sqrt{s}}{2}$ ,  $p_T$  étant le moment transverse de la particule et  $\sqrt{s}$  l'énergie de la collision dans le centre des masses.

- d'évaluer le continuum dileptonique lors des collisions Pb-Pb ou p-p
- de mesurer le charme et la beauté ouverte à travers leurs décroissances semi-leptoniques, en utilisant des coïncidence électrons/muons

Associé au spectromètre dimuon, il sera également possible de compléter la couverture d'acceptance en rapidité ( $0 < y < 4$ ) pour l'étude de la production du charme et de la beauté.

Assurant la même couverture en rapidité que les autres détecteurs, et formant une enveloppe cylindrique supplémentaire placée autour de la TPC, le TRD est constitué de six couches de détection, chacune comportant 18 chambres planes. Ces chambres sont composées d'un radiateur de 4.8 cm d'épaisseur et d'une chambre proportionnelle multi-fils. Les signaux sont lus sur les cathodes segmentées en 144 damiers. Le nombre total de voies à lire est d'approximativement 1 million.

**TOF** Le détecteur de temps de vol TOF (Time Of Flight) a pour but d'identifier les particules de moment compris entre 0.2 et 2.5 GeV/c, c'est à dire la majorité des particules chargées, avec tout particulièrement de bonnes aptitudes à discriminer les pions des kaons. La détection de ces particules ainsi que la mesure de leur moment doivent permettre de fournir des observables caractérisant l'évolution du milieu formé par les collisions Pb-Pb, comme les distributions des particules légères de types  $\pi$  et  $K$  ou même des protons. La mesure du temps de vol de ces particules se fera à l'aide de chambres du type MRPC (Multigap Resistive Plate Chamber). Ces détecteurs gazeux fonctionnent en mode avalanche. Si leur mise au point peut s'avérer complexe (réaction chimique des gaz soumis aux hautes tensions), ce mode possède de très bonnes qualités en terme de résolution temporelle, puisque le TOF d'ALICE permet de définir le temps de passage d'une particule à 150 ps près.

**HMPID** Le détecteur de particules à haut moment (High Momentum Particle Identification Detector) est un simple module recouvrant seulement 5% de l'espace des phases de la partie centrale, dont le but est de détecter des hadrons de haut  $p_T$ , dont l'impulsion transverse est supérieur à 1 GeV/c. Les particules de haut  $p_T$  étant peu nombreuses, les mesures du HMPID seront inclusives. Placé juste en dessous de l'aimant L3, où le flux des particules de  $p_T$  moyen est faible, ce détecteur pourra non seulement étendre le domaine de discrimination  $\pi/K$  à des moments transverses respectifs de 3 et 5 GeV/c, mais il pourra également renforcer les capacités d'identification des autres particules dont le moment est trop élevé pour être mesuré par perte d'énergie (ITS ou TPC) ou par temps de vol (TOF). Son principe de fonctionnement repose sur la détection de photons Cherenkov émis par les particules traversant un milieu di-électrique. Cette technologie RICH (Ring Imaging Cherenkov) est utilisée pour le développement de 7 modules de  $1.5 \times 1.5 m^2$  chacun, placés côte à côte de 0 à 60 degrés en angle azimutal (le détecteur est asymétrique), et centrés sur  $y = 0$ .

**PHOS** Le spectromètre à photons (PHoton Spectrometer) est un spectromètre électromagnétique de haute résolution et haute granularité fait de 17280 canaux de lecture de cristaux composés de plomb et de tungstène (PWO). Il détectera les particules électromagnétiques dans une acceptation limitée ( $8 m^2$  de surface active placée à  $|\eta| < 0.12$ ). Ces particules sont essentiellement des photons et des mésons neutres mesurés à travers leurs canaux de décroissance di-photonique. Deux objectifs sont associés à la détections de ces particules :

- pouvoir sonder les propriétés thermiques et dynamiques des instants initiaux des collisions (mesure de la température et de l'étendue spatio-temporelle du système) en détectant les photons directs simples et en mesurant le spectre di-photons ainsi que les corrélations de Bose-Einstein des photons simples.
- investiger les propriétés de jet-quenching du milieu (voir chapitre précédent) en effectuant des mesures de  $\pi^0$  de haut  $p_T$  (issus de la "shower") et en identifiant les jets à l'aide de mesures de corrélation  $\gamma$ -jet et jet-jet.

Les performances du PHOS devraient lui permettre de discriminer les photons rapides des photons thermiques.

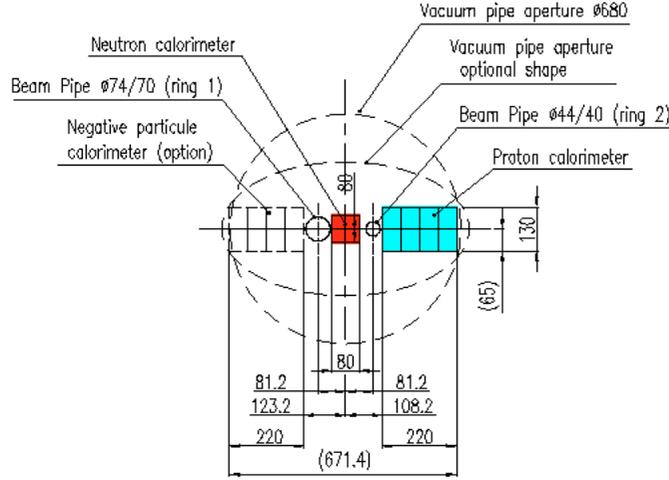


FIG. 2.3 – Vue en coupe de la ligne de faisceau à 106 m du point d’interaction, où le placement des deux modules du ZDC apparaît.

### 2.3 Les détecteurs “à l’avant”

Comme nous l’avons vu dans le premier chapitre, la densité d’énergie contrôle en partie la transition de phase vers le Plasma de Quarks et de Gluons. Or, la densité d’énergie du système formé par les noyaux collisionnant est directement proportionnelle au nombre de participants. La détermination du paramètre d’impact d’une collision est par conséquent une mesure cruciale.

**ZDC** Placé aux rapidités proches du faisceau (c’est à dire à  $\theta \simeq 0^\circ$ ), le ZDC (Zero Degree Calorimeter) permet d’inférer le nombre de participants d’une collision en donnant une mesure du nombre de ses spectateurs (qui continuent leur trajet suivant le faisceau, donc à  $\theta = 0^\circ$ ). Le calorimètre permet en effet de mesurer l’énergie déposée par les parties spectatrices et, à l’aide de l’énergie moyenne du faisceau par nucléons, le calcul du nombre de participants est donné par :

$$N_{part} = A - N_{spec} = A - \frac{E_{ZDC}}{E_{nuc}}$$

où  $A$  est le nombre de masse du noyau, soit 208 pour les noyaux de plomb,  $E_{ZDC}$  est l’énergie déposée par les parties spectatrices dans le ZDC, et où  $E_{nuc}$  est l’énergie moyenne du faisceau par nucléons, soit 2.76 TeV pour les énergies nominales du LHC dans le cas des faisceaux de plomb. Le ZDC sera placé à 106 m du point d’interaction, et sera composé de 2 modules de détection, l’un pour les neutrons et l’autre pour les protons (cf Figure 2.3). En effet, le champ induit par le dipôle D1 du LHC ne modifiera pas la trajectoire des neutrons, que l’on détectera réellement à  $0^\circ$ , c’est à dire entre les lignes de faisceau entrant et sortant. Le calorimètre à protons, dont les trajectoires sont courbées, est placé à l’extérieur de la ligne du faisceau. Les deux détecteurs sont faits de fibre de quartz, recouverte d’un matériau dense, et induisant une lumière Cherenkov récupérée par des photomultiplicateurs (PM).

**PMD** Le Photon Multiplicity Detector (détecteur de multiplicité des photons) est en charge de la mesure des multiplicités et des distributions spatiales des photons, événement par événement, pour des rapidités “à l’avant” :  $1.8 < \eta < 2.6$ . Ces mesures ont plusieurs objectifs :

- quantifier les fluctuations entre événements
- mesurer le flot
- définir l’énergie transverse dégagée par une collision
- fournir les mesures permettant le calcul du plan de réaction

D'une surface totale de détection de  $10\text{ m}^2$  et placé à  $5.8\text{ m}$  du point d'interaction, le PMD est un détecteur de haute granularité utilisant un convertisseur, un véto et un détecteur de pied de gerbe ("preshower"). Le convertisseur en plomb permet de déclencher une gerbe électromagnétique importante au passage des photons (les hadrons ne provoquent qu'un signal faible), gerbe détectée par les volumes sensibles des chambres proportionnelles segmentées en cellules. Si le véto, optimisé pour s'affranchir des signaux déclenchés par les particules chargées, n'est pas activé, les signaux recueillis par les cellules sont alors envoyés à l'acquisition.

## 2.4 Le spectromètre dimuon

Comme nous l'avons vu précédemment, les sondes dures produites aux premiers instants de la collision peuvent constituer une signature de la formation d'un état déconfiné de la matière. En particulier, la production des résonances lourdes comme le  $J/\psi$  ou le  $\psi'$  fut étudiée lors des collisions Pb-Pb, sur cible fixe, à  $158\text{ GeV}/\text{nucléon}$ , et est en cours d'étude sur l'expérience PHENIX collisionnant des noyaux Au à  $200\text{ GeV}/\text{nucléon}$  dans le centre des masses. Les énergies des collisions Pb-Pb du LHC de  $2.76\text{ TeV}/\text{nucléon}$  et par faisceau permettent de se situer au-dessus du seuil de production des charmonium, mais également des bottomonium ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ). Le spectromètre dimuon, ou bras dimuon, de l'expérience ALICE est le système de détection chargé de la caractérisation de toutes les espèces de quarkonia, résonances légères incluses (comme les résonances  $\rho, \omega$  ou  $\phi$ ), produites lors des collisions noyaux/noyaux du LHC. Cette détection se fera à l'aide des décroissances di-muoniques des résonances, pour des rapidités telles que  $2.5 < y < 4$ . Ces rapidités sont associées à l'angle d'ouverture  $\theta$ , compris entre  $2^\circ$  et  $9^\circ$ , du système de trajectographie des muons. La spectrographie en masse portera jusqu'à des valeurs de  $10\text{ GeV}/c^2$  pour les muons de signes opposés. Ces paires de muons de charges opposées doivent permettre de reconstruire les résonances, à travers les canaux de désintégration :

$$J/\psi, \psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

ou

$$\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'' \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

Ceux-ci peuvent aussi être issus d'autres canaux dont les principaux sont :

- la décroissance leptonique des pions et des kaons qui donne des muons non corrélés. Ces muons constituent ce qu'on appelle le "bruit de fond combinatoire". C'est le rôle de l'absorbeur que de le réduire au maximum.

$$(\pi^\pm, K^\pm) \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

- le processus de Drell-Yan, une annihilation électromagnétique d'un quark et de son anti-quark donnant des leptons via un photon virtuel. Ce processus n'est pas affecté par la formation d'un plasma et fut par conséquence choisi comme processus de référence dans l'expérience NA50. Pour les énergies mises en jeu au LHC, ce signal sera trop faible pour étalonner les différents processus.

$$q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

- La désintégration semi-leptonique du charme ouvert ou de la beauté ouverte, en muons corrélés et non corrélés. Les muons sont corrélés quand ils proviennent de la même paire  $b\bar{b}$  ou  $c\bar{c}$ .

$$\begin{cases} D^+(c\bar{d}) \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + X \\ D^-(\bar{c}d) \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + X \end{cases}$$

$$\begin{cases} B^+(b\bar{d}) \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + X \\ B^-(\bar{b}d) \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + X \end{cases}$$

Nous présentons dans cette partie l'ensemble des détecteurs constituant le bras dimuon, dont une vue globale est donné Figure 2.4. Le développement de ces détecteurs fut orienté afin que le spectromètre réponde aux impératifs suivants :

- haute granularité afin de gérer l'important bruit de fond ( $\sim 10^{-2}$  particules/ $cm^2$ /événement)
- couverture des rapidités "à l'avant". En effet, toujours en raison des très grandes multiplicités

lors des collisions noyaux/noyaux ultra-relativistes, les flux élevés des particules contraignent à développer des absorbeurs ne laissant filtrer que les muons. Ces absorbeurs provoquent des coupures sur l'impulsion totale des particules. La détection des quarkonia de bas  $p_T$ , comme ceux de la famille du  $J/\psi$ , n'est alors possible qu'aux rapidités élevées (où l'impulsion totale est plus élevée), c'est à dire aux petits angles, où les muons subissent l'effet du boost de Lorentz.

- résolution en masse invariante d'au moins  $100 \text{ MeV}/c^2$ , afin de pouvoir distinguer les résonances d'une même famille.
- système de déclenchement compatible avec les taux du système d'acquisition des données (1 kHz).

### 2.4.1 Les absorbeurs

**l'absorbeur frontal** L'absorbeur frontal, placé à  $90 \text{ cm}$  du vertex, a pour rôle d'atténuer le flux de hadrons extrêmement important auquel est soumis le bras dimuons (7000 particules par unité de rapidité), en particulier les pions et les kaons avant qu'ils ne décroissent en muons. Il est composé d'un matériau de faible  $Z$  pour sa partie dans l'acceptance (carbone et béton) afin de limiter la diffusion multiple des muons (sans quoi leur trajectographie devient imprécise). La partie arrière de l'absorbeur frontal est faite en boronate de polyéthylène, de  $Z$  élevé (qui joue le rôle d'absorbeur et de modérateur de neutrons). La longueur de l'absorbeur est de  $4.13 \text{ m}$  avec une longueur d'interaction maximum (environ 10 longueurs d'interaction) pour éliminer les pions et les kaons et une longueur de radiation minimum (environ 60 longueurs de radiation) pour que les muons, issus des résonances que l'on cherche à étudier, ne perdent pas trop d'énergie et soient le moins possible affectés par la diffusion multiple. Une vue en coupe et en perspective est donnée Figure 2.5.

**le filtre à muons** Le filtre à muons est un mur de fer placé entre la dernière chambre de trajectographie et la première chambre de déclenchement (trigger). Ce filtre a une épaisseur de  $1.2 \text{ m}$  ce qui n'est pas suffisant pour arrêter des muons de plusieurs centaines de  $\text{MeV}$  mais permet d'arrêter les particules constituant le bruit de fond. La Figure 2.6 représente le filtre à muons placé en regard de la première chambre de trigger.

**le blindage du tube faisceau ("beam shield")** Le blindage du faisceau est composé d'un matériau très dense (tungstène); sa forme suit l'acceptance angulaire minimum. Il permet de protéger les chambres des particules produites avec de grandes valeurs de rapidité. La Figure 2.7 donne une vue en coupe de ce blindage, en indiquant les matériaux utilisés.

### 2.4.2 Le dipôle

A  $7 \text{ m}$  du point d'interaction, l'aimant dipolaire de 850 tonnes est placé au centre du système de trajectographie. Les bobines résistives de cet aimant laissent une ouverture intérieure de  $3.5 \text{ m}$  de hauteur, où seront placées les chambres 5 et 6 de la station 3 du système de trajectographie. Les contraintes sur les performances de reconstruction en masse invariante imposent un champ de  $0.7 \text{ T}$ , l'intégrale du champ entre le point d'interaction et le filtre à muons étant alors de  $3 \text{ T.m}$ . Une vue de l'aimant est donnée Figure 2.8.

### 2.4.3 Les chambres de déclenchement

Lors d'une collision Pb-Pb centrale, environ 8 muons issus de la décroissance de pions ou de kaons traverseront le spectromètre. Ces muons simples (par opposition aux dimuons issus de la décroissance des quarkonia), de bas  $p_T$ , peuvent gêner la détection des dimuons de haut  $p_T$  issus de la décroissance des résonances lourdes. Le trigger a pour but de sélectionner les événements d'intérêt en envoyant à l'acquisition un signal de déclenchement dès lors qu'un événement contient au moins deux muons de signes opposés dont le  $p_T$  est supérieur à une certaine valeur seuil. Des simulations montrent que, pour l'étude du  $J/\psi$ , une coupure "basse" de  $1 \text{ GeV}/c$  sur ces muons permet de couper une grande partie du bruit de fond sans affecter le signal. Pour le  $\Upsilon$  une coupure



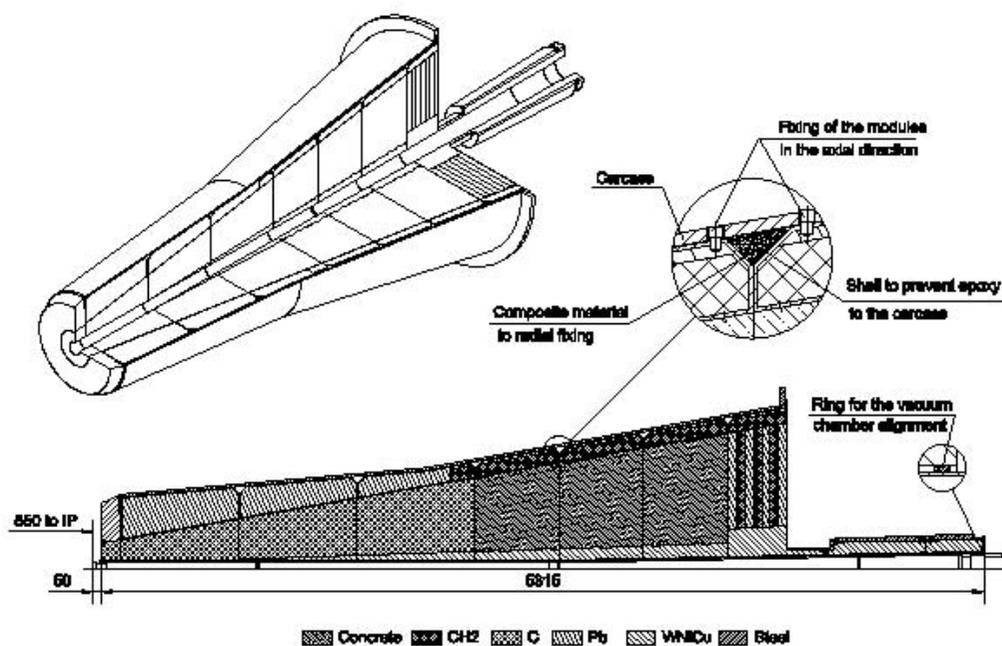


FIG. 2.5 – Vues en coupe de l'absorbeur frontal.

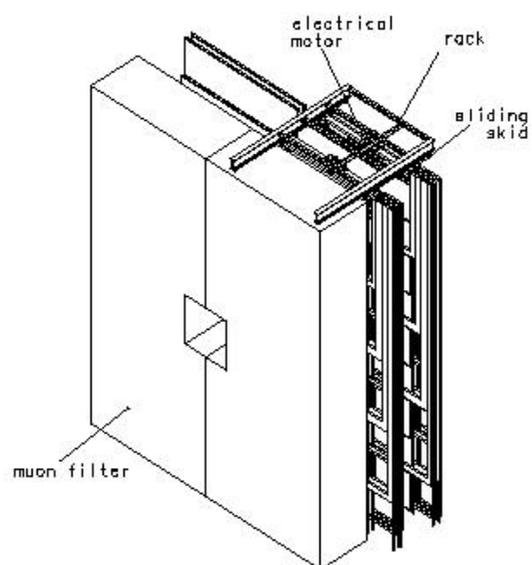


FIG. 2.6 – Vue en perspective du filtre à muons.

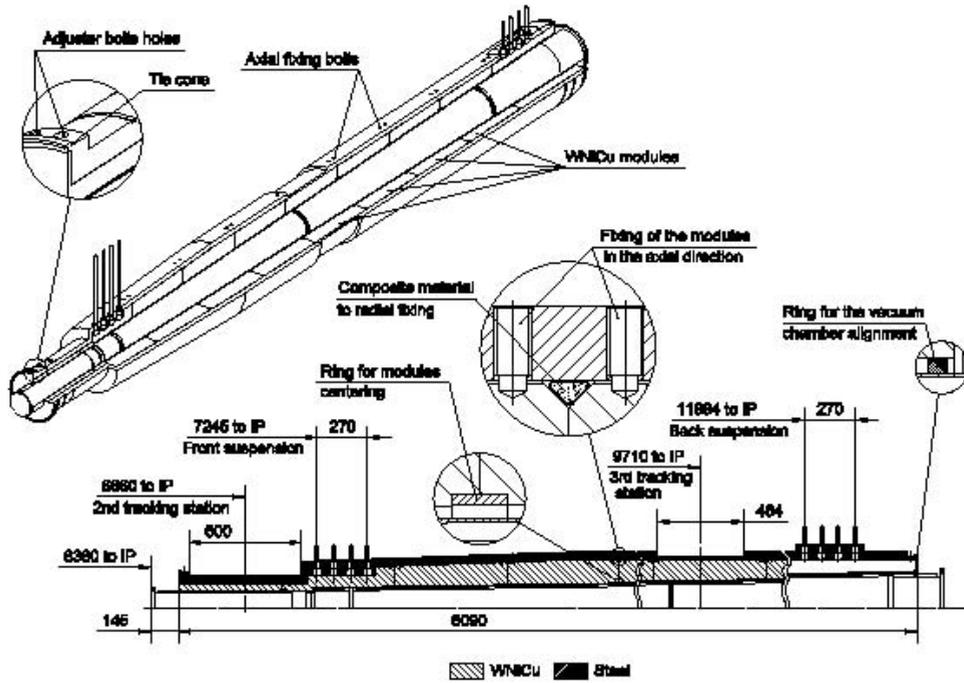


FIG. 2.7 – Vues en perspective et en coupe du blindage du tube faisceau.

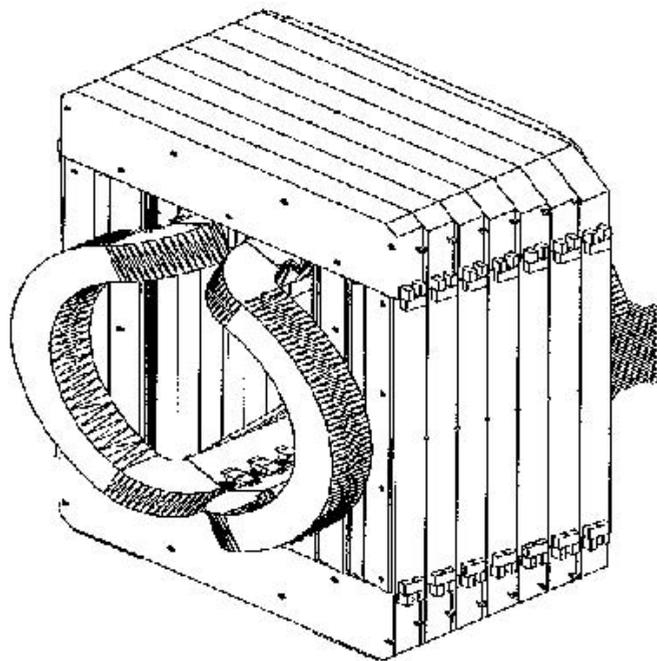


FIG. 2.8 – Vue en perspective de l'aimant dipolaire du spectromètre dimuon.

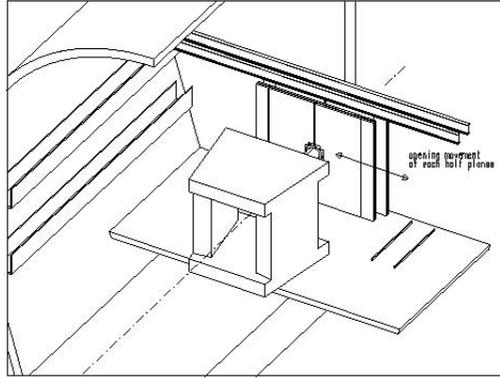


FIG. 2.9 – Vue en perspective des chambres de déclenchements.

“haute” de  $3\text{ GeV}/c$  sur les muons sera utilisée. Pour parvenir à ces selections en  $p_T$ , des chambres de type RPC (Resistive Plate Chamber), qui seront opérées en mode streamer, ont été développées. Un système de quatre chambres de ce type réparties en 2 stations éloignées de 1 m l’une de l’autre, est placé derrière le filtre à muons (Figure 2.9). Ces chambres sont équipées de segmentations adéquates pour une localisation spatiale des muons précise au centimètre près. Les électrodes en Bakelite étant de faible résistivité, les chambres possèdent un taux de déclenchement maximum de  $40\text{ Hz}/\text{cm}^2$ .

#### 2.4.4 Les chambres de trajectographie

Les chambres utilisées pour la trajectographie, c’est à dire pour la reconstruction des traces, sont des chambres à damiers. Leur précision spatiale doit être meilleure que  $100\ \mu\text{m}$  dans le plan de courbure (le plan vertical) et de l’ordre du millimètre dans le plan de non-courbure, de façon à obtenir une résolution en masse de l’ordre de  $100\text{ MeV}$ , afin de bien séparer les résonances, en particulier celles de la famille du  $\Upsilon$ . De plus, leur épaisseur en longueur de radiation doit être faible pour perturber le moins possible la trajectoire des muons par diffusion multiple. Les stations sont au nombre de 5 et contiennent chacune deux chambres. On a donc dix chambres au total, dénommées TC1 ... TC10. Les chambres TC5 et TC6 sont placées dans l’aimant dipolaire et permettent donc, à l’aide des informations données par les autres stations, d’accéder à la mesure du rayon de courbure  $\rho$  de la trajectoire de la particule. Ce rayon de courbure permet, lui, d’accéder à l’impulsion  $p$  de la particule via la formule :

$$p(\text{MeV}) \simeq 0.3(\text{MeV}\cdot\text{T}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}) \times B(\text{T}) \times \rho(\text{m})$$

en sachant que  $B$ , le champ magnétique de l’aimant dipolaire est de 0,7 T (cette formule est une approximation supposant le champ constant).

Ainsi, la précision des valeurs physiques telles que l’impulsion des particules est entre autres associée à la précision de la définition spatiale de l’impact de ces particules sur les chambres (d’autres facteurs jouent un rôle important, comme la diffusion multiple des particules dans les matériaux, ou leur perte d’énergie dans l’absorbeur). La résolution spatiale des chambres est donc primordiale, et des simulations ont permis de définir le type de chambre adéquat. Le choix est une chambre à fils à cathodes segmentées. Les chambres des stations 1 et 2 sont faites de 4 quarts (Figure 2.10) et celles des stations 3 et 4 sont faites de modules en “lattes” (Figure 2.11). Ces chambres des stations 3, 4 et 5 sont fabriquées par les groupes de Cagliari (INFN, Italie), de St Petersburg (PNPI, Russie), de Nantes (SUBATECH IN2P3) et de Saclay (CEA/DAPNIA/SPhN). Leur fonctionnement ainsi que leurs propriétés sont abordées plus en détail dans le chapitre suivant.

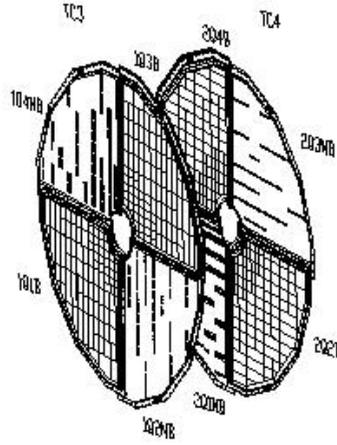


FIG. 2.10 – Vue en perspective des deux chambres de la Station 2.

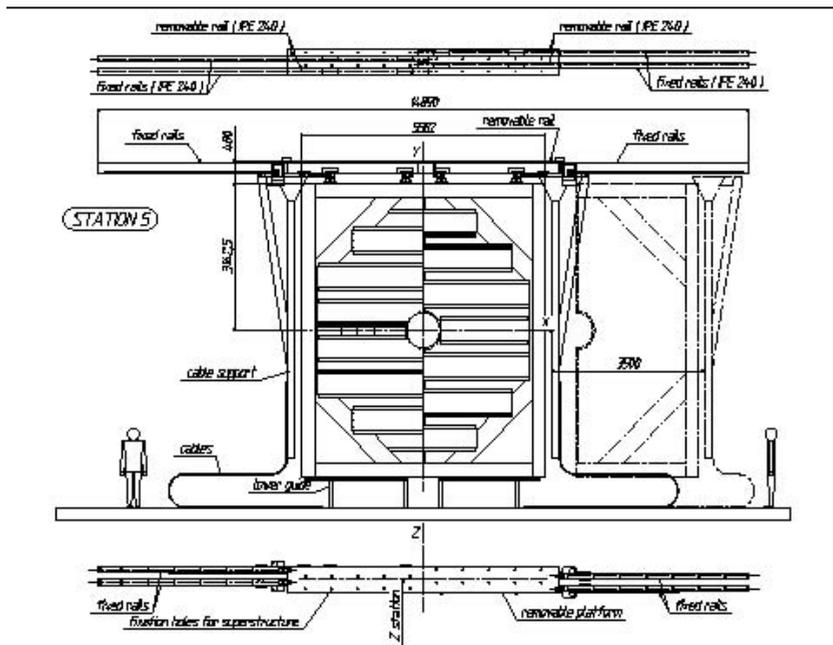


FIG. 2.11 – Vue de face de la chambre 5, Station 3.

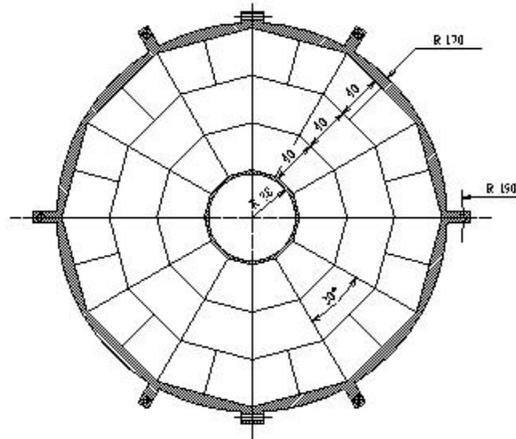


FIG. 2.12 – Vue de face du détecteur V0.

## 2.5 Le détecteur V0

Afin d'aider les chambres de déclenchement, deux modules de détections ont été rajoutés des deux cotés du point d'interaction. Le module placé à une distance de 90 cm à droite du point d'interaction, V0R, est accolé à l'absorbeur frontal du spectromètre dimuons tandis que V0L, placé à gauche du point d'interaction, est situé à 355 cm du vertex. Ces modules sont chargés de :

- fournir un déclenchement “minimum bias” (intégré sur toutes les centralités) au détecteurs centraux
- donner des indications sur la centralité d'une collision
- servir de déclencheur en centralité lors des collisions Pb-Pb
- valider le signal des chambres de déclenchement pour filtrer le bruit de fond lors des collisions p-p

Un des modules est représenté Figure 2.12, où apparait la segmentation en 72 sous-modules distribués suivant 5 anneaux concentriques. Chacun des sous-modules est un scintillateur relié à des fibres à déplacement de longueur d'onde WLS (Wave Length Shifting Fibers). La lumière collectée par ces fibres est envoyée à des photo-multiplicateurs.

## Chapitre 3

# Les chambres à cathodes segmentées de type latte des stations 3, 4 et 5 du bras dimuon de l'expérience ALICE

### 3.1 Les chambres à fils à cathodes segmentées

#### 3.1.1 Contraintes sur les performances des chambres de reconstruction des traces des stations 3, 4 et 5

L'équipe de Saclay est impliquée dans l'élaboration des grandes stations 3, 4 et 5 assurant une détection spatiale bidimensionnelle des particules, et permettant ainsi d'assurer, avec les stations 1 et 2, la reconstruction des traces. Les performances du dispositif général de reconstruction des traces doivent répondre aux critères suivants, validés par des simulations ([7] et [51]) :

\* aptitude à gérer des multiplicités de 600 particules par collision et par chambre, dans le cas le plus défavorable des collisions centrales Pb-Pb. La distribution radiale de ces particules n'est pas constante, et les densités les plus élevées (jusqu'à  $10^{-2}$  particules/cm<sup>2</sup>/événement) se situent dans la proximité du tube faisceau (beam pipe).

\* résolution spatiale inférieure à 100  $\mu\text{m}$  dans le plan de courbure (Bending), plan de la déviation des particules provoquée par l'aimant dipolaire. Cette résolution spatiale permet d'obtenir environ 100 MeV de résolution pour la masse invariante des dimuons, nécessaires à la séparation des résonances, dont la plus contraignante est la séparation des résonances de la famille du  $\Upsilon$  ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ ). De même, une résolution de l'ordre du millimètre doit être atteinte dans le plan de non courbure afin de séparer les différents agrégats (clusters), dont la majorité sont issus du bruit de fond physique.

\* efficacité globale supérieure à 80% et donc supérieure à 99% pour chacune des chambres (1% d'inefficacité par chambre multipliée par 20 mesures indépendantes issues des 10 points d'impact pour chaque traces).

\* épaisseur maximum de 3% de longueur de radiation<sup>1</sup> pour chaque chambre afin de limiter la diffusion multiple qui altérerait la résolution en masse.

---

<sup>1</sup>La longueur de radiation d'un matériau (en g/cm<sup>2</sup>) est définie comme la distance pour laquelle l'énergie de l'électron est réduite d'un facteur 1/e par perte radiative.

La longueur d'interaction dans un milieu donné est le libre parcours moyen d'une particule avant de subir une interaction qui ne soit ni élastique ni quasiélastique (diffractif), habituellement désignée par  $\lambda$ .

\* taux d'occupation<sup>2</sup> inférieur à 5%, pour assurer une bonne efficacité de reconstruction

\* faible sensibilité aux neutrons et aux photons.

Pour répondre à ces impératifs, la solution des chambres à fils à cathodes segmentées (CPC, Cathode Pad Chamber) a été retenue. En effet ce type de détecteur possède non seulement d'excellentes propriétés combinées de résolution spatiale et d'efficacité, mais permet également de limiter au maximum les problèmes de particules "fantômes", spécialement gênants dans le cas de multiplicités élevées. Les particules "fantômes" sont issues de l'impossibilité de discriminer, dans le cas des chambres à pistes, des combinaisons différentes associant une abscisse à une ordonnée (voir Figure 3.1). L'acceptance du dispositif de détection (entre 2 et 9 degrés) fixe les dimensions des chambres. Pour les stations 1 et 2, dont les surfaces de détection sont les plus petites (rayon  $\simeq 1$  m), une géométrie en quadrant fût adoptée. Pour les stations 3, 4 et 5, plus grandes (jusqu'à 5 m de hauteur) un choix de modules horizontaux appelés lattes s'est imposé. La suite de la première section de ce chapitre détaillera dans un premier temps le principe de détection des chambres à fils. Dans un second temps la question du choix des segmentations sera abordée. Des références seront faites au cas particulier des CPC de type latte des stations 3, 4 et 5.

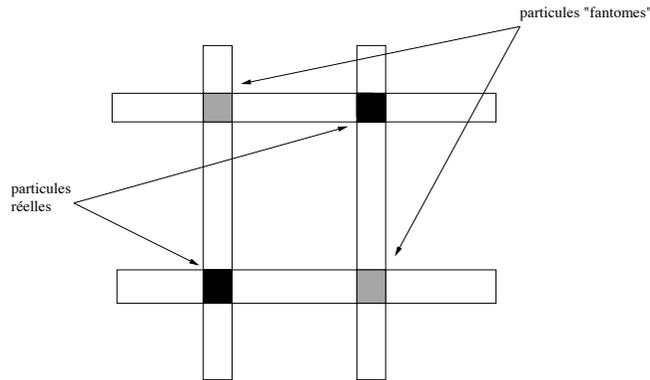


FIG. 3.1 – Ce schéma illustre la reconstruction du point de passage de 2 particules réelles (zone noire) activant 4 pistes du détecteur : 2 particules supplémentaires dites "fantômes" sont reconstruites (zone grisée).

### 3.1.2 Les chambres à fils

#### Principe de fonctionnement

Le principe des chambres à fils fut développé par Charpak et ses collaborateurs en 1968. Elles sont constituées d'un plan de fils d'anode portés à une haute tension positive et insérés entre deux plans de cathode reliés à la masse. L'ensemble est hermétique et contient un mélange gazeux. Lors de leur passage dans le gaz, les particules chargées ionisent les atomes du gaz (Argon par exemple), formant ainsi des paires électron-ion dites primaires (Figure 3.2, schéma b). Les électrons sont alors attirés par les fils d'anode (en leur voisinage immédiat), les ions dérivent vers la cathode. Le champ électrique en  $\frac{1}{r^2}$  ( $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$ , et  $V \sim \frac{1}{r}$ ) créé par les fils provoque alors une accélération des électrons. Si les fils d'anode sont élevés à une tension suffisamment grande, la chambre va fonctionner en régime proportionnel : l'accélération des électrons sera suffisante pour leur permettre d'ioniser à leur tour le gaz à proximité des fils (jusqu'à une distance de quelques fois le rayon des fils, cf Figure 3.2, schéma a), donnant naissance à une avalanche. Le déplacement des ions produit alors par influence une charge récoltée par la cathode faisant face au lieu d'ionisation (Figure 3.2, schéma b). Le facteur de multiplication entre les électrons primaires et l'ensemble des électrons

<sup>2</sup>Le taux d'occupation est la fraction du nombre de voies touchées par événement.

récoltés sur l'anode après avalanche est donné par :

$$M = \exp\left[\int_a^r \alpha(r) dr\right]$$

avec  $a$  le rayon du fil d'anode,  $r$  la distance caractéristique évoquée ci dessus, et  $\alpha(r)$  une fonction de la pression du gaz dans la chambre, de sa géométrie et de la haute tension des fils d'anode, représentant l'inverse du libre parcours moyen d'un électron dans le gaz. Pour des valeurs faibles de  $\alpha$ , une formule empirique donnée par Townsend met en évidence les dépendances du coefficient dit de Townsend :

$$\alpha(P, E) = AP \cdot \exp\left(-\frac{BP}{E}\right)$$

où  $A$  et  $B$  sont des constantes qui dépendent du gaz,  $P$  la pression du gaz, et  $E$  le champ électrostatique créé par le fil d'anode. Dans un compteur proportionnel, le coefficient de multiplication vaut typiquement  $10^4$  ou  $10^5$  et peut aller jusqu'à des valeurs de  $10^6$  ou  $10^7$  [4, 5]. A coté de l'ionisation, certains atomes d'argon dans un état excité retournent à l'équilibre en émettant un photon qui peut libérer un électron du milieu et donc provoquer une nouvelle avalanche, sans lien avec le phénomène physique étudié. Pour parer à cela, un gaz dit "quencheur" est mélangé à l'argon afin d'absorber ces photons parasites. Les gaz quencheurs les plus fréquemment utilisés sont par exemple l'éthane, l'isobutane, ou le dioxyde de carbone.

### Définitions de quelques caractéristiques des chambres à fils des stations 3, 4 et 5

Le premier paramètre ayant été défini fut la distance anode-cathode (gap). Le compromis sur ce paramètre résulte du choix suivant [7] :

- pour des petites valeurs du gap, le trajet d'une particule dans la chambre est plus faible, et donc le nombre de paires primaires électrons-ions créées aussi. Ainsi, la gamme dynamique accessible au signal résultant s'en retrouve amoindrie (la résolution en charge est plus mauvaise) et la chambre perd en efficacité. De la même manière, des variations de gain (par exemple dues aux contraintes mécaniques) seraient d'autant plus importantes. En revanche, les dimensions de l'étalement de la charge sur le plan de cathode seraient plus petites, et donc l'aptitude à séparer deux particules serait meilleure.
- de grandes valeurs du gap impliquent un étalement de la charge plus conséquent, et donc une reconstruction de la position de la particule sensiblement meilleure. De plus, le nombre de paires primaires créées est plus élevé et la résolution en charge ipso facto meilleure. Néanmoins, l'aptitude à séparer deux particules proches serait plus mauvaise.

Des simulations tenant compte de ces effets ainsi qu'une vérification expérimentale ont permis de fixer la distance anode-cathode des chambres des stations 3, 4 et 5 à 2.5 mm.

Le second paramètre géométrique important est la distance entre deux fils d'anode, dont la valeur est usuellement choisie proche du demi-gap : cette distance a donc été elle aussi fixée à 2.5 mm. Cette valeur est également compatible avec la résolution attendue dans le plan de non-courbure : l'avalanche conséquente au passage d'une particule se fait principalement sur un seul fil, par conséquent la résolution en  $x$  est de l'ordre de grandeur d'un profil carré de 2.5 mm soit :

$$\sigma_x \simeq \frac{2.5 \text{ mm}}{\sqrt{12}} \text{ soit } \sigma_x \simeq 700 \mu\text{m}$$

La résolution spatiale attendue dans ce plan est donc inférieure au millimètre.

Enfin, les lattes des stations 3, 4, et 5 contiendront un mélange gazeux de 80% d'argon et de 20% de  $CO_2$  (qui joue le rôle de quencheur). L'argon de faible coût permet d'avoir un bon taux d'ionisation et le  $CO_2$ , ne comportant pas d'hydrogène a une section efficace de réaction avec les neutrons très faible. En outre, la proportion (80%,20%) des deux gaz du mélange fut déterminée expérimentalement : celle-ci permet d'avoir un plateau en résolution et en efficacité en fonction de la haute tension.

La distance anode-cathode des lattes étant de 2.5 mm, à pression atmosphérique normale, l'ordre de grandeur du nombre de paires primaires électrons-ions créées est d'environ 30 (dans le cas d'un gaz composé d'argon uniquement), le nombre de paires secondaires valant environ 95.

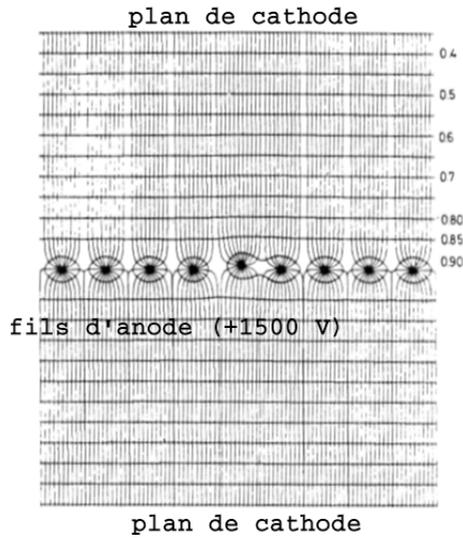
Ces valeurs sont données pour des particules incidentes au seuil d'ionisation (Minimum Ionizing Particle) et calculées pour un potentiel d'ionisation  $W_i$  de l'argon de 26 eV [52].

Lors de leur trajet dans les 5 mm de gaz, les particules perdent en moyenne une énergie donnée par :

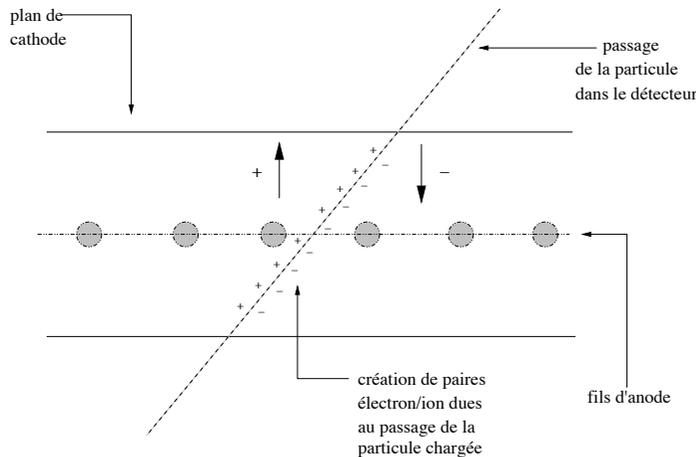
$$E_{loss} = \frac{dE}{dx} \cdot \rho \cdot l$$

Avec une perte d'énergie par unité de longueur donnée par la formule de Bethe ultra-relativiste :  $dE/dx \simeq 2 \text{ MeV/g/cm}^2$  (à partir du  $\text{GeV}$ , la dépendance de  $dE/dx$  en fonction de l'énergie de la particule incidente est assez faible), et avec  $\rho \simeq 1.66 \cdot 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$  et  $l = 0.5 \text{ cm}$ , on trouve que les muons laissent environ dans la chambre :

$$E_{loss} \simeq 2 \text{ keV}$$



(a) Lignes de champ et equipotentielles



(b) Mécanisme d'ionisation

FIG. 3.2 – Vue en coupe d'une chambre proportionnelle multifils

### 3.1.3 Les chambres à cathodes segmentées (CPC) de type latte des stations 3, 4 et 5

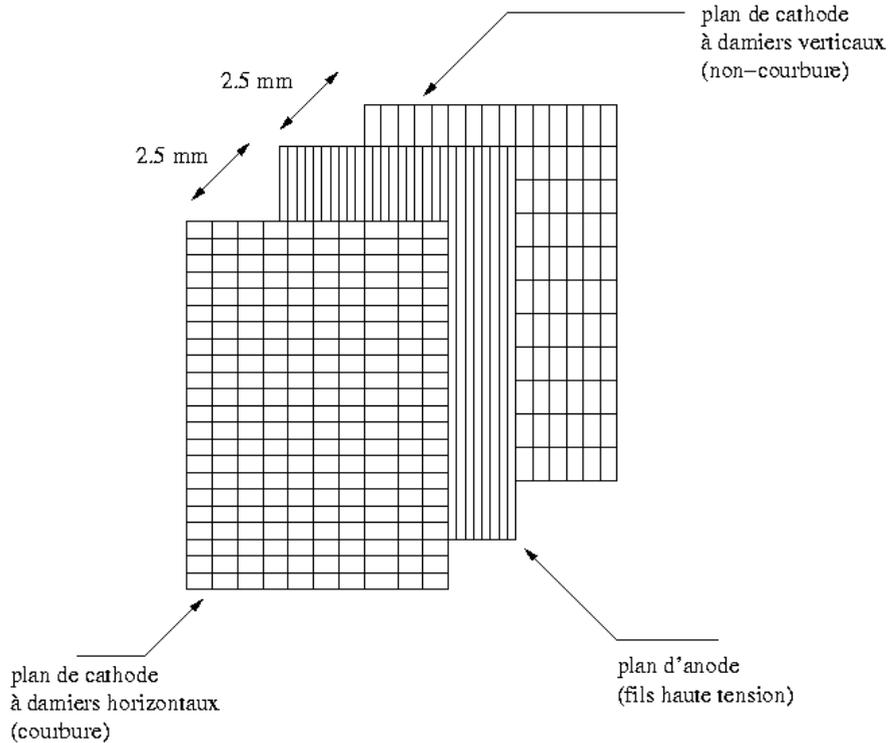


FIG. 3.3 – Vue schématique d'une chambre de type latte composée des deux plans de cathode parallèles (plan de courbure et de non-courbure) et du plan de fils d'anode inséré entre les deux.

Toutes les chambres du spectromètre dimuon d'ALICE sont des chambres à cathodes segmentées. Ainsi, les charges induites par le passage d'une particule dans le gaz sont lues sur les deux plans de cathode (les fils d'anode ne sont pas lus), le plan de courbure et le plan de non courbure, tous deux segmentés (Figure 3.3). Le choix de la segmentation (taille des damiers) est lié à la résolution dans le plan vertical et aussi au taux d'occupation maximum toléré. Ainsi, en théorie, la largeur  $w$  des damiers et la valeur  $d$  du demi-gap qui permettent d'optimiser la résolution spatiale et les performances différentielles linéaires sont données par le rapport  $w/d \sim 1.4$  [7]. Des simulations et des tests de prototypes de chambre à cathodes segmentées ont donc permis d'étudier le gain et les résolutions (en tenant compte du bruit électronique) correspondant à  $w=d$  et à  $w=2d$ . Ces simulations ont mis en valeur dans les deux cas un étalement de la charge sur environ 3 damiers en moyenne, valeur permettant d'optimiser la résolution spatiale du détecteur. Dans le cas le moins contraignant où  $w=2d$ , le gain et la résolution obtenue sont suffisants, en particulier, la résolution dans le plan de courbure (direction verticale le long du fil) est inférieure à  $100 \mu m$ . La largeur des damiers a donc été fixée à  $w=2d=5 \text{ mm}$  dans le plan de courbure, pour toutes les lattes des stations 3, 4 et 5. De même, la largeur des damiers a été fixée à  $w=7.143$  pour la cathode associée au plan de non-courbure. Cette valeur permet d'obtenir une résolution suffisante pour le plan de non-courbure (inférieure au millimètre) et a été fixée précisément par des impératifs liés à la production industrielle du circuit imprimé où les damiers sont gravés (les dimensions de ce circuit imprimé sont de  $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ). S'il est vrai que la résolution spatiale suivant l'axe du plan

de non-courbure est fortement liée à la distance entre les fils d'anode (l'avalanche due au passage d'une particule dans le gaz se fait sur un seul fil), il n'en reste pas moins que la distance du passage de la particule au fil de l'anode à l'origine de l'avalanche induit des systématiques sur la génération du signal et sur l'étalement de la charge sur la cathode du plan de non-courbure. La correction de ces systématiques permet d'améliorer sensiblement la résolution (cf 3.3.1).

Le choix de la longueur  $l$  des damiers est défini par le taux d'occupation (voir Figure 3.4). Le

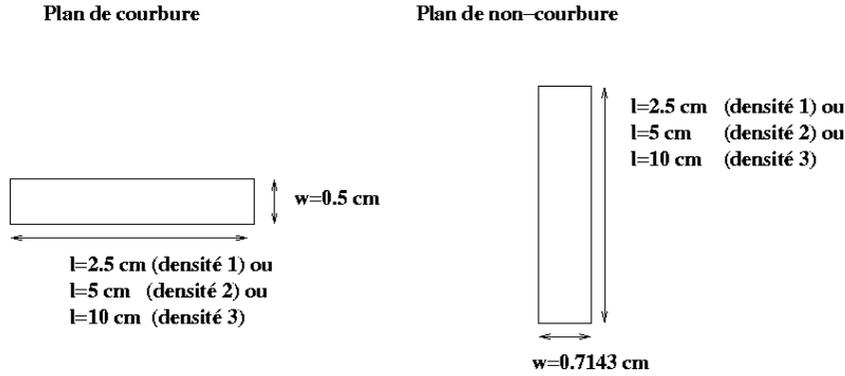


FIG. 3.4 – Détail de la dimension des damiers des plans de courbure et de non-courbure.

taux d'occupation maximal visé pour les chambres est de 5% (cette valeur permet de conserver une bonne efficacité de reconstruction dans le cas de signaux voisins dans la chambre, tout en minimisant autant que possible le nombre de voies d'électronique). Afin de ne pas dépasser cette limite, en particulier près du tube faisceau où la densité de particules venant du bruit physique est la plus élevée, des simulations sont faites avec différentes valeurs de  $l$ , et permettent de choisir la valeur la plus grande (minimisation du nombre de voies électroniques) qui permet de conserver un bruit électronique intrinsèque au damiers raisonnable. En effet, la résolution, qui est d'autant plus faible que le rapport  $\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}}$  est petit, peut être conséquemment dégradée pour de trop grandes valeurs de  $l$  (le bruit est directement proportionnel à la surface des damiers). Les différentes étapes de ces simulations ont été reprises avec un bruit physique plus réaliste, et l'on peut donc vérifier que le choix des différentes segmentations des lattes des stations 3, 4 et 5 du bras dimuon assurent un taux d'occupation ne dépassant pas les 5%.

La Figure 3.5 présente la distribution des densités de particules détectées dans les chambres en fonction du rayon  $r$ . Ces distributions ont été obtenues avec des simulations sous AliRoot incluant l'absorbeur, toutes les stations de trajectographie, le dipôle, et le tube faisceau. Le fichier de bruit utilisé contient 10 événements nominaux de bruit de fond générés avec le logiciel HIJING, c'est à dire 20 collisions Pb-Pb, et les résultats sont moyennés sur ces dix événements (ce qui donne donc un facteur 2 de sécurité). Comme l'indique cette figure, la densité de particules détectées est fortement dépendante du rayon : maximum pour les coups proches du tube faisceau, celle-ci décroît pour de plus grand rayons. Cette densité peut se paramétrer avec la fonction suivante :

$$d(r) = a \exp(-br)$$

où les paramètres  $a$  et  $b$  sont donnés, pour les stations 3, 4 et 5 par le Tableau 3.1.

Dans le cas des stations 3, 4 et 5, trois types de densités de damiers permettent de répondre

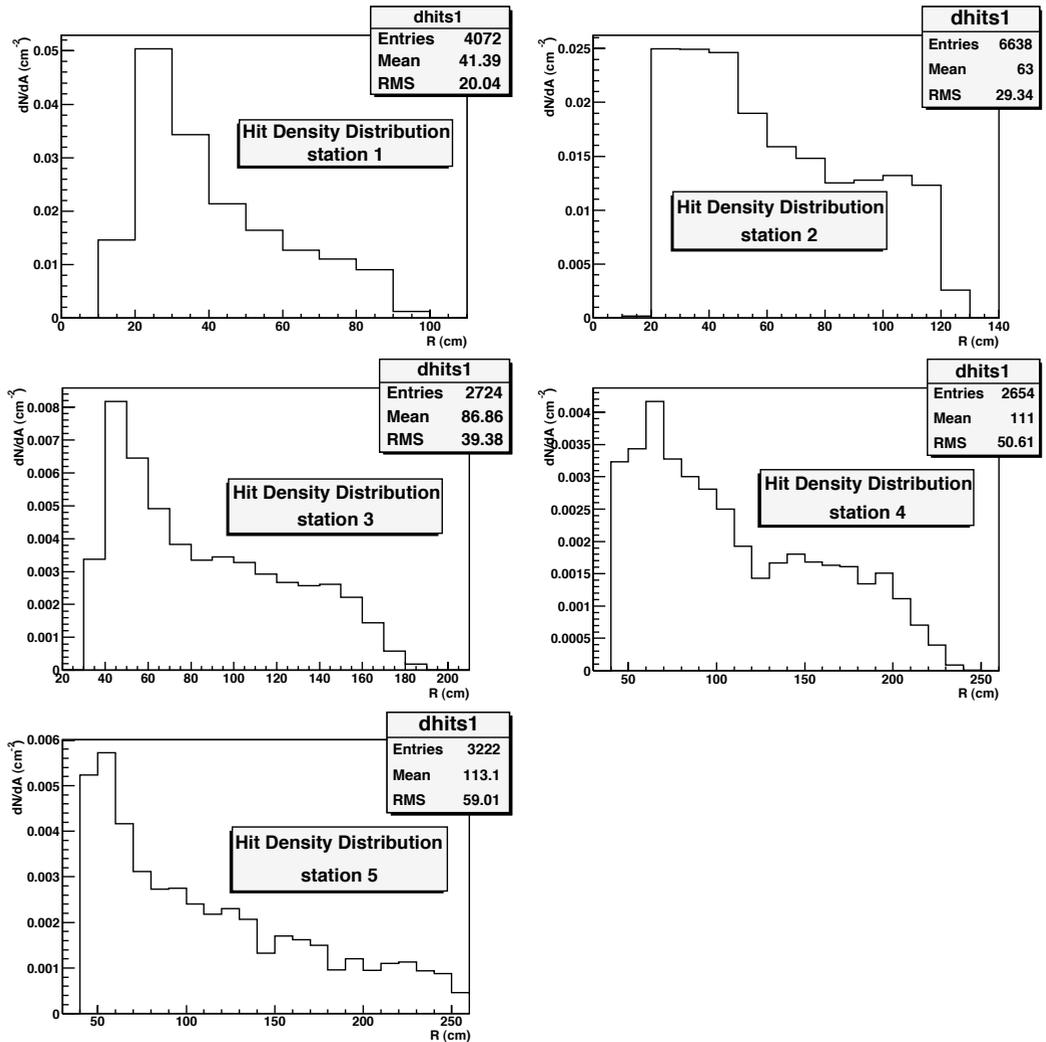


FIG. 3.5 – Densité d’impacts (particules/cm<sup>2</sup>/événements) dans les chambres en fonction du rayon, pour les 5 stations.

aux impératifs définis précédemment. Ces trois densités pour les plans de courbure et de non-courbure sont données dans les Tableau 3.2 et 3.3. A l’aide des résultats sur les densités de hits et de cette définition des segmentations, il est possible de calculer les taux d’occupations dans chaque chambre en utilisant le programme de simulation AliRoot (Figure 3.6). Ce calcul consiste simplement à recenser la fraction du nombre de damiers moyens touchés par événements et révèle des taux d’occupation inférieurs à 5% pour les 6 chambres des stations 3, 4 et 5.

## 3.2 Les prototypes de chambres à fils à cathode segmentées de type latte

### 3.2.1 Choix d’une géométrie de type latte

Plusieurs raisons sont à l’origine du choix d’une géométrie modulaire de type latte pour la réalisation des chambres des stations 3, 4 et 5 [7]. D’une part, les chambres de type latte permettent d’assurer une plus grande fiabilité des équipements expérimentaux. En effet, les contraintes mécaniques (fils moins longs ou gap par exemple) ou électroniques (le nombre de voies à gérer) sont

Stations	a ( $cm^{-2}$ )	b ( $cm^{-2}$ )
1	0.103	-0.031
2	0.033	-0.009
3	0.011	-0.011
4	0.007	-0.010
5	0.007	-0.009

TAB. 3.1 – Paramètres de la densité de hits pour toutes les stations.

Segmentations	$\Delta x(cm) \times \Delta y(cm)$	Nombre de voies électroniques par PCB
Densité 1	$2.5 \times 0.5$	1280
Densité 2	$5 \times 0.5$	640
Densité 3	$10 \times 0.5$	320

TAB. 3.2 – Segmentation des damiers pour les lattes des stations 3, 4 et 5 du plan de courbure (y) et nombre de voies pour chaque circuit imprimé (PCB) de  $40 \times 40$   $cm^2$ .

moins fortes sur ces chambres aux dimensions modestes. D'autre part, une géométrie modulaire s'adapte plus facilement au partage des tâches entre laboratoires et permet de limiter les coûts de production, dans la mesure où un grand nombre de pièces de ces lattes sont à produire.

Typiquement, un module standard de type latte est de forme rectangulaire, avec une largeur de 400 mm et une longueur variant de 800 à 2400 mm de long (ces dimensions sont celles de la surface active). Il existe 20 types de lattes différentes, montées de manière horizontale de telle sorte que la surface totale d'une chambre s'approche d'une forme quasi-circulaire (Figure 3.7). A titre d'exemple, la surface active pour l'une des chambres des stations 4 ou 5 est d'environ 23  $m^2$ , cette même surface intégrée sur l'ensemble des stations étant d'environ 100  $m^2$  [7].

### 3.2.2 Aspects mécaniques

**Caractéristiques mécaniques :** La chambre de type latte est composée de deux plans parallèles limitant un espace de dérive de 5 mm au centre duquel est placé le plan de fils d'anode (Figure 3.9). Ces fils en tungstène de 20  $\mu m$  de diamètre sont espacés de 2.5 mm et collés. La tension des fils a été fixée à 40 g, ce qui représente un facteur 2 de marge par rapport à la tension minimum nécessaire à l'équilibre électrostatique. La structure mécanique de la chambre est détaillée sur la figure 3.8. Chaque plan est composé d'une structure en nid d'abeille de 8 mm d'épaisseur assurant la rigidité de la latte, prise en sandwich entre deux peaux de carbone de 200  $\mu m$ . La largeur de 400 mm des lattes permet de limiter la tension des fils et par conséquent de relâcher la contrainte sur la structure mécanique résistante mais légère (en effet, les impératifs de transparence en terme de longueur de radiation imposent l'utilisation de matériaux légers). C'est l'assemblage de 2 à 6 PCB de ce type sur chaque panneau sandwich qui forme une latte, mécaniquement faite d'un seul tenant. Les damiers de cuivre constituant la cathode sont gravés sur un circuit imprimé (PCB, Printed Circuit Board) de 400  $\mu m$  d'épaisseur mesurant  $40 \times 60$   $cm^2$ , avec une partie active de  $40 \times 40$   $cm^2$ .

Chaque damier est relié par un trou métallisé à une piste de lecture de 180  $\mu m$  de largeur située sur l'autre face du PCB. Les PCB sont collés sur les panneaux sandwich. Les damiers sont perpendiculaires au fils d'anode pour le plan de courbure. La taille des damiers est spécifiée sur les tableaux 3.2 et 3.3. Comme on le verra par la suite, un point important est l'insertion d'une feuille de Nomex entre le PCB et la peau de carbone. De faible permittivité ( $\epsilon_r = 1.2$ ), cette feuille de 250  $\mu m$  d'épaisseur éloigne les damiers de la peau de carbone reliée à la masse de façon à réduire le bruit induit par le couplage capacitif.

Les composants principaux d'une latte sont donc :

- les panneaux “sandwichs”, assurant une rigidité mécanique des lattes suffisante pour ne pas avoir de variations de gain trop importantes.

Segmentations	$\Delta x(cm) \times \Delta y(cm)$	Nombre de voies électroniques par PCB
Densité 1	$0.7143 \times 2.5$	896
Densité 2	$0.7143 \times 5$	448
Densité 3	$0.7143 \times 10$	256

TAB. 3.3 – Segmentation des damiers pour les lattes des stations 3, 4 et 5 du plan de non-courbure (x) et nombre de voies pour chaque circuit imprimé (PCB) de  $40 \times 40$  cm<sup>2</sup>.

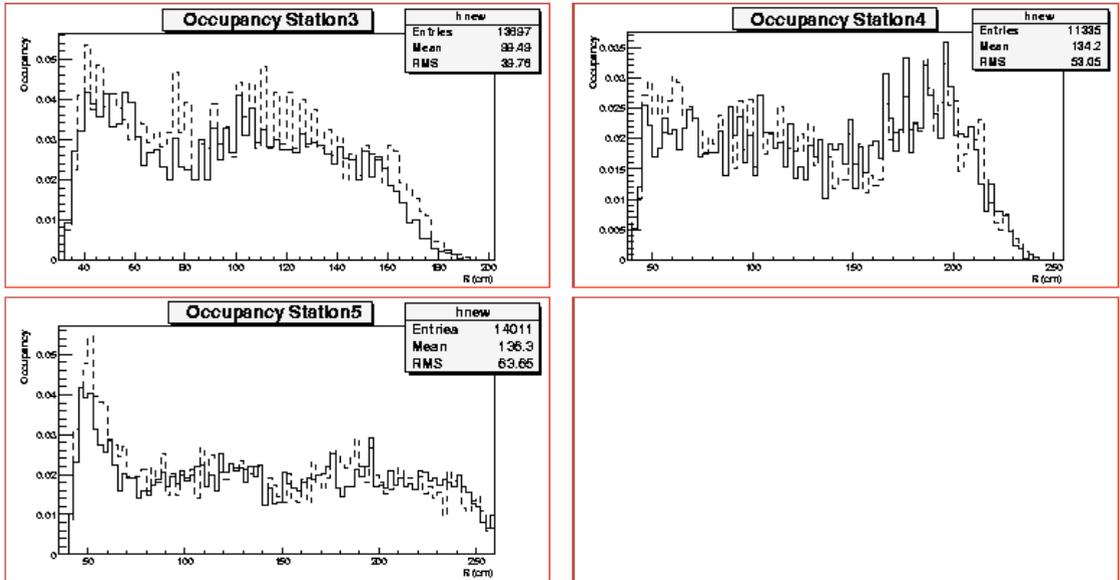


FIG. 3.6 – Taux d'occupation des stations 3, 4 et 5 en fonction du rayon. Le trait plein représente la première chambre et le pointillé la deuxième chambre.

- les PCB, regroupant les damiers et l'électronique frontale. Un détail de ces PCB est représenté Figure 3.10.
- les écarteurs, permettant de fixer la distance anode-cathode (les écarteurs sont placés aux extrémités supérieures et inférieures des lattes, entre les PCB) ainsi que la distance entre les fils d'anode (ceux ci sont collés dans des encoches placées tous les 2.5 mm sur les écarteurs).

**Tolérances :** Des tests de lattes en faisceau ont montré que la dégradation en résolution d'une chambre de type latte reste acceptable pour des variations relatives du gain de l'ordre de  $\frac{\Delta G}{G} \simeq 15\%$ . En tenant compte des différentes épaisseurs des matériaux citées ci-dessus, et prenant une pression différentielle du gaz de 0.5 mb, des calculs montrent que cette variation en gain est associée à une variation relative du gap inférieure à  $\frac{\Delta g}{g} \leq 4\%$ , soit  $110 \mu m$ . Cette valeur a été utilisée pour définir les précisions mécaniques des différents éléments de la chambre.

### 3.2.3 Aspects électroniques

L'électronique des chambres de trajectographie est en charge de la lecture, de la mise en forme et de la conversion analogique/numérique des charges récoltées par les damiers. La vitesse de l'électronique est définie par le débit de données des détecteurs, très important ( $10^6$  voies électroniques sur l'ensemble des chambres) et par la réduction au maximum de la perte d'information sur ces voies. De plus, les chambres possédant un nombre de damiers important, il convient de gérer ces informations simultanément tout en respectant les contraintes en temps. Les damiers sont reliés à l'électronique par des pistes, gravées sur le circuit imprimé, qui permettent une propagation très rapide du signal qu'ils génèrent. Ces signaux analogiques sont alors traités par des cartes électro-

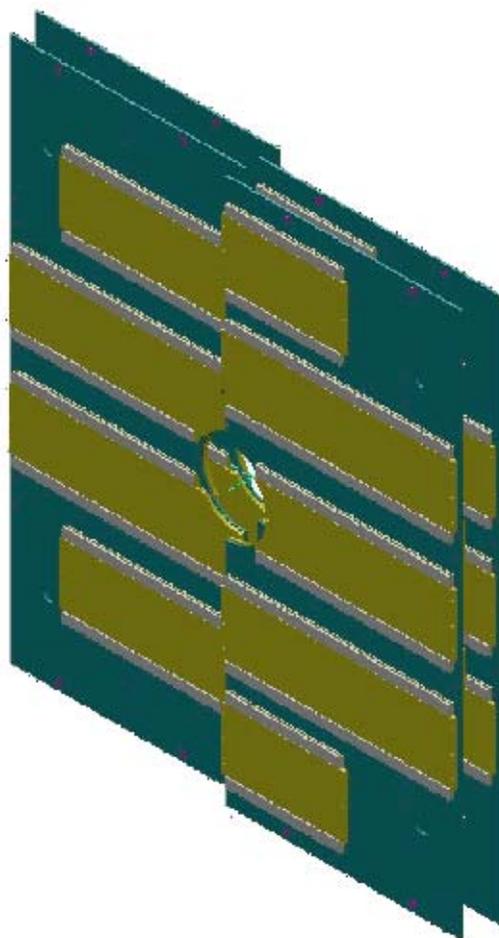


FIG. 3.7 – Schéma d’une station en lattes : perspective des chambres 5 et 6 de la station 3. Les deux plans de la station cachent les lattes décalées permettant de recouvrir l’acceptance.

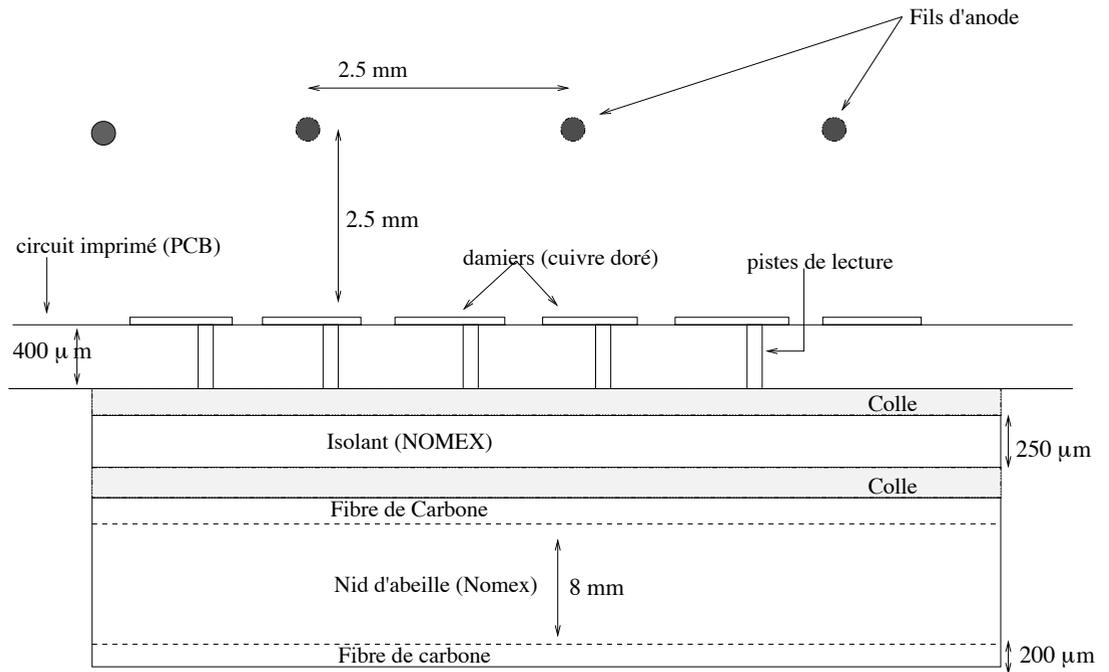


FIG. 3.8 – Détail de la structure mécanique de la chambre à damiers (1/2 coupe). Cette figure n'est pas à l'échelle.

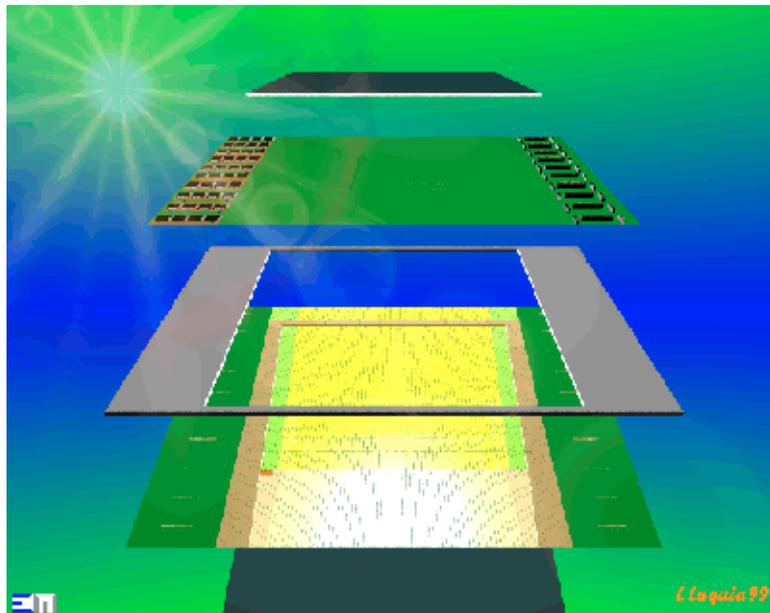


FIG. 3.9 – Vue éclatée des différents éléments des chambres à damiers : du centre à la partie supérieure (ou inférieure), on peut voir le plan de fils d'anode, le PCB, et le panneau en fibre de carbone.

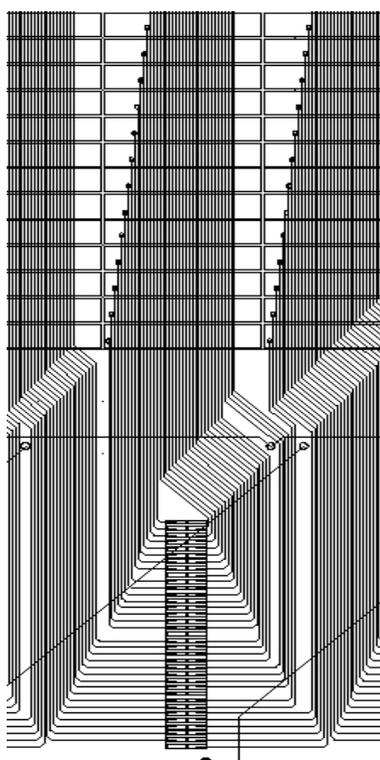


FIG. 3.10 – Détail du PCB du plan de courbure de la latte testée en octobre 2001. On aperçoit le connecteur (placé verticalement au niveau de la partie inférieure) avec les lignes de lectures qui sont connectées aux damiers (les damiers sont placés horizontalement au niveau de la partie supérieure).

