



HAL
open science

Étude du taux de production des J/ψ et muons simples en collisions proton-proton à l'aide du spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC

Matthieu Lenhardt

► To cite this version:

Matthieu Lenhardt. Étude du taux de production des J/ψ et muons simples en collisions proton-proton à l'aide du spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Nantes, 2011. Français. NNT: . tel-00703231

HAL Id: tel-00703231

<https://theses.hal.science/tel-00703231>

Submitted on 1 Jun 2012

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

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

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE MOLÉCULES, MATIÈRES ET MATÉRIAUX EN PAYS DE LOIRE

Année 2011

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Étude du taux de production des J/ψ et muons
simples en collisions proton-proton à l'aide du
spectromètre à muons de l'expérience ALICE au
LHC

THÈSE DE DOCTORAT
Discipline : Physique Nucléaire
Spécialité : Physique des Ions Lourds

*Présentée
et soutenue publiquement par*

Matthieu LENHARDT

Le 8 décembre 2011, devant le jury ci-dessous

Président K. WERNER, *Professeur, Université de Nantes, SUBATECH, Nantes*
Rapporteurs P. CROCHET, *Directeur de recherche, LPC, Clermont-Ferrand*
J.-Y. GROSSIORD, *Directeur de recherche émérite, IPNL, Lyon*
Examineurs A. ANDRONIC, *Senior Researcher, GSI, Darmstadt*
F. GULMINELLI, *Professeur, Université de Caen, LPC, Caen*
G. MARTINEZ-GARCIA, *Directeur de recherche, SUBATECH, Nantes*
G. BATIGNE, *Chargé de recherche, École des Mines de Nantes, Nantes*

Directeur de thèse : G. MARTINEZ-GARCIA

Co-encadrant : G. BATIGNE

Étude du taux de production des J/ψ et muons
simples en fonction de la multiplicité en collisions
proton-proton avec le spectromètre à muons
d'ALICE au LHC

Matthieu LENHARDT

8 décembre 2011

Table des matières

1	Le Plasma de Quarks et de Gluons	1
1.1	Le modèle standard	1
1.1.1	Les particules fondamentales	1
1.1.2	Les interactions	2
1.2	Le plasma en laboratoire	4
1.2.1	Schéma d'une collision	5
1.2.2	Détection du plasma	8
1.2.3	Taux de production des quarkonia	13
1.3	La mise en évidence du plasma par ALICE	16
2	L'expérience ALICE au LHC	17
2.1	Présentation générale d'ALICE	17
2.1.1	Le tonneau central et les détecteurs globaux	18
2.1.2	Le bras dimuon	25
2.2	Reconstruction des données et simulation	32
2.2.1	La prise de données	32
2.2.2	Reconstruction d'une trace dans le spectromètre à muon	33
2.2.3	Les simulations dans ALICE	34
2.3	Conclusion	35
3	Estimation de l'efficacité des chambres de trajectographie à partir des données réelles	37
3.1	Acceptance et efficacité du spectromètre à muons	37
3.1.1	L'acceptance	37
3.1.2	L'efficacité	38
3.2	Efficacité des chambres de trajectographie à partir des données	39
3.2.1	Méthode	39
3.2.2	Efficacité en fonction de la position	41
3.2.3	Limites du calcul d'efficacité	42
3.3	Simulations réalistes	44
3.4	La RejectList	45
3.4.1	Données réelles	45
3.4.2	Simulations	45
3.5	Evolution de l'efficacité des chambres de trajectographie durant les premières prises de données d'ALICE	46
3.5.1	Les données de 2009	47
3.5.2	Les données de 2010	48
3.6	Conclusion	52

4	Sélection des traces par la méthode impulsion - distance d'approche minimale	57
4.1	La distance d'approche minimale	57
4.1.1	Distribution du DCA en fonction de l'origine des traces reconstruites	58
4.1.2	Influence de l'absorbeur sur la distribution du DCA	60
4.1.3	Les distributions attendues du produit impulsion-DCA	62
4.2	Application de la méthode impulsion-DCA	64
4.2.1	Remarques préliminaires	64
4.2.2	Ajustement des données réelles	66
4.2.3	Comparaison avec les simulations	70
4.2.4	Résultats	74
4.3	Conclusion	74
5	Évaluation de la multiplicité dans l'expérience ALICE	77
5.1	Intérêt physique	77
5.1.1	Les collisions p-p au LHC	77
5.1.2	Scénarios possibles	78
5.2	La multiplicité dans ALICE	80
5.2.1	Les estimateurs de multiplicité dans le tonneau central	80
5.2.2	La multiplicité dans cette étude	82
5.3	Les événements d'empilement	85
5.3.1	L'empilement dans ALICE	87
5.3.2	Effet de l'empilement sur le nombre d'événements minimum bias	88
5.3.3	Effet de l'empilement sur la multiplicité	91
5.4	Conclusion	94
6	Taux de production des muons simples et J/ψ en fonction de la multiplicité dans les collisions pp à 7 TeV	97
6.1	Sélection des événements et des traces	97
6.1.1	La multiplicité	97
6.1.2	Sélection des traces	98
6.2	Taux de production de J/ψ	99
6.2.1	Extraction du signal	99
6.2.2	Section efficace de production J/ψ	102
6.2.3	Erreurs systématiques	105
6.2.4	Extraction du signal par tranche en multiplicité	107
6.2.5	Taux de production relatif en fonction de la multiplicité	111
6.3	Les muons simples	114
6.3.1	Comparaison entre muons simples et J/ψ	116
6.4	Conclusion	116
A	Analyse des données relatives au rayonnement cosmique	123
A.1	Le rayonnement cosmique dans ALICE	123
A.1.1	Les données cosmiques	123
A.1.2	Les particules cosmiques	124
A.1.3	Données analysées	127
A.2	Distributions angulaires	127

A.2.1	Simulations de rayonnement cosmique	127
A.2.2	Distributions angulaires corrigées	129
A.3	Conclusion	133
B	Article "J/ψ Production as a Function of Charged Particle Multiplicity in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV"	135

Table des figures

1.1	Ebauche du diagramme de phase de la matière nucléaire [1].	5
1.2	Schéma d'une collision d'ions lourds.	6
1.3	Schéma d'une collision d'ions lourds.	7
1.4	Rapport des photons du bruit de fond mesurés sur attendus en fonction de l'impulsion transverse, dans deux domaines en centralité, mesuré par l'expérience WA98 [2].	9
1.5	Spectre des dimuons mesurés par l'expérience NA50, avec les différentes contributions prédits par la théorie [3]. <i>Gauche</i> : spectre en masse invariante. <i>Droite</i> : spectre en impulsion transverse.	10
1.6	Section efficace invariante (collisions p-p) et taux de production invariant (Au-Au) des photons thermiques [4]. Les points ouverts sont issues des publications [5] et [6]. Pour les données p-p, la courbe pointillée noire est un ajustement par une loi de puissance. Les trois autres courbes sont des calculs théoriques de QCD perturbative. Pour les données Au-Au, les courbes pointillées noires sont la loi de puissance obtenue pour les collisions p-p et pondérée par le facteur de recouvrement T_{AA} obtenu grâce au modèle de Glauber. Les courbes pleines sont un ajustement de la somme de cette même loi de puissance et d'une exponentielle. Enfin, la courbe pointillé rouge est obtenue à l'aide de calcul hydrodynamique.	10
1.7	Comparaison du R_{AuAu} et R_{dAU} en fonction de p_T . <i>En haut à gauche</i> : données de PHENIX [7]. <i>En haut à droite</i> : données de PHOBOS [8]. <i>En bas à gauche</i> : données de BRAHMS [9]. <i>En bas à droite</i> : données de STAR [10].	11
1.8	La zone de recouvrement des noyaux n'est pas symétrique en x et y (gauche, cf également figure 1.3), ce qui implique une anisotropie dans la distribution en impulsion transverse des particules produites (droite).	12
1.9	Ecoulement elliptique en fonction de p_T , mesuré par les différentes expériences de RHIC, et comparaison avec les modèles théoriques [11].	12
1.10	Facteur de modification nucléaire du taux de production des quarkonia pour les différentes expériences du SPS et de RHIC [12]. Les points bleus de PHENIX correspondent à la grande rapidité alors que les points rouges correspondent à la rapidité centrale.	14
1.11	Facteur de modification nucléaire du taux de production des quarkonia pour les expériences PHENIX et ALICE [13]. Les points bleus de PHENIX correspondent à la grande rapidité alors que les points verts correspondent à la rapidité centrale. Les données d'ALICE sont à grande rapidité.	15
2.1	Schéma général d'ALICE, avec le référentiel officiel.	19

2.2	<i>Gauche</i> : schéma des deux couches internes de l'ITS, le SPD. Le diamètre de la couche interne est 8 cm. <i>droite</i> : photographie de la couche la plus externe de l'ITS, le SSD. Son diamètre est de 88 cm.	20
2.3	Schéma de fonctionnement de la TPC (gauche) et photographie de son installation (droite).	22
2.4	Schéma du TRD (gauche), et photographie de l'installation du premier supermodule (droite). A l'heure actuelle, 13 des 18 supermodules qui constituent le TRD sont installés.	22
2.5	Schéma du TOF et de son assemblage (gauche) et photographie d'un supermodule avant son installation (droite).	23
2.6	Schéma de modules du HMPID (gauche), et photographie de son installation (droite).	23
2.7	Schéma des cinq modules de PHOS (gauche), et photographie des cristaux d'un module (droite).	23
2.8	Schéma de EMCAL avec sa composition en supermodules et tours (gauche), et photographie des premiers supermodules installés (droite).	24
2.9	Photographie du PMD lors de son installation, en particulier les cartes de lectures. Le tube faisceau est visible au centre.	24
2.10	Schéma du FMD (gauche) et photographie d'une partie du FMD installé (droite).	25
2.11	<i>Gauche</i> : schéma de l'ensemble V0 (les disques de part et d'autre du point d'interaction) et ITS (les cylindres autour du point d'interaction). <i>Droite</i> : photographie du V0 C. La granularité plus importante des scintillateurs proches du tube faisceau est visible.	26
2.12	Photographie du prototype du T0 C, les tubes photomultipliateurs (PMT) sont visibles autour du tube faisceau.	26
2.13	Schéma de l'ensemble du spectromètre à muons. Les éléments passifs sont représenté en bleu, et les chambres de trajectographie et déclenchement en rouge. La trajectoire d'un muon reconstruit est également visible . .	27
2.14	Schéma de l'absorbeur. Une particule produite dans l'acceptance du spectromètre à muons traverse 225 cm de graphite, 152 cm de béton et 20 cm d'acier [14].	28
2.15	Photographie des éléments de détection des chambres de trajectographie. <i>Gauche</i> : lattes. <i>Droite</i> : quadrants. Les cartes MANUs sont également visibles.	29
2.16	Découpage d'une chambre de trajectographie (dans ce cas une chambre de la station 3). Chaque MANU est en plus découpé en 64 pavés de détection.	30
2.17	Schéma du positionnement du GMS, et des distances mesurées. Les BCAM (Brandeis CCD Angle Monitor) sont les détecteurs pour longues distances, et les PROX sont les détecteurs courtes distances.	31
2.18	Photographie des quatre chambres de déclenchement (gauche), et de l'électronique proche (droite).	32
3.1	Efficacité des chambres de trajectographie durant la période LHC09c. Symboles fermés : efficacité obtenue en utilisant les données réelles. Symboles ouverts : efficacité obtenue à partir de simulations réalistes, utilisant la RejectList.	47

3.2	Efficacité des chambres de trajectographie durant la période LHC09d. Symboles fermés : efficacité obtenue sans champ magnétique. Symboles ouverts : efficacité obtenue avec champ magnétique.	48
3.3	Efficacité des chambres de trajectographie durant la période LHC09e. Symboles fermés : efficacité des données réelles. Symboles ouverts : efficacité des simulations réalistes.	49
3.4	Efficacité des chambres de trajectographie durant les périodes de collision p-p en 2010.	50
3.5	Etat du spectromètre durant LHC10c. Les zones mortes corrélées dans les chambres 5 et 6 ont été encadrées en rouge.	51
3.6	Nombre moyen de clusters par trace corrigé par l'efficacité pour l'élément de détection 501 et ses symétriques dans les chambres 5 (carrés noirs) et 6 (triangles rouges).	52
3.7	Efficacité des chambres de trajectographie en collisions Pb-Pb, durant la période LHC10h.	53
3.8	Efficacité des chambres de trajectographie en collisions Pb-Pb, durant la période LHC10h. Carrés noirs : efficacité obtenue en considérant tous les événements. Points rouges : efficacité obtenue en considérant uniquement les événements avec entre 100 et 1000 tracelettes reconstruites dans le SPD.	53
3.9	Efficacité des chambres de trajectographie en collisions Pb-Pb, durant la période LHC10h. Carrés noirs : efficacité obtenue en considérant tous les événements. Triangles verts : efficacité obtenue en considérant uniquement les événements avec entre 1000 et 2000 tracelettes reconstruites dans le SPD.	54
3.10	Efficacité des chambres de trajectographie en collisions Pb-Pb, durant la période LHC10h. Carrés noirs : efficacité obtenue en considérant tous les événements. Etoiles roses : efficacité obtenue en considérant uniquement les événements avec entre 2000 et 3000 tracelettes reconstruites dans le SPD.	54
3.11	Efficacité des chambres de trajectographie en collisions Pb-Pb, durant la période LHC10h. Carrés noirs : efficacité obtenue en considérant tous les événements. Triangles bleus : efficacité obtenue en considérant uniquement les événements avec entre 3000 et 4000 tracelettes reconstruites dans le SPD.	55
4.1	Schéma du DCA d'un muon en fonction de la position de la décroissance de sa particule mère. Les muons du signal (issus de saveurs lourdes) ont en moyenne un DCA plus faible que les muons du bruit (issus de pions ou kaons).	58
4.2	Distribution du DCA des muons issus de événements identifiés comme étant faisceau-faisceau (CMUS1B) et faisceau-gaz (CMUS1A). Le pic autour de 50 cm dans la distribution pour les événements CMUS1B est clairement dû à des collisions faisceau-gaz.	61
4.3	Définition de l'angle θ_{abs}	65

4.4	Distribution du produit $p \cdot D_i$ pour différentes impulsions de muon, pour les muon à hauts angles. <i>En haut, à gauche</i> : $p \cdot D_x$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. <i>En haut, à droite</i> : $p \cdot D_y$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. <i>En bas, à gauche</i> : $p \cdot D_x$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. <i>En bas, à droite</i> : $p \cdot D_y$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$.	66
4.5	Distribution du produit $p \cdot D_i$ pour différentes impulsions de muon, pour les muon à bas angles. <i>En haut, à gauche</i> : $p \cdot D_x$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. <i>En haut, à droite</i> : $p \cdot D_y$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. <i>En bas, à gauche</i> : $p \cdot D_x$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. <i>En bas, à droite</i> : $p \cdot D_y$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$.	67
4.6	Distribution du produit $p \cdot D$ pour différentes impulsions de muon, pour les muon à hauts angles. <i>Gauche</i> : $p \cdot D$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. <i>Droite</i> : $p \cdot D$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$.	69
4.7	Distribution du produit $p \cdot D$ pour différentes impulsions de muon, pour les muon à bas angles. <i>Gauche</i> : $p \cdot D$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. <i>Droite</i> : $p \cdot D$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$.	69
4.8	Evolution de $\langle p \cdot D_x \rangle$ et $\langle p \cdot D_y \rangle$ en fonction de l'impulsion. <i>Gauche</i> : muons à bas angle. <i>Droite</i> : muons à haut angle.	69
4.9	<i>Gauche</i> : Evolution de $\sigma p \cdot D_x$ et $\sigma p \cdot D_y$ en fonction de l'impulsion pour les muons à bas angle. <i>Droite</i> : Evolution de $\sigma p \cdot D_x$ et $\sigma p \cdot D_y$ en fonction de l'impulsion pour les muons à haut angle.	70
4.10	Evolution de $\sigma p \cdot D$ en fonction de l'impulsion et de l'angle d'incidence des muons.	71
4.11	Comparaison données - simulations des distributions $\sigma_{p \cdot D_i}$. <i>En haut, à gauche</i> : $\sigma_{p \cdot D_x}$ pour les muons à bas angles. <i>En haut, à droite</i> : $\sigma_{p \cdot D_y}$ pour les muons à bas angles. <i>En bas, à gauche</i> : $\sigma_{p \cdot D_x}$ pour les muons à hauts angles. <i>En bas, à droite</i> : $\sigma_{p \cdot D_y}$ pour les muons à hauts angles.	72
4.12	Comparaison données réelles - simulations des distributions $\sigma_{p \cdot D}$ <i>Gauche</i> : $\sigma_{p \cdot D}$ pour les muons à bas angles. <i>Droite</i> : $\sigma_{p \cdot D}$ pour les muons à hauts angles.	73
4.13	Evolution des distributions $\sigma_{p \cdot D_i}$ en fonction de l'origine des muons. <i>Gauche</i> : $\sigma_{p \cdot D_x}$ des muons à hauts angles. <i>Droite</i> : $\sigma_{p \cdot D_y}$ des muons à hauts angles.	73
4.14	Evolution du $\sigma_{p \cdot D}$ en fonction de l'origine des muons à hauts angles.	74
4.15	Pourcentage de traces rejetées en fonction de la coupure sur l'impulsion-DCA.	75
5.1	Multiplicité des particules chargées mesurée dans ALICE en collisions pp pour trois énergies de collision dans le centre de masse : 900 GeV, 2,36 TeV et 7 TeV [15].	78
5.2	Densités de particules chargées par unité de pseudo-rapacité mesurées en fonction de la centralité dans les collisions Cu-Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, mesurées par l'expérience PHOBOS à RHIC [16].	79
5.3	Densité d'énergie locale obtenue à partir de simulation utilisant le générateur EPOS [17]. <i>Gauche</i> : En collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ au RHIC. <i>Droite</i> : En collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 7 \text{ TeV}$ au LHC à haute multiplicité (environ 10 fois la multiplicité moyenne).	79

5.4	Distribution de la position du vertex selon l'axe faisceau durant la période LHC10e.	82
5.5	<i>En haut</i> : Nombre de tracelettes reconstruites en fonction de la position du vertex. Les carrés noirs représentent le nombre de tracelettes moyen. <i>En bas</i> : Nombre de tracelette moyen en fonction de la position du vertex.	83
5.6	Facteur de correction du nombre de tracelettes reconstruites en fonction de la position du vertex.	84
5.7	Nombre de tracelettes brut N_t et corrigé par la position du vertex $N_{t,corr}$. On remarque des structures apparaissant sur cette dernière.	85
5.8	Nombre de tracelettes brut N_t et corrigé $N_{t,corr}$ par la position du vertex $N_{t,corr}$. L'introduction d'une erreur sur le facteur correctif a fait disparaître les structures sur le nombre de tracelettes corrigé.	86
5.9	Nombre de tracelettes reconstruites en fonction du nombre de particules chargées générées dans l'acceptance $ \eta < 1,0$	86
5.10	Précision sur la position du vertex selon les axes x et y en fonction du nombre de tracelettes reconstruites (points ouverts) et les traces TPC globales (points pleins). Ce résultat a été obtenu à partir de données p-p à 7 TeV [18].	90
5.11	Distribution de la distance entre deux vertex dont les positions sont tirées aléatoirement selon la distribution de la figure 5.4	90
5.12	Distribution de multiplicité de tous les événements, et des événements d'empilement.	91
5.13	Distribution de multiplicité de tous les événements, et distribution corrigée des événements d'empilement.	92
5.14	Rapport des fonction $g_{sans}^{(i)}$ sur $g_{sans}^{(i-1)}$ pour différentes valeurs de i	94
5.15	Distribution de multiplicité de tous les événements, pour les données réelles et le tirage Monte-Carlo.	95
5.16	Distribution de multiplicité de tous les événements pour les données, pour les distributions avec et sans empilement pour le tirage Monte-Carlo.	95
6.1	Nombre de tracelettes corrigé pour les événements MB et μ -MB. Les intervalles en multiplicité qui seront utilisés sont également représentés.	98
6.2	Nombre de tracelettes reconstruites moyen en fonction du nombre moyen de particules chargées produites, utilisant les résultats de la simulation LHC10f6.	98
6.3	Résolution en impulsion transverse des chambres de trajectographie en fonction de l'impulsion transverse de la trace reconstruite.	99
6.4	Ajustement de la masse invariante des dimuons intégrés sur toute la multiplicité.	101
6.5	Disitribution de la position du vertex selon l'axe faisceau pour les événements CMUS1B.	105
6.6	Ajustement de la masse invariante des dimuons dans les divers domaines en multiplicité.	109
6.7	Rapport $1/R$ du nombre de muons simples de référence dans les événements CMUS1B sur le nombre de muons simples de référence dans les événements CINT1B. L'ajustement linéaire donne un résultat de $9,20 \pm 0,03$, avec un χ^2 de 0,60.	110

6.8	Taux de production relatif des J/ψ en fonction de la multiplicité relative de la collision. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.	112
6.9	Taux de production relatif des J/ψ divisé par la multiplicité relative de la collision en fonction de la multiplicité relative. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.	113
6.10	Taux de production relatif des J/ψ en fonction de la multiplicité relative de la collision, obtenu à l'aide de simulation. Les points rouges représente les résultats à rapidité moyenne (acceptance du bras central d'ALICE), et les carrés bleus à grande rapidité (accetpance du spectromètre à muons) [19].	113
6.11	Spectres en impulsion transverse des traces reconstruites, en fonction de l'origine de la particule associée à la trace, obtenus à partir de simulations PYTHIA [20].	114
6.12	Taux de production relatif des muons simples avec $1,0 < p_T < 4,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ en fonction de la multiplicité relative de la collision. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.	115
6.13	Taux de production relatif des des muons simples avec $1,0 < p_T < 4,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ divisé par la multiplicité relative de la collision en fonction de la multiplicité relative. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.	116
6.14	Taux de production relatif des muons simples avec $4,0 < p_T < 8,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ en fonction de la densité relative de la collision. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.	117
6.15	Taux de production relatif des des muons simples avec $4,0 < p_T < 8,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ divisé par la multiplicité relative de la collision en fonction de la multiplicité relative. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.	117
6.16	Rapport du taux de production relatif des muons simples avec $4,0 < p_T < 8,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ sur les muons simples avec $1,0 < p_T < 4,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ en fonction de la mutiplicité relative de la collision.	118
6.17	Rapport du taux de production relatif des J/ψ sur les muons simples avec $1,0 < p_T < 4,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ en fonction de la mutiplicité relative de la collision.	118
6.18	Rapport du taux de production relatif des J/ψ sur les muons simples avec $4,0 < p_T < 8,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ en fonction de la mutiplicité relative de la collision.	119
A.1	Schéma de la caverne d'ALICE.	124
A.2	Perte d'énergies en fonction de p pour les particules traversant la TPC durant la prise de données utilisant les muons cosmiques [21]. Des muons, electrons, protons et deutons ont été détectés.	125

A.3	Canaux des chambres de déclenchement touchés dans le cas d'un événement gerbe cosmique et muon. <i>Gauche</i> : Gerbe cosmique, près d'un quart des canaux d'une chambre sont touchés. <i>Droite</i> : Muon, un seul impact, en bas à gauche. Les autres canaux touchés sont dus au bruit de fond électronique.	126
A.4	Distribution angulaire θ_x brute des muons cosmiques.	128
A.5	Distribution angulaire θ_y brute des muons cosmiques.	128
A.6	Distribution des traces reconstruites simulées dans le plan xy perpendiculaire au point d'interaction. Les muons étant générés uniformément dans le plan xy , la non uniformité de cette distribution est dû à l'acceptance du spectromètre.	130
A.7	Acceptance et efficacité selon θ_x du spectromètre à muons durant la période de prise de données cosmiques.	130
A.8	Acceptance et efficacité selon θ_y du spectromètre à muons durant la période de prise de données cosmiques.	131
A.9	Distribution angulaire θ_x des muons cosmiques corrigée par l'acceptance et l'efficacité du spectromètre.	131
A.10	Distribution angulaire θ_y des muons cosmiques corrigée par l'acceptance et l'efficacité du spectromètre.	131
A.11	Longueur de roche traversée par un muon en fonction de $ \theta_y $, et en considérant $ \theta_x = 0$	132
A.12	Rapport de composante négative sur la composante positive de la distribution angulaire θ_y corrigée.	133
A.13	Profil géographique de la région autour du point 2. A partir d'un angle $ \theta_y < 10^\circ$ environ, les muons venant de la direction des z négatifs doivent traverser le Jura avant d'atteindre la caverne.	134

Liste des tableaux

1.1	Classification des fermions.	2
1.2	Classification des bosons.	2
3.1	Séparation des périodes de prises de données du spectromètre à muon. Durant LHC10c2, la moitié de toutes les chambres de déclenchement était retirée de la configuration. Durant LHC10d2a, la moitié de la chambre 7 était retirée de la configuration.	49
3.2	Efficacité totale de trajectographie durant les collisions Pb-Pb en fonction de la centralité.	52
4.1	Résultat d'un ajustement par une constante des distributions $\langle p \cdot D_i \rangle / \langle p \rangle$	68
4.2	Résultat d'un ajustement par une constante des distributions $\sigma_{p \cdot D_i}$ et $\sigma_{p \cdot D}$ Pour les bas angles, l'ajustement se fait à partir de $10 \text{ GeV} \cdot c^{-1} \cdot \text{cm}$. Pour les hauts angles, l'ajustement se fait à partir de $15 \text{ GeV} \cdot c^{-1} \cdot \text{cm}$.	70
5.1	Pourcentage d'événements d'empilement en fonction du nombre de tracelettes par la méthode de la différenciation des vertex. L'erreur statistique est inférieure à 0,01%.	93
5.2	Pourcentage d'événements pour lesquels la multiplicité est mal évaluée par la méthode du tirage Monte-Carlo.	95
6.1	Résultats de l'ajustement de la distribution en masse invariante. Les paramètres fixés l'ont été à partir de simulation Monte-Carlo.	101
6.2	Nombre de J/ψ brut et corrigé obtenu par les méthode 0D et 2D. Les termes d'acceptance et efficacité respectifs sont $0,319 \pm 0,001$ et $0,321 \pm 0,001$	102
6.3	Erreurs systématiques sur la section efficace de production du J/ψ . . .	107
6.4	Tranches en nombre de tracelettes et densité relative moyenne de l'intervalle correspondant. L'erreur systématique sur la densité relative est de 4%.	108
6.5	Nombre de J/ψ reconstruits, rapport signal sur bruit, signficance et χ^2 des ajustements en fonction de la multiplicité.	108
6.6	Nombre de J/ψ reconstruits en fonction de la fonction utilisée pour l'estimation du bruit de fond : deux exponentielles ou un polynôme de degré 4.	112
6.7	Décomposition de l'erreur systématique sur le taux de production relatif des J/ψ en fonction de la multiplicité. L'erreur totale est la somme quadratique des composantes.	112

6.8	Nombre de muons reconstruits passant la coupure dans les différents domaines en multiplicité (section 6.1.2).	115
6.9	Erreur systématique en fonction de l'intervalle en multiplicité. Le taux de production relatif est inférieur à 1 dans les deux premiers intervalles, donc l'erreur sur l'empilement est de 6% dans ces deux cas.	115

Résumé

Le plasma de quarks et de gluons est un état de la matière apparaissant à haute température. En laboratoire, il est possible d'atteindre les conditions nécessaires à sa formation grâce aux collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes. L'expérience ALICE au LHC est dédiée à l'étude du plasma de quarks et de gluons grâce aux collisions Pb-Pb à 2,76 TeV. Les premiers résultats d'ALICE, présentés en annexe, ont été obtenus grâce aux rayons cosmiques. Une étude de l'évolution de l'efficacité de reconstruction du spectromètre à muons durant ses deux premières années de fonctionnement sera présentée par la suite. L'efficacité totale de reconstruction des chambres de trajectographie ainsi obtenue est de plus de 90 % pour les données correspondant à des collisions proton-proton, et de 85 % pour les données recueillies avec des collisions plomb-plomb. Une méthode de sélection des traces reposant sur la distribution du produit impulsion - distance d'approche minimale sera également présentée. Cette sélection permet de rejeter les traces de muons produits par des collisions entre les particules du faisceau et le gaz résiduel dans le tube faisceau, et les fausses traces dans les collisions Pb-Pb les plus centrales. Enfin, cette thèse présentera une première analyse sur le taux de production des muons simples et des J/ψ en fonction de la multiplicité en particules chargées lors des collisions proton-proton.

Abstract

The quark-gluon plasma is a state of nuclear matter appearing at very high temperature. In the laboratory, it is possible to reach such conditions using heavy-ion collisions at ultra-relativistic energies. The ALICE experiment at LHC is dedicated to the study of the quark-gluon plasma with Pb-Pb collisions at 2.76 TeV. The first ALICE data, presented as an annex, were obtained using cosmic rays. A study on the evolution of the reconstruction efficiency of the muon spectrometer during its first two years of running will be presented. This study will show that the total reconstruction efficiency of the tracking chamber is more than 90 % in proton-proton collisions, and 85 % in lead-lead collisions. A track selection method based on the value of the product momentum - distance of closest approach will also be presented. This selection will allow to remove the tracks coming from muons produced in collisions between the beam and the residual gas in the beam line, and fake tracks in the most central Pb-Pb collisions. Finally, this thesis will present a first analysis of the production yield of J/ψ and single muons as a function of the collision's charged-particle multiplicity in proton-proton collisions.

Introduction

Le modèle standard de la physique des particules est le cadre théorique permettant de comprendre les particules fondamentales et leurs interactions. Ce modèle a été développé à partir du début des années 1960, et ses vérifications expérimentales continuent encore aujourd'hui. L'une des prédictions du modèle standard est l'apparition d'un nouvel état de la matière à très haute énergie : le plasma de quarks et de gluons. De manière à produire le plasma en laboratoire, des collisionneurs d'ions lourds tels que le LHC au CERN ou RHIC à BNL ont été construits. Cette thèse présente des résultats de l'expérience ALICE au LHC.

La première partie de cette thèse sera une présentation rapide du plasma de quarks et de gluons, de sa production en laboratoire à l'aide de collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes. De nombreuses sondes ont été proposées pour l'étudier. Une importance plus particulière sera accordée à la production des J/ψ , qui sera la sonde utilisée dans cette thèse. La suite de cette thèse sera une présentation générale d'ALICE, une expérience dédiée à l'étude du plasma de quarks et de gluons. Le détecteur principalement utilisé par cette thèse, le spectromètre à muons, sera présenté plus en détails. Ce second chapitre terminera l'introduction générale de la thèse, et les chapitres suivants traiteront de l'analyse des données récoltées par ALICE.

Les toutes premières données enregistrées, pour des tests, par le spectromètre à muons, utilisant le rayonnement cosmique seront présentés en annexe. Une étude des distributions angulaires des muons détectés sera aussi faite.

Le chapitre suivant traitera de l'efficacité des chambres de trajectographie du spectromètre à muons. Une méthode de calcul de l'efficacité à partir des données réelles sera présentée. Cette méthode sera utilisée sur les données des deux premières années de fonctionnement du spectromètre à muons : les données utilisant le rayonnement cosmique, les premières données de collisions proton-proton à 900 GeV puis 7 TeV et enfin les premières données des collisions plomb-plomb à 2,76 TeV. Ce chapitre présentera également une méthode permettant de reproduire l'état du détecteur durant une période de prises de données, afin de pouvoir effectuer des simulations réalistes.

Le quatrième chapitre proposera une méthode de sélection des traces. Il s'agit d'une méthode statistique, basée sur la distribution du produit impulsion - distance d'approche minimale des traces reconstruites. Le but de cette méthode sera de rejeter les traces de muons produits dans des collisions entre les particules du faisceau et du gaz résiduel dans le tube faisceau, ainsi que les fausses traces dans les collisions Pb-Pb.

Les deux derniers chapitres présenteront une première étude sur le taux de production des J/ψ et des muons simples en fonction de la multiplicité en particules chargées dans les collisions proton-proton. La multiplicité de la collision est évaluée en rapidité centrale, grâce au détecteur silicium à pixel d'ALICE. En revanche, le nombre de J/ψ est évalué à grande rapidité par le spectromètre à muons, grâce à leur décroissance dans

le canal dimuonique. La suppression du J/ψ dans les collisions les plus centrales est une sonde du plasma de quarks et de gluons dans des collisions d'ions lourds. Aux énergies inférieures à celle du LHC, les conditions nécessaires à la formation du plasma sont atteintes dans des collisions d'ions lourds, mais pas dans les collisions proton-proton. En revanche, la densité de particules chargées atteintes dans les collisions proton-proton à 7 TeV au LHC est du même ordre de grandeur que celle atteinte dans les collisions cuivre-cuivre semi-centrales à 200 GeV à RHIC. Cette étude a donc pour but l'observation d'une éventuelle suppression du J/ψ dans des collisions proton-proton à haute multiplicité, et donc une éventuelle mise en évidence du plasma dans ces collisions.

Chapitre 1

Le Plasma de Quarks et de Gluons

1.1 Le modèle standard

Au niveau microscopique, la matière est composée d'atomes, eux-mêmes composés d'un nuage d'électrons et d'un noyau de protons et neutrons. Les protons et neutrons sont des particules composites, formées d'autres particules, considérées comme élémentaires. Ces particules interagissent entre elles par l'intermédiaire de quatre forces :

- L'interaction gravitationnelle.
- L'interaction électromagnétique.
- L'interaction faible.
- L'interaction forte.

Le modèle standard est le cadre théorique dans lequel sont comprises les particules fondamentales et leurs interactions au niveau microscopique. C'est un modèle qui a été développé dans les années 1960, puis vérifié expérimentalement des années 1970 jusqu'à aujourd'hui [22, 23].

1.1.1 Les particules fondamentales

Dans le modèle standard, les particules fondamentales sont celles qui ne possèdent pas de sous structure. Ces particules sont séparées en deux groupes en fonction de leur spin : les fermions (spin demi-entier) et les bosons (spin entier) [24, 25].

Au niveau fondamental, les fermions constituent la matière alors que les bosons véhiculent les interactions entre particules. Les fermions sont généralement séparés en trois générations, de quatre particules chacune (cf tableau 1.1). La première génération forme la matière conventionnelle (noyaux et atomes), et sont les fermions les plus légers. Les générations deux et trois sont progressivement plus lourdes, et par conséquent de moins en moins stables. Les quarks u , d et s sont appelés quarks légers, et inversement les quarks c , b et t sont dits lourds.

L'autre type de particules, les bosons, véhiculent les interactions entre particules (cf tableau 1.2). Ce sont des particules de spin entier, et elles obéissent à la statistique de Bose-Einstein.

Première génération			
Particule		Charge électrique (e)	Masse
lepton	e	-1	$511 \text{ keV}\cdot c^{-2}$
	ν_e	0	$< 0.28 \text{ eV}\cdot c^{-2}$
quark	u	$2/3$	$\sim 3 \text{ MeV}\cdot c^{-2}$
	d	$-1/3$	$\sim 6 \text{ MeV}\cdot c^{-2}$
Deuxième génération			
Particules		Charge électrique (e)	Masse
lepton	μ	-1	$106 \text{ MeV}\cdot c^{-2}$
	ν_μ	0	$< 0.28 \text{ eV}\cdot c^{-2}$
quark	c	$2/3$	$\sim 1,337 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$
	s	$-1/3$	$\sim 100 \text{ MeV}\cdot c^{-2}$
Troisième génération			
Particules		Charge électrique (e)	Masse
lepton	τ	-1	$1,78 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$
	ν_τ	0	$< 0,28 \text{ eV}\cdot c^{-2}$
quark	t	$2/3$	$\sim 171 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$
	b	$-1/3$	$\sim 4,2 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$

TABLE 1.1 – Classification des fermions.