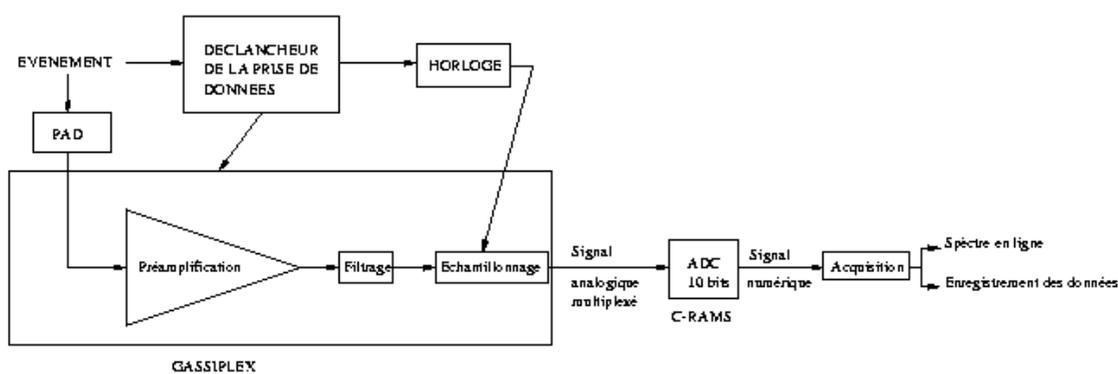


FIG. 3.11 – Représentation schématique du système de lecture de données.

niques situées en bout de PCB, juste à proximité des damiers afin de limiter la longueur des pistes de lecture.

**Traitement du signal :** Les opérations de traitement du signal sont gérées (dans l'électronique finale) par des cartes MANU (MANas NUmerical) composées de :

- 4 préamplificateurs de 16 voies, des MANAS  $1.2 \mu m$ , qui assurent la préamplification du signal (les damiers produisent des signaux très faibles, allant de 0 à 100 fC), le filtrage, la mise en forme et surtout le multiplexage des signaux. Le filtrage a pour but de restaurer la ligne de base perturbée par l'arrivée lente des ions sur la cathode et la mise en forme permet d'ajuster le temps d'échantillonnage à une même valeur pour tous types de signaux. Le multiplexage, lui, permet de passer d'une information de type parallèle à une information de type série.
- Deux ADC (Analogic/Digital Conversion) 12 bits branchés directement sur la carte et assurant la conversion du signal analogique en signal numérique. La bande de conversion étant de 1.5 V, le pas d'échantillonnage est de  $\frac{1.5}{2^{12}}$  V/canal soit à peu près 0.35 mV/canal. Lors des tests en faisceau des chambres, ces données numériques peuvent alors être lues via un module VME par un ordinateur et donc être exploitées en ligne ou hors ligne.
- Un circuit MARC ayant pour but de séquencer la sortie des MANAS, d'assurer le codage, la soustraction des pedestaux, la suppression des zéros, et d'envoyer les données à une carte DSP (Digital Signal Processing) via un bus numérique situé dans le PCB lui-même.

**Flux de données :** Les données sont transmises à une fréquence de 40 MHz vers les ports de lecture de ces DSP via des bus numériques. A cette fréquence, les bus imposent des limitations sur le nombre de MANUs branchés sur un même bus (20 au maximum).

**Acquisition des données :** Le schéma de principe de l'acquisition électronique nécessaire à l'enregistrement des données est représenté sur la Figure 3.11. Celui ci fait apparaître le rôle du déclencheur qui, lors du passage d'une particule, commande au circuit MARC la production d'un train d'horloge permettant le codage et la lecture des données stockées dans des mémoires capacitives. Le temps caractéristique s'écoulant entre le déclenchement et la mesure est de l'ordre de  $1.2 \mu s$  (peaking time).

### 3.2.4 Performances de l'électronique

En l'absence de signal physique, chacune des voies électronique possède un niveau intrinsèque appelé pedestal. Ce dernier doit être mesuré afin d'être soustrait à la valeur du signal physique recueilli. La Figure 3.12 nous donne la valeur des pedestaux par voies (64 voies correspondant à 1 MANU).

La mesure des pedestaux par voie donne également accès au bruit électronique. Ce bruit est évalué pour chacune des voies en calculant la dispersion (R.M.S.) des valeurs des pedestaux pour un grand nombre de mesures.

La figure 3.13 présente ces mesures de bruit électronique effectuées sur deux différents prototypes pour les 3 densités de damiers (prototype d'octobre 2001 pour la densité 1 et juillet 2002 pour les deux autres densités). Ce bruit correspond à la somme du bruit intrinsèque de l'électronique frontale ( $\simeq 530$  électrons) et de celui lié à la capacité d'entrée vue par les Gassiplex. Pour la densité la plus élevée, il se situe au alentours de 1 canal ADC, soit 1300 électrons de bruit. Les structures de dépendance de bruit en fonction de la voie électronique apparaissant sur le prototype d'octobre 2001 sont à associer à la cartographie (ou mapping) des pistes : la connectique des damiers sur les cartes indique une alternance des longueurs longues ou courtes. En effet, les différentes positions des damiers sur le PCB font intervenir différentes longueurs de pistes (reliant le damier à l'électronique). Or, il existe une dépendance du bruit en fonction de la longueur de ces pistes de lecture, comme le montre la Figure 3.14 : plus la longueur est grande, plus le bruit est important.

Pour les mesures de bruit des damiers de densité 2 et 3, faites sur le prototype de juillet 2002, le bruit est légèrement plus élevé : les damiers étant plus grands, leur bruit électronique l'est également. En densité 2, ce bruit est en moyenne de 1.1 canal ADC soit 1430 électrons. Les structures présentées par la deuxième sous-figure de la Figure 3.13 indiquent bien que le mapping

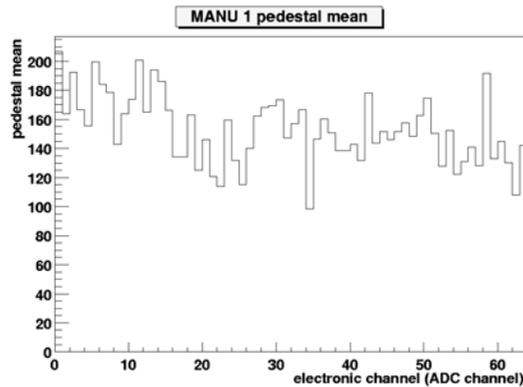


FIG. 3.12 – Valeur des pedestaux (évalués en nombre de canaux ADC) en fonction de l’adresse électronique des damiers, pour le plan de courbure.

de ce prototype était différent. Il en va de même pour les résultats en densité 3, autour de 1.3 canal ADC de bruit soit 1700 électrons. Concernant les résultats de ces deux dernières densités, il est à noter que les PCB et les plans de carbone étaient mis à la masse, elle même déconnectée au hall expérimental, pour éviter au maximum le phénomène de “pick-up” qui augmente le bruit intrinsèque des damiers en générant des effets capacitifs dus à des effets d’antenne captant le bruit électromagnétique environnant.

### 3.2.5 Tests en faisceau des prototypes

#### Dispositif expérimental des tests en faisceau

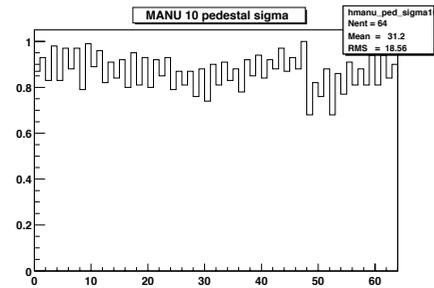
Depuis mon arrivée au CEA de Saclay, plusieurs tests en faisceau de différents prototypes ont été réalisés. Ces tests ont pris place à l’emplacement T10 du complexe PS du CERN et à l’emplacement X5 du SPS. Le faisceau utilisé était un faisceau de  $\pi^-$  de  $7\text{ GeV}/c$  de moment au PS et un faisceau de muons de  $100\text{ GeV}/c$  au SPS. Le système de reconstruction des traces utilisé était composé de 5 détecteurs à pistes au silicium dans la direction x (horizontale) et de 5 autres dans la direction y (verticale). La largeur de ces pistes est de  $50\ \mu\text{m}$  ce qui confère au système une résolution spatiale maximum de  $\frac{50}{\sqrt{12}} \simeq 15\ \mu\text{m}$  dans les deux directions. Trois paires de ces détecteurs (un détecteur en charge de la mesure en X et un autre de la mesure en Y, par paire) sont placées en amont de la chambre, et deux en aval. Chaque détecteur au silicium comporte 384 pistes lues par une électronique multiplexée. Le système de déclenchement de l’acquisition était composé de deux jeux de scintillateurs en coïncidence. Chacun de ces jeux est lui-même fait de deux scintillateurs successifs montés en croix, l’un étant placé avant le premier détecteur au silicium, l’autre après le dernier. Ce montage permet ainsi de définir une surface de déclenchement d’environ  $20 \times 20\text{ mm}^2$ , et donc de sélectionner des traces parallèles au faisceau. Tout ce dispositif expérimental est représenté figure 3.15. Les tests décrits par la suite sont uniquement les tests réalisés au PS.

#### Caractéristiques des lattes des différents tests en faisceau

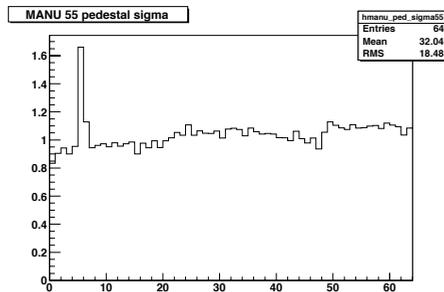
**Tests de juillet 2000 :** L’objectif de ces tests était de mesurer le bruit, la résolution et l’efficacité d’un prototype de damiers de densité 1.

Les caractéristiques de la latte pour ce test sont détaillées ci dessous, relativement à la dernière version de prototype qui a été présentée dans la section précédente.

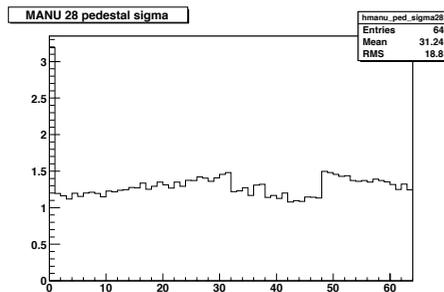
- aspects mécaniques : le prototype, composé de 3 PCB, mesurait  $40 \times 120\text{ cm}^2$ . L’épaisseur du PCB était de  $200\ \mu\text{m}$  et celle de Nomex était de  $250\ \mu\text{m}$ .



(a) densité 1 (petits damiers)



(b) densité 2 (damiers moyens)



(c) densité 3 (grands damiers)

FIG. 3.13 – Mesure du bruit (évalué en nombre de canaux ADC) en fonction de l'adresse électronique des damiers, pour le plan de courbure.

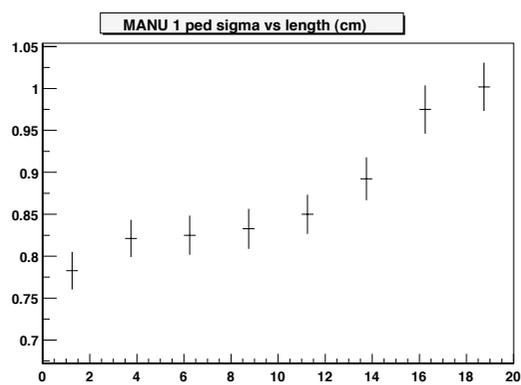


FIG. 3.14 – Mesure du bruit (évalué en nombre de canaux ADC) en fonction de la longueur de piste de lecture (cm)

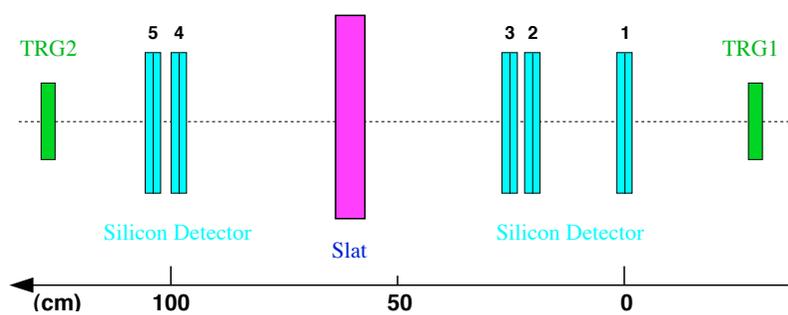


FIG. 3.15 – Représentation schématique du dispositif expérimental des tests en faisceau au PS du CERN.

- aspects électroniques : la préamplification du signal était assurée par une version plus ancienne du Gassiplex, les Gassiplex 1.5  $\mu\text{m}$  (650 électrons de bruit à 0 pF). La conversion analogique/digital du signal était assuré par des ADC 10 bits sur une gamme dynamique de 1.5 V (soit  $\frac{1.5}{2^{10}} = 1.5\text{mV}/\text{canal ADC}$ ). Ces ADC appartenaient à des modules C-RAMS (CAEN Readout Analogic Multiplexed System) de type VME.

Les résultats de ces tests ont été très satisfaisants en terme de linéarité du gain et de comportement de la résolution et de l'efficacité en haute tension (présence d'un plateau). La résolution fût de 80  $\mu\text{m}$  pour un bon niveau de bruit de 1.5 canaux ADC (1150 électrons). Cette résolution inclut les effets de la diffusion multiple des particules sur les détecteurs au silicium. L'efficacité était de 97% pour une coupure sur les résidus de  $\pm 1$  mm et de 93% à  $\pm 240$   $\mu\text{m}$  ( $3\sigma$ ).

**Tests de juillet 2001 :** Le but était d'évaluer les caractéristiques de deux prototypes contenant des pads de grande taille ( $5 \times 100$  mm<sup>2</sup>), dont le niveau de bruit est donc plus élevé. Quelques études sur le bruit ont alors été menées, afin de tenter de le réduire. Les caractéristiques de ces prototypes étaient :

- mécanique : Les dimensions des prototypes étaient de  $40 \times 40$  cm<sup>2</sup>. L'épaisseur des PCB était de 400  $\mu\text{m}$ . Les pads des plans de courbure étaient de  $5 \times 100$  mm<sup>2</sup> et de  $5 \times 25$  mm<sup>2</sup> et ceux du plan de non-courbure étaient de  $8.333 \times 100$  mm<sup>2</sup> et de  $8.333 \times 25$  mm<sup>2</sup>. Sur l'un des prototypes, l'épaisseur de la feuille de Nomex visant à réduire le bruit par couplage capacitif était de 250  $\mu\text{m}$ . Sur l'autre, l'isolation était faite par 2 mm de nid d'abeilles en Nomex, rempli d'air. Une deuxième différence était la mise à la masse : le premier prototype avait les deux peaux de carbone mises à la masse, l'autre uniquement le côté extérieur.
- électronique : les Gassiplex sont passés de la version 1.5 à la version 0.7, plus performante et dont le bruit exprimé en électrons s'écrit :

$$\text{Bruit (electrons)} = 530 + 11.2 \times \text{Capacite (pF)}$$

Dans cette version le niveau général du bruit ainsi que sa dépendance en fonction de la capacité sont améliorés. De plus, le gain de ces Gassiplex est 3.3 fois plus bas que celui de l'ancienne version. Les ADC 10 bits ont été remplacés par des ADC 12 bits qui permettent d'améliorer la précision de la mesure de la charge. La gamme dynamique de ces ADC étaient de 1.5 V, soit 0.36 mV/canal ADC

En tenant compte de l'ensemble de ces modifications, une modélisation prévoit un bruit exprimé en nombre de canaux (12 bits) donné par la Figure 3.16. On voit que la dispersion des différentes valeurs de bruit est faible, ce qui devrait limiter très fortement la dépendance du bruit du nouveau prototype en fonction de la longueur des pistes ainsi que la taille des damiers.

Ce résultat est à comparer aux résultats des tests en faisceau du prototype, donnés par la Figure 3.17. Il existe encore deux niveaux de bruit, qui correspondent chacun à des damiers différents. On voit sur cette figure que la dépendance du bruit en fonction de la longueur de piste est relativement limitée, alors qu'il y a un facteur 4 en surface entre les petits et les grands damiers.

Le modèle relate donc de manière assez correcte la faible dépendance du bruit en fonction de la longueur de piste. Néanmoins les niveaux moyens de bruit du modèle et de l'expérience diffèrent d'un facteur 2 environ. Il est en effet très difficile de se normaliser par le calcul, d'autres effets capacitifs jouant probablement un rôle sur ce niveau moyen de bruit, comme par exemple le bruit intrinsèque des codeurs C-RAMS et des câbles correspondants (15 mètres), la diaphonie, etc...

Le niveau de bruit du plan de non-courbure (Figure 3.18) est proche de celui du plan de courbure, indiquant une meilleure prise en compte des masses que celle du prototype 2000.

**Tests d'octobre 2001 :** L'objectif de ce test était de fabriquer et d'évaluer les performances d'un prototype de latte de la plus grande dimension (2400 mm de long) dans son design quasi-final, avec l'électronique dans sa version quasi-définitive (les circuits Gassiplex seront à terme remplacés par des MANAS). Ce fut l'occasion également de tester certaines procédures de montage et d'assemblage. Une photographie de cette latte apparait Figure 3.19.

C'est l'électronique de ce prototype qui est détaillée dans la section précédente. Les résultats des tests en faisceau de cette latte sont repris section 3 et 4.

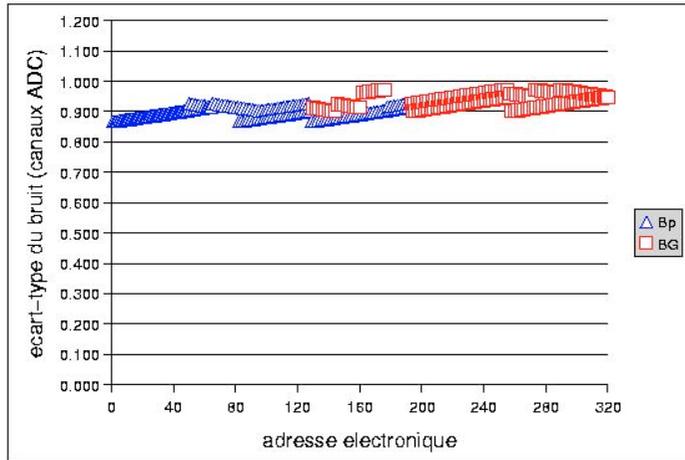


FIG. 3.16 – Calcul du bruit du prototype en fonction de l'adresse électronique, pour les petits damiers de  $5 \times 25 \text{ mm}^2$  (triangles) et les grands damiers de  $5 \times 100 \text{ mm}^2$  (carrés).

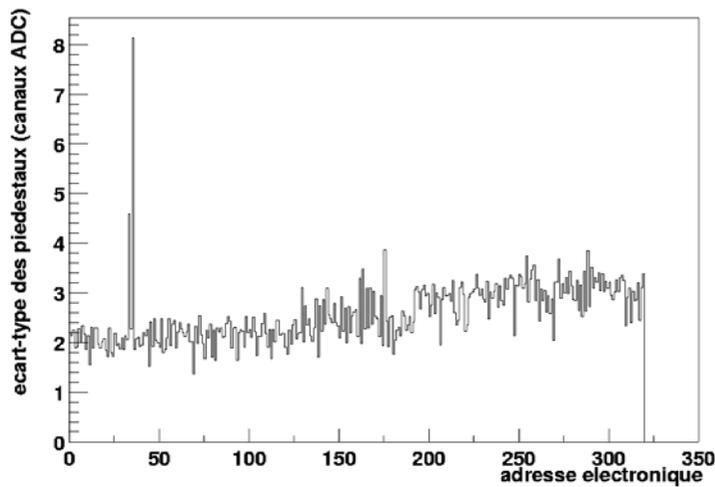


FIG. 3.17 – Mesure du bruit du prototype de juillet 2001 en fonction de l'adresse électronique des damiers, dans le plan de courbure. Pour pouvoir être comparés aux résultats de l'étude des pedestaux (section 4.2.1), il convient de multiplier ces résultats par un facteur  $3/4$ , eu égard au rapport entre le gain des anciens et des nouveaux Gassiplex ( $\simeq 3$ ) et à la précision des anciens et des nouveaux ADC (passage de 10 à 12 bits). Deux des voies de ce graphe sont inopérantes car elles présentent un bruit trop élevé.

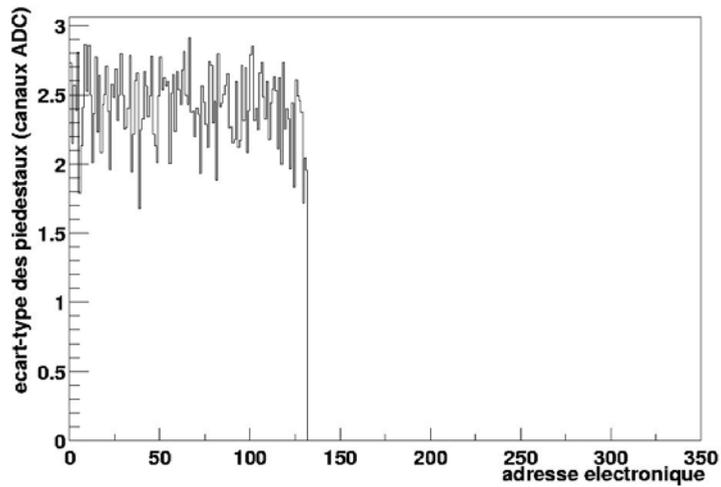


FIG. 3.18 – Mesure du bruit en fonction de l'adresse électronique dans le plan de non-courbure.

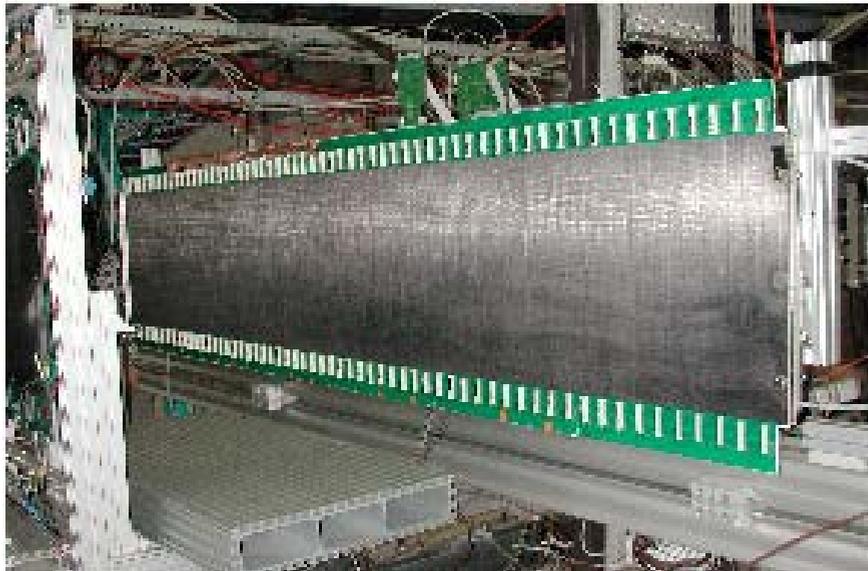


FIG. 3.19 – Photographie de la latte de 2.4 m testée en octobre 2001 au T10 du PS du CERN. On distingue en particulier les connecteurs des cartes d'électronique en haut et en bas de la latte.

**Tests de juillet et septembre 2002 :** Il s'agissait lors de ces tests d'évaluer les caractéristiques d'une latte de 120 cm×40 cm contenant les 3 densités de damiers.

**Récapitulatif :** Les tests de juillet 2000 ont permis de définir plusieurs caractéristiques comme les efficacités, les résolutions, et les bruits électroniques des lattes pour la densité 1. Les tests de juillet 2001 se sont concentrés sur la mécanique des lattes en testant deux prototypes différents, et ont permis de confirmer les mesures précédentes. Après amélioration de certains paramètres mécaniques, et utilisation de l'électronique quasi-finale (les circuits Gassiplex doivent encore être remplacés par des Manas), les tests de juillet 2001 ont utilisé une grande latte quasi-finale de 240 cm de longueur. Les tests de juillet 2002 ont permis, pour une latte plus petite, mais mécaniquement et électroniquement proche de la latte d'octobre 2001, de tester les trois densités de damiers. La Table 3.4 résume les tests des différents prototypes au PS du CERN.

Tests au PS	Objectif	Densités	Dimensions	Mécanique	Electronique
juillet 2000	tests D1	D1	40×120 $cm^2$	ancienne	ancienne
juillet 2001	mécanique	D2	40×40 $cm^2$	2 versions	ancienne
octobre 2001	montage+latte quasi-finale	D1	40×240 $cm^2$	quasi-finale	quasi-finale
juillet 2002	3 densités+effets de bord	D1,D2,D3	40×120 $cm^2$	quasi-finale	quasi-finale

TAB. 3.4 – Table récapitulative des tests en faisceau au PS du CERN des différents prototypes de lattes. Il est à noter que deux lattes différentes furent testées lors des tests de juillet 2001, lattes dont les caractéristiques mécaniques différaient.

### 3.3 Les méthodes de reconstruction de la position

Les données concernant la répartition de la charge sur les damiers permettent de reconstruire la position de passage de la particule à l'origine de l'avalanche. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées. Nous allons détailler certaines d'entre elles dans les sous sections qui suivent. Les données utilisées pour l'étude de ces méthodes sont issues des tests en faisceau du prototype de latte testé en octobre 2001.

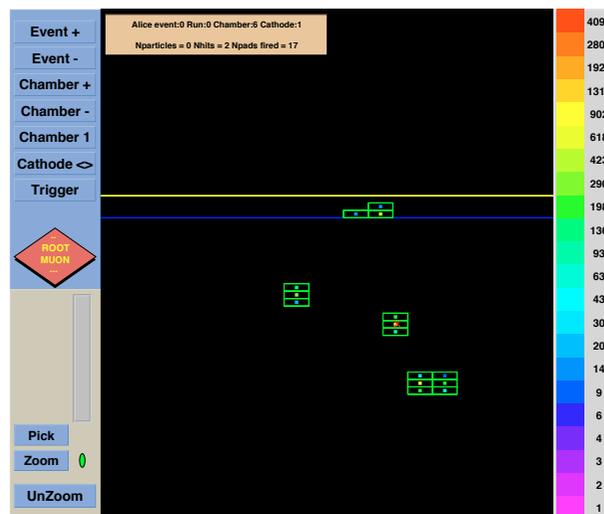


FIG. 3.20 – Représentation sous AliRoot de la détection de 4 particules : les différents damiers activés sont regroupés par agrégats (clusters) associés au passage d'une particule. Plusieurs configurations des damiers formant un agrégat sont mises en évidence.

Comme indiqué sur la Figure 3.20, différentes configurations de damiers touchés peuvent se

présenter. Le calcul de la position de passage de la particule en  $y$  se fait à l'aide des damiers du plan de courbure, et celle en  $x$  à l'aide des damiers du plan de non-courbure. Dans la suite, l'attention sera portée sur la reconstruction de la position en  $y$ , exigeant les meilleures résolutions. Il existe usuellement trois classes générales de méthodes permettant de calculer de manière plus ou moins précise le centroïde des charges, correspondant au lieu de passage de la particule : les méthodes basées sur un barycentre des charges, les méthodes dites de "ratio", et les méthodes d'ajustement par des fonctions empiriques [56]. La première sous-section présente les résultats de résolution du prototype obtenus à l'aide d'un barycentre des charges. Un moyen d'affiner les résultats lors de l'utilisation de cette méthode sera aussi détaillé. La deuxième sous-section correspond à l'étude d'une méthode d'ajustement du centroïde des charges : il y est expliqué comment ajuster la distribution spatiale de la charge à l'aide de la fonction de Mathieson-Gatti. Enfin, la dernière méthode présente des résultats obtenus à l'aide d'une technique d'apprentissage par un réseau de neurones (perceptron multicouche à rétropropagation du gradient). Cette méthode utilise comme données d'entrée des rapports de charge (charge des damiers latéraux/charge du damier central), et correspond à la seconde classe de méthode évoquée ci-dessus.

### 3.3.1 Centre de gravité et centre de gravité corrigé

C'est un barycentre des charges qui donne de manière directe les coordonnées spatiales  $x$  et  $y$  :

$$y = \frac{\sum_{pad(i)} Q(i) \times Y(i)}{Q_{total}}$$

avec :  $Q(i)$  la charge du damier  $i$ ,  $Y(i)$  le centre de ce damier. Cette somme peut porter sur tous les damiers, où uniquement sur les trois damiers de charge les plus grandes : expérimentalement, la charge "s'étale" principalement sur trois damiers, les résultats sont par conséquent comparables dans les deux cas. La Figure 3.21 détaille des résidus<sup>3</sup> typiques obtenus à 1675 V. Un ajustement gaussien de ces résidus avec une coupure à  $\pm 1$  mm (cette coupure sera toujours appliquée par la suite dans l'étude des résidus) donne une résolution de 188  $\mu\text{m}$ . Cet ajustement Gaussien n'est pas très fidèle dans ce cas. En effet, deux pics apparaissent sur ce résidu, dont l'origine est une erreur

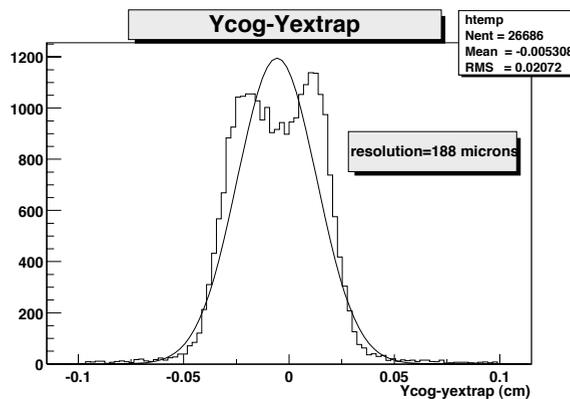


FIG. 3.21 – Résidus d'une prise de donnée à 1675 V. La coordonnée  $y$  de chacun des événements de ce résidu est calculé à l'aide d'un barycentre des charges.

systématique intrinsèque à cette méthode du centre de gravité des charges. Cette systématique, mise

<sup>3</sup>Par définition, on dénomme "résidu" la différence entre la position de passage d'une particule reconstruite par une méthode donnée, et la position extrapolée à ce détecteur par le système de trajectographie. Pour un échantillon de plusieurs particules, donc de plusieurs traces, la distribution des résidus donne une indication sur la résolution du détecteur.

De même, l'"efficacité" du détecteur fait référence au rapport entre le nombre de particules dénombrées par ce détecteur pour un échantillon de traces données, et le nombre de particules dénombrées par le système de trajectographie pour ce même échantillon.

en évidence sur la Figure 3.22, est fonction de la distance séparant le centroïde réel de la distribution de charge (au premier ordre, le centroïde de la distribution des charges) et le centre du damier de charge maximale. C'est la projection de cette structure sur l'axe des ordonnées qui est à l'origine des deux pics sur les résidus de la Figure 3.21. Son origine est la somme discrète sur les damiers

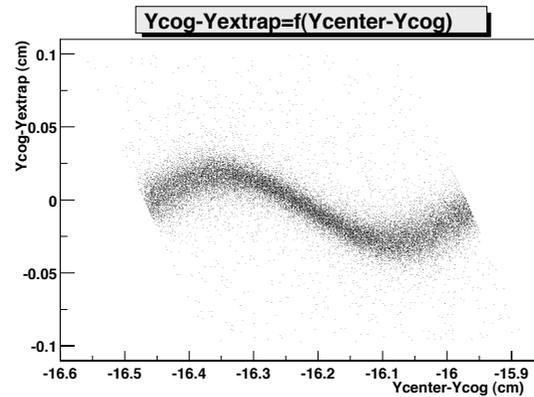


FIG. 3.22 – Erreur systématique des résidus en position calculés à l'aide de la méthode du centre de gravité. Cette erreur est fonction de la distance séparant le passage de la particule et le centre du damier de plus grande charge.  $Y_{cog}$  désigne la position reconstruite par le centroïde des charges,  $Y_{center}$  désigne le centre du damier de charge maximum, et  $Y_{extrap}$  la position de la particule calculée en extrapolant la trace reconstruite par le système de trajectographie à la position en  $z$  de la chambre.

utilisée pour le calcul du barycentre. Néanmoins, cette erreur peut être corrigée : un ajustement par une fonction périodique du dernier graphique permet de définir une fonction correctrice que l'on applique à chacun des événements. Le résultat après correction apparaît Figure 3.23. Le résidu

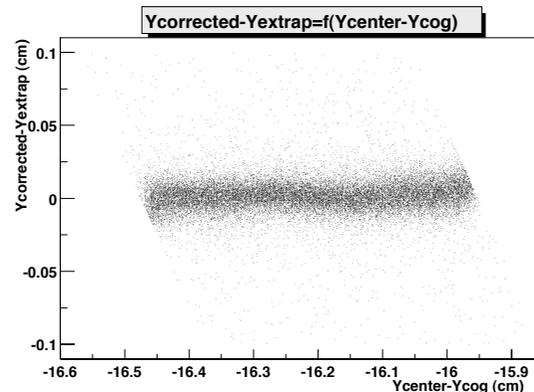


FIG. 3.23 – Erreur systématique des résidus après correction. Les notations sont identiques à celles de la figure précédente.

calculé à l'aide de la correction ainsi définie apparaît Figure 3.24. La résolution est alors de  $89 \mu\text{m}$ .

### 3.3.2 La méthode de Mathieson

#### Formalisme.

La distribution de la charge sur les plans de cathode induite par le passage d'une particule est correctement reproduite par une distribution de Mathieson [55]. Cette distribution est proche d'une distribution Gaussienne mais présente des queues plus importantes, plus à même de reproduire

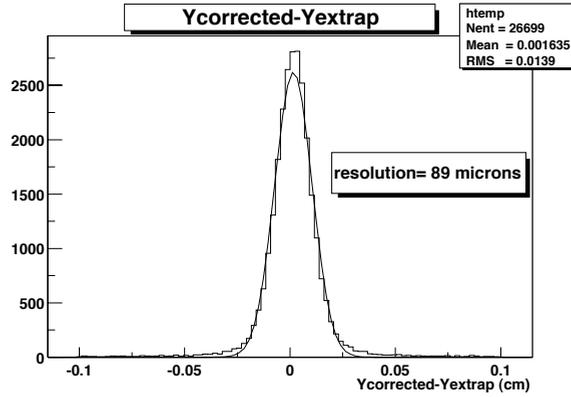


FIG. 3.24 – Résidus de la même prise de donnée à 1675 V, calculé avec un barycentre des charges, après application de la fonction correctrice.

l'étalement de la charge sur les damiers du plan de cathode. La charge linéique de cette distribution est donnée par l'équation empirique suivante :

$$\frac{\rho(\lambda)}{q_T} = K_1 \frac{1 - \tanh^2(K_2\lambda)}{1 + K_3 \tanh^2(K_2\lambda)} \quad \text{avec} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho(\lambda)}{q_T} d\lambda = \frac{1}{2}$$

où :  
 $\frac{\rho(\lambda)}{q_T}$  est la densité de charge linéique normalisée à la charge totale recueillie sur l'anode,  
 $\lambda = \frac{x}{h}$  étant le rapport entre la distance où est calculée la charge (en x ou en y), et la distance anode-cathode,

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

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

Les chambres à pads possédant une dissymétrie x/y (due aux fils d'anode), cette distribution de charge est elle-même dissymétrique suivant x/y : le profil de charge s'étale plus suivant la direction des fils d'anode (axe y dans notre cas). Ainsi, les coefficients  $K_1$ ,  $K_2$  et  $K_3$  doivent être séparés en couples  $(K_{1x}, K_{1y})$ ,  $(K_{2x}, K_{2y})$ , et  $(K_{3x}, K_{3y})$ . La définition de deux paramètres,  $K_{3x}$  et  $K_{3y}$ , permet donc de définir la distribution en deux dimensions de la charge de Mathieson. Les valeurs de ces deux paramètres sont uniquement définies par la géométrie du détecteur, à savoir :

- la distance anode-cathode : h
- l'espace entre les fils d'anode : s
- le rayon des fils d'anode : ra

Les valeurs des paramètres en fonction de ces caractéristiques sont fournies par des tables (voir [54, 55]) et correspondent pour h=2.5mm, ra=0.01mm et s=2.5mm (valeurs correspondant au prototype d'octobre 2001) au couple :

$$(\sqrt{K_{3x}} = 0.761577; \sqrt{K_{3y}} = 0.714143)$$

### Mise en oeuvre du calcul du centroïde des charges par la méthode de Mathieson.

L'algorithme utilisé consiste, dans sa version la plus simple (un seul maximum de charge par agrégat de damiers touchés), à minimiser la fonction  $F(x,y)$  du centroïde des charges définie comme le  $\chi^2$  entre les charges réellement mesurées et les charges données par la distribution de Mathieson au sein d'un agrégat :

$$F(x_{rec}, y_{rec}) = \sum_{pad} \frac{(q_{mesure}^{pad} - q_{Mathieson}^{pad}(x_{rec}, y_{rec}))^2}{\sigma_{q_{mesure}^{pad}}^2}$$

La variance des mesures de charges des pads  $\sigma_{q_{\text{mesure}}^{\text{pad}}}$  est donnée directement par la mesure du bruit des pads, qui valait environ 1 canal ADC pour les tests d'octobre 2001. Ce sont donc les valeurs retournées par la minimisation de cette fonction, notées  $x_{\text{rec}}$  et  $y_{\text{rec}}$  (coordonnées reconstruites), qui sont utilisées pour produire les résultats du paragraphe suivant.

### Résolution du prototype d'octobre 2001 et comparaison à la méthode du centre de gravité.

L'application de la méthode de l'ajustement de Mathieson à la prise de données à 1675 V est présentée Figure 3.25. La résolution de 82 microns est meilleure que celle obtenue à l'aide du centre

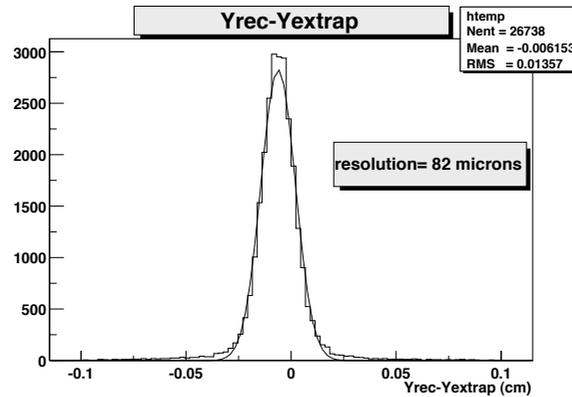


FIG. 3.25 – Résidus de la prise de donnée à 1675V, calculés à l'aide de l'ajustement de Mathieson.

de gravité corrigé. Les résidus analysés jusqu'ici ont été ajustés par une simple Gaussienne avec une technique standard de minimisation du  $\chi^2$ . Avec une coupure à  $\pm 1$  mm sur les résidus, cette méthode de mesure des écarts-types de la distribution fournit une échelle claire de référence, tout comme la valeur RMS (Root Mean Square). Néanmoins, la présence de “queues” dans la distribution des résidus génère un écart entre la fonction ajustée et la distribution des résidus. Ainsi, pour avoir une idée sur la résolution intrinsèque du détecteur, il peut être tentant d'utiliser d'autres méthodes d'ajustement, qui prendraient plus en compte la partie centrale du pic des résidus. Deux méthodes sont utilisées par la suite : il est d'une part possible de minimiser un  $\chi^2$  en imposant des erreurs égales pour chaque bin. Cette option, permettant de mieux ajuster le pic central, est notée W (Figure 3.26). D'autre part, un ajustement des résidus par une somme de deux Gaussiennes de forme :

$$k_1 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_1^2}\right) + k_2 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_2^2}\right)$$

permet de tenir compte de ces queues de distribution au mieux (composante large révélée par un  $\sigma_2$  élevé, permettant d'ajuster les queues de distribution, et composante fine  $\sigma_1$  donnant une indication sur la dispersion des résidus au niveau du pic) et donc de rendre compte de la manière la plus juste de la résolution propre au détecteur. Ces deux dernières méthodes peuvent être combinées.

Il est à présent possible de comparer plus en détail la méthode du centre de gravité à celle de Mathieson. En effet, la Figure 3.27 présente les résolutions calculées à l'aide du centre de gravité corrigé et celles obtenues avec un ajustement de Mathieson en fonction de la haute tension. Une analyse de la méthode du centre de gravité corrigé semble indiquer que la correction induit un biais : la même correction est appliquée à des données prises à des haute-tensions différentes. Ainsi, lorsque l'on fait apparaître la résolution en fonction de la haute tension, pour des tensions très faibles ou très fortes, la correction ne sera plus valable car le nombre de damiers moyen par agrégat pour ces prises de données n'est plus le même (pour des tensions faibles on trouve environ deux damiers par agrégat en moyenne et pour des tensions fortes quatre). Pour s'assurer que ce phénomène est bien à l'origine de la dégradation de la résolution aux hautes tensions “extrêmes”, une prise de données de haute tension 1725 V a été recorrigée puis réanalysée par la méthode du

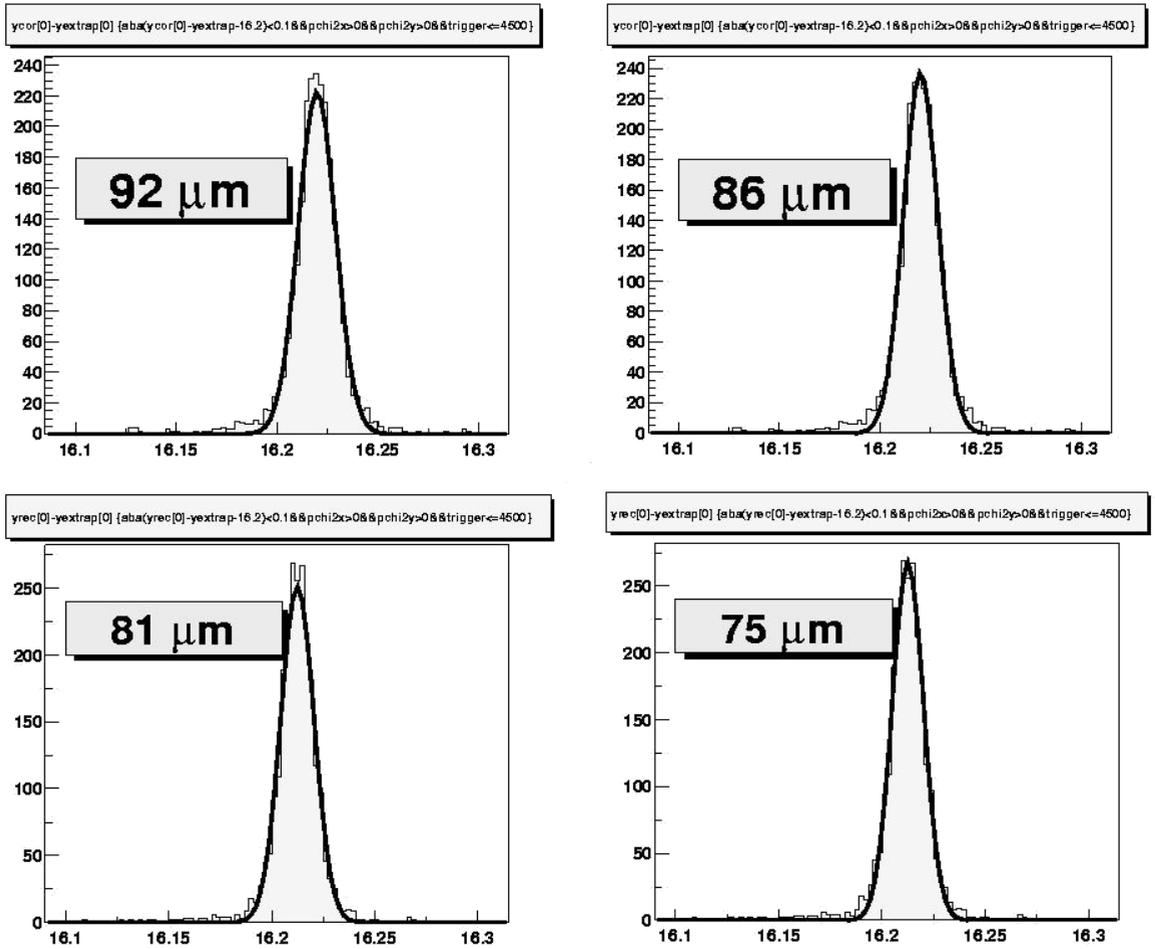


FIG. 3.26 – Détail des différentes méthodes d'ajustement des résidus (en cm) de la prise de données à 1725 V. En haut à gauche : centre de gravité corrigé; en haut à droite : centre de gravité corrigé avec option w; en bas à gauche : ajustement de Mathieson; en bas à droite : ajustement de Mathieson avec option W.

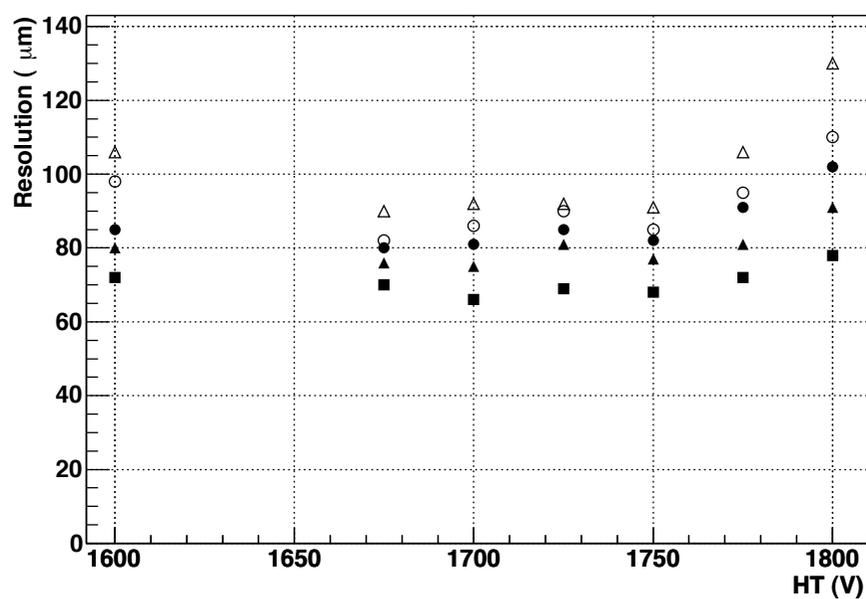


FIG. 3.27 – Détail des deux méthodes d'ajustement des résidus en fonction de la haute tension appliquée. Triangles ouverts : résidus calculés avec la méthode du centre de gravité corrigé ajustés par une simple Gaussienne ; cercles ouverts : idem avec pondération des valeurs ( $w$ ) ; cercles pleins : résidus calculés avec un ajustement de Mathieson ajustés par une simple Gaussienne ; triangles pleins : idem avec pondération des valeurs ; carrés pleins : idem avec un ajustement par une double Gaussienne.

centre de gravité : les résolutions aux hautes tensions y divergent moins. La méthode de Mathieson s'affranchit naturellement de ce problème de correction.

Ainsi, plusieurs méthodes ont été utilisées pour mesurer la résolution. Les résultats sont fortement corrélés à la méthode choisie, et il convient donc, pour parler de résolution, de fixer une convention (ex : ajustement Gaussien des résidus coupés à 1 mm et calculés par la méthode de Mathieson avec une minimisation standard du  $\chi^2$ ). Néanmoins, les résidus calculés par la méthode de Mathieson et ajustés par une double Gaussienne avec option W présentent le plus faible  $\chi^2$  par degré de liberté. Pour tenter d'évaluer la résolution propre au détecteur, cette dernière méthode a été reprise et affinée : des coupures sévères appliquées sur les traces ont permis d'enlever en partie la contribution de la diffusion multiple. Le résultat apparaît Figure 3.57 : cette résolution est de  $46 \mu\text{m}$  ( $\sigma_1$  de la somme des deux gaussiennes).

Enfin, on notera que cet ajustement permet de déconvoluer les hits multiples, où un damier donné mesure simultanément la charge due au passage de plus d'une particule.

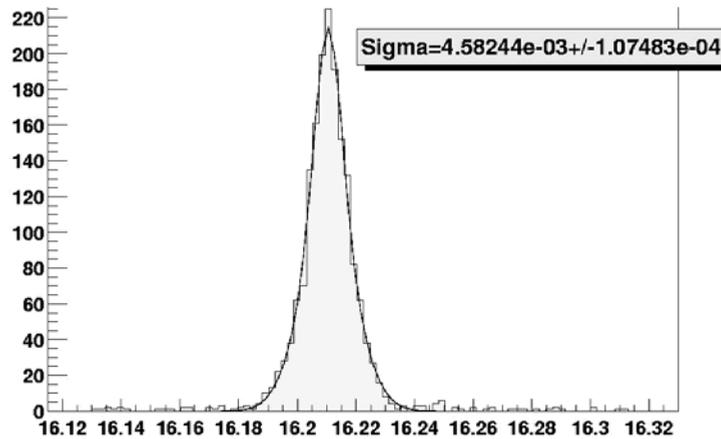


FIG. 3.28 – Ajustement des résidus (cm) de Mathieson par une double Gaussienne pour la prise de données à 1725 V. Des coupures sévères ont été faites ici sur la probabilité de  $\chi_y^2$  ( $>0.1$ ) ainsi que sur le trigger et donnent une résolution de  $46 \mu\text{m}$ .

### 3.3.3 Utilisation d'un réseau de neurones

Nous avons vu dans la partie précédente que l'ajustement de Mathieson fournit de très bons résultats. Mais comme toutes les méthodes d'ajustement, le traitement des données se fait événement par événement. Ainsi, pour traiter de grandes quantités de données, l'inconvénient peut être une perte de temps, et c'est pourquoi il peut être intéressant d'investiguer d'autres méthodes de reconstruction de la position. C'est dans ce cadre que j'ai tenté d'appliquer la théorie des réseaux de neurones au problème du calcul du centroïde des charges. Le but est de modéliser au mieux la fonction de transfert (la réponse de la chambre) d'un système statistique (fluctuations de la réponse des damiers dues au bruit, ...) par le biais d'un apprentissage non-adaptatif d'un modèle non-linéaire par rapport aux paramètres. Ainsi, non seulement l'unicité de la fonction de transfert calculée par le modèle assure une vitesse de calcul meilleure relativement aux méthodes d'ajustement, mais en plus l'apprentissage permet d'assurer un traitement correct des erreurs systématiques associées au détecteur, comme par exemple la systématique abordée lors de l'étude de la méthode du centre de gravité. Ce type d'apprentissage peut être réalisé par un réseau de neurones de type perceptron à couche cachée.

**Les valeurs d'entrée du réseau de neurones** Pour la partie apprentissage, les paramètres choisis en entrée du réseau de neurones sont, pour chaque événement :

- $Y_{center}$  : le centre du damier de charge maximum
- $Q_{max}$  : la valeur de la charge de ce damier
- $Q_{down}/Q_{max}$  : le rapport entre la charge du damier situé juste sous le damier de charge maximum et la charge de ce damier lui même
- $Q_{up}/Q_{max}$  : le rapport entre la charge du damier situé juste au dessus du damier de charge maximum et la charge de ce damier lui même

Ces données sont nécessaires et suffisantes au calcul du centroïde des charges. La consigne de sortie (la valeur associée à ces paramètres d'entrée vers laquelle le réseau doit converger, autrement dit la réponse souhaitée) est :

$$\frac{Y_{extrap} - Y_{center} + 0.25}{0.5}$$

En effet, le but est de reconstruire la position en  $y$  du centroïde des charges, et par conséquent pour calibrer le système, la phase d'apprentissage requiert de fournir au réseau une valeur qui soit la plus proche possible de ce centroïde. La valeur accessible dans les données expérimentales qui satisfait à ce critère est la trace de la particule issue de la reconstruction des impacts sur les siliciums, extrapolée à la position en  $z$  de la chambre :  $Y_{extrap}$ . De plus, le réseau de neurones utilisé requiert que la consigne soit une valeur comprise entre 0 et 1 : il convient donc de ramener  $Y_{extrap}$  à sa position sur le damier de charge maximum.

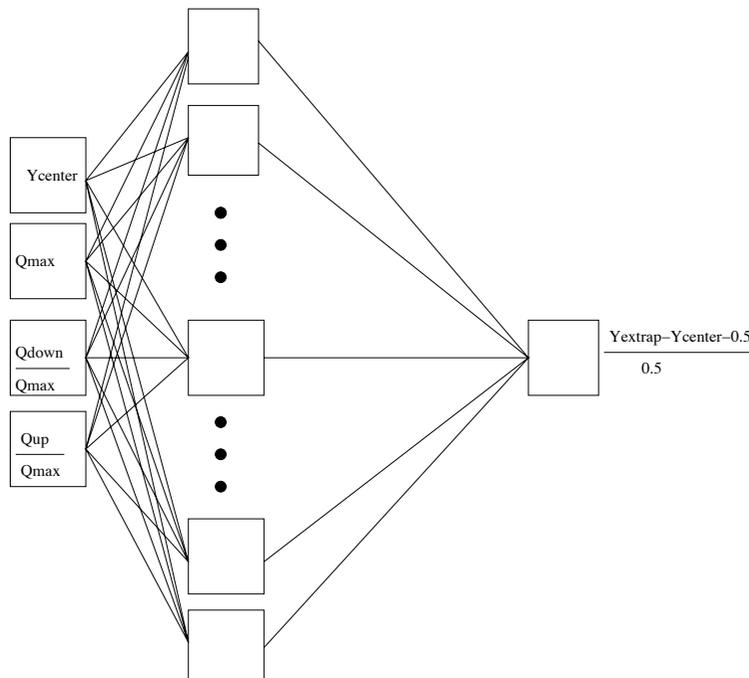


FIG. 3.29 – Structure du perceptron à une couche cachée utilisé pour la détermination du centroïde des charges.

**structure du réseau et choix de ses paramètres** La structure du réseau est schématisée Figure 3.29. Le réseau de neurones contient une seule couche cachée, contenant 12 neurones. Chaque neurone d'une couche  $N$  est relié à tous les neurones de la couche  $N-1$ , et à tout neurone  $i$  d'une couche  $n$  est affecté  $W_i^n$ . Les valeurs de  $W_i^n$  sont initialisées de manière aléatoire avant l'apprentissage. On affecte également une valeur  $e_i^n$  à chaque neurone  $i$  d'une couche  $n$ . Les valeurs  $e_i^1$  des neurones de la couche d'entrée sont les paramètres d'entrée, et les valeurs  $e_i^n$  des autres neurones

sont calculées par propagation avec la formule :

$$e_i^n = \sum_i e_i^{n-1} W_i^{n-1}$$

La fonction d'activation, permettant de ramener la valeur S du neurone de sortie entre 0 et 1, est une fonction sigmoïde définie par :

$$S = f(e_1^3) \text{ avec } f(x) = \frac{\exp(\frac{x}{T}) - 1}{2(\exp(\frac{x}{T}) + 1)}$$

où le coefficient T, dit de température formelle, est un paramètre de la sigmoïde. Une fois la sortie d'un évènement calculée de la sorte, celle-ci est comparée à la consigne. On définit alors l'erreur de propagation comme la différence entre la sortie réelle et la sortie souhaitée. Un algorithme de rétropropagation du gradient va alors propager cette erreur de la couche de sortie vers la couche d'entrée, en modifiant les poids de chaque neurone de telle sorte qu'à la propagation suivante l'erreur soit plus faible. Cette opération, dite d'apprentissage supervisé est réalisé sur un échantillon caractéristique d'évènements, jusqu'à ce que les poids des neurones convergent. Ce sont ces poids qui sont alors utilisés pour le traitement de l'ensemble des données.

**résultat** Le résultat de cette méthode appliqué aux données à 1675 V apparait Figure 3.30. Le résultat est de 81  $\mu m$ , très comparable à la méthode d'ajustement de Mathieson. Le temps de calcul des résidus sur un grand nombre d'évènements est en revanche plus court (il y a un facteur 2.5 entre le calcul des résidus par cette méthode et la méthode de l'ajustement de Mathieson, le temps de calcul absolu étant fixé par le nombre d'évènements à traiter). Cette méthode ne nécessite pas, elle non plus, d'apporter de corrections aux erreurs systématiques comme celle exposée lors de l'étude de la méthode du centre de gravité corrigé.

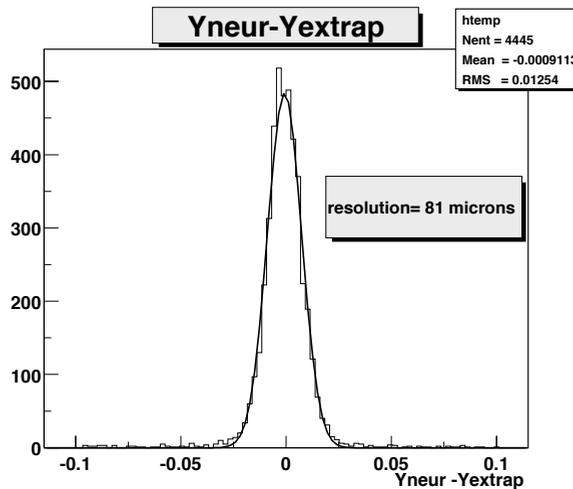


FIG. 3.30 – Ajustement Gaussien des résidus calculés par le réseau de neurones pour la prise de données à 1675 V.

### 3.4 Analyse des tests : les caractéristiques des chambres à damiers de type latte

Le prototype de latte testé en octobre 2001 peut fournir un bon point de référence pour l'évaluation des performances des chambres de trajectographie des stations 3, 4 et 5 du bras dimuon. En effet, l'électronique et la mécanique de cette latte (cf Section 3.2) sont des version quasi-abouties. Cette section présente donc les résultats des tests en faisceau.

### 3.4.1 Détails de quelques méthodes d'analyses

**Traces de référence :** Les traces des particules, fournies par un ajustement linéaire ajusté des positions données par les 5 siliciums, sont extrapolées en z pour servir de référence à l'étude de la résolution spatiale du détecteur. La qualité de ces traces est donc importante et une soustraction à  $4\sigma$  des pieds de siliciums joue dans ce sens, ainsi que des coupures sur les traces qui présentent un trop grand  $\chi^2$  par degré de liberté (probabilité de  $\chi_y^2 > 0.1$ ). La résolution spatiale de cet ensemble de plans de siliciums permet d'obtenir des traces de référence qui, après extrapolation à la position en z de la chambre, donnent une résolution de  $40\ \mu\text{m}$  en y (cette résolution est obtenue avec une simple simulation). Cette résolution est due à la diffusion multiple des particules dans la matière (1%  $X_0$  pour la latte et 3% pour les 10 plans de siliciums), à la résolution spatiale des siliciums eux-mêmes, et aux erreurs sur l'ajustement des traces.

**Définition des agrégats dans la chambre :** Un traitement hors-ligne des données répertoriées dans un premier temps l'ensemble des damiers touchés. Un damier de charge  $S$  (en canaux ADC), de piedestal  $p$  et de bruit  $\sigma$  est considéré comme touché lorsque :

$$S > p + 3\sigma$$

On considère alors que la charge physique de ce damier est  $S - p$ . Les damiers adjacents subsistant à cette opération de soustraction à  $3\sigma$  des pieds de siliciums sont alors regroupés par agrégats. Un seul agrégat est retenu par événement, l'agrégat de charge la plus élevée, qui statistiquement a le plus de chance de correspondre au passage de la particule incidente.

**Résolution et efficacité :** Les résolutions sont calculées avec un ajustement Gaussien des résidus issus de la méthode de Mathieson définie dans la section précédente, et sont présentées avec une coupure à  $\pm 1\ \text{mm}$ . C'est cette coupure qui est utilisée pour le calcul de l'efficacité. Les queues de distribution sont quantifiées en exprimant le rapport entre le nombre d'événement en dehors d'une coupure à  $\pm 300\ \mu\text{m}$  et le nombre d'événement compris dans l'intervalle  $\pm 1\ \text{mm}$ .

### 3.4.2 Dépendance des paramètres à la haute tension

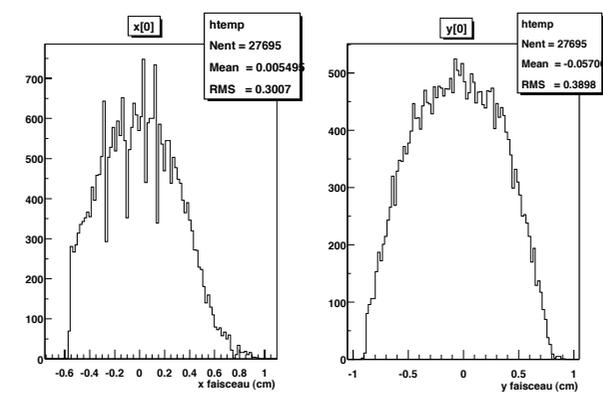


FIG. 3.31 – Dimensions du faisceau en x et en y vu par les plans de silicium.

Plusieurs prises de données correspondant à des hautes tensions s'échelonnant de 1600 V à 1825 V par intervalle de 25 V furent effectuées lors de ces tests. Les dimensions en x et en y du faisceau apparaissent Figure 3.31. Ces dimensions définissent une aire d'environ  $2\ \text{cm}^2$ . Un spectre typique en charge de l'agrégat de charge maximale apparaît Figure 3.32. Un ajustement par une fonction de Landau de ce spectre donne une valeur la plus probable (Most Probable Value) de la charge de 600 canaux ADC à 1750 V. L'évolution de cette valeur MPV de la charge en fonction de la haute-tension est donnée Figure 3.33. Sur cette figure, la charge est traduite en femto-Coulomb

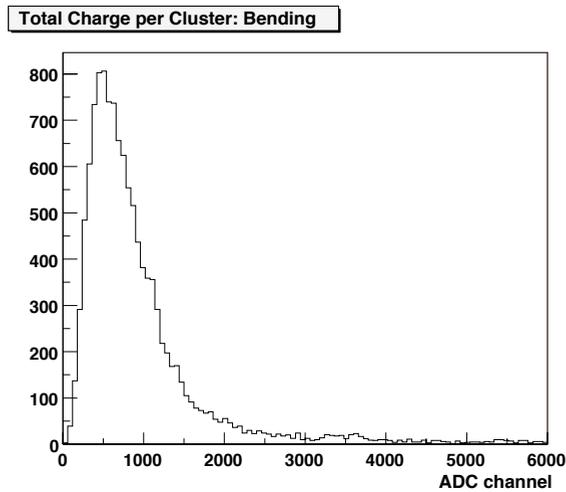


FIG. 3.32 – Charge typique des agrégats de plus grande charge, mesurée dans le plan de courbure à 1750 V.

( $10^{-15}$  C), à l'aide du facteur de conversion de l'ADC de  $\frac{3}{2^{12}}$  V/canal et de l'amplification de 3.6 mV/fC du Gassiplex  $0.7 \mu\text{m}$ . Le comportement linéaire de la charge en échelle logarithmique en fonction de la haute-tension indique bien un comportement exponentiel de cette charge en fonction de la haute-tension. De plus, la valeur de la charge à 1700 V donne un gain de quelques  $10^4$ .

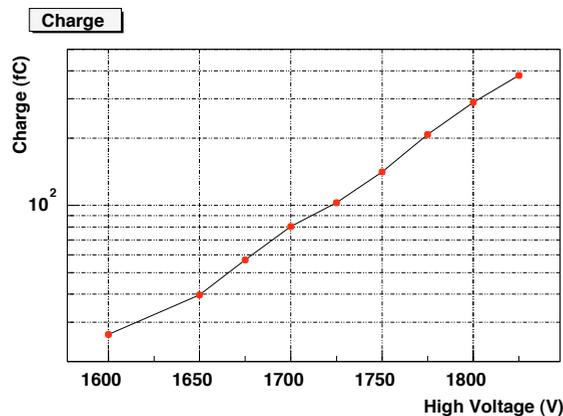


FIG. 3.33 – Charge des agrégats de plus grande charge en échelle logarithmique en fonction de la haute tension pour le plan de courbure.

La Figure 3.34 donne un spectre typique de résidus donnés par la méthode de Mathieson. Ce spectre est représenté en échelle logarithmique pour indiquer l'importance des queues de distribution. Ces queues de distribution, de 3.4%, sont peu prises en compte par l'ajustement Gaussien donnant environ  $70 \mu\text{m}$  de résolution. L'efficacité à  $\pm 1$  mm est de 96%. Une analyse du comportement en fonction de la haute-tension de la résolution et des queues de distribution est donnée Figure 3.35. La partie supérieure de cette figure montre un plateau en résolution pour des hautes tensions comprises entre 1600 et 1850 V, et ceci pour différentes méthodes d'ajustement des résidus. Cette résolution, donnée par un ajustement Gaussien, est de l'ordre de  $80 \mu\text{m}$ . Pour des hautes tensions plus élevées, une dégradation conséquente de la résolution apparaît : la résolution se détériore jusqu'à atteindre  $110 \mu\text{m}$ . C'est sur la valeur RMS de la résolution que l'effet est le plus visible : celle-ci passe de  $140 \mu\text{m}$  jusqu'à 1750 V à  $220 \mu\text{m}$  à 1825 V. Cette détérioration est corrélée à l'augmentation des queues de distribution qui passent d'une valeur typique de 4% à

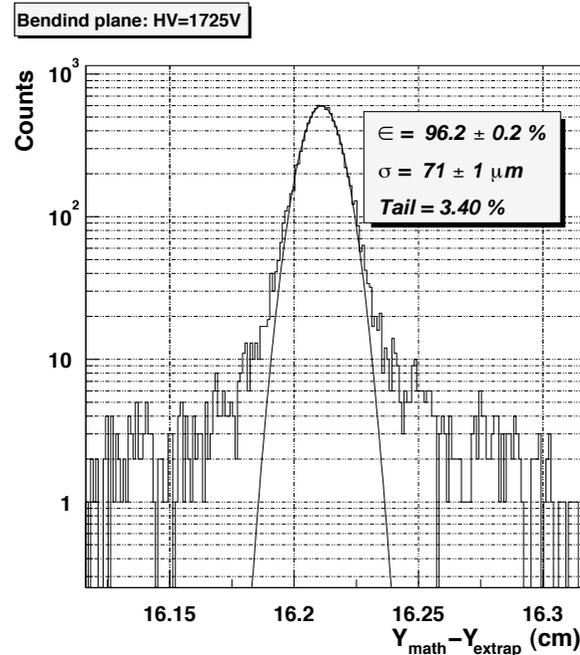


FIG. 3.34 – Spectre typique des résidus à 1725 V dans le plan de courbure, apparaissant en échelle logarithmique. L’ajustement Gaussien est réalisé sur une fenêtre à  $\pm 1\sigma$ .

1750 V à une valeur de 11% à 1825 V.

La Figure 3.36 donne une explication partielle de ce phénomène. En effet, la partie supérieure de cette figure donne la résolution en fonction de la haute-tension avec et sans saturations, pour deux méthodes d’ajustement différentes. Un agrégat est considéré comme saturé, et est rejeté, quand au moins un de ses damiers est saturé. Cette saturation électronique correspond à une saturation du préamplificateur du Gassiplex : la charge  $q$  mesurée sur le damier est la charge maximum. Ce critère est satisfait si  $q \geq 2500$  canaux ADC. La figure du bas indique le pourcentage d’agrégats répondant à ce critère en fonction de la haute-tension ; l’augmentation des agrégats saturés semble augmenter exponentiellement. Ainsi, la perte en résolution aux hautes-tensions supérieures à 1750 V est bien due, en partie, aux agrégats saturés. Ceci est particulièrement visible sur les courbes RMS du graphique de résolution.

La Figure 3.37 complète l’explication : la partie inférieure de ce graphe montre l’augmentation du nombre moyen de damiers par agrégat en fonction de la haute-tension. La partie supérieure donne, elle, le pourcentage relatif de chaque configuration d’agrégat en fonction de la haute tension : on y voit que les agrégats à 3 damiers sont majoritaires (60-70%) jusqu’à 1750 V. Pour des hautes-tensions plus élevées, cette configuration devient soudainement moins représentée, au profit des agrégats à 4 et 5 damiers (ce qu’on peut lire également sur le nombre moyen de damiers par agrégats de la figure du bas : celui-ci passe brusquement de 3 à 4 en moyenne entre 1750 et 1775 V) : ce phénomène de seuil est probablement lié à l’étalement de la charge, plus conséquent, qui se partage alors avec les damiers adjacents.

Or le calcul des résolutions pour des configurations différentes de damiers par agrégats donne des valeurs sensiblement différentes elles aussi : la Figure 3.38 montre que les résolutions à nombre de damiers par agrégat donné sont moins bonnes pour des valeurs respectives de 3, 4 et 5 damiers par agrégats. Il est donc compréhensible que la résolution se dégrade en fonction de la haute-tension à partir de 1750 V.

L’étude de l’efficacité de détection du détecteur en fonction de la haute-tension (Figure 3.39) révèle un comportement stable de l’efficacité à  $\pm 1$  mm jusqu’à 1800 V. Sur cet intervalle, sa valeur est de 96%. On observe une chute à 94% à 1825 V. L’efficacité à  $3\sigma$ , soit  $\pm 240 \mu\text{m}$ , est bien entendu plus faible, autour de 93% à 1600 V, mais est en chute assez marquée sur tout l’intervalle en haute-tension testé. À 1825 V, sa valeur est de 83%. C’est l’augmentation relative des queues

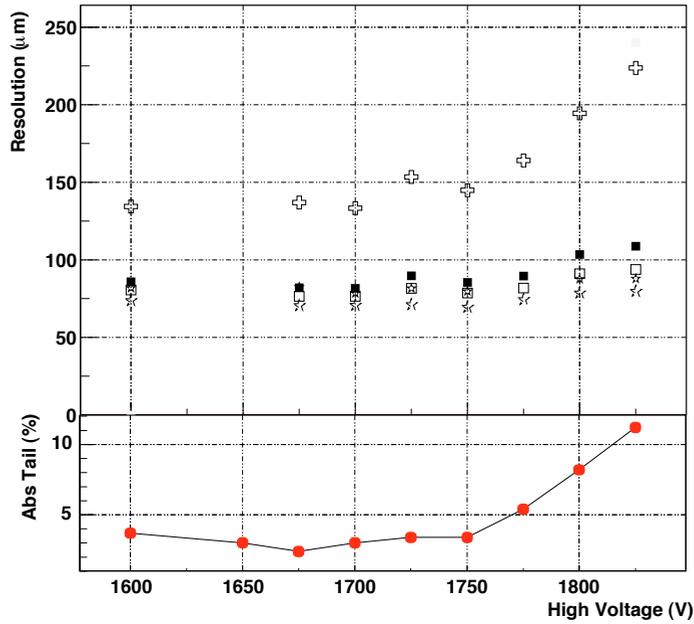


FIG. 3.35 – Résolutions données par différentes procédures d’ajustement et queues de distribution des résidus, en fonction de la haute tension. Ces deux graphes incluent les saturations en charge. Pour le graphique de résolution, les carrés noirs correspondent à un ajustement Gaussien des résidus, les carrés blancs au même ajustement avec un poids ( $W$ ) égal à 1, les étoiles noires sont associées à un ajustement par deux Gaussiennes des résidus, les étoiles blanches au même ajustement avec un poids  $W=1$ , et les croix blanches à la valeur RMS de la distribution (coupée à  $\pm 1$  mm).