Particule	Interaction véhiculée	Charge électrique (e)	Masse
g	Forte	0	0
γ	Electromagnétique	0	0
W^\pm	Faible	± 1	$\sim 80 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$
Z^0	Faible	0	$\sim 91 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$
H	-	0	$> 115\text{-}130 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$ [26]

TABLE 1.2 – Classification des bosons.

1.1.2 Les interactions

La gravitation

C'est la seule interaction fondamentale à ne pas être comprise dans le cadre du modèle standard. La gravitation possède une intensité extrêmement faible aux échelles microscopiques, environ 40 ordres de grandeur plus faibles que l'interaction forte. De fait, elle est jusqu'ici indétectée à ces échelles. Le graviton est la particule postulée comme véhicule de l'interaction gravitationnelle. Cependant, sa section efficace d'interaction est si faible qu'aucun détecteur n'est capable de le détecter [27]. En revanche, la gravitation est comprise aux échelles macroscopiques par l'intermédiaire de la relativité générale. L'unification du modèle standard avec la gravitation est un des domaines de recherche importants dans la physique au-delà du modèle standard [28, 29].

Les interactions électromagnétiques et faibles

Ces deux interactions sont traitées ensemble dans le cadre de la théorie électro-faible. Les bosons vecteurs de l'interaction sont le photon pour l'interaction électromagnétique et les bosons W^\pm et Z^0 pour l'interaction faible [30, 31]. De plus, la théorie électrofaible prévoit l'existence d'un boson supplémentaire : le boson de Higgs [32]. Cette particule est nécessaire dans le modèle standard afin de conférer une masse aux bosons W et Z. De plus, son interaction avec les autres particules leur conférerait leur masse. Les expériences ATLAS et CMS du LHC ont été conçues en pour le détecter, ainsi que pour explorer l'existence d'une physique au-delà du modèle standard. A l'heure actuelle, c'est la seule particule du modèle standard à ne pas avoir été détectée expérimentalement.

L'interaction forte

Dans le cadre du modèle standard, l'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique (ou QCD : Quantum ChromoDynamic) [33, 34]. Les bosons vecteurs de cette interaction sont les gluons. C'est une interaction agissant seulement sur les particules possédant un degré de liberté spécifique : la charge de couleur, nommée ainsi par analogie avec la vision humaine des couleurs. De toutes les particules présentées précédemment, seuls les quarks et les gluons possèdent une charge de couleur. La charge de couleur d'un quark peut avoir trois valeurs : rouge, vert ou bleu. De même, un anti-quark peut également avoir trois couleurs, mais opposées à celle des quarks : cyan, magenta ou jaune. Enfin, les gluons possèdent une combinaison d'une couleur et d'une anti-couleur, créant huit types de gluons différents. L'interaction forte regroupe les quarks en particules composites, qui possèdent une charge de couleur nulle et sont appelées hadrons. Les quarks formant de tels hadrons interagissent entre eux continuellement par l'échange de gluons. On dit de ces hadrons qu'ils possèdent une charge "blanche", c'est-à-dire neutre du point de vue de l'interaction forte. Jusqu'à présent, seul deux types de hadrons ont été observés :

- Les baryons, composés de trois quarks en état de singlet couleur (ou trois anti-quarks en état de singlet couleur). Ces particules sont des fermions. Seuls deux types de baryons existent aux basses énergies : les nucléons constituant le noyaux, c'est-à-dire les protons et les neutrons.
- Les mésons, composés d'un quark d'un anti-quark de couleur opposée. Étant composés de deux particules de spin demi entier, les mésons ont un spin entier et sont par conséquent des bosons. Les pions (chargés ou neutres), particules qui sont vus comme véhiculant l'interaction nucléaire entre les nucléons (qui est en fait un phénomène résiduel de l'interaction forte), sont un exemple de mésons.

Ainsi, les quarks et gluons étant confinés à l'intérieur de hadrons, ils ne sont pas observables dans des conditions normales. Ce confinement est une propriété spécifique de l'interaction forte. En effet, au contraire des autres interactions, ce potentiel devient de plus en plus attractif lorsque la distance entre les quarks augmente, les empêchant de se retrouver à l'état libre. Cette propriété rend impossible tous calculs à basses énergies. De manière à pouvoir faire des prédictions théoriques, de nombreuses méthodes ont du être développées pour rendre possible les calculs. L'une de ces méthodes, la chromodynamique quantique sur réseau [35] a permis de mieux évaluer la transition vers le plasma de quarks et de gluons et ses propriétés. A l'inverse, deux quarks proches l'un de l'autre ne ressentent quasiment aucune interaction : on parle alors de liberté asymptotique [36]. Dans ce cas, des calculs perturbatifs deviennent alors possibles.

Le Plasma de Quarks et de Gluons

Le plasma de quarks et de gluons est un état de la matière nucléaire prédit après la découverte de la liberté asymptotique de la chromodynamique quantique. Il apparaît à des énergies et densités de particules très élevées (cf figure 1.1). Dans cet état les quarks et les gluons ne seraient plus confinés à l'intérieur des hadrons, mais évolueraient librement dans le plasma.

Il est possible de comparer le plasma de quarks et de gluons à un plasma électromagnétique : le rôle de l'interaction électromagnétique et des photons est alors occupé par l'interaction forte et les gluons. Lorsque la température d'un milieu de matière hadronique augmente, le nombre de gluons augmente également. Une des grandeurs caractéristiques d'un plasma est la rayon de Debye, c'est-à-dire la longueur caractéristique des interactions collectives. Ce rayon peut être interprété comme la distance moyenne pour laquelle deux particules se perçoivent, c'est-à-dire interagissent, dans le plasma. Pour la plasma de quarks et de gluons, cette grandeur est liée directement à la température par la formule (au premier ordre) [37] :

$$\lambda_D = \frac{1}{gT} \sqrt{\frac{6}{2N_c + N_f}}$$

avec g la constante de couplage de l'interaction forte, N_c le nombre de couleur et N_f le nombre de saveurs de quarks légers. Lorsque la température devient suffisamment élevée, le rayon de Debye devient de l'ordre de grandeur de la distance caractéristique entre les quarks des nucléons. Ils cessent ainsi d'interagir entre eux, et se retrouvent libres dans le plasma.

Les conditions nécessaires à la formation du plasma de quarks et de gluons étaient celles de l'univers jusqu'à quelques microsecondes après le Big Bang. Aujourd'hui, les conditions nécessaires à la formation du plasma de quarks et gluons naturellement n'existeraient qu'au centre des étoiles à neutrons, mais à température nulle et très haute pression [38].

1.2 Le plasma en laboratoire

Obtenir les conditions de température et de pression nécessaires à la formation du plasma de quarks et de gluons n'est pas aisé. La méthode utilisée est la collision d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes. Dans le monde, trois accélérateurs de particules produisent de telles conditions.

- Le SPS au CERN. Dans le cadre des collisions d'ions lourds, il est utilisé comme un accélérateur de particules sur cible fixe. Les expériences NA38[39] , NA50 [40] et NA60 [41] entre autres étaient dédiées à l'étude du plasma de quarks et de gluons avec des collisions S - U, Pb - Pb et In - In. SPS peut atteindre des énergies de collision par nucléon dans le centre de masse d'environ $\sqrt{s_{NN}} = 20$ GeV pour les ions lourds. Il sert également à accélérer les particules avant de les injecter dans le LHC.
- Le RHIC à BNL (Brookhaven National laboratory). C'est un collisionneur dédié aux collisions d'ions lourds. Quatre expériences y ont ou ont eu lieu : PHENIX [42], STAR [43], PHOBOS [44] et BRAHMS [45]. Les ions lourds utilisés sont Cu et Au. Les expériences PHENIX et STAR sont toujours en fonctionnement,

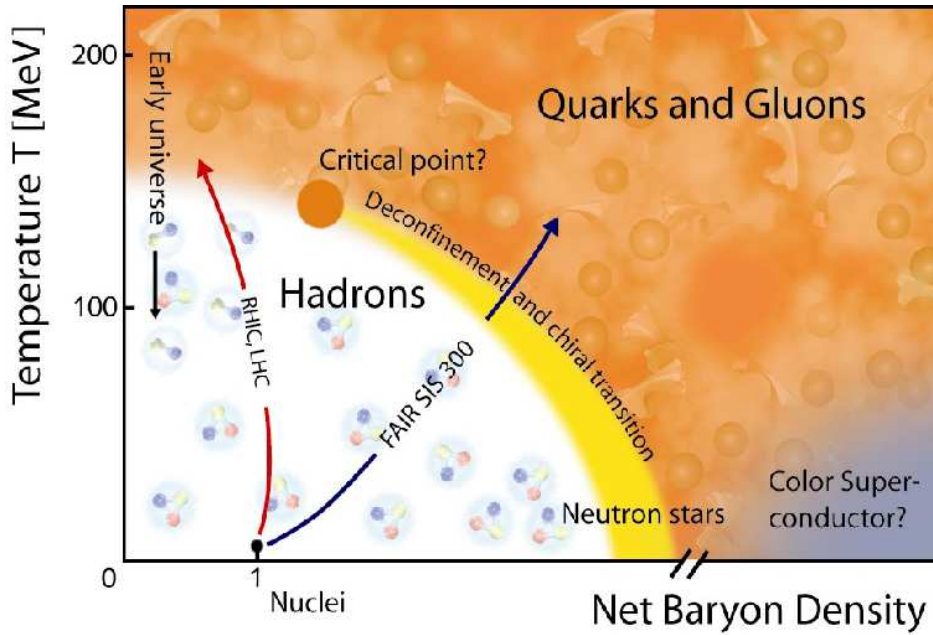


FIGURE 1.1 – Ebauche du diagramme de phase de la matière nucléaire [1].

alors que PHOBOS et BRAHMS ont cessé leur prises de données en 2005 et 2006 respectivement. RHIC peut atteindre des énergies de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV par nucléon dans le centre de masse.

- Le LHC au CERN. C'est un collisionneur de particules, avec pour principal objectif la découverte du boson de Higgs, via les collisions p-p. Il possède également un programme ions lourds avec des collisions Pb - Pb. Quatre principales expériences ont lieu au LHC : ALICE, ATLAS, CMS et LHCb [46, 47, 48, 49]. ALICE est la seule expérience dédiée aux ions lourds, alors que CMS et ATLAS possèdent chacune un programme d'ions lourds. Le LHC permet d'atteindre pour l'heure des énergies de collisions dans le centre de masse de $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, pour les collisions d'ions lourds, avec une énergie maximale prévue à 5,5 TeV.

1.2.1 Schéma d'une collision

De part le grand nombre de particules présentes et la complexité de l'interaction forte, les collisions d'ions lourds sont des phénomènes complexes. Afin de comprendre le déroulement d'une collision, on la décompose en quatre phases (cf figure 1.2).

1. La première étape de la collision est le croisement des deux ions. Au LHC, leur temps de croisement typique est de l'ordre de $0,01 \text{ fm} \cdot c^{-1}$. Durant cette phase ont lieu les collisions directes, c'est à dire des collisions parton - parton. Ces collisions vont donner lieu à deux types de processus, généralement différenciés par l'impulsion des particules produites :
 - Les processus durs ($Q > 2 - 3 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$). Ils produisent des gerbes de particules, des photons, des quarks lourds (c ou b) et des bosons de jauge (W^\pm et Z^0).
 - Les processus mous ($p_T < 2 - 3 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$). Ils produisent une multitude de quarks légers et de gluons. Ces particules formeraient, après thermalisation, un milieu de température élevé.

2. La seconde phase s'étend environ jusqu'à $1 \text{ fm}\cdot\text{c}^{-1}$. Durant cette période, un milieu thermalisé se forme, produit par les quarks légers et gluons créés précédemment. C'est ce milieu qui peut être considéré comme le plasma de quarks et de gluons, et que nous devons essayer de caractériser expérimentalement. C'est également à ce moment que les particules issues des phénomènes durs vont commencer à interagir avec le milieu. Ces diverses interactions vont fournir certaines sondes pour la mise en évidence et l'étude du plasma de quarks et de gluons.
3. La troisième phase se déroule entre $1 \text{ fm}\cdot\text{c}^{-1}$ et $10 \text{ fm}\cdot\text{c}^{-1}$ environ. Le système subit une expansion thermodynamique, qui va conduire à son refroidissement. Ce refroidissement implique que les conditions d'existence du plasma de quarks et de gluons ne sont plus satisfaites. Les quarks et les gluons vont alors à nouveau se regrouper en hadrons : c'est l'hadronisation. Le gaz hadronique ainsi formé est principalement composé de pions et de kaons.
4. Enfin, après $10 \text{ fm}\cdot\text{c}^{-1}$, le milieu continue à se dilater et se à refroidir. La distance entre les particules s'accroît, conduisant à deux phénomènes. Tout d'abord, le gel chimique, lorsque les particules sont trop éloignées pour que des collisions inélastiques entre elles aient lieu. Ensuite, le gel cinétique, lorsque la distance entre particules devient telle que même les collisions élastiques disparaissent.

Lors d'une collision d'ions lourds, de l'ordre du millier de particules sont produites. Ces particules contiennent les informations à propos de cette collision, comme son état initial ou son énergie. Il est donc nécessaire de détecter et d'identifier efficacement ses particules.

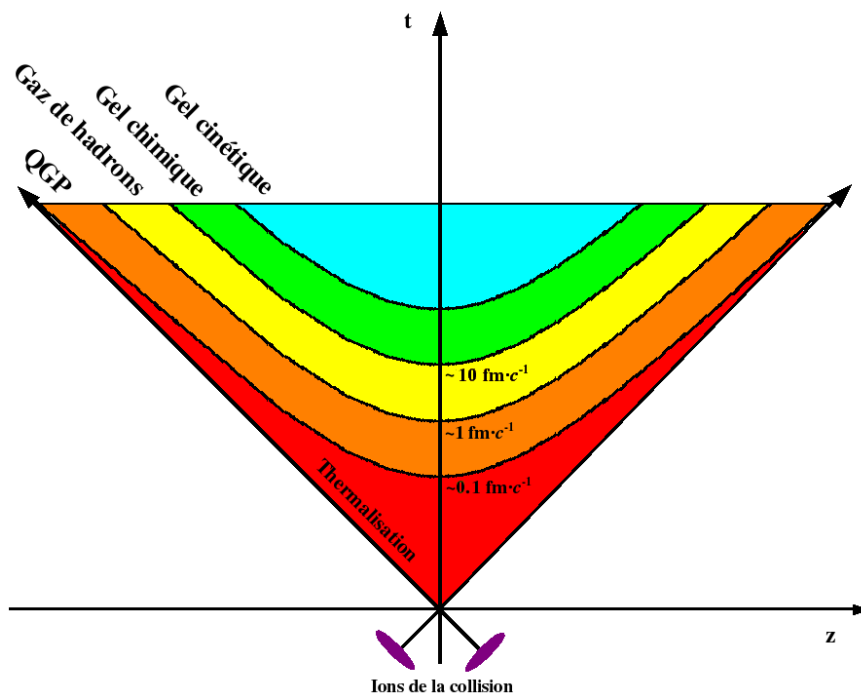


FIGURE 1.2 – Schéma d'une collision d'ions lourds.

Quantités physiques utilisées dans les collisions d'ions lourds

Dans les collisions d'ions lourds, on s'intéresse à certaines variables cinématiques des particules. Prenons une collision initiale entre deux noyaux se déplaçant selon l'axe faisceau, défini comme l'axe Oz (cf figure 1.3). Le point d'interaction est le centre du référentiel. Les angles θ et ϕ sont les angles habituels en coordonnées sphériques. La distance b entre le centre des deux noyaux dans le plan xy est appelé le paramètre d'impact de la collision. Les axes du faisceau et du paramètre d'impact forment ce que l'on appelle le plan de la collision. Le plan xy est également appelé le plan transverse de la collision. Le paramètre d'impact est une grandeur importante pour comprendre une collision dans le cadre du modèle de Glauber [50]. Dans ce modèle, une collision entre deux ions lourds peut se décomposer en collisions nucléon-nucléon indépendantes. Le modèle de Glauber permet de relier simplement le paramètre d'impact au nombre de nucléons participants à la collision, ou au nombre de collisions nucléon-nucléon ayant eu lieu. Cela permet ainsi de relier le paramètre d'impact au nombre de particules produites lors de la collision. On peut alors classer chaque collision en fonction de sa centralité : les collisions au plus faible paramètre d'impact sont celles avec le plus de collisions individuelles nucléon-nucléon. Cela conduit alors à plus de particules produites lors de la collision. Ce sont ces collisions qui peuvent conduire à la formation du plasma. A l'inverse, les collisions les moins centrales vont produire moins de particules, conduisant à une densité d'énergie plus faible. Ainsi, la centralité est une grandeur importante dans l'étude des collisions d'ions lourds.

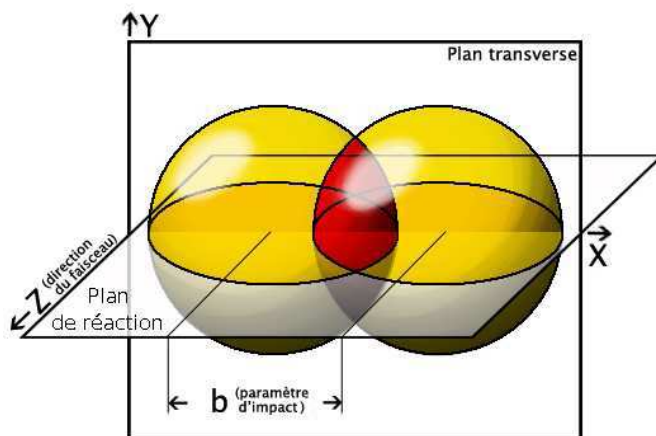


FIGURE 1.3 – Schéma d'une collision d'ions lourds.

Dans le cas de particules individuelles, on s'intéresse à des quantités physiques en particulier. Considérons une particule, produite durant une collision d'ions lourds, de masse m , d'énergie E et d'impulsion p . Les grandeurs physiques d'intérêt sont les suivantes ;

- L'impulsion transverse $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ et l'énergie transverse $E_t = E \sin \theta$. Elles sont l'impulsion et l'énergie dans le plan transverse de la collision. Ces grandeurs sont indépendantes du référentiel : centre de masse ou laboratoire. Les ions lourds de la collision n'ayant qu'une impulsion selon l'axe z , l'impulsion transverse peut s'interpréter comme l'impulsion générée par la collision.
- La rapidité $y = \frac{1}{2} \log \frac{E+p_z}{E-p_z}$ et la pseudo-rapacité $\eta = -\log \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$. Ce sont toutes les deux des grandeurs sans dimensions. La rapidité se comporte de manière ad-

ditive par rapport à une transformation de Lorentz selon l'axe z . Dans le cadre du modèle de Bjorken, la production de particules chargées par unité de pseudo-rapacité est constante [51]. Pour les particules ultra-relativistes ($m \ll p$), la rapidité et la pseudo-rapacité sont quasiment égales. La pseudo-rapacité est également la grandeur géométrique servant à définir l'acceptance d'un détecteur.

La mesure de ces quantités pour chaque particule produite est importante pour comprendre le déroulement de la collision.

1.2.2 Détection du plasma

Comme vu précédemment, la durée de vie du plasma est extrêmement courte, de l'ordre de $10 \text{ fm} \cdot c^{-1}$. Le plasma n'est également créé que dans un volume de la taille d'un noyau, environ 1000 fm^3 . Ces deux conditions rendent la détection directe du plasma impossible. Il est donc nécessaire d'avoir recours à des sondes indirectes.

Depuis la prédiction théorique du plasma de quarks et de gluons, de nombreuses sondes ont été proposées pour l'étudier. On peut les diviser en deux parties, les sondes dures et molles, qui correspondent aux phénomènes observés du même nom. Les expériences de collisions d'ions lourds ne se contentent pas d'une seule sonde, mais en utilisent plusieurs de manière à avoir une redondance sur les résultats. Une méthode de comparaison consiste à comparer la valeur mesurée d'une sonde en collision ions lourds (N_{AB}) par rapport à sa valeur en collision pp (N_{pp}). La valeur obtenue dans les collisions d'ions lourds est d'abord normalisée en fonction de sa centralité par le nombre de collisions nucléon-nucléon N_{coll} , déterminé grâce au modèle de Glauber. La variable utilisée est appelée le facteur de modification nucléaire R_{AB} [52] :

$$R_{AB} = \frac{N_{AB}}{N_{coll} N_{pp}}$$

Si le facteur de modification nucléaire est égal à 1, la collision d'ions lourds peut alors être vue comme une superposition de collisions nucléon-nucléon indépendantes.

Un tour d'horizon de certaines sondes du plasma de quarks et de gluons suit, et une importance plus particulière sera apportée à la suppression anormale des quarkonia, qui sera utilisée aux chapitre 6.

Photons et di-leptons thermiques

Ce sont des photons et leptons produits dans le plasma, soit par l'annihilation de quarks, soit par la diffusion Compton des gluons dans le milieu. Ces particules sont très sensibles à l'état thermodynamique du milieu lors de leur création. Elle ne subissent cependant pas l'interaction forte, ce qui leur permet de traverser la matière hadronique sans interagir. Un autre intérêt de cette sonde est que les leptons concernés sont produits dans le domaine des masses intermédiaires, où les autres processus sont négligeables. Cela signifie que le signal n'est pollué ni par les résonances légères (ρ , ω , ϕ), ni par les résonance lourdes (J/ψ). Une production supérieure de ces photons et leptons dans les collisions d'ions lourds les plus centrales par rapport aux moins centrales serait donc une sonde du plasma [53, 54].

La production de photons a été mesurée par l'expérience WA98 au SPS du CERN [2]. Une augmentation a effectivement été observée dans les collisions centrales en Pb-Pb (cf figure 1.4). En ce qui concerne la production des leptons, les expériences NA38,

NA50, NA60 et HELIOS-3 [55, 56, 57, 58] ont toutes observé une surproduction des muons dans les régions de masses intermédiaires (figure 1.5). L'expérience PHENIX a également observé une surproduction des photons thermiques dans les collisions Au-Au par rapport à une extrapolation des résultats obtenus dans les collisions p-p (cf figure 1.6).

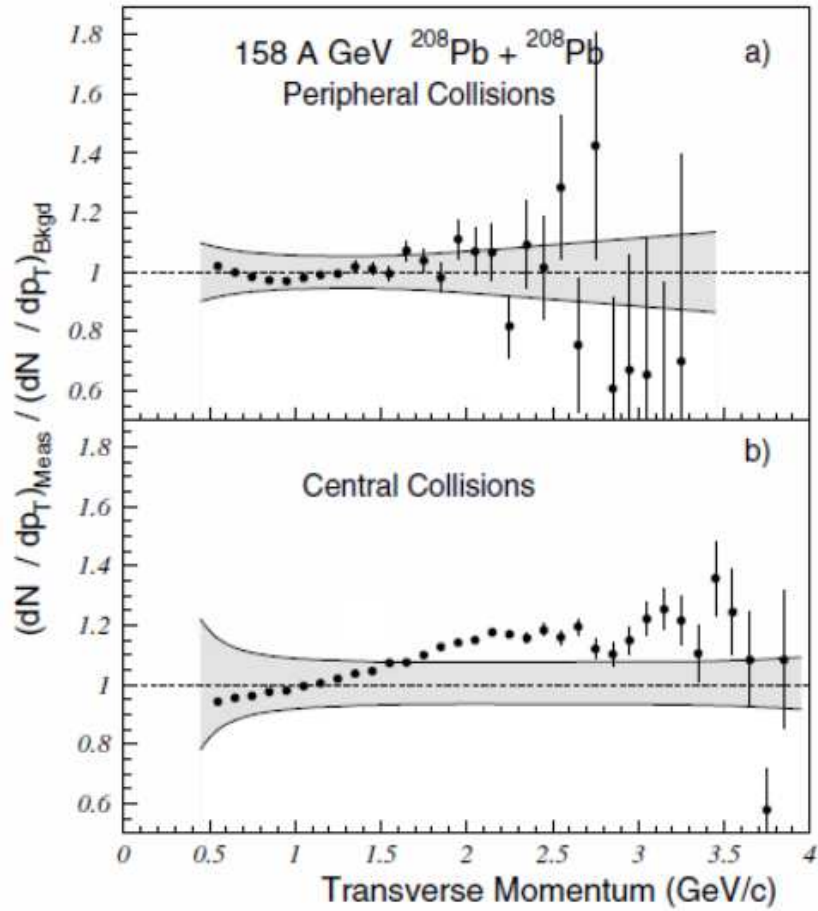


FIGURE 1.4 – Rapport des photons du bruit de fond mesurés sur attendus en fonction de l'impulsion transverse, dans deux domaines en centralité, mesuré par l'expérience WA98 [2].

Atténuation des gerbes

Lors d'une collision directe, deux partons de grande impulsion transverse (de l'ordre de plusieurs dizaines de $\text{GeV} \cdot c^{-1}$) peuvent être produits dans des directions opposées. Par collision avec les autres particules du milieu, ces particules vont perdre une partie de leur énergie, tout en produisant une gerbe de particules. Ce phénomène est similaire à une particule chargée traversant la matière et ionisant les atomes sur son passage. Ainsi, la perte d'énergie des deux partons issus de la collision initiale va dépendre du milieu traversé. En effet, un milieu thermalisé contient des charges de couleurs libres, qui vont alors interagir fortement avec les partons initiaux, conduisant à une perte d'énergie importante. En revanche, un milieu hadronique ne contient que des particules blanches. Celles-ci interagiront nettement moins avec les partons initiaux.

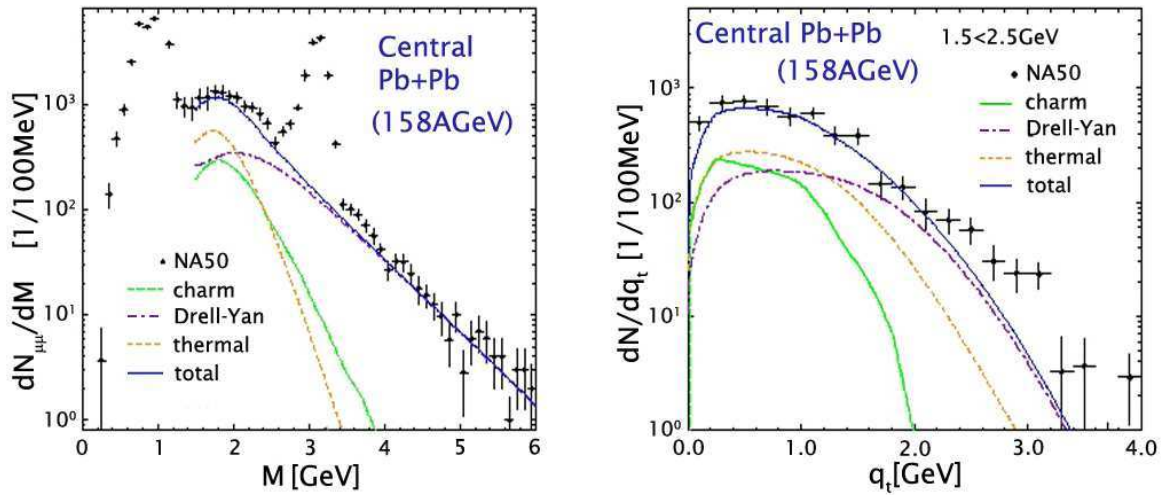


FIGURE 1.5 – Spectre des dimuons mesurés par l’expérience NA50, avec les différentes contributions prédites par la théorie [3]. *Gauche* : spectre en masse invariante. *Droite* : spectre en impulsion transverse.

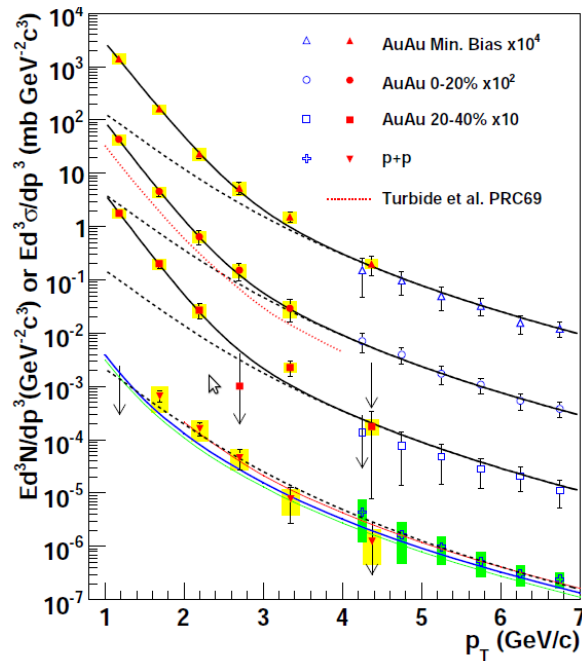


FIGURE 1.6 – Section efficace invariante (collisions p-p) et taux de production invariant (Au-Au) des photons thermiques [4]. Les points ouverts sont issues des publications [5] et [6]. Pour les données p-p, la courbe pointillée noire est un ajustement par une loi de puissance. Les trois autres courbes sont des calculs théoriques de QCD perturbative. Pour les données Au-Au, les courbes pointillées noires sont la loi de puissance obtenue pour les collisions p-p et pondérée par le facteur de recouvrement T_{AA} obtenu grâce au modèle de Glauber. Les courbes pleines sont un ajustement de la somme de cette même loi de puissance et d’une exponentielle. Enfin, la courbe pointillé rouge est obtenue à l’aide de calcul hydrodynamique.

Ainsi, la perte d'énergie de ces partons est une sonde possible du plasma de quarks et de gluons [59].

Le facteur de modification nucléaire de cette observable a été mesuré à RHIC et au SPS. La figure 1.7 montre une diminution de ce facteur dans toutes les expériences de RHIC. Une atténuation a clairement été observée dans les collisions noyau-noyau par rapport aux collisions deuton-noyau.

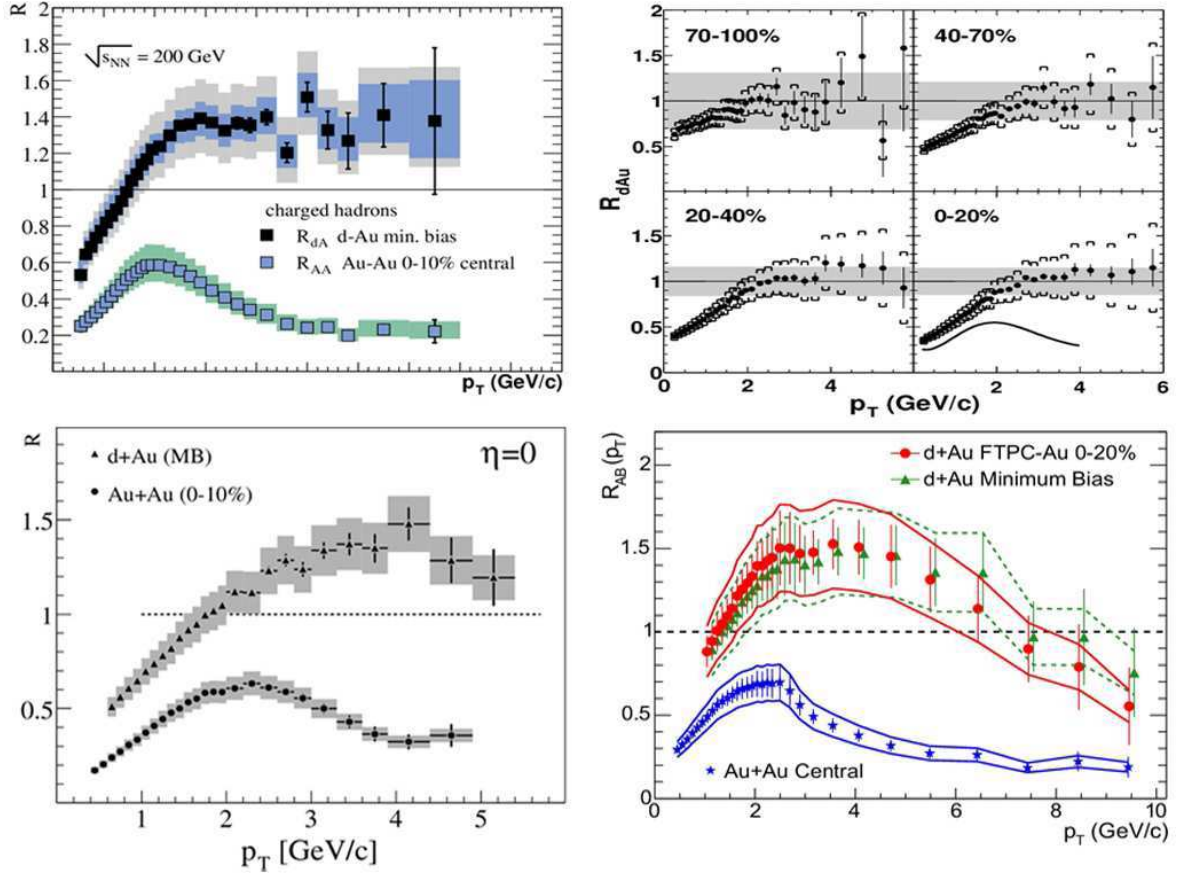


FIGURE 1.7 – Comparaison du R_{AuAu} et R_{dAu} en fonction de p_T . *En haut à gauche* : données de PHENIX [7]. *En haut à droite* : données de PHOBOS [8]. *En bas à gauche* : données de BRAHMS [9]. *En bas à droite* : données de STAR [10].

L'écoulement elliptique

Dans les collisions d'ions lourds, le grand nombre d'interactions conduit à l'apparition de phénomènes collectifs. Un de ces phénomènes, appelé écoulement, permettent de décrire l'évolution du milieu dans l'espace des phases. En effet, la forme particulière de la zone de recouvrement des noyaux dans les collisions semi-centrales crée un milieu possédant un gradient de pression (figure 1.8). Ce gradient va se traduire par une anisotropie de la distribution des impulsions des particules produites. Cette anisotropie sera présente aussi bien dans un milieu thermalisé comme le plasma de quarks et de gluons que dans un milieu hadronique. En revanche, il sera bien moins important dans ce cas. La distribution de particules par unité de rapidité, d'impulsion transverse et

d'angle azimuthal peut être développée en série de Fourier :

$$\frac{d^3N}{dp_T dy d\phi} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{dy dp_T} (1 + 2v_1(y, p_T) \cos(\phi - \phi_r) + 2v_2(y, p_T) \cos(2(\phi - \phi_r)) + \dots)$$

avec les facteurs $v_n(y, p_t)$ correspondants aux coefficients de Fourier. En particulier, le facteur v_1 correspond à l'écoulement direct et le facteur v_2 à l'écoulement elliptique.

La comparaison du facteur v_2 aux modèles hydrodynamiques prévoyant la formation d'un milieu thermalisé va permettre de confirmer ou d'infirmer ces derniers. Cette comparaison est présentée sur la figure 1.9. Ces prédictions sont en accord avec les valeurs mesurées à RHIC pour les basses impulsions transverses, mais divergent lorsque $p_T > 3 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$ [11].