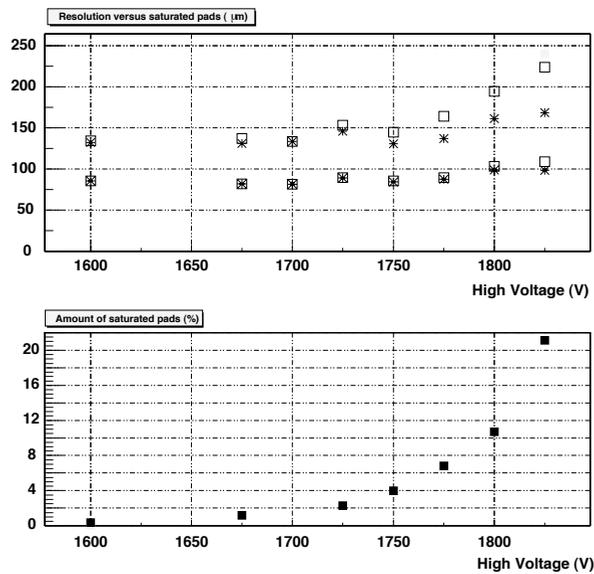


FIG. 3.36 – Etude des effets de saturations en fonction de la haute-tension. Le graphe du haut présente la résolution avec (carrés blancs) ou sans (étoiles noires) saturations pour deux méthodes différentes (RMS : 2 courbes supérieures et ajustement Gaussien : 2 courbes inférieures). La figure du bas donne le pourcentage d’agrégats saturés en fonction de la haute-tension.

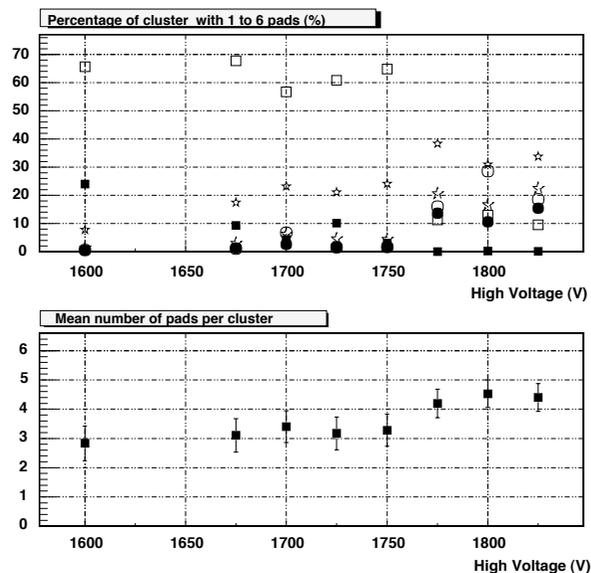


FIG. 3.37 – Graphe du haut : pourcentage d'agrégats de 1 à 6 damiers dans la direction y (courbure) en fonction de la haute-tension (carrés noirs=2 damiers, carrés blancs=3 damiers; étoiles noires=4 damiers; étoiles blanches=5 damiers; cercles noirs=6 damiers; cercles blancs= plus de 6 damiers). Graphe du bas : nombre moyen de damiers par agrégats dans la direction y.

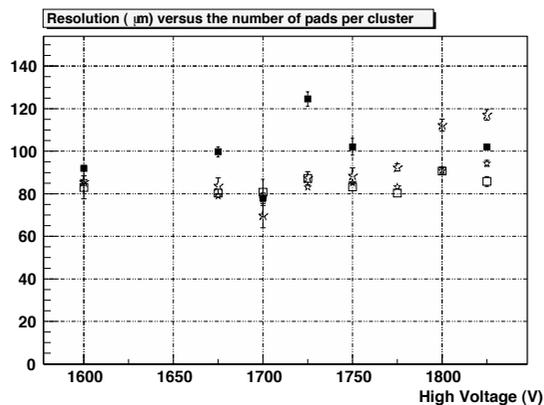


FIG. 3.38 – Résolution obtenue par un ajustement Gaussien en fonction de la haute-tension pour différentes configurations de damiers (carrés noirs=2 damiers, carrés blancs=3 damiers; étoiles noires=4 damiers; étoiles blanches=5 damiers).

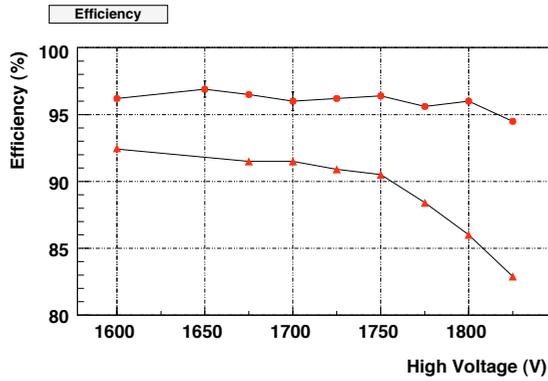


FIG. 3.39 – Efficacité en fonction de la haute-tension pour le plan de courbure : les ronds représentent les valeurs de l’efficacité calculées pour des coupures à  $\pm 1\text{mm}$  sur les résidus et les triangles pour des coupures à  $\pm 240\ \mu\text{m}$  ( $3\ \sigma$ ).

de distribution par rapport au pic central qui est responsable de cette détérioration de l’efficacité, l’effet étant d’autant plus visible que la coupure sur les résidus est serrée. Sans aucune coupure, l’efficacité de détection est excellente : de l’ordre de 99.9%.

En tenant compte de l’étude de la résolution et de celle de l’efficacité en fonction de la haute-tension, un point de fonctionnement ayant de bonnes caractéristiques de détection et stable pourrait se situer aux environs de 1700 V.

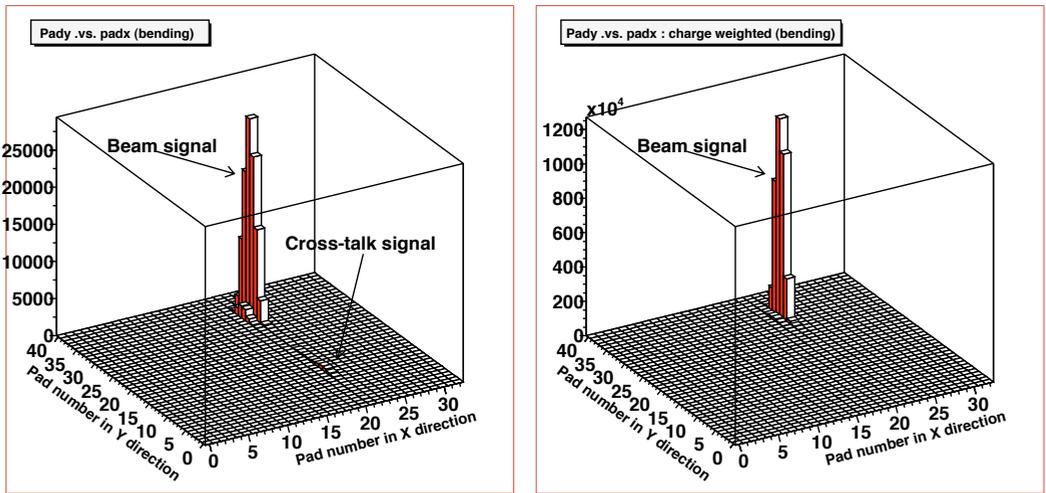


FIG. 3.40 – Effet de diaphonie : distribution des coups dans le plan de courbure en fonction du numéro du damier en X et en Y (gauche). La figure de droite représente la même valeur mais pondérée par la charge.

Les PCB de ce prototype de chambre possédaient une connectique de lecture des damiers en structure alternée. Cette structure permettait de tester si un phénomène de diaphonie pouvait être à l’origine de la dégradation de la résolution pour une structure non-alternée : si deux damiers colatéraux d’un même cluster influencent réciproquement leur signal par communication électromagnétique de la charge, alors la reconstruction de la position de passage de la particule peut s’en trouver affectée. Deux voies d’investigation furent suivies : d’une part, le test de ces PCB avec une connectique alternée a permis de quantifier expérimentalement l’effet : si la Figure 3.40 montre effectivement une diaphonie apparaissant entre l’agrégat principal (le pic du signal) et un agrégat secondaire (pic dû à la diaphonie), il n’en reste pas moins que le rapport des charges

$\frac{Q_{\text{damier principal}}}{Q_{\text{damier secondaire}}}$  est environ égal à 100, ce qui explique la disparition du pic de diaphonie lorsque l'on pondère par la charge (Figure 3.40 droite). En outre, seuls 4 à 5% des coups sont concernés à 1750 V. D'autre part, des simulations ont montré que cette influence réciproque de la charge d'un damier sur l'autre ne devrait pas affecter ni l'efficacité ni la résolution (dégradation de  $3 \mu m$ ) dans le cas de connectique non-alternée, et ce en utilisant ce rapport de 100. Ceci a permis de valider l'utilisation de PCB avec une connectique de lecture des damiers non-alternée.

### 3.4.3 Dépendance des paramètres à l'angle des particules incidentes

Des mesures furent réalisées en inclinant la chambre autour de son axe central (perpendiculaire aux fils d'anode), à partir de la position nominale (chambre perpendiculaire par rapport à l'axe du faisceau) jusqu'à des angles de  $10^\circ$  (par pas de  $2^\circ$ ). Il s'agit donc à présent d'étudier la dépendance des différents paramètres (charge, efficacité, résolution, queues de distribution) à cet angle. Les résultats apparaissent Figure 3.41. Si la valeur de la charge reste stable en fonction de l'angle, ainsi que l'efficacité à  $\pm 1$  mm, la résolution se dégrade sensiblement : celle-ci passe de  $75 \mu m$  à  $0^\circ$  à  $150 \mu m$  à  $10^\circ$ . Cette détérioration est liée à l'augmentation des queues de distribution qui passent de 3% à  $0^\circ$  à 8% à  $10^\circ$ . Une modélisation de cet effet de dégradation en fonction de l'angle sera utile pour intégrer au mieux la réponse de la chambre dans les simulations. Un ajustement par deux Gaussiennes (d'écart-types  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ ) des résidus permet de cibler l'importance relative des queues de distribution et du pic central. La Figure 3.42 présente donc  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  en fonction de l'angle. La variation du  $\sigma_1$  de la Gaussienne ajustée sur le pic central en fonction de l'angle va de  $80 \mu m$  pour  $0^\circ$  à  $130 \mu m$  pour  $8^\circ$ . En revanche, le  $\sigma_2$  mesurant l'importance des queues de distribution présente une augmentation extrêmement forte, allant de  $350$  à  $500 \mu m$  pour les mêmes angles. En extrayant les paramètres de l'ajustement, la modélisation de l'évolution des résidus en fonction de l'angle est donnée par :

$$\sigma_1 = 79.3 + 3.1.\theta + 0.44.\theta^2$$

$$\sigma_2 = 340.7 + 7.1.\theta + 1.95.\theta^2$$

avec  $\sigma$  mesuré en  $\mu m$  et  $\theta$  en degrés. Un autre paramètre représentatif est le rapport des surfaces des deux Gaussiennes ainsi définies pour un angle donné. Ce rapport s'exprime par :

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} k_1 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_1^2}\right)}{\int_{-\infty}^{+\infty} k_2 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_2^2}\right)} = \frac{\sigma_1 k_1}{\sigma_2 k_2}$$

L'évolution de ce rapport est donné Figure 3.43, et permet d'obtenir la dépendance analytique suivante :

$$\frac{A_1}{A_2} = 8.79 + 0.23.\theta$$

Une rotation de la chambre autour de l'axe des fils d'anode, quand à elle, ne modifie aucun des paramètres comme l'on pouvait s'y attendre, et ce pour des valeurs d'angle allant jusqu'à  $10^\circ$ . Un résidu typique pour une rotation de  $10^\circ$  à 1750 V est donné Figure 3.44. Les valeurs de résolution et d'efficacité sont indiquées sur la figure. Cette paramétrisation en angle de la réponse du détecteur sera utilisée par la suite dans la simulation.

### 3.4.4 Dépendance des paramètres à la position de la particule dans la chambre

Lors des tests, la chambre était illuminée par le faisceau en différents endroits. La Figure 3.45 donne la variation des différents paramètres en fonction de la position du faisceau sur la chambre pour le plan de courbure, cette position étant précisée par ses coordonnées sur le graphe d'évolution de la charge. Si ce dernier graphe permet de conclure à des variations de gain de l'ordre de 20% au maximum, ces variations ne semblent pas avoir de répercussions sur la valeur de la résolution ou celle de l'efficacité.

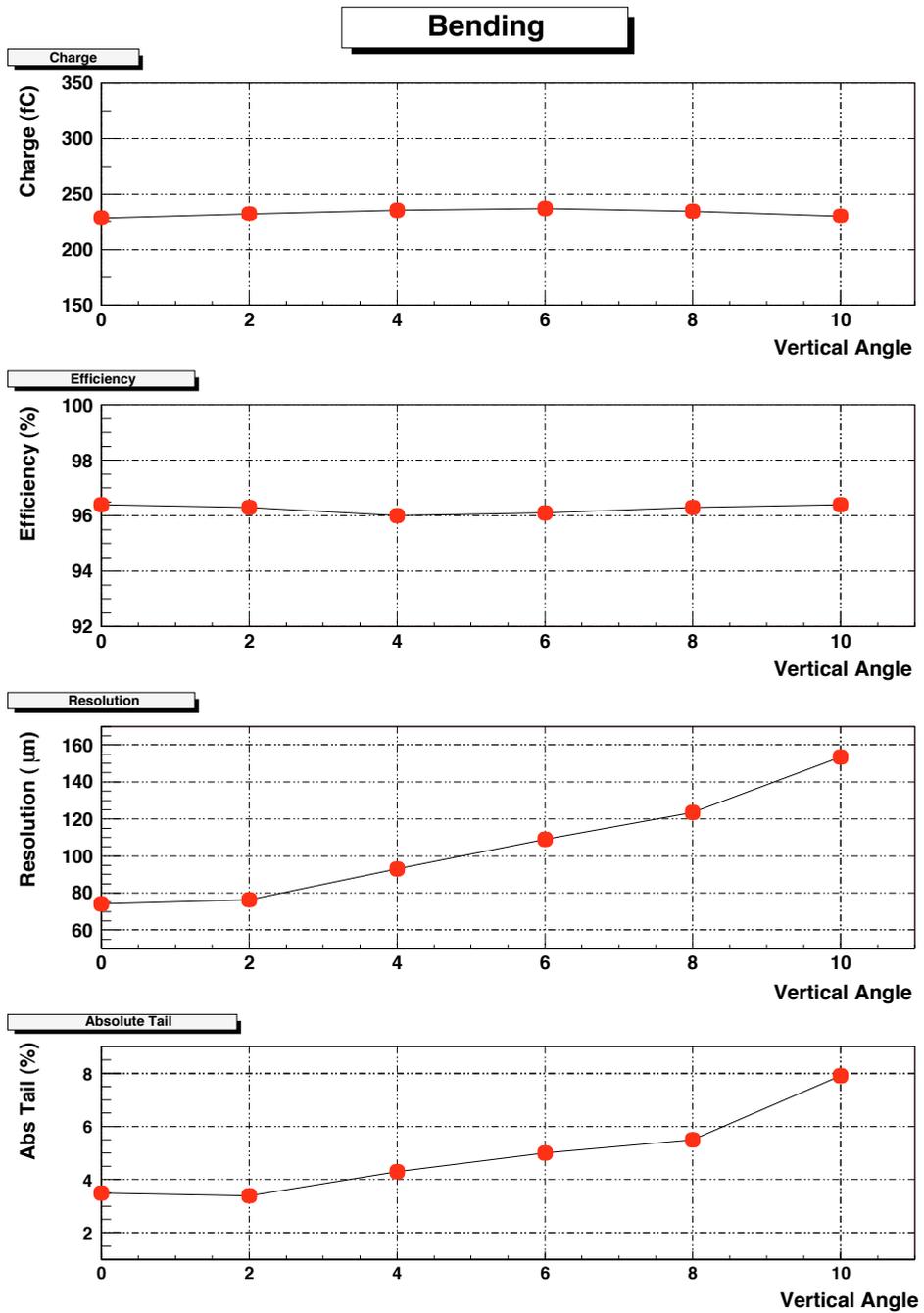


FIG. 3.41 – Charge des agrégats, efficacité à  $\pm 1\text{mm}$ , résolution et queues de distributions en fonction de l'angle (en  $^\circ$ ) entre le faisceau et la chambre, pour le plan de courbure.

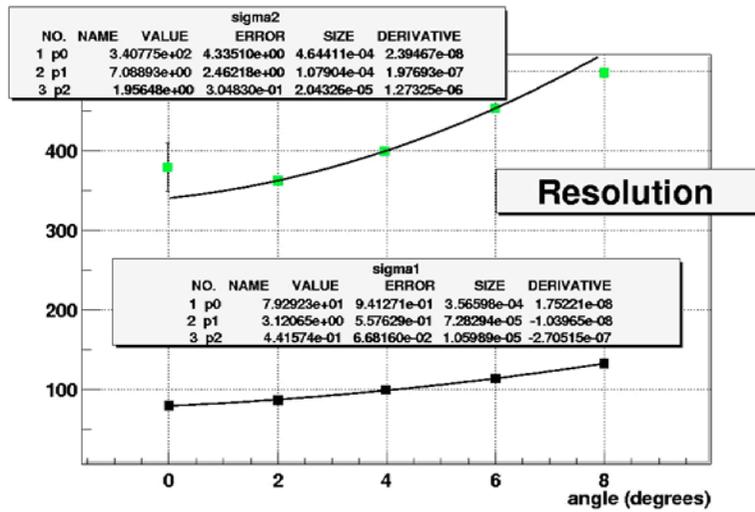


FIG. 3.42 – Paramètres  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  en fonction de l'angle (en  $^\circ$ ) entre le faisceau et la chambre pour le plan de courbure.

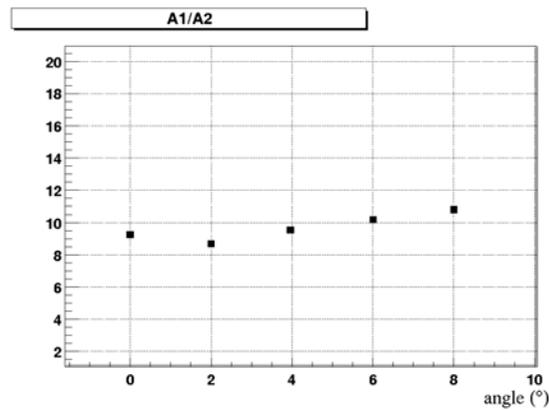


FIG. 3.43 – Rapport  $\frac{A_1}{A_2}$  en fonction de l'angle entre le faisceau et la chambre pour le plan de courbure pour des angles compris entre 0 et  $10^\circ$ .

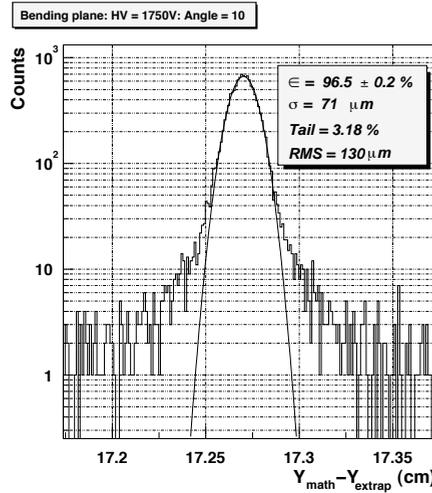


FIG. 3.44 – Résidu typique à 1750 V pour une rotation de 10° autour de l’axe défini par les fils d’anode, pour le plan de courbure.

### 3.4.5 Plan de non-courbure et corrélation entre les plans de courbure et de non-courbure

Un résidu typique à 1750 V pour le plan de non-courbure est donné Figure 3.48. La résolution  $y$  est de 467  $\mu\text{m}$  en valeur RMS, ce qui satisfait largement le millimètre requis par le cahier des charges pour la résolution spatiale des chambres dans le plan de non-courbure. La dépendance des paramètres du plan de non-courbure en fonction de la haute-tension (Figure 3.47) indique que la dégradation de la résolution se produit, comme pour le plan de courbure, vers 1750 V. La corrélation entre la charge du plan de courbure et celle du plan de non-courbure (Figure 3.48) est bonne : le RMS de la distribution des charges  $\frac{Q_B}{Q_{NB}}$  est de 13%.

## 3.5 Simulation des tests en faisceau à l’aide du logiciel AliRoot : définition de la réponse des chambres

Comme l’a montré l’analyse des tests en faisceau du prototype de latte de 2.4 m, le cahier des charges des impératifs en résolution et en efficacité est satisfait, et ceci dans les plans de courbure et de non-courbure. L’étape suivante consiste d’une part à s’assurer que les résultats de cette analyse peuvent être modélisés par des simulations, et d’autre part à rendre ces simulations les plus réalistes possibles en précisant la valeur de certains paramètres libres.

### 3.5.1 Simulation du dispositif expérimental des tests en faisceau

**Le logiciel AliRoot** Le cadre officiel des simulations et de l’analyse d’ALICE est AliRoot [60]. Ce logiciel de 250 K lignes environ, entièrement écrit en C++, est basé sur Root [59], ce dernier logiciel fournissant un ensemble de fonctionnalités dérivant d’objets communs, notamment de calcul scientifique. AliRoot est principalement composé de quatre parties différentes :

- les générateurs d’évènements Monte-Carlo : il est possible de sélectionner un générateur quelconque, les générateurs externes (comme PYTHIA ou HIJING par exemple) étant interfacés en C++.
- les codes Monte-Carlo de transport de particules (comme précédemment, il est possible de sélectionner l’un d’entre eux comme FLUKA, GEANT 3 [61] ou GEANT 4, également interfacés en C++).
- les bases de données géométriques associées à chacun des sous-détecteurs, dits “modules”, comme MUON, ITS, PHOS, ... Ces codes servent à implémenter la géométrie des détecteurs à l’aide de GEANT 3.21.

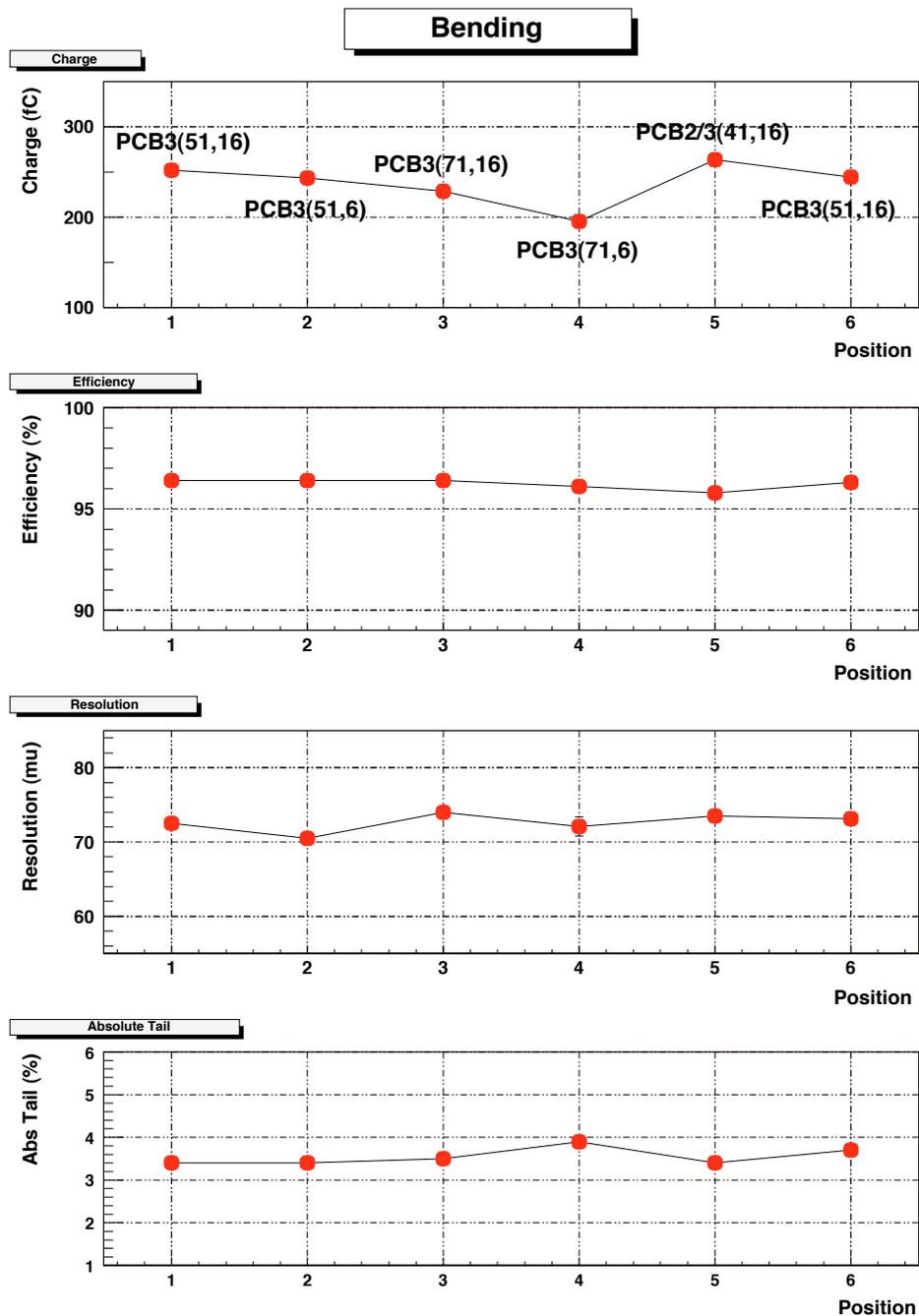


FIG. 3.45 – Charge des agrégats, efficacité à  $\pm 1$ mm, résolution et queues de distributions en fonction de la position du faisceau (en cm) sur la chambre. Les coordonnées de cette position sont exprimées en cm sur le graphique du haut.

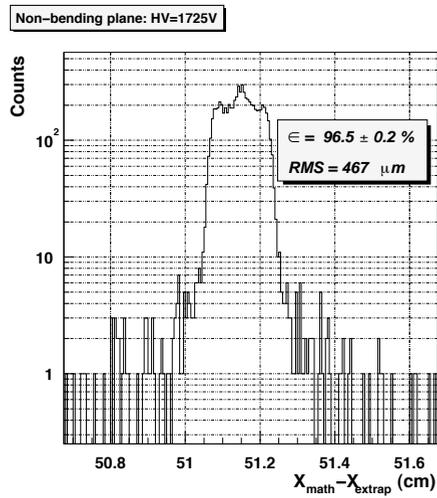


FIG. 3.46 – Spectre des résidus pour le plan de non-courbure à 1725V.

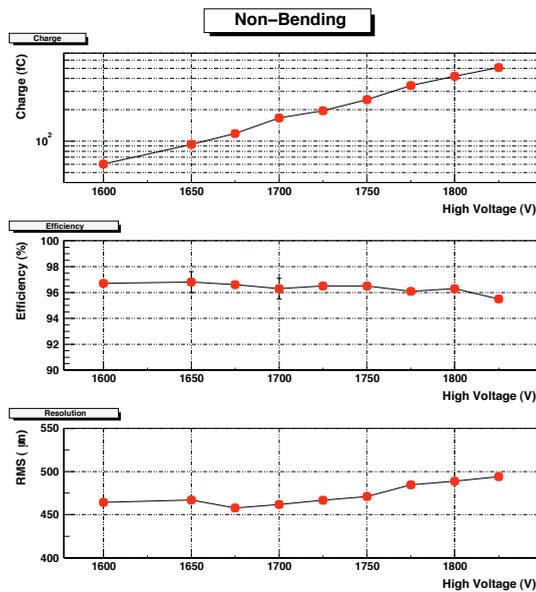


FIG. 3.47 – Charge des agrégats, efficacité à  $\pm 1\text{mm}$ , et résolution en fonction de la haute-tension dans le plan de non-courbure.

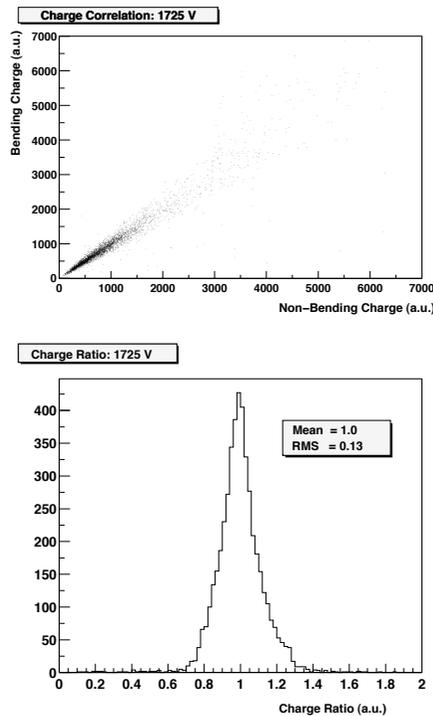


FIG. 3.48 – Graphe du haut : Charge totale des agrégats dans le plan de courbure en fonction de la charge totale des agrégats dans le plan de non-courbure. Graphe du bas : rapport des ces deux charges.

- le support des opérations de gestion des données issues des détecteurs. Cette partie regroupe par exemple les données brutes, les données traitées pour former des agrégats puis des traces. Elle est commune à l'ensemble des détecteurs via le jeu des classes purement virtuelles, mais chacun de ceux-ci possède son modèle propre. Il est à noter que cette partie du logiciel concerne l'analyse des données, et permettra à terme de traiter des données réelles : des travaux sont en cours afin de permettre de brancher sur cette partie de manière indépendante soit les données des simulations obtenues à partir des parties précédemment évoquées, soit des données réelles issues des détecteurs.

La version d'AliRoot utilisée par la suite, et développée est la version v3-09-Release (actuellement, la version "pro"), sauf mention contraire. Néanmoins plusieurs modifications ont été apportées à la version "new", soit v3-04-01, dite "New\_IO".

**Le dispositif expérimental** Il s'agit dans un premier temps de reproduire au mieux le dispositif de détection des tests en faisceau au PS du CERN, afin de s'affranchir des systématiques expérimentales, comme par exemple la diffusion multiple des pions sur les détecteurs au silicium et sur la chambre. Les conditions précises de ces simulations sont détaillées ci dessous :

- Les simulations ont utilisé les versions Root V3.02.03 et AliRoot V3.06-Rev02.
- Seule une latte d'une seule chambre est conservée, parmi l'ensemble des détecteurs d'ALICE. Les segmentations des plans de courbure et de non-courbure de cette latte, ainsi que l'ensemble des caractéristiques mécaniques, sont mises à jour pour correspondre à la latte d'octobre 2001. Une soustraction à  $3\sigma$  des pieds de la latte est effectuée. Le bruit des damiers a été fixé à 1 canal ADC pour correspondre à celui observé lors des tests de la latte.
- 5 plans de silicium sont rajoutés, trois en amont de la chambre et deux en aval, de  $300\ \mu\text{m}$  d'épaisseur chacun, pour reproduire l'effet des détecteurs au silicium. Les positions, données par GEANT, des particules dans ces siliciums sont multipliées par un nombre aléatoire tiré suivant une distribution Gaussienne de même écart-type que la résolution des siliciums réels.
- Le générateur d'évènements produit des pions négatifs de  $7\text{GeV}/c$  de moment. La distribution

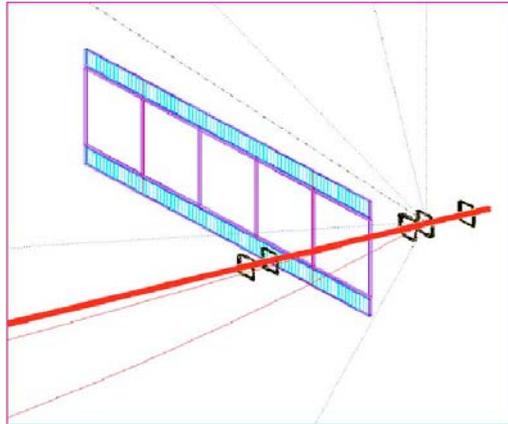


FIG. 3.49 – Vue en perspective de la simulation du dispositif de détection des tests en faisceau du PS du CERN.

spatiale utilisée est ajustée pour correspondre au profil du faisceau en x et en y.

- La procédure de reconstruction des traces utilisée pour le calcul des résidus est exactement identique à celle utilisée pour l'analyse des tests en faisceau (création de bibliothèques C++ partagées).

La Figure 3.58 représente la géométrie simulée.

### 3.5.2 Alignement des paramètres des simulations sur les paramètres des tests en faisceau : nouveau modèle de réponse des chambres

#### Alignement des multiplicités

La multiplicité en x et en y caractérise le nombre de damiers par agrégat. En répertoriant cette grandeur pour un ensemble d'évènements donnés, on accède ainsi au nombre d'agrégats à 1 damier, à 2 damiers, etc... Pour obtenir les mêmes multiplicités en simulations que les multiplicités expérimentales, trois paramètres importent : les dimensions de l'étalement de la charge sur le plan de cathode, le profil du faisceau (aligné lors de la configuration du générateur d'évènements), et la position du faisceau sur la chambre. Les deux derniers paramètres sélectionnent des configurations préférentielles : par exemple, lors des tests en faisceau, le profil du faisceau en x et en y était environ de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ , et celui ci était centré sur le milieu d'un damier en x, et à la frontière de 2 damiers en y. Ainsi, en x, les larges dimensions du damier et la position du faisceau au centre de l'un d'eux n'autorisèrent que des multiplicités de 1 (exceptionnellement de 2). C'est uniquement le positionnement du faisceau sur la chambre, ainsi que la description de son profil, qui ont permis d'obtenir la Figure 3.50, présentant une comparaison entre multiplicités expérimentales et simulées (l'étalement de la charge étant a priori correctement reproduit).

#### Alignement de la charge

Si la perte d'énergie d'une particule dans un matériau est donnée par la formule de Bethe ultra-relativiste, la distribution statistique de l'énergie déposée dans les matériaux légers est soumise, elle, à de fortes fluctuations dans le cas de particules hautement énergétiques. Ces fluctuations suivent une distribution de Landau (cf analyse des tests en faisceau) qui est reproduite, dans le code de simulation, par la formule :

$$q = \sum_{n_T} -q_0 \ln(u)$$

où :

- $q$  est l'énergie déposée par la particule dans le gaz
- $q_0$  est le gain de la chambre (en canaux ADC)

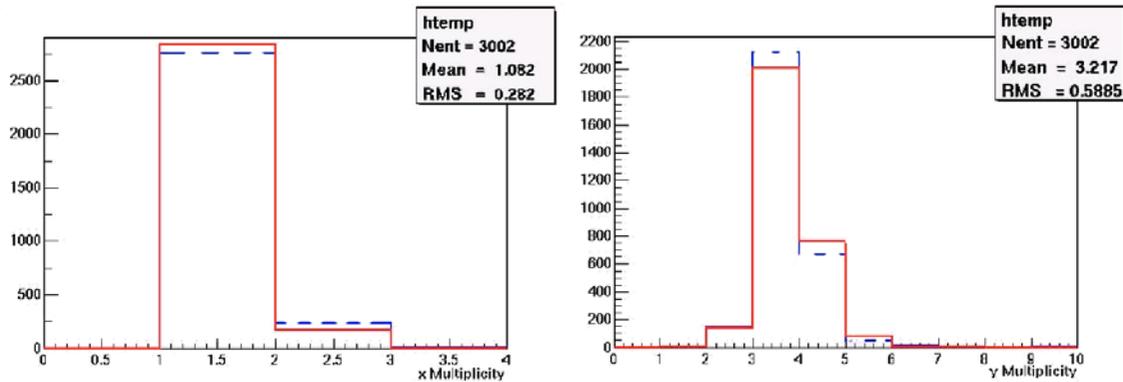


FIG. 3.50 – Comparaison des multiplicités expérimentales (tirets) et simulées (trait plein) suivant x (gauche) et suivant y (droite).

$n_T$  est le nombre total d'électrons créés par la passage de la particule ionisante, soit le nombre d'électrons primaires et d'électrons secondaires. Si l'énergie perdue par la particule est notée  $E_{loss}$  et le potentiel d'ionisation minimum  $W_i$  alors  $n_T = \frac{E_{loss}}{W_i}$

$u$  est un nombre tiré aléatoirement entre 0 et 1

L'énergie perdue par les particules,  $E_{loss}$ , semble être mal calculée par le logiciel : un facteur 2 d'écart sépare les 2 keV calculés Section 3.1.2 et le résultat donné par GEANT (cet écart à deux origines : le nombre de pas (tirages Monte-Carlo) des particules dans le gaz est nécessairement faible pour des considérations de temps de calcul et la réponse du logiciel GEANT dans le cas de mélanges de gaz est imprécise). Par conséquent, il s'agit de fixer la valeur du paramètre "libre", ici le gain  $q_0$  de la chambre, afin d'obtenir approximativement les mêmes valeurs pour la MPV de la Landau de distribution de la charge en tests et en simulation.  $q_0 = 20$  convient. De plus, la création d'électrons secondaires  $n_s$  (si  $n_p$  est le nombre d'électrons primaires, alors  $n_T = n_p + n_s$ ) est un processus fortement influencé par la production de rayons  $\delta$ , issus de la désexcitation des ions. Il convient donc, pour obtenir des écarts types comparables dans les distributions de charges, d'activer ce processus élémentaire dans la simulation. Une fois ces opérations effectuées, on obtient les résultats indiqués Figure 3.51. Les valeurs des MPV et du  $\sigma$  des deux courbes semblent correctement ajustées : les valeurs les plus probables de la charge des agrégats sont d'environ 275 canaux ADC, et l'écart-type des distributions avoisine 100 canaux ADC.

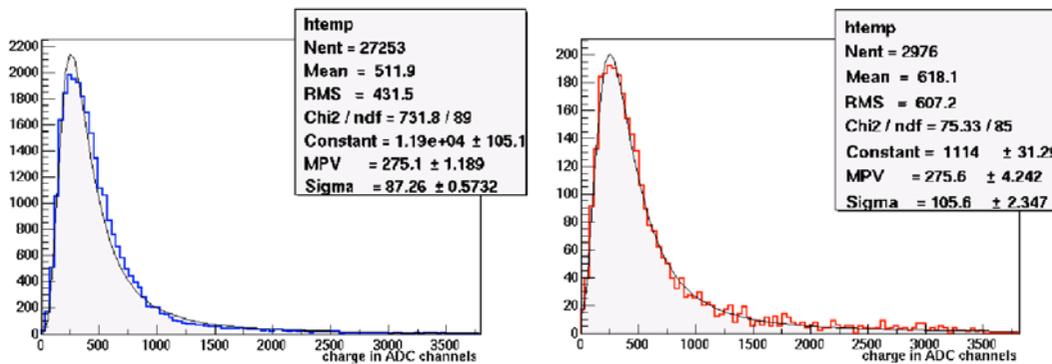


FIG. 3.51 – Comparaison des distributions de la charge totale des agrégats : courbe expérimentale (à gauche) et simulée (à droite).

### Comparaison des résidus

Une fois définies les valeurs des multiplicités et des distributions de charge dans la simulation, il est possible de comparer les distributions des résidus, calculées à l'aide d'un ajustement de Mathieson. Ces résidus apparaissent Figure 3.52.

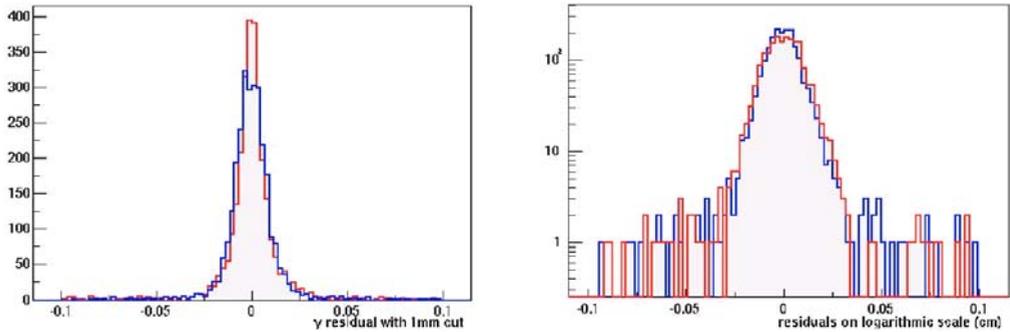


FIG. 3.52 – Comparaison des distributions des résidus : courbe expérimentale (foncée) et simulées (claire). Le graphe de droite présente les mêmes résultats sur une échelle logarithmique, pour permettre la comparaison des queues de distribution dans les deux cas. Les valeurs des paramètres décrivant les résidus sont données Tableau 3.5.

Paramètres	Simulations (courbe claire)	Tests en faisceau (courbe foncée)
Résolution (RMS)	146 $\mu m$	125 $\mu m$
Résolution ( $\sigma_{Gauss}$ 1 mm)	70 $\mu m$	80 $\mu m$
Résolution ( $\sigma_{Gauss}$ 240 $\mu m$ )	57 $\mu m$	72 $\mu m$
Efficacité (1 mm)	97%	96%
Efficacité (240 $\mu m$ )	95%	92%

TAB. 3.5 – Paramètres de la distribution des résidus des simulations et des tests en faisceau de la Figure 3.52.

Les paramètres de la distribution de ces résidus sont spécifiés Tableau 3.5. Si les valeurs de résolution et d'efficacité pour des coupures sur les résidus à 1 mm sont comparables en simulation et en tests en faisceau (environ 75  $\mu m$  de résolution et 96% d'efficacité), il apparaît néanmoins des différences conséquentes dans l'analyse de ces mêmes grandeurs pour des coupures à  $3\sigma$  (240  $\mu m$ ). Pour cette dernière coupure, la résolution et l'efficacité sont meilleures dans les simulations (15  $\mu m$  de différence en résolution et 3% en efficacité). Ces résultats sont intuitivement compréhensibles sur la Figure 3.52, où la distribution des résidus est moins dispersée dans le cas de la simulation. Il peut s'avérer intéressant, par conséquent, de chercher l'origine de cette différence. C'est l'objet de la sous-section suivante.

### 3.5.3 Comparaison des résidus issus de tests en faisceau à ceux des simulations

#### Effets potentiels de la décalibration des voies électroniques

L'opération de calibration des voies électroniques n'a pas été réalisée lors des tests en faisceau. La dispersion des réponses des voies électroniques étant de l'ordre de 1%, la distribution des résidus peut donc être affectée par ce biais. Pour évaluer cet effet, des "décalibrations artificielles" égales à 1% ont été introduites dans les simulations. Sous les conditions exposées précédemment, une décalibration de 2% affecte la distribution des résidus dans la simulation de manière conséquente et n'est donc pas envisageable. Les effets de cette décalibration artificielle sur les distributions des résidus sont indiqués et discutés dans la partie "résolution intrinsèque" de cette section.

### Contributions relatives du bruit et de la diffusion multiple aux résidus

Ce sont alors les contributions du bruit ou de la diffusion multiple qui ont été mises en cause. La Figure 3.53 permet de comparer la distribution des résidus obtenue en tests en faisceau (figure

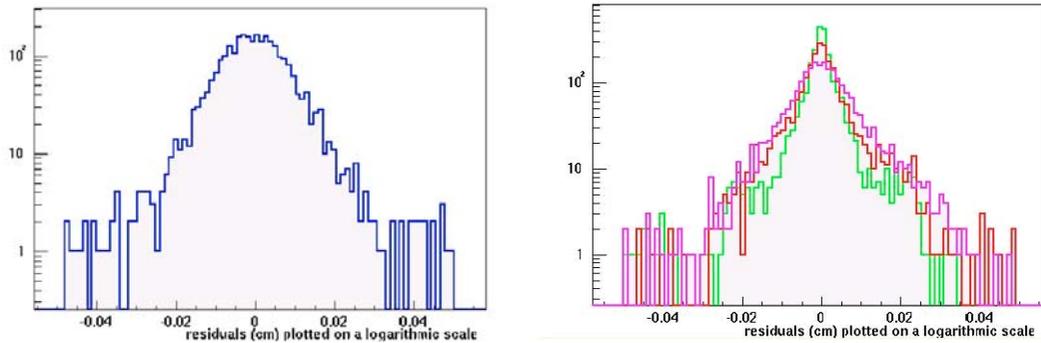


FIG. 3.53 – Comparaison des distributions des résidus, en échelle logarithmique : courbe expérimentale (à gauche) et simulées (à droite : les résidus sans diffusion multiple et sans bruit propre aux damiers ont la meilleure résolution, les résidus avec diffusion multiple et sans bruit sont donnés par la courbe la plus foncée, et les résidus avec diffusion multiple et avec un bruit de 1 canal ADC ont la moins bonne résolution).

de gauche) à celle obtenue dans les simulations (à droite). Cette dernière figure met en évidence la présence d'une contribution large (environ  $500 \mu m$ ) sur les résidus de la résolution intrinsèque du détecteur : en effet, la courbe issue des simulations sans diffusion multiple et sans bruit possède des queues de distributions comprises entre  $\pm 250 \mu m$ . Sur cette composante large se greffe une composante fine ( $\sim 100 \mu m$ ) qui joue, elle, sur la résolution du pic central et sur l'efficacité à  $3\sigma$ . La courbe reproduisant les effets de la diffusion multiple des particules (principalement sur les siliciums) fait apparaître les biais du tracking sur la distribution des résidus : si dans ce cas la composante fine est faiblement modifiée, la composante large récupère une grande partie de la statistique. La dernière courbe de simulation est directement comparable à celle de la figure de gauche, puisque toutes les conditions expérimentales sont réunies. La contribution du bruit des damiers est rajoutée et une fois encore c'est la composante large qui est touchée principalement. De plus, même en rajoutant des valeurs de bruit plus élevées que les valeurs expérimentales (2 canaux ADC), la résolution du pic central dans les simulations est peu affectée, même si la résolution à 1 mm est sensiblement dégradée. Les deux effets cumulés du bruit propre des damiers et de la diffusion multiple semblent donc ne pas pouvoir expliquer la divergence entre les valeurs des résolutions et des efficacités à  $3\sigma$ . La partie suivante propose donc l'étude d'une autre contribution : la dispersion des valeurs des paramètres de Mathieson.

### Effets de la dispersion des valeurs des paramètres de Mathieson

Nous avons vu dans une section précédente le principe de calcul des résidus à l'aide d'un ajustement de l'étalement de la charge par une distribution de Mathieson. Les paramètres de Mathieson ( $K_{3x}$  et  $K_{3y}$ ) donnés dans cette section correspondent aux valeurs définies uniquement par la géométrie du détecteur. Des défauts de construction de la latte peuvent donc induire une différence entre les valeurs utilisées et les valeurs "effectives" de ces paramètres, correspondant aux valeurs expérimentales. Pour mesurer ces différences, il est possible de calculer dans un premier temps les positions reconstruites à partir des paramètres  $K_3$  théoriques, puis dans un second temps de laisser libres ces paramètres pour les ajuster en ayant fixé les positions reconstruites précédemment. Le résultat de ce calcul appliqué aux tests en faisceau d'octobre 2001 sont donnés Figure 3.54. Le couple de paramètres obtenus est ( $\sqrt{K_{3x}} = 0.75$ ;  $\sqrt{K_{3y}} = 0.71$ ) et diffère peu du couple de valeurs "théoriques" ( $\sqrt{K_{3x}} = 0.761577$ ;  $\sqrt{K_{3y}} = 0.714143$ ). En revanche, il existe une dispersion assez importante sur ces coefficients, qui n'est pas prise en compte dans les simulations.

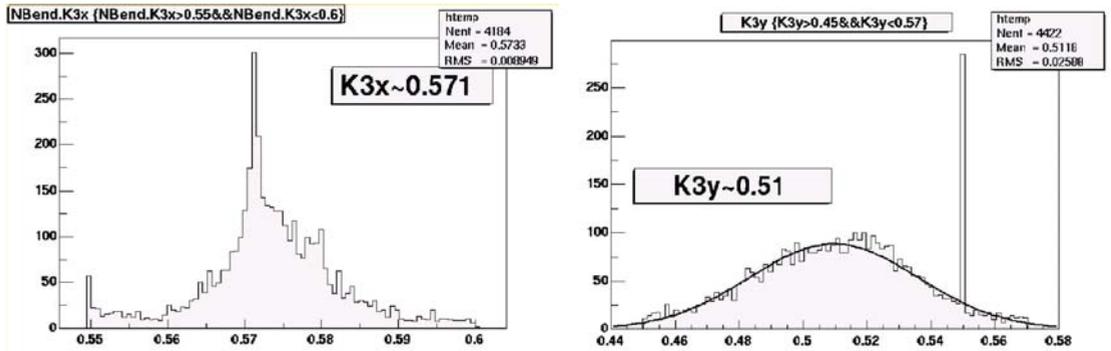


FIG. 3.54 – Résultat de l’ajustement des paramètres de Mathieson pour une prise de données des tests de la latte d’octobre 2001. Ajustement du paramètre  $K_{3x}$  sur la figure de gauche, et du paramètre  $K_{3y}$  sur la figure de droite. La valeur initiale de l’ajustement de  $K_{3x}$  et  $K_{3y}$  est 0.55 : des évènements rejetés apparaissent à ces valeurs.

En effet, dans ces dernières la charge est étalée sur les damiers suivant une distribution de Mathieson définie par les paramètres théoriques rappelés ci-dessus. Après rajout du bruit et soustraction à  $3\sigma$  des pedestaux, la distribution de la charge sur les damiers est ajustée avec la même Mathiesonienne, c’est à dire avec le même couple de paramètres que celui utilisé pour étaler la charge. Pour rendre compte dans la simulation de la dispersion des valeurs des paramètres ajustés dans les données expérimentales, il est possible d’étaler la charge suivant les dispersions expérimentales mesurées puis d’ajuster la distribution de charge avec le couple de paramètres théoriques.

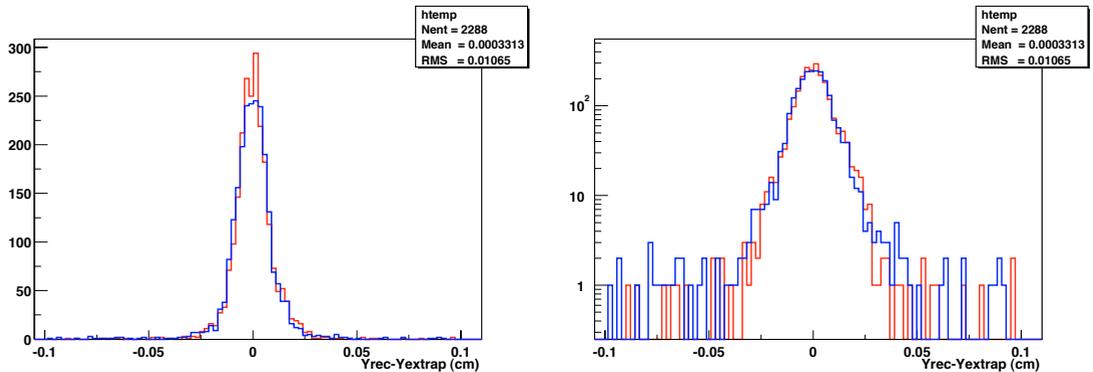


FIG. 3.55 – Comparaison des distributions de résidus de tests en faisceau (courbe foncée) et des simulations (claire) sur la figure à gauche. A droite, la même figure en échelle logarithmique. Les valeurs des paramètres décrivant les résidus sont données tableau 3.6.

La Figure 3.55 présente une comparaison entre les distributions de résidus des tests en faisceau et celles des simulations obtenues en étalant la charge suivant les distributions gaussiennes ajustées Figure 3.54, et en ajustant cet étalement avec le couple  $(\sqrt{K_{3x}} = 0.76; \sqrt{K_{3y}} = 0.71)$ . La comparaison entre données réelles et simulation est indiquée Table 3.6. D’autres simulations montrent que le paramètre critique est le  $K_{3y}$ , qui définit la dimension caractéristique en y de l’étalement de la charge : les variations sur le  $K_{3x}$  changent peu la distribution des résidus en y. Les résultats dans ces conditions indiquent une dégradation de la résolution du pic central et de l’efficacité à  $240\ \mu m$ , et deviennent comparables pour cette coupure, ainsi qu’à 1 mm, aux résultats des tests en faisceau. Des simulations utilisant des différences encore plus importantes sur les valeurs de  $K_{3y}$  utilisées pour l’étalement et la reconstruction indiquent bien que cette tendance se poursuit : c’est la composante fine de la distribution des résidus qui est directement affectée.

Paramètres	Simu (courbe claire)	TeV (courbe foncée)
Résolution (RMS)	106 $\mu m$	120 $\mu m$
Résolution ( $\sigma_{Gauss}$ 1mm)	74 $\mu m$	74 $\mu m$
Résolution ( $\sigma_{Gauss}$ 240 $\mu m$ )	70 $\mu m$	72 $\mu m$
Efficacité (1 mm)	96%	96%
Efficacité (240 $\mu m$ )	93%	92%

TAB. 3.6 – Paramètres de la distribution des résidus des simulations (Simu) et des tests en faisceau (TeV) de la Figure 3.55. Les valeurs des paramètres des tests en faisceau diffèrent de celles du Tableau 3.5 car la statistique est différente.

En conclusion, il semble que l'ensemble des caractéristiques de la réponse de la latte lors des tests en faisceau peut se modéliser de manière réaliste à l'aide des simulations dont les paramètres sont :

- $q_0=20$
- génération de rayons  $\delta$
- introduction d'une distribution réaliste des paramètres de Mathieson utilisés pour l'étalement de la charge

Ces paramètres décrivant la réponse des chambres seront donc repris pour réaliser des simulations plus générales, de l'ensemble du bras dimuon, dans la section suivante.

### 3.5.4 Vérification du nouveau modèle de réponse des chambres : application d'un algorithme de soustraction de la diffusion multiple aux données des tests en faisceau et à celles des simulations

Afin de s'affranchir des systématiques liées à la diffusion multiple des particules sur les détecteurs au silicium ou sur la chambre, un algorithme d'ajustement des traces prenant en compte la diffusion multiple [58] a été appliqué aux données des tests en faisceau. Ce même algorithme fut ensuite utilisé sur les résultats des simulations, ce qui a permis d'une part de pouvoir mesurer son efficacité (puisque les simulations permettent de s'affranchir totalement de la diffusion multiple des particules dans les matériaux), et d'autre part de s'assurer que la correction de la distribution des résidus par cette méthode s'applique de la même manière en tests en faisceau et en simulations.

#### Principe de l'ajustement avec diffusion multiple

**Théorie** A partir d'un vecteur de mesures  $V_m$ , de dimension  $N_m$  et de matrice de covariance  $C_m$ , que l'on compare à un vecteur théorique  $V_t$ , qui est fonction linéaire d'un vecteur de paramètres  $P$ , de dimension  $N_p$ , et de matrice de dérivée partielle  $\partial V_m / \partial P$ , alors le  $\chi^2$  à minimiser, de  $(N_m - N_p)$  degrés de liberté, est le suivant :

$$\chi^2 = (V_m - V_t)^T C_m^{-1} (V_m - V_t)$$

Les paramètres  $P$  sont la solution de la minimisation du  $\chi^2$  :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial P} = -2 \left( \frac{\partial V_t}{\partial P} \right)^T C_m^{-1} (V_m - V_t) = 0$$

où

$$\left( \frac{\partial V_t}{\partial P} \right)^T C_m^{-1} V_m = \left( \frac{\partial V_t}{\partial P} \right)^T C_m^{-1} V_t = \left( \frac{\partial V_t}{\partial P} \right)^T C_m^{-1} \left( \frac{\partial V_t}{\partial P} \right) P.$$

La matrice de covariance des paramètres ajustés est obtenue à partir des dérivées secondes du  $\chi^2$  :

$$C_p = \left( \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial P^2} \right)^{-1} = \left( \left( \frac{\partial V_t}{\partial P} \right)^T C_m^{-1} \left( \frac{\partial V_t}{\partial P} \right) \right)^{-1}.$$

L'équation de minimisation peut être réécrite :

$$G = C_p^{-1}P$$

avec

$$G = \left( \frac{\partial V_t}{\partial P} \right)^T C_m^{-1} V_m = H V_m,$$

et les paramètres  $P$  sont finalement donnés par :

$$P = C_p G = \left( \left( \frac{\partial V_t}{\partial P} \right)^T C_m^{-1} \left( \frac{\partial V_t}{\partial P} \right) \right)^{-1} \left( \left( \frac{\partial V_t}{\partial P} \right)^T C_m^{-1} V_m \right) = C_p H V_m,$$

où  $C_p$  et  $H$  ne dépendent pas du vecteur de mesure mais seulement du dispositif expérimental.

**Application à l'ajustement global des traces** L'axe du faisceau est toujours l'axe  $z$ . Les résultats qui suivent concernent le plan  $(zx)$  et sont valables pour le plan  $(zy)$  par simple changement de variable  $x \rightarrow y$  (symétrie des coordonnées). Pour appliquer les équations précédentes à notre problème, notons  $z_i^u$  ( $i=1$  à 3) la position en  $z$  (valable pour  $x$  et  $y$ ) des 3 siliciums en amont du faisceau par rapport à la chambre et  $z_i^d$  ( $i=1$  à 2) la position des 2 siliciums en aval du faisceau par rapport à la chambre,  $z_i$  étant ordonné par valeurs absolues croissantes de  $z$ . La chambre est positionnée en  $z = 0$ . L'écart-type sur chaque mesure  $x$  est notée  $\sigma_x$ . La diffusion multiple dans un silicium est caractérisée par un écart-type noté  $\sigma_\theta$ .

Les  $(N_u + N_d + 1)=6$  paramètres du modèle de trace sont :  $x$  à  $z = 0$ , les angles  $x'_u$  et  $x'_d$  en amont et en aval du faisceau à  $z = 0$ , et les  $(N_s - 1)$  déviations angulaires successives  $\Delta x'_{si}$  dans les siliciums en amont ( $s = u$ ) et en aval ( $s = d$ ) du faisceau.

$$P = \begin{pmatrix} x \\ x'_u \\ x'_d \\ \Delta x'_{ui} [i = 1 (N_u - 1)] \\ \Delta x'_{di} [i = 1 (N_d - 1)] \end{pmatrix}.$$

Les  $(2(N_u + N_d) - 1)=9$  mesures indépendantes sont les  $N_u$  positions  $x_{uim}$  dans les détecteurs amont et les  $N_d$  positions  $x_{dim}$  dans les détecteurs aval, d'écart-type  $\sigma_x$ , les  $(N_u - 1)=2$  déviations angulaires successives  $\Delta x'_{uim} = 0$  dans les détecteurs amont 1 à  $(N_u - 1)=2$  et la  $((N_d - 1)=1)$  déviation angulaire  $\Delta x'_{dim} = 0$  dans le premier détecteur aval, d'écart-type  $\sigma_\theta$ , et finalement la déviation angulaire  $\Delta x'_m = 0$  dans le prototype à  $z = 0$ , d'écart-type  $\sigma_{\theta p}$ , soit :

$$V_{mB} = \begin{pmatrix} x_{uim} [i = 1 N_u = 3] \\ \Delta x'_{uim} [= 0] [i = 1 (N_u - 1) = 2] \\ x_{dim} [i = 1 N_d = 2] \\ \Delta x'_{dim} [= 0] [i = 1 (N_d - 1) = 1] \\ \Delta x'_m [= 0] \end{pmatrix}$$

de matrice de covariance :

$$C_{mB} = \begin{pmatrix} \sigma_x^2 I_{N_u} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\theta^2 I_{N_u-1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_x^2 I_{N_d} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_\theta^2 I_{N_d-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_{\theta p}^2 \end{pmatrix}.$$

Il est plus facile de remplacer les  $(N_u + N_d)=5$  mesures de position par les premières mesures en amont et en aval,  $x_{u1m}$  et  $x_{d1m}$ , et par les différences successives entre les positions dans les détecteurs successifs, corrigée pour la diffusion multiple dans les deux détecteurs les plus proches de la chambre, i.e.  $x_{sim} - x_{s(i-1)m} - \Delta z_{s,(i-1)} \Delta x'_{s(i-1)m}$ , avec  $s$  pour la direction par rapport à la chambre, amont ou aval. Avec les  $\Delta x'_{sim}$  et  $\Delta x'$  écrits explicitement dans la première formule,

pour le calcul de la matrice de covariance, mais pris égal à 0 dans la seconde formule pour la minimisation du  $\chi^2$ , le vecteur de mesure devient :

$$V_m = \begin{pmatrix} x_{u1m} \\ x_{uim} - x_{u(i-1)m} - \Delta z_{u,(i-1)i} \Delta x'_{u(i-1)m} [i = 2 \ N_u] \\ \Delta x'_{uim} [i = 1 \ (N_u - 1)] \\ x_{d1m} \\ x_{dim} - x_{d(i-1)m} - \Delta z_{d,(i-1)i} \Delta x'_{d(i-1)m} [i = 2 \ N_d] \\ \Delta x'_{dim} [i = 1 \ (N_d - 1)] \\ \Delta x'_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{u1m} \\ x_{uim} - x_{u(i-1)m} [i = 2 \ N_u] \\ 0 [i = 1 \ (N_u - 1)] \\ x_{d1m} \\ x_{dim} - x_{d(i-1)m} [i = 2 \ N_d] \\ 0 [i = 1 \ (N_d - 1)] \\ 0 \end{pmatrix}$$

avec, pour matrice de covariance :

$$C_m = \left( \frac{\partial V_m}{\partial V_{mB}} \right) C_{mB} \left( \frac{\partial V_m}{\partial V_{mB}} \right)^T ,$$

où la matrice des dérivées partielles est :

$$\frac{\partial V_m}{\partial V_{mB}} = \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{N_u} & K_{N_u} \\ 0 & I_{N_u-1} \end{pmatrix} & 0 & 0 \\ 0 & \begin{pmatrix} J_{N_d} & K_{N_d} \\ 0 & I_{N_d-1} \end{pmatrix} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} .$$

Le  $\chi^2$  à minimiser, de  $(N_u + N_d - 2)=3$  degrés de liberté, est par conséquent :

$$\chi^2 = (V_m - V_t)^T C_m^{-1} (V_m - V_t) ,$$

avec, comme vecteur "théorique" :

$$V_t = \begin{pmatrix} x + z_{u1} x'_u \\ \Delta z_{u,(i-1)i} x'_{ui} [i = 2 \ N_u] \\ \Delta x'_{ui} [i = 1 \ (N_u - 1)] \\ x + z_{d1} x'_d \\ \Delta z_{d,(i-1)i} x'_{di} [i = 2 \ N_d] \\ \Delta x'_{di} [i = 1 \ (N_d - 1)] \\ \Delta x' \end{pmatrix} ,$$

et ses dérivées partielles par rapport au vecteur "paramètres"  $P$  sont :

$$\frac{\partial V_t}{\partial P} = \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & z_{u1} & 0 \\ 0 & \Delta z_{u,12} & 0 \\ \dots & \dots & \dots \\ 0 & \Delta z_{u,(N_u-1)N_u} & 0 \end{pmatrix} & 0 & 0 \\ 0 & I_{N_u-1} & 0 \\ \begin{pmatrix} 1 & 0 & z_{d1} \\ 0 & 0 & \Delta z_{d,12} \\ \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \Delta z_{d,(N_d-1)N_d} \end{pmatrix} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I_{N_d-1} \\ (0 \quad -1 \quad 1) & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

**Calcul de  $\sigma_\theta$  et  $\sigma_{\theta p}$**  Pour des détecteurs au silicium avec des pistes de  $50 \mu\text{m}$ , la résolution est  $\sigma_x = 50/\sqrt{12}$ , i.e.  $15 \mu\text{m}$ . En ce qui concerne la diffusion multiple, si l'épaisseur de chaque détecteur est  $t$  en unité de longueur de radiation, la résolution (pour des particules de moment  $p$  en  $\text{GeV}/c$  et de vitesse  $\beta$  exprimée en unité de  $c$ ) est  $\sigma_\theta = (.0136/(p\beta))\sqrt{2t}[1 + 0.038 \ln(2t)]$  avec  $2t$  car il y a un détecteur  $y$  pour chaque détecteur  $x$ . Pour des siliciums de  $300 \mu\text{m}$  d'épaisseur ( $X_0=9.36 \text{ cm}$ ),  $t$  vaut  $0.00321$  et  $\sigma_\theta=0.88 \times 10^{-4}$  soit  $44 \mu\text{m}$  à  $50 \text{ cm}$  pour des pions de  $10 \text{ GeV}/c$ . De même si l'épaisseur du prototype est  $t$  en unité de longueur de radiation, la résolution est  $\sigma_{\theta p} = (.0136/(p\beta))\sqrt{t}[1 + 0.038 \ln(t)]$ , et avec  $t= 0.01$ ,  $\sigma_{\theta p}=1.22 \times 10^{-4}$ .

Toutes les matrices de calcul de  $P$  sont ainsi définies, et il est donc possible d'extraire du vecteur "paramètres"  $P$  la position en  $x$  (ou en  $y$ ) extrapolée des traces dans le prototype. Cette position est corrigée au mieux du modèle de traces pour tenir compte de la diffusion multiple.

**Résultats de l'ajustement traces prenant en compte la diffusion multiple dans le cas des tests en faisceau d'octobre 2001 et des simulations.**

Cette méthode permet par conséquent de recalculer une nouvelle extrapolation de la trace des particules à la position en  $y$  de la chambre. La Figure 3.56 présente les distributions de résidus résultantes dans le cas des tests en faisceau, et dans celui des simulations. Les distributions issues du calcul de l'extrapolation corrigée semblent meilleures que celle de l'extrapolation classique. Les résolutions sont détaillées Tableau 3.7.

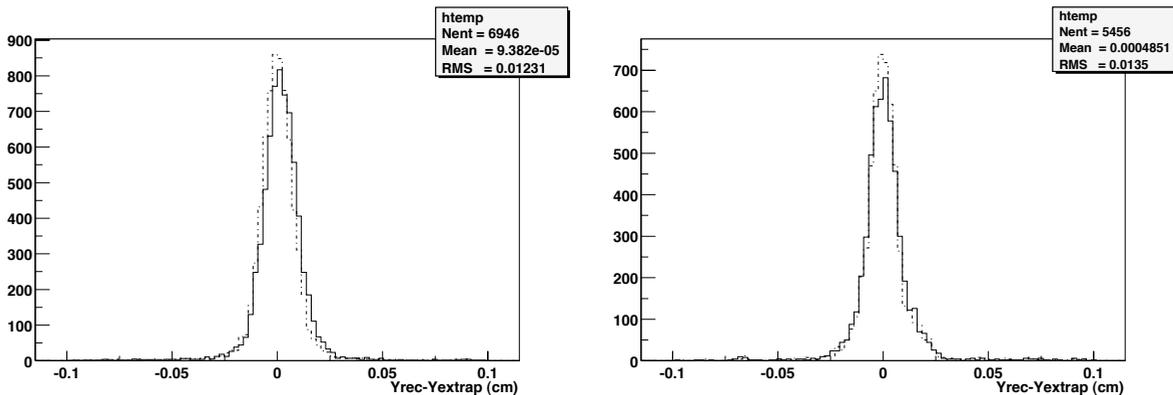


FIG. 3.56 – Comparaison des distributions de résidus de tests en faisceau (à gauche) et des simulations (à droite). Les courbes en trait plein utilisent l'extrapolation classique, faite par un ajustement linéaire des coups dans les siliciums. Les traits pointillés sont le résultat de l'extrapolation calculée par la méthode de prise en compte de la diffusion multiple. Les valeurs des résolutions sont données Tableau 3.7.

Paramètres	Simu : extrapolation	Simu : extrapolation corrigée
Résolution (RMS)	136 $\mu m$	135 $\mu m$
Résolution ( $\sigma_{Gauss}$ 1mm)	77 $\mu m$	68 $\mu m$
Résolution ( $\sigma_{Gauss}$ 240 $\mu m$ )	69 $\mu m$	61 $\mu m$

Paramètres	TeV : extrapolation	TeV : extrapolation corrigée
Résolution (RMS)	128 $\mu m$	123 $\mu m$
Résolution ( $\sigma$ ajustement Gaussien 1mm)	80 $\mu m$	73 $\mu m$
Résolution ( $\sigma$ ajustement Gaussien 240 $\mu m$ )	76 $\mu m$	70 $\mu m$

TAB. 3.7 – Paramètres de la distribution des résidus des simulations (Simu) et des tests en faisceau (TeV) de la Figure 3.56.

Concernant les tests en faisceau, la résolution Gaussienne passe de 80  $\mu m$  à 73  $\mu m$  dans le cas respectif de l'extrapolation normale et de l'extrapolation corrigée. La méthode permet donc de gagner 9% sur la valeur de la résolution (ajustement Gaussien) dans le cas des données réelles. Si la résolution à 240  $\mu m$  est changée dans le même rapport (8%), la résolution RMS est, quand à elle, peu changée (4%). Ceci indique donc que non seulement la résolution est améliorée (7  $\mu m$  pour un ajustement Gaussien à 1 mm) mais également que la distribution des résidus est elle-même modifiée. Ces résultats se retrouvent dans les simulations : la résolution Gaussienne pour une coupure à 1 mm donne une amélioration de 9  $\mu m$ , c'est à dire 12%, rapport que l'on retrouve exactement pour une coupure des résidus à 240  $\mu m$ , et la valeur RMS de la distribution des résidus est quasi-inchangée. On peut donc conclure d'une part que la méthode de correction pour la diffusion multiple semble faire gagner un facteur non négligeable en résolution (sachant que la distribution des résidus est elle-même modifiée, d'où la difficulté de quantifier ce gain), et d'autre part que les distributions de résidus semblent modifiées de la même manière et dans les mêmes proportions en tests en faisceau et en simulation. Ceci constitue une autre étape de validation des simulations.

### Résolution intrinsèque

Il est à présent possible d'évaluer la résolution "intrinsèque" des lattes, en postulant une description correcte de la réponse des chambres dans les simulations : en effet, celles-ci permettent de retrancher les effets de diffusion multiple. Cette résolution propre au détecteur est présentée Figure 3.57, et vaut approximativement 50  $\mu m$  (ajustement Gaussien pour une coupure à 1 mm des résidus). La distribution des résidus associée est légèrement dissymétrique, au niveau de la composante large. Comme nous l'avons vu, cette composante est liée au bruit intrinsèque des damiers, et à leur configuration géométrique dans les agrégats : le faisceau illumine toujours la même partie de la chambre et par conséquent les agrégats sont souvent composés des mêmes damiers, dont les bruits électroniques induisent des biais dans la reconstruction de la position. C'est sans diffusion multiple que cet effet est le plus visible.

De plus, ces 50  $\mu m$  de résolution peuvent être comparés aux 68  $\mu m$  des résidus de simulations avec diffusion multiple et avec correction de l'extrapolation ainsi qu'aux 77  $\mu m$  sans la correction. L'algorithme de correction semble donc avoir corrigé 1/3 de l'effet de la diffusion multiple sur la résolution.