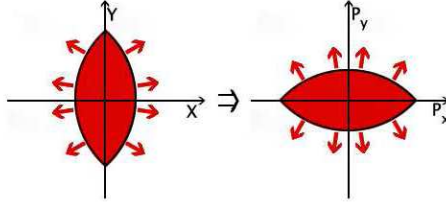


FIGURE 1.8 – La zone de recouvrement des noyaux n'est pas symétrique en x et y (gauche, cf également figure 1.3), ce qui implique une anisotropie dans la distribution en impulsion transverse des particules produites (droite).

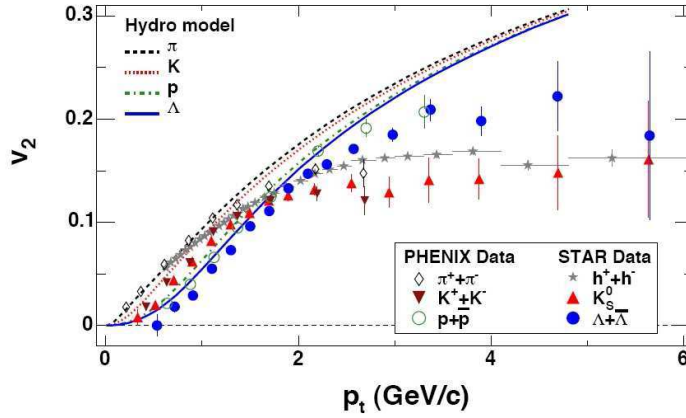


FIGURE 1.9 – Ecoulement elliptique en fonction de p_T , mesuré par les différentes expériences de RHIC, et comparaison avec les modèles théoriques [11].

Taux de production des quarkonia

Cette sonde a été proposée par Matsui et Satz en 1986 [60]. Initialement, elle se base sur ce que l'on appelle la suppression anormale des quarkonia par le plasma.

Les quarkonia sont des particules formées d'un quark lourd c ou b et de son anti-quark, liés par un potentiel d'interaction forte. Seules certaines résonances ont un temps de vie moyen suffisamment long pour être détectables [24] :

- Pour la paire $c\bar{c}$: J/ψ et ψ' , de masse $3,097$ et $3,686 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$ respectivement.

- Pour la paire $b\bar{b}$: Υ , Υ' , et Υ'' , de masse 9,460, 10,02 et 10,36 GeV·c⁻¹ respectivement

Du fait de la masse élevée des quarks constituant, le potentiel d'interaction entre les deux quarks peut être décrit classiquement :

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}$$

Avec r la distance entre les quarkonia et α et σ deux constantes positives. A chaque résonance correspond alors une valeur de r spécifique.

Dans un plasma, l'interaction entre les deux quarks lourds va se trouver écrantée par les charges de couleur libres. Ainsi, lorsque la longueur de Debye du plasma devient de l'ordre de grandeur de la taille du quarkonia, celui-ci se dissocie. C'est un phénomène similaire à la dissociation des atomes en ions et électrons dans un plasma électromagnétique. On s'attend donc à ce que le taux de production des quarkonia diminue dans les collisions les plus centrales, par rapport aux collisions périphériques. De plus, comme expliqué précédemment, la distance entre les deux quarks d'un quarkonia dépend de la résonance. Cela signifie que chaque résonance va se dissocier pour une valeur particulière de la longueur de Debye, et donc de la température. On s'attend alors à une suppression séquentielle : d'abord les résonances les moins liées (ψ' dans le cas des charmonia, $\psi(3S)$ dans le cas des bottomonia), puis les plus liées (J/ψ pour les charmonia, $\psi(1S)$ pour les bottomonia).

Une suppression du taux de production a effectivement été observée par les expériences de SPS et de RHIC (cf figure 1.10). L'expérience ALICE a également mesuré le facteur de modification nucléaire du taux de production des J/ψ (cf figure 1.11). La suppression est également observée, mais est constante avec la centralité de la collision. De plus, à grande centralité, la suppression semble moindre que celle observée aux énergies de RHIC.

Cependant, depuis la proposition initiale de cette sonde, de nombreux effets modifiant le taux de production des quarkonia ont été proposés. Cette sonde étant la sonde d'intérêt dans cette étude, il est utile de faire un tour d'horizon de ces phénomènes.

1.2.3 Taux de production des quarkonia

En collisions d'ions lourds, de nombreux effets influent sur le taux de production des quarkonia. Ils peuvent être divisés en deux grandes catégories : les effets froids et les effets chauds.

Les effets froids

Ce sont des effets qui existent même si un milieu thermalisé tel que le plasma n'a pas été formé. Ces effets sont causés par les deux noyaux participant à la collision. La méthode habituelle pour les quantifier se fait par l'étude des collisions p-A. La collision contient un noyau, mais ne produit pas suffisamment de particules pour former un plasma. La comparaison se fait de la même façon que pour les collisions d'ions lourds, par l'intermédiaire du facteur de modification nucléaire R_{pA} .

Absorption par la matière nucléaire [61] : Dans une collision d'ions lourds, les quarkonia sont formés à l'intérieur des noyaux, et doivent donc les traverser avant d'atteindre le détecteur. Il est alors possible pour un quarkonium de faire une

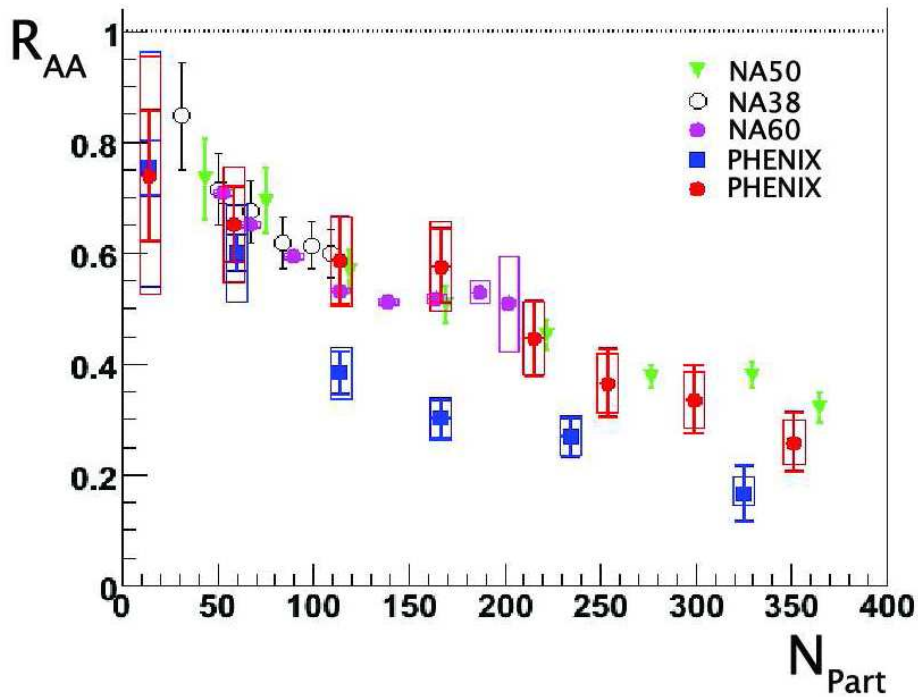


FIGURE 1.10 – Facteur de modification nucléaire du taux de production des quarkonia pour les différentes expériences du SPS et de RHIC [12]. Les points bleus de PHENIX correspondent à la grande rapidité alors que les points rouges correspondent à la rapidité centrale.

collision inélastique avec un nucléon, et d'être ainsi absorbé. La section efficace d'interaction quarkonium-nucléon dépend de la composition et de la résonance du quarkonium. Cette distinction est surtout importante au SPS. En effet, à RHIC et au LHC, le temps de croisement des noyaux est inférieur au temps de formation d'un quarkonium. C'est donc une paire pré-résonante $Q\bar{Q}$ qui interagit avec les nucléons, et la section efficace d'absorption ne dépend alors plus que du type de quark. Cette effet est généralement considéré comme dominant au SPS, mais négligeable à RHIC et au LHC.

Shadowing [62] : La section efficace de production des quarkonia dépend de l'impulsion des deux partons impliqués dans le processus. L'impulsion des partons dans un noyau est donnée par ce que l'on appelle la fonction de distribution des partons : la probabilité pour un parton d'avoir une fraction x_F de l'impulsion du noyau. Ces fonctions de distribution sont en général obtenues grâce à des collisions proton-proton. Cependant, on s'attend à ce que la présence d'autres nucléons dans un noyau modifie cette distribution. Ainsi, le taux de production des quarkonia dans les collisions d'ions lourds ne peut pas être considéré comme le taux de production dans autant de collisions nucléon-nucléon indépendantes. On s'attend à ce que cet effet diminue le taux de production des quarkonia. C'est l'effet dominant à RHIC et au LHC.

Ces deux effets diminuant eux aussi le taux de production des quarkonia, il est essentiel de bien les comprendre. En effet, il est nécessaire de déterminer si l'éventuelle diminution du taux de production est due soit à la suppression anormale, impliquant la formation du plasma, soit à un effet froid, n'impliquant pas la formation du plasma.

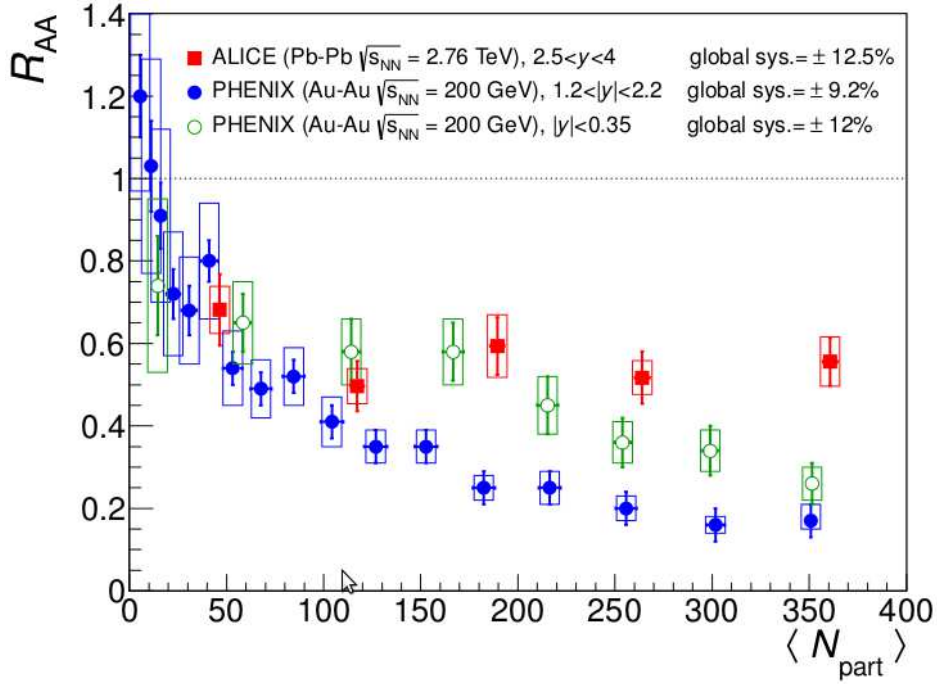


FIGURE 1.11 – Facteur de modification nucléaire du taux de production des quarkonia pour les expériences PHENIX et ALICE [13]. Les points bleus de PHENIX correspondent à la grande rapidité alors que les points verts correspondent à la rapidité centrale. Les données d’ALICE sont à grande rapidité.

Les Effets chauds

A l’inverse des effets froids, ce sont les effets dus à la création d’un milieu thermalisé lors de la collision.

La suppression des quarkonia par le plasma, expliquée plus en détail précédemment. Elle diminue le taux de production des quarkonia.

La recombinaison des paires de Q et \bar{Q} libres [63] : Dans ce modèle, les quarkonia lourds sont d’abord produits dans la collision initiale, puis dissociés par le plasma. Cela conduit à des paires de quarks et d’antiquarks lourds évoluant librement dans le milieu. Cette évolution peut les amener à rencontrer un autre quark lourd et à former un nouveau quarkonia. Ainsi, ce phénomène va augmenter le taux de production des quarkonia. La probabilité de recombinaison augmente avec le carré du nombre de paires $Q\bar{Q}$ formées initialement. Le faible nombre de paires Q et \bar{Q} formées dans les collisions du SPS rend cette effet négligeable à ces énergies. En revanche, la recombinaison est parfois utilisée à RHIC pour expliquer pourquoi le R_{AuAu} des collisions à rapidité centrale est supérieur au R_{AuAu} à grande rapidité. Dans les deux cas, la suppression anormale et le shadowing contribuent à diminuer le taux de production. En revanche, le nombre de paires $Q\bar{Q}$ produites à rapidité centrale est supérieur au nombre de paires produites à grande rapidité. Ainsi, la recombinaison n’apparaît qu’à rapidité centrale. Au LHC, la recombinaison va jouer deux rôles différents. En effet, le nombre de paire $c\bar{c}$ produites est suffisant pour que l’on s’attende à ce que la recombinaison soit l’effet dominant influant sur le taux de production des J/ψ . En revanche, le

nombre de paire $b\bar{b}$ produites est de l'ordre de grandeur du nombre de paires $c\bar{c}$ produites à RHIC, impliquant que la recombinaison influe moins sur le taux de production des Υ .

Ces deux effets sont également des sondes du plasma, mais sont en compétition, l'une augmentant et l'autre diminuant le taux de production. Cependant, les modèles prévoient que la recombinaison soit dominante au LHC, pouvant rendre le R_{AB} supérieur à 1. De plus, c'est le seul effet connu pouvant augmenter ce taux de production. Une telle observation confirmerait donc la formation du plasma de quarks et de gluons.

1.3 La mise en évidence du plasma par ALICE

Dans ce chapitre ont été introduits le plasma de quarks et de gluons et son étude par les collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes. L'intérêt de la production des quarkonia dans l'étude du plasma de quarks et de gluons a également été présenté. Cependant, l'étude qui sera présentée dans cette thèse portera sur le taux de production des J/ψ dans les collisions proton-proton à 7 TeV. Bien que l'étude du plasma de quarks et de gluons porte généralement sur les collisions d'ions lourds, une telle mesure est intéressante pour plusieurs raisons. Tout d'abord, elle permet d'avoir une mesure de référence pour les futurs résultats obtenus en utilisant les collisions d'ions lourds, notamment pour la mesure du facteur de modification nucléaire. Ensuite, les collisions proton-proton aux énergies du LHC peuvent atteindre une multiplicité de particules chargées similaire à celle observée dans les collisions d'ions lourds aux énergies de SPS ou RHIC. Ainsi, l'objectif de cette étude serait la mise en évidence d'effets collectifs dans les collisions proton-proton à haute multiplicité aux énergies du LHC qui ne sont observables que dans les collisions d'ions lourds à plus faible énergie. Comme présenté dans les chapitres suivants (en particulier le chapitre 6), cet objectif n'a pas encore été atteint. La statistique utilisée par cette étude permet d'étudier des événements possédant jusqu'à cinq fois la multiplicité moyenne (cf chapitre 5), ce qui correspond à une multiplicité équivalente aux collisions semi-centrales Cu-Cu à $200 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$ [16]. Plus de statistique permettrait d'atteindre des événements jusqu'à dix fois la multiplicité moyenne. Le résultat principal de cette thèse sera donc l'étude du taux de production des J/ψ en fonction de la multiplicité dans les collisions proton-proton à 7 TeV. Cette mesure est également intéressante car cette dépendance n'a jamais été étudiée, et les différents mécanismes l'influant ne sont pas entièrement compris. La mesure du J/ψ se fera par sa désintégration dans le canal di-muonique, à l'aide du spectromètre à muons d'ALICE, qui sera présenté dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

L'expérience ALICE au LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) est un collisionneur de particules situé au CERN (Organisation européenne pour la recherche nucléaire) à Genève. A l'heure actuelle, il est capable de produire des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV et des collisions plomb-plomb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. C'est le collisionneur pouvant atteindre les énergies les plus élevées. Il a été construit avec de nombreux objectifs.

- L'objectif principal est la détection du boson de Higgs. Sa section efficace de production étant supérieure dans les collisions proton-proton, ces dernières constituent le programme prioritaire du LHC. A cet objectif s'ajoute la recherche d'une nouvelle physique au-delà du modèle standard. Les expériences ATLAS et CMS sont dédiées à ces études, utilisant des techniques complémentaires l'une de l'autre [64, 65].
- L'expérience LHCb s'intéresse aussi aux collisions p-p, mais avec un objectif différent. Son but est de comprendre l'asymétrie matière anti-matière dans l'univers [66].
- Enfin, ALICE est la seule expérience du LHC dédiée aux collisions d'ions lourds. Elle étudie ainsi la formation du plasma de quarks et de gluons, par l'intermédiaire de ses nombreuses sondes. Les collisions p-p sont alors utilisées comme référence, notamment pour la mesure des facteurs de modification nucléaire. ATLAS et surtout CMS [67] possèdent également un programme ions lourds.

Le LHC est en fonctionnement depuis novembre 2009, avec comme premières collisions p-p à $\sqrt{s} = 900$ GeV et $\sqrt{s} = 2,36$ TeV. L'année suivante a vu tout d'abord les premières collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV, puis en novembre les premières collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Les énergies de collision initialement prévues au LHC était cependant le double de celles atteintes : $\sqrt{s} = 14$ TeV en p-p et $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV en Pb-Pb. Cependant, les aimants supraconducteurs n'ont pas encore été qualifiés pour l'énergie nominale. Un arrêt du collisionneur durant toute l'année 2013 est prévu pour le permettre.

2.1 Présentation générale d'ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est la seule expérience du LHC dédiée spécifiquement aux collisions d'ions lourds et à l'étude du plasma de quarks et de gluons [68]. Pour cela, elle doit être capable de mesurer des événements à grande multiplicité. ALICE est composée de nombreux sous-détecteurs, remplissant chacun un rôle particulier. Ces sous-détecteurs sont également complémentaires les uns des autres, permettant

ainsi une étude du plasma de quarks et de gluons sous différents angles. Il est possible de séparer les détecteurs en plusieurs catégories.

- Les détecteurs globaux, qui donnent des résultats sur les conditions de la collision, comme la luminosité du faisceau, la multiplicité ou la centralité de la collision.
- Le tonneau central, qui regroupe les détecteurs à rapidité centrale. La plupart des particules sont produites dans cette acceptance. Le but de ces détecteurs est la reconstruction de la trajectoire et l'identification des particules chargées.
- Le bras dimuon, situé à grande rapidité. Son but est la détection des muons dans ce domaine cinématique.

Ces trois groupes comportent chacun plusieurs types de détecteurs.

Référentiel officiel d'ALICE

Pour toutes les études, ALICE utilise un référentiel unique (cf figure 2.1). Le centre du référentiel est le point d'interaction des faisceaux (IP, pour interaction point). L'axe des z est l'axe faisceau, les z positifs pointant dans la direction opposée à celle du spectromètre à muons. L'axe des y est la verticale, les y positifs pointant vers le haut. L'axe des x complète un référentiel orthonormé direct, les x pointant vers l'intérieur du LHC. Enfin, le référentiel sphérique correspondant est défini de la manière habituelle.

2.1.1 Le tonneau central et les détecteurs globaux

Cette section présente un tour d'horizon rapide des détecteurs globaux et du tonneau central. Une plus grande attention sera accordée à l'ITS, car il sera utilisé dans les études présentées dans cette thèse.

Le tonneau central couvre le domaine en pseudo-rapacité $|\eta| < 0,9$. Il se compose de détecteurs situés en couches concentriques autour du point d'interaction. Ces détecteurs se trouvent dans un champ magnétique de 0,5 T. L'intérêt du champ magnétique est de courber la trajectoire des particules chargées, permettant ainsi de calculer leur impulsion. Chaque détecteur a un rôle particulier, comme l'identification des particules ou la détermination de l'impulsion. En mettant leurs résultats en commun, ils améliorent ainsi la résolution et l'efficacité de la trajectographie.

ITS : Inner Tracking System

C'est un détecteur à Silicium, comprenant six couches situées à une distance radiale entre 4 et 44 cm du point d'interaction, couvrant un domaine de pseudo-rapacité $|\eta| < 1,4$ (cf figure 2.2) [69]. L'ITS est en fait le regroupement de trois détecteurs de Silicium, utilisant trois technologies différentes.

- Le SPD (Silicon Pixel Detector) : les deux couches les plus proches du point d'interaction, des pixels de Silicium.
- Le SDD (Silicon Drift Detector) : les deux couches centrales, des détecteurs Silicium à dérive.
- Le SSD (Silicon Strip Detector) : les deux dernières couches, des détecteurs Silicium à pistes.

Chaque partie possède une résolution et une granularité différente : plus le détecteur est proche du point d'interaction, meilleures elles sont.

L'ITS a plusieurs objectifs :

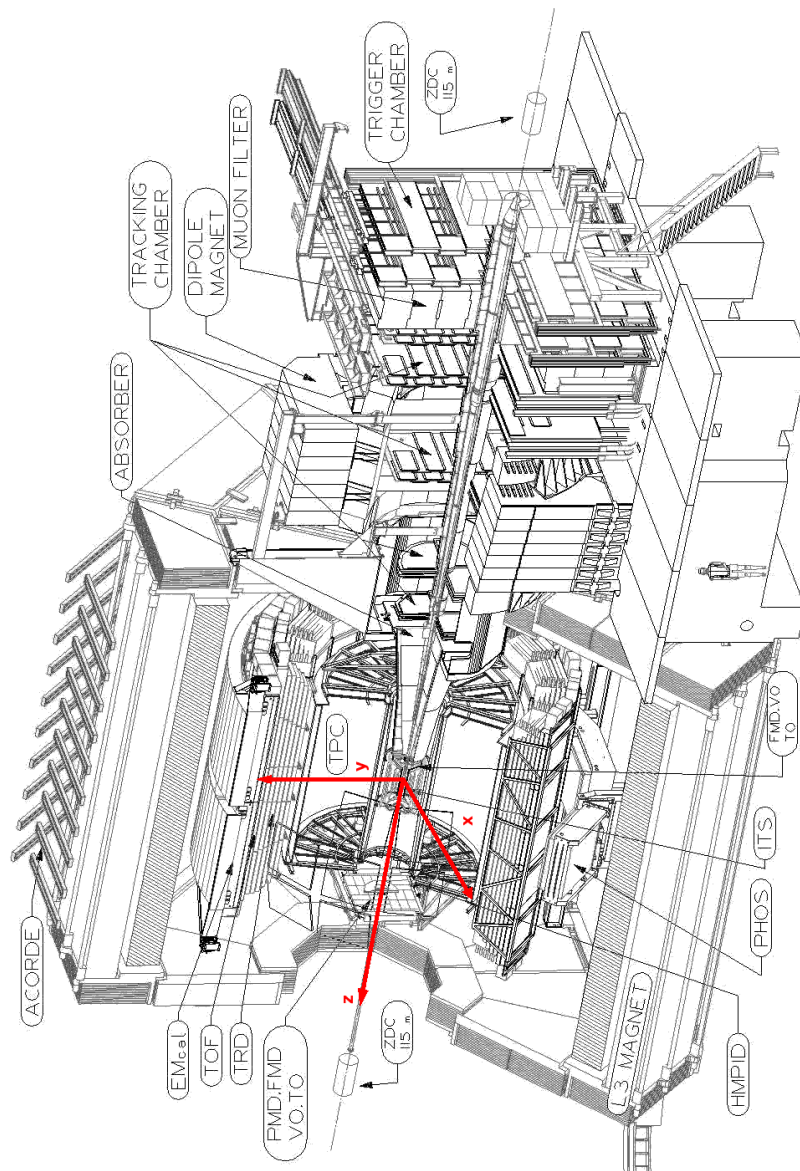


FIGURE 2.1 – Schéma général d'ALICE, avec le référentiel officiel.

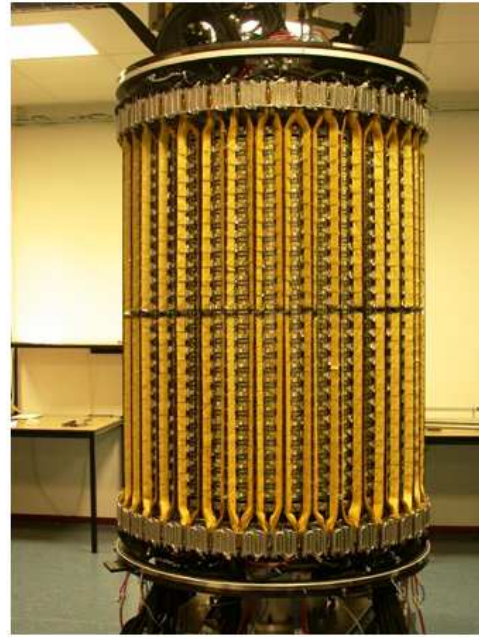


FIGURE 2.2 – *Gauche* : schéma des deux couches internes de l'ITS, le SPD. Le diamètre de la couche interne est 8 cm. *droite* : photographie de la couche la plus externe de l'ITS, le SSD. Son diamètre est de 88 cm.

- La localisation du vertex de la collision entre les particules du faisceau (pp ou PbPb), et des vertex des désintégration secondaires produisant les particules étranges et charmées.
- L'identification des particules d'impulsion transverse inférieure à $100 \text{ MeV} \cdot c^{-1}$
- Une estimation de la multiplicité en particules chargées de la collision dans ce domaine en rapidité.

Une particule traversant l'ITS laisse un impact dans chacune de ces couches. La reconstruction de l'événement relie ces impacts en traces. Ces traces peuvent alors être utilisées pour compléter les traces des autres détecteurs du tonneau central. Il est également possible de reconstruire des morceaux de traces, en ne considérant que les impacts dans le SPD, le SDD ou le SSD. Les données du SPD en particulier peuvent être utilisées indépendamment du reste de l'ITS pour obtenir une estimation de la multiplicité. C'est de cette manière qu'il sera utilisé dans cette étude (cf chapitre 5).

Enfin, le SPD fait partie du système de déclenchement d'ALICE pour les événements minimum bias. Si un impact est laissé dans une de ses deux couches, l'acquisition d'un événement est déclenché.

Les autres détecteurs du tonneau central

Le but du tonneau central est à la fois l'identification des particules et l'estimation de leur grandeurs cinématiques : trajectoire, énergie, impulsion. ALICE s'intéressant principalement aux collisions d'ions lourds, les détecteurs doivent être capables de supporter de grandes multiplicités, de l'ordre du millier de particules par événements. Par ordre de distance croissante au point d'interaction, les détecteurs du tonneau central sont :

L'ITS , présenté précédemment.

- La TPC : Time Projection Chamber (cf figure 2.3 [70]).** La chambre à projection temporelle est le détecteur principal du tonneau central. Le but de la TPC est l'identification des particules chargées et la mesure de leur impulsion par leur courbure dans le champ magnétique. Sa résolution en impulsion transverse pour les particules avec $p_T < 1 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$ est de l'ordre de 1%, et jusqu'à 10% pour des $p_T < 100 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$ en utilisant les autres détecteurs afin d'affiner la mesure.
- Le TRD : Transition Radiation Detector (cf figure 2.4 [71]).** Cette chambre à rayonnement de transition couvre le même domaine en rapidité que la TPC. Son principal objectif est une meilleure identification des électrons avec une impulsion transverse $p_T > 1 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$, permettant ainsi de mieux les distinguer des pions possédant une même impulsion. Cette différenciation permet d'étudier le spectre di-leptonique, en particulier les résonances.
- Le TOF : Time Of Flight (cf figure 2.5 [72]).** Ce détecteur de temps de vol entoure complètement la TRD, couvrant ainsi le même domaine en rapidité. Son but est une meilleure identification des particules aux énergies intermédiaires, entre 0,2 et 2,5 GeV, majoritaires dans une collision à ces énergies. Ainsi, le couplage ITS, TPC, TRD et TOF permet une séparation des pions, kaons et protons dans chaque événement.
- HMPID : High Multiplicity Particle IDentification (cf figure 2.6 [73]).** C'est un détecteur à rayonnement Cherenkov, couvrant un domaine en pseudo-rapacité de $|\eta| < 0,6$, et un domaine azimuthal de 58° . Le HMPID est dédié à l'étude des hadrons de p_T supérieur à $1 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$ en particulier.
- Le PHOS : PHOTon Spectrometer (cf figure 2.7 [74]).** C'est un détecteur de photons, couvrant un faible domaine en rapidité de $|\eta| < 0,12$, et avec une couverture azimuthale de 100° . Son but est l'étude des propriétés de l'état initial, comme sa température ou son extension spatio-temporelle via l'étude de la production des photons thermiques. Il est également capable d'étudier l'atténuation des gerbes par la mesure du spectre en π^0 .
- EMCal : ElectroMagnetic Calorimeter (cf figure 2.8 [75]).** C'est un calorimètre d'acceptance $|\eta| < 0,7$ et de couverture azimuthale de 100° . Il a la capacité de mesurer à la fois les particules neutres et chargées, et est utilisé principalement pour la détection des gerbes. Ce détecteur n'était initialement pas prévu dans ALICE, et son installation ne s'est terminée que début 2011. Une extension d'EMCal, appelée DCal et servant à augmenter sa couverture azimuthale, est en cours de construction. Son installation devrait commencer lors de l'arrêt du LHC en 2013.
- PMD : Photon Multiplicity Detector (cf figure 2.9 [76]).** C'est un détecteur de photon situé à grande rapidité : $2,3 < \eta < 3,5$. Il a pour but la mesure des photons afin d'évaluer l'énergie électromagnétique transverse de la collision.

Les détecteurs globaux

Ce sont des détecteurs servant à obtenir des informations générales sur la collision, en particulier une estimation du nombre de particules produites, et dans le cas des collisions d'ions lourds, du paramètre d'impact, et donc de la centralité. Ces détecteurs sont généralement composés de deux parties situées de part et d'autre du point d'interaction, à des rapidités supérieures au domaine du tonneau central. Ces détecteurs sont [77] :

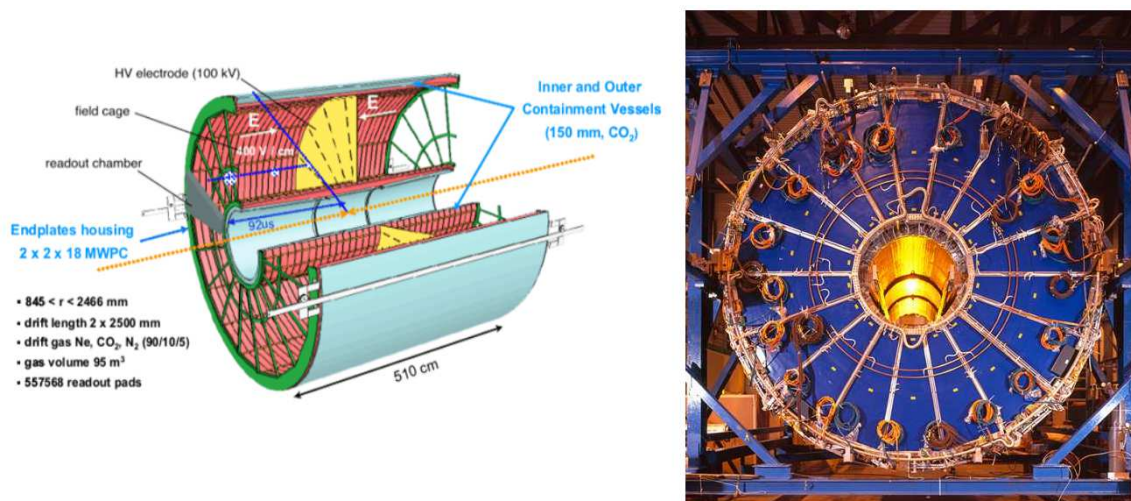


FIGURE 2.3 – Schéma de fonctionnement de la TPC (gauche) et photographie de son installation (droite).

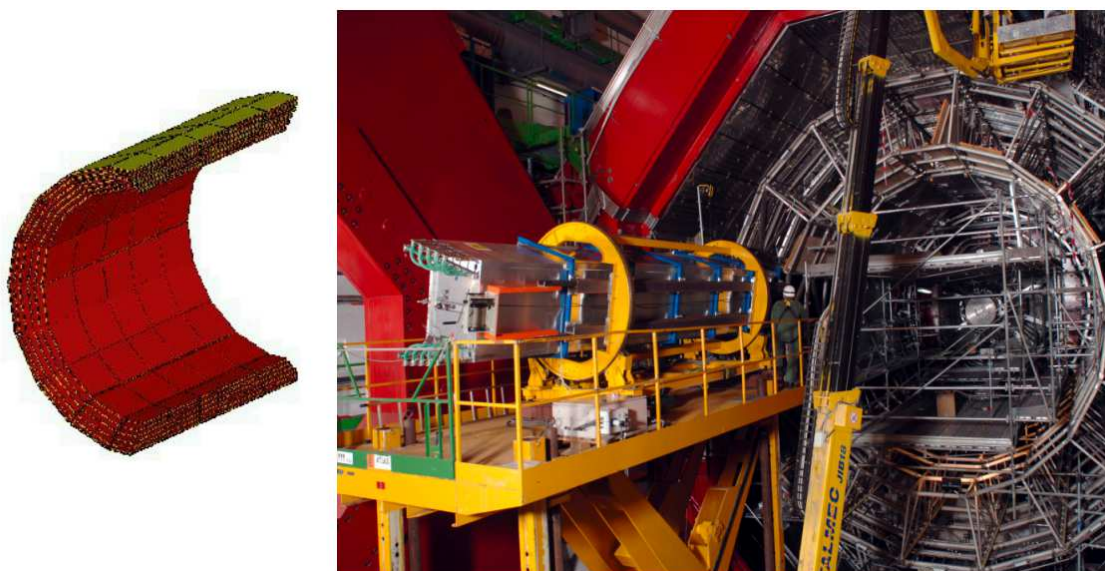


FIGURE 2.4 – Schéma du TRD (gauche), et photographie de l'installation du premier supermodule (droite). A l'heure actuelle, 13 des 18 supermodules qui constituent le TRD son installés.

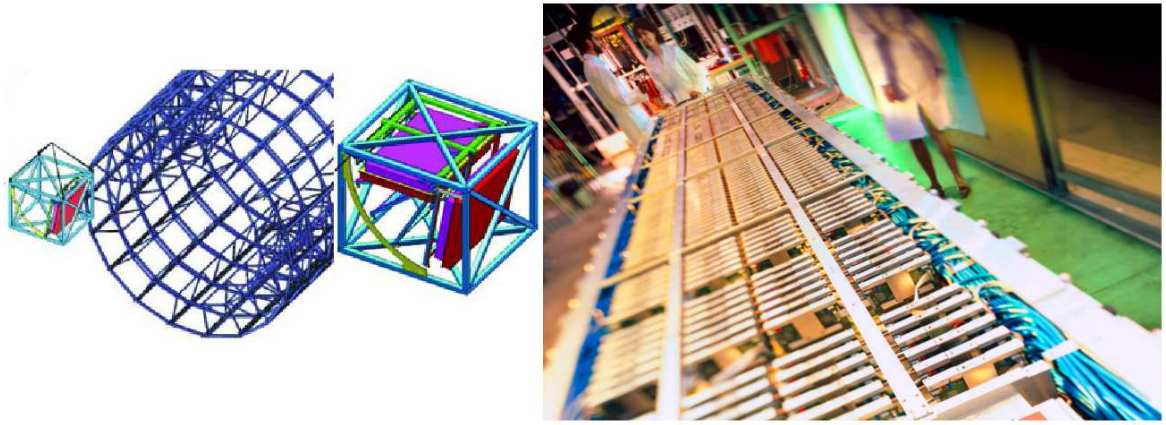


FIGURE 2.5 – Schéma du TOF et de son assemblage (gauche) et photographie d'un supermodule avant son installation (droite).