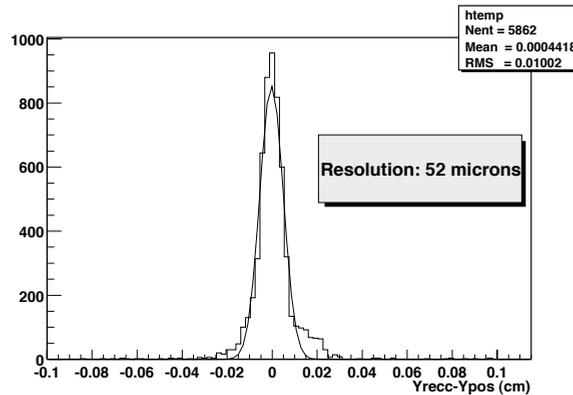


FIG. 3.57 – Distribution des résidus issue des simulations incluant le nouveau modèle de réponse des chambres, sans diffusion multiple.

### 3.6 Impact du nouveau modèle de réponse des chambres sur la reconstruction de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ du $\Upsilon$

Nous avons défini dans la section précédente un nouveau modèle de réponse des chambres dans les simulations AliRoot. Ce modèle est aligné sur les résultats des tests en faisceau, et permet de fournir une description des différentes contributions de paramètres comme le bruit, la décalibration des voies électroniques ou la diffusion multiple, à la résolution et à l'efficacité des chambres. Il est donc possible à présent de simuler l'ensemble du dispositif expérimental de reconstruction des traces du bras dimuon d'ALICE, à l'aide de cette description des chambres. Les sous-sections suivantes détailleront l'aptitude du dispositif ainsi calibré à reconstruire la masse invariante du  $\Upsilon$  avec une résolution en masse de l'ordre de  $100\text{ MeV}$ . Cette condition était réalisée par les simulations originales, plus optimistes quant à la résolution des lattes des stations 3, 4 et 5.

#### 3.6.1 Conditions des simulations du bras dimuon

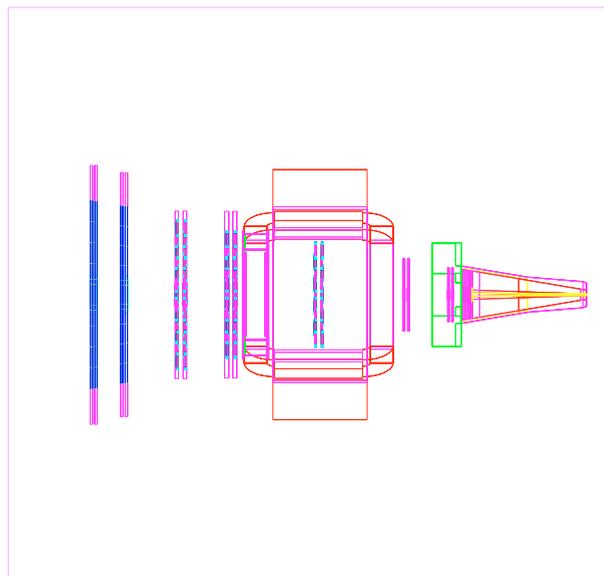


FIG. 3.58 – Vue schématique du dispositif de détection utilisé pour les simulations.

Les simulations suivantes utilisent les versions Root V3-03-09 et Aliroot V3-08-Rev02. Le paquet MUON de cette version AliRoot est mis à jour à l'aide de la version V3-09-01. Les différents éléments du bras dimuon pris en compte, et apparaissant sur la Figure 3.58, sont les suivants :

- l'absorbeur
- le dipôle
- les 5 stations de reconstruction des traces ainsi que les 2 stations de déclenchement
- le tube du faisceau pour certaines simulations (absent de la figure)

Le déclenchement dans les simulations est reproduit par un algorithme et la présence du mur de fer n'est par conséquent pas indispensable. Les particules générées sont des  $\Upsilon$ . Les distributions en moment transverse  $p_T$  ainsi qu'en rapidité  $y$  sont calculées via une paramétrisation définie dans une classe C++ d'AliRoot : AliGenMUONLib. Cette paramétrisation permet d'extrapoler les distributions mentionnées aux énergies du LHC :  $2.75 TeV$ /nucléon dans le centre des masses, à partir des énergies de D0 (Fermilab) de  $0.9 TeV$ . Un seul canal de décroissance des  $\Upsilon$  est sélectionné :

$$\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

De plus, la génération des particules primaires et secondaires est limitée à l'acceptance angulaire du spectromètre, soit  $2^\circ \leq \theta \leq 9^\circ$  et  $-180^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$ . De la génération d'évènements à la reconstruction de la masse invariante, les différentes étapes des simulations consistent à propager les particules primaires et secondaires une par une à travers les détecteurs, et à charger les classes suivantes événement par événement :

- chargement de la classe AliMUONHit : cette classe est remplie lorsqu'une particule entre dans le volume gazeux d'une chambre. Elle contient la position de passage de la particule ainsi que l'ensemble des informations sur la particule elle-même.
- chargement de la classe AliMUONPadHit : cette particule va déclencher un signal physique dans la chambre qui activera généralement plusieurs damiers. AliMUONPadHit contient l'ensemble des informations sur la position des damiers, la charge induite, ainsi que la classe AliMUONHit associée.
- AliMUONDigit : cette classe est chargée lorsque l'ensemble des particules d'un événement donné est propagé dans les détecteurs. En effet plusieurs particules peuvent contribuer à la génération d'un signal sur un damier donné, et il convient donc de sommer les charges associées à chaque damier. On enregistre donc dans cette classe les agrégats à proprement parler, c'est à dire l'ensemble des damiers touchés ainsi que leur charge à la fin d'un événement.
- AliMUONRawclusters : une fois les agrégats bien définis, il est possible de reconstruire la position de passage de la (des) particule(s) à l'aide d'un ajustement de la charge recueillie par les damiers par une distribution de Mathieson. Cet ajustement peut être réalisé sur les deux plans de cathodes simultanément et peut distinguer les agrégats issus du passage d'une ou de plusieurs particules. Ce sont donc principalement les coordonnées reconstruites du passage des particules dans les chambres qui sont enregistrées dans cette classe.
- AliMUONRecoTrack : Cette classe permet de charger les caractéristiques des traces reconstruites après la propagation des particules d'un événement. Elle est basée sur les positions des agrégats stockés dans la classe AliMUONRawClusters. Pour reproduire l'effet sélectif des chambres de déclenchement, seules les trois particules ayant laissé les charges les plus importantes dans les chambres sont suivies dans cette étape. Un algorithme de minimisation du  $\chi^2$  sur les positions des différents impacts reconstruits dans les chambres permet de choisir les traces les plus probables.

Une fois ces différentes étapes réalisées sur l'ensemble des événements, l'analyse des traces reconstruites permet d'associer deux à deux les traces des  $\mu^+$  et celles des  $\mu^-$ , et donc de reconstruire la masse invariante des  $\Upsilon$ .

Par la suite nous allons comparer le nouveau modèle de réponse des chambres présenté en section précédente avec l'ancien modèle (celui utilisé par défaut dans les simulations), en générant des événements  $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

### 3.6.2 Reconstruction de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ du $\Upsilon$ sans bruit de fond utilisant le nouveau modèle de réponse

Dans cette simulation, 5000  $\Upsilon$  ont été générés, et les deux modèles de réponse des chambres ont été utilisés. La Figure 3.59 donne la résolution moyenne de toutes les chambres des stations de trajectographie du plan de courbure. Cette résolution est donnée par la différence entre la position en  $y$  mesurée par la chambre et la position réelle de la particule dans la chambre ( $Y_{rec} - Y_{hit}$ ).

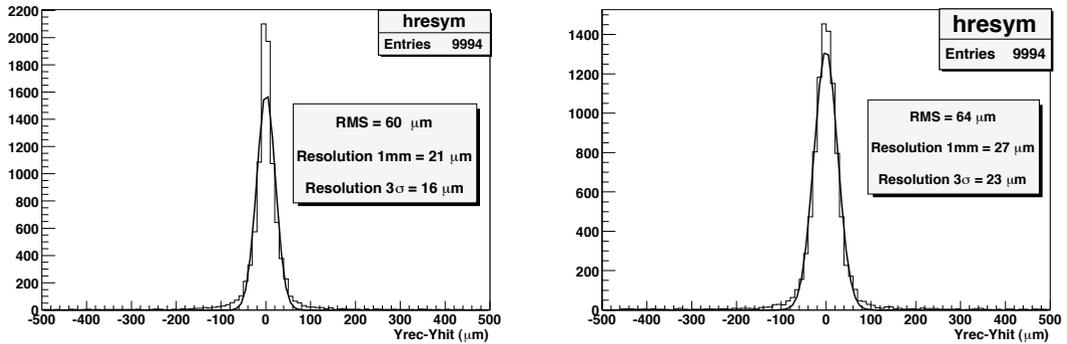


FIG. 3.59 – Résolutions données par l’ancien (à gauche) et le nouveau (à droite) modèle de réponse des chambres pour l’ensemble des stations de tracking du bras dimuon.

Les résolutions données par le nouveau modèle de réponse sont de  $27 \mu\text{m}$  à 1 mm et de  $23.2 \mu\text{m}$  à  $3\sigma$  ( $75 \mu\text{m}$ ) et sont meilleures de  $5$  à  $10 \mu\text{m}$  pour ces deux coupures sur les résidus dans le cas des anciennes simulations. L’impact de ces différences en résolution est évalué Figure 3.60. Cette figure donne la masse invariante  $\mu^+\mu^-$  reconstruite dans les deux cas.

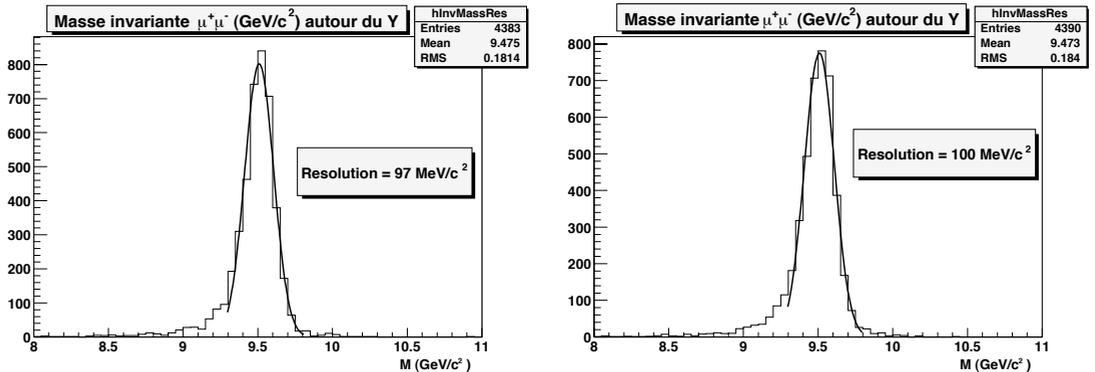


FIG. 3.60 – Masse invariante  $\mu^+\mu^-$  du  $\Upsilon$  pour l’ancien (à gauche) et le nouveau (à droite) modèle de réponse des chambres.

Les spectres en masse invariante de ces figures sont assimilés à des Gaussiennes présentant des queues de distributions importantes au plus faibles valeurs de la masse invariante : la reconstruction de la masse invariante du  $\Upsilon$  peut en effet donner des valeurs plus faibles que la masse réelle en raison des pertes d’énergies dans l’absorbeur. Les résolutions données par ces figures sont donc calculées avec un ajustement Gaussien de la masse invariante  $M$  sur l’intervalle :  $9.3 \leq M \leq 9.8$ , qui exclut cette queue de distribution. Les efficacités sont, elles, définies comme le rapport des événements compris dans l’intervalle  $9.17 \leq M \leq 9.77$  sur la totalité des événements générés (ici 5000). Les résolutions et les efficacités, ainsi que les barres d’erreurs associées sont reprises Tableau 3.8. Les résolutions spatiales des chambres des stations de trajectographie sont effectivement légèrement dégradées dans le nouveau modèle de réponse. Néanmoins, cet effet est moyenné sur

l'ensemble des chambres. Or la station 3 dont la résolution a chuté est importante pour la reconstruction des impulsions (elle est placée dans l'entrefer de l'aimant dipolaire). La résolution du spectromètre sur la masse invariante autour du  $\Upsilon$  est de  $97\text{ MeV}/c^2$  pour l'ancien modèle de réponse des chambres, et légèrement moins bonne pour le nouveau :  $100\text{ MeV}/c^2$ . Ces deux derniers résultats ont une incertitude de  $1.5\text{ MeV}/c^2$ , et par conséquent l'impact de la dégradation en résolution des chambres peut être considéré comme faible. Il en est de même pour les efficacités de reconstruction des traces qui sont à peine affectées, puisque la perte en efficacité reste dans les barres d'erreurs. Des simulations n'utilisant que l'absorbeur permettent d'évaluer sa contribution à la résolution en masse : celle-ci est de  $80\text{ MeV}/c^2$  et prédomine donc. Ceci explique la faible influence de la dégradation de la résolution spatiale des chambres sur la résolution de la masse invariante reconstruite.

	Résolution des chambres (RMS, 1 mm, 3 $\sigma$ )	Résolution masse invariante	Efficacité
AM	59.6 $\mu\text{m}$ , 20.9 $\pm$ 3 $\mu\text{m}$ , 16.7 $\pm$ 2.5 $\mu\text{m}$	97 $\pm$ 1.5 $\text{MeV}/c^2$	82.7 $\pm$ 0.55 %
NM	63.9 $\mu\text{m}$ , 26.5 $\pm$ 3.7 $\mu\text{m}$ , 23.2 $\pm$ 0.25 $\mu\text{m}$	100 $\pm$ 1.5 $\text{MeV}/c^2$	82 $\pm$ 0.55 %

TAB. 3.8 – Résolution des chambres, résolution sur la masse invariante  $\mu^+\mu^-$  reconstruite, et efficacité de reconstruction. AM=Ancien modèle de réponse des chambres ; NM=Nouveau modèle de réponse des chambres.

### 3.6.3 Reconstruction de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ du $\Upsilon$ avec bruit de fond utilisant le nouveau modèle de réponse

Le nouveau modèle de réponse n'a pas affecté sensiblement les capacités de reconstruction en masse du bras dimuon. Néanmoins, cette reconstruction n'était pas affectée par le bruit de fond physique : les multiplicités dans le dispositif de trajectographie étant importante, ce paramètre doit être pris en compte. Pour ce faire, il est possible de rajouter à la génération de chaque  $\Upsilon$  un bruit de fond nominal, correspondant à 2 collisions Pb-Pb simulées par le logiciel de génération d'évènements HIJING [62] ( $\left[\frac{dN}{dy}\right]_{y=0} \sim 8000$ ). L'ensemble des particules produites par ces collisions (principalement des électrons, des pions, des protons et des kaons) est propagé dans le bras dimuon. La propagation de ce bruit de fond dans le dispositif expérimental (particulièrement dans l'absorbeur, dense) est néanmoins coûteuse en temps, et seul 10 évènements de bruit nominal ont été produits. Ainsi, le même bruit de fond est associé à 500  $\Upsilon$ . Le biais de cette méthode est néanmoins négligeable. La même étude que celle de la sous-section précédente a donc été réalisée avec bruit de fond, et les Figures 3.61 et 3.62 ainsi que la Table 3.9 reprennent les résultats dans ce nouveau cas.

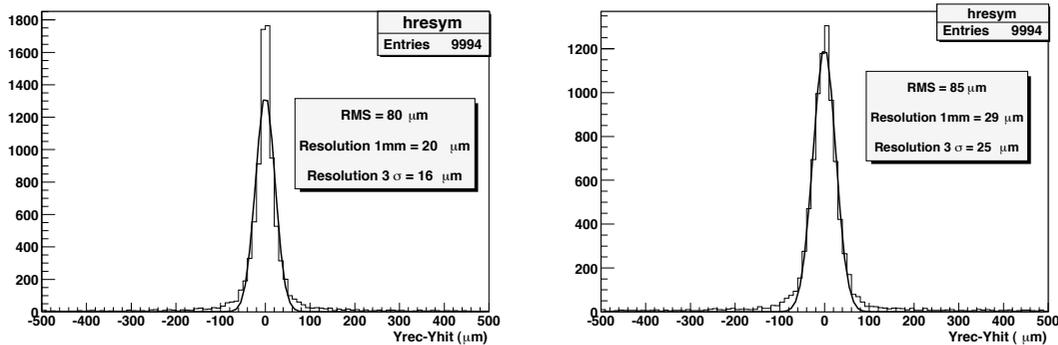


FIG. 3.61 – Résolutions données par l'ancien (à gauche) et le nouveau (à droite) modèle de réponse des chambres pour l'ensemble des stations de tracking du bras dimuon, avec bruit de fond nominal.

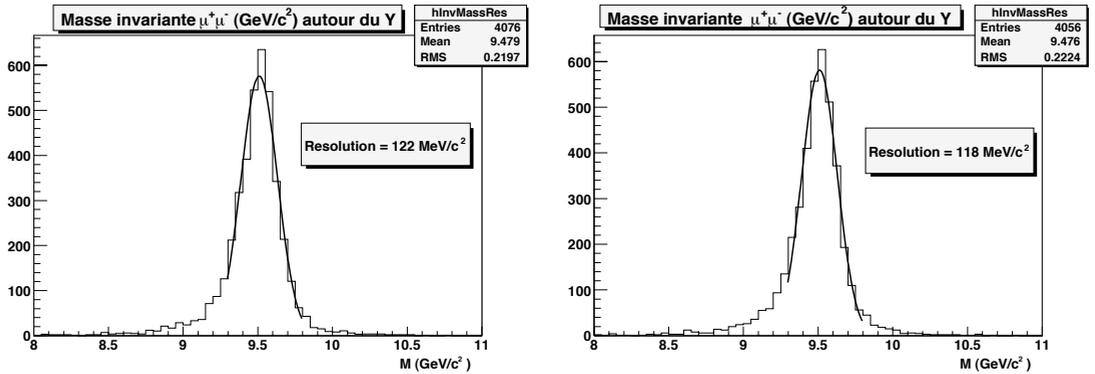


FIG. 3.62 – Masse invariante  $\mu^+\mu^-$  du  $\Upsilon$  pour l’ancien (à gauche) et le nouveau (à droite) modèle de réponse des chambres, avec bruit de fond nominal.

	Résolution des chambres (RMS, $1\text{ mm}$ , $3\sigma$ )	Résolution masse invariante	Efficacité
AM	$80.5\ \mu\text{m}$ , $20.88\pm 0.32\ \mu\text{m}$ , $16.9\pm 0.25\ \mu\text{m}$	$122\pm 2.5\ \text{MeV}/c^2$	$73.34\pm 0.6\ \%$
NM	$85.17\ \mu\text{m}$ , $28.33\pm 0.32\ \mu\text{m}$ , $24.09\pm 0.45\ \mu\text{m}$	$118\pm 2.38\ \text{MeV}/c^2$	$72.38\pm 0.6\ \%$

TAB. 3.9 – Résolution des chambres, résolution de la masse invariante  $\mu^+\mu^-$  reconstruite, et efficacité de reconstruction, avec bruit de fond nominal. AM=Ancien modèle de réponse des chambres; NM=Nouveau modèle de réponse des chambres.

Il ressort de ces figures que les simulations avec bruit de fond présentent des résolutions spatiales des chambres légèrement plus dégradées que les simulations sans bruit de fond. Néanmoins, la résolution de la masse invariante  $\mu^+\mu^-$  du  $\Upsilon$  ne semble pas plus affectée dans le nouveau modèle de réponse que dans l’ancien. Dans les deux cas, ces résolutions sont approximativement de  $120\ \text{MeV}/c^2$ . Il en va de même pour les efficacités de reconstruction, d’environ 73%. L’effet de diffusion multiple et de la perte d’énergie dans l’absorbeur semble encore prédominer.

Il n’en reste pas moins que les résolutions sont dégradées de  $20\ \text{MeV}/c^2$  par rapport aux simulations sans bruit de fond et les efficacités plus faible de 10%. En effet, l’algorithme de reconstruction des traces ainsi que la recherche des agrégats souffrent de l’effet combinatoire associé aux hautes multiplicités dans les chambres : les valeurs RMS des résolutions spatiales des chambres passent de  $60\ \mu\text{m}$  sans bruit de fond à  $80/85\ \mu\text{m}$  avec bruit de fond, ceci étant lié à la difficulté de séparer des agrégats multiples (plusieurs particules à l’origine d’un seul agrégat). Il en est de même pour la reconstruction des traces et les efficacités de reconstruction.

### 3.6.4 Le problème de l’angle des particules incidentes : paramétrisation de la réponse du détecteur en fonction de $\theta$ et impact sur la reconstruction de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ du $\Upsilon$

Dans la partie 3.4.3, les paramètres d’une double Gaussienne suivants furent calculés pour décrire la distribution des résidus en fonction de l’angle de la particule incidente :

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= 79.3 + 3.1.\theta + 0.44.\theta^2 \\ \sigma_2 &= 340.7 + 7.1.\theta + 1.95.\theta^2 \\ \frac{A_1}{A_2} &= 8.79 + 0.23.\theta\end{aligned}$$

Les résidus ainsi modélisés sont les résidus obtenus en tests en faisceau. Ils incluent donc les effets de diffusion multiple des particules, en particulier ceux des détecteurs au silicium utilisés dans les tests en faisceau. Des simulations avec et sans bruit ont néanmoins été réalisées avec cette distribution.

Pour ce faire, le calcul des positions reconstruites des particules utilise l'information sur la position réelle du passage des particules fournie par GEANT (redistribuée suivant les paramètres ci-dessus) au lieu d'utiliser les procédures de définition des agrégats comme précédemment (en effet, le point d'impact de la particule dans la chambre donné par GEANT est "floué" à l'aide des distributions données ci-dessus). Cette méthode ne tient pas compte des difficultés de reconstruction de la position de passage des particules d'agrégats multiples (les agrégats ne sont pas calculés) et ne permet pas d'intégrer la nouvelle réponse du détecteur. Ainsi, les résultats fournis dans le cas des simulations avec bruit ne sont pas directement comparables aux simulations précédentes. Les distributions en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  reconstruites sont données Figure 3.63. Dans les deux cas,

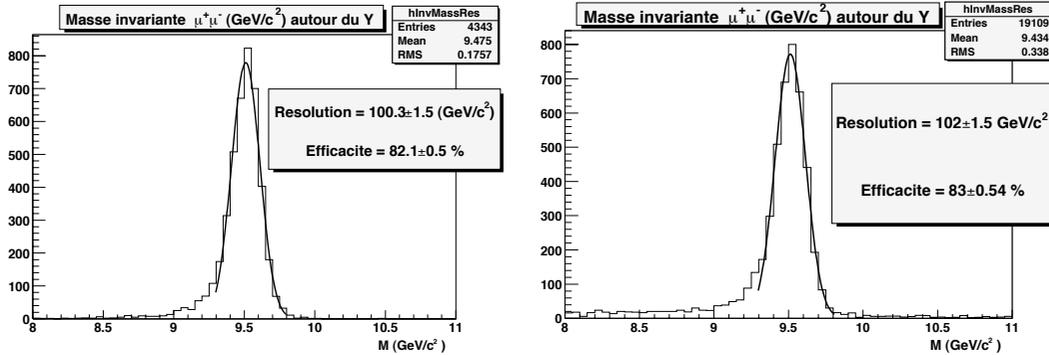


FIG. 3.63 – Masse invariante  $\mu^+\mu^-$  du  $\Upsilon$  avec (à gauche) et sans (à droite) bruit de fond nominal.

les résolutions en masse du  $\Upsilon$  ainsi que les efficacités de reconstruction des traces sont inchangées relativement aux simulations précédentes. L'absorbeur semble donc contrôler de façons importante la résolution, même avec la dégradation consécutive de la réponse simulée des chambres. Il est plus dur de se prononcer quand à l'impact de cette simulation sur l'efficacité de reconstruction des traces car la méthode de reconstruction de la position à partir des données de GEANT n'utilise pas l'algorithme de recherche des agrégats conventionnel.

### 3.7 Conclusion

Cette partie expérimentale était liée à la responsabilité et la contribution du groupe de Saclay dans l'expérience ALICE, qui a en charge, avec d'autres laboratoires, la construction des trois dernières stations du bras dimuon, servant à la reconstruction de la trajectoire des muons et à la détermination de leur impulsion. Chaque station comprend deux chambres, elles-mêmes composées de modules de détection avec cathodes segmentées. Il s'agissait tout d'abord pendant cette phase de recherche et développement, de qualifier les sources de bruit de fond électronique puisque ce bruit joue un rôle sur la résolution spatiale du détecteur. Puis, plusieurs séries de tests impliquant différents prototypes de lattes se sont succédés. Les premiers au PS du CERN utilisaient des pions de  $7\text{ GeV}/c$ , une impulsion qui provoque des déflexions multiples dues à un effet coulombien. J'ai développé un algorithme de soustraction de ce bruit de fond afin de pouvoir qualifier au mieux les performances en résolution spatiale et en efficacité des prototypes, qui sont d'environ  $50\ \mu\text{m}$  et 96% d'efficacité (coupure à  $1\ \text{mm}$ ), c'est à dire meilleures que celles prévues par le cahier des charges. Des tests au SPS (Super Proton Synchrotron) du CERN, à l'aide de muons de  $100\ \text{GeV}/c$  ont permis, plus tard, de confirmer la validité de ces prédictions puisque l'effet de diffusion multiple est quasi absent à ces impulsions élevées et permet donc de dégager directement les résolutions et efficacités intrinsèques au détecteur. Les données prises au PS ont également servi de point de référence pour l'analyse de certains effets plus fins et de leurs explications. Par exemple, l'effet de l'angle d'incidence des traces et sa dégradation de la mesure, les queues de distributions des résidus, la stabilité des performances des chambres en fonction de la haute-tension appliquée au fils d'anode, m'ont permis de décrire au mieux le détecteur. Cette description a bien sûr supposé de nouvelles méthodes d'analyse (comme l'ajustement de Mathieson pour calculer le centre de la distribution des charges, ou l'écriture et l'utilisation d'un réseau de neurones pour les mêmes fins).

Une fois ces méthodes développées dans le cadre du programme d'analyse, il s'agissait d'insérer tous ces paramètres descriptifs des lattes dans le programme AliRoot, afin d'affiner les simulations en calculant l'effet sur la résolution en masse invariante autour du  $\Upsilon$ , et ce en présence ou non de bruit de fond physique. Il ressort de ces simulations que la résolution en masse invariante du spectromètre autour du  $\Upsilon$  est d'environ  $100\text{ MeV}$  sans bruit de fond, et  $120\text{ MeV}$  avec bruit de fond. J'ai pu montrer que cette contribution était en grande partie due à la perte d'énergie des particules dans l'absorbeur, les chambres des stations de trajectographie ayant d'excellentes résolutions intrinsèques.

## Chapitre 4

# Alignement des chambres du spectromètre dimuons d'ALICE

Une autre source importante de la dégradation sur la résolution de la masse invariante en situation expérimentale provient de l'alignement de chacun des détecteurs. En effet, les positionnements ou les mesures des positions des chambres laissent place à des différences notables entre positions théoriques et positions réelles de chacun des détecteurs du spectromètre. Ce chapitre présente une procédure d'alignement en faisceau des chambres du spectromètre dimuon d'ALICE. Cette procédure s'applique pour des données prises avec ou sans champ magnétique. Si l'algorithme est applicable à l'ensemble des stations du spectromètre, l'implémentation du code en C++ dans AliRoot porte uniquement sur les chambres de type latte des stations 3, 4 et 5. Dans un premier temps, une revue rapide des méthodes de positionnement et de mesure des positions des chambres est abordée, permettant de définir les résolutions spatiales initiales du système de trajectographie, ainsi que les objectifs en termes d'alignement hors-ligne. La seconde partie présente les grandes lignes des changements du répertoire MUON d'AliRoot, utiles à la production des fichiers contenant les informations de la reconstruction des traces, directement lisibles par le programme d'alignement. La partie suivante porte sur la procédure d'alignement elle-même, son principe et sa mise en oeuvre. Les résultats de cette procédure seront alors présentés et discutés dans une dernière partie, dans le cas d'un alignement sans champ magnétique et dans celui d'un alignement avec champ magnétique.

### 4.1 Introduction

#### 4.1.1 Précisions spatiales du placement initial des supports et des lattes

Le spectromètre dimuons est composé de 5 stations, comportant chacune deux plans de détection assurant chacun la mesure de la position de la particule en  $x$  et en  $y$ , avec des résolutions spatiales respectivement de  $1\text{ mm}$  et de  $100\ \mu\text{m}$  (dans le référentiel du détecteur). Cette mesure précise n'est évidemment possible que si les positions des différents détecteurs, de leurs éléments constitutifs et de leurs supports sont connues elle-même avec de meilleures précisions relativement à ces résolutions spatiales. Il est donc intéressant d'essayer de donner un ordre de grandeur à ces différentes contributions. Les stations 1 et 2 étant légèrement moins critiques que les lattes des stations 345 en terme d'alignement (elles sont faites de quart de chambre), la revue suivante porte principalement sur les contributions des lattes :

- la gravure des damiers sur les PCB est assurée à environ  $\sigma_{\text{damiers}}^{xy} \simeq 10\ \mu\text{m}$  en  $x$  et en  $y$ .
- les différents PCB d'une latte sont eux-mêmes positionnés à l'aide d'un marbre de précision avec des résolutions d'approximativement  $\sigma_{\text{PCB}}^{xy} \simeq 10\ \mu\text{m}$  (en  $x$  et en  $y$ ) par rapport aux mires placées à l'extrémité de chaque latte.
- les lattes sont placées (à l'aide des mires) sur leur support (les demi-chambres) à  $500\ \mu\text{m}$

près. Une mesure par photogrammétrie<sup>1</sup> de ces positions permettra cependant d'assurer le contrôle des résolutions sur les placements des lattes avec  $\sigma_{lattes}^{xy} \simeq 50 \mu m$  en x et en y et à  $\sigma_{lattes}^z \simeq 100 \mu m$  en z.

Les panneaux de support des lattes des stations 345 sont positionnés au millimètre près en x,y et z. Un système de contrôle en ligne de ces positions (le Global Monitoring System [63]) devrait néanmoins permettre de référencer ces positions par rapport au système de coordonnées d'ALICE avec une résolution  $\sigma_{chambres}^{xyz} \simeq 20 \mu m$ .

Si l'on fait l'hypothèse de l'indépendance de chacune de ces contributions, l'addition quadratique de ces différents termes fournit un ordre de grandeur à la précision totale sur la mesure des positions des particules due aux positionnements des éléments du système de détection :

$$\sigma_{total}^{xy} = \sqrt{(\sigma_{damiers}^{xy})^2 + (\sigma_{PCB}^{xy})^2 + (\sigma_{lattes}^{xy})^2 + (\sigma_{chambres}^{xyz})^2}$$

soit :

$$\sigma_{total}^{xy} \simeq 60 \mu m$$

en prenant en compte les corrections fournies par les méthodes de photogrammétrie et du GMS. Cette résolution est en fait calculée de manière (très) optimiste car d'autres contributions non négligeables peuvent s'ajouter. En effet, les parois de la cave d'ALICE ne sont pas des surfaces complètement planes, et par conséquent des difficultés de positionnement par rapport au référentiel global jouent un rôle important. D'autre part, le champ magnétique du dipôle, ainsi que les températures élevées dues à l'électronique des détecteurs peuvent induire des déplacements de certaines parties du système de trajectographie. Dans le cas du champ magnétique, on peut s'attendre à un déplacement global des deux chambres placées dans son entrefer (chacune des lattes est affectée par le même vecteur translation), ce qui limite les difficultés de correction sur la mesure.

Par conséquent, les résolutions spatiales totales intrinsèques au bras dimuon seront probablement de plus de  $100 \mu m$ , et ne permettent donc pas d'assurer une détection en y à  $100 \mu m$  près. L'alignement des détecteurs à l'aide de particules s'inscrit donc dans ce cadre : son rôle est de s'affranchir de l'ensemble des erreurs systématiques sur le positionnement des détecteurs afin de ne pas dégrader les performances du système de trajectographie en terme de reconstruction de la masse invariante. Il est à noter que la procédure d'alignement décrite dans la suite ne permet de corriger la position de lattes que relativement à une référence donnée (une des lattes par exemple). Les simulations qui suivront feront intervenir des mouvements indépendants de chacune des lattes des stations 3, 4 et 5 (on se place dans le cas le plus défavorable). Il est donc intéressant, dans ce cadre, de quantifier l'impact de mouvements indépendants de chacune des lattes sur la reconstruction de la masse invariante des résonances  $\Upsilon$ .

#### 4.1.2 Utilité d'un programme d'alignement des chambres à l'aide de particules

Des simulations AliRoot ont été réalisées à partir de la génération de 15000 résonances de la famille du  $\Upsilon^2$ , dont la décroissance est forcée dans le canal dimuon. Aucun bruit de fond n'a été ajouté. Après digitisation, recherche des agrégats et reconstruction des traces, les distributions en masse invariante reconstruite autour de la valeur de la masse de ces résonances sont produites. Cette procédure est appliquée pour différentes valeurs initiales des erreurs systématiques en x et en y sur le positionnement des lattes ( $0 \mu m$ ,  $100 \mu m$ ,  $500 \mu m$ ,  $1000 \mu m$  en x et en y, l'implémentation de ces mouvements des lattes sera détaillée dans la partie suivante), et le résultat est donné Figure 4.1. Les valeurs des écarts types des ajustements gaussiens de ces distributions sont alors données Figure 4.2. Les résultats montrent une dégradation assez rapide des résolutions en masse invariante, pour les deux résonances. Le tableau de la Figure 4.2 indique qu'à  $100 \mu m$  la résolution sur le  $\Upsilon$  est déjà dégradée de  $35 MeV$  (donc sans alignement, la masse invariante reconstruite pour le  $\Upsilon$  ne peut

<sup>1</sup>La photogrammétrie est une méthode de mesure des positions. A l'aide d'un appareil photo numérique et d'un système de mires placées sur les lattes, un algorithme permet de calculer la position celles-ci.

<sup>2</sup>Il a été choisi de générer des événements  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ , dans les proportions 1 : 0.26 : 0.14, indiquées par [77]. Plus de détails sur la génération d'événements sont donnés au chapitre suivant.

être meilleure que  $135 \text{ MeV}$ ). Pour ne pas affecter cette masse invariante de manière conséquente, l'alignement devra donc être en mesure de repositionner les détecteurs à environ  $10 \mu\text{m}$  près.

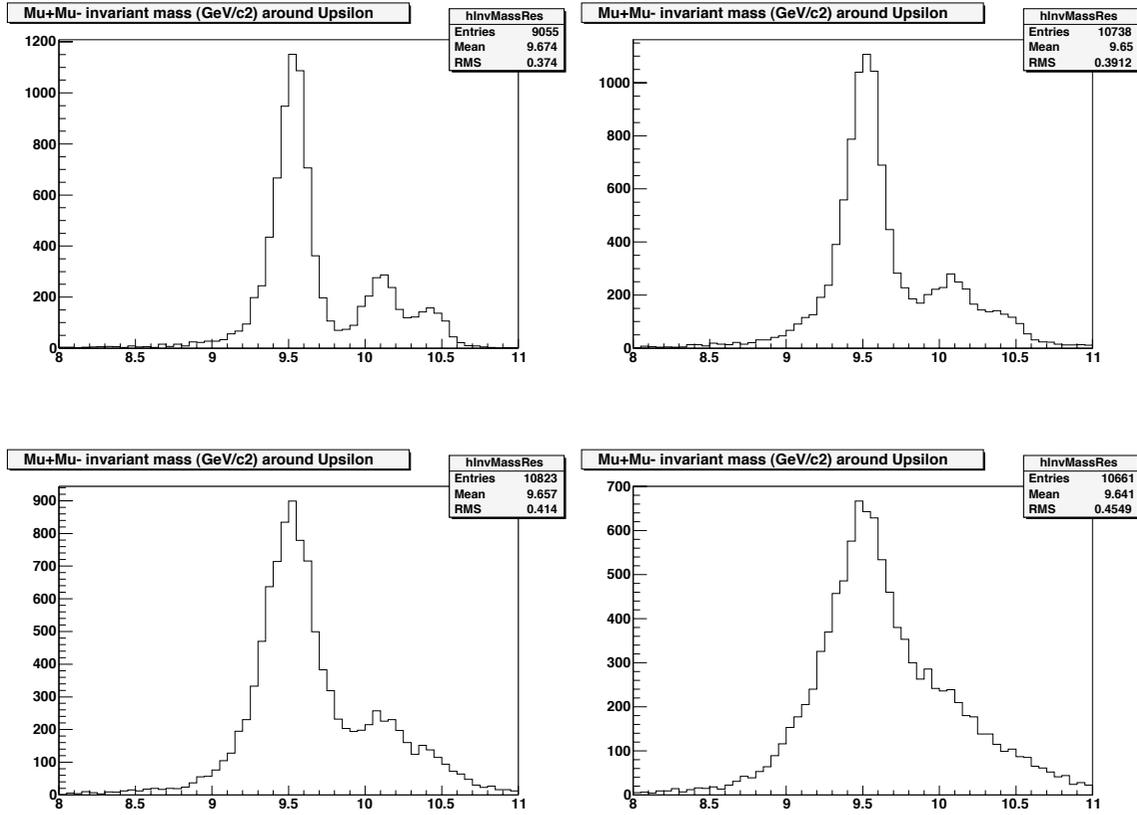
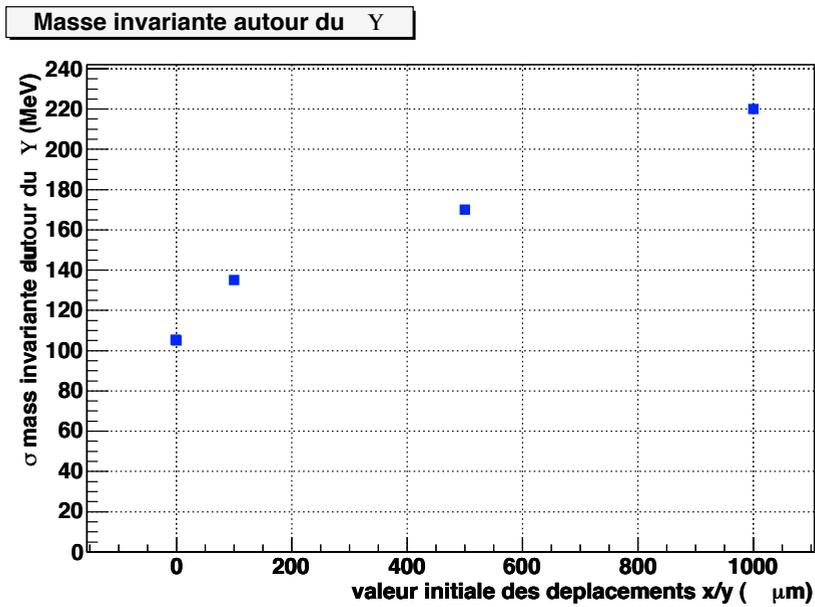


FIG. 4.1 – Masse invariante reconstruite à partir des dimuons autour du  $\Upsilon$ , pour différents déplacements initiaux des lattes. En haut à gauche, le facteur de précision sur le placement est égal à 0, en haut à droite ce facteur est de  $100 \mu\text{m}$ . Les figures du bas donnent ces mêmes figures pour des valeurs de 500 et 1000  $\mu\text{m}$  (respectivement, à gauche et à droite).



déplacements initiaux des lattes en $x/y$ ( $\mu\text{m}$ )	0	100	500	1000
$\sigma(\Upsilon)$ en $MeV$ pour $9.2 < M_{\mu^+\mu^-} < 9.7$	105	135	170	220
$\sigma(\Upsilon')$ en $MeV$ pour $9.9 < M_{\mu^+\mu^-} < 10.3$	120	190	220	<i>indfini</i>

FIG. 4.2 – Récapitulatif des ajustements gaussiens des distributions en masse invariante autour du  $\Upsilon$  et du  $\Upsilon'$  de la figure 4.1 (figure du haut : graphe des résolutions ajustées, tableau du bas : valeurs numériques).

## 4.2 Modifications du répertoire MUON préalables à l'alignement

### 4.2.1 Développements AliRoot concernant la géométrie et la segmentation

Une importante partie du travail consistait à développer le répertoire MUON du logiciel de simulation d'ALICE, AliRoot, afin que les lattes puissent être décrites par un jeu simple de paramètres de positionnement, et être déplacées. Ainsi, il a fallu travailler d'une part sur la géométrie des chambres des stations 3, 4 et 5 et d'autre part s'assurer que ces changements de géométrie étaient bien intégrés dans les phases de production des digits, des agrégats et durant la reconstruction des traces.

Pour ce faire, la première étape concernait la description des paramètres de positionnement des lattes. Celles-ci doivent être décrites par un jeu simple de paramètres. Si seuls les mouvements dans le plan transverse au faisceau sont considérés, alors 3 variables suffisent à la description : la position du centre de la latte ( $x_{center}^{reel}, y_{center}^{reel}$ ) et l'angle  $\theta$  entre l'axe longitudinal de cette latte et un axe horizontal. Ces trois paramètres sont définis aléatoirement à l'aide d'un facteur de précision et du centre théorique de la latte ( $x_{center}^{theo}, y_{center}^{theo}$ ), afin de générer les distributions aléatoires des positions des détecteurs. Du point de vue mécanique, les lattes sont fixées par les deux extrémités avec des précisions de  $\pm 500 \mu m$ . Ainsi, pour calculer les positions ( $x_{center}^{reel}, y_{center}^{reel}$ ) et l'angle  $\theta$  nous avons effectué un tirage aléatoire de la position en x de la mire placée sur l'extrémité gauche du détecteur sur une Gaussienne de variance  $\sigma = Ax$  (il est possible de choisir la précision), puis un tirage de la même manière de la position en y de cette mire, avec  $\sigma = Ay$  (cf Figure 4.3). La position en x de la mire droite de la latte est alors tirée avec le même procédé, et la position en y est déduite de la longueur de la latte ainsi que des coordonnées précédemment calculées. Dans la suite, les variances  $Ax$  et  $Ay$  sont égales, leur valeur étant fixée par le facteur de précision fAccur. Une fois les positions des mires gauche et droite définies, le centre de la latte ainsi que l'angle sont calculés et servent d'unique paramètres à son positionnement.

Après la description du positionnement des lattes assurée par un jeu simple de paramètres, des modifications concernant la géométrie des détecteurs ont dû être apportées au programme. Par exemple, afin de pouvoir modifier la position des lattes de manière aisée sous AliRoot, il convenait de modifier la description géométrique de celles-ci. Ainsi, les lattes de forme arrondies, précédemment décrite comme la somme de plusieurs petits volumes, sont à présent faites d'un pavé auquel on soustrait un disque : ce changement permet de n'avoir à effectuer qu'un seul déplacement (la latte est faite d'un seul tenant). La Figure 4.4 présente une visualisation GEANT [61] de la latte décrite par ce principe.

Enfin, le placement des lattes est assuré par des fonctions géométriques gérant les translations et les rotations, afin d'avoir un cadre simple pour définir une géométrie donnée du spectromètre (soit un ensemble de positions associées à chacune des lattes) : il n'est alors nécessaire de définir qu'un seul quadrant de chambre (contenant plusieurs lattes), et toutes les autres lattes sont placées par des symétries (soit par composition de translations et de rotations), de manière similaire à l'assemblage mécanique.

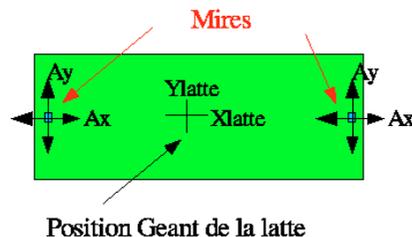


FIG. 4.3 – Vue schématique d'une latte et de ses différents paramètres de simulation.

La partie concernant les changements du code de segmentation (qui définit les tailles des damiers

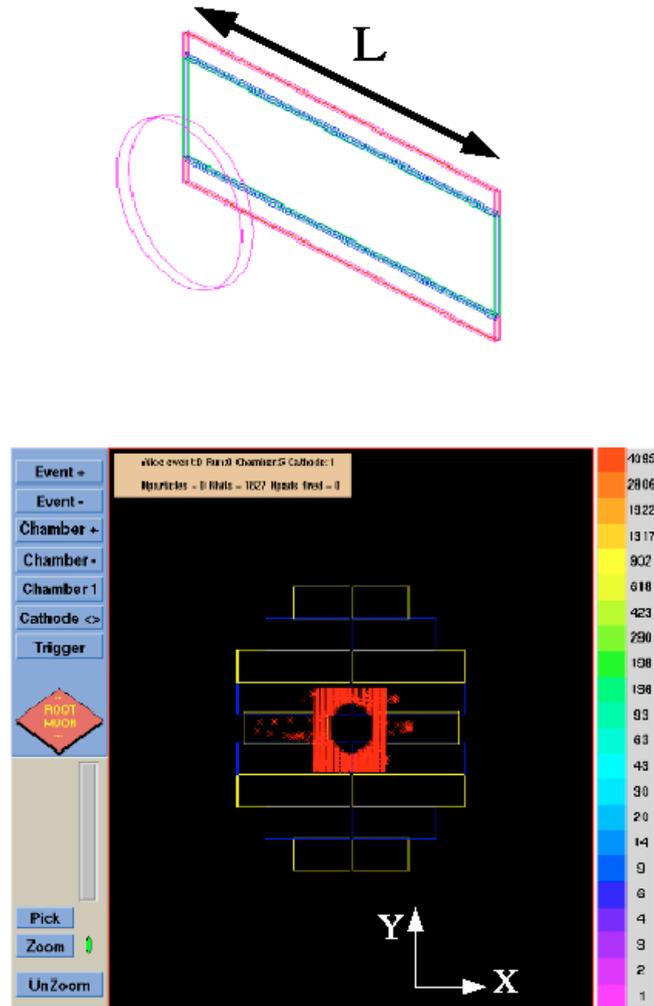


FIG. 4.4 – Vue AliRoot de la définition des parties arrondies des lattes (figure du haut) et test de simulation de cette géométrie à l'aide d'un générateur d'événements du type AliGenScan (figure du bas).

et leurs positions dans chaque latte) est plus délicate car les changements sont nombreux et touchent la structure même du code. L'objectif est de pouvoir définir plusieurs géométries du spectromètre, et reconstruire les coups mesurés dans chaque détecteur, et donc les traces, à partir de chacune de ces géométries. Cette fonctionnalité est impérative pour l'alignement : il est alors possible d'écrire dans un premier temps la géométrie théorique du spectromètre, et de construire les traces à l'aide de cette géométrie, puis d'aligner les détecteurs. Les nouvelles positions (plus précises) renvoyées par l'alignement définissent alors une nouvelle géométrie, sur laquelle toutes ces étapes sont reprises, etc... Pour ce faire, le code du répertoire MUON d'AliRoot doit calculer les positions "vues" par les détecteurs de chacun des événements simulés, et non pas dans le référentiel global d'ALICE, où les positions sont indépendantes du placement des détecteurs. Ainsi, deux étapes principales structurent les changements réalisés :

- d'une part, les calculs des positions des coups mesurés par les détecteurs sont réalisés dans le référentiel local des lattes, en utilisant une géométrie donnée du spectromètre, et ce, grâce à l'aide des fonctions `GlobalToLocal` et `LocalToGlobal` s'appuyant sur les méthodes Root de changement de repère. Il est donc possible, comme le montre la Figure 4.5, d'utiliser une géométrie particulière lors de la définition des positions des détecteurs (par exemple une

géométrie “désalignée”), et de reconstruire les coups localement (figure du bas) : tout se passe alors comme en situation expérimentale puisque les détecteurs sont placés à leur position théorique, mais les coups mesurés ne rendent pas compte de la génération horizontale des particules (ce qui laisse entrevoir la possibilité d'un désalignement des lattes).

- d'autre part, la géométrie simulée est écrite automatiquement dans le fichier `galice.root` (qui contient toutes les informations des simulations), ainsi que la géométrie théorique. Ainsi, dans le cadre de simulations d'alignement, c'est la géométrie théorique qui est utilisée pour la reconstruction des traces dans un premier temps (la géométrie réelle simulée n'est pas utilisée dans cette étape, hormis une fois au début des simulations pour transformer les positions globales des coups détectés par Geant en positions locales dans le référentiel des lattes, puisqu'expérimentalement c'est cette position locale qui est mesurée). Ces changements dans la structure du code sont schématisés Figure 4.6.

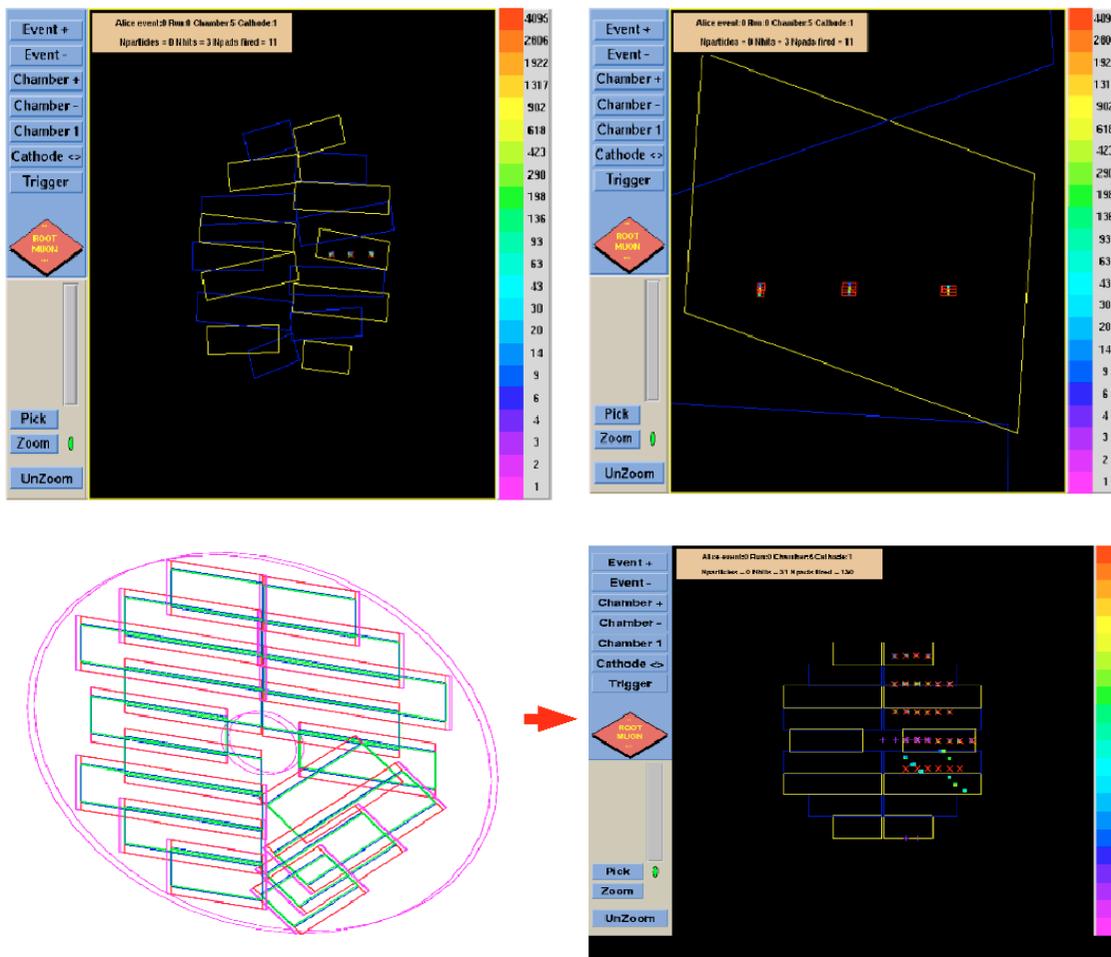


FIG. 4.5 – Figure du haut : vue d'ensemble (à gauche) et détaillée (à droite) des résultats des changements du code de géométrie : les digits et les agrégats (tous deux calculés localement dans le référentiel des lattes) ignorent les positions modifiées des lattes et se superposent aux coups (mesurés dans le référentiel global d'ALICE). Figure du bas : les lattes tournées de  $45^\circ$  sont exposées à des particules générées horizontalement : la figure de droite montre que la reconstruction des digits et des agrégats tient cette fois compte de la géométrie modifiée puisque ceux-ci ne se superposent plus aux coups.

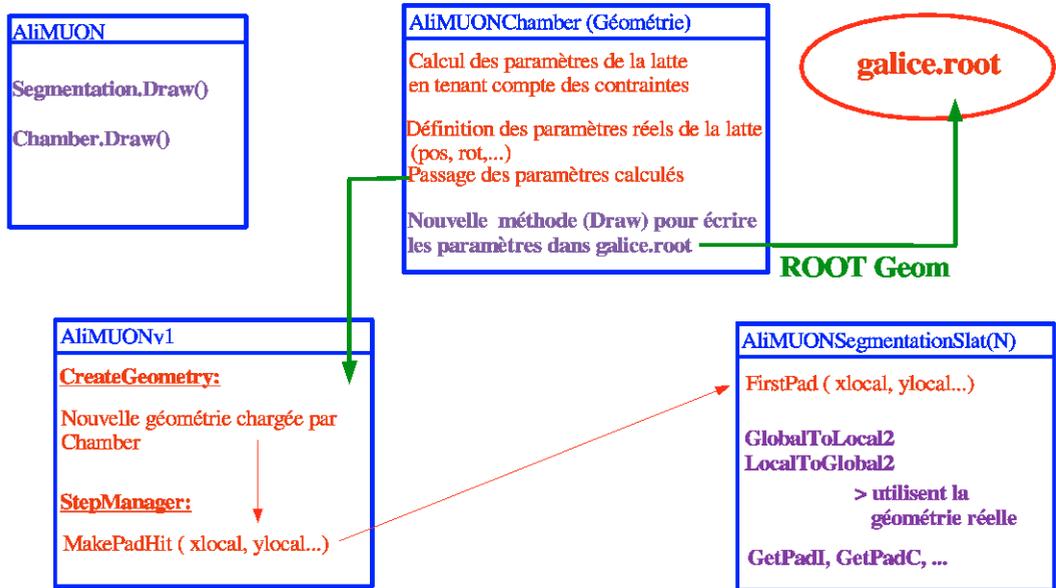


FIG. 4.6 – Schéma structurel de l'organisation des différentes parties du code.

## 4.2.2 Développements AliRoot concernant le système de trajectographie

### Trajectographie traces droites

Les changements concernant la méthode de reconstruction des traces sont minimes mais deux d'entre eux sont à noter. Le code de trajectographie d'AliRoot contient un ajustement des coordonnées spatiales de chaque coup formant les traces, ainsi qu'un ajustement de l'impulsion de la particule à l'origine de la trace. Dans le cas où le champ magnétique est nul, les traces droites retournent des valeurs infinies (en double précision) de l'impulsion des particules, qui rendent caducs également les ajustements des coordonnées (x,y). Il était donc utile de développer une trajectographie en trace droite de ces coordonnées. Les dix coups mesurés par les détecteurs lors du passage d'une particule permettent d'ajuster les valeurs des coefficients (x0,y0) et (tx,ty) d'une droite en 3 dimensions. L'ajustement est réalisé par Minuit, en minimisant le  $\chi^2$  suivant :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{N_{det}} \left( \frac{|x_j^{mesure} - (x_0 + tx * z_j)|^2}{\sigma_{x,j}^2} + \frac{|y_j^{mesure} - (y_0 + ty * z_j)|^2}{\sigma_{y,j}^2} \right)$$

où  $\sigma_{x,j}$  et  $\sigma_{y,j}$  sont les résolutions intrinsèques en x et en y du j-ième détecteur et  $z_j$  sa position en z.

### Couplage des coordonnées dans le cas des détecteurs ayant subi une rotation

Lors de la trajectographie en champ magnétique, les traces courbes sont usuellement calculées à l'aide d'une minimisation de  $\chi^2$  proche de celle évoquée ci dessus, à ceci près que le modèle de trace utilisé n'est pas une droite mais une courbe et par conséquent le nombre de paramètres est plus important, d'autant qu'en plus des positions, l'impulsion des particules est également ajustée.

L'ajustement à l'aide de traces droites présenté ci-dessus peut se ré-écrire, dans le cas d'un modèle de trace plus général :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{N_{det}} \left( \frac{|x_j^{mesure} - x_j^{trace}|^2}{\sigma_{x,j}^2} + \frac{|y_j^{mesure} - y_j^{trace}|^2}{\sigma_{y,j}^2} \right)$$

où  $x_j^{trace}$  et  $y_j^{trace}$  sont les valeurs des positions x et y extrapolées par le modèle de trace au détecteur j. Cette expression du  $\chi^2$  n'est néanmoins valable que lorsque les détecteurs ne subissent pas de rotation. Dans le cas plus général où un détecteur est affecté par une rotation d'angle  $\theta$  (dans le plan xy) autour de son centre, la formule de minimisation doit être reprise, en introduisant un couplage angulaire entre les axes x et y. En effet, les résolutions intrinsèques des détecteurs en x et y, valables dans le référentiel de la latte, doivent être "projetées" dans le système de coordonnées d'ALICE, permettant de fournir une référence aux  $\chi_j^2$  propres à chacune des lattes. Ce cas plus général s'écrit donc :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{N_{det}} (|x_j^{mesure} - x_j^{trace}|, |y_j^{mesure} - y_j^{trace}|) * G * \begin{pmatrix} |x_j^{mesure} - x_j^{trace}| \\ |y_j^{mesure} - y_j^{trace}| \end{pmatrix}$$

avec  $G$  la matrice de gain contenant les résolutions en x et y des détecteurs projetées dans le référentiel global :

$$G = \left( \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}^{-1} \right)^T * \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_{y,j}^2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sigma_{x,j}^2} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}^{-1}$$

C'est donc ce  $\chi^2$  qui est à présent utilisé pour les ajustements de trace dans le cas de géométrie impliquant des rotations de détecteurs.

## 4.3 Procédure d'alignement en faisceau des lattes des stations 3, 4 et 5

### 4.3.1 Choix de la méthode

Traditionnellement, les méthodes d'alignement sont itératives : les résidus moyens (différence entre la position des coups mesurés par un détecteur et l'extrapolation de la trace à ce détecteur) sont tout d'abord calculés et permettent d'apporter une correction au premier ordre sur la position de chacun des détecteurs (les résidus sont recentrés sur 0). A l'aide de ces nouvelles positions des chambres (donc des coups), le calcul des traces est de nouveau repris (toujours sur le même échantillon de traces) et fournit de nouvelles extrapolations. L'ensemble de cette procédure est répété jusqu'à convergence des résidus de chacune des chambres vers 0. Cette méthode itérative souffre de plusieurs inconvénients, et risque de s'avérer peu propice à être utilisée pour le spectromètre dimuon d'ALICE. En effet, rien ne garantit la convergence en question : le temps de calcul des paramètres d'alignement de chacun des détecteurs (les positions des détecteurs calculées par l'algorithme) est fonction exponentielle du nombre de détecteurs à aligner, du nombre de paramètres d'alignement à calculer pour chacun des détecteurs, et du degré de couplage moyen de l'ensemble du système (un détecteur du plan  $j$  est en correspondance avec  $i$  détecteurs au plan  $j-1$  ou au plan  $j+1$  : si le système de trajectographie possède un détecteur par plan, ce degré de couplage moyen pour l'ensemble du système est faible). Or, les stations 345 du bras dimuon d'ALICE possèdent un grand nombre de détecteurs (132 lattes), chacun de ces détecteurs ayant au moins trois paramètres d'alignement ( $x$ ,  $y$  et  $\theta$ ). De plus, un plan de détection est composé de plusieurs lattes (18 pour chacun des plans de la station 3, 22 pour ceux de la station 4 et 26 pour ceux de la station 5) et par conséquent le couplage moyen du système est très élevé.

La solution la meilleure pour l'alignement d'un système de ce type serait alors de minimiser en une seule étape le  $\chi^2$  de toutes les traces. Si des calculs de ce type étaient impossibles auparavant, en raison de la haute dimensionnalité des matrices à manipuler (cf partie 4.6 : les matrices ont pour dimension le nombre des paramètres d'alignement de tous les détecteurs multiplié par le nombre de traces), une méthode développée par W. Blobel à DESY permet à présent de mener à bien ces calculs. Cette méthode consiste à remplacer l'inversion d'une matrice de dimension très élevée par celle de plusieurs petites matrices. Elle fut appliquée avec succès pour l'alignement des chambres du spectromètre de l'expérience COMPASS au CERN [64].

### 4.3.2 Référentiel et paramètres d'alignement

La Figure 4.7 présente la vue schématique d'une latte dans le référentiel d'ALICE. Ce dernier référentiel est défini par le système de coordonnées  $(O, X_{global}, Y_{global}, Z_{global})$ . Le faisceau est orienté suivant  $Z_{global}$ . Le référentiel propre à une latte, et centré au centre de la latte, est nommé  $(O', X_{local}^{reel}, Y_{local}^{reel}, Z_{local}^{reel})$ , et définit un angle  $\theta$  (décalage rotationnel dans le plan  $(X, Y)$ ) avec le référentiel théorique de cette même latte, nommé  $(O'', X_{local}^{theo}, Y_{local}^{theo}, Z_{local}^{theo})$ . Sur la Figure 4.7, les origines de ces deux derniers référentiels sont confondues ( $O' = O''$ ), ce qui n'est pas nécessairement le cas lors de l'expérience : on note alors le décalage selon  $x$  (ou  $X_{offset}$ )  $\delta u = X_{local}^{reel} - X_{local}^{theo}$  et le décalage en  $y$  ( $Y_{offset}$ )  $\delta v = Y_{local}^{reel} - Y_{local}^{theo}$ .

Les trois paramètres  $(\delta u, \delta v, \delta\theta)$  sont les paramètres d'alignement propres à chacune des lattes, à définir par la procédure et représentant les corrections à apporter au triplet  $(u, v, \theta)$  pour obtenir un détecteur "aligné" sur sa position nominale. Il est à noter que dans la suite, l'offset en  $Z$  ne sera pas calculé, celui-ci étant expérimentalement un paramètre moins critique que les autres (l'acceptance du bras dimuon est comprise entre  $2^\circ$  et  $9^\circ$ , et par conséquent l'erreur de positionnement  $\delta Z$  en  $Z$  est au maximum  $\tan(9^\circ) = 0.15$  par rapport à  $\delta u$  ou  $\delta v$ ). De même, les plans  $(X_{local}^{theo}, Y_{local}^{theo})$  et  $(X_{local}^{reel}, Y_{local}^{reel})$  étant supposés confondus, le décalage en  $\varphi$  (angle entre ces deux plans) ne sera pas calculé non plus.

### 4.3.3 Champ magnétique et paramètres de traces

Les paramètres d'alignement  $(\delta u, \delta v, \theta)$  propres à chaque détecteur étant définis, la procédure d'alignement requiert également d'explicitier les paramètres de trace. En effet, l'ensemble des coups

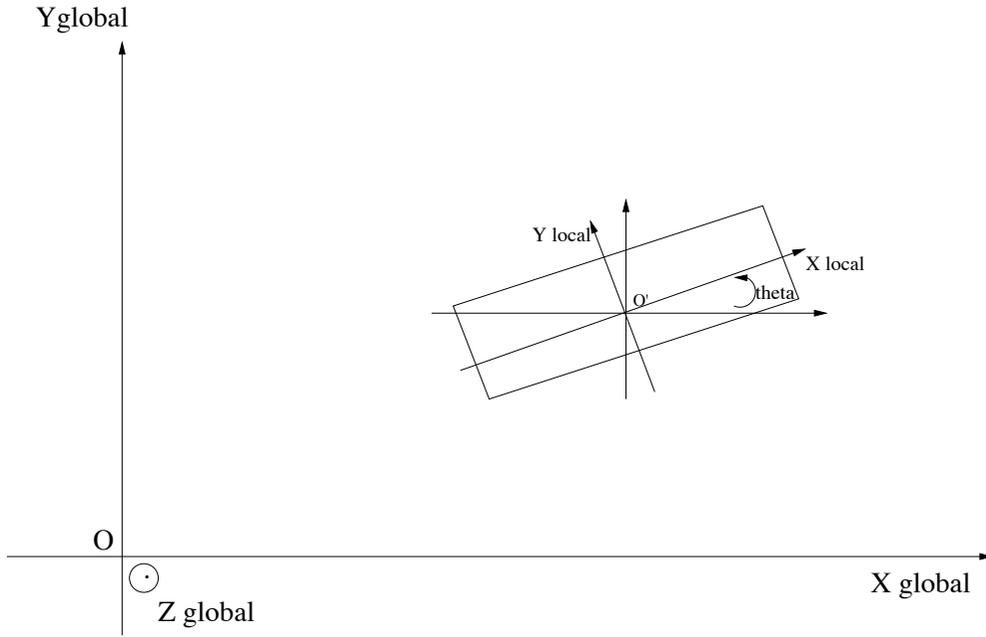


FIG. 4.7 – Vue schématique d'une latte dans le référentiel global d'ALICE. Cette latte présente un angle  $\theta$  avec son référentiel théorique.

laissés par une particule dans les plans de détection du spectromètre permet d'associer à cette particule une trace définie par un nombre fixé de paramètres.

En l'absence de champ magnétique, seul 4 paramètres suffisent à décrire la trajectoire droite des particules :  $(x_0, y_0)$  donnent les coordonnées globales de la particule détectée dans un plan de référence ( $z_0$ ), et  $(t_{x,0}, t_{y,0})$  donnent les pentes respectivement en x et en y de la droite définie par la trajectoire de la particule. Le modèle de traces qui permet alors de définir la position en x et en y de la particule au plan j s'écrit :

$$\begin{cases} x_j = x_0 + t_{x,0}(z_j - z_0) \\ y_j = y_0 + t_{y,0}(z_j - z_0) \end{cases} \quad (4.1)$$

En présence du champ magnétique, les traces courbées des particules (suivant la direction y) sont ajustées avec la formule de Runge-Kutta lors de l'étape de reconstruction des traces d'AliRoot. Cette étape de trajectographie fournit alors un modèle de traces plus complexe (hélicoïdal) car il s'agit alors d'ajuster les position  $(x_j, y_j)$  et les pentes  $(t_{x,j}, t_{y,j})$  dans chacun des détecteurs (l'impulsion est également un paramètre). Il est alors possible d'écrire ce modèle de trace comme une déviation linéaire à l'ajustement des traces données par la trajectographie 4.1 :

$$\begin{cases} x_j = x_j^0 + \delta(x_0 + t_{x,0}(z_j - z_0)) \\ y_j = y_j^0 + \delta(y_0 + t_{y,0}(z_j - z_0)) \end{cases} \quad (4.2)$$

où  $(x_j^0, y_j^0)$  sont les coordonnées de la particule au plan j données par la trajectographie 4.1. Cette déviation linéaire n'est possible que si le champ magnétique est uniforme dans chacun des plans transverses :  $\vec{B}(x, y, z) = \vec{B}(z)$ . En première approximation, cette hypothèse est considérée valable pour le dipôle du spectromètre dimuons. En effet, des simulations de l'aimant dipolaire [49] incluant l'influence de L3 précisent que le rapport entre l'intégrale de champ maximum et l'intégrale de champ minimum est de 1.14 : les variations du champ magnétique entre deux points du plan (x,y) doivent donc être majorées par cette valeur d'environ 15%.

### 4.3.4 Principe

#### Minimisation dans le cas d'une seule trace

Nommons  $par_{alig}$  l'ensemble des paramètres d'alignement de tous les détecteurs (c'est à dire l'ensemble des valeurs  $(\delta u, \delta v, \theta)^j$  pour les  $j$  détecteurs, que l'on cherche à calculer), et  $par_{tra}^i$  l'ensemble des paramètres d'une seule trace notée  $i$  (dans le cas d'une trace droite par exemple, ces paramètres sont  $(x_0, y_0, t_{x,0}, t_{y,0})^i$ ). Le  $\chi_i^2$  à minimiser pour une seule trace est alors :

$$\chi_i^2 = \sum_{j=1}^{N_{det}} \frac{|F_j(x_{local}^{reel}, y_{local}^{reel}, par_{alig}, par_{tra}^i)|^2}{\sigma_j^2} \quad (4.3)$$

où  $\sigma_j^2$  est la résolution intrinsèque du détecteur  $j$  (100  $\mu m$  en y et 1 mm en x dans notre cas) et où  $F_j$  est la contribution du même détecteur  $j$  au  $\chi^2$  de la trace. Cette contribution est en fait la distance entre la position du coup mesuré par le détecteur  $j$  (de coordonnées  $(x_{local}^{reel}, y_{local}^{reel})$ ) et la position du coup calculée par le modèle de trace adéquat (trace droite ou courbe extrapolée au détecteur  $j$  à l'aide des formules 4.1 ou 4.2), dont les coordonnées globales sont notées  $(x_{global}^{calculé}, y_{global}^{calculé})$  ou plus simplement  $(x_j, y_j)$ . Cette fonction sera explicitée dans la suite, dans le cas de traces droites et courbes, mais il est possible de poursuivre le calcul de manière formelle. En effet, si  $F_j$  est une fonction linéaire des paramètres de trace et d'alignement, alors  $F_j$  peut s'écrire :

$$F_j = F_j^0 + \sum_k \frac{\partial F_j}{\partial par_k^i} par_k^i \quad (4.4)$$

où  $F_j^0$  est la valeur de  $F_j$  lorsque tous les paramètres  $par_k$  sont nuls. La minimisation du  $\chi^2$  de l'équation 4.3 peut alors être réalisée en annulant toutes ses dérivées partielles, en utilisant 4.4 :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \chi_i^2}{\partial par_l^i} = \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial par_l^i} (F_j^0 + \sum_k \frac{\partial F_j}{\partial par_k^i} par_k^i) \quad (4.5)$$

et par conséquent, le système d'équations linéaires à résoudre est :

$$\begin{pmatrix} \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial par_1^i} \frac{\partial F_j}{\partial par_1^i} & \dots & \dots & \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial par_1^i} \frac{\partial F_j}{\partial par_m^i} & \dots & \dots \\ \vdots & & & \vdots & & \\ \vdots & & & \vdots & & \\ \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial par_m^i} \frac{\partial F_j}{\partial par_1^i} & \dots & \dots & \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial par_m^i} \frac{\partial F_j}{\partial par_m^i} & \dots & \dots \\ \vdots & & & \vdots & & \\ \vdots & & & \vdots & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} par_1^i \\ \vdots \\ \vdots \\ par_m^i \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial par_1^i} F_j^0 \\ \vdots \\ \vdots \\ \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial par_m^i} F_j^0 \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Une analyse dimensionnelle de ce système d'équations montre de manière directe que (toujours dans le cas d'une seule trace) :

- si l'on ne cherche pas à calculer les paramètres d'alignement, mais seulement ceux de la trace, alors le système présente  $N_{det} = 6*2$  équations (6 détecteurs sont touchés donnant une mesure en x et une en y) et 4 inconnues (4 dans le cas d'une trace droite et 1 seule trace) : il est donc possible de le résoudre.
- une unique mesure (soit une trace) ne permet pas de résoudre le système si l'on cherche à calculer également les paramètres d'alignement : en effet, si 6 détecteurs sont touchés, alors il y a  $3*6=18$  paramètres d'alignement à calculer plus  $4*1$  paramètres de trace et donc 22 paramètres au total pour seulement  $N_{det} = 6*2$  équations. Ce qui paraît logique : il est impossible d'aligner le spectromètre avec une seule trace. Il faut résoudre ce système d'équations à partir d'un ensemble de traces : plus celui-ci est important, et meilleure sera la mesure des paramètres d'alignement.

De plus, comme nous le verrons dans la suite,  $F_j$  est une fonction en général linéaire des paramètres de traces mais pas des paramètres d'alignement. Or la résolution du système 4.6 suppose une

dépendance linéaire aux paramètres : il faudra donc linéariser  $F_j$  par rapport aux paramètres d'alignement.

### Minimisation pour un ensemble de traces

Comme nous l'avons vu, le  $\chi_i^2$  à minimiser doit être celui d'un ensemble de traces et il sera donc noté  $\chi^2$ , avec la relation :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{traces}} \chi_i^2 \quad (4.7)$$

C'est la résolution du système via l'inversion de la matrice de l'équation 4.6 (avec une somme sur les indices  $i$ ) qui donne les paramètres d'alignement. Plus l'ensemble des traces est grand, et meilleure est la précision de ce calcul. En revanche, le nombre de paramètres total devient très élevé (dans le cas de traces droites, il croit en  $N_{traces} * 4$  paramètres, et plus encore pour des traces courbées) et il faut par conséquent utiliser une méthode d'inversion de matrices développée par W. Blobel et détaillée en annexe. En effet, un rapide calcul (détaillé 4.6) montre que la dimension typique des matrices à inverser pour un fichier contenant 10000 traces est de 40000 dans le cas le plus favorable d'un alignement sans champ magnétique!

### Expression de la fonction $F_j$ et des ses dérivées

**Alignement du système dans le cas de traces droites** Si le champ magnétique est nul, alors nous avons vu qu'il est possible d'écrire le modèle de traces comme suit :

$$\begin{cases} x_j = x_0 + t_{x,0}(z_j - z_0) \\ y_j = y_0 + t_{y,0}(z_j - z_0) \end{cases} \quad (4.8)$$

Or,  $F_j$  représente la distance entre le point d'impact de la particule mesuré par le détecteur  $j$  et l'extrapolation du modèle de trace ci-dessus à ce détecteur.

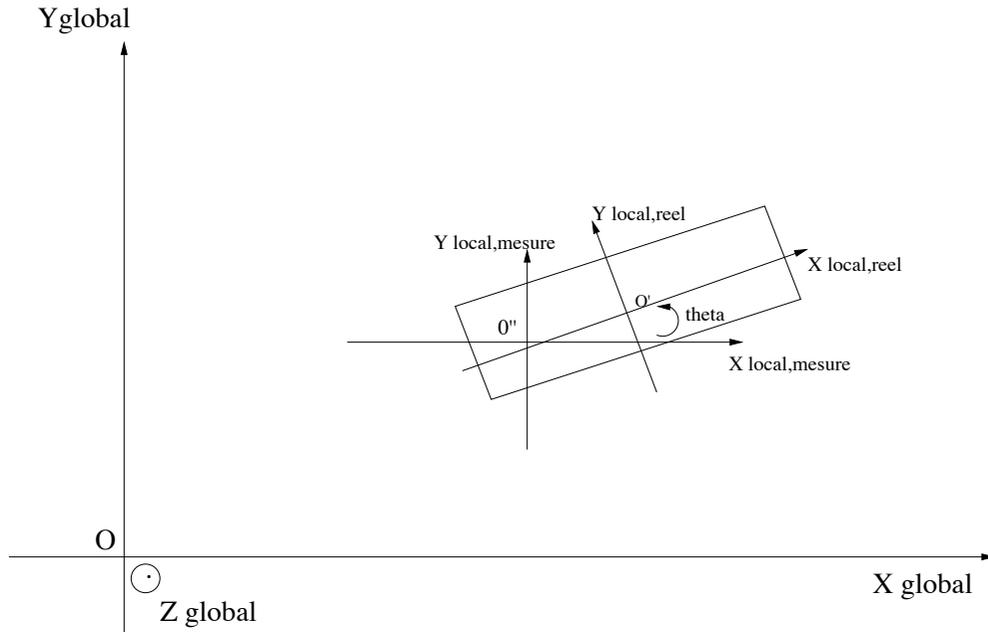


FIG. 4.8 – Vue schématique d'une latte dans le référentiel d'ALICE. L'origine du référentiel de la latte telle qu'elle est vraiment placée ( $O'$ ) diffère de l'origine du référentiel théorique de cette latte ( $O''$ )

Comme le montre la Figure 4.8, cette distance peut s'écrire, à l'aide d'un changement de repère (on note  $(x_{centre}^{theorique}, y_{centre}^{theorique})$  l'origine du référentiel théorique de la latte exprimée en coordonnées

globales) :

$$\begin{cases} F_j = \left\{ \cos(\theta)[x_{global} - x_{centre}^{theorique}] + \sin(\theta)[y_{global} - y_{centre}^{theorique}] \right\} - x_{local}^{mesure} \quad (\text{suivant } x) \\ F_j = \left\{ \cos(\theta + \frac{\pi}{2})[y_{global} - y_{centre}^{theorique}] + \sin(\theta + \frac{\pi}{2})[x_{global} - x_{centre}^{theorique}] \right\} - y_{local}^{mesure} \quad (\text{suivant } y) \end{cases}$$

où les termes entre accolades donnent les coordonnées de l'extrapolation de la trace au détecteur  $j$  projetées dans le référentiel local de la latte et où  $(x_{local}^{mesure}, y_{local}^{mesure})$  donnent les coordonnées de la particule mesurées par le détecteur  $j$  (donc des coordonnées locales). En remplaçant les coordonnées de l'extrapolation de la trace par leur expression dans l'équation 4.8, on obtient :

$$\begin{cases} F_j = \left\{ \cos(\theta)[x_0 + t_{x,0}(z_j - z_0) - x_{centre}^{theorique}] + \sin(\theta)[y_0 + t_{y,0}(z_j - z_0) - y_{centre}^{theorique}] \right\} \\ \quad - x_{local}^{mesure} \\ F_j = \left\{ \cos(\theta + \frac{\pi}{2})[x_0 + t_{x,0}(z_j - z_0) - x_{centre}^{theorique}] + \sin(\theta + \frac{\pi}{2})[y_0 + t_{y,0}(z_j - z_0) - y_{centre}^{theorique}] \right\} \\ \quad - y_{local}^{mesure} \end{cases}$$

qui se résume (avec  $(x_{local}^{mesure}, \theta) = (u, \theta)$  et  $(y_{local}^{mesure}, \theta) = (u, \theta + \frac{\pi}{2})$ ) à :

$$F_j = \left\{ \cos(\theta)[x_0 + t_{x,0}(z_j - z_0) - x_{centre}^{theorique}] + \sin(\theta)[y_0 + t_{y,0}(z_j - z_0) - y_{centre}^{theorique}] \right\} - u \quad (4.9)$$

Il s'agit alors de calculer les dérivées de cette fonction par rapport aux paramètres de trace et d'alignement, soit :  $par_{align} = (\delta u, \delta \theta)$  et  $par_{trace} = (x_0, y_0, t_{x,0}, t_{y,0})$ . L'équation 4.9 fait apparaître ces paramètres sous la forme :

$$F_j = \left\{ \cos(\theta + \delta \theta)[x_0 + t_{x,0}(z_j - z_0) - x_{centre}^{theorique}] + \sin(\theta + \delta \theta)[y_0 + t_{y,0}(z_j - z_0) - y_{centre}^{theorique}] \right\} - (u + \delta u)$$

Le calcul est alors direct car l'expression de  $F_j$  est explicite, on obtient donc :

$$\frac{\partial F_j}{\partial par_{align}} = \begin{cases} \frac{\partial F_j}{\partial \delta u} \\ \frac{\partial F_j}{\partial \delta \theta} \end{cases} = \begin{cases} -1 \\ -\sin(\theta)[x_0 + t_{x,0}(z_j - z_0) - x_{centre}^{theorique}] + \cos(\theta)[y_0 + t_{y,0}(z_j - z_0) - y_{centre}^{theorique}] \end{cases}$$

soit

$$\frac{\partial F_j}{\partial par_{align}} = \begin{cases} \frac{\partial F_j}{\partial \delta u} \\ \frac{\partial F_j}{\partial \delta \theta} \end{cases} = \begin{cases} -1 \\ -\sin(\theta)[x_j - x_{centre}^{theorique}] + \cos(\theta)[y_j - y_{centre}^{theorique}] \end{cases}$$

et :

$$\frac{\partial F_j}{\partial par_{trace}} = \begin{cases} \frac{\partial F_j}{\partial x_0} \\ \frac{\partial F_j}{\partial y_0} \\ \frac{\partial F_j}{\partial t_{x,0}} \\ \frac{\partial F_j}{\partial t_{y,0}} \end{cases} = \begin{cases} \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \\ \cos(\theta)(z_j - z_0) \\ \sin(\theta)(z_j - z_0) \end{cases}$$

Le dernier terme utile à la minimisation est celui de  $F_j^0$  (cf 4.4) et vaut  $-u_j$ .

**Alignement du système dans le cas de traces courbes** Dans le cas où le champ magnétique n'est pas nul, le calcul de l'ensemble des termes utiles à la minimisation se fait exactement de la même manière que dans le paragraphe précédent en remplaçant le modèle de trace droite par le modèle de trace courbée, et on peut donc donner directement les résultats :

$$\frac{\partial F_j}{\partial par_{align}} = \begin{cases} \frac{\partial F_j}{\partial \delta u} \\ \frac{\partial F_j}{\partial \delta \theta} \end{cases} = \begin{cases} -1 \\ -\sin(\theta)[x_j - x_{centre}^{theorique}] + \cos(\theta)[y_j - y_{centre}^{theorique}] \end{cases}$$

$$\frac{\partial F_j}{\partial par_{trace}} = \begin{cases} \frac{\partial F_j}{\partial \delta x_0} \\ \frac{\partial F_j}{\partial \delta y_0} \\ \frac{\partial F_j}{\partial \delta t_{x,0}} \\ \frac{\partial F_j}{\partial \delta t_{y,0}} \end{cases} = \begin{cases} \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \\ \cos(\theta)(z_j - z_0) \\ \sin(\theta)(z_j - z_0) \end{cases}$$

$$F_j^0 = u_j^0 - u_j$$

Les résultats sont dans ce dernier cas identiques à ceux des traces droites, l'expression de  $F_j^0$  mise à part. C'est l'expression  $\frac{\partial F_j}{\partial \delta \theta}$  qui contient le terme  $x_j$ , terme issu de l'extrapolation du modèle de traces courbes et dans lequel est "cachée" la différence entre la minimisation des modèles traces droites et traces courbes.

## 4.4 Résultats

Le programme de minimisation a été implémenté sous forme d'une macro AliRoot, assurant d'une part le calcul de la fonction de minimisation et celui des dérivées partielles pour chaque coup dans les chambres de chaque trace et d'autre part la minimisation elle-même. Cette macro agit donc sur des fichiers de traces issus des simulations. Il convient à présent de regarder les résultats de l'alignement pour différents fichiers de traces, afin d'étudier les performances de cet alignement sur des fichiers contenant des traces typiques ainsi que ses dépendances à différents paramètres comme l'impulsion transverse des particules générées, le nombre de traces contenues dans ces fichiers (la statistique) ou enfin différents déplacements initiaux des lattes, non connus par le programme, et à retrouver par l'alignement. Avant de regarder ces résultats plus en détail, il est important de définir différents critères de qualité de l'alignement, afin de pouvoir évaluer par la suite l'efficacité du programme ou l'aptitude intrinsèque du système de détection à être aligné par des méthodes d'alignement en particules de ce type.

### 4.4.1 Critères de qualité

**Critère relatif** Expérimentalement, les déplacements initiaux des chambres à calculer par l'algorithme d'alignement ne sont pas connus. Plusieurs critères pour calculer l'efficacité de l'alignement sont donc utilisés. Des critères généraux d'une part, qui sont peu propices à sonder l'efficacité de l'alignement lui-même, mais qui peuvent s'avérer intéressant a priori, comme :

- la comparaison entre la masse invariante d'une résonance ou la résolution sur cette masse avant et après l'alignement du spectromètre
- le nombre d'événements reconstruits avant et après alignement, ainsi que la qualité des traces de ces événements (leur distribution en probabilité de  $\chi^2$  notée  $p\chi^2$ )
- le nombre et la qualité des traces reconstruites par événement avant et après alignement

**Critère absolu** Toujours expérimentalement, des critères exacts peuvent être définis cette fois, permettant de connaître de manière précises les performances de l'alignement pour chacune des chambres du système de détection. Ces critères concernent l'étude des résidus (entre les positions mesurées par un détecteur et extrapolées par un modèle de trace donné à ce détecteur) et de leurs dépendances pour chacun des détecteurs. Notons :

- $\Delta u = x_{local}^{mesure} - x_{local}^{calculé}$  le résidu en x pour un détecteur donné,  $x_{local}^{mesure}$  étant la mesure du détecteur dans la direction x (perpendiculaire aux fils d'anode) et  $x_{local}^{calculé}$  étant le calcul de cette position à l'aide du programme d'alignement
- $\Delta v = y_{local}^{mesure} - y_{local}^{calculé}$  le résidu en y pour un détecteur donné,  $y_{local}^{mesure}$  étant la mesure du détecteur dans la direction y (parallèle aux fils d'anode) et  $y_{local}^{calculé}$  étant le calcul de cette position à l'aide du programme d'alignement

Plusieurs distributions différentes sont alors utiles pour qualifier l'alignement du détecteur :

- les valeurs moyennes des deux distributions  $\Delta u$  et  $\Delta v$  elles memes sont sensibles aux déplacements initiaux des détecteurs (offsets) respectivement en x et en y, et notés  $\delta u$  et  $\delta v$  (les deux premiers paramètres d'alignement définis en section 3.2).
- les pentes des distributions  $\Delta u = f(y_{local}^{mesure})$  et  $\Delta v = f(x_{local}^{mesure})$  sont toutes deux sensibles aux effets de rotation du détecteur dans le plan xy (soit le dernier paramètre d'alignement : l'angle  $\delta\theta$  également défini en section 3.2)

Un détecteur est dit parfaitement aligné lorsque ces dernières grandeurs sont nulles. Par conséquent, l'étude des résidus après alignement doit satisfaire cette condition :

$$\langle \Delta u \rangle = \langle \Delta v \rangle = \left\langle \frac{\partial(\Delta u)}{\partial y_{local}^{mesure}} \right\rangle = \left\langle \frac{\partial(\Delta v)}{\partial x_{local}^{mesure}} \right\rangle = 0$$

**Comparaison directe** Dans la suite, aucun de ces critères ne sera utilisé puisque le programme d'alignement agit sur des fichiers issus de simulation. Par conséquent, les déplacements initiaux des détecteurs sont connus et il est donc possible de faire une comparaison directe entre les paramètres d'alignement calculés par le programme et les déplacements initiaux en  $x$ ,  $y$  et  $\theta$  que l'on a imposé à chacun des détecteurs.

### 4.4.2 Alignement des chambres de type latte des stations 3, 4 et 5 du bras dimuon à l'aide de traces droites (champ magnétique nul)

#### Résultats pour un fichier de traces typiques

Pour analyser les résultats du programme d'alignement, plusieurs fichiers de simulation (incluant génération d'événement, production des digits et des agrégats, trajectographie) ont été produits. Les résultats qui suivent sont issus d'une simulation ayant les paramètres suivants :

- positionnement des lattes avec un facteur de précision (fAccur, précédemment défini) de  $500 \mu\text{m}$  en x en y, correspondant à la précision du montage
- génération de 30000 muons simples (dont les paramètres en impulsion transverse et en rapidité sont tirés suivant des distributions paramétrisées correspondant aux conditions expérimentales de production des pions et des kaons sur ALICE)
- acceptation limitée à  $0^\circ < \varphi < 90^\circ$  (les 30000 événements sont alors répartis uniquement dans cette acceptation et permettent d'augmenter la statistique individuelle de chaque latte, les fichiers Root étant limités à 2 GB)
- champ magnétique nul, la trajectographie étant assurée par un modèle de traces droites

Dans ces conditions, il est possible de comparer les résidus entre agrégats et coups, dans le cas d'une reconstruction de ces agrégats qui suppose la géométrie réelle connue et dans le cas (entrée du programme d'alignement) où la géométrie initiale est la géométrie théorique. La Figure 4.9 montre, dans le cas où la géométrie est connue, les résidus en y, ajustés par une gaussienne de  $30 \mu\text{m}$ , et les résidus en x dont le RMS de la distribution vaut 1 mm environ (figures de gauche). La qualité de ces résidus tient au fait que les positions reconstruites via les agrégats dans les détecteurs sont proches des positions réelles des particules (coups GEANT), puisque la position des détecteurs est connue par le programme. Ces résidus sont ceux de la chambre 5 (station 3), qui est faite de 18 lattes au total, seules 5 lattes étant dans l'acceptation évoquée précédemment. Le programme d'alignement, quant à lui, utilise les agrégats issus de la géométrie théorique (figure de droite), qui présentent par conséquent des écarts types d'environ  $500 \mu\text{m}$  avec les coups qui leur sont associés. Cet écart est visible sur les distributions des résidus en y, où apparaissent des structures en pics, qui correspondent aux 5 lattes de la chambre. En effet, la position réelle des détecteurs n'étant pas connue, les résidus entre positions réelles des coups et positions reconstruites par les agrégats font intervenir des biais (géométriques) propres à chacune des lattes. La résolution intrinsèque des lattes en x étant de 1 mm, celle-ci ne permet pas de voir les mêmes structures, mais le profil carré est légèrement dégradé.

Il est également possible de regarder les distributions de résidus entre trace et agrégats dans une chambre donnée, Figure 4.10. Ces distributions font également apparaître suivant y des structures (figure du haut). Il est possible d'identifier chacune de ces structures aux déplacements de la géométrie des lattes, en donnant la dépendance de ces résidus au numéro de la latte. La dernière figure montre qu'une latte donnée peut elle-même faire apparaître différents pics, associés à différents échantillons de trace. Dans l'exemple de la latte 607, deux types de traces contribuent aux résidus totaux : les traces issues de la latte 505 (de la chambre 5) et celle de la latte 506 (de la chambre 5).

Les résultats de la procédure d'alignement sans champ magnétique appliquée sur le fichier de traces ci-dessus sont présentés Figures 4.11, 4.12 et 4.13. Ces trois figures font apparaître les résultats du calcul pour les déplacements en x, y et  $\theta$  (points gris), qui sont donc directement comparables aux déplacements réels des lattes (points noirs). Les déplacements réels semblent être correctement reproduits par la procédure, dans le cas des trois paramètres. Les distributions des résidus entre la valeur réelle et celle trouvée par l'alignement ainsi que leur écarts-types (RMS) sont données par les Figures 4.14, 4.15, et 4.16 pour les trois variables x, y et  $\theta$  respectivement. Les écarts-types fournissent un ordre de grandeur de la qualité de l'alignement, et sont repris Table 4.1 et sont environ de  $30 \mu\text{m}$  en x, de  $15 \mu\text{m}$  en y (les valeurs initiales des déplacements de lattes sont de  $500 \mu\text{m}$ ) et de  $0.0015^\circ$  en  $\theta$  (les valeurs initiales sont de  $0.03^\circ$ ). La procédure d'alignement opère donc très bien. L'ordre de grandeur entre les résolutions des détecteurs en x (1mm) et en y ( $100 \mu\text{m}$ ) n'est pas conservé après alignement (non-linéarité) mais les précisions sur le positionnement en y sont tout de même deux fois mieux calculées qu'en x. Ces précisions sur la reconstruction de la valeur de départ des déplacements des lattes dépendent évidemment des valeurs initiales des déplacements des lattes elles-mêmes, et il est donc utile d'évaluer cette

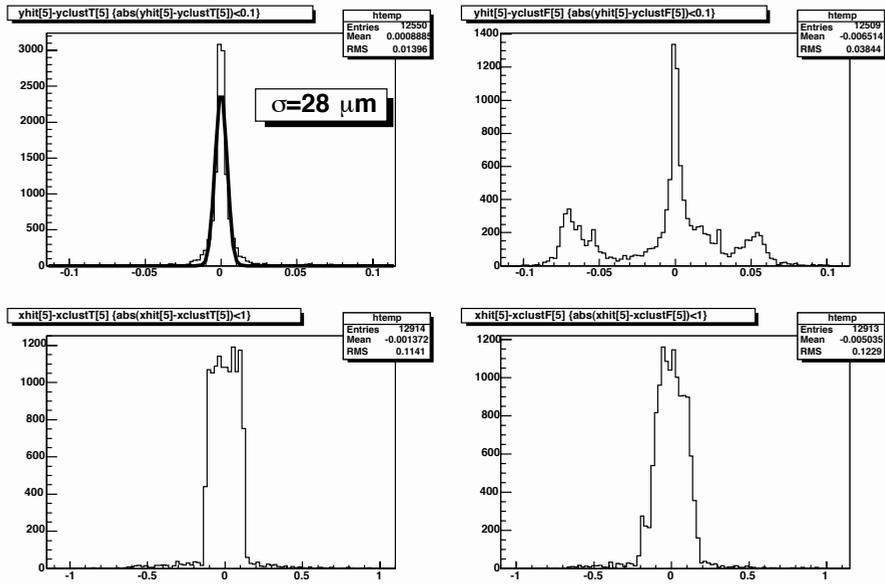


FIG. 4.9 – Les deux figures de gauche présentent les résidus en y (en haut) et en x (en bas) entre agrégats et coups, la géométrie réelle étant connue. Les deux figures de droite sont issues d’une reconstruction des agrégats utilisant la géométrie théorique. Les échelles sont en centimètres. Toutes les chambres sont incluses dans ces simulations.

	RMS	meilleure précision	moins bonne précision
x	33 $\mu m$	3 $\mu m$	40 $\mu m$
y	14 $\mu m$	1 $\mu m$	30 $\mu m$
$\theta$	0.0014°	0.0001°	0.003°

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des distributions des différents paramètres. Les entrées ‘meilleure précision’ et ‘moins bonne’ précision sont associées à une latte en particulier : celle dont la position est retrouvée au mieux et l’autre dont la position est la moins bien retrouvée.

dépendance.

### Dépendance de la qualité de l’alignement aux valeurs des déplacements initiaux des lattes

Pour ce faire, quatre simulations indépendantes ont été réalisées, ayant toutes les mêmes paramètres. Seul les valeurs initiales des facteurs de précision sur le positionnement des lattes a été modifié. Dans la première simulation, ce facteur vaut 100  $\mu m$ , dans la seconde 500  $\mu m$ , dans la troisième 750  $\mu m$  et dans la dernière 1 mm. L’alignement une fois réalisé, les valeurs des écarts-types entre positions reconstruites et générées pour l’ensemble des lattes sont alors représentées en fonction des valeurs de départ des facteurs de précision. Le graphe 4.17 donne les résultats de ce calcul et révèle une dépendance claire au facteur de précision initial. Si cette dépendance existe, elle reste tout de même très faible. En effet, dans le cas par exemple des distributions en y, si les lattes sont déplacées de 100  $\mu m$  de leur position théorique, la position en y reconstruite par le programme est assurée à 10  $\mu m$  près. Si les déplacements des lattes sont de 1 mm, alors la position reconstruite est assurée à environ 15  $\mu m$  près. Ainsi, même pour des valeurs très mauvaises sur la connaissance de la position des lattes avant l’alignement (1 mm par exemple), le programme permet de reconstruire la position initiale des lattes de manière très correcte.

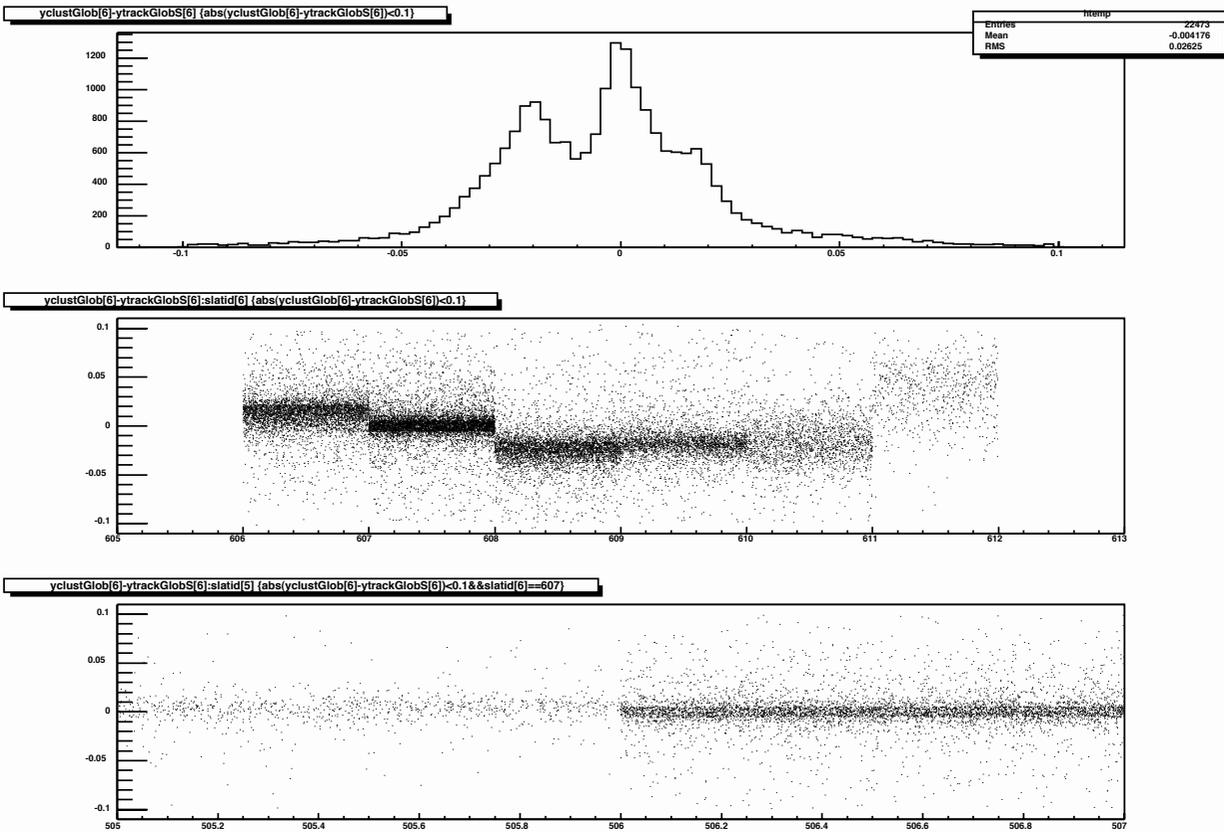


FIG. 4.10 – La figure du haut donne la distribution des résidus en  $y$  entre trace et agrégats dans la chambre 6. La figure au centre fait apparaître cette même distribution en fonction du numéro des lattes dans cette même chambre. La dernière figure présente, elle, les résidus d’une latte donnée de la chambre 6 en fonction du numéro des lattes de la chambre précédente. Les échelles sont en cm.

#### Dépendance de la qualité de l’alignement au nombre de traces contenues dans le fichier

Un autre critère important en ce qui concerne l’alignement hors-ligne est le nombre de traces nécessaires pour procéder à un alignement de bonne qualité. A partir des simulations types évoquées plus haut (le facteur de précision sur le positionnement des lattes est de  $500 \mu m$ ), l’alignement des stations 3, 4 et 5 à été réalisé sur des fichiers de traces contenant respectivement 500, 1000, 5000, 10000, 15000, 20000 et 25000 traces. La Figure 4.18 donne les écarts-types entre positions reconstruites et positions générées pour l’ensemble des lattes en fonction du nombre de traces dans le fichier. Pour des échantillons de traces de plus de 5000 coups, le paramètre  $\theta$  semble reconstruit pour toutes les lattes avec la même précision, la dépendance à la statistique étant très faible. Dans le cas des paramètres  $x$  et  $y$ , la qualité de l’alignement est en revanche corrélée à la statistique de manière plus forte de 1000 à 10000 traces : en effet les positions reconstruites en  $x$  et en  $y$  chutent respectivement de  $200 \mu m$  à  $60 \mu m$  et de  $60 \mu m$  à  $20 \mu m$ . Puis, cette dépendance est moins marquée pour des fichiers contenant plus de traces puisque  $y$  semble alors présenter un plateau situé autour de  $15 \mu m$  à partir de 10000 traces, et  $x$  semble stagner à  $30 \mu m$  à partir de 20000 traces. Par conséquent, 10000 traces semble être un ordre de grandeur de la statistique à collecter en vue de l’alignement sans champ du système de détection car la résolution en  $y$  est le paramètre critique à considérer. De plus, pour ce nombre d’évènements, la résolution en  $x$  de  $30 \mu m$  reste toujours très inférieure à la résolution propre des chambres de 1 mm dans cette direction.

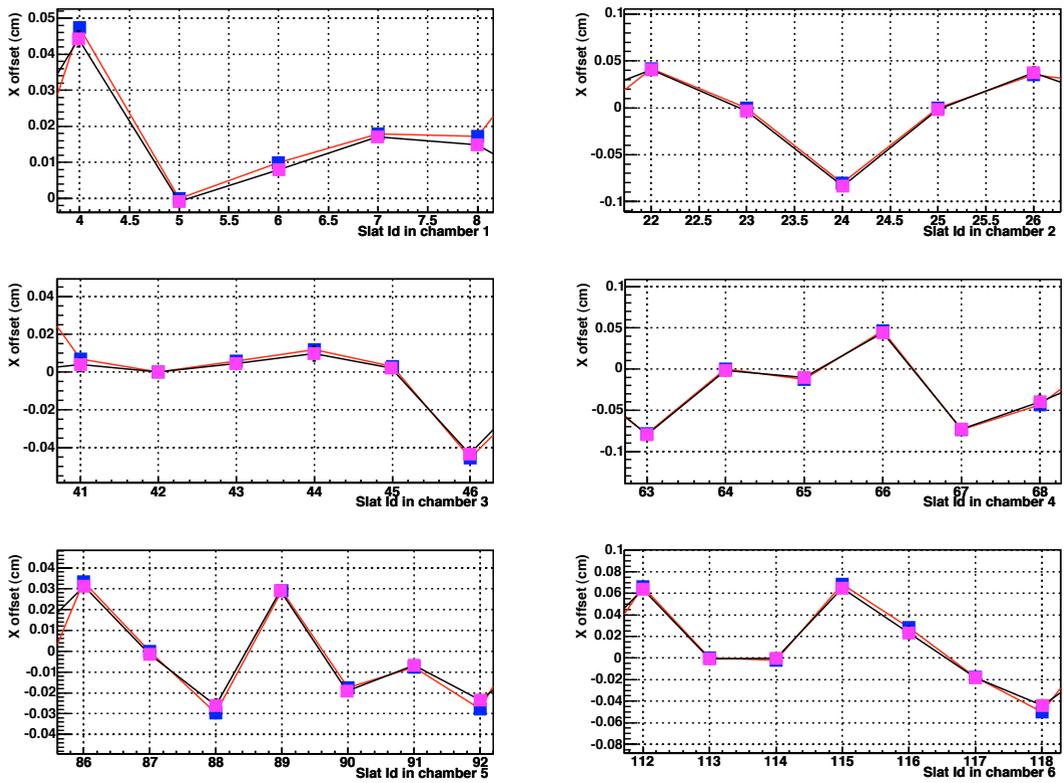


FIG. 4.11 – Résultats de l’alignement en particules sans champ magnétique suivant x de l’ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) .

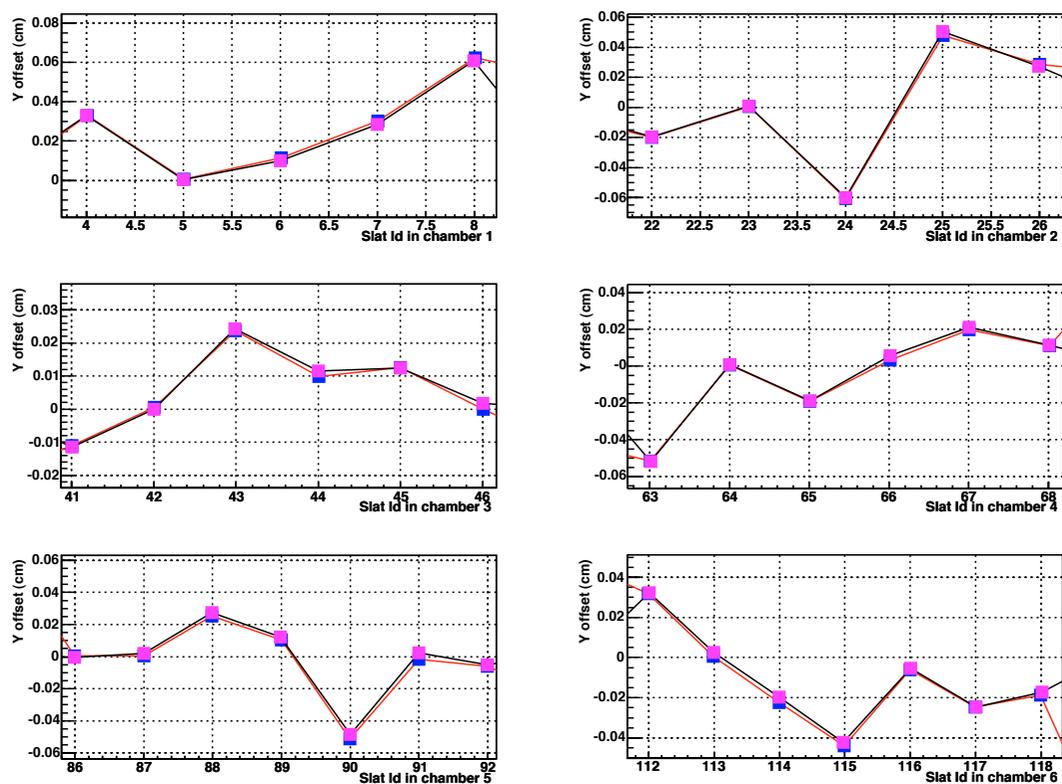


FIG. 4.12 – Résultats de l'alignement en particules sans champ magnétique suivant y de l'ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) .

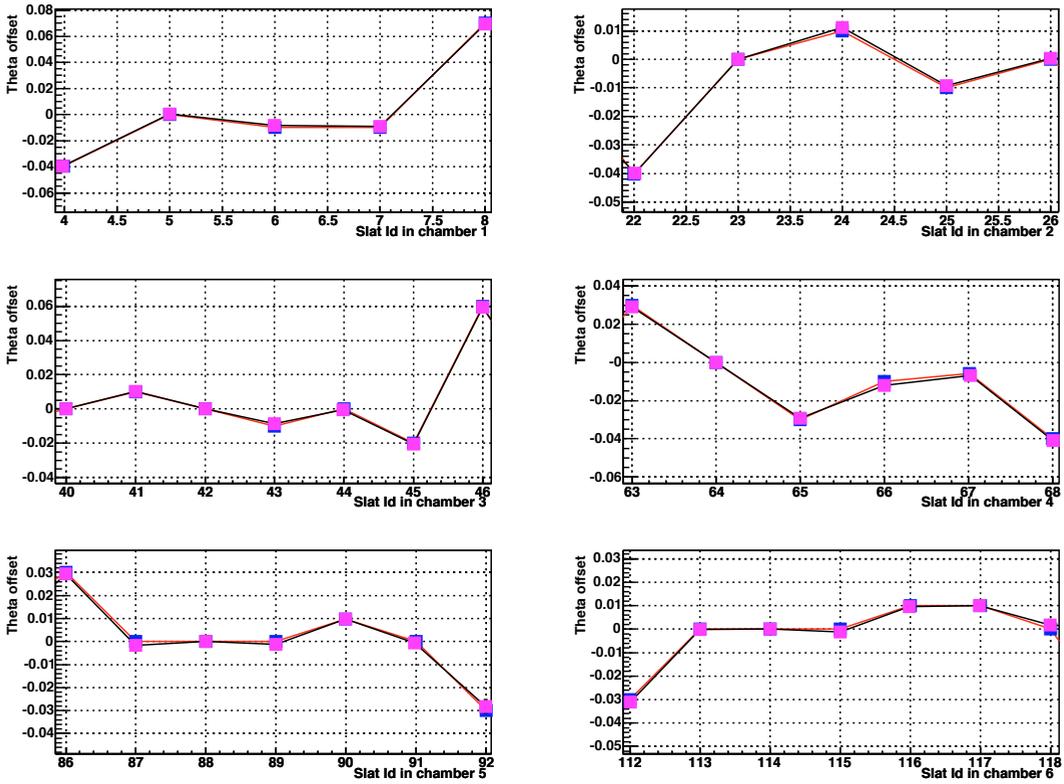


FIG. 4.13 – Résultats de l’alignement en particules sans champ magnétique suivant  $\theta$  (en radians) de l’ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) .

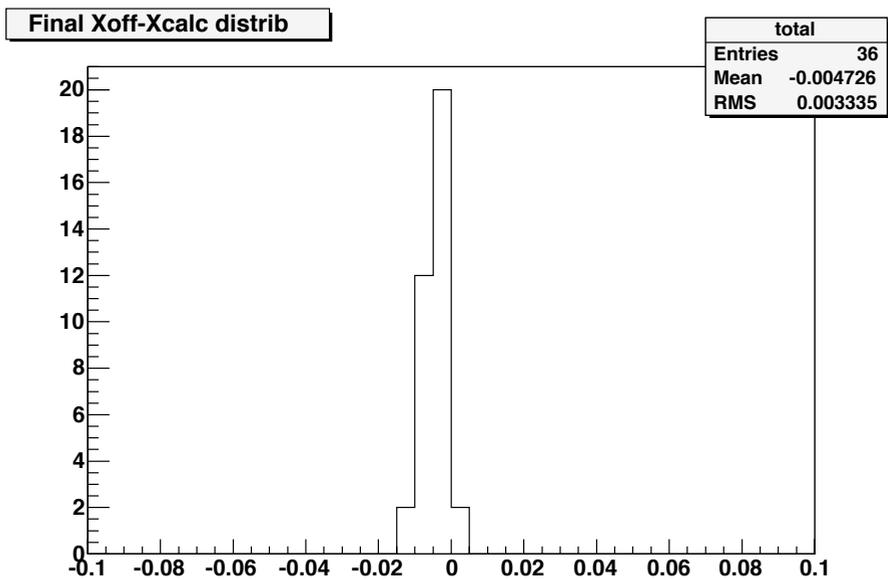


FIG. 4.14 – Distribution Xréel-Xcalculé (en cm) de l’ensemble de lattes touchées, résultant de l’alignement sans champ magnétique.

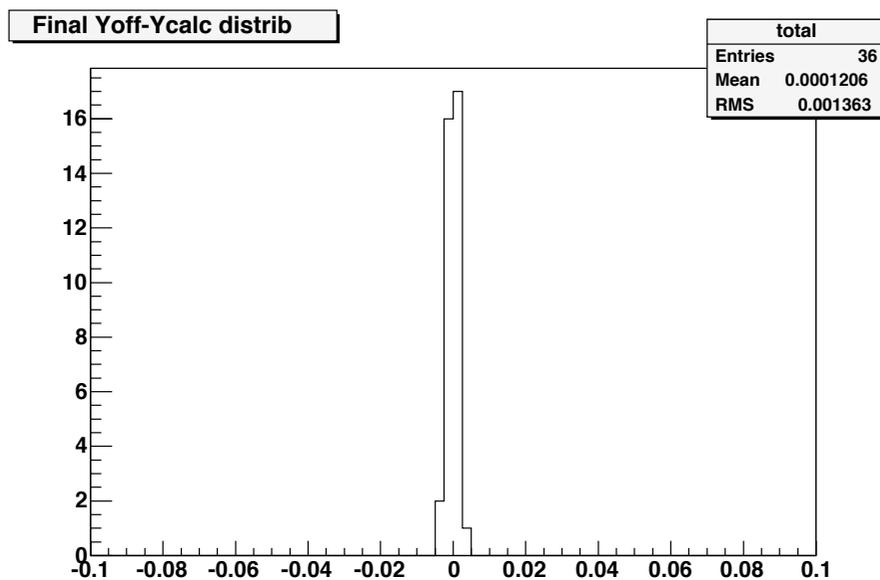


FIG. 4.15 – Distribution  $Y_{\text{réel}} - Y_{\text{calculé}}$  (en cm) de l'ensemble de lattes touchées, résultant de l'alignement sans champ magnétique.

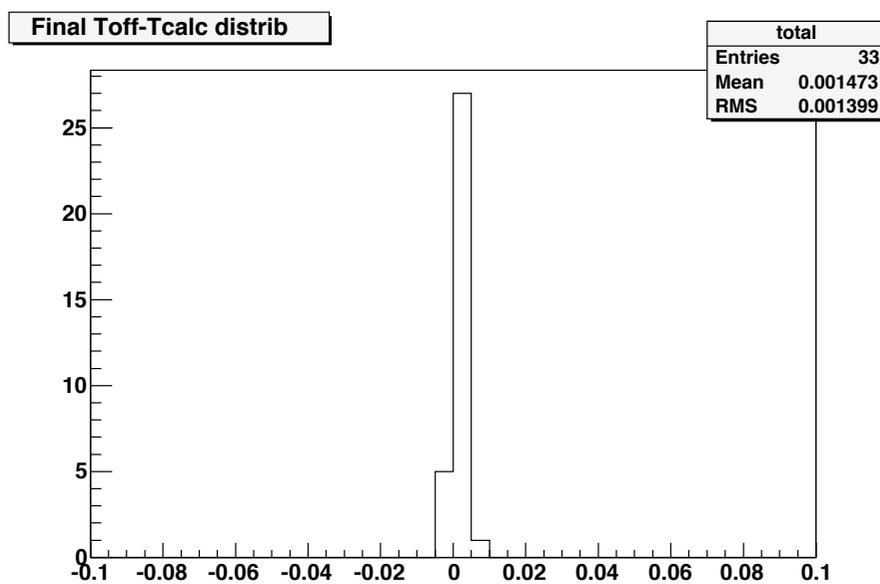


FIG. 4.16 – Distribution  $\theta_{\text{réel}} - \theta_{\text{calculé}}$  (en  $^{\circ}$ ) de l'ensemble des lattes touchées, résultant de l'alignement sans champ magnétique.

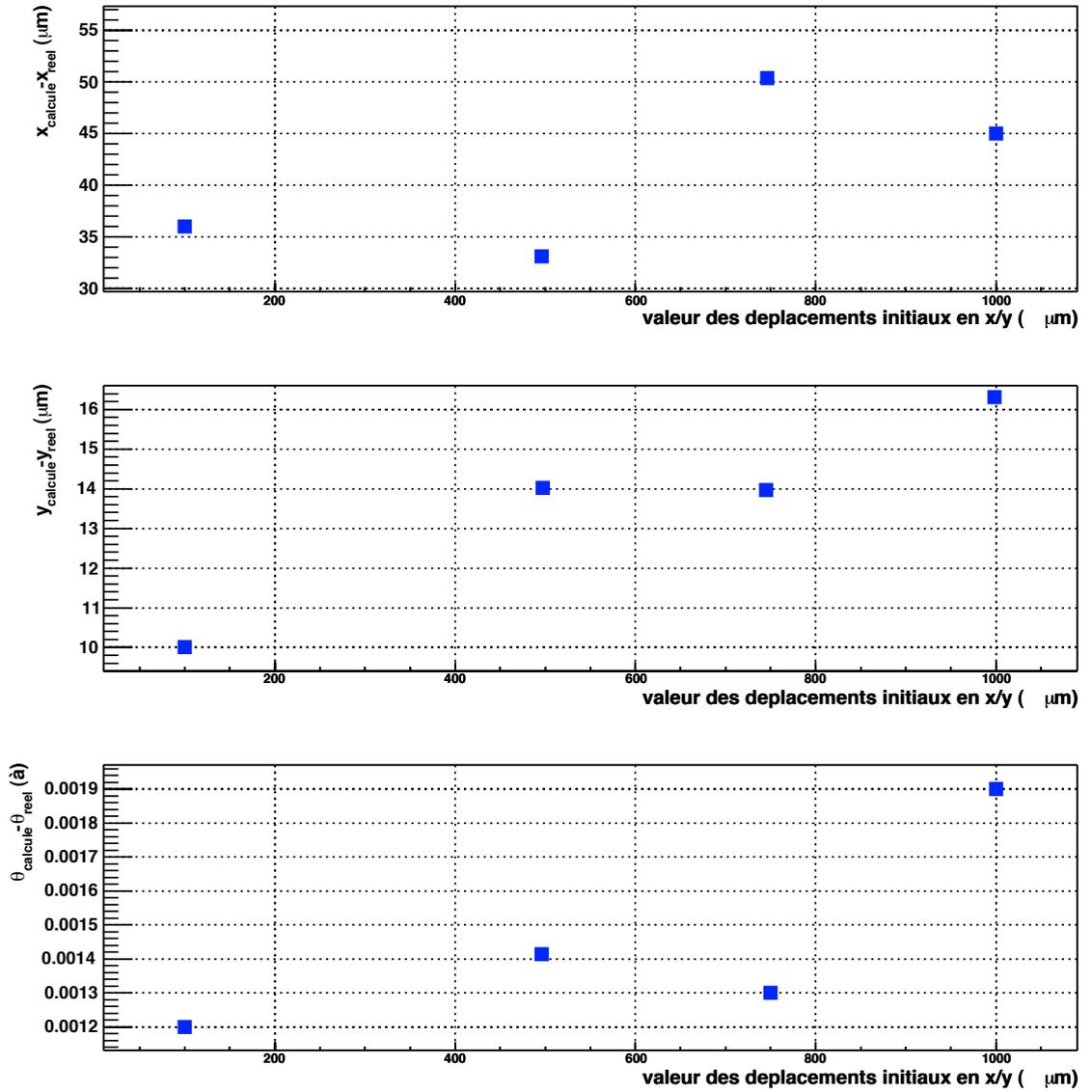


FIG. 4.17 – Reconstruction des paramètres en fonction de différentes valeurs initiales du déplacement des lattes, en l'absence de champ magnétique.

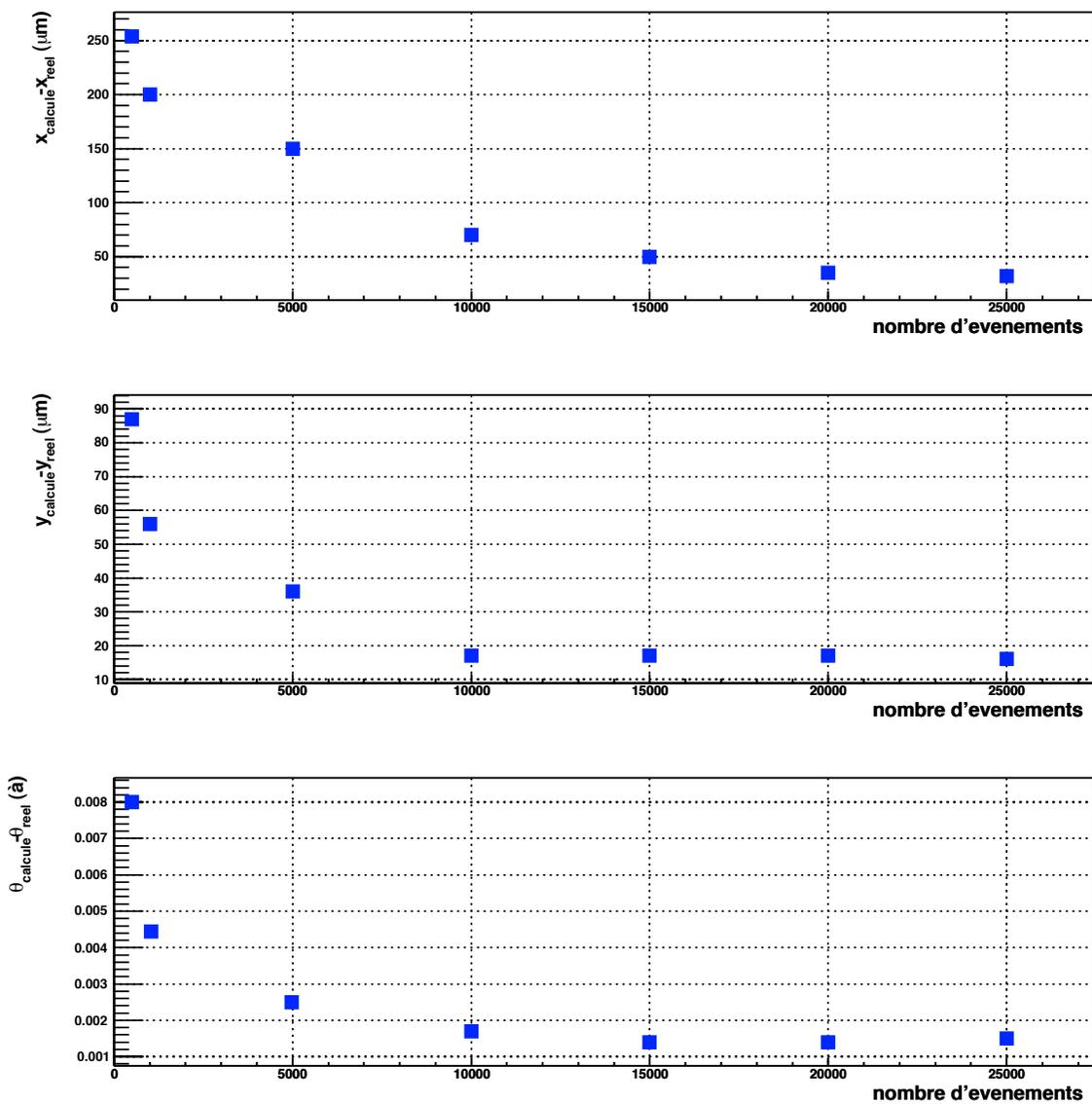


FIG. 4.18 – Reconstruction des paramètres en fonction de la statistique soumise au programme d'alignement, en l'absence de champ magnétique.

### 4.4.3 Alignement des chambres de type latte des stations 3, 4 et 5 du bras dimuon à l'aide de traces courbes (champ magnétique non nul)

#### Résultats pour un fichier de traces typiques

Dans cette partie, il s'agit d'évaluer les performances du programme vis à vis de la reconstruction des paramètres d'alignement des chambres, dans le cas où le champ magnétique est présent. Le champ magnétique devrait agir sur le positionnement des panneaux de support de la station 3, placée dans l'entrefer de l'aimant, et aussi légèrement sur les stations 4 et 5 par le biais de la superstructure. Si peu de composants des lattes elles-mêmes sont magnétiques, les rails de positionnement des panneaux de support sont en fer, et sont donc sensibles au champ. Néanmoins, les mouvements attendus ne devraient jouer à priori que sur des déplacements coordonnés des lattes, à travers un mouvement global des panneaux de support. Le système GMS pourra aussi fournir les déplacements des supports après mise en marche de l'aimant. Ceci dit, le programme d'alignement prend en entrée des fichiers de trajectographie ayant exactement les mêmes caractéristiques que le fichier-type précédemment étudié dans le cas d'un champ magnétique nul, et c'est par conséquent des déplacements aléatoires de chacune des lattes des 3 stations que nous avons étudié. Les hypothèses de ce test sont donc en principe bien plus pessimistes que la situation réelle.

Les Figures 4.19, 4.20 et 4.21 reprennent les graphes de la partie précédente, mais en présence de champ magnétique. Les résultats des reconstructions du programme d'alignement pour les paramètres  $x$ ,  $y$  et  $\theta$  sont donnés par chambre, pour chacune des lattes. S'il est visible que la procédure d'alignement semble toujours opérer, les écarts entre position réelle et position reconstruite sont ici plus flagrants, et il apparaît de plus sur les trois figures des systématiques dans la reconstruction : en effet, les positions reconstruites semblent systématiquement plus élevées que les positions réelles. Ainsi, les distributions des différences entre ces deux positions ne sont plus centrées sur 0. La Figure 4.20 met clairement en évidence ce phénomène : les lattes proches du faisceau voient leurs positions correctement reconstruites, et en fonction de l'éloignement des lattes au centre du référentiel, les différences entre positions reconstruites et positions réelles s'amplifient. Cet effet est dû au fait que les lattes les plus éloignées du centre du référentiel d'ALICE voient des particules d'impulsion plus faible que les autres lattes. Or, le champ magnétique n'est pas complètement uniforme, même suivant un plan  $z$  donné, et surtout à proximité des parois du dipôle. Cet effet étant pris en compte dans les simulations AliRoot, on peut effectivement s'attendre à une dégradation des performances de l'alignement pour les lattes les plus excentrées (l'utilisation de l'algorithme suppose de petites déviations au modèle de traces droites, comme nous l'avons vu en 4.3.3). Ce point sera vu plus en détail dans la partie dédiée à la dépendance de la reconstruction au moment des particules incidentes.

Les distributions des différences entre les valeurs réelles des déplacements et les valeurs reconstruites sont alors données respectivement pour les trois paramètres ( $x$ ,  $y$  et  $\theta$ ) par les Figures 4.22, 4.23 et 4.24. Les écarts-types de ces distributions sont calculés et présentés par le Tableau 4.2. Ce tableau montre que les capacités de reconstruction en  $x$  sont légèrement dégradées par rapport au cas sans champ magnétique : l'écart-type de la reconstruction est de  $68 \mu m$ , et reste comparable au  $33 \mu m$  sans champ (à comparer à la résolution des chambres de  $1 \text{ mm}$  dans cette direction), les valeurs pour chacune des lattes étant toutes comprises entre  $10$  et  $120 \mu m$ . De fait, la trajectoire en  $x$  des particules est droite car le champ magnétique est orienté suivant  $y$ , et par conséquent les résultats avec et sans champ doivent être comparables. En  $y$ , le tableau indique une nette dégradation de la reconstruction des positions : de  $10 \mu m$  sans champ magnétique, la reconstruction avec champ est de  $200 \mu m$ . Si la position en  $y$  de certaines lattes est reconstruite très précisément ( $10 \mu m$ ), ce sont les valeurs des reconstructions les moins précises qui augmentent fortement (jusqu'à  $600 \mu m$ ). Les reconstructions en  $\theta$  souffrent logiquement d'une détérioration du même ordre de grandeur (un facteur 10), car la reconstruction de ce paramètre est associée à celle de la reconstruction de la position en  $y$ .

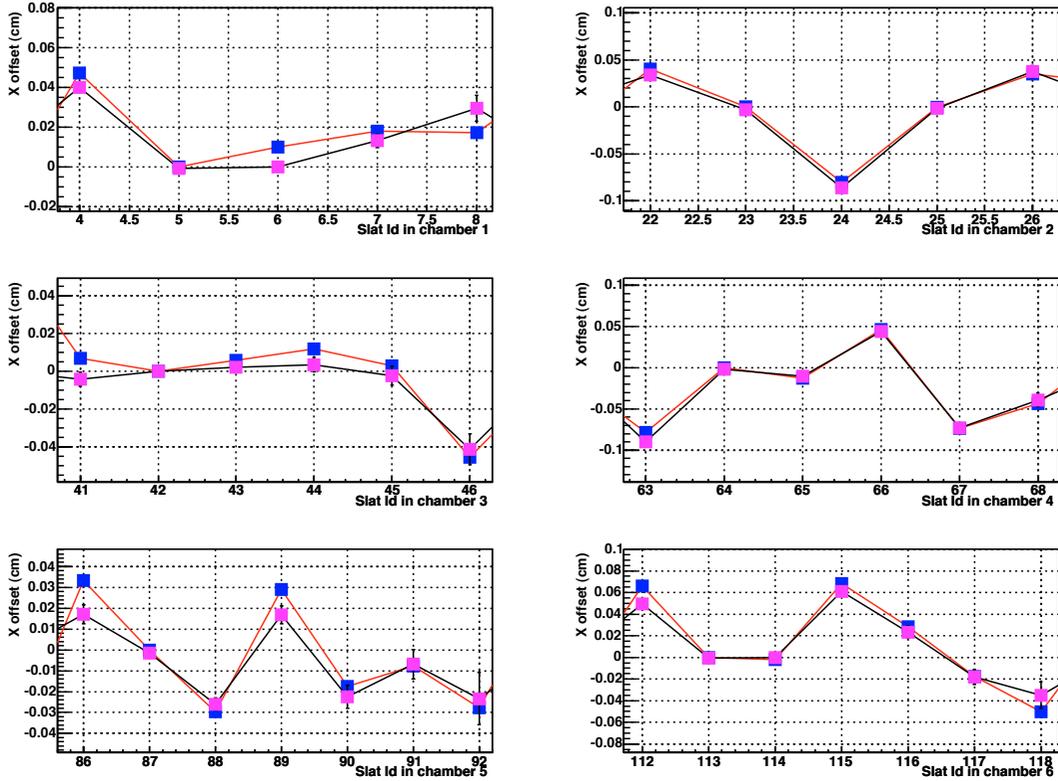


FIG. 4.19 – Résultats de l’alignement en particules avec champ magnétique suivant x de l’ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) .

#### Dépendance de la qualité de l’alignement aux valeurs des déplacements initiaux des lattes

La dégradation des performances du programme d’alignement vis à vis de la dépendance aux valeurs initiales des déplacements des lattes est, à la différence du cas sans champ magnétique, clairement marquée (Figure 4.25). Cette perte d’efficacité est toujours corrélée pour les reconstruction en y et en  $\theta$ , et indique que ces deux paramètres sont très mal retrouvés pour des valeurs de déplacement initiaux supérieures à  $500 \mu m$  ( $\frac{\Delta y}{y} \simeq 0.5$  et  $\frac{\Delta \theta}{\theta} \simeq 0.5$ ). Les déplacements en x sont bien retrouvés par la procédure d’alignement, et ce jusqu’à des valeur de  $500 \mu m$ .

#### Dépendance de la qualité de l’alignement au nombre de traces contenues dans le fichier

L’étude de l’efficacité des reconstructions des positions des lattes en fonction du nombre des traces est semblable au cas sans champ magnétique, en ce qui concerne les paramètres x et  $\theta$ . En effet, une amélioration rapide avec la statistique des reconstructions en x est visible sur la

	RMS	meilleure précision	moins bonne précision
x	$70 \mu m$	$10 \mu m$	$120 \mu m$
y	$200 \mu m$	$10 \mu m$	$600 \mu m$
$\theta$	$0.012^\circ$	$0.002^\circ$	$0.02^\circ$

TAB. 4.2 – Tableau récapitulatif des distributions des différents paramètres.

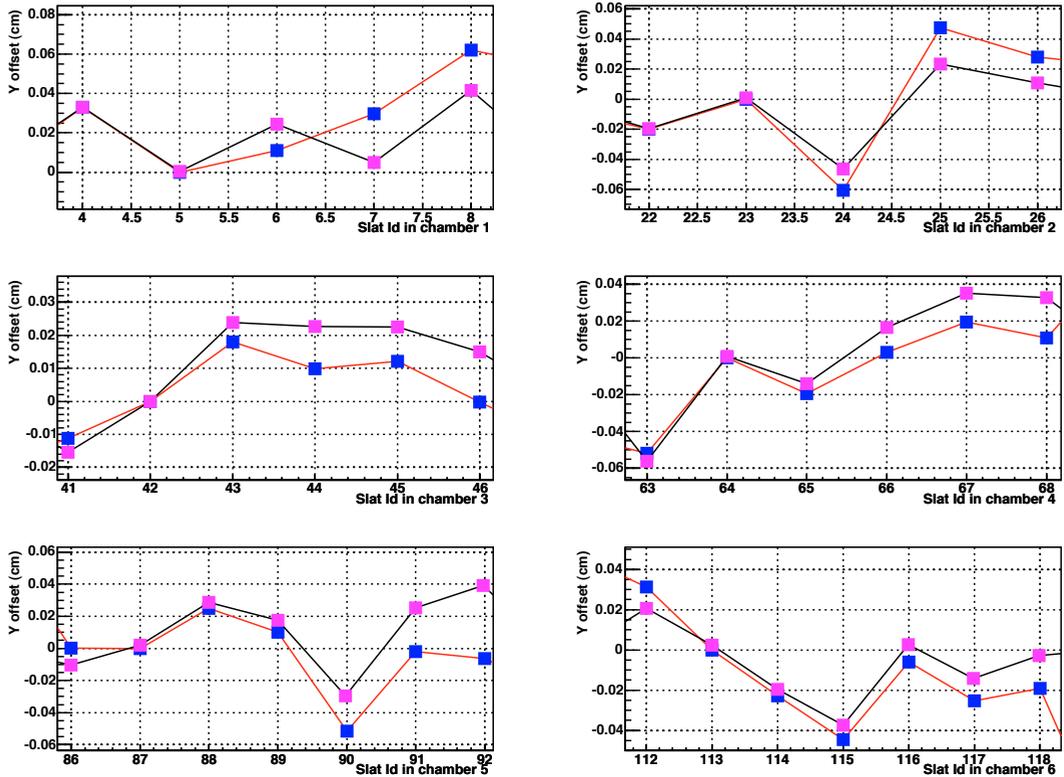


FIG. 4.20 – Résultats de l’alignement en particules avec champ magnétique suivant y de l’ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) .

Figure 4.26. Ainsi, d’un fichier de 500 traces à un fichier de 5000 traces, la précision passe de  $550 \mu\text{m}$  (précision nulle, car environ égale aux valeurs des déplacements initiaux) à  $80 \mu\text{m}$ . Les résultats semblent ensuite rester à peu près stable, avec une très légère amélioration en fonction du nombre de traces dans les fichiers. Les résultats des reconstructions en  $\theta$  sont eux aussi comparables au cas des traces droites, car même si la valeur moyenne (autour de 0.02) est légèrement moins bonne, la dépendance à la statistique est très faible. La reconstruction des positions en y, présente en revanche une dépendance contre-intuitive à la statistique : pour des fichiers de 500 traces, la précision de l’alignement est de  $120 \mu\text{m}$  et se dégrade jusqu’à  $220 \mu\text{m}$  lorsque les fichiers contiennent plus de 5000 événements ! Une analyse plus fine révèle en fait que dans le cas d’alignement des détecteurs à l’aide de fichier contenant peu de traces, les lattes les plus extérieures ne sont presque pas touchées, et le calcul de leur position en y n’est alors pas effectué. Ainsi, seules les lattes centrales sont prises en compte, et les positions de ces lattes sont calculées correctement (voir l’analyse des résultats dans le cas d’un fichier typique). Par conséquent, en moyenne, plus le nombre de traces est élevé, plus le nombre des lattes extérieures prises en compte dans le calcul est grand. Or, ces lattes extérieures souffrent d’une mauvaise reconstruction de leur position en y, et ce sont elles qui détériorent donc les reconstructions moyennes suivant cette direction.

#### Dépendance de la qualité de l’alignement à l’impulsion transverses des particules

Ce dernier effet est mis en évidence sur la Figure 4.27, figure présentant la reconstruction en y des lattes en fonction du nombre de coups détectés dans ces lattes, pour des valeurs initiales des déplacements de  $500 \mu\text{m}$ . Tous ces résultats sont issus d’un seul fichier de traces, et les variations des nombres de coups sont donc uniquement liées aux positions des lattes. Les lattes les plus centrales

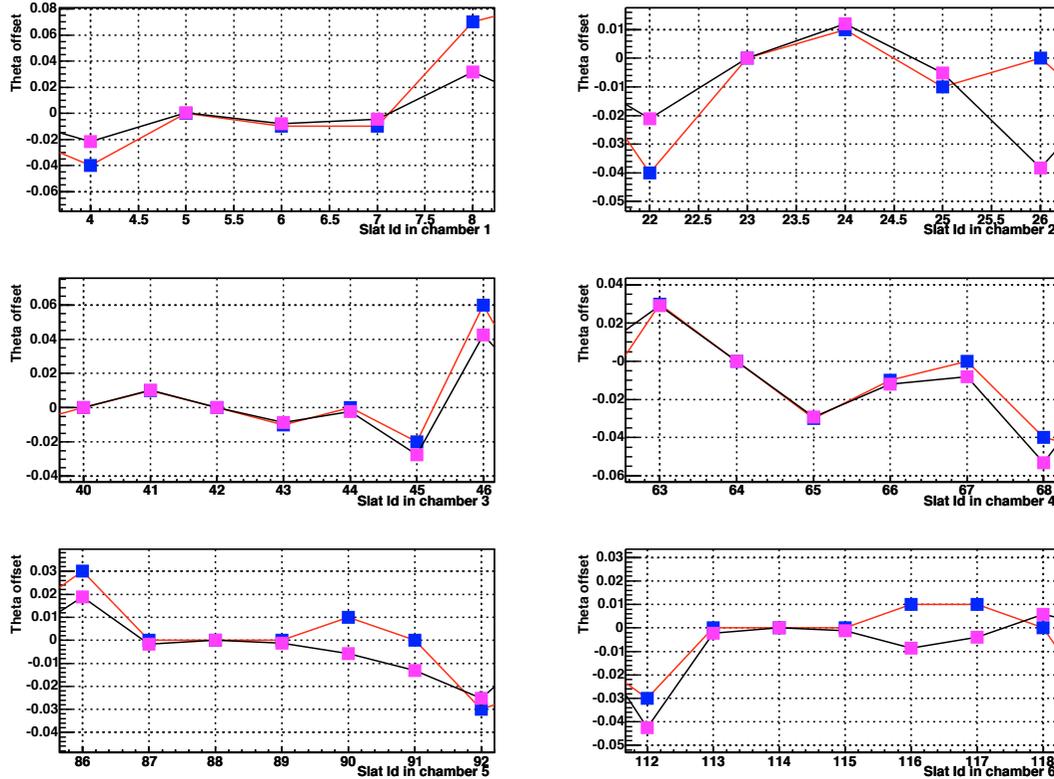


FIG. 4.21 – Résultats de l’alignement en particules avec champ magnétique suivant  $\theta$  (en radians) de l’ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) .

sont placées sur la partie droite de l’abscisse des graphes présentés, et voient leurs positions en y reconstruites correctement. Plus la latte est décentrée, et plus mauvaise est la reconstruction de sa position en y, ce qui est visible sur les faibles valeurs des abscisses du graphe. A priori, il est possible que l’impulsion des particules soit à l’origine de cette dépendance : plus l’impulsion est grande, plus la probabilité qu’une latte centrale soit touchée est importante. Or, les particules de grande impulsion ont des trajectoires plus tendues sous l’effet du champ magnétique et l’ajustement de leur trace dévie donc peu des ajustements à l’aide de traces droites, dans le cas où le champ magnétique est nul. Ainsi, c’est l’impulsion des particules qui semble être le critère déterminant de la qualité de l’alignement dans le cas des traces courbées : les impulsions trop faibles sont apparemment à l’origine des mauvaises reconstructions des positions en y. La Figure 4.28 confirme cette hypothèse : les résultats de l’alignement sont donnés en fonction de coupures sur l’impulsion des particules des fichiers de traces. En y, la dépendance à l’impulsion apparaît clairement : plus les coupures sur les hautes impulsions sont fortes, et meilleure est la reconstruction de la position. Il est donc permis de penser que dans le cas d’alignements avec champ magnétique, les lattes les plus décentrées sont les plus difficiles à aligner, les lattes les plus au centre ne souffrant pas de ces difficultés (la Figure 4.27 montre que les positions de ces lattes sont reconstruites avec les mêmes précisions que dans le cas des ajustements à l’aide de traces droites).

Il ressort de ces considérations que l’alignement en présence du champ magnétique donne de bons résultats pour les lattes centrales, et que les résultats se dégradent effectivement pour les lattes plus excentrées. On notera que ce sont les lattes les plus centrales qui contribuent le plus à la résolution sur la masse invariante reconstruite des résonances lourdes, car les distributions cinématiques de ces résonances sont piquées aux rapidités ‘à l’avant’.

Indépendamment du programme d’alignement, plusieurs voies d’améliorations sont à considérer :

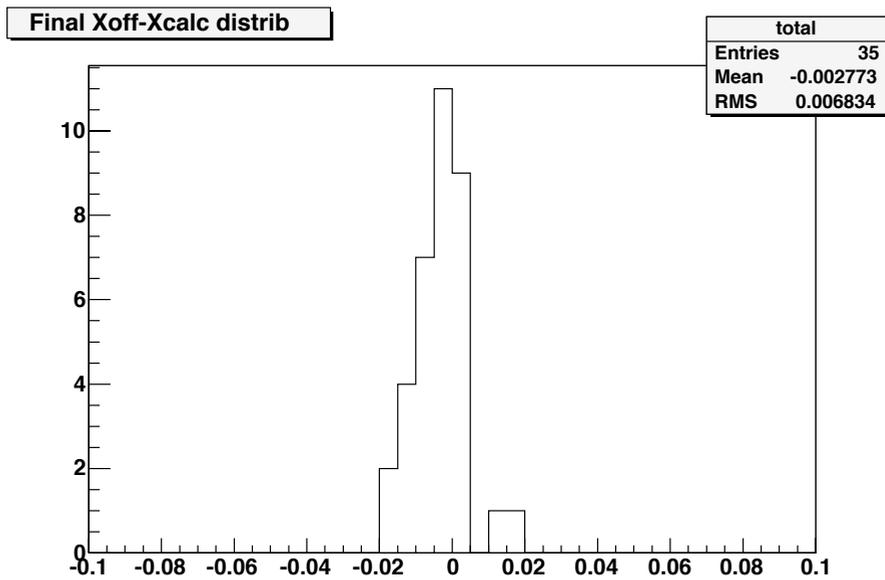


FIG. 4.22 – Distribution Xréel-Xcalculé (en cm) de l'ensemble des lattes touchées, résultant de l'alignement avec champ magnétique.

- d'une part, lors de l'étape de trajectographie, les résultats de l'ajustement en champ magnétique sont exécrables en raison des divergences des procédures dans le cas de traces de  $\chi^2$  très élevé. En effet, les valeurs des paramètres de traces données par la première étape de trajectographie ne tiennent pas compte de la position réelle des détecteurs, supposés placés à leur position théoriques, et si les écarts entre position théorique et position réelle sont trop grand, l'ajustement ne supporte plus les valeurs trop élevées des  $\chi^2$ . Ainsi, les ajustements des traces sont de très mauvaise qualité, surtout si les particules sont de faible impulsion. Il peut donc tout de même être utile, dans ce cas, de récupérer les paramètres d'alignement calculés et de procéder à une seconde itération : les ajustements bien plus fins doivent permettre alors de reconstruire plus précisément les positions des détecteurs.
- d'autre part, lors de cette même étape de trajectographie, les traces dont les impulsions ajustées sont faibles présentent des  $\chi^2$  de mauvaise qualité. En effet la diffusion multiple Coulombienne perturbe la trajectoire de ces particules. Ainsi, les écarts importants entre les positions mesurées par les chambres et ajustées par un modèle de trace courbée sont importants et interfèrent fortement avec l'alignement des détecteurs. Dans le cas où le champ magnétique est non nul, la faible valeur des écarts-types des distributions des probabilités de  $\chi^2$  montre que l'ajustement est de moindre qualité relativement à un ajustement par un modèle de trace droite, dans le cas sans champ magnétique.

Néanmoins, l'échec de l'alignement des détecteurs excentrés est surtout lié dans le cas présent à la linéarisation des équations du modèle de traces courbées. En effet, l'équation 4.1 rappelle que le modèle de traces utilisé lors de la procédure d'alignement est donné par un développement limité au premier ordre d'un modèle formel de trace courbée, développement limité valide si et seulement si le champ magnétique n'est fonction que de  $z$ . Or, nous avons vu que les variations du champ en  $(x, y)$  sont au maximum de 15%, mais ces variations sont les plus abruptes près du dipôle. Ainsi, même théoriquement, l'alignement en champ magnétique ne peut opérer sur les particules traversant les lattes les plus extérieures.