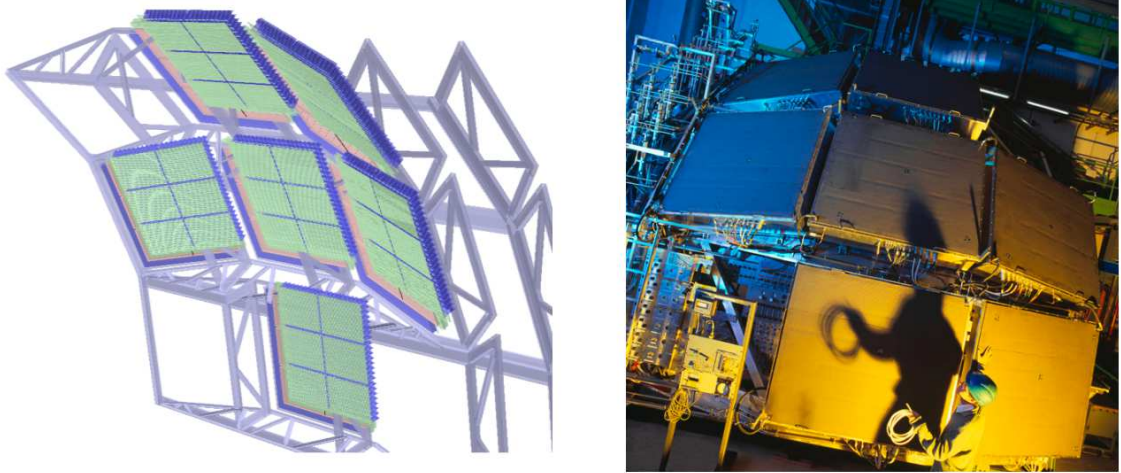


FIGURE 2.6 – Schéma de modules du HMPID (gauche), et photographie de son installation (droite).

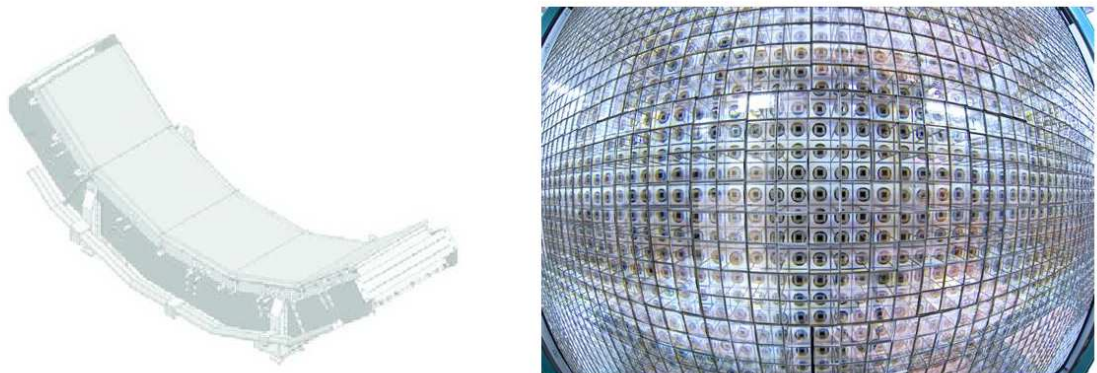


FIGURE 2.7 – Schéma des cinq modules de PHOS (gauche), et photographie des cristaux d'un module (droite).

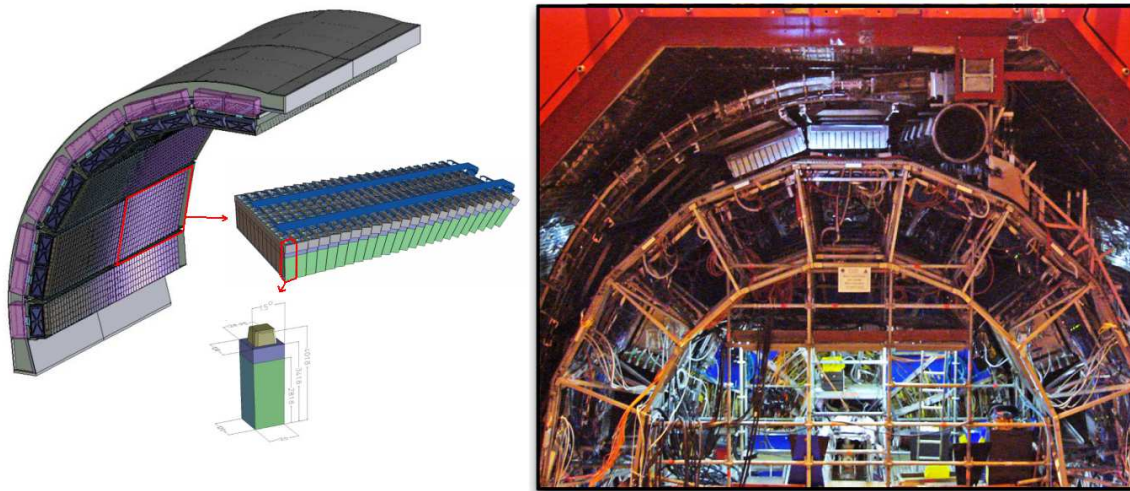


FIGURE 2.8 – Schéma de EMCAL avec sa composition en supermodules et tours (gauche), et photographie des premiers supermodules installés (droite).

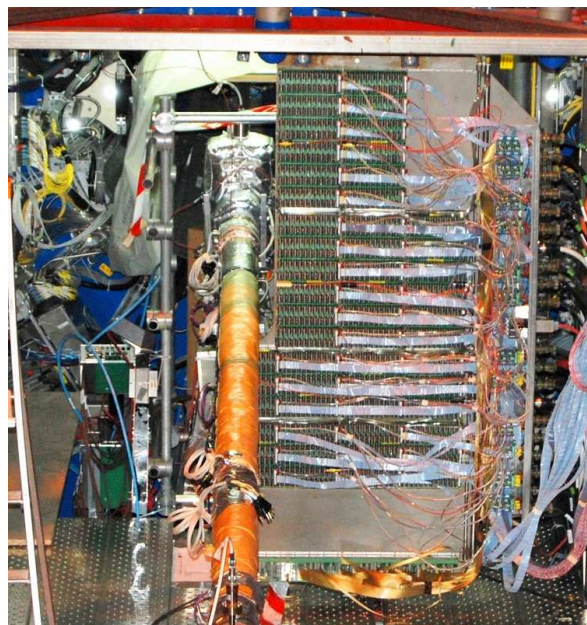


FIGURE 2.9 – Photographie du PMD lors de son installation, en particulier les cartes de lectures. Le tube faisceau est visible au centre.



FIGURE 2.10 – Schéma du FMD (gauche) et photographie d’une partie du FMD installé (droite).

Le FMD : Forward Multiplicity Detector (cf figure 2.10). Comme son nom l’indique, c’est un détecteur de multiplicité aux grandes rapidités. Il permet également de déterminer le plan de la réaction de la collision, qui sera utilisé dans la plupart des études.

Le V0 (cf figure 2.11). C’est également un détecteur capable de donner une estimation de la multiplicité et de la centralité de la collision. Similairement au SPD, il fait partie du système de déclenchement des événements minimum bias d’ALICE. Les deux parties du V0, le V0C (côté spectromètre à muons) et V0A (autre côté) sont situées à des distances différentes du point d’interaction : 90 cm et 340 cm respectivement. Dans une collision, l’écart en temps entre les moments où chaque partie est touchée permet une estimation de la position du vertex selon l’axe faisceau. En particulier, cela permet de rejeter les événements dus à des interactions faisceau-gaz ayant lieu en dehors de la zone d’interaction des faisceaux.

Le T0 (cf figure 2.12). Un autre détecteur donnant une estimation de la multiplicité et de la position du point d’interaction selon l’axe faisceau. En plus de cela, il donne le temps de référence au TOF, dans le tonneau central.

Le ZDC : Zero Degree Calorimeter. C’est un détecteur situé loin du point d’interaction, servant à détecter les nucléons n’ayant pas participé à la collision. Cela permet une autre estimation de la centralité de la collision. Il se décompose en trois types de détecteur. Le ZEM, situé à 7 m de part et d’autre du point d’interaction selon l’axe faisceau. Le ZN et ZP sont situés à 116 m, et servent à détecter les neutrons et protons restant après la collision. A une telle distance, ces protons et neutrons ont été séparés par le champ électromagnétique du LHC.

2.1.2 Le bras dimuon

Le bras dimuon, ou spectromètre à muons, couvre un domaine en pseudo-rapacité de $-4, 0 < \eta < -2,5$, soit un domaine angulaire $171^\circ < \theta < 178^\circ$ [78, 68]. Il est conçu de manière à détecter exclusivement les muons, à partir d’une impulsion de l’ordre

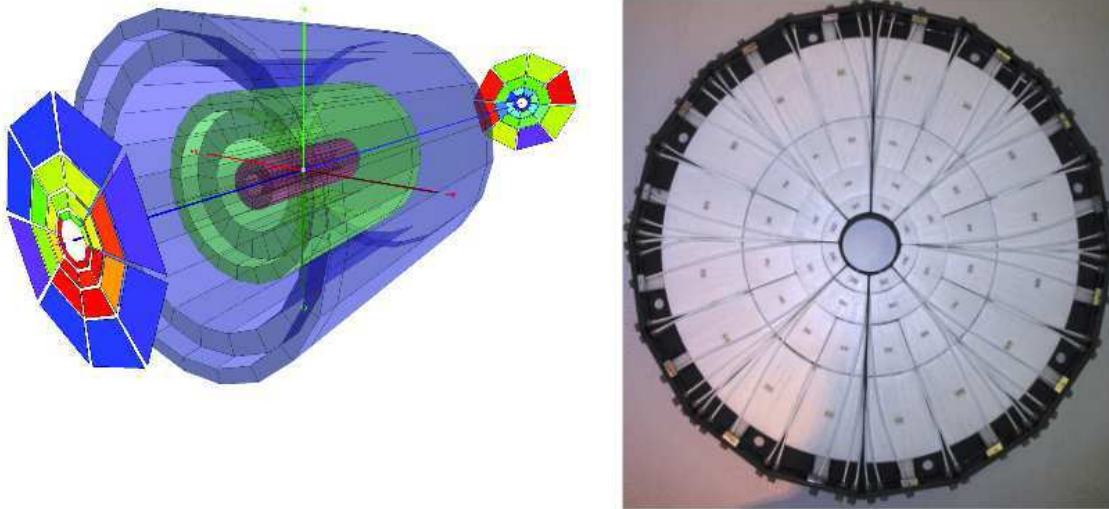


FIGURE 2.11 – *Gauche* : schéma de l'ensemble V0 (les disques de part et d'autre du point d'interaction) et ITS (les cylindres autour du point d'interaction). *Droite* : photographie du V0 C. La granularité plus importante des scintillateurs proches du tube faisceau est visible.



FIGURE 2.12 – Photographie du prototype du T0 C, les tubes photomultipliateurs (PMT) sont visibles autour du tube faisceau.

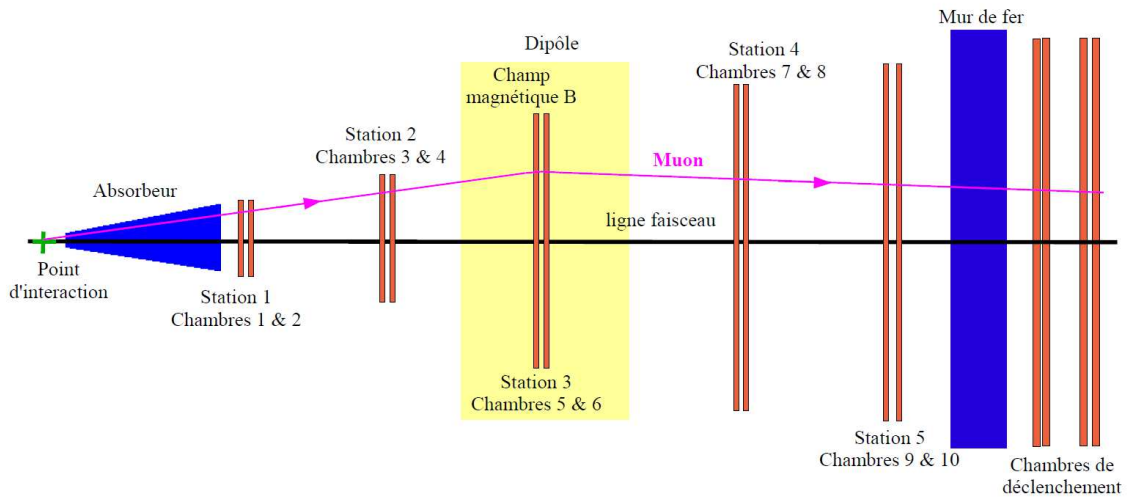


FIGURE 2.13 – Schéma de l’ensemble du spectromètre à muons. Les éléments passifs sont représenté en bleu, et les chambres de trajectographie et déclenchement en rouge. La trajectoire d’un muon reconstruit est également visible

de $p > 3 - 4 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$. Dans la suite, les différentes parties du spectromètre seront présentées en fonction de leur distance au point d’interaction d’ALICE (cf figure 2.13 pour le schéma de l’ensemble du spectromètre).

L’absorbeur

Tout d’abord, entre 90 cm et 505 cm après le point d’interaction se situe un absorbeur. Il est composite, constitué graphite, acier et béton, avec du plomb et tungstène autour du tube faisceau. principalement de carbone et de plomb (cf figure 2.14). Il sert à arrêter les photons, électrons et hadrons, ainsi que les muons de faible impulsion transverse $p_T < 0,5 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$. Cependant, un certain nombre de particules, muons et hadrons, vont être produites par des collisions entre les particules qui traversent l’absorbeur et l’absorbeur lui-même. Ces particules, dites secondaires, vont par la suite être détectées par le spectromètre à muons.

Les chambres de trajectographie

Après l’absorbeur se trouvent les chambres de trajectographie, situées entre 5,4 m et 14 m du point d’interaction (cf figure 2.15). Il y a un total de dix chambres, regroupées en cinq stations. Les stations sont situées à 5,4, 6,8, 9,7, 12,65 et 14,25 m du point d’interaction. La distance entre les deux chambres d’une même station est de l’ordre de 10 cm. Chaque chambre est divisée en plusieurs éléments de détection. Ces éléments de détection ont la forme de quadrants pour les chambres 1 et 2, et de lattes pour les chambres 3, 4 et 5. Les éléments de détection sont des chambres à fils proportionnelles, avec lecture électronique des pavés qui segmentent les deux cathodes, elles-mêmes composées de plusieurs couches. De l’extérieur vers l’intérieur, ces couches

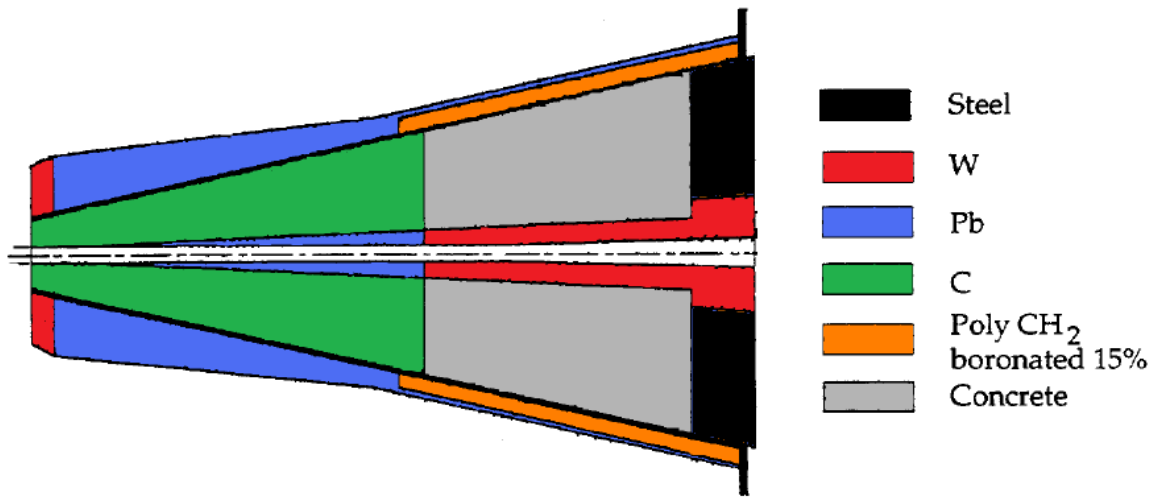


FIGURE 2.14 – Schéma de l'absorbeur. Une particule produite dans l'acceptance du spectromètre à muons traverse 225 cm de graphite, 152 cm de béton et 20 cm d'acier [14].

sont :

- Une couche de carbone de 200 μm , suivie d'une couche de "Nomex" de 8 mm, et d'une seconde couche de carbone de 200 μm .
- Une nouvelle couche de Nomex.
- De circuits imprimés (PCB : Printed Circuit Board), servant de connexion entre l'appareil de détection et l'électronique.
- Au centre, un intervalle de 5 mm d'épaisseur, contenant un mélange de gaz Ar/CO₂ 80-20%. Cette zone contient également des fils de tungstène transmettant le signal collecté lorsqu'une particule ionise le gaz en traversant la chambre. La position du fil transmettant le signal donne ainsi une estimation de la position à laquelle la particule a traversé la chambre. La zone couverte par un fil est appelée pavé de détection. Ces fils génèrent un champ électrique en $1/r$, permettant au régime proportionnel de se développer dans leur voisinage, créant ainsi un signal qui est transmis par induction aux cathodes. Ce signal est ensuite collecté et numérisé, et la position du pavé permet la mesure de la position à laquelle la particule a traversé la chambre.