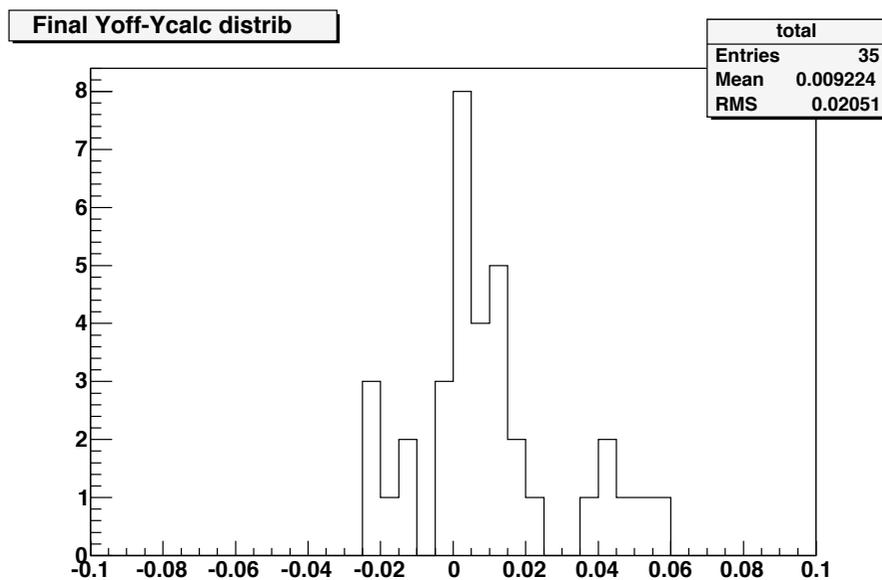


FIG. 4.23 – Distribution Yréel-Ycalculé (en cm) de l'ensemble des lattes touchées, résultant de l'alignement avec champ magnétique.

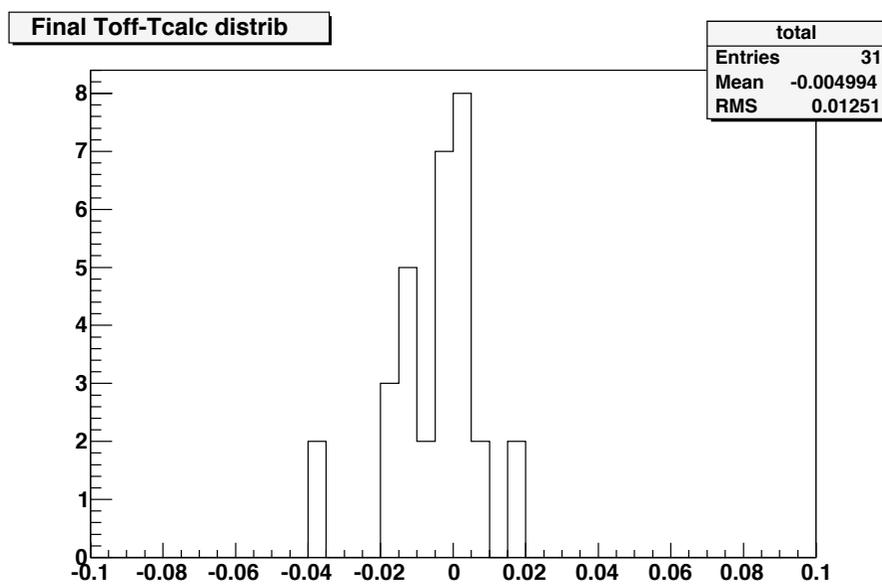


FIG. 4.24 – Distribution  $\theta_{\text{réel}}-\theta_{\text{calculé}}$  (en  $^{\circ}$ ) de l'ensemble des lattes touchées, résultant de l'alignement avec champ magnétique.

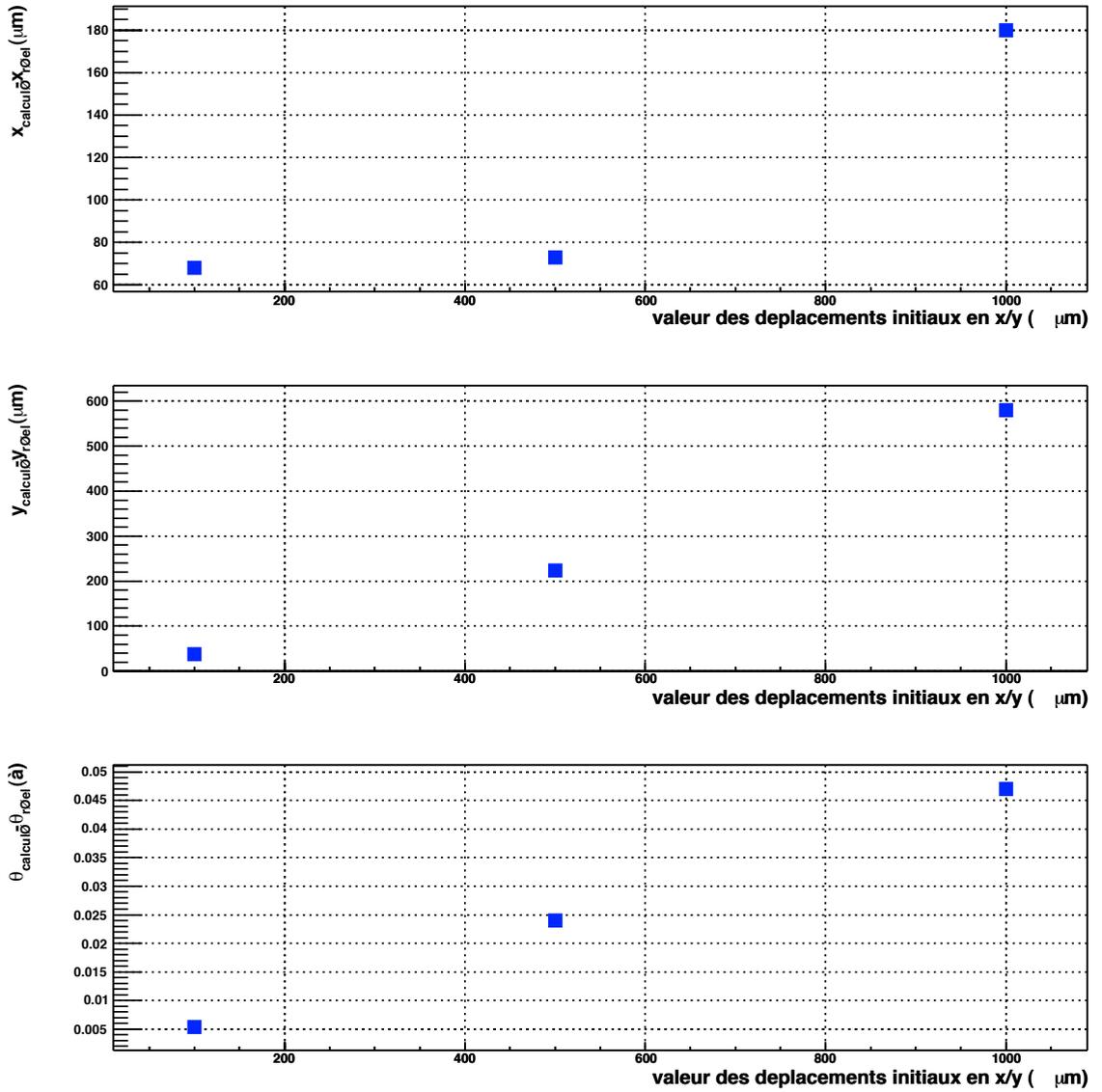


FIG. 4.25 – Reconstruction des paramètres en fonction de différentes valeurs initiales du déplacement des lattes, résultant de l’alignement avec champ magnétique.

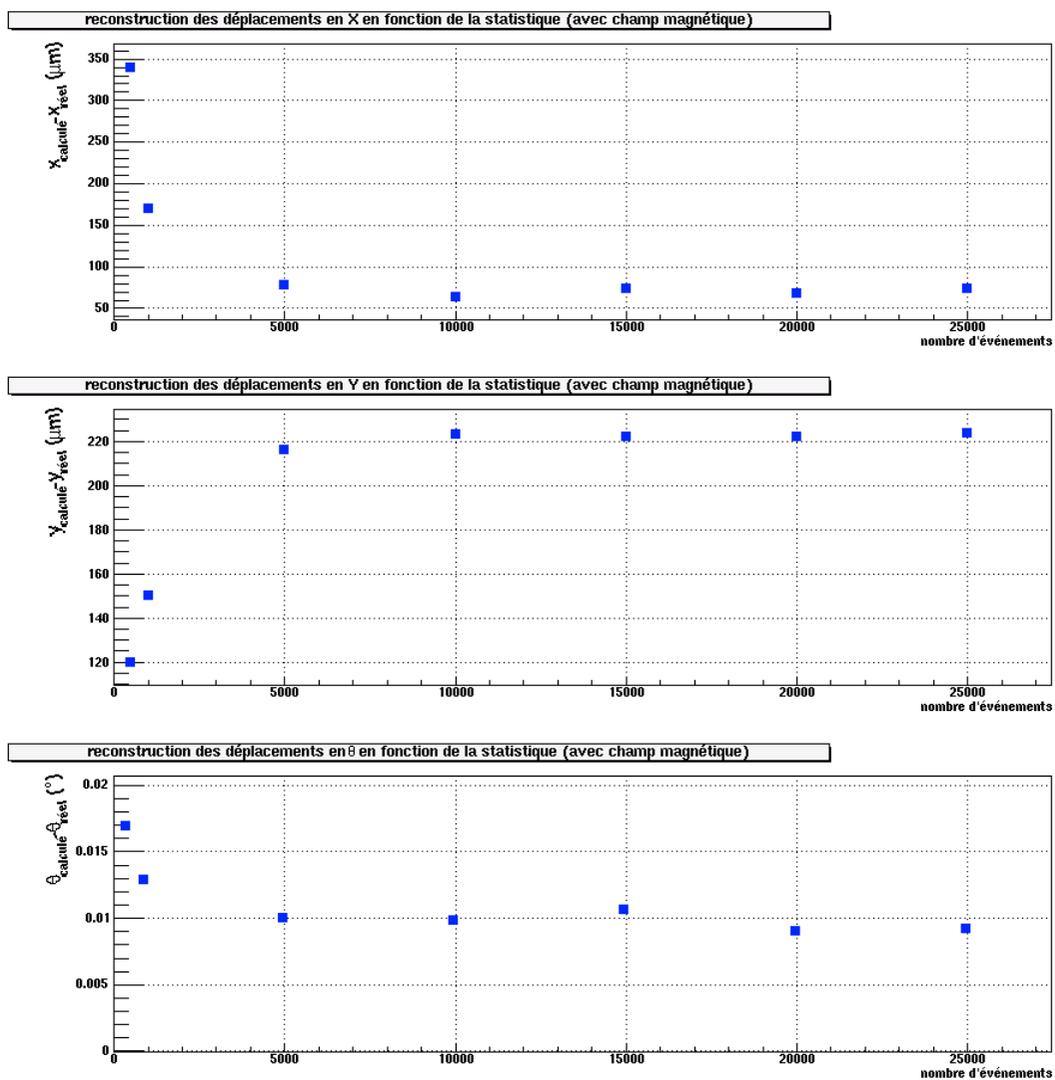


FIG. 4.26 – Reconstruction des paramètres en fonction de la statistique soumise au programme d'alignement, résultant de l'alignement avec champ magnétique.

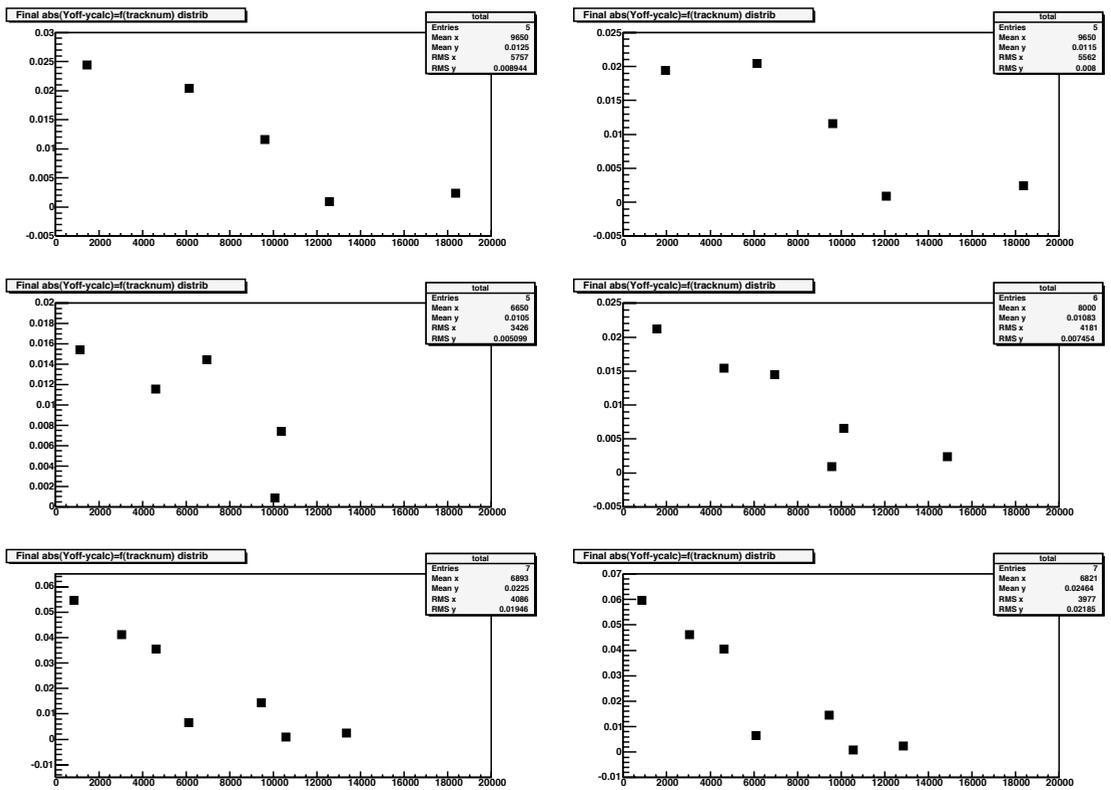


FIG. 4.27 – Reconstruction des déplacements en y (en cm) de chacune des lattes en fonction de la statistique de ces lattes, résultant de l’alignement avec champ magnétique. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10.

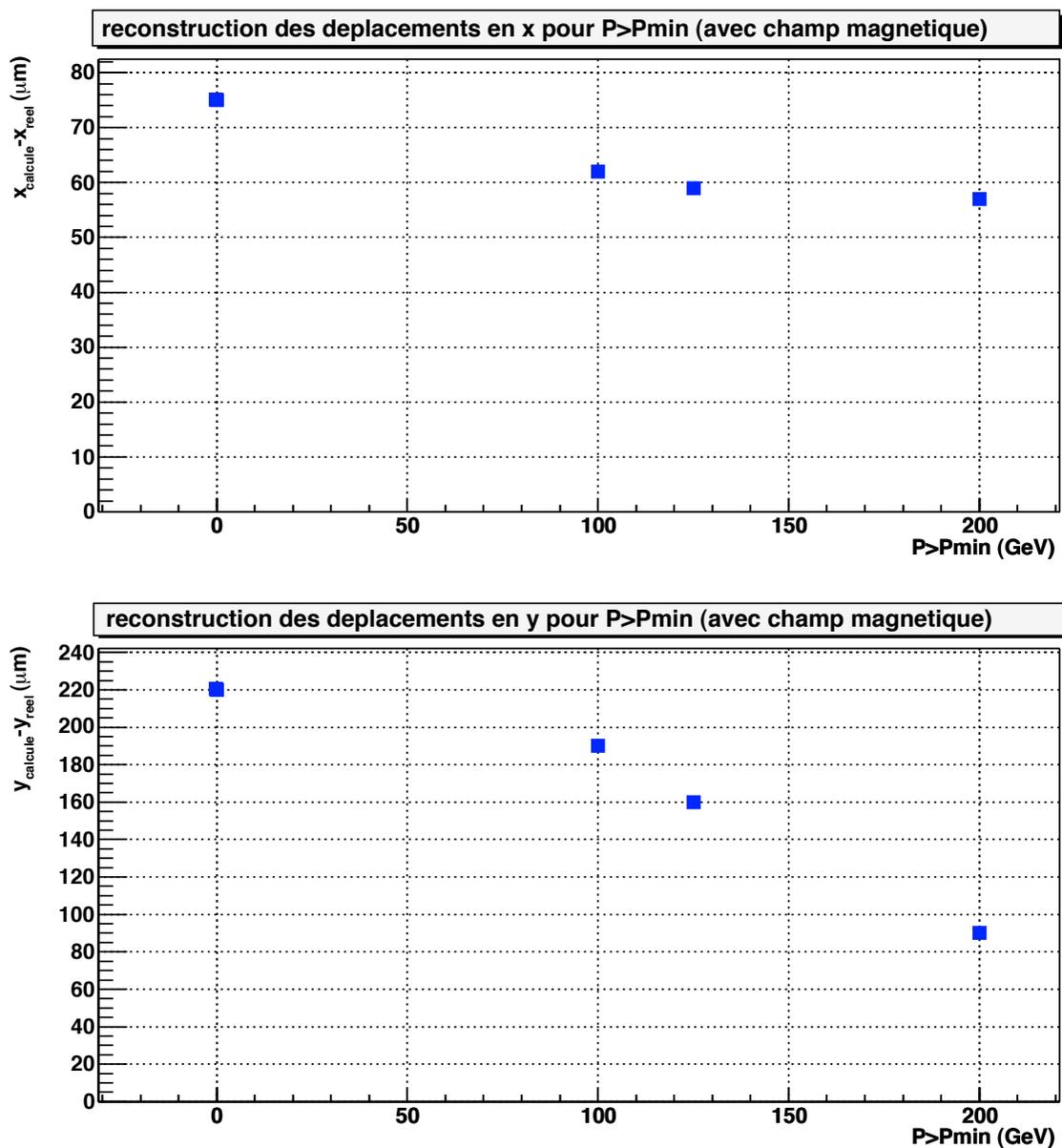


FIG. 4.28 – Reconstruction des déplacements en x et en y (respectivement figure du haut et du bas, en cm) de chacune des lattes en fonction du moment minimum des particules, résultant de l’alignement avec champ magnétique.

## 4.5 Conclusions

L’alignement “hors-champ” des détecteurs des stations 3, 4 et 5 est concluant. En effet, sous des hypothèses fortes concernant le déplacement initial des lattes, le programme reconstruit les paramètres  $x$ ,  $y$  et  $\theta$  avec de très bonnes précisions. Ainsi, si les lattes sont toutes déplacées indépendamment de  $500\ \mu\text{m}$ , il est possible de retrouver ces déplacements à  $60\ \mu\text{m}$  près en  $x$ ,  $10\ \mu\text{m}$  près en  $y$  et à  $0.001^\circ$  en  $\theta$ . Il est possible d’évaluer les conséquences de ces erreurs après alignement sur les performances de reconstruction en masse invariante du spectromètre. La Figure 4.29 donne une comparaison des résolutions en masse invariante autour du  $\Upsilon$  dans deux cas, où les chambres sont déplacées de  $500\ \mu\text{m}$  de leur position initiale : dans le cas où la position des détecteurs est connue de manière parfaite, la résolution en masse invariante du  $\Upsilon$  est de  $105\ \text{MeV}$  et dans le cas où celle-ci est totalement inconnue, après trajectographie et alignement des détecteurs en traces droites, puis mise en marche du dipôle et trajectographie en traces courbées, la résolution sur la masse invariante reconstruite est alors de  $115\ \text{MeV}$ . La dégradation est de  $10\ \text{MeV}$ , par comparaison au  $65\ \text{MeV}$  dans le cas où la position des détecteurs est totalement inconnue. Cette dégradation de  $10\ \text{MeV}$  est à associer aux  $500\ \mu\text{m}$  des déplacements initiaux des lattes, et aux 60000 traces utilisées par le programme d’alignement. Il est bien entendu possible de reconstruire les positions des chambres de manière plus précise, avec plus d’événements. Le trigger du bras dimuon d’ALICE fonctionne à une fréquence maximale de 1 kHz : dans ces conditions, 1 minute de prise de donnée doit suffire à obtenir 60000 traces, si l’on ne considère qu’une seule trace par événement. Les multiplicités élevées, même pour des prises de données lors de collision p-p, ainsi que la vitesse du programme d’alignement (5 secondes par paquet de 60000 traces) laissent penser qu’il est possible de contrôler la positionnement des lattes en temps réel.

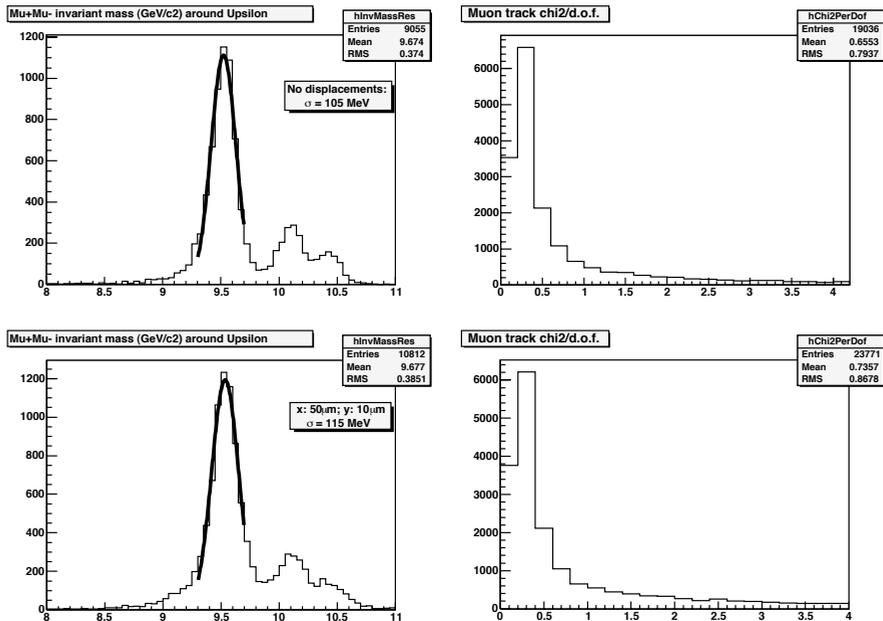


FIG. 4.29 – Reconstruction de la masse invariante autour du  $\Upsilon$  des dimuons détectés dans le spectromètre. Figure du haut : les lattes sont déplacées de  $500\ \mu\text{m}$  de leur positions théoriques, mais ces déplacements (supposés parfaitement connus) sont pris en compte lors de la trajectographie. Figure du bas : les lattes sont déplacées de  $500\ \mu\text{m}$ , mais ces déplacements sont supposés inconnus : après trajectographie et alignement des chambres à l’aide de traces droites, le champ magnétique est activé et une seconde étape de trajectographie en traces courbées permet de reconstruire la masse invariante.

Le cas de l’alignement des chambres avec un champ magnétique non-nul donne de bons résultats en  $x$ , mais les reconstructions des positions des chambres en  $y$  et en  $\theta$  sont fortement corrélées aux

impulsions des particules. Si les lattes centrales sont reconstruites avec les mêmes précisions que dans le cas précédent, les lattes les plus excentrées sont mal positionnées par l'alignement, en raison des variations élevées du champ magnétique vu par les lattes les plus extérieures. La Figure 4.30 présente les résultats de l'alignement des détecteurs après mise en marche du dipôle : la procédure d'alignement ainsi que celle de trajectographie sont donc réalisées à l'aide de traces courbées. La masse invariante reconstruite donne une résolution de  $122 \text{ MeV}$ . La dégradation de la masse invariante par rapport au cas idéal est donc de moins de  $20 \text{ MeV}$  dans le cas des traces courbées. De plus, l'alignement des lattes en champ magnétique dans ce travail supposait des conditions initiales très défavorables (mouvements indépendants de  $500 \mu\text{m}$  de chacune d'entre elles). Or, l'alignement à l'aide de traces droites (sans champ magnétique) doit permettre de mesurer les positions de chacune des lattes dans un premier temps, puis, après la mise en fonctionnement du dipôle, interviendra l'alignement en champ, tenant compte des positions des lattes données par le GMS. Par conséquent, cette défiance du programme d'alignement en champ magnétique est à relativiser pour deux raisons : d'une part, les déplacements initiaux des lattes seront assez faibles, et d'autre part ces déplacements de lattes ne seront pas individuels mais coordonnés par plans de détection.

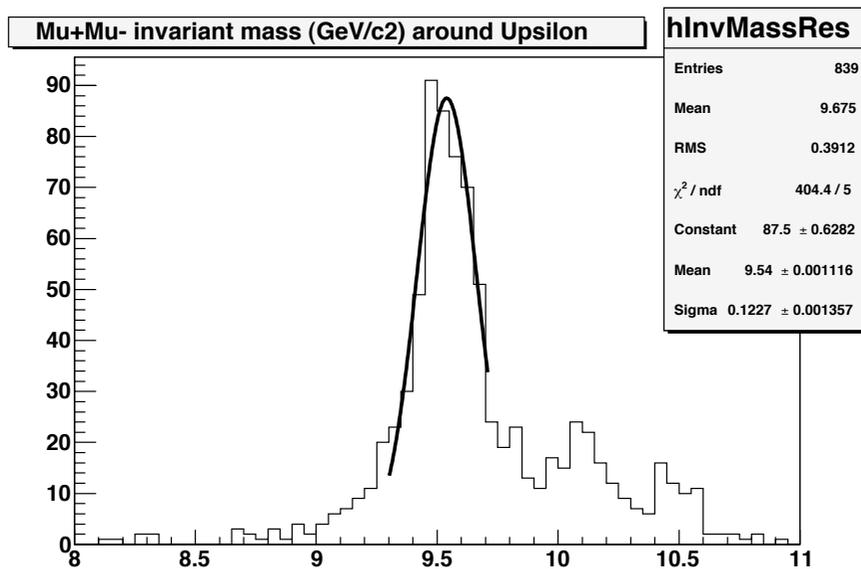


FIG. 4.30 – Reconstruction de la masse invariante autour du  $\Upsilon$  des dimuons détectés dans le spectromètre. Les lattes sont déplacées de  $500 \mu\text{m}$ , mais ces déplacements sont supposés inconnus : le champ magnétique est alors activé et après trajectographie et alignement des chambres en traces courbées, la masse invariante est reconstruite.

## 4.6 Annexe

L'équation 4.7, qui s'écrit formellement comme l'équation 4.6 où l'indice  $i$  est muet peut se ré-écrire comme suit :

$$\begin{pmatrix} \sum C_i & \cdot & \cdot & \cdot & G_i & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 0 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 0 & \cdot & \cdot \\ G_i^T & 0 & \cdot & \cdot & \Gamma_i & 0 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & 0 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} par_{alig} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ par_{trace,i} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum b_i \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \beta_i \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

ou :

- $C_i$  et  $b_i$  sont composées uniquement des dérivées de  $F_j$  par rapport aux paramètres d'alignement,  $\frac{\partial F_j}{\partial par_{alig}}$
- $\Gamma_i$  et  $\beta_i$  sont composées uniquement des dérivées de  $F_j$  par rapport aux paramètres de trace,  $\frac{\partial F_j}{\partial par_{trace}}$
- la matrice  $G_i$  inclue des termes croisés de type :  $(\frac{\partial F_j}{\partial par_{alig}})(\frac{\partial F_j}{\partial par_{trace}})$

Inverser une matrice comme celle de l'équation 4.10 est une opération dont le temps de calcul est proportionnel à la dimension de la matrice (voir même impossible en raison de divergences numériques). Or, si l'on prend un cas typique pour l'alignement des lattes du spectromètre dimuon, il y a 132 lattes avec 3 paramètres d'alignement chacune, soit 396 paramètres d'alignement. Pour obtenir un alignement de qualité, d'expérience il faut environ 10000 (ordre de grandeur), et donc 40000 paramètres de traces dans le cas le plus simple des traces droites. Au total, la dimension de la matrice à inverser est, dans le meilleur des cas de plus de 40000! Néanmoins, il est possible de tirer parti de l'ensemble des termes nuls de cette même matrice, pour décomposer l'inversion en plusieurs inversions de matrices de plus petite dimension.

Il est possible d'écrire la matrice des paramètres d'alignement sous la forme :

$$par_{alig} = C'^{-1}b'$$

en utilisant les matrices suivantes :

$$C' = \sum_{i=1}^{N_{trace}} C_i - \sum_{i=1}^{N_{trace}} G_i \Gamma_i^{-1} G_i^T$$

et

$$b' = \sum_{i=1}^{N_{trace}} b_i - \sum_{i=1}^{N_{trace}} G_i \Gamma_i^{-1} \beta_i$$

Or le calcul de ces deux dernières matrices ne fait intervenir que l'inversion des matrices  $\Gamma_i$  une par une (une matrice par trace), et de même, l'inversion de la matrice  $C'$  est possible puisque la dimension de cette dernière est égale au nombre de paramètres d'alignement (132\*3).

## Chapitre 5

# Mesure du rapport $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ en fonction du $p_T$ avec le spectromètre dimuon de l'expérience ALICE

En 1997, J.F. Gunion et R. Vogt développèrent une nouvelle approche utilisant les suppressions relatives des résonances de la famille du  $\Upsilon$ , afin de définir l'existence et la nature du Plasma de Quarks et de Gluons dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes au LHC [70]. Cette approche nécessite plus précisément l'étude du rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$  de la résonance. Tout d'abord, je rappellerai les raisons de l'étude de cette observable, ainsi que les variables utilisées dans ce modèle théorique de suppression des résonances dans le plasma. Je présenterai ensuite les résultats du modèle projeté dans le canal dimuonique et modifié afin de prendre en compte les travaux les plus récents sur les sections efficaces de production directe des résonances [44], les rapports d'embranchement donnés par [46], et les températures de déconfinement calculées récemment par S. Digal, P. Petreczky, et H. Satz [81]. Il conviendra alors de statuer quant à la validité de ce modèle aux rapidités "à l'avant" associées à l'acceptance du bras dimuon d'ALICE. Des simulations des performances du spectromètre dimuon constitueront la seconde partie de cette étude. Il s'agira de produire les spectres en masse invariante les plus réalistes possibles associés aux différentes composantes du bruit de fond et des résonances. Il sera alors possible de définir une procédure d'ajustement de ces spectres issus des simulations AliRoot, procédure permettant de calculer le rapport de production  $\frac{N(\Upsilon')}{N(\Upsilon)}$  et son erreur statistique associée. Cette étude sera faite dans le cas d'un système purement hadronique mais aussi pour les différents scénarios de plasma évoqués précédemment, et ce pour différentes tranches en  $p_T$ . Les résultats seront discutés à la fin du chapitre. Ces travaux sont l'objet d'une note ALICE en cours [65].

### 5.1 Le Modèle

#### 5.1.1 Quelques points de bibliographie et intérêt de l'étude

En 1987, Karsch et Petronzio investiguent les effets potentiels de la formation d'un plasma sur les variables cinématiques des états charmonium produits lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes [67]. En 1988, J.P. Blaizot et J.Y. Ollitrault publient un article à propos des effets de l'évolution spatio-temporelle d'un PQG sur la production du  $J/\psi$  [66]. Ces travaux évoquent en particulier la possibilité de connecter les distributions en impulsion des résonances au temps de vie du plasma. Des travaux similaires sont alors publiés quelques mois plus tard par Chu et Matsui [68]. Dix ans plus tard, X. Xu, D. Kharzeev et H. Satz [8] utilisent certaines hypothèses de ce modèle de suppression des résonances dans le plasma pour prévoir les suppressions du  $J/\psi$  et du  $\psi'$  en fonction de leur impulsion transverse aux énergies du RHIC et du LHC. En partant de distributions des gluons issues de calculs plus complets, J.F. Gunion et R. Vogt [70] reprennent cette étude, en calculant alors les rapports de production  $\frac{\psi'}{J/\psi}$  et  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ . Ces rapports de production peuvent

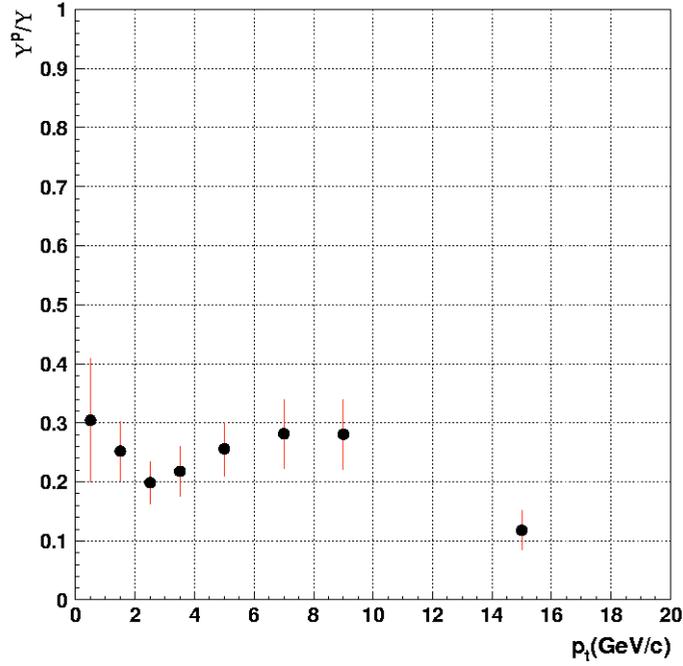


FIG. 5.1 – Rapport de production  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  en fonction du  $p_T$  mesuré par la collaboration CDF lors de collisions  $p - \bar{p}$  à  $\sqrt{s} = 1.8 TeV$ .

présenter des amplitudes en fonction de  $p_T$  assez importante, donc mesurables expérimentalement. L'intérêt de la mesure de ces rapports est triple :

- d'une part, les effets d'écrantage des gluons (le "shadowing" des gluons) sont effacés à travers l'expression du rapport des production  $\frac{\psi'}{J/\psi}$  ou  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  puisque celui-ci est identique pour le  $\psi$  et le  $\psi'$  ainsi que pour le  $\Upsilon$  et le  $\Upsilon'$ .
- d'autre part, bien que faibles aux énergies du LHC, les sections efficaces d'absorption nucléaire des résonances d'une même famille peuvent être différentes et peuvent gêner les études en centralité des productions relatives des résonances. L'expression de la dépendance en  $p_T$  des rapports de production des résonances s'affranchit de cette effet d'absorption : en effet, pour une classe de centralité donnée, les sections efficaces d'absorption nucléaire du  $\Upsilon$  et du  $\Upsilon'$  sont constantes (elle ne dépendent en particulier pas du  $p_T$ ). Si ces deux sections efficaces d'absorption sont différentes, et fixent la valeur du rapport de production  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ , elles ne sont pas à l'origine des variations de ce rapport. Ainsi, même si le niveau global du rapport est affecté par absorption nucléaire, ses variations ne le sont pas.
- enfin, aucun effet de dépendance en  $p_T$  des rapports de production  $\frac{\psi'}{J/\psi}$  ou  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  n'a encore été observé. Les derniers résultats des mesures de production du  $\Upsilon(1S)$  et  $\Upsilon(2S)$  de la collaboration CDF au Tevatron [71] permettent de calculer ce rapport (indiqué Figure 5.1) et confirment cette hypothèse : jusqu'à des impulsions transverses de  $10 GeV/c$ , le rapport est en effet constant (nous reviendrons sur ce point lors de l'étude des distributions en  $p_T$  de chacune des résonances).

Ces constats combinés laissent penser que toute dépendance en  $p_T$  du rapport de production  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  lors de collision Pb-Pb aux énergie du LHC ne peut être attribuée qu'à la formation d'un état déconfiné [70]. Il est donc important d'essayer de qualifier l'aptitude du spectromètre à discerner ces effets potentiels en impulsion transverse.

### 5.1.2 Rappels du modèle de suppression des résonances

Pour définir le potentiel quark/anti-quark au premier chapitre de ce travail, nous avons introduit la longueur d'écrantage  $\lambda(T)$ . A partir de cette longueur, il est possible de construire une

PQG SU(N) avec $T_0 = 1.14 GeV$ et $t_0 = 0.1 fm$			
	$t_D(fm)$	$T_D(MeV)$	$p_{T,max}(GeV)$
$\Upsilon$	2.49	391	29.5
$\Upsilon'$	8.474	260	43.5
$\chi_b$	8.474	260	30.7

PQG 3-saveurs avec $T_0 = 820 MeV$ et $t_0 = 0.5 fm$			
	$t_D(fm)$	$T_D(MeV)$	$p_{T,max}(GeV)$
$\Upsilon$	0.19	1125	0
$\Upsilon'$	3.09	447	12.83
$\chi_b$	5.53	368	18.58

TAB. 5.1 – Valeurs au LHC pour des collisions centrales à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV$ /nucléon de  $t_D$ , de  $T_D$  et de  $p_{T,max}$  pour différentes résonances de la famille du  $\Upsilon$ , pour deux choix de  $\mu(T)$ .  $p_{T,max}$  est le seuil en  $p_T$  (voir texte).

masse, dite masse d'écrantage, de telle manière que  $\mu(T) = \frac{1}{\chi(T)}$ . Cette masse s'écrit en  $[GeV]$  et suppose évidemment le système d'unités naturelles  $\hbar = c = 1$ . Il est alors possible de réécrire le potentiel quark/anti-quark sous la forme :

$$V^{q\bar{q}}(r, T) = \frac{\sigma}{\mu(T)}(1 - \exp(-\mu(T).r)) - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} \exp(-\mu(T)r)$$

Le modèle de J.F. Gunion et R. Vogt [70] utilise tout d'abord deux formes fonctionnelles de la masse d'écrantage  $\mu(T)$  d'un quarkonium. La première est obtenue à l'aide d'une paramétrisation de simulations de N couleurs sur réseau [72] (elle sera désignée sous le terme de PQG SU(N) ou SU(N) QGP) :

$$\frac{\mu(T)}{T_c} \simeq 4 \frac{T}{T_c}$$

et la seconde est une estimation à partir de la théorie des perturbations appliquée au groupe SU( $n_f=3$ ) (où  $n_f$  est le nombre de saveurs). Cette fonctionnelle sera notée PQG 3-saveurs ou 3-flavors QGP, et donne :

$$\frac{\mu(T)}{T_c} = 4 \sqrt{1 + \frac{n_f}{6}} g \left( \frac{T}{T_c} \right) \frac{T}{T_c}$$

En utilisant le modèle de Bjorken [76] de l'expansion isentropique d'un système dont l'évolution est assimilée à celle d'un fluide hydrodynamique parfait (ce système est notamment caractérisé par deux conditions initiales :  $T_0$ , la température du système et  $t_0$ , sa durée de mise à l'équilibre), il est possible de calculer le temps d'écrantage  $t_D$  propre à un état quarkonium donné, et correspondant à une température d'écrantage  $T_D$  (Table 5.1) à l'aide de la relation :

$$t_D = t_0 \left( \frac{T_0}{T_D} \right)^3$$

où les  $T_D$  sont calculées avec une température critique  $T_c = 150 MeV$  dans les deux modèles.

Deux effets peuvent contrôler la suppression d'un état quarkonium donné. Le premier est un effet temporel jouant sur une valeur seuil du  $p_T$  du quarkonium, appelée  $p_{T,max}$ . En effet, une paire  $q\bar{q}$  forme un état lié en un temps  $t_F$ . Si  $\frac{t_F}{t_D} > 1$ , alors la paire ne peut pas être supprimée via le mécanisme d'écrantage de Debye. Or  $\tau_F$  (le temps propre pour former un état lié dans le référentiel de la paire) et  $t_F$  (le temps de formation mais dans le référentiel du laboratoire) sont liés par le facteur relativiste  $\gamma$ , et par conséquent :

$$t_F = \gamma \tau_F$$

traduit cet effet relativiste de dilatation du temps. Il s'en suit :

$$t_F = \sqrt{1 + \left(\frac{p_T}{M}\right)^2} \tau_F$$

où  $p_T$  et le moment transverse de l'onium et  $M$  sa masse. Ainsi, la valeur du moment transverse  $p_{T,max}$  au delà de laquelle aucun mécanisme de suppression ne peut intervenir, est obtenue à rapidité centrale avec l'équation :

$$p_{T,max} = M \sqrt{\left(\frac{t_D}{\tau_F}\right) - 1}$$

Ces valeurs du moment transverse sont données Tableau 5.1 pour différents états liés associés au paires  $b\bar{b}$ .

Le second effet qui peut contrôler la distribution de la probabilité de suppression des résonances est la dimension spatiale finie du système coloré en évolution. En effet, si le singulet de couleur  $q\bar{q}$  échappe de cette étendue spatiale avant de produire un état lié, alors de même, aucune suppression ne peut intervenir et l'état  $q\bar{q}$  formera une résonance. Si la paire  $q\bar{q}$  ne sort pas du milieu, alors on considère qu'elle se dissocie et ne peut former de résonance. Le calcul du schéma de suppression en fonction du  $p_T$  de la paire impose de quantifier cet effet : en supposant qu'un état  $q\bar{q}$  est créé avec la position transverse  $x^\mu = (0, \vec{r}, 0)$  et le moment transverse  $p^\mu = (\sqrt{M^2 + p_T^2}, \vec{p}_T, 0)$ , alors l'état lié est formé au temps  $\tau_F$  de coordonnées  $x^\mu = (\sqrt{1 + \left(\frac{p_T}{M}\right)^2} \tau_F, \vec{r} + \frac{\tau_F}{M} \vec{p}_T, 0)$ . Par conséquent, si la relation :

$$\left| \vec{r} + \frac{\tau_F}{M} \vec{p}_T \right| \geq r_S$$

est satisfaite, la paire s'échappe du PQG et forme l'état lié, sinon elle est supprimée.  $r_S$  est le rayon d'écrantage du plasma en évolution et  $R = r_S(0)$  la taille initiale fixée de ce plasma (au temps  $t = 0$ ).

C'est une compétition entre les effets spatiaux et temporels qui est à l'origine de la distribution finale de la probabilité de survie  $S(p_T)$  des résonances individuelles, calculée avec les équations mentionnées ci-dessus. La Figure 5.2 représente la probabilité de survie dans le cas d'un PQG SU(N), pour deux valeurs différentes du rayon de plasma :  $R = 1 fm$ , et  $R = 7.1 fm$  (ce dernier rayon correspond au rayon d'un noyau de plomb). Le cas du PQG 3-saveurs est donné par la Figure 5.3 dans le cas  $R = 1 fm$ . Ces figures indiquent que les probabilités de survie des résonances sont d'autant plus élevées que le rayon du plasma est faible, ce qui est trivial dans le cadre de ce modèle. En utilisant ces fonctions de probabilités de survie, il est possible d'extraire dans un premier temps le rapport  $\frac{[S(p_T)]_{\Upsilon'}}{[S(p_T)]_{\Upsilon}}$  puis de calculer le rapport de production directe (ou prompte), ce dernier étant noté  $\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^d$  et défini par :

$$\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^d = \frac{\sigma_d(\Upsilon') \cdot [S(p_T)]_{\Upsilon'}}{\sigma_d(\Upsilon) \cdot [S(p_T)]_{\Upsilon}}$$

où les  $\sigma_d$  sont les sections efficaces de production de chacun des états onium. Ces sections efficaces seront calculées dans la section suivante. Leurs valeurs numériques sont prises égales aux valeurs indiquées par l'article [70] (cf "anciennes" valeurs Tableau 5.2). Ce rapport de production directe représente la valeur obtenue en divisant le nombre de  $\Upsilon'$  par le nombre de  $\Upsilon$  en négligeant les décroissances des états de résonance les plus excités contribuant à la production d'un état lié donné. Ainsi, la Figure 5.4 montre que les modèles de plasma SU(N) et 3 saveurs prédisent des rapports  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  respectivement supérieurs et inférieurs à la production sans effet de plasma. Ces rapports sont issus, comme nous l'avons vu, d'un effet de compétition assez complexe entre les temps de formation des résonances et leurs températures de dissociation. Dans le cas du PQG SU(N), les deux résonances  $\Upsilon$  et  $\Upsilon'$  sont fortement supprimées (les températures initiales du LHC sont élevées, et le modèle SU(N) prévoit des températures de dissociation faibles) et à bas  $p_T$  le  $\Upsilon$  est plus supprimé que le  $\Upsilon'$  (son temps de formation est plus faible que celui du  $\Upsilon'$ , et il s'échappe par conséquent d'autant moins facilement du milieu que son impulsion transverse est faible). Dans

ce modèle, le rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  présente donc des valeurs supérieures à la production sans plasma à bas  $p_T$ . Le modèle PQG 3 saveurs prévoit des températures de dissociation plus élevées que le modèle SU(N), pas très éloignées des températures initiales des collisions noyaux/noyaux du LHC. La température du  $\Upsilon$  en particulier (1125 MeV) est même plus élevée que la température initiale du milieu dans ce modèle (820 MeV). Par conséquent, dans ce cas le  $\Upsilon$  ne se dissocie pas du tout, et le rapport de production  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  est inférieur au rapport sans effets de plasma : il tend vers 0 lorsque le  $\Upsilon'$  voit son  $p_T$  tendre vers 0 (la résonance reste dans le milieu).

La dernière partie du travail consiste à obtenir les rapports de production  $\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]$  incluant les décroissances indirectes, notés  $\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^T$ , c'est à dire le rapport total ou mesurable des  $\Upsilon'$  et des  $\Upsilon$ . Afin de calculer ce rapport, il convient de considérer les rapports d'embranchement de tous les états excités de résonance contribuant à la production du  $\Upsilon$  ou à celle du  $\Upsilon'$ . En utilisant les valeurs numériques de ces rapports d'embranchement des différents états liés  $b\bar{b}$ , il est possible de calculer  $\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^T$  à partir des canaux de décroissance principaux :

$$\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^T = \frac{\Upsilon' + \chi(2P)(\rightarrow \Upsilon') + \Upsilon''(\rightarrow \Upsilon')}{\Upsilon + \chi_b(1P, 2P)(\rightarrow \Upsilon) + \Upsilon'(\rightarrow \Upsilon) + \Upsilon''(\rightarrow \Upsilon)}$$

avec

$$\Upsilon(nS)(\rightarrow \Upsilon(mS)) = Br(\Upsilon(nS) \rightarrow \Upsilon(mS)) \cdot \sigma^d(\Upsilon(nS)) \cdot [S(p_T)]_{\Upsilon(nS)}$$

où les valeurs des rapports d'embranchement  $Br$  sont extraits de [73]. Les résultats des calculs incluant ces décroissances indirectes sont donnés Figure 5.5. Si les schémas des rapports de production directe exhibent de larges amplitudes en fonction du moment transverse  $p_T$ , et permettent de discriminer facilement les différents modèles (au moins les modèles PQG 3-saveurs et PQG SU(N), qui indiquent respectivement des productions accrues et réduites de  $\Upsilon'$  aux valeurs de  $p_T$  les plus faibles), il n'en reste pas moins qu'une telle mesure suppose d'être capable de mettre un veto sur les décroissances radiatives des états excités de résonance vers les états moins excités. Dans la mesure où ceci semble être impossible à réaliser expérimentalement en raison du bruit de fond électromagnétique très important lors des collisions Pb-Pb, il convient de considérer le rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  incluant les décroissances indirectes. Ce dernier paraît reproduire les mêmes variations que les rapports directes, mais avec de plus faibles amplitudes.

### 5.1.3 Mesure du rapport $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ en fonction du $p_T$ avec le spectromètre di-muon d'ALICE

#### Mise à jour des sections efficaces directes de production des résonances

Les résultats précédents sont obtenus conformément au calcul des sections efficaces directes  $\sigma^d$  de production de chacun des états liés. Les détails du calcul sont donnés [70], mais il convient ici d'en rappeler les étapes principales.

Le point de départ du raisonnement utilise deux taux relatifs de production de quarkonium :

$$\frac{\sigma^T(\Upsilon')}{\sigma^T(\Upsilon)} = 0.53$$

$$\frac{\sigma^T(\Upsilon'')}{\sigma^T(\Upsilon)} = 0.17$$

où  $\sigma^T(\Upsilon^i)$  représente la section efficace totale de production de la résonance  $\Upsilon^i$ . A l'aide des rapports d'embranchement vers le canal dileptonique  $Br(\Upsilon^i \rightarrow l^+l^-)$  et d'un rapport d'embranchement moyen  $B^1$  ( $B = 0.0016$ , voir [75]) des résonances  $\Upsilon^i$  en dilepton, il est possible d'extraire

<sup>1</sup>Le rapport d'embranchement  $B$  est issu d'un ajustement de données incluant les résonances  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ .

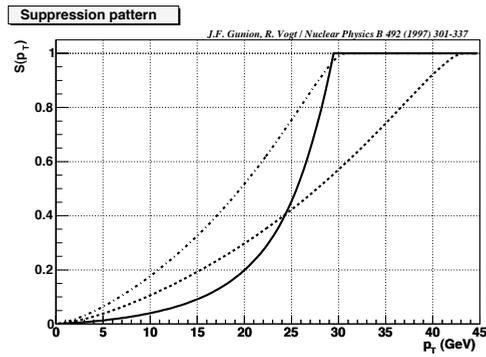
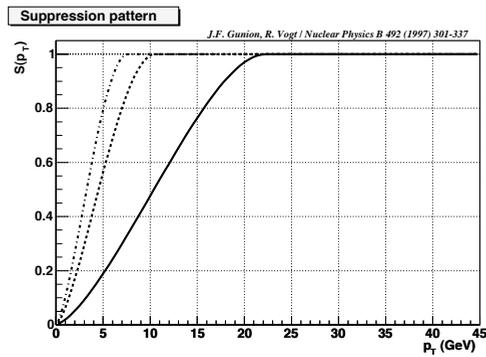
(a)  $R=R_{pb}=7.1$  fm(b)  $R=1$  fm

FIG. 5.2 – Probabilité de survie en fonction du moment transverse du  $\Upsilon$  (trait plein), du  $\Upsilon'$  (pointillés) et du  $\chi_b$  (alternés) dans le cas d'un plasma  $SU(N)$  pour deux rayons de plasma différents.

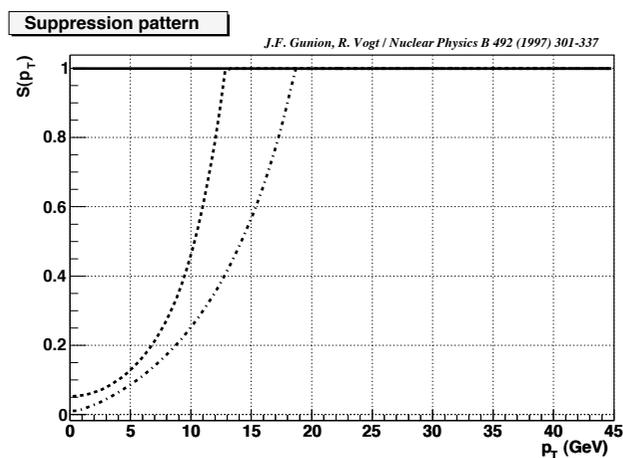
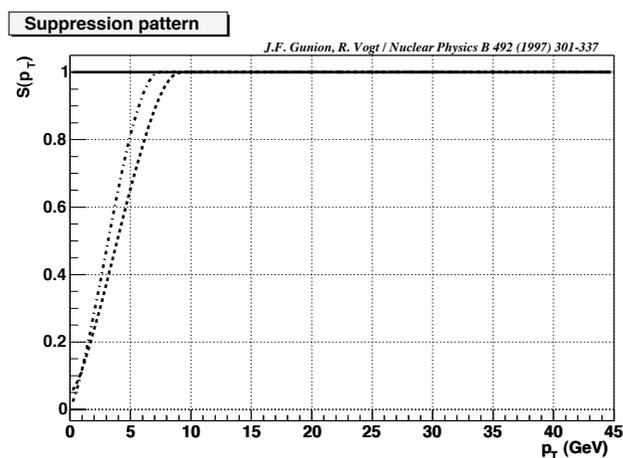
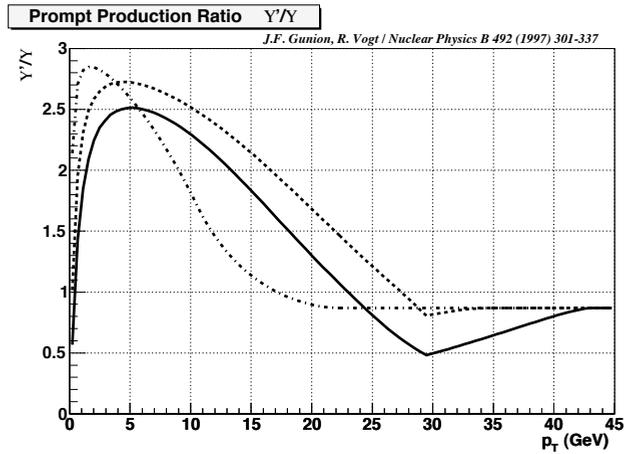
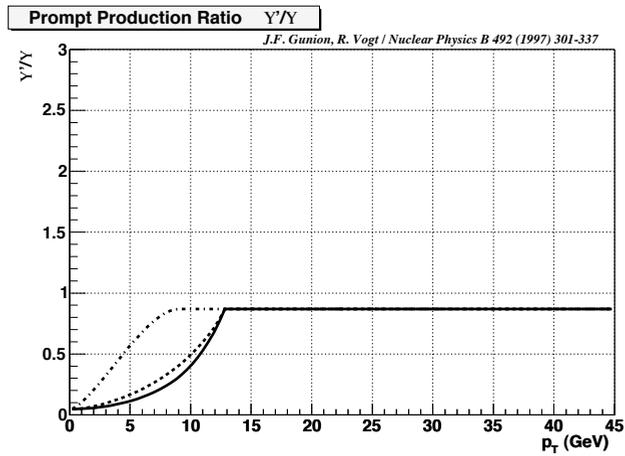
(a)  $R=R_{pb}=7.1$  fm(b)  $R=1$  fm

FIG. 5.3 – Probabilité de survie en fonction du moment transverse du  $\Upsilon$  (trait plein), du  $\Upsilon'$  (pointillés) et du  $\chi_b$  (alternés) dans le cas d'un plasma 3-saveurs pour deux rayons de plasma différents.

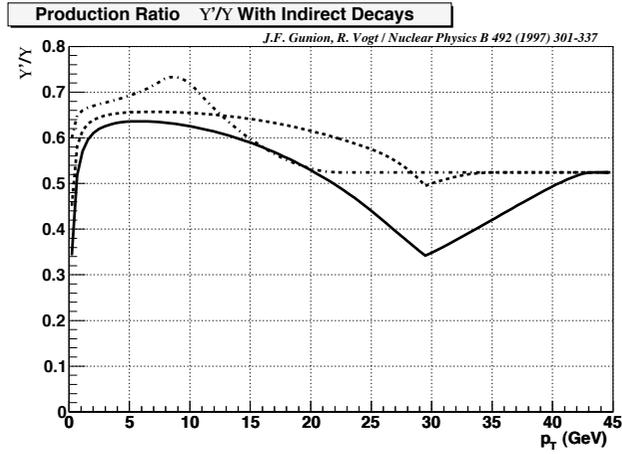


(a) SU(N) QGP

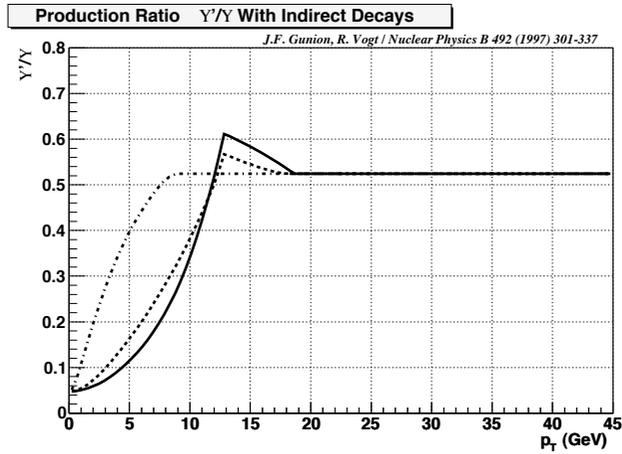


(b) 3-flavors QGP

FIG. 5.4 – Rapport de production directe (prompte)  $\left[\frac{\gamma'}{\gamma}\right]^d$  en fonction du moment transverse dans les cas  $R = 7.1 \text{ fm}$  (trait plein),  $R = 3.8 \text{ fm}$  (pointillés) et  $R = 1 \text{ fm}$  (alternés) pour les deux choix de  $\mu(T)$ .



(a) SU(N) QGP



(b) 3-flavors QGP

FIG. 5.5 – Rapport de production incluant les décroissances indirectes  $\left[\frac{\gamma'}{\gamma}\right]^T$  en fonction du moment transverse dans les cas  $R = 7.1 fm$  (trait plein),  $R = 3.8 fm$  (pointillés) et  $R = 1 fm$  (alternés) pour les deux choix de  $\mu(T)$ .

anciennes valeurs	$\frac{\sigma^d(\Upsilon^i)}{\sigma^d(\Upsilon)}$	$Br$ (%)
$\Upsilon$	1	
$\Upsilon'$	0.86	$Br(\Upsilon' \rightarrow \Upsilon)=0.27$
$\Upsilon''$	0.32	$Br(\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon, \Upsilon')=0.065,0.1$
$\chi_b(1P)$	1	$Br(\chi_b(1P) \rightarrow \Upsilon)=0.63$
$\chi_b(2P)$	0.32	$Br(\chi_b(2P) \rightarrow \Upsilon, \Upsilon')=0.16,0.42$

nouvelles valeurs	$\frac{\sigma^d(\Upsilon^i)}{\sigma^d(\Upsilon)}$	$\sigma^d$ ( $\mu b$ )	$Br$ (%)
$\Upsilon$	1	0.15	
$\Upsilon'$	0.62	0.094	$Br(\Upsilon' \rightarrow \Upsilon)=0.28$
$\Upsilon''$	0.38	0.057	$Br(\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon, \Upsilon')=0.065,0.1$
$\chi_b(1P)$	2.06	0.31	$Br(\chi_b(1P) \rightarrow \Upsilon)=0.63$
$\chi_b(2P)$	1.6	0.24	$Br(\chi_b(2P) \rightarrow \Upsilon, \Upsilon')=0.16,0.42$

TAB. 5.2 – Anciennes (partie supérieure) et nouvelles (partie inférieure) valeurs des sections efficaces directes  $\sigma^d$  et des rapports de branchement  $Br$  pour les différents états liés  $b\bar{b}$ , dans le cas de collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV$ /nucléon. Dans la table des nouvelles valeurs figure également, pour indication,  $\sigma^d$ /paires de nucléon ( $\mu b$ ).

les sections efficaces individuelles  $\sigma^T(\Upsilon^i)$  :

$$\sigma^d(\Upsilon)Br(\Upsilon \rightarrow l^+l^-) + \sigma^d(\Upsilon')Br(\Upsilon' \rightarrow l^+l^-) + \sigma^d(\Upsilon'')Br(\Upsilon'' \rightarrow l^+l^-) = B\bar{\sigma}$$

où  $\bar{\sigma}$  est une section efficace de production moyenne des différents états  $\Upsilon$ . Cette section efficace est issue de développement NLO (Next To Leading Order) dans le cadre du modèle d'évaporation de couleur, et par conséquent l'ajustement de  $B$  est également modèle-dépendant. La dernière étape consiste à déconvoluer ces sections efficaces  $\sigma^T(\Upsilon^i)$  des effets de la décroissance des états plus excités afin d'obtenir les sections efficaces directes  $\sigma^d(\Upsilon^i)$ , à l'aide des rapports d'embranchement de [73].

Depuis 1997, des calculs purement NLO furent développés, utilisant les densités de gluons MRST HO [77]. Ces calculs aboutissent à des sections efficaces directes de production des états liés  $\Upsilon^i$  fortement modifiées, particulièrement pour les résonances  $\chi_b(1P, 2P)$  : en effet, de nouveaux ajustements des données ont permis de définir des fonctions de distributions des partons plus précises, et de plus des données récentes de la collaboration CDF concernant les résonances  $\chi_b(1P, 2P)$  ont permis de recalculer les rapports de production des différents bottomonium. Les nouvelles valeurs des sections efficaces directes sont utilisées à présent, à la place des valeurs calculées en [70]. Une comparaison entre "ancien" et "nouveau" résultats est donnée Tableau 5.2. Dans ce tableau, les anciennes et les nouvelles valeurs  $\sigma^d(\Upsilon^i)$  sont normalisées à  $\sigma^d(\Upsilon)$  (seul les valeurs relatives des  $\sigma^d$  sont d'intérêt ici car toutes les productions étudiées sont relatives). Il est à noter que les nouvelles valeurs des sections efficaces de production directes des résonances incluent les effets de shadowing, qui sont d'environ 79% (cette fraction donne la fraction des états non dissociés par effet de shadowing). Néanmoins, ces effets ne jouent pas sur le rapport de production  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  mais uniquement sur la production absolue ou sur les distributions cinématiques des résonances, qui seront utilisées par la suite.

**Mise à jour des températures de dissociation** Outre les sections efficaces de production directe, qui contrôlent de façon importante les probabilités de survie des particules, d'autres valeurs utilisées par le calcul furent réactualisées. Notamment les masses des bottomonium sont extraites de [74], et les températures de dissociation dans le cadre du modèle PQG SU(N) de [81]. Ces températures de dissociation sont indiquées Table 5.3, où figurent également pour indication celles du charmonium. Elles sont données relativement à la température de déconfinement  $T_c$ , car elles sont issues d'un calcul qui ne dépend que de  $T/T_c$ .

Il est à présent possible de reproduire l'étude de la suppression des résonances en fonction du

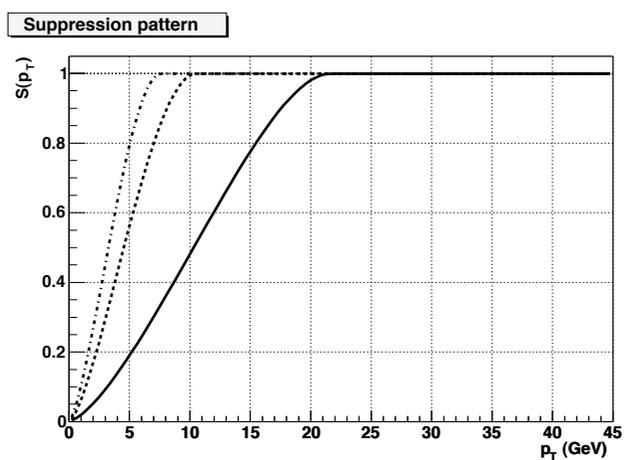
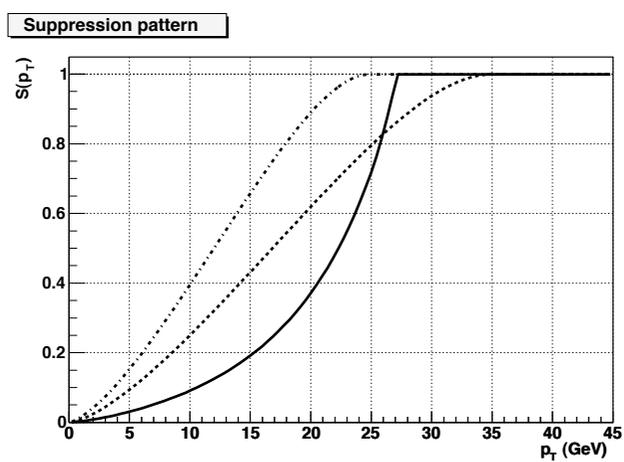
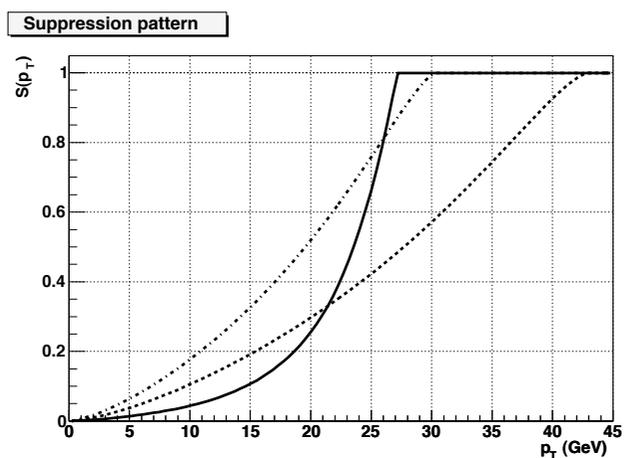


FIG. 5.6 – Probabilité de survie en fonction du moment transverse du  $\Upsilon$  (trait plein), du  $\Upsilon'$  (trait pointillé) et du  $\Upsilon''$  (trait tireté).

$q\bar{q}$	$T/T_c$
$J/\psi$	1.1
$\chi_c(1P)$	0.74
$\psi(2S)$	0.1-0.2
$\Upsilon(1S)$	2.31
$\chi_b(1P)$	1.13
$\Upsilon(2S)$	1.1
$\chi_b(2P)$	0.83
$\Upsilon(3S)$	0.75

TAB. 5.3 – Echelles de déconfinement de différent quarkonia extraites de [81], où la valeur calculée de  $T_c$  est de  $173 \text{ MeV}$ .

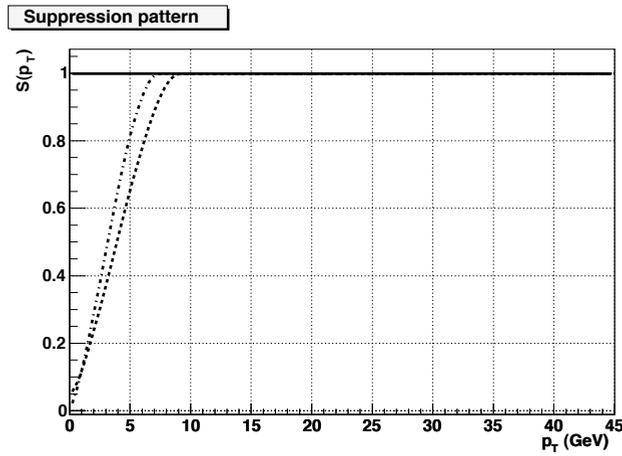
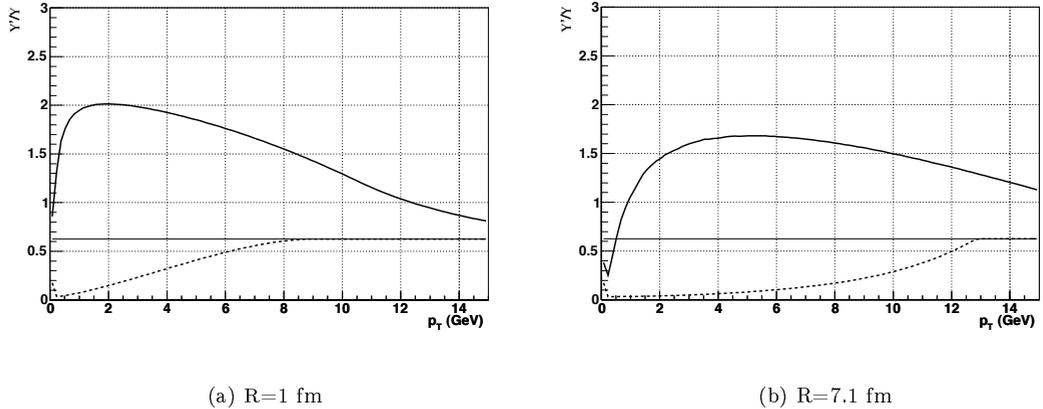


FIG. 5.7 – Probabilité de survie en fonction du moment transverse du  $\Upsilon$  (trait plein), du  $\Upsilon'$  (pointillés) et du  $\chi_b$  (alternés) dans le cas d'un plasma 3-saveurs pour  $R = 1 \text{ fm}$ .



(a)  $R=1 \text{ fm}$

(b)  $R=7.1 \text{ fm}$

FIG. 5.8 – Rapport de production directe (prompte)  $\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^d$  en fonction du moment transverse dans les cas PQG-SU(N) (trait plein), et PQG-SU(3) (pointillés) pour deux choix de rayons.

$p_T$  ainsi que celle des rapports de production directe avec ces nouvelles valeurs. Le schéma de suppression résultant apparaît Figure 5.6 dans le cas d'un plasma SU(N), et Figure 5.7 dans le cas d'un plasma 3-saveurs. Les rapports de production prompte (Figure 5.8) sont comparables à ceux de [70], dans leur interprétation qualitative.

### Décroissance en dilepton

Les rapports étudiés précédemment sont obtenus à partir de mesures de sections efficaces totales de la production d'états onium individuels. S'agissant de l'étude en fonction du moment transverse  $p_T$  avec le spectromètre dimuon d'ALICE, les rapports de production doivent être re-calculés en tenant compte de la décroissance dans le canal dimuon. Le facteur intervenant pour prendre cet effet en compte est trivial, et il est possible d'utiliser directement les mesures indiquées référence [73] :

$$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad 2.48\%$$

$$\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad 1.3\%$$

Par conséquent, il est suffisant de diviser les rapports de production prompte et indirecte par un facteur 1.9 pour obtenir les rapports  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  prédits par le modèle dans le cas du bras dimuon. La Figure 5.9 tient compte de ce changement et présente les rapports de production indirecte mesurables. La Figure 5.10 reprend ces mêmes résultats entre 0 et 15 GeV (l'étude sur le bras dimuon est limitée à des valeurs inférieures à 15 GeV) mais uniquement pour deux rayons de plasma différents (1 fm et  $R_{Pb} = 7.1$  fm), en comparant les prédictions des modèles SU(N) et 3 saveurs. Ces rapports de production incluant les décroissances indirectes sont sensiblement différents de ceux de [70] (Figure 5.5). En effet, si les variations en fonction du moment transverse sont les mêmes dans les deux cas, les rapports de production incluant les décroissances indirecte utilisant les sections efficaces les plus récentes semblent présenter des amplitudes plus faibles dans le cas du modèle SU(N) (sur-production de  $\Upsilon'$  à faible  $p_T$ ). Un rapide examen du Tableau 5.2 indique en effet que la résonance  $\chi_b(1P)$  a une section efficace de production doublée par rapport aux anciennes valeurs. Or cette résonance décroît uniquement dans le canal  $\Upsilon(1S)$  : la production de cette résonance est alors favorisée par ce biais, et il en découle que le rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  est plus proche de l'unité dans le cas du plasma SU(N).

### Les rapidités “à l'avant”

Le modèle exposé fut développé pour les expériences permettant des mesures à rapidité nulle. Le bras dimuon d'ALICE est un dispositif expérimental voué aux mesures aux rapidités “avant” telles que  $2.5 < y < 4$ . A priori, les rapidités centrales et élevées devraient être liées par une transformation telle que :

$$p_T \rightarrow p_T \cosh(y)$$

Cette transformation s'obtient à partir de considérations géométriques sur les particules d'impulsion longitudinale non nulle. Cependant, toute l'étude repose sur l'hypothèse de Bjorken qui connecte le temps et l'entropie d'une expansion isentropique caractéristique de l'évolution des systèmes denses et chauds formés par les collisions d'ions lourds ultra-relativistes :

$$s_D t_D = s_0 t_0$$

Dans le cas de ces systèmes relativistes, l'absence de dépendance en rapidité de plusieurs paramètres, comme la densité d'énergie, lors des conditions initiales implique l'absence de dépendance en rapidité lors de toute l'évolution du milieu, pour respecter l'invariance par transformation de Lorentz de la dynamique [76]. D'ailleurs, des résultats récents de la collaboration BRAHMS pour des collisions Au-Au à 200 GeV/nucléon indiquent qu'à ces énergies il est possible de mesurer une étendue longitudinale du système à l'aide de particules de grande impulsion. Il est donc permis de penser qu'il en sera de même aux énergies encore plus élevées du LHC (si tel n'était pas le cas, des effets de seuil en  $y$  devraient être pris en compte par le modèle). Dans la suite, ces effets ne sont donc pas considérés et la dernière partie de ce chapitre présentera par conséquent une comparaison

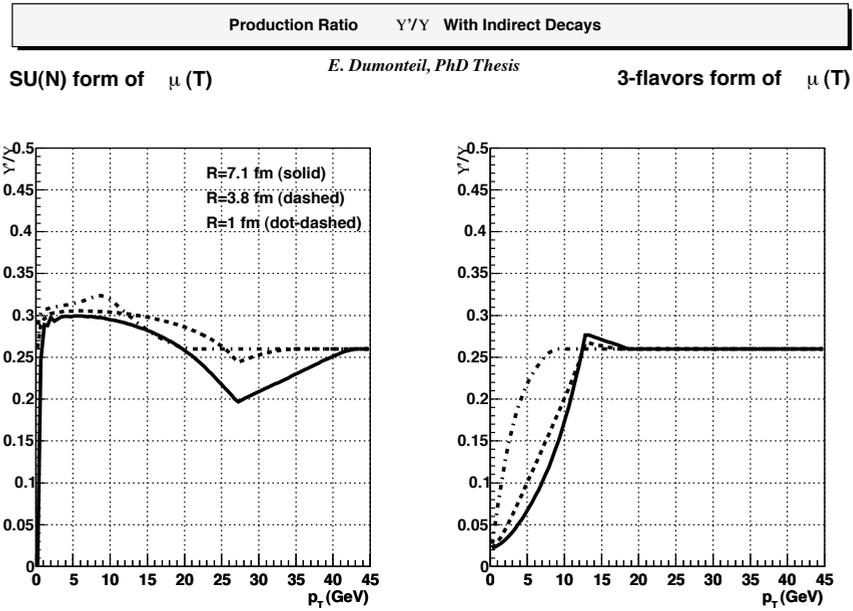
(a)  $R=1$  fm

FIG. 5.9 – Rapport de production totale (incluant les décroissances indirectes)  $\left[\frac{\gamma'}{\gamma}\right]^T \rightarrow \mu^+ \mu^-$  en fonction du moment transverse dans les cas PQG-SU(N) (à gauche), et PQG-SU(3) (à droite) pour trois rayons différents.

directe entre les résultats de la simulation et ceux de la Figure 5.10.

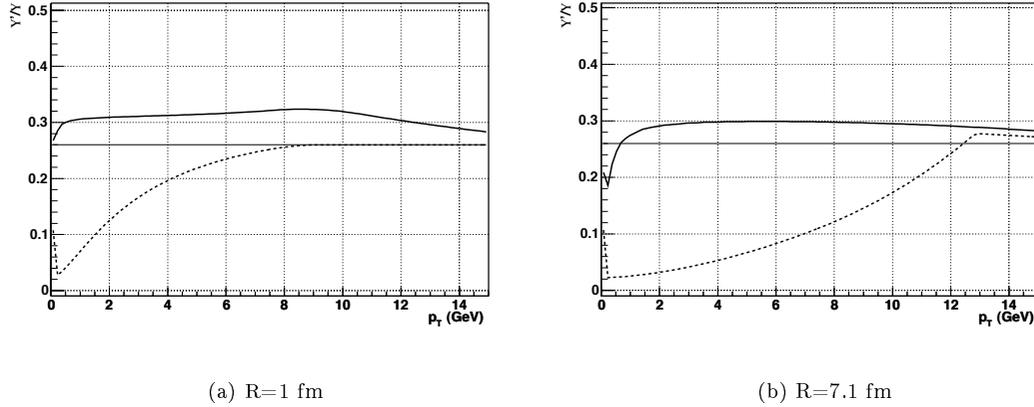


FIG. 5.10 – Rapport de production totale (incluant les décroissances indirectes)  $\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^T \rightarrow \mu^+ \mu^-$  en fonction du moment transverse dans les cas PQG-SU(N) (trait plein), et PQG-SU(3) (pointillés) pour deux choix de rayons. La valeur fixe de 0.26 du rapport de production sans effet de plasma est indiquée en trait plein pour comparaison.

## 5.2 Production des spectres en masse invariante

Afin de décrire au mieux les performances du spectromètre dimuons concernant la mesure de notre observable, un spectre en masse invariante des dimuons le plus réaliste possible doit être reproduit. Les procédures produisant de tels spectres à l'aide du logiciel AliRoot sont décrites dans [44]. Il convient de rappeler ici les principales étapes de cette procédure, ainsi que de préciser les différentes variables utilisées pour obtenir les spectres finaux. Les différentes composantes de ces spectres (comme les résonances, le bruit de fond corrélé ou non-corrélé) sont calculées pour des événements issus des 10% des collisions Pb-Pb à 5.5 TeV/nucléon les plus centrales. Cette tranche en centralité de la section efficace géométrique  $\sigma_{geo}^{PbPb}$  correspond à une tranche en centralité de 40% de la section efficace dure totale, notée  $\sigma_{hard}^{PbPb}$ , pour la production de processus inclusifs [79]. Le paramètre d'impact  $b$  correspondant est situé entre 0 et 5 fm [44]. Les échantillons d'événements ont une statistique correspondant à 1 année LHC (1 mois de prise de données effective pour les collisions Pb-Pb, et une efficacité de la machine d'environ 40%).

### 5.2.1 Etude du signal dans le cas de matière purement hadronique

#### Nombre total de $\Upsilon$ générés

Le premier paramètre à définir est le nombre total de  $\Upsilon$  à générer. La section efficace directe de production pour l'ensemble des résonances de la famille du  $\Upsilon$  considérées ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  and  $\Upsilon''$ ) lors de collisions p-p à 5.5 TeV, et notée  $\sigma_{pp}^{\Upsilon}$ , est de  $0.38 \mu b$ . Le facteur de normalisation aux collisions A-A est défini par :

$$F_d \cdot Br^{l^+ l^-} \cdot A^2$$

où  $F_d$  est le facteur de "feed-down" tenant compte de la décroissance des états excités,  $Br^{l^+ l^-}$  est le rapport d'embranchement dans le canal dileptonique, et  $A$  le nombre de nucléons du noyau A. Par conséquent, la section efficace des états  $\Upsilon$  décroissant en dimuons lors de collisions Pb-Pb à 5.5 TeV/nucléon est :

$$\sigma_{PbPb}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-} = C_{sh} \cdot F_d \cdot Br^{l^+ l^-} \cdot 208^2 \cdot \sigma_{pp}^{\Upsilon}$$

avec  $C_{sh}$  représentant le facteur de correction des effets de shadowing. Le nombre total de  $\Upsilon$  produit en une année est :

	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$\sigma^d /$ paire de nucléon ( $\mu b$ )	0.19	0.12	0.07
$B\sigma^{inc}A^2$ ( $\mu b$ )	0.15	0.094	0.057
$N_{PbPb}^{\Upsilon(nS)\rightarrow\mu^+\mu^-}$ dans tout l'angle solide	$\simeq 84K$	$\simeq 21.8K$	$\simeq 12K$
$N_{PbPb}^{\Upsilon(nS)\rightarrow\mu^+\mu^-}$ dans l'acceptance	4000	1000	600

TAB. 5.4 – Sections efficaces de production directe et indirecte des bottomonium, et nombres attendus en 1 mois de prise donnée, dans tout l'angle solide et uniquement dans l'acceptance. Ces valeurs sont calculées pour des collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV /$  nucléon.

$$N_{PbPb}^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-} = LT\sigma_{PbPb}^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-}$$

$L$  étant la luminosité et  $T$  le temps de prise de données effectif. En utilisant les valeurs  $L = 5.10^{26} cm^{-2}s^{-1}$ ,  $T = 10^6 s$ , et  $C_{sh} \cdot F_d \cdot Br^{l+l^-} \cdot 208^2$  comme indiqué dans [80] (cette référence inclue un facteur 1.38 afin de reproduire au mieux les résultats récents de la collaboration CDF), on obtient :

$$N_{PbPb}^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-} \simeq 2.96 \cdot 10^5$$

et en restreignant le calcul au 10% des collisions les plus centrales, on trouve le nombre de résonances produites dans  $4\pi$  :

$$N_{PbPb}^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-} \simeq 3 \cdot 10^5 \cdot \frac{40}{100} \simeq 118000$$

Il est possible, de même, de calculer les nombres attendus pour chacun des bottomonium. La Table 5.4 présente les résultats du calcul pour chacune des résonances, en indiquant la valeur des sections efficaces de productions directes et indirectes de la référence [77]. Sont indiqués également les nombres des états  $\Upsilon(nS)$  attendus (dans tout l'angle solide) et les nombres attendus dans l'acceptance (environ 4.8%, voir [80]).

### Rapports $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ et $\frac{\Upsilon''}{\Upsilon}$

Des données de la collaboration CDF ont permis de paramétriser la dépendance en  $p_T$  de la production de certains bottomonium. Cette paramétrisation peut s'écrire comme suit [81] :

$$\frac{d\sigma(\Upsilon^i)}{dydp_T^2} = N_i \exp(-0.415p_T)$$

où  $N_i$  désigne la valeur de la section efficace totale de l'état  $i$ . Ainsi, jusqu'à maintenant, aucune dépendance en  $p_T$  n'affecte le rapport constant  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ . Cette remarque est d'une importance cruciale dans cette étude, car il est alors possible d'imputer toute dépendance en  $p_T$  du rapport à des effets de plasma. Dans le cas de la matière purement hadronique, reproduit ici par les simulations, le taux de production  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  semble être d'environ 0.26 (pour les décroissances en dimuon). Ce rapport correspond aux derniers calculs théoriques de R. Vogt [77], et est utilisé par le générateur d'événements d'AliRoot. Il est en effet possible de calculer sa valeur grâce aux sections efficaces inclusives ( $Pb - Pb \rightarrow \Upsilon^i + X$ ) de chacune des résonances :

$$\frac{\Upsilon'}{\Upsilon} = \frac{Br \cdot \sigma_{inc}(\Upsilon') \cdot A^2}{Br \cdot \sigma_{inc}(\Upsilon) \cdot A^2} = \frac{78.8 mb}{304 mb} \simeq 0.259$$

De la même manière, on trouve pour le rapport  $\frac{\Upsilon''}{\Upsilon}$  :

$$\frac{\Upsilon''}{\Upsilon} = \frac{Br \cdot \sigma_{inc}(\Upsilon'') \cdot A^2}{Br \cdot \sigma_{inc}(\Upsilon) \cdot A^2} = \frac{44.4 mb}{304 mb} \simeq 0.146$$

### Paramétrisation en $p_T$ et en $y$

Des distributions séparées sont utilisées pour paramétriser les dépendances en  $p_T$  et en  $y$  de la production des états bottomonium lors des collisions p-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 14 \text{ TeV}$ . Ces paramétrisations sont issues des derniers calculs MRST HO de R. Vogt. Elles sont identiques pour tous les  $\Upsilon^i$  et données par les formules :

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{p_T}{\left(1 + \left(\frac{p_T}{p_T^0}\right)^2\right)^n}$$

avec  $p_T^0 = 5.3 \text{ GeV}/c$  et  $n = 2.5$ , et :

$$\frac{d\sigma}{dy} = \exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{2}\right)$$

avec  $y_0 = 3$ .

La partie supérieure de la Figure 5.11 présente ces deux dernières distributions. Une paramétrisation plus complexe mais plus réaliste est également indiquée dans le cas de ces mêmes collisions (Figure 5.11 au milieu). Enfin, une paramétrisation de la production des bottomonium lors de collision Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}/\text{nucléon}$  est utilisée par AliRoot, et est indiquée sur la partie inférieure de la Figure 5.11. Il ressort clairement de cette figure que les valeurs les plus élevées du  $p_T$  accessibles dans ces collisions sont situées autour de  $10/15 \text{ GeV}$ .

### Spectre en masse du signal

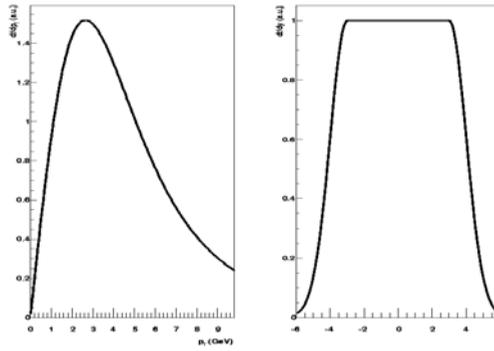
En utilisant ces paramètres pour générer les résonances  $\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$ , et en propageant ces dernières dans le spectromètre dimuons, le module de simulation rapide d'AliRoot<sup>2</sup> permet d'obtenir les spectres en masse invariante de chacune des résonances. La Figure 5.12 présente les distributions en masse invariante reconstruite  $M_{\mu^+\mu^-}$  pour trois niveaux différents de bruit de fond : BKG=0, 0.5 ou 1. Un bruit de fond égal à 0 indique que seules les résonances sont reconstruites, sans tenir compte du bruit constitué par les autres particules. La qualité de la trajectographie se dégradant proportionnellement à la multiplicité, il était important de fournir des résolutions en masse invariante associées à différents niveaux de bruit : BKG=0.5 donne les distributions en masse correspondant aux multiplicités attendues soit  $dN/dy = 6000$ . BKG=1 correspond à un facteur 2 de sécurité relativement à ce dernier niveau. Dans l'étude qui suivra, le bruit choisi est de 1 (sauf mention contraire), afin de garder un facteur de sécurité sur les multiplicités, et de prendre en compte les effets instrumentaux (comme l'alignement des chambres) sur la résolution. L'unique coupure en moment transverse est celle du système de déclenchement sur les muons simples, fixée à  $p_T(\text{Trigger}) = 1 \text{ GeV}$ . Cette coupure permet d'éliminer une partie importante du bruit de fond, sans affecter le signal (l'étude du  $\Upsilon$  sera d'ailleurs faite avec une coupure encore plus haute, à  $3 \text{ GeV}$ , plus efficace pour le rapport signal/bruit). L'ensemble des paramètres définis précédemment sera utilisé par le module de simulation rapide d'AliRoot pour la génération de chacune des autres composantes du spectre en masse invariante final. A l'aide des spectres en masse de chacune des résonances, il est possible de donner la statistique associée à la détection de chacun des états  $\Upsilon^i$ . Cette statistique inclut donc les effets d'acceptance géométrique et de coupures cinématiques du détecteur. Les résultats sont donnés Tableau 5.5.

## 5.2.2 Etude du signal dans le cas de différents scénari de plasma

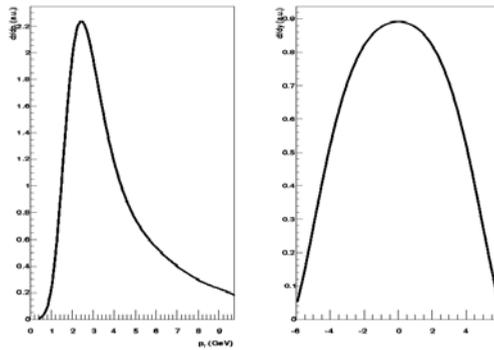
### Distributions en $p_T$ et nombre de $\Upsilon(nS)$ générés

Afin de reproduire les effets du plasma sur la dépendance en  $p_T$  de la production des bottomonium, la distribution unique en  $p_T$  de la Figure 5.11 pour des collisions Pb-Pb (notée  $D_{PbPb}(p_T)$ )

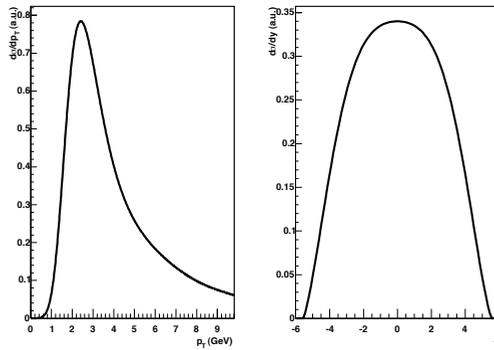
<sup>2</sup>Le module de simulation rapide d'AliRoot (AliRoot FastSim) redistribue les variables cinématiques des muons individuels (calculées par le générateur d'événement) en tenant compte de la réponse paramétrisée des détecteurs (issue de tests en faisceau et de simulation globale). Ces variables cinématiques modifiées permettent alors de calculer la probabilité de détection des muons et de reconstruire la masse invariante  $\mu^+\mu^-$ .



(a) paramétrisation pour des collisions p-p



(b) paramétrisation pour des collisions p-p



(c) paramétrisation pour des collisions Pb-Pb

FIG. 5.11 – Distributions en rapidité  $y$  et moment transverse  $p_T$  des états  $\Upsilon^i$ . Les deux figures du haut donnent deux choix de paramétrisation possible pour les collisions p-p, et celle du bas donne les paramétrisations dans le cas des collisions Pb-Pb (dans le cas des collisions p-p,  $\sqrt{s_{NN}} = 14 \text{ TeV}$ /nucléon et dans le cas des collisions Pb-Pb,  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ /nucléon).

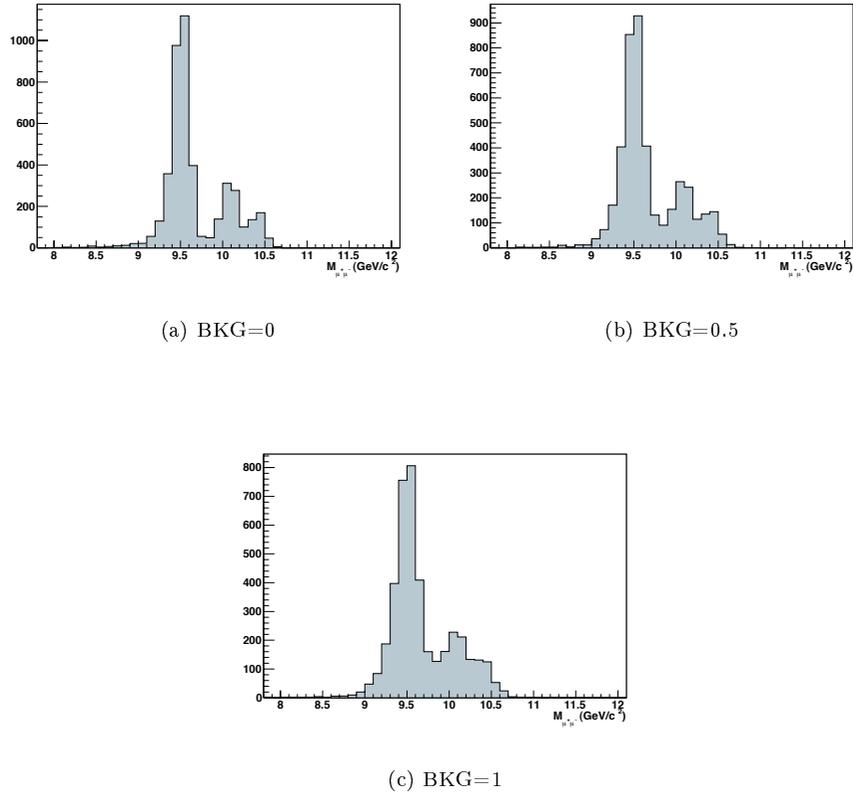


FIG. 5.12 – Spectres en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  des  $\Upsilon^i$  reconstruits par le spectromètre dimuon d’ALICE, pour une prise de donnée de  $10^6$  s et des intervalles de  $100$  MeV. Trois cas de bruit de fond (BKG) sont considérés (voir texte).

	Evénements générés	Evénements reconstruits
$\Upsilon$	84692	3845
$\Upsilon'$	21850	1008
$\Upsilon''$	11857	557

TAB. 5.5 – Nombre de résonance  $\Upsilon^i$ , avant et après reconstruction par les spectromètre dimuon d’ALICE

	$\Upsilon$	$\Upsilon'$
Production sans plasma	83900	21750
PQG SU(N) 1 fm	36000	11200
PQG SU(N) $R_{Pb}$	4000	1000
PQG 3 saveurs 1 fm	62000	22000
PQG 3 saveurs $R_{Pb}$	36000	2800

TAB. 5.6 – Nombre de résonances produites en 1 mois pour différents scénari de plasma (la production sans plasma est indiquée pour comparaison).

doit être convoluée par les fonctions de suppression du  $\Upsilon$  et du  $\Upsilon'$ . Ces fonctions de suppression sont associées à chacun des modèles de plasma : dans la suite de l'étude, nous allons donc considérer les 4 modèles de la Figure 5.10 (2 modèles de plasma à proprement parler et deux rayons d'écrantage différents). La Figure 5.13 présente les distributions en  $p_T$  des résonances  $\Upsilon(1S)$  et  $\Upsilon(2S)$  calculées suivant :

$$D_{\Upsilon'}(p_T) = D_{PbPb}(p_T) * [\Upsilon' + \chi(2P)(\rightarrow \Upsilon') + \Upsilon''(\rightarrow \Upsilon')]$$

$$D_{\Upsilon}(p_T) = D_{PbPb}(p_T) * [\Upsilon + \chi_b(1P, 2P)(\rightarrow \Upsilon) + \Upsilon'(\rightarrow \Upsilon) + \Upsilon''(\rightarrow \Upsilon)]$$

et ne tient pas compte de la décroissance en dimuons, qui est gérée par le logiciel PYTHIA. Ces distributions permettent de calculer la production absolue du  $\Upsilon$  et du  $\Upsilon'$  après suppression pour chacun des modèles de plasma (Table 5.6). L'intégrale des distributions donne directement les pourcentages de suppression à appliquer au nombre calculé sans effet de plasma car les distributions sans effets de plasma sont normalisées. La figure met en évidence les caractéristiques associées à chacun des scénari. Dans le cas d'un plasma SU(N) de rayon 1 fm, les deux résonances sont relativement peu supprimées, et le  $\Upsilon'$  est légèrement "sur-produit" relativement au  $\Upsilon$  (ce que l'on retrouve en considérant les rapports de production, supérieurs à 0.26, après désintégration en dimuons). Pour la même forme de la masse d'écrantage mais avec un rayon  $R = R_{Pb}$ , les deux résonances sont fortement supprimées. Les modèles de plasma 3 saveurs prévoient des "sous-production" du  $\Upsilon'$  par rapport au  $\Upsilon$  (comparativement à la production sans effet de plasma), et semblent supprimer beaucoup moins les deux résonances que dans les modèle SU(N). Néanmoins, dans le cas d'un rayon important, la production de  $\Upsilon'$  chute très fortement. L'ensemble de ces modèles reproduit des comportements de suppression qui peuvent servir de référence pour différents scénari de plasma. L'étude des performances du spectromètre dans chacun des cas est donc d'intérêt.

**Paramétrisation du rapports  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  en fonction du  $p_T$**  La génération des résonances sous AliRoot a imposé d'ajuster les distributions en  $p_T$  précédemment définies, afin de fournir au logiciel les fonctionnelles à utiliser. Afin de garder une bonne précision dans cette opération, seules les distributions en  $p_T$  du  $\Upsilon$  furent ajustées, en choisissant de ne pas reproduire celles du  $\Upsilon'$ , mais plutôt celles du rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$ . L'ajustement des distributions en  $p_T$  de ce rapport est fait dans les 4 scénari de plasma évoqués précédemment, à partir de la Figure 5.10. Les fonctions d'ajustement sont indiquées Figure 5.14.

### 5.2.3 Etude du bruit de fond corrélé

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le bruit de fond corrélé est issu des associations entre muons de signes opposés corrélés physiquement. Par exemple, dans le cas du charme et de la beauté ouverte, les muons de signes opposés issus des décroissances semi-leptoniques suivantes sont corrélés :

$$\begin{cases} D^+(c\bar{d}) \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + X \\ D^-(\bar{c}d) \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + X \end{cases} \quad \begin{cases} B^+(b\bar{d}) \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + X \\ B^-(\bar{b}d) \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + X \end{cases}$$

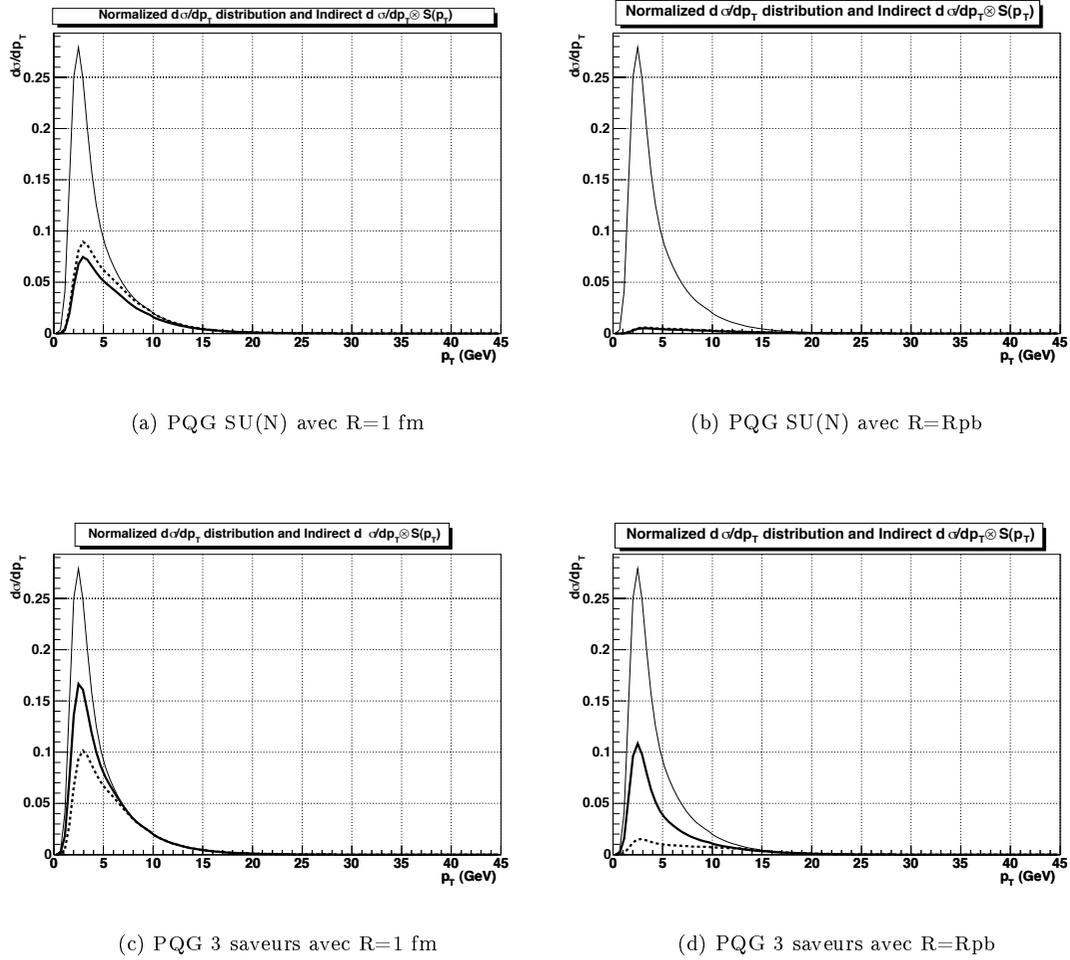
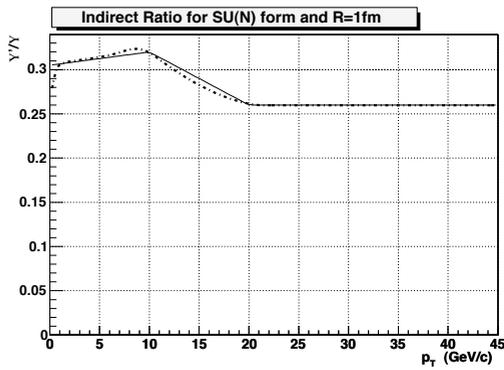
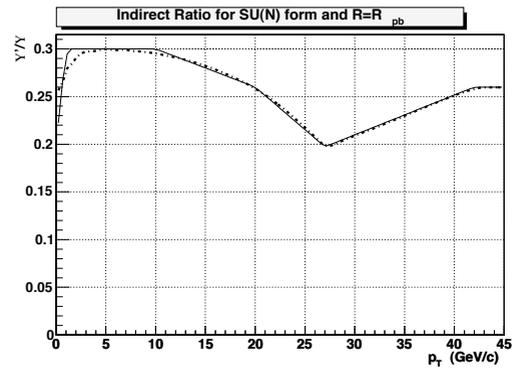


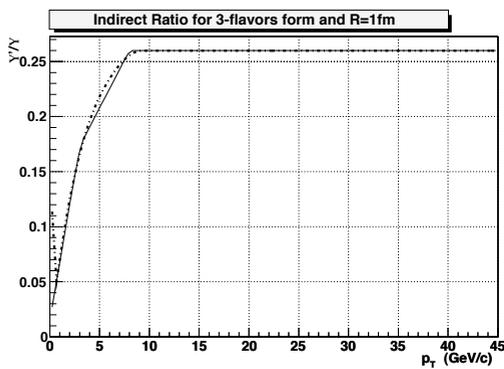
FIG. 5.13 – Distributions en  $p_T$  des résonances dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV/nucéon}$  normalisées à 1 (trait fin continu) et convoluées par les fonctions de suppression indirectes du  $\Upsilon(1S)$  (trait plein épais) et du  $\Upsilon(2S)$  (tirets épais) associées à 4 scénari de plasma.



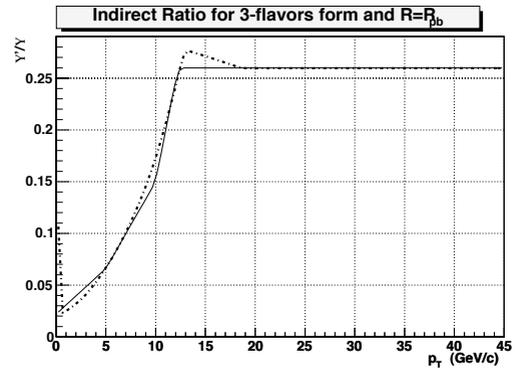
(a) PQG SU(N) avec R=1 fm



(b) PQG SU(N) avec R=Rpb



(c) PQG 3 saveurs avec R=1 fm



(d) PQG 3 saveurs avec R=Rpb

FIG. 5.14 – Ajustement des distributions en  $p_T$  du rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  calculé pour les 4 modèles de plasma. Le trait plein représente la paramétrisation des rapports de production  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  calculés précédemment.

$T_{PbPb}(0 < b < 5 fm) = 23.7 mb^{-1}$	$\sigma_{pp}^{q\bar{q}} (mb)$	$C_{sh}^{q\bar{q}}$
$c\bar{c}$	6.64	0.65
$b\bar{b}$	0.21	0.84

TAB. 5.7 – Paramètres utilisés pour la génération du bruit de fond corrélé.

La génération du bruit de fond corrélé utilise des fichiers de charme et de beauté ouverte produits par PYTHIA. Sans entrer dans le détail des calculs, il est utile de préciser deux caractéristiques de ces fichiers. Tout d’abord, ceux ci contiennent plusieurs intervalles en  $p_T^{hard}$  (correspondant aux processus durs à l’origine de la création de ces saveurs), chacun de ces intervalles étant généré par différents processus (les processus LO ou NLO à prendre en compte dépendent de la gamme en  $p_T^{hard}$ ) et avec différents échantillons statistiques (la statistique totale étant normalisée à un événement). Par conséquent, une correction appropriée dépendant du bin considéré doit être appliquée. Ensuite, le bruit de fond corrélé est produit pour des collisions p-p. Ainsi, les résultats de ces fichiers doivent être renormalisés aux collisions A-A. Comme indiqué par [79], ce facteur de normalisation est introduit dans le calcul de la section efficace suivante :

$$\sigma_{PbPb}^{q\bar{q}} = T_{AA}(b) \cdot \sigma_{pp}^{q\bar{q}} \cdot C_{sh}^{q\bar{q}}$$

avec  $\sigma_{q\bar{q}}$  la section efficace de production de la paire  $q\bar{q}$  (on utilisera  $\sigma_{c\bar{c}}$  or  $\sigma_{b\bar{b}}$  pour désigner les sections efficaces respectives de production du charme et de la beauté ouverte), et où  $T_{AA}(b)$  est la fonction nucléaire de recouvrement des noyaux pour une collision A-A de paramètre d’impact  $b$ .  $C_{sh}^{q\bar{q}}$  est le facteur de correction des effets de shadowing pour les paires  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$ . Les valeurs numériques de ces facteurs sont données Tableau 5.7. Après correction de ce dernier effet, nous obtenons le bruit de fond corrélé associé à un événement central Pb-Pb. Le nombre d’évènements les plus centraux (10%) Pb-Pb en un an de prise de données au LHC est donné par :

$$N_{PbPb} = LT\sigma_{PbPb}^{geom}(0 < b < 5fm)$$

$\sigma_{PbPb}^{geom}(0 < b < 5fm)$  étant la section efficace géométrique des collisions Pb-Pb les 10% les plus centrales, il faut donc finalement multiplier les spectres corrélés associés à un événement par :

$$N_{PbPb} \simeq 4.10^8$$

Le spectre associé à chacune des saveurs ouvertes, après redistributions des paramètres cinématiques utilisant le module de simulation rapide d’AliRoot, est donné Figure 5.15. Comme nous l’avons vu précédemment, la génération de processus durs à l’aide de PYTHIA impose un découpage en différents échantillons en moment transverse  $p_T^{hard}$  de statistique différente (voir [84]). Le nombre de processus durs élémentaires fut choisi suffisamment grand pour remplir l’espace des phases de chacun des intervalles. Par conséquent, si les distributions et les nombres moyens d’évènements dans les spectres résultants sont corrects, les fluctuations statistiques n’ont toujours pas été prises en compte. Ainsi, la Figure 5.16 présente une méthode utilisée afin de reproduire ces fluctuations statistiques associées à un an de prise de données : chacune des deux composantes de saveurs est ajustée sur un intervalle en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  donné. Cet intervalle tel que  $6 < M_{\mu^+\mu^-} < 12$  correspond à la région des masses invariantes des résonances étudiées. Les fonctionnelles issues de l’ajustement permettent de tirer aléatoirement le nombre d’évènements correspondant à la statistique désirée, et ce pour chacun des intervalles en masse invariante. Un exemple de ce type de procédure est donné Figure 5.16.

### 5.2.4 Etude du bruit de fond non-corrélé

La distribution en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  du bruit de fond non-corrélé est issue de différentes contributions. En effet le bruit de fond non-corrélé est principalement dû à 4 mécanismes différents

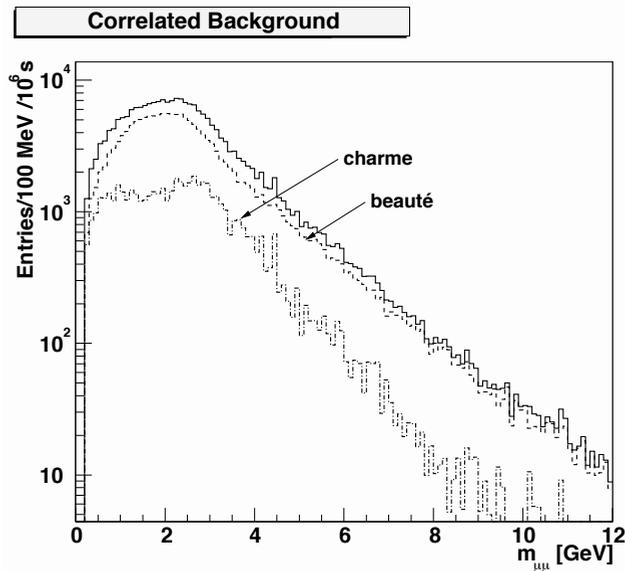


FIG. 5.15 – Spectre en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  du bruit de fond corrélé reconstruit avec le spectromètre dimuon de l'expérience ALICE et correspondant à une prise de données de  $10^6$  s et pour des intervalles de  $100 \text{ MeV}/c^2$  : les contributions du charme (alternés) et de la beauté (tirets) sont sommées (trait plein). Une coupure de  $1 \text{ GeV}/c$  a été utilisée sur l'impulsion transverse des muons individuels.

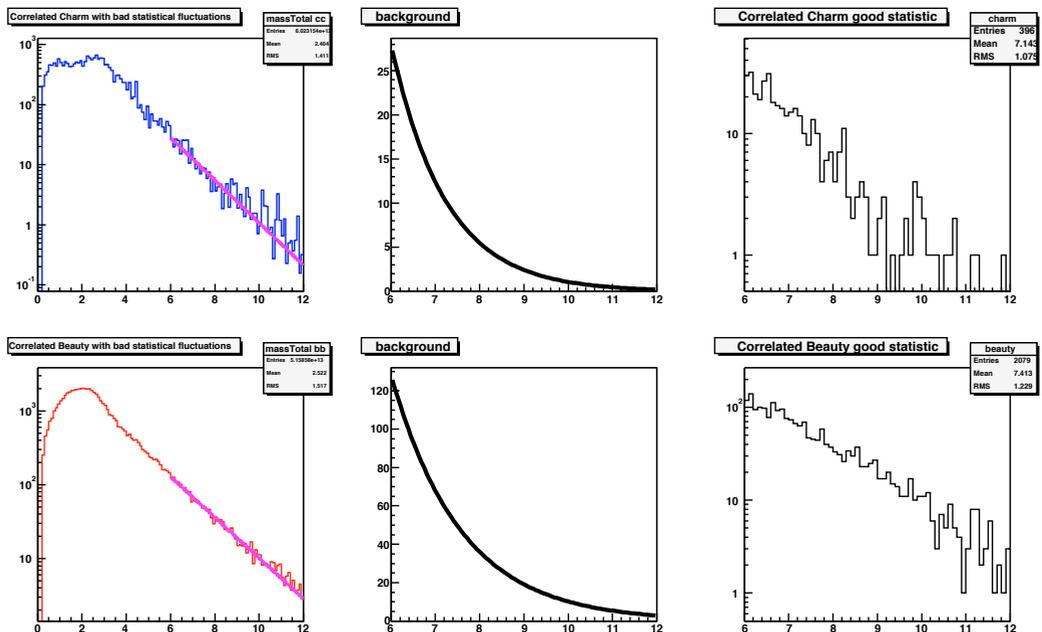


FIG. 5.16 – Corrections du bruit de fond corrélé tenant compte des fluctuations statistiques réalistes. Les spectres de charme ouvert (partie supérieure) et de beauté ouverte (partie inférieure) sont ajustés (partie gauche, en échelle logarithmique) et les fonctionnelles résultantes (au centre, en échelle linéaire) sont utilisées pour tirer aléatoirement les distributions finales de bruit de fond corrélé (partie droite en échelle logarithmique, avec un agrandissement entre  $6$  et  $12 \text{ GeV}/c^2$ ). Les résultats sont donnés pour une période de prise de données de  $10^6$  s et pour des intervalles de  $100 \text{ MeV}/c^2$ . Une coupure de  $1 \text{ GeV}/c$  a été utilisée sur l'impulsion transverse des muons individuels.

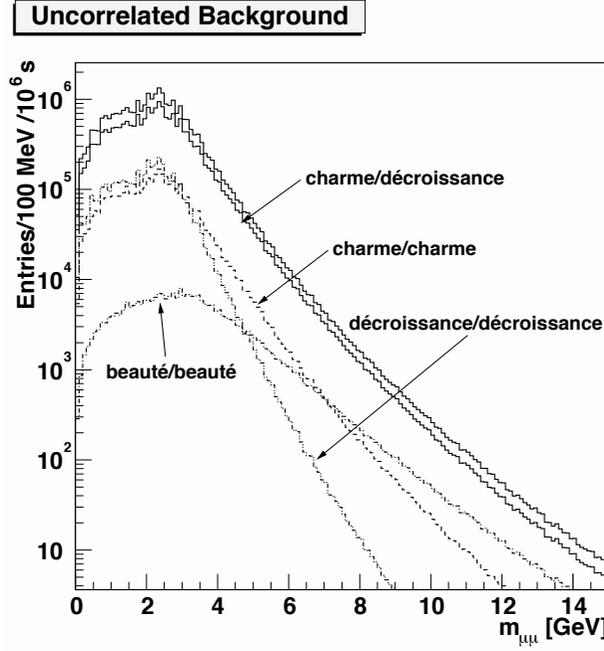


FIG. 5.17 – Spectre en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  du bruit de fond non-corrélé reconstruit avec le spectromètre dimuon de l'expérience ALICE et correspondant à une prise de données de  $10^6 s$  et pour des intervalles de  $100 MeV/c^2$  : les contributions beauté/beauté (alternés), décroissance/décroissance (pointillés), charme/charme (tirets) et charme/décroissance (trait fin) sont sommées (trait épais). Une coupure de  $1 GeV/c$  a été utilisée sur l'impulsion transverse des muons individuels.

menant à des associations fortuites de muons simples de signes opposés :

$$\begin{aligned}
 & \left. \begin{aligned} (c\bar{c})_1 &\rightarrow \mu^+\mu^- \\ (c\bar{c})_2 &\rightarrow \mu^-\mu^+ \end{aligned} \right\} \text{charme/charme} \\
 & \left. \begin{aligned} (b\bar{b})_1 &\rightarrow \mu^+\mu^- \\ (b\bar{b})_2 &\rightarrow \mu^-\mu^+ \end{aligned} \right\} \text{beauté/beauté} \\
 & \left. \begin{aligned} (\pi/K)_1^{+/-} &\rightarrow \mu^{+/-} \\ (\pi/K)_2^{-/+} &\rightarrow \mu^{-/+} \end{aligned} \right\} \text{décroissance/décroissance} \\
 & \left. \begin{aligned} (c\bar{c}) &\rightarrow \mu^+\mu^- \\ (\pi/K)^{+/-} &\rightarrow \mu^-\mu^+ \end{aligned} \right\} \text{charme/décroissance}
 \end{aligned}$$

Ces contributions ont été paramétrisées en utilisant les distributions en moment transverse  $p_T$  et en rapidité  $y$  indiquées [44]. Le nombre total d'événements non-corrélés est calculé en utilisant le nombre de collisions Pb-Pb ( $N_{PbPb}$ ) défini précédemment. Les distributions finales sont représentées Figure 5.17.

### 5.2.5 Somme des différentes composantes

La distribution en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  des  $\Upsilon^i$ , ainsi que celles des bruits de fond corrélés et non-corrélés sont sommées afin d'obtenir un spectre en masse invariante  $M_{\mu^+\mu^-}$  (Figure 5.18, pour le cas des effets purement hadroniques i.e. sans effets de plasma). Ce spectre final sera utilisé pour les études en  $p_T$  qui suivront.

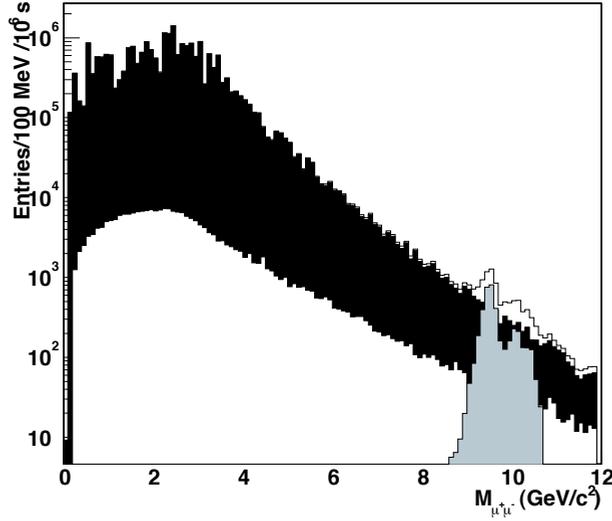


FIG. 5.18 – Spectre en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  de l'ensemble des événements reconstruits avec le spectromètre dimuon d'ALICE et correspondant à une prise de données de  $10^6 \text{ s}$  et pour des intervalles de  $100 \text{ MeV}$  : les contributions des bruits de fond corrélés (blanc) et non-corrélés (noir) sont additionnées au signal venant des résonances  $\Upsilon^i$  sans effets de plasma (gris).

### 5.3 Procédure d'ajustement et analyse en $p_T$

Le spectre final de masse invariante des dimuon étant produit, il est à présent possible de définir une procédure d'analyse. Cette procédure d'analyse vise à dénombrer les nombres de  $\Upsilon$  et de  $\Upsilon'$  à partir du spectre en masse, ainsi qu'à définir les barres d'erreurs statistiques associées à ce dénombrement, et ce avec la meilleure précision possible. Nous supposons dans cette section que le bruit de fond non-corrélé ne contribue pas au spectre de masse invariante. En effet, des méthodes performantes de soustraction de ce bruit peuvent être utilisées (comme la méthode d'“Event mixing”<sup>3</sup>) permettant de ne garder que les composantes corrélées du spectre (les résonances et le bruit de fond corrélé). Seule la statistique associée au bruit de fond non-corrélé est prise en compte. En effet, si l'“Event Mixing” permet d'obtenir des erreurs systématiques proches de 0, le nombre d'événements soustraits doit être conservé dans la barre d'erreur statistique. Les études qui suivent sont limitées à un intervalle en masse invariante tel que  $6 < M_{\mu^+\mu^-} < 12$ . La “stratégie” employée consiste à ajuster uniquement le bruit de fond dans un premier temps, afin de soustraire la fonctionnelle résultante au spectre en masse. Il est alors possible d'ajuster directement ce dernier qui ne contient plus que la composante de signal. Afin de pouvoir s'affranchir au mieux des erreurs systématiques associées à une procédure de ce type, une deuxième étape consiste à procéder à un dernier ajustement, où les paramètres des fonctionnelles reproduisant le signal et le bruit de fond servent à initialiser un ajustement global en une étape du spectre total incluant les deux composantes. Ceci permet de ne fixer aucun paramètre (un ajustement global en une étape de ce type possédant plus de dix paramètres libres) et par conséquent les barres d'erreurs retournées par l'ajustement sont directement les barres d'erreur statistique réelles.

<sup>3</sup>L'utilisation de la méthode d'“Event mixing” suppose de pouvoir procéder à une analyse événement par événement. Elle consiste à dégager la fonctionnelle du bruit de fond non corrélé en opérant des associations de muons de signes opposés issus d'événements différents. Les paires reconstruites ne peuvent donc pas être des événements corrélés, mais fournissent des distributions en masse invariantes caractéristique du bruit de fond non-corrélé.

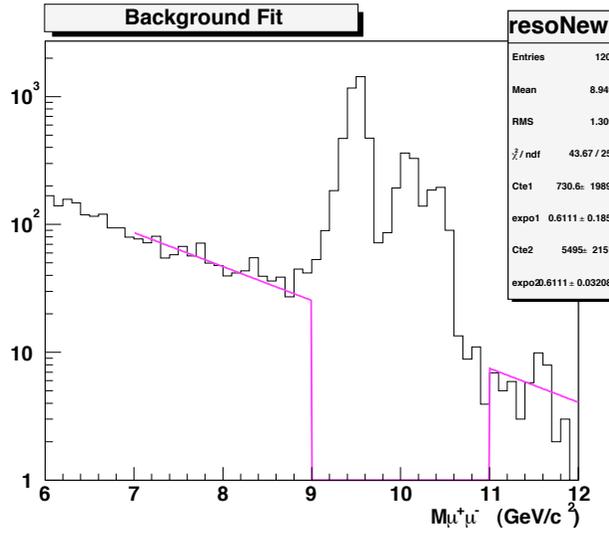


FIG. 5.19 – Ajustement du bruit de fond autour de la région de masse des résonances  $\Upsilon^i$ , à l'aide de la somme de deux fonctions exponentielles.  $a_i$  et  $b_i$  désignent respectivement les constantes  $Cte_i$  et  $Expo_i$  dans le tableau contenant les paramètres d'ajustement.

### 5.3.1 Ajustement du bruit de fond

Comme détaillée précédemment, la première étape consiste à n'ajuster que la composante du bruit de fond. A cette fin, il convient de définir un intervalle d'ajustement  $Fr$ . De la même manière, il convient de définir l'intervalle en masse invariante associé à la région du signal, noté  $Sr$ . Cet intervalle doit en effet être exclu de l'ajustement du bruit de fond.  $Fr$  et  $Sr$  sont définis de la manière suivante :

$$7 < Fr < 12$$

$$9 < Sr < 11$$

La fonctionnelle d'ajustement est une somme de deux fonctions exponentielles :

$$a_1 \exp(b_1 x) + a_2 \exp(b_2 x)$$

Cette fonctionnelle correspond à la distribution en masse physique des deux composantes de bruit de fond corrélé, à savoir celle de charme ouvert et celle de beauté ouverte, qui peuvent être séparément ajustées par des exponentielles simples. Pour des régions en masse où chacune des deux composantes présente des amplitudes du même ordre de grandeur, les paramètres des deux exponentielles sont substantiellement différents, indiquant un ajustement prenant en compte les deux distributions. Dans notre cas, la beauté ouverte est dominante des deux côtés du signal et par conséquent, les ajustements doivent tendre à fixer un des paramètres  $b_i$  à 0. La Figure 5.19 met cet effet en évidence.

### 5.3.2 Ajustement du spectre des résonances

Il est tout d'abord utile de définir une fonctionnelle d'ajustement qui puisse décrire la distribution en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  de l'ensemble des résonances de la famille du  $\Upsilon$ . Comme le montre la Figure 5.12, les  $\Upsilon^i$  reconstruits semblent présenter des distributions Gaussiennes pourvues de queues de distributions aux masses invariantes les plus faibles. Ces queues de distributions à gauche sont dues aux fluctuations de la perte d'énergie des muons lors de leur trajet dans l'absorbeur. Il est possible de corriger en moyenne ces pertes d'énergie, mais pas événement par événement. Certaines pertes d'énergie ne sont alors pas prises en compte dans la procédure de reconstruction, et provoquent des statistiques sur-estimées aux masses les plus faibles. Dans ce cadre, il peut être

	Nombre de résonances reconstruites	Nombre de résonances dénombrées	Efficacité
$\Upsilon$	3845	$3857 \pm 63$	99.7%
$\Upsilon'$	1008	$1014 \pm 38$	99.4%
$\Upsilon''$	557	$558 \pm 27$	99.8%

TAB. 5.8 – Comparaison entre les nombres de résonances reconstruites par le système de trajectographie (ce nombre de  $\Upsilon^i$  est donné de manière exacte par le programme de simulation), et les nombres de résonances dénombrées par l'algorithme d'ajustement (à partir des spectres en masse invariante des  $\Upsilon^i$  reconstruits) dans le cas  $BKG=0$ . Les barres d'erreurs indiquées sont retournées par la procédure d'ajustement. L'efficacité de l'algorithme est donnée pour les trois résonances simulées dans la partie droite du tableau.

intéressant de considérer des distributions de Landau inversées (la distribution de Landau originale possède une queue de distribution à droite). Plusieurs tests furent réalisés sur des spectres purs (issus uniquement de la génération de résonance) reconstruits par les chambres de trajectographie et ajustés uniquement par des Gaussiennes ou uniquement par des distribution de Landau inversées. Les meilleurs  $\chi^2$  par degré de liberté des ajustements ont néanmoins été obtenus par des fonctionnelles de convolution de distribution de Gauss et de Landau inversée. Après avoir développé un algorithme d'ajustement des trois distributions en masses enchevêtrées correspondant aux trois résonances  $\Upsilon^i$ , il fut possible d'évaluer les performances de cette procédure afin de comparer le nombre de  $\Upsilon$  et de  $\Upsilon'$  réellement générés, et les nombres dénombrés après reconstruction.

Les paramètres d'un ajustement individuel de la distribution en masse d'un  $\Upsilon^i$  sont :  $MP_i$ , la valeur la plus probable de la distribution de Landau,  $Width_i$ , sa largeur,  $GSigma_i$ , l'écart-type de la partie Gaussienne de la distribution, et  $Area_i$ , le nombre total d'événements dans le pic. Pour réduire ce nombre de paramètres lors de l'ajustement simultané des trois distributions enchevêtrées des  $\Upsilon_i$ , il est possible de fixer les paramètres  $GSigma_i$  et  $Width_i$  pour  $i = 2, 3$  ( $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ ). En effet, des essais d'ajustement où tous les paramètres sont libres ont montré que les rapports  $\frac{GSigma_i}{GSigma_1}$  et  $\frac{Width_i}{Width_1}$  (pour  $i = 2, 3$ ) peuvent être considérés constants. Le nombre de paramètres de l'ajustement global est alors réduit de 12 à 8.

Comme l'indiquent le Tableau 5.8 et la Figure 5.20 (dans le cas  $BKG=0$ ), cet algorithme d'ajustement semble présenter d'excellentes capacités de dénombrement. De plus, si le nombre de  $\Upsilon$  est directement un paramètre de l'ajustement, il n'en va pas de même pour le  $\Upsilon'$  et le  $\Upsilon''$  : en effet, les rapports  $\frac{N(\Upsilon')}{N(\Upsilon)}$  et  $\frac{N(\Upsilon'')}{N(\Upsilon)}$  semble être des quantités plus intéressantes que les nombres eux-mêmes dans la mesure ou les barres d'erreurs sur ces rapports sont alors directement calculées par l'algorithme et servent de critère de référence à la minimisation. Or, ces grandeurs sont celles que nous souhaitons extraire prioritairement pour comparaison avec les modèles théoriques.

Une fois la procédure d'ajustement définie, il est possible de l'appliquer au spectre en masse invariante issu de la soustraction entre le spectre contenant le bruit de fond corrélé et le signal et le spectre contenant le bruit de fond uniquement (ce dernier spectre est issu d'un tir aléatoire suivant la fonctionnelle ajustée sur le bruit de fond corrélé, et prend en compte les barres d'erreurs issues de la soustraction du bruit de fond non-corrélé). Lors de cette soustraction de spectres, les intervalles dont la valeur est inférieure à 0 sont fixés à 0. De plus, les barres d'erreurs des deux spectres de la soustraction sont propagées à la distribution en masse résultante (la barre d'erreur est  $\sqrt{N_S + N_B}$ ,  $N_S$  étant le nombre d'événements de signal dans un bin donné, et  $N_B$  le nombre d'événements extrapolé pour le même bin en utilisant la fonctionnelle de bruit de fond). Les résultats sont présentés Figure 5.21.

### 5.3.3 Ajustement global et résultats sans effets de plasma

#### Ajustement global

Les opérations précédentes ont permis de définir et d'extraire les paramètres des fonctionnelles décrivant les distributions en masse des composantes du signal et du bruit de fond. Pour obtenir les barres d'erreurs les plus faibles sur le dénombrement des résonances, il convient à présent de

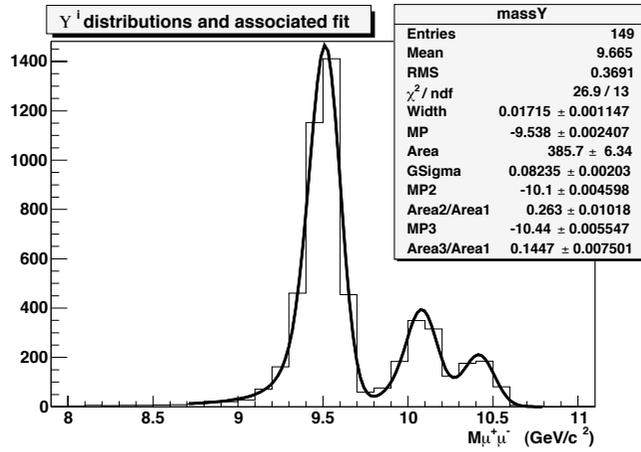


FIG. 5.20 – Ajustement du spectre en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  autour des résonances  $\Upsilon^i$  (BKG=0). L'ajustement est réalisé par la somme de trois fonctionnelles convoluant des distributions de Gauss et des distributions de Landau inversées.

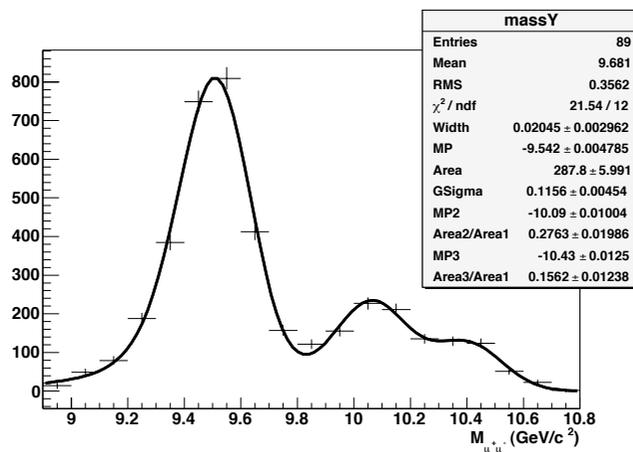


FIG. 5.21 – Ajustement du spectre en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  autour des résonances  $\Upsilon^i$ . Ce spectre est obtenu à partir de la soustraction du spectre contenant les composantes de signal et de bruit de fond, et de celui contenant uniquement le bruit de fond.

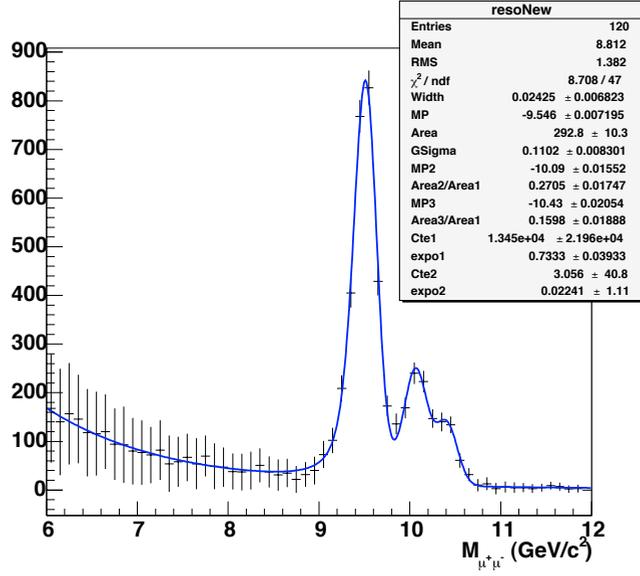


FIG. 5.22 – Ajustement global de la distribution en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  autour des  $\Upsilon^i$ .

procéder à un ajustement en une étape de ces deux composantes. Dans la mesure où le nombre de paramètres de cet ajustement est élevé (12 paramètres au total : 4 paramètres pour décrire le bruit de fond, et 8 pour décrire le signal), des valeurs d'initialisation des paramètres d'ajustement correctes doivent être utilisées afin de garantir une convergence de l'algorithme de minimisation. Dans ce but, il est possible d'utiliser les valeurs précédemment calculées lors des procédures d'ajustement séparé des spectres de bruit de fond et de signal. Cet ajustement global est réalisé sur la distribution finale en masse invariante de la Figure 5.18, et ce pour l'intervalle en masse spécifié précédemment. Les résultats sont indiqués Figure 5.22. Cette Figure montre qu'en une année de prise de données au LHC, une étude des collisions les 10% les plus centrales et intégrée en  $p_T$  permet de mesurer le rapport des sections efficaces de production  $\frac{\sigma(\Upsilon')}{\sigma(\Upsilon)}$  avec une précision telle que :

$$\frac{\sigma(\Upsilon')}{\sigma(\Upsilon)} = 0.27 \pm 0.017$$

Ce rapport issu de l'ajustement est correct car il correspond bien au rapport utilisé par le générateur d'évènement lors de la simulation, et la barre d'erreur est d'environ 6%. Par comparaison à la Figure 5.21, cette barre d'erreur est légèrement meilleure. Ceci est dû à la sur-estimation de la contribution statistique durant la propagation de l'erreur dans le cas des ajustements séparés. Les barres d'erreurs relativement importantes à gauche du signal sont issues de la soustraction du bruit de fond non-corrélé, dont la statistique est très élevée.

### Analyse en moment transverse $p_T$

Toute la procédure menant à la production des spectres en masse invariante détaillée en seconde section est à présent reprise pour des échantillons d'évènements avec des coupures différentes sur le moment transverse  $p_T$  de la particule reconstruite. Ainsi, de 0 à 20  $GeV/c$ , les spectres en masse invariante associés à des intervalles en  $p_T$  consécutifs de 3  $GeV/c$  de large sont produits et analysés suivant la procédure de la troisième section. Une fois le rapport  $\frac{N(\Upsilon')}{N(\Upsilon)}$  calculé pour chacun de ces intervalles, le résultat est normalisé à la valeur 0.26 pour s'affranchir des fluctuations statistiques classiques, la barre d'erreur étant normalisée elle aussi dans les mêmes proportions. La Figure 5.23 montre les barres d'erreur calculées sur la mesure du rapport  $\frac{N(\Upsilon')}{N(\Upsilon)}$  pour chacun des intervalles, superposées sur les deux modèles différents de plasma, SU(N) et 3-saveurs. Pour des valeurs faibles du  $p_T$ , où les distributions statistiques du  $\Upsilon$  et du  $\Upsilon'$  sont toutes deux favorisées (la distribution

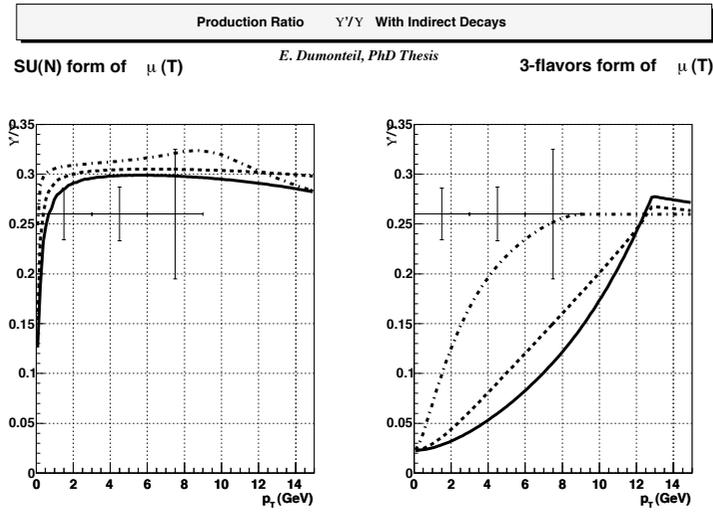


FIG. 5.23 – Précision du spectromètre dimuon d’ALICE sur la mesure du rapport  $\frac{Y'}{Y}$  après 1 an de prises de données, et pour des intervalles en moment transverse  $p_T$  de  $3\text{ GeV}/c$ . Ces résultats sont superposés sur les deux modèles de plasma de l’étude.

de Lorentz est piquée à des valeurs inférieures à  $5\text{ GeV}$ ), la précision du spectromètre semble être suffisante pour séparer les modèles précédemment décrits : il devrait être en effet possible de savoir si effectivement le rapport  $Y'/Y$  n’est pas affecté par le plasma (avec une amplitude importante en tous cas). Lorsque les effets de plasma amoindrissent les productions de résonances, il est à priori plus difficile de se prononcer. La partie suivante traite de ce point.

### 5.3.4 Résultats pour les différents scénari de plasma

**Analyse en moment transverse  $p_T$**  De même que pour les effets purement hadroniques, il est possible de reprendre la procédure en utilisant les productions de résonances propres à chacun des modèles de plasma. La Figure 5.24 indique les mesures des rapports pour ces modèles ainsi que leurs barres d’erreurs, et ce pour des intervalles en impulsion transverse de  $3\text{ GeV}$ . Les barres d’erreurs verticales donnent la précision statistique, et les barres d’erreurs horizontales correspondent à la taille des intervalles de l’analyse. Une étude intégrant l’ensemble de la distribution en  $p_T$  est également reportée sur les graphes, pour les 4 scénari de plasma. Ces derniers points sont placés sur le maximum de la distribution statistique des résonances (maximum de probabilité) et permettent d’emblée de qualifier l’aptitude du spectromètre à séparer 3 des scénari : en effet, dans les cas SU(N)  $R = 1\text{ fm}$ , 3-saveurs  $R = 1\text{ fm}$  ou  $R = R_{Pb}$ , les barres d’erreurs de cette analyse intégrée en  $p_T$  montre qu’il devrait être possible d’une part de discerner la production purement hadronique de la production dans le plasma, et d’autre part de différencier les modèles entre eux. Dans le cas SU(N)  $R = R_{Pb}$ , où les productions de  $Y$  et de  $Y'$  sont toutes deux fortement supprimées, la barre d’erreur statistique est très élevée, et l’étude est impossible. Les intervalles de  $3\text{ GeV}$  montrent également qu’une étude plus fine du rayon du plasma semble envisageable en accumulant plus d’évènements, pour les 3 modèles cités précédemment, le modèle SU(N)  $R = R_{Pb}$  n’ayant pas permis de dégager des barres d’erreur.

**Erreurs statistiques** Afin de savoir si les barres d’erreurs indiquées sur la mesure des rapports de production suivent la loi statistique triviale en  $\frac{\sqrt{N}}{N}$ , il est utile de comparer pour chacun des modèles les erreurs statistiques triviales et les erreurs statistiques mesurées. Pour un modèle prévoyant la production de  $N$  résonances  $Y$  et prévoyant un rapport  $Y'/Y$  noté  $R$ , en l’absence de bruit de fond

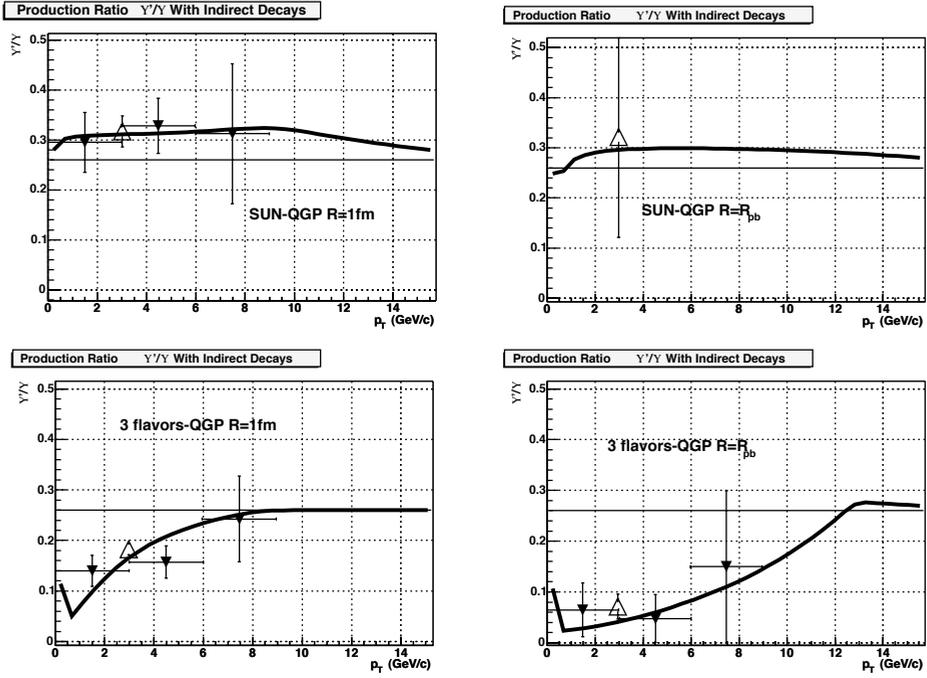


FIG. 5.24 – Précision du spectromètre dimuon d’ALICE sur la mesure du rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  après 1 an de prises de données pour les 4 scénari de plasma, et pour des intervalles en moment transverse  $p_T$  de  $3 \text{ GeV}/c$  de largeur (triangles pleins inversés) ou pour une analyse intégrant l’ensemble de la distribution en  $p_T$  (triangles ouverts).

et d’erreurs systématiques la barre d’erreur sur la mesure du rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  devrait être de :

$$\sigma^2(N, R) = \frac{1}{N^2} \sigma^2(N_{\Upsilon'}) + \left( \frac{N_{\Upsilon'}}{N^2} \right)^2 \sigma^2(N)$$

soit :

$$\sigma(N, R) = \sqrt{\frac{R(1+R)}{N}}$$

Cette formule ne peut être appliquée directement à un modèle, car il faut également tenir compte du rapport  $\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}}$ . En revanche, en rapportant les barres d’erreurs des différents modèles à un modèle en particulier, comme les composantes du bruit sont dans tous les cas identiques, il est possible de s’assurer si la barre d’erreur d’un modèle donné suit cette loi statistique. Les résultats de cette comparaison sont présentés sur la partie droite de la Figure 5.25. Cette Figure montre que les barres d’erreurs statistiques prévues par les différents modèles suivent bien la loi triviale, ce qui n’était à priori pas évident car l’ajustement du signal permettant d’extraire le rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  ne suit pas forcément la loi statistique mais peut inclure des effets systématiques. La partie de gauche de la Figure 5.25 donne l’évolution de cette loi suivant  $N$  et  $R$  (l’erreur statistique pour  $N = 1$  année de prise de données et  $R = 0.26$  (pas de plasma) est rapportée à 1). Cette loi montre en particulier que les modèles de plasma 3-saveurs qui prédisent une “sous-production” du  $\Upsilon'$  relativement au  $\Upsilon$  sont statistiquement avatagés ( $R$  est faible, donc  $\sigma$  aussi).

En utilisant cette formule, il est à présent possible de décrire l’évolution de la barre d’erreur sur la mesure du rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  pour des niveaux statistiques effectifs de 1 mois, 2 mois et 4 mois de prise de données (c’est à dire, respectivement, 1 an, 5 ans et 10 ans de prise de données LHC). Ainsi, la Figure 5.26 reprend les résultats de la Figure 5.24, en indiquant les barres d’erreurs associées à ces trois échantillons statistiques. Il apparaît clairement sur cette figure que 2 mois effectifs suffisent à discriminer non seulement les modèles entre eux, mais également le modèle  $\text{SU}(N)$   $R = 1 \text{ fm}$  d’une production purement hadronique. Il n’est associé aucune barre d’erreur au modèle  $\text{SU}(N)$

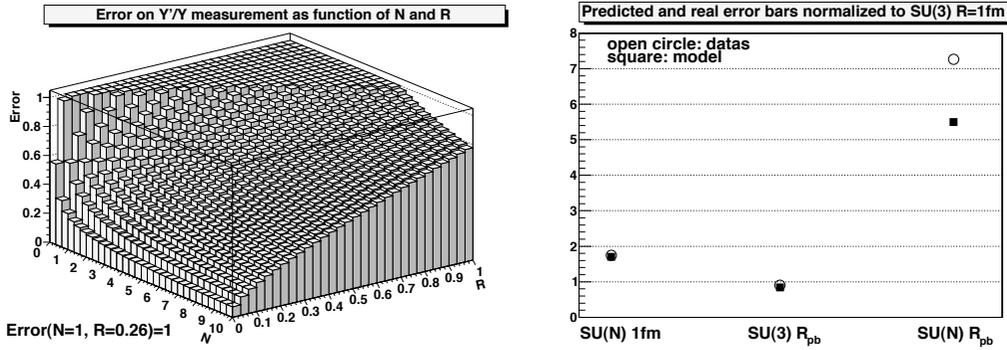


FIG. 5.25 – Le graphe de gauche donne la barre d’erreur statistique triviale en fonction du nombre d’évènements  $N$  et du rapport de production  $\Upsilon'/\Upsilon$  noté  $R$  (les résultats sont normalisés à 1 pour 1 mois de données et un rapport  $\Upsilon'/\Upsilon = 0.26$ ). Le graphe de droite montre l’efficacité de cette description statistique en indiquant les erreurs prédites et mesurées pour 3 des modèles. Ces erreurs sont rapportées à celles du modèle  $SU(3)$ ,  $R = 1 fm$ .

$R = R_{pb}$ , car les rapports de production  $\Upsilon'/\Upsilon$  pour des intervalles de  $3 GeV$  dans le cas d’un mois de prise de donnée n’ont pas pu être définis (pas assez d’évènements). Cependant, en reprenant les résultats de la Table 5.6, il est visible que la statistique de ce modèle est dix fois moindre que celle du modèle  $SU(N)$   $R = 1 fm$ . Par conséquent, même plusieurs années de prise de données ne suffiraient pas à atteindre la statistique d’un mois associée à ce scenario de plasma.

**Erreurs systématiques** Si le calcul des barres d’erreurs statistiques est toujours possible, l’étude des erreurs systématiques associées à une mesure peut se révéler plus complexe. Néanmoins, dans la mesure où notre étude concerne la mesure du rapport  $\frac{N(\Upsilon')}{N(\Upsilon)}$ , seuls les effets différentiels entre la production des résonances  $\Upsilon$  et  $\Upsilon'$  sont d’intérêt.

Nous avons vu que lors des simulations, les paramétrisations en rapidité  $y$  et en moment transverse  $p_T$  de chacune des résonances  $\Upsilon^i$  sont identiques, ce qui est conforme aux données des expériences menées sur différents accélérateurs jusqu’à aujourd’hui. Par conséquent, aucun biais systématique associée au dispositif expérimental de détection ne peut affecter la mesure du rapport  $\frac{N(\Upsilon')}{N(\Upsilon)}$ , puisque les distributions dans l’espace des phases des résonances individuelles  $\Upsilon^i$  sont équivalentes. Ainsi, seul les barres d’erreurs statistiques seront considérées dans cette étude. Ceci dit, deux types d’effets peuvent affecter la section efficace de production des  $\Upsilon^i$ , et être ipso facto à l’origine d’erreurs systématiques :

- concernant les effets non-liés au plasma, l’absorption nucléaire normale ou l’absorption par les “co-movers” peut induire des différences dans les production relatives de  $\Upsilon$  et de  $\Upsilon'$ , différences qui sont fonction de la densité d’énergie et/ou de la température au-dessus du seuil de production des états  $\Upsilon(nS)$  (voir [82] ou [83]). Si ces effets affectent le taux de production  $\frac{N(\Upsilon')}{N(\Upsilon)}$  pour une classe de centralité donnée (ce qui signifie, pour une collision d’énergie  $\sqrt{s}$  donnée, que la température du système est plus ou moins la même pour tous les évènements), ils ne peuvent néanmoins pas influencer ni la valeur fixée du rapport en fonction du moment transverse  $p_T$ , ni la différentielle de production relative entre les états  $\Upsilon$  et  $\Upsilon'$ . Dans ce cas, il ne peut donc pas y avoir d’erreurs systématiques sur la mesure du rapport.
- concernant les effets de plasma, comme nous l’avons vu dans la première partie de ce travail, les distributions en  $p_T$  et en  $y$  peuvent effectivement être modifiées différemment pour les résonances  $\Upsilon$  and  $\Upsilon'$ . La Figure 5.10 indique que dans les deux cas de modèles de plasma envisagés (plasma 3-saveurs et plasma  $SU(N)$ ), le rapport  $\frac{N(\Upsilon')}{N(\Upsilon)}$  est fortement modifié suivant le moment transverse  $p_T$  de la résonance, cet effet menant à des distributions dans l’espace des phases très différentes pour les deux résonances. Dans ce dernier cas, une étude fine du comportement du bras dimuon doit être entreprise pour répertorier les biais potentiels

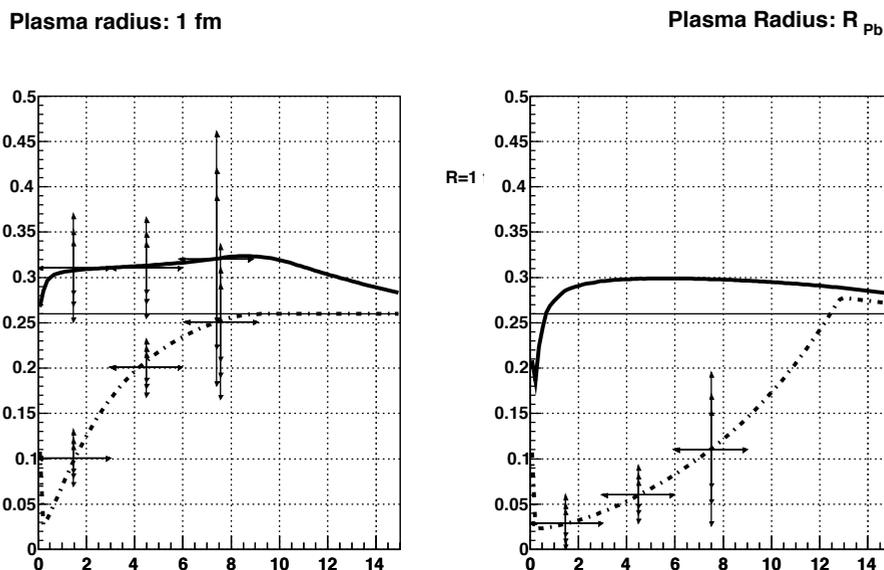


FIG. 5.26 – Précision du spectromètre dimuon d’ALICE sur la mesure du rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  après 1 an, 5 ans et 10 ans de prises de données au LHC, et pour des intervalles en moment transverse  $p_T$  de  $3 \text{ GeV}/c$ . Le modèle  $SU(N)$  est indiqué en trait plein, et le modèle 3-saveurs en traits alternés. Les rayons de  $1 \text{ fm}$  sont à gauche, et ceux de  $7.1 \text{ fm}$  ( $R_{pb}$ ) à droite.

liés à l’efficacité de reconstruction, à la reconstruction de la masse invariante, etc... Enfin, toujours dans le cadre des effets de plasma, une source d’erreur systématique importante est associée à la méconnaissance de la valeur exacte des rapports d’embranchement  $\Upsilon' \rightarrow \mu^+ \mu^-$  et  $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . En effet, la référence [73] indique que le premier rapport est de  $(1.31 \pm 0.21)$  et le second de  $(2.48 \pm 0.06)$ . En négligeant ce second terme dont la barre d’erreur est relativement faible, le rapport de production  $\Upsilon'/\Upsilon$  sans effet de plasma de  $0.26$  est connu avec une précision relative de  $\frac{0.21}{1.31} \simeq 16 \%$ . Ainsi, à moins que des expériences viennent à réduire cette barre d’erreur sur la connaissance de la décroissance dimuonique du  $\Upsilon'$ , celle-ci doit être prise en compte pour comparer les résultats des données concernant le rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  au niveau de référence de  $0.26$ . On notera que des résultats récents de la collaboration CLEO [85] ont d’ores et déjà permis de réduire la barre d’erreur sur la décroissance des  $\Upsilon(2S)$  en dimuons, avec un changement notable sur la valeur elle-même par rapport aux résultats des mesures indiqués par [73]. En effet, les résultats fournis par CLEO indiquent que le pourcentage des décroissances du  $\Upsilon(1S)$  en dimuons est de  $(2.53 \pm 0.02 \pm 0.05)$  et dans le cas du  $\Upsilon(2S)$ , ce même pourcentage est  $(2.44 \pm 0.07 \pm 0.05)$ . A titre indicatif, un schéma comparatif des résultats de différentes collaborations concernant ces mesures est donné Figure 5.27.

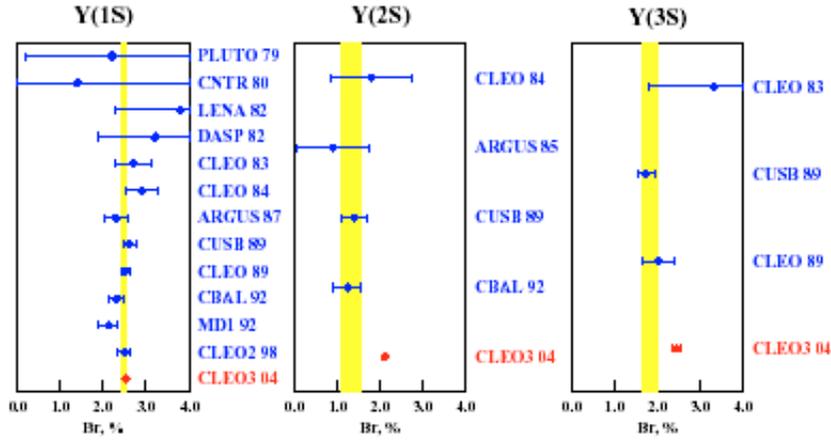


FIG. 5.27 – Valeur des rapports d'embranchement des résonances  $\Upsilon(nS)$  dans le canal dimuons (voir [85]).

## 5.4 Conclusion

S'affranchissant des effets de shadowing à l'aide d'un rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ , et des effets d'absorption nucléaire qui peuvent biaiser l'étude de la dépendance en centralité, le rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$  semble particulièrement sensible à la formation d'un plasma de quarks et de gluons. De plus, étant donné qu'aucune dépendance en  $p_T$  du rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  n'a été mise en évidence lors des dernières prises de données de 2003 en  $p - \bar{p}$  au Tevatron, il s'en suit que toute dépendance en impulsion transverse de ce rapport, lors des collisions Pb-Pb au LHC, mesuré par le spectromètre dimuon d'ALICE peut être imputée à la formation d'un système déconfiné. Il a été montré dans ce chapitre que la sensibilité du spectromètre semble suffisante pour qualifier cette dépendance, en intégrant toutes les données en  $p_T$  des rapports de production  $\Upsilon'/\Upsilon$ , et ce après un mois de prise de données aux luminosités et aux énergies nominales des collisions Pb-Pb du LHC. Enfin, mis à part un scénario de plasma où les productions des états  $\Upsilon$  et  $\Upsilon'$  serait toutes deux supprimées, il semble aussi que le spectromètre soit sensible au rayon du plasma. Cette analyse en moment transverse pourrait donner des résultats rapides en rapportant les mesures lors des collisions Pb-Pb à celles effectuées en p-Pb. En effet les collisions des systèmes p-Pb pourraient fournir une référence de base quand à la mesure des rapports de production  $\Upsilon'/\Upsilon$  dans le cas de matière purement hadronique, et permettraient de s'affranchir de biais systématiques comme la méconnaissance des rapports d'embranchements des états  $\Upsilon(nS)$  dans le canal dimuon. Combinée à une étude en centralité, cette observable devrait constituer un outil de choix pour étudier la nature ainsi que les propriétés du milieu formé par les collisions Pb-Pb du LHC.

# Conclusion

La problématique du Plasma de Quarks et de Gluons s'inscrit dans le cadre des tests de la QCD. Si les approximations perturbatives de cette dernière théorie ont pu être testées à plusieurs reprises, la formation d'un milieu déconfiné confirmerait les prédictions non perturbatives obtenues par des calculs sur réseaux. Comme nous l'avons vu au premier chapitre, le domaine des collisions d'ions lourds ultra-relativistes est en plein essor : différentes expériences entreprises au SPS, et se déroulant actuellement au RHIC tendent à montrer que les collisions d'ions lourds à des vitesses ultra-relativistes ont déjà permis de créer ce nouvel état de la matière en laboratoire. Pour parvenir à ces conclusions, différentes signatures expérimentales sont proposées, comme la suppression de la production des quarkonia lourds par le mécanisme d'écrantage de Debye. Néanmoins, malgré l'apparition de nouvelles signatures comme la suppression des jets, signer de manière inambigüe un milieu coloré, ou l'étudier restent des enjeux fondamentaux. L'expérience ALICE du LHC est centrée sur l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons. Son système de détection rappelé au second chapitre en fait une expérience généraliste capable de mesurer un grand nombre d'observables. En particulier, le spectromètre dimuons est en charge de la mesure de la production des résonances aux rapidités à l'avant, notamment celles de la famille du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$ . La production des états  $\Upsilon$  aux énergies nominales de  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV/nucléon des collisions Pb-Pb du LHC devrait permettre d'apporter de nouvelles informations sur la modification de la production des résonances dans le plasma. Expérimentalement, l'enjeu consiste à pouvoir séparer le  $\Upsilon(1S)$  et le  $\Upsilon(2S)$ , et par conséquent à obtenir des résolutions en masse invariante dimuon d'environ 100 MeV/ $c^2$ . Cette contrainte impose des résolutions spatiales des chambres de trajectographie de l'ordre de 100  $\mu m$  dans le plan de courbure. Le troisième chapitre a permis de présenter certains des derniers résultats de la phase de recherche et développement de ces chambres, ainsi que ceux des tests en faisceau au PS du CERN des prototypes de modules en latte des stations 3, 4 et 5 du spectromètre. Après avoir montré que le cahier des charges concernant la résolution spatiale des chambres, leur efficacité ou leur stabilité de tenue en haute tension était satisfait, il s'agissait de modéliser au mieux la réponse des lattes, afin de l'implémenter sous AliRoot. Les effets de cette réponse réaliste des chambres sur la reconstruction en masse invariante des paires de muons étant faible, le quatrième chapitre a abordé une autre source de dégradation de la masse invariante : le désalignement des chambres issu des imprécisions mécaniques sur leur placement. Une procédure d'alignement à l'aide de particules a été développée, utilisant un algorithme efficace déjà utilisé sur l'expérience COMPASS du CERN. Cette procédure semble opérer avec ou sans champ magnétique, malgré la situation plus complexe liée au nombre important de lattes par plan de détection. L'ensemble de ces développements étant intégré au programme général d'analyse sera utilisable dès les premières prises de données.

À partir de cette connaissance des différents effets susceptibles de dégrader la résolution en masse des résonances, le dernier chapitre propose une étude originale à mener sur l'expérience ALICE. En effet, l'étude s'appuie sur un modèle de suppression des résonances dans le plasma développé par J.F. Gunion et R. Vogt. Ce modèle prévoit une variation du rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  en fonction de l'impulsion transverse. Après avoir réactualisé certains paramètres de ce modèle, j'ai montré que le spectromètre était non seulement en mesure de détecter une variation de ce rapport assez rapidement (un mois de prises de données), que l'on pourrait imputer à la formation du Plasma, mais également qu'une étude en  $p_T$  permettrait de donner des informations sur certaines de ses propriétés, après quelques mois de prise de données. L'étude consisterait à analyser le rapport  $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$  lors des collisions p-Pb, à s'assurer de sa constance suivant  $p_T$ , et à mesurer sa valeur ainsi que ses erreurs systématiques et statistiques. Si les collisions Pb-Pb aux énergies nominales révèlent par la suite une variation de ce rapport au delà des barres d'erreurs précédemment définies, cette

observable, combinée à une étude en centralité, devrait être un outil puissant pour l'étude du milieu déconfiné.

# Bibliographie

- [1] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson and C. B. Thorn, “Baryon Structure In The Bag Theory,” *Phys. Rev. D* **10** (1974) 2599.
- [2] H. Satz, “A brief history of J/psi suppression” arXiv :hep-ph/9806319.
- [3] T. Matsui and H. Satz, “J / Psi Suppression By Quark - Gluon Plasma Formation” *Phys. Lett. B* **178** (1986) 416.
- [4] ALICE Collaboration, “Technical Proposal”, CERN/LHCC 95-71 (1995)
- [5] ALICE collaboration, “Technical Proposal, Addendum 1”, CERN/LHCC/96-32 (1996)
- [6] ALICE collaboration, “Technical Proposal, Addendum 2”, CERN/LHCC/99-13
- [7] ALICE Collaboration, “Technical Design Report n°8”, CERN/LHCC 2000-12 (2000)
- [8] H. Satz, “Colour deconfinement in nuclear collisions” *Rept. Prog. Phys.* **63** (2000) 1511
- [9] J. P. Blaizot, “The Quark-Gluon Plasma And Nuclear Collisions At High Energy” *Given at Les Houches Summer School on Theoretical Physics, Session 66 : Trends in Nuclear Physics, 100 Years Later, Les Houches, France, 30 Jul - 30 Aug 1996*
- [10] B. Muller, “Physics and signatures of the quark - gluon plasma” *Rept. Prog. Phys.* **58** (1995) 611
- [11] P. Braun-Munzinger, I. Heppe and J. Stachel, “Chemical equilibration in Pb + Pb collisions at the SPS” *Phys. Lett. B* **465** (1999) 15
- [12] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich and J. Stachel, “Hadron production in Au Au collisions at RHIC” *Phys. Lett. B* **518** (2001) 41
- [13] E. Andersen *et al.* [WA97 Collaboration], “Strangeness enhancement at mid-rapidity in Pb Pb collisions at 158-A-GeV/c” *Phys. Lett. B* **449** (1999) 401.
- [14] R. J. Glauber and G. Matthiae, “High-Energy Scattering Of Protons By Nuclei” *Nucl. Phys. B* **21** (1970) 135.
- [15] A. Accardi *et al.*, “Hard probes in heavy ion collisions at the LHC : PDFs, shadowing and p A collisions” arXiv :hep-ph/0308248.
- [16] M. B. Einhorn and S. D. Ellis, “Hadronic Production Of The New Resonances : Probing Gluon Distributions” *Phys. Rev. D* **12** (1975) 2007
- [17] R. Gavai, D. Kharzeev, H. Satz, G. A. Schuler, K. Sridhar and R. Vogt, “Quarkonium production in hadronic collisions” *Int. J. Mod. Phys. A* **10** (1995) 3043
- [18] C. H. Chang, “Hadronic Production Of J / Psi Associated With A Gluon” *Nucl. Phys. B* **172** (1980) 425.
- [19] R. Baier and R. Ruckl, “Hadronic Collisions : A Quarkonium Factory” *Z. Phys. C* **19** (1983) 251.
- [20] G. T. Bodwin, E. Braaten and G. P. Lepage, “Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium” *Phys. Rev. D* **51** (1995) 1125
- [21] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], “J/psi and psi(2S) production in p anti-p collisions at  $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$ ,” *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 572.
- [22] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], “J/psi production from proton proton collisions at  $s^{**}(1/2) = 200\text{-GeV}$ ” *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 051802

- [23] M. C. Abreu *et al.* [NA38 Collaboration], "Charmonia production in 450-GeV/c proton induced reactions" Phys. Lett. B **444** (1998) 516.
- [24] M. C. Abreu *et al.* [NA50 Collaboration], "Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/psi suppression pattern measured in Pb Pb collisions at the CERN-SPS" Phys. Lett. B **477** (2000) 28.
- [25] M. C. Abreu *et al.* [NA50 Collaboration], "Charmonia Suppression In P A Collisions At 450-GeV/c : New Results From Na50," Nucl. Phys. A **698** (2002) 543.
- [26] D. M. Alde *et al.*, "The A-Dependence Of J / Psi And Psi-Prime Production At 800-GeV/c" Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 133.
- [27] M. J. Leitch *et al.* [FNAL E866/NuSea collaboration], "Measurement of J/psi and psi' suppression in p A collisions at 800-GeV/c," Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3256 [arXiv :nucl-ex/9909007].
- [28] D. M. Alde *et al.*, "Nuclear Dependence Of Dimuon Production At 800-GeV. Fnal-772 Experiment," Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 2479.
- [29] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and P. V. Ruuskanen, "Scale evolution of nuclear parton distributions" Nucl. Phys. B **535** (1998) 351
- [30] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and C. A. Salgado, "The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications" Eur. Phys. J. C **9** (1999) 61
- [31] K. J. Eskola, K. Kajantie, P. V. Ruuskanen and K. Tuominen, "Scaling of transverse energies and multiplicities with atomic number and energy in ultrarelativistic nuclear collisions," Nucl. Phys. B **570** (2000) 379 [arXiv :hep-ph/9909456].
- [32] K. J. Eskola, "High Energy Nuclear Collisions", proceeding EPS-HEP99, Tampere, Finland, July 1999
- [33] A. Bazilevski for the PHENIX Collaboration, "Global Observables at PHENIX", Proc. 19th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, 2003
- [34] I. G. Bearden *et al.* [BRAHMS Collaboration], "Nuclear Stopping in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV" arXiv :nucl-ex/0312023.
- [35] G. Moore *et al.* [Mc Gill University], "Electromagnetic emission (and energy loss) in the QGP" Quark Matter 2004.
- [36] J. Frantz [PHENIX Collaboration], "PHENIX direct photons in 200-GeV p + p and Au + Au collisions," arXiv :nucl-ex/0404006.
- [37] F. Karsch, E. Laermann and A. Peikert, "The pressure in 2, 2+1 and 3 flavour QCD" Phys. Lett. B **478** (2000) 447
- [38] S. D. Katz, "Lattice QCD at finite T and mu," Nucl. Phys. Proc. Suppl. **129** (2004) 60 [arXiv :hep-lat/0310051].
- [39] J. Barrette *et al.* [E814/E877 Collaboration], "Measurement Of Transverse Energy Production With Si And Au Beams At Relativistic Energy : Towards Hot And Dense Hadronic Matter" Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2996.
- [40] S. Margetis *et al.* [NA49 Collaboration], "Transverse energy production in Pb-208 + Pb collisions at 158-GeV per nucleon" Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3814.
- [41] K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], "Measurement of the mid-rapidity transverse energy distribution from  $s_{NN}^{1/2} = 130$ -GeV Au + Au collisions at RHIC" Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 052301
- [42] G. J. Kunde [STAR Collaboration], "High transverse momentum results from the STAR collaboration" Nucl. Phys. A **715** (2003) 189
- [43] D. d'Enterria, "Indications of suppressed high p(T) hadron production in nucleus nucleus collisions at CERN-SPS," arXiv :nucl-ex/0403055.
- [44] ALICE Collaboration, ALICE Physics Performance Report, vol. 1, CERN/LHCC-2003-49 (2003)
- [45] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], "J/psi production in Au - Au collisions at  $s_{NN}^{1/2} = 200$ -GeV at the Relativistic Heavy Ion Collider" Phys. Rev. C **69** (2004) 014901

- [46] K. Hagiwara *et al.* [Particle Data Group Collaboration], “Review Of Particle Physics” Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.
- [47] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group Collaboration], “Review of particle physics,” Phys. Lett. B **592** (2004) 1.
- [48] S. Digal, P. Petreczky and H. Satz, “Quarkonium feed-down and sequential suppression” Phys. Rev. D **64** (2001) 094015
- [49] ALICE collaboration, Technical Design Report of the Forward Muon Spectrometer, CERN/LHCC/1995-71 ; Addendum CERN/LHCC/1996-32
- [50] ALICE Transition Radiation Detector Technical Design Report, CERN/LHCC 2001-021, ALICE TDR 9 (2001)
- [51] Addendum to the Technical Design Report, CERN/LHCC, 2000
- [52] F. Sauly, “Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers”, lectures given in the Academic Training Program of CERN
- [53] S. Ottini-Hustache, “L’interaction rayonnement-matière et les grandes familles de détecteurs”, Ecole Joliot-Curie de Physique nucléaire 2001
- [54] Liliane Kharmandarian, “Etude des chambres de trajectoire du spectromètre dimuons de l’expérience ALICE auprès du LHC”, Thèse de l’IPN (1999)
- [55] E. Mathieson, “Cathode Charge Distributions In Multiwire Chambers. 4 : Empirical Formula For Small Anode - Cathode Separation” Nucl. Instrum. Meth. A **270** (1988) 602.
- [56] K. Lau and J. Pyrlik, “Optimization Of Centroid Finding Algorithms For Cathode Strip Chambers,” Nucl. Instrum. Meth. A **366** (1995) 298.
- [57] K. Boudjemline et al, “Results of Slat CPC Prototype Test for ALICE Dimuon Spectrometer”, ALICE-INT 2002
- [58] Jean Gosset, Formulaire Interne du SPhN (2002)
- [59] R. Brun and F. Rademakers, “Root : An Object Oriented Data Analysis Framework,” Nucl. Instrum. Meth. A **389** (1997) 81.
- [60] <http://aliweb.cern.ch/offline/>
- [61] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
- [62] <http://www-nsdth.lbl.gov/~xnwang/hijing/>
- [63] J.Y. Grossiord, G. Jacquet, “The RELCAM, an optical transparent sensor for geometry alignment and monitoring systems”, ALICE-INT 2003
- [64] Hugo Pereira, Jean-Marc Le Goff, “Compass spectrometer alignment”, COMPASS Internal Note (2003)
- [65] E. Dumonteil and P. Crochet, “Measuring the transverse momentum dependence of the Upsilon’ over Upsilon ratio with the ALICE muon spectrometer”, ALICE-INT (2004) à paraître
- [66] J. P. Blaizot and J. Y. Ollitrault, “J / Psi Momentum Distribution And Lifetime Of A Quark - Gluon Plasma,” Phys. Lett. B **199** (1987) 499.
- [67] F. Karsch and R. Petronzio, “Momentum Distribution Of J / Psi In The Presence Of A Quark - Gluon Plasma,” Phys. Lett. B **193** (1987) 105.
- [68] M. C. Chu and T. Matsui, “Dynamic Debye Screening For A Heavy Anti-Quark Pair Traversing A Quark - Gluon Plasma,” Phys. Rev. D **39** (1989) 1892.
- [69] X. M. Xu, D. Kharzeev, H. Satz and X. N. Wang, “J/Psi Suppression in an Equilibrating Parton Plasma” Phys. Rev. C **53** (1996) 3051
- [70] J. F. Gunion and R. Vogt, “Determining the existence and nature of the quark-gluon plasma by Upsilon suppression at the LHC” Nucl. Phys. B **492** (1997) 301
- [71] D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], “Upsilon production and polarization in p anti-p collisions at  $s^{*}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$ ” Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 161802.
- [72] B. Petersson, “Lattice Results On Finite Temperature QCD : A Status Report” Nucl. Phys. A **525** (1991) 237.

- [73] K. Hikasa *et al.* [Particle Data Group Collaboration], “Review Of Particle Properties. Particle Data Group,” Phys. Rev. D **45** (1992) S1
- [74] C. Y. Wong, E. S. Swanson and T. Barnes, “Heavy quarkonium dissociation cross sections in relativistic heavy-ion collisions” Phys. Rev. C **65** (2002) 014903
- [75] R. Gavai, D. Kharzeev, H. Satz, G. A. Schuler, K. Sridhar and R. Vogt, “Quarkonium production in hadronic collisions” Int. J. Mod. Phys. A **10** (1995) 3043
- [76] J. D. Bjorken, “Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region” Phys. Rev. D **27** (1983) 140.
- [77] A. Accardi *et al.*, “Hard probes in heavy ion collisions at the LHC : PDFs, shadowing and pA collisions” arXiv :hep-ph/0308248.
- [78] ALICE Collaboration, “ALICE Physics Performances Report”, Current Version of 2004
- [79] David d’Enterria, “Hard Scattering Cross-section at LHC in the Glauber approach : from pp to pA and AA collisions”, Internal note (SUBATECH).
- [80] P. Crochet, “Number of  $\Upsilon$  in the dimuon channel per year in min-biais PbPb”, Internal note (Clermont-Ferrand).
- [81] S. Digal, P. Petreczky and H. Satz, “Quarkonium feed-down and sequential suppression,” Phys. Rev. D **64** (2001) 094015
- [82] F. Arleo, “Etude de l’interaction d’une paire  $c\bar{c}$  avec la matière hadronique”, Thèse de Doctorat de l’Université Louis Pasteur, Strasbourg 1
- [83] C. Y. Wong, “Dissociation of a heavy quarkonium at high temperatures” Phys. Rev. C **65** (2002) 034902
- [84] Lamoine Laurent, Thèse de doctorat : “Optimisation du détecteur du système de déclenchement du spectromètre dimuons et étude des résonances de haute masse dans l’expérience ALICE au CERN-LHC” (2001), Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand (IN2P3/CNRS), UNIVERSITE BLAISE PASCAL - CLERMONT-FERRAND II.
- [85] R. S. Galik, “Quarkonium production and decay,” arXiv :hep-ph/0408190.

# Table des figures

1.1	Diagramme de phase faisant apparaître le domaine hadronique et le PQG. Les points expérimentaux de différents accélérateurs sont placés sur le diagramme. . . . .	10
1.2	Rapports $p/T^4$ en fonction de $T$ (figure de gauche) et $\varepsilon/T^4$ en fonction de $\frac{T}{T_c}$ (figure de droite) issus d'un calcul sur réseau avec différents saveurs de quarks. $\varepsilon_{SB}$ est la densité d'énergie de Stefan-Boltzmann. Ces calculs sont détaillés [37]. . . . .	13
1.3	Représentation d'une collision noyau-noyau centrale et périphérique. $b$ est le paramètre d'impact. . . . .	14
1.4	Mécanisme d'une collision d'ions lourds ultrarelativistes donnant naissance à un PQG. . . . .	14
1.5	Diagramme de l'évolution spatio-temporelle du PQG, indiquant un ordre de grandeurs des constantes de temps $\tau$ associées aux différentes phases. . . . .	15
1.6	Etude en centralité des collisions, à l'aide des énergies déposées dans le BBC et dans le ZDC de l'expérience PHENIX au RHIC (voir [33]). Les tranches en centralité sont indiquées (les collisions les plus centrales sont données par la tranche 0-5%). . . . .	17
1.7	Energie transverse par unité de pseudo-rapacité (mesurée par l'expérience PHENIX au RHIC [33]) ramenée au nombre de paires de participants en fonction du nombre de participants pour des collisions à $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ . . . . .	18
1.8	Etude de la transparence pour des collisions de différentes énergies : les données des collisions Au-Au de $\sqrt{s} = 5 \text{ GeV}$ à l'AGS sont indiquées par les triangles, celles des collisions Pb-Pb de $\sqrt{s} = 17 \text{ GeV}$ au SPS sont indiquées par les carrés, et celles des collisions Au-Au de $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ au RHIC sont indiquées par les cercles [34]. . . . .	19
1.9	Modélisation des distributions en énergie des photons directs ("prompt", "QGP", "hadrons") et issus des décroissances ("decay" des $\pi^0$ ou des $\eta$ ) [35]. . . . .	20
1.10	Mesure des photons directs en fonction du moment transverse et pour différentes classes de centralité lors de collisions Au-Au à $200 \text{ GeV}$ , sur l'expérience PHENIX du RHIC [36]. . . . .	22
1.11	Etude de la dépendance en $p_T$ du rapport $R_{AA}$ mesuré à différentes énergies au CERN (à l'ISR et au SPS) et au RHIC [43]. . . . .	23
1.12	Etude des corrélations azimutales entre particules dominantes lors de collisions centrales à $200 \text{ GeV}$ /nucléons sur l'expérience STAR au RHIC [42]. . . . .	24
1.13	Rapports d'abondances des particules : comparaison entre modèle (avec $T = 174 \text{ MeV}$ ) et mesure [11]. . . . .	25
1.14	Augmentation de la production de particules étranges en fonction du nombre de quarks étranges dans la particule. Cette mesure a été faite avec des collisions Pb-Pb de $158 \text{ GeV}$ (les résultats sont normalisés par rapport à des collisions p-Be) par la collaboration WA98 au CERN [13]. . . . .	26
1.15	Diagrammes d'ordre dominant (LO) pour la production de $c\bar{c}$ . . . . .	27
1.16	Production de résonances de la famille du $J/\psi$ dans le modèle du singulet de couleur : pour assurer la conservation de la couleur, les règles de sélection imposent des graphes différents pour différentes résonances. . . . .	28
1.17	Production de $J/\Psi$ dans le modèle de l'octet de couleur. . . . .	29
1.18	Mesure des section efficace de production du $J/\Psi$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. La mesure à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ est donnée par la collaboration PHENIX [22]. Ces mesures sont comparées au Color Octet Model avec deux types de fonctions de distribution des partons différentes : GRV98NLO, et MRST2001NLO . . . . .	30

1.19	Suppressions successives des quarkonium en fonction de la température du milieu [48]. La figure de gauche donne la fraction des charmonium subsistant à la température $T$ : les paliers en fonction des valeurs croissantes de $T$ sont associés à la suppression successive des résonances (respectivement $\chi_c$ , $\psi'$ et $J/\psi$ ). La figure de droite donne la fraction des bottomonium subsistant à la température $T$ (les paliers correspondent aux suppressions successives des états $\Upsilon''$ , $\chi_b(2P)$ , $\Upsilon'$ , $\chi_b(1P)$ , et $\Upsilon$ ). . . . .	32
1.20	Schémas de déexcitation des bottomonium de la famille du $\Upsilon$ [47]. . . . .	33
1.21	Evolution du rapport $R_{gluons}^A(x, Q^2)$ en fonction de $x$ pour différentes valeurs de $Q^2$ , dans le cas d'un noyau de Plomb, selon le modèle EKS98 [29]. . . . .	35
1.22	Suppression du $J/\psi$ (rapport du nombre de $J/\psi$ mesurés sur le nombre prévu) en fonction de l'énergie transverse pour les expériences NA38, NA50 et NA51 au SPS, avec différent types de noyaux. L'absorption nucléaire simple a été soustraite [24]. . . . .	36
1.23	Production du $J/\psi$ en fonction son impulsion transverse sur l'expérience PHENIX au RHIC pour des collisions p-p de $200 GeV$ . A gauche la production est donnée dans le canal diélectron (dans le bras central) et à droite dans le canal dimuon (avec le bras à muons). Les prédictions de ces mesures données par les modèles CSM (pointillés/tirets) et COM (pointillés) sont superposées au fit phénoménologique des données (trait plein) [22]. . . . .	37
1.24	Production du $J/\psi$ par collision binaire en fonction du nombre de participants (carrés pleins) lors de collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 200 GeV$ /nucléon, mesurée par l'expérience PHENIX. Pour comparaison, les données de l'expérience NA50 (étoiles) sont rapportées à la production de $J/\psi$ en collision p-p [45]. . . . .	38
1.25	Spectre attendu de masse invariante des dimuons dans le bras dimuon de l'expérience ALICE. . . . .	39
2.1	Ensemble des accélérateurs du CERN. . . . .	42
2.2	Vue en coupe du dispositif expérimental ALICE. Les différents sous-détecteurs sont annotés. . . . .	43
2.3	Vue en coupe de la ligne de faisceau à 106 m du point d'interaction, où le placement des deux modules du ZDC apparait. . . . .	46
2.4	Vue latérale du spectromètre dimuons d'ALICE. . . . .	49
2.5	Vues en coupe de l'absorbeur frontal. . . . .	50
2.6	Vue en perspective du filtre à muons. . . . .	50
2.7	Vues en perspective et en coupe du blindage du tube faisceau. . . . .	51
2.8	Vue en perspective de l'aimant dipolaire du spectromètre dimuon. . . . .	51
2.9	Vue en perspective des chambres de déclenchements. . . . .	52
2.10	Vue en perspective des deux chambres de la Station 2. . . . .	53
2.11	Vue de face de la chambre 5, Station 3. . . . .	53
2.12	Vue de face du détecteur V0. . . . .	54
3.1	Ce schéma illustre la reconstruction du point de passage de 2 particules réelles (zone noire) activant 4 pistes du détecteur : 2 particules supplémentaires dites "fantômes" sont reconstruites (zone grisée). . . . .	56
3.2	Vue en coupe d'une chambre proportionnelle multifils . . . . .	58
3.3	Vue schématique d'une chambre de type latte composée des deux plans de cathode parallèles (plan de courbure et de non-courbure) et du plan de fils d'anode inséré entre les deux. . . . .	59
3.4	Détail de la dimension des damiers des plans de courbure et de non-courbure. . . . .	60
3.5	Densité d'impacts (particules/cm <sup>2</sup> /événements) dans les chambres en fonction du rayon, pour les 5 stations. . . . .	61
3.6	Taux d'occupation des stations 3, 4 et 5 en fonction du rayon. Le trait plein représente la première chambre et le pointillé la deuxième chambre. . . . .	63
3.7	Schéma d'une station en lattes : perspective des chambres 5 et 6 de la station 3. Les deux plans de la station cachent les lattes décalées permettant de recouvrir l'acceptance. . . . .	64

3.8	Détail de la structure mécanique de la chambre à damiers (1/2 coupe). Cette figure n'est pas à l'échelle. . . . .	65
3.9	Vue explosée des différents éléments des chambres à damiers : du centre à la partie supérieure (ou inférieure), on peut voir le plan de fils d'anode, le PCB, et le panneau en fibre de carbone. . . . .	65
3.10	Détail du PCB du plan de courbure de la latte testée en octobre 2001. On aperçoit le connecteur (placé verticalement au niveau de la partie inférieure) avec les lignes de lectures qui sont connectées aux damiers (les damiers sont placés horizontalement au niveau de la partie supérieure). . . . .	66
3.11	Représentation schématique du système de lecture de données. . . . .	66
3.12	Valeur des piedestaux (évalués en nombre de canaux ADC) en fonction de l'adresse électronique des damiers, pour le plan de courbure. . . . .	68
3.13	Mesure du bruit (évalué en nombre de canaux ADC) en fonction de l'adresse électronique des damiers, pour le plan de courbure. . . . .	69
3.14	Mesure du bruit (évalué en nombre de canaux ADC) en fonction de la longueur de piste de lecture (cm) . . . . .	70
3.15	Représentation schématique du dispositif expérimental des tests en faisceau au PS du CERN. . . . .	70
3.16	Calcul du bruit du prototype en fonction de l'adresse électronique, pour les petits damiers de $5 \times 25 \text{ mm}^2$ (triangles) et les grands damiers de $5 \times 100 \text{ mm}^2$ (carrés). . . . .	72
3.17	Mesure du bruit du prototype de juillet 2001 en fonction de l'adresse électronique des damiers, dans le plan de courbure. Pour pouvoir être comparés aux résultats de l'étude des piedestaux (section 4.2.1), il convient de multiplier ces résultats par un facteur $3/4$ , eu égard au rapport entre le gain des anciens et des nouveaux Gassiplex ( $\approx 3$ ) et à la précision des anciens et des nouveaux ADC (passage de 10 à 12 bits). Deux des voies de ce graphe sont inopérantes car elles présentent un bruit trop élevé. . . . .	72
3.18	Mesure du bruit en fonction de l'adresse électronique dans le plan de non-courbure. . . . .	73
3.19	Photographie de la latte de 2.4 m testée en octobre 2001 au T10 du PS du CERN. On distingue en particulier les connecteurs des cartes d'électronique en haut et en bas de la latte. . . . .	73
3.20	Représentation sous AliRoot de la détection de 4 particules : les différents damiers activés sont regroupés par agrégats (clusters) associés au passage d'une particule. Plusieurs configurations des damiers formant un agrégat sont mises en évidence. . . . .	74
3.21	Résidus d'une prise de donnée à 1675 V. La coordonnée y de chacun des événements de ce résidu est calculé à l'aide d'un barycentre des charges. . . . .	75
3.22	Erreur systématique des résidus en position calculés à l'aide de la méthode du centre de gravité. Cette erreur est fonction de la distance séparant le passage de la particule et le centre du damier de plus grande charge. Ycog désigne la position reconstruite par le centroïde des charges, Ycenter désigne le centre du damier de charge maximum, et Yextrap la position de la particule calculée en extrapolant la trace reconstruite par le système de trajectographie à la position en z de la chambre. . . . .	76
3.23	Erreur systématique des résidus après correction. Les notations sont identiques à celles de la figure précédente. . . . .	76
3.24	Résidus de la même prise de donnée à 1675 V, calculé avec un barycentre des charges, après application de la fonction correctrice. . . . .	77
3.25	Résidus de la prise de donnée à 1675V, calculés à l'aide de l'ajustement de Mathieson. . . . .	78
3.26	Détail des différentes méthodes d'ajustement des résidus (en cm) de la prise de données à 1725 V. En haut à gauche : centre de gravité corrigé; en haut à droite : centre de gravité corrigé avec option w; en bas à gauche : ajustement de Mathieson; en bas à droite : ajustement de Mathieson avec option W. . . . .	79
3.27	Détail des deux méthodes d'ajustement des résidus en fonction de la haute tension appliquée. Triangles ouverts : résidus calculés avec la méthode du centre de gravité corrigé ajustés par une simple Gaussienne; cercles ouverts : idem avec pondération des valeurs (w); cercles pleins : résidus calculés avec un ajustement de Mathieson ajustés par une simple Gaussienne; triangles pleins : idem avec pondération des valeurs; carrés pleins : idem avec un ajustement par une double Gaussienne. . . . .	80

3.28	Ajustement des résidus (cm) de Mathieson par une double Gaussienne pour la prise de données à 1725 V. Des coupures sévères ont été faites ici sur la probabilité de $\chi_y^2$ ( $>0.1$ ) ainsi que sur le trigger et donnent une résolution de $46 \mu m$ . . . . .	81
3.29	Structure du perceptron à une couche cachée utilisé pour la détermination du centroïde des charges. . . . .	82
3.30	Ajustement Gaussien des résidus calculés par le réseau de neurones pour la prise de données à 1675 V. . . . .	83
3.31	Dimensions du faisceau en x et en y vu par les plans de silicium. . . . .	84
3.32	Charge typique des agrégats de plus grande charge, mesurée dans le plan de courbure à 1750 V. . . . .	85
3.33	Charge des agrégats de plus grande charge en échelle logarithmique en fonction de la haute tension pour le plan de courbure. . . . .	85
3.34	Spectre typique des résidus à 1725 V dans le plan de courbure, apparaissant en échelle logarithmique. L'ajustement Gaussien est réalisé sur une fenêtre à $\pm 1\sigma$ . . . . .	86
3.35	Résolutions données par différentes procédures d'ajustement et queues de distribution des résidus, en fonction de la haute tension. Ces deux graphes incluent les saturations en charge. Pour le graphique de résolution, les carrés noirs correspondent à un ajustement Gaussien des résidus, les carrés blancs au même ajustement avec un poids (W) égal à 1, les étoiles noires sont associées à un ajustement par deux Gaussiennes des résidus, les étoiles blanches au même ajustement avec un poids W=1, et les croix blanches à la valeur RMS de la distribution (coupée à $\pm 1$ mm). . . . .	87
3.36	Etude des effets de saturations en fonction de la haute-tension. Le graphe du haut présente la résolution avec (carrés blancs) ou sans (étoiles noires) saturations pour deux méthodes différentes (RMS : 2 courbes supérieures et ajustement Gaussien : 2 courbes inférieures). La figure du bas donne le pourcentage d'agrégats saturés en fonction de la haute-tension. . . . .	87
3.37	Graphe du haut : pourcentage d'agrégats de 1 à 6 damiers dans la direction y (courbure) en fonction de la haute-tension (carrés noirs=2 damiers, carrés blancs=3 damiers ; étoiles noires=4 damiers ; étoiles blanches=5 damiers ; cercles noirs=6 damiers ; cercles blancs= plus de 6 damiers). Graphe du bas : nombre moyen de damiers par agrégats dans la direction y. . . . .	88
3.38	Résolution obtenue par un ajustement Gaussien en fonction de la haute-tension pour différentes configurations de damiers (carrés noirs=2 damiers, carrés blancs=3 damiers ; étoiles noires=4 damiers ; étoiles blanches=5 damiers). . . . .	88
3.39	Efficacité en fonction de la haute-tension pour le plan de courbure : les ronds représentent les valeurs de l'efficacité calculées pour des coupures à $\pm 1$ mm sur les résidus et les triangles pour des coupures à $\pm 240 \mu m$ ( $3\sigma$ ). . . . .	89
3.40	Effet de diaphonie : distribution des coups dans le plan de courbure en fonction du numéro du damier en X et en Y (gauche). La figure de droite représente la même valeur mais pondérée par la charge. . . . .	89
3.41	Charge des agrégats, efficacité à $\pm 1$ mm, résolution et queues de distributions en fonction de l'angle (en $^\circ$ ) entre le faisceau et la chambre, pour le plan de courbure. . . . .	91
3.42	Paramètres $\sigma_1$ et $\sigma_2$ en fonction de l'angle (en $^\circ$ ) entre le faisceau et la chambre pour le plan de courbure. . . . .	92
3.43	Rapport $\frac{A_1}{A_2}$ en fonction de l'angle entre le faisceau et la chambre pour le plan de courbure pour des angles compris entre 0 et $10^\circ$ . . . . .	92
3.44	Résidu typique à 1750 V pour une rotation de $10^\circ$ autour de l'axe défini par les fils d'anode, pour le plan de courbure. . . . .	93
3.45	Charge des agrégats, efficacité à $\pm 1$ mm, résolution et queues de distributions en fonction de la position du faisceau (en cm) sur la chambre. Les coordonnées de cette position sont exprimées en cm sur le graphique du haut. . . . .	94
3.46	Spectre des résidus pour le plan de non-courbure à 1725V. . . . .	95
3.47	Charge des agrégats, efficacité à $\pm 1$ mm, et résolution en fonction de la haute-tension dans le plan de non-courbure. . . . .	95

3.48 Graphe du haut : Charge totale des agrégats dans le plan de courbure en fonction de la charge totale des agrégats dans le plan de non-courbure. Graphe du bas : rapport des ces deux charges. . . . . 96

3.49 Vue en perspective de la simulation du dispositif de détection des tests en faisceau du PS du CERN. . . . . 97

3.50 Comparaison des multiplicités expérimentales (tirets) et simulées (trait plein) suivant x (gauche) et suivant y (droite). . . . . 98

3.51 Comparaison des distributions de la charge totale des agrégats : courbe expérimentale (à gauche) et simulée (à droite). . . . . 98

3.52 Comparaison des distributions des résidus : courbe expérimentale (foncée) et simulées (claire). Le graphe de droite présente les mêmes résultats sur une échelle logarithmique, pour permettre la comparaison des queues de distribution dans les deux cas. Les valeurs des paramètres décrivant les résidus sont données Tableau 3.5. 99

3.53 Comparaison des distributions des résidus, en échelle logarithmique : courbe expérimentale (à gauche) et simulées (à droite : les résidus sans diffusion multiple et sans bruit propre aux damiers ont la meilleure résolution, les résidus avec diffusion multiple et sans bruit donnés par la courbe la plus foncée, et les résidus avec diffusion multiple et avec un bruit de 1 canal ADC ont la moins bonne résolution). 100

3.54 Résultat de l’ajustement des paramètres de Mathieson pour une prise de données des tests de la latte d’octobre 2001. Ajustement du paramètre  $K_{3x}$  sur la figure de gauche, et du paramètre  $K_{3y}$  sur la figure de droite. La valeur initiale de l’ajustement de  $K_{3x}$  et  $K_{3y}$  est 0.55 : des événements rejetés apparaissent à ces valeurs. . . . . 101

3.55 Comparaison des distributions de résidus de tests en faisceau (courbe foncée) et des simulations (claire) sur la figure à gauche. A droite, la même figure en échelle logarithmique. Les valeurs des paramètres décrivant les résidus sont données tableau 3.6. . . . . 101

3.56 Comparaison des distributions de résidus de tests en faisceau (à gauche) et des simulations (à droite). Les courbes en trait plein utilisent l’extrapolation classique, faite par un ajustement linéaire des coups dans les siliciums. Les traits pointillés sont le résultat de l’extrapolation calculée par la méthode de prise en compte de la diffusion multiple. Les valeurs des résolutions sont données Tableau 3.7. . . . . 105

3.57 Distribution des résidus issue des simulations incluant le nouveau modèle de réponse des chambres, sans diffusion multiple. . . . . 107

3.58 Vue schématique du dispositif de détection utilisé pour les simulations. . . . . 107

3.59 Résolutions données par l’ancien (à gauche) et le nouveau (à droite) modèle de réponse des chambres pour l’ensemble des stations de tracking du bras dimuon. . . 109

3.60 Masse invariante  $\mu^+\mu^-$  du  $\Upsilon$  pour l’ancien (à gauche) et le nouveau (à droite) modèle de réponse des chambres. . . . . 109

3.61 Résolutions données par l’ancien (à gauche) et le nouveau (à droite) modèle de réponse des chambres pour l’ensemble des stations de tracking du bras dimuon, avec bruit de fond nominal. . . . . 110

3.62 Masse invariante  $\mu^+\mu^-$  du  $\Upsilon$  pour l’ancien (à gauche) et le nouveau (à droite) modèle de réponse des chambres, avec bruit de fond nominal. . . . . 111

3.63 Masse invariante  $\mu^+\mu^-$  du  $\Upsilon$  avec (à gauche) et sans (à droite) bruit de fond nominal. 112

4.1 Masse invariante reconstruite à partir des dimuons autour du  $\Upsilon$ , pour différents déplacements initiaux des lattes. En haut à gauche, le facteur de précision sur le placement est égal à 0, en haut à droite ce facteur est de  $100 \mu m$ . Les figures du bas donnent ces mêmes figures pour des valeurs de 500 et  $1000 \mu m$  (respectivement, à gauche et à droite). . . . . 116

4.2 Récapitulatif des ajustements gaussiens des distributions en masse invariante autour du  $\Upsilon$  et du  $\Upsilon'$  de la figure 4.1 (figure du haut : graphe des résolution ajustées, tableau du bas : valeurs numériques). . . . . 117

4.3 Vue schématique d’une latte et de ses différents paramètres de simulation. . . . . 118

4.4	Vue AliRoot de la définition des parties arrondies des lattes (figure du haut) et test de simulation de cette géométrie à l'aide d'un générateur d'événements du type AliGenScan (figure du bas). . . . .	119
4.5	Figure du haut : vue d'ensemble (à gauche) et détaillée (à droite) des résultats des changements du code de géométrie : les digits et les agrégats (tous deux calculés localement dans le référentiel des lattes) ignorent les positions modifiées des lattes et se superposent aux coups (mesurés dans le référentiel global d'ALICE). Figure du bas : les lattes tournées de $45^\circ$ sont exposées à des particules générées horizontalement : la figure de droite montre que la reconstruction des digits et des agrégats tient cette fois compte de la géométrie modifiée puisque ceux-ci ne se superposent plus aux coups. . . . .	120
4.6	Schéma structurel de l'organisation des différentes parties du code. . . . .	121
4.7	Vue schématique d'une latte dans le référentiel global d'ALICE. Cette latte présente un angle $\theta$ avec son référentiel théorique. . . . .	124
4.8	Vue schématique d'une latte dans le référentiel d'ALICE. L'origine du référentiel de la latte telle qu'elle est vraiment placée ( $O'$ ) diffère de l'origine du référentiel théorique de cette latte ( $O''$ ) . . . . .	126
4.9	Les deux figures de gauche présentent les résidus en y (en haut) et en x (en bas) entre agrégats et coups, la géométrie réelle étant connue. Les deux figures de droite sont issues d'une reconstruction des agrégats utilisant la géométrie théorique. Les échelles sont en centimètres. Toutes les chambres sont incluses dans ces simulations. . . . .	131
4.10	La figure du haut donne la distribution des résidus en y entre trace et agrégats dans la chambre 6. La figure au centre fait apparaître cette même distribution en fonction du numéro des lattes dans cette même chambre. La dernière figure présente, elle, les résidus d'une latte donnée de la chambre 6 en fonction du numéro des lattes de la chambre précédente. Les échelles sont en cm. . . . .	132
4.11	Résultats de l'alignement en particules sans champ magnétique suivant x de l'ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) . . . . .	133
4.12	Résultats de l'alignement en particules sans champ magnétique suivant y de l'ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) . . . . .	134
4.13	Résultats de l'alignement en particules sans champ magnétique suivant $\theta$ (en radians) de l'ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) . . . . .	135
4.14	Distribution $X_{réel}-X_{calculé}$ (en cm) de l'ensemble de lattes touchées, résultant de l'alignement sans champ magnétique. . . . .	135
4.15	Distribution $Y_{réel}-Y_{calculé}$ (en cm) de l'ensemble de lattes touchées, résultant de l'alignement sans champ magnétique. . . . .	136
4.16	Distribution $\theta_{réel} - \theta_{calculé}$ (en $^\circ$ ) de l'ensemble des lattes touchées, résultant de l'alignement sans champ magnétique. . . . .	136
4.17	Reconstruction des paramètres en fonction de différentes valeurs initiales du déplacement des lattes, en l'absence de champ magnétique. . . . .	137
4.18	Reconstruction des paramètres en fonction de la statistique soumise au programme d'alignement, en l'absence de champ magnétique. . . . .	138
4.19	Résultats de l'alignement en particules avec champ magnétique suivant x de l'ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) . . . . .	140

4.20	Résultats de l'alignement en particules avec champ magnétique suivant $y$ de l'ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) . . . . .	141
4.21	Résultats de l'alignement en particules avec champ magnétique suivant $\theta$ (en radians) de l'ensemble des lattes des stations 3, 4 et 5. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. Les déplacements calculés (en gris) des lattes se superposent aux déplacements réels (en noir) . . . . .	142
4.22	Distribution $X_{réel}$ - $X_{calculé}$ (en cm) de l'ensemble des lattes touchées, résultant de l'alignement avec champ magnétique. . . . .	143
4.23	Distribution $Y_{réel}$ - $Y_{calculé}$ (en cm) de l'ensemble des lattes touchées, résultant de l'alignement avec champ magnétique. . . . .	144
4.24	Distribution $\theta_{réel}$ - $\theta_{calculé}$ (en $^\circ$ ) de l'ensemble des lattes touchées, résultant de l'alignement avec champ magnétique. . . . .	144
4.25	Reconstruction des paramètres en fonction de différentes valeurs initiales du déplacement des lattes, résultant de l'alignement avec champ magnétique. . . . .	145
4.26	Reconstruction des paramètres en fonction de la statistique soumise au programme d'alignement, résultant de l'alignement avec champ magnétique. . . . .	146
4.27	Reconstruction des déplacements en $y$ (en cm) de chacune des lattes en fonction de la statistique de ces lattes, résultant de l'alignement avec champ magnétique. Ces résultats sont présentés pour chaque chambre : de gauche à droite et de haut en bas pour les chambres 5 à 10. . . . .	147
4.28	Reconstruction des déplacements en $x$ et en $y$ (respectivement figure du haut et du bas, en cm) de chacune des lattes en fonction du moment minimum des particules, résultant de l'alignement avec champ magnétique. . . . .	148
4.29	Reconstruction de la masse invariante autour du $\Upsilon$ des dimuons détectés dans le spectromètre. Figure du haut : les lattes sont déplacées de $500 \mu m$ de leur positions théoriques, mais ces déplacements (supposés parfaitement connus) sont pris en compte lors de la trajectographie. Figure du bas : les lattes sont déplacées de $500 \mu m$ , mais ces déplacements sont supposés inconnus : après trajectographie et alignement des chambres à l'aide de traces droites, le champ magnétique est activé et une seconde étape de trajectographie en traces courbées permet de reconstruire la masse invariante. . . . .	149
4.30	Reconstruction de la masse invariante autour du $\Upsilon$ des dimuons détectés dans le spectromètre. Les lattes sont déplacées de $500 \mu m$ , mais ces déplacements sont supposés inconnus : le champ magnétique est alors activé et après trajectographie et alignement des chambres en traces courbées, la masse invariante est reconstruite. . . . .	150
5.1	Rapport de production $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ en fonction du $p_T$ mesuré par la collaboration CDF lors de collisions $p - \bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.8 TeV$ . . . . .	153
5.2	Probabilité de survie en fonction du moment transverse du $\Upsilon$ (trait plein), du $\Upsilon'$ (pointillés) et du $\chi_b$ (alternés) dans le cas d'un plasma SU(N) pour deux rayons de plasma différents. . . . .	157
5.3	Probabilité de survie en fonction du moment transverse du $\Upsilon$ (trait plein), du $\Upsilon'$ (pointillés) et du $\chi_b$ (alternés) dans le cas d'un plasma 3-saveurs pour deux rayons de plasma différents. . . . .	158
5.4	Rapport de production directe (prompte) $\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^d$ en fonction du moment transverse dans les cas $R = 7.1 fm$ (trait plein), $R = 3.8 fm$ (pointillés) et $R = 1 fm$ (alternés) pour les deux choix de $\mu(T)$ . . . . .	159
5.5	Rapport de production incluant les décroissances indirectes $\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^T$ en fonction du moment transverse dans les cas $R = 7.1 fm$ (trait plein), $R = 3.8 fm$ (pointillés) et $R = 1 fm$ (alternés) pour les deux choix de $\mu(T)$ . . . . .	160

5.6	Probabilité de survie en fonction du moment transverse du $\Upsilon$ (trait plein), du $\Upsilon'$ (pointillés) et du $\chi_b$ (alternés) dans le cas d'un plasma SU(N), avec mise à jour des sections efficaces directes $\sigma^d(\Upsilon^i)$ . . . . .	162
5.7	Probabilité de survie en fonction du moment transverse du $\Upsilon$ (trait plein), du $\Upsilon'$ (pointillés) et du $\chi_b$ (alternés) dans le cas d'un plasma 3-saveurs pour $R = 1 fm$ . . . . .	163
5.8	Rapport de production directe (prompte) $\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^d$ en fonction du moment transverse dans les cas PQG-SU(N) (trait plein), et PQG-SU(3) (pointillés) pour deux choix de rayons. . . . .	163
5.9	Rapport de production totale (incluant les décroissances indirectes) $\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^T \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en fonction du moment transverse dans les cas PQG-SU(N) (à gauche), et PQG-SU(3) (à droite) pour trois rayons différents. . . . .	165
5.10	Rapport de production totale (incluant les décroissances indirectes) $\left[\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}\right]^T \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en fonction du moment transverse dans les cas PQG-SU(N) (trait plein), et PQG-SU(3) (pointillés) pour deux choix de rayons. La valeur fixe de 0.26 du rapport de production sans effet de plasma est indiquée en trait plein pour comparaison. . . . .	166
5.11	Distributions en rapidité $y$ et moment transverse $p_T$ des états $\Upsilon^i$ . Les deux figures du haut donnent deux choix de paramétrisation possible pour les collisions p-p, et celle du bas donne les paramétrisations dans le cas des collisions Pb-Pb (dans le cas des collisions p-p, $\sqrt{s_{NN}} = 14 TeV/nucléon$ et dans le cas des collisions Pb-Pb, $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV/nucléon$ ). . . . .	169
5.12	Spectres en masse invariante $\mu^+ \mu^-$ des $\Upsilon^i$ reconstruits par le spectromètre dimuon d'ALICE, pour une prise de donnée de $10^6 s$ et des intervalles de $100 MeV$ . Trois cas de bruit de fond (BKG) sont considérés (voir texte). . . . .	170
5.13	Distributions en $p_T$ des résonances dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV/nucléon$ normalisées à 1 (trait fin continu) et convoluées par les fonctions de suppression indirectes du $\Upsilon(1S)$ (trait plein épais) et du $\Upsilon(2S)$ (tirets épais) associées à 4 scénari de plasma. . . . .	172
5.14	Ajustement des distributions en $p_T$ du rapport $\Upsilon'/\Upsilon$ calculé pour les 4 modèles de plasma. Le trait plein représente la paramétrisation des rapports de production $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ calculés précédemment. . . . .	173
5.15	Spectre en masse invariante $\mu^+ \mu^-$ du bruit de fond corrélé reconstruit avec le spectromètre dimuon de l'expérience ALICE et correspondant à une prise de données de $10^6 s$ et pour des intervalles de $100 MeV/c^2$ : les contributions du charme (alternés) et de la beauté (tirets) sont sommées (trait plein). Une coupure de $1 GeV/c$ a été utilisée sur l'impulsion transverse des muons individuels. . . . .	175
5.16	Corrections du bruit de fond corrélé tenant compte des fluctuations statistiques réalistes. Les spectres de charme ouvert (partie supérieure) et de beauté ouverte (partie inférieure) sont ajustés (partie gauche, en échelle logarithmique) et les fonctionnelles résultantes (au centre, en échelle linéaire) sont utilisées pour tirer aléatoirement les distributions finales de bruit de fond corrélé (partie droite en échelle logarithmique, avec un agrandissement entre 6 et $12 GeV/c^2$ ). Les résultats sont donnés pour une période de prise de données de $10^6 s$ et pour des intervalles de $100 MeV/c^2$ . Une coupure de $1 GeV/c$ a été utilisée sur l'impulsion transverse des muons individuels. . . . .	175
5.17	Spectre en masse invariante $\mu^+ \mu^-$ du bruit de fond non-corrélé reconstruit avec le spectromètre dimuon de l'expérience ALICE et correspondant à une prise de données de $10^6 s$ et pour des intervalles de $100 MeV/c^2$ : les contributions beauté/beauté (alternés), décroissance/décroissance (pointillés), charme/charme (tirets) et charme/décroissance (trait fin) sont sommées (trait épais). Une coupure de $1 GeV/c$ a été utilisée sur l'impulsion transverse des muons individuels. . . . .	176
5.18	Spectre en masse invariante $\mu^+ \mu^-$ de l'ensemble des événements reconstruits avec le spectromètre dimuon d'ALICE et correspondant à une prise de données de $10^6 s$ et pour des intervalles de $100 MeV$ : les contributions des bruits de fond corrélés (blanc) et non-corrélés (noir) sont additionnées au signal venant des résonances $\Upsilon^i$ sans effets de plasma (gris). . . . .	177

5.19	Ajustement du bruit de fond autour de la région de masse des résonances $\Upsilon^i$ , à l'aide de la somme de deux fonctions exponentielles. $a_i$ et $b_i$ désignent respectivement les constantes $Cte_i$ et $Expo_i$ dans le tableau contenant les paramètres d'ajustement. . .	178
5.20	Ajustement du spectre en masse invariante $\mu^+\mu^-$ autour des résonances $\Upsilon^i$ (BKG=0). L'ajustement est réalisé par la somme de trois fonctionnelles convoluant des distributions de Gauss et des distributions de Landau inversées. . . . .	180
5.21	Ajustement du spectre en masse invariante $\mu^+\mu^-$ autour des résonances $\Upsilon^i$ . Ce spectre est obtenu à partir de la soustraction du spectre contenant les composantes de signal et de bruit de fond, et de celui contenant uniquement le bruit de fond. . .	180
5.22	Ajustement global de la distribution en masse invariante $\mu^+\mu^-$ autour des $\Upsilon^i$ . . .	181
5.23	Précision du spectromètre dimuon d'ALICE sur la mesure du rapport $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ après 1 an de prises de données, et pour des intervalles en moment transverse $p_T$ de $3\text{ GeV}/c$ . Ces résultats sont superposés sur les deux modèles de plasma de l'étude. . . . .	182
5.24	Précision du spectromètre dimuon d'ALICE sur la mesure du rapport $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ après 1 an de prises de données pour les 4 scénari de plasma, et pour des intervalles en moment transverse $p_T$ de $3\text{ GeV}/c$ de largeur (triangles pleins inversés) ou pour une analyse intégrant l'ensemble de la distribution en $p_T$ (triangles ouverts). . . . .	183
5.25	Le graphe de gauche donne la barre d'erreur statistique triviale en fonction du nombre d'événements $N$ et du rapport de production $\Upsilon'/\Upsilon$ noté $R$ (les résultats sont normalisés à 1 pour 1 mois de données et un rapport $\Upsilon'/\Upsilon = 0.26$ . Le graphe de droite montre l'efficacité de cette description statistique en indiquant les erreurs prédites et mesurées pour 3 des modèles. Ces erreurs sont rapportées à celles du modèle SU(3), $R = 1\text{ fm}$ . . . . .	184
5.26	Précision du spectromètre dimuon d'ALICE sur la mesure du rapport $\frac{\Upsilon'}{\Upsilon}$ après 1 an, 5 ans et 10 ans de prises de données au LHC, et pour des intervalles en moment transverse $p_T$ de $3\text{ GeV}/c$ . Le modèle SU(N) est indiqué en trait plein, et le modèle 3-saveurs en traits alternés. Les rayons de $1\text{ fm}$ sont à gauche, et ceux de $7.1\text{ fm}$ ( $R_{Pb}$ ) à droite. . . . .	185
5.27	Valeur des rapports d'embranchement des résonances $\Upsilon(nS)$ dans le canal dimuons (voir [85]). . . . .	186

# Liste des tableaux

1.1	Energie dans le centre de masse $\sqrt{s_{NN}}$ , densité d'énergie $\varepsilon$ , temps de formation du PQG $\tau_0$ et durée de vie du PQG $\tau_{QGP}$ pour trois accélérateurs [31, 32]. . . . .	16
1.2	Densités d'énergie estimées pour différents faisceaux, à l'aide de mesure de $\left[\frac{dE_T}{dy}\right]_{y=0}$ pour l'AGS, le SPS et le RHIC (voir [39–41]) et prévue par un modèle pour le LHC (voir [44]). Les mesures sont faites pour des collisions centrales. . . . .	18
1.3	Propriétés des états quarkonium dans les cas $T = 0$ et $T = T_D$ (température de rupture). $M$ est la masse des états quarkonium et $r$ la distance entre les deux quarks. $\lambda_D$ est la longueur de Debye, au dessus de laquelle il est impossible aux résonances lourdes de se former. Les distances entre quarks $r$ et les longueurs de Debye sont données par [70]. Les valeurs des taux d'embranchement dans le canal dimuon $Br_{\mu^+\mu^-}$ sont données par [46]. Les masses $M$ des résonances, leurs températures de déconfinement $T_D$ , ainsi que la fraction des états produits directement $f_i(pp)$ (sans contribution due à la décroissance d'états plus excités) sont données respectivement par [48, 74]. . . . .	31
2.1	Comparaison entre les paramètres des faisceaux de protons et d'ions du LHC. . . . .	41
3.1	Paramètres de la densité de hits pour toutes les stations. . . . .	62
3.2	Segmentation des damiers pour les lattes des stations 3, 4 et 5 du plan de courbure ( $y$ ) et nombre de voies pour chaque circuit imprimé (PCB) de $40 \times 40$ cm <sup>2</sup> . . . . .	62
3.3	Segmentation des damiers pour les lattes des stations 3, 4 et 5 du plan de non-courbure ( $x$ ) et nombre de voies pour chaque circuit imprimé (PCB) de $40 \times 40$ cm <sup>2</sup> . . . . .	63
3.4	Table récapitulative des tests en faisceau au PS du CERN des différents prototypes de lattes. Il est à noter que deux lattes différentes furent testées lors des tests de juillet 2001, lattes dont les caractéristiques mécaniques différaient. . . . .	74
3.5	Paramètres de la distribution des résidus des simulations et des tests en faisceau de la Figure 3.52. . . . .	99
3.6	Paramètres de la distribution des résidus des simulations (Simu) et des tests en faisceau (TeV) de la Figure 3.55. Les valeurs des paramètres des tests en faisceau différent de celles du Tableau 3.5 car la statistique est différente. . . . .	102
3.7	Paramètres de la distribution des résidus des simulations (Simu) et des tests en faisceau (TeV) de la Figure 3.56. . . . .	106
3.8	Résolution des chambres, résolution sur la masse invariante $\mu^+\mu^-$ reconstruite, et efficacité de reconstruction. AM=Ancien modèle de réponse des chambres ; NM=Nouveau modèle de réponse des chambres. . . . .	110
3.9	Résolution des chambres, résolution de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ reconstruite, et efficacité de reconstruction, avec bruit de fond nominal. AM=Ancien modèle de réponse des chambres ; NM=Nouveau modèle de réponse des chambres. . . . .	111
4.1	Tableau récapitulatif des distributions des différents paramètres. Les entrées 'meilleure précision' et 'moins bonne' précision sont associées à une latte en particulier : celle dont la position est retrouvée au mieux et l'autre dont la position est la moins bien retrouvée. . . . .	131
4.2	Tableau récapitulatif des distributions des différents paramètres. . . . .	140

5.1	Valeurs au LHC pour des collisions centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ /nucléon de $t_D$ , de $T_D$ et de $p_{T,max}$ pour différentes résonances de la famille du $\Upsilon$ , pour deux choix de $\mu(T)$ . $p_{T,max}$ est le seuil en $p_T$ (voir texte). . . . .	154
5.2	Anciennes (partie supérieure) et nouvelles (partie inférieure) valeurs des sections efficaces directes $\sigma^d$ et des rapports de branchement $Br$ pour les différents états liés $b\bar{b}$ , dans le cas de collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ /nucléon. Dans la table des nouvelles valeurs figure également, pour indication, $\sigma^d$ /paires de nucléon ( $\mu b$ ). . . . .	161
5.3	Echelles de déconfinement de différent quarkonia extraites de [81], où la valeur calculée de $T_c$ est de $173 \text{ MeV}$ . . . . .	163
5.4	Sections efficaces de production directe et indirecte des bottomonium, et nombres attendus en 1 mois de prise donnée, dans tout l'angle solide et uniquement dans l'acceptance. Ces valeurs sont calculées pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ /nucléon. . . . .	167
5.5	Nombre de résonance $\Upsilon^i$ , avant et après reconstruction par les spectromètre dimuon d'ALICE. . . . .	170
5.6	Nombre de résonances produites en 1 mois pour différents scénari de plasma (la production sans plasma est indiquée pour comparaison). . . . .	171
5.7	Paramètres utilisés pour la génération du bruit de fond corrélé. . . . .	174
5.8	Comparaison entre les nombres de résonances reconstruites par le système de trajectographie (ce nombre de $\Upsilon^i$ est donné de manière exacte par le programme de simulation), et les nombres de résonances dénombrées par l'algorithme d'ajustement (à partir des spectres en masse invariante des $\Upsilon^i$ reconstruits) dans le cas BKG=0. Les barres d'erreurs indiquées sont retournées par la procédure d'ajustement. L'efficacité de l'algorithme est donnée pour les trois résonances simulées dans la partie droite du tableau. . . . .	179





**Résumé :** La chromodynamique quantique prédit, à haute température et/ou densité d'énergie, une transition de phase entre la matière hadronique ordinaire et un nouvel état où les quarks et les gluons seraient déconfinés : le Plasma de Quarks et de Gluons. Durant les quinze dernières années s'est développé un large programme expérimental au CERN et à Brookhaven, ayant pour but d'identifier le PQG. ALICE est l'expérience du LHC dédiée à l'étude du plasma via les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à 2.75 TeV/nucléon et par faisceau. La mesure de la suppression des résonances de la famille du Upsilon, signature potentielle de la formation d'un milieu coloré, à l'aide du spectromètre à muons de l'expérience ALICE est au centre de cette thèse. La première partie de ce travail est liée à l'étude des chambres multifils à cathodes segmentées du bras dimuon, utilisées par le système de trajectographie des muons issus de la décroissance des résonances lourdes. La seconde partie présente un algorithme d'alignement des détecteurs à l'aide de traces physiques à même de mesurer les positions réelles des différentes composantes du système de trajectographie avec de très bonnes résolutions spatiales. Finalement, la dernière partie propose une étude à mener à l'aide du spectromètre d'ALICE, impliquant la mesure de rapport des productions Upsilon et Upsilon' en fonction de l'impulsion transverse de la résonance. Il est montré que cette étude devrait permettre de statuer quand à la formation d'un état déconfiné et d'extraire certaines de ses propriétés.

**Title :** "Study of Upsilon's family resonances in ultrarelativistic heavy ions collisions within the frame of the ALICE experiment at CERN-LHC"

**Abstract :** The Quantum Chromodynamics foresee, at high temperature and/or high energy density, a phase transition between hadronic matter and a phase where quarks and gluons are no more confined in the nucleons : the Quark Gluon Plasma (QGP). During the past fifteen years, a large experimental program has taken place at CERN and at BNL, to identify the QGP. ALICE is the LHC experiment dedicated to the study of the plasma via ultrarelativistic heavy ion collisions at 2.75 TeV/nucleon per beam. The measure of Upsilon's resonances suppression, a powerful signature of a deconfined medium, with the ALICE dimuon spectrometer, is the main topic of this thesis. The first part of the work aims at studying the multiwires pad chambers of the dimuon arm, used to track the muons from resonances decays. The second part presents an in-beam alignment algorithm able to calculate the positions of the different chambers with a very good accuracy. Finally, the last part proposes a study to lead with the ALICE muon spectrometer, involving the measure of Upsilon and Upsilon' production ratio as a function of the transverse momentum. It has been showed that this study should allow to evidence the QGP and to extract some of its properties.

**Mots-clés :** Chromodynamique Quantique, Plasma Quarks-Gluons, Spectromètres, Muons, Résonance, Chambres à fils, Hadrons

**Discipline :** Physique Nucléaire/Physique des Particules

**Laboratoire d'accueil :**

Service de Physique Nucléaire (DSM/DAPNIA/SPhN)  
Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) Centre de Saclay  
F-91191 Gif/Yvette Cedex