En fonctionnement nominal, les éléments de détection sont sous une tension de 1650 V.

Les chambres de trajectographie peuvent être séparées en plusieurs sous-divisions, selon l'électronique. La division la plus fondamentale est le pavé de détection, avec un total d'un peu plus d'un million de pavés. Lorsqu'une particule traverse une chambre, elle va laisser un signal dans les pavés autour de son point d'impact. Ce signal est alors transmis à des cartes électroniques (carte MANU : Muon Arm NUmerization). Ces cartes gèrent 64 pavés chacune, et forment la deuxième sous-division d'une chambre. Une carte MANU est composée de puces MANAS (Multiplex ANAlog Signal processor), amplifiant le signal reçu, et d'ADC (Analog Digital Converter), le numérisant. Les données des cartes MANU sont ensuite transmises par des câbles vers le CROCUS (Cluster Read Out Concentrator Unit System). Chacun de ces câbles couvre une sous-division appelée BusPatch. Un CROCUS est composé de cinq cartes FRT (FRonT

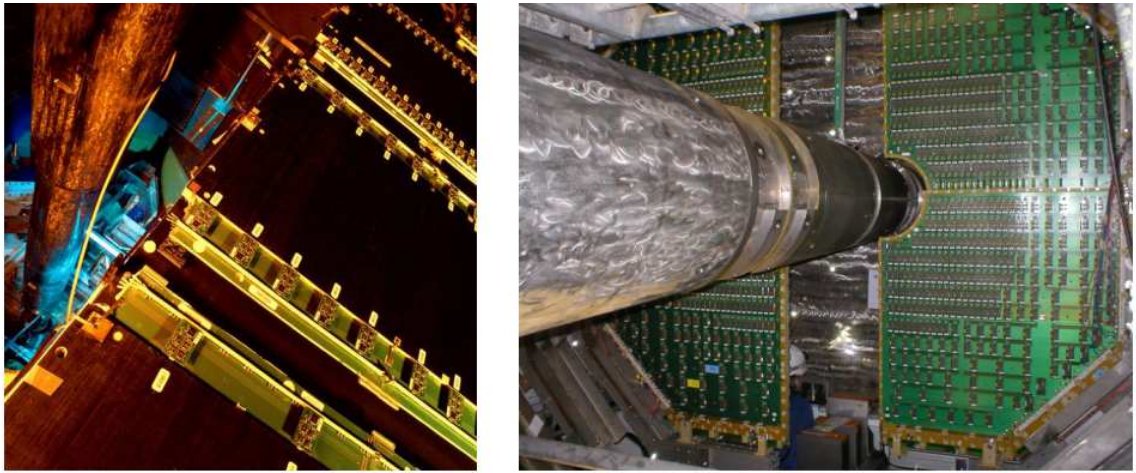


FIGURE 2.15 – Photographie des éléments de détection des chambres de trajectographie. *Gauche* : lattes. *Droite* : quadrants. Les cartes MANUs sont également visibles.

end), pouvant chacune recueillir dix BusPatch. Chaque station utilise quatre CROCUS, généralement un par demi-chambre. L'exception est la station 3, où il était impossible de placer les CROCUS dans une telle configuration. Dans ce cas, un seul CROCUS correspond aux deux chambres mais seulement dans une zone donnée : gauche ou droite, et haute ou basse. La demi-chambre est la dernière sous-division d'une chambre. Les données sont ensuite transmises par fibre optique vers la DAQ d'ALICE (Data AcQuisition), puis sauvegardées. On appelle les données numérisées ainsi stockées les "digits".

En plus de la division précédente, il existe d'autres niveaux. Tout d'abord, les éléments de détection qui se situent au niveau entre le BusPatch et la demi-chambre. Ils représentent le découpage de l'alimentation en gaz : chaque élément de détection a sa propre alimentation en gaz, et il n'y a pas de transfert de gaz entre éléments de détection. Les chambres des stations 1 et 2 sont composées de 4 éléments de détection, chacun représentant un quadrant de la chambre. Dans le cas des chambres des stations 3, 4 et 5, les éléments de détection sont des lattes. Les chambres de la station 3 possède 18 lattes et celles des stations 4 et 5 en ont 26. Les éléments de détection regroupent plusieurs BusPatch : 12 pour les quadrants et 2, 4 voire 5 pour les lattes, en fonction de leur taille. Un autre niveau existant est le découpage de l'alimentation des hautes tensions. La subdivision correspondante est appelée PCB (Printed Circuit Board), et consiste en une subdivision d'un élément de détection. Elles est cependant rarement utilisée.

Le GMS : Geometry Monitoring System

De façon à faciliter l'installation du détecteur, il est possible de déplacer les chambres de trajectographie. En effet, les éléments de détection sont des parties indépendantes du détecteur, qu'il est possible de retirer physiquement afin de procéder à des opérations de maintenance. Les demi-chambres sont également des supports qui peuvent être déplacés pour permettre l'accès aux éléments de détection. La trajectographie d'une particule requérant de connaître avec une bonne précision la position d'un pavé, il est nécessaire de monitorer la position des chambres. Le GMS a pour but de permettre une

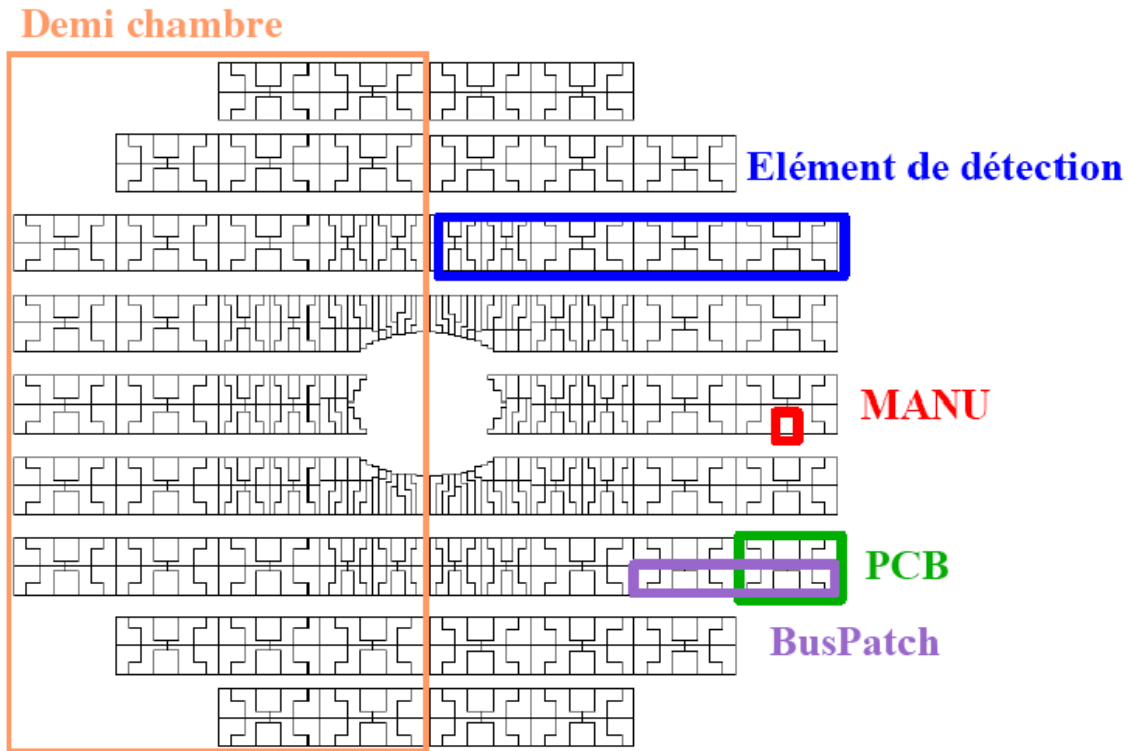


FIGURE 2.16 – Découpage d’une chambre de trajectographie (dans ce cas une chambre de la station 3). Chaque MANU est en plus découpé en 64 pavés de détection.

telle mesure [79]. Il est constitué de deux parties : une partie longitudinale, servant à déterminer les positions relatives des chambres selon l’axe z , et une partie transversale, déterminant la déformation des demi-chambres selon le plan xy . Le GMS consiste en deux types de détecteurs : un pour les distances de l’ordre de 10 cm et l’autre pour celle de l’ordre de 1 m. Ces deux types détecteurs sont composés de diodes lasers et d’une caméra, permettant une mesure avec une résolution de l’ordre de le $1 \mu\text{m}$ et $0,5 \mu\text{m}$ respectivement.

Le dipôle

Au niveau de la troisième station se trouve un dipôle, générant un champ magnétique constant de $0,7 \text{ T}$ selon l’axe x . Ce champ magnétique va courber la trajectoire des muons, selon la formule habituelle $R_c = p/|qB|$, avec R_c le rayon de courbure et B le champ magnétique. Ainsi, la direction et la valeur de la courbure de la particule permettent de déterminer sa charge et son impulsion respectivement.

Le mur de fer

Après les chambres de trajectographie se trouve le mur de fer, de longueur de $1,2 \text{ m}$ environ. Il s’agit du second absorbeur passif du spectromètre à muons. Son rôle est d’arrêter les hadrons secondaires, et ceux ayant réussi à traverser l’absorbeur.

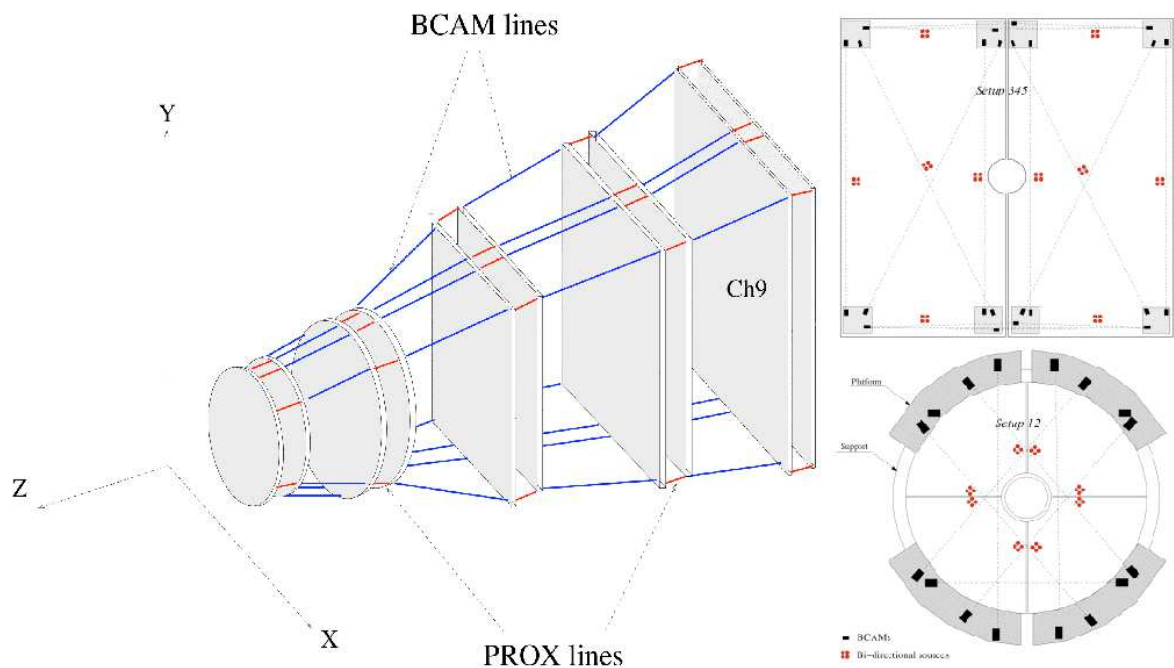


FIGURE 2.17 – Schéma du positionnement du GMS, et des distances mesurées. Les BCAM (Brandeis CCD Angle Monitor) sont les détecteurs pour longues distances, et les PROX sont les détecteurs courtes distances.

Les chambres de déclenchement

Enfin, les chambres de déclenchement sont la dernière partie du spectromètre à muons. Il s'agit de quatre chambres au total, regroupées en deux stations à 16 m et 17 m du point d'interaction. Ces chambres sont composées de 72 RPC (Resistive Plate Chamber) : deux plans de bakélite entourant un mélange gazeux de Ar, CH_2F_6 , C_4H_{10} et SF_6 .

Ce détecteur sert de système de déclenchement pour des événements qualifiés de type "muon-minimum bias". Ce type d'événement est déclenché lorsque les chambres de déclenchement et soit le SPD ou le V0 reçoivent un impact. Les chambres de déclenchement peuvent également donner en direct une estimation de l'impulsion transverse des particules les traversant. Cette estimation est utile pour discriminer d'entrée certains événements. Par exemple, les coupures qui peuvent être utilisées sont $p_T > 1 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$ pour faciliter la détection des J/ψ ou $p_T > 2 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$ pour les Υ . Ce détecteur n'est pas un trajectographe, la précision sur la position des impacts est de l'ordre du centimètre. En revanche, il est tout de même possible de reconstruire une trace, qui va ensuite être utilisée pour l'identification des muons. Ainsi, si le prolongement de la trajectoire d'une particule dans les chambres de trajectographie correspond à une trajectoire dans les chambres de déclenchement, cette particule est très probablement un muon.

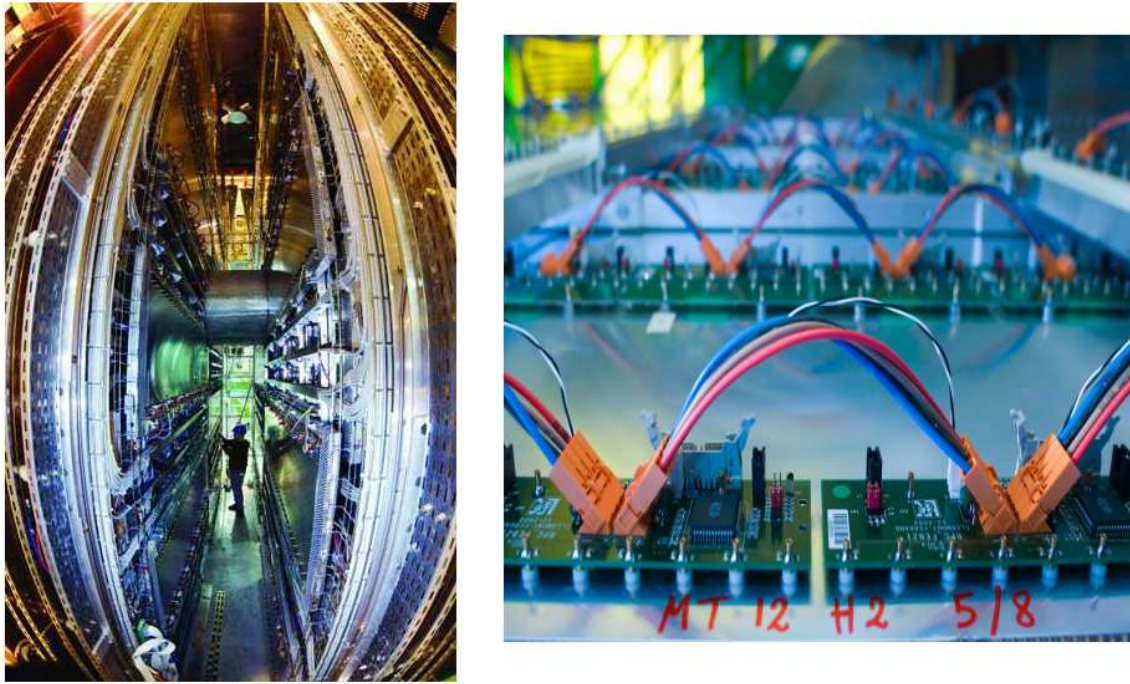


FIGURE 2.18 – Photographie des quatre chambres de déclenchement (gauche), et de l'électronique proche (droite).

2.2 Reconstruction des données et simulation

2.2.1 La prise de données

Comme vu précédemment, les données d'ALICE ne sont pas enregistrées en permanence. Un événement doit avoir été déclenché par un des détecteurs d'ALICE [80]. Plusieurs niveaux de déclenchement existent, chaque détecteur n'enregistrant des données que pour certains types d'événements. Par exemple, dans le cas des collisions proton-proton dans cette étude, les événements suivants seront utilisés :

- Un signal dans le SPD ou le V0 (A ou C) est détecté. C'est le niveau de déclenchement le plus basique d'ALICE, et sert pour les événements minimum bias. Cela signifie simplement qu'une collision entre les particules du faisceau a probablement eu lieu. Dans ALICE, ces événements sont appelés CINT1. Tous les détecteurs enregistrent des données lors de ces événements.
- Un signal est détecté dans les chambres de déclenchement du spectromètre à muons, en plus d'un dans le SPD, ou V0. Un tel événement est dit muon-minimum bias, et a le label CMUS1. Seuls les détecteurs du bras dimuons ainsi que le SPD et le V0 enregistrent des données lors de ces événements.

Chaque événement est caractérisé par un temps mort associé, pendant lequel l'acquisition des données se fait. Durant ce temps mort, un autre événement du même type ne peut être déclenché. Le temps mort d'un type d'événement étant le temps mort du détecteur le plus lent y participant, tous les types d'événements n'ont pas le même temps mort. Dans la pratique, le temps mort d'un événement minimum bias est nettement supérieur à celui d'un événement muon-minimum bias : environ 90% des événements muon-minimum bias sont déclenchés durant le temps mort d'un événement minimum

bias.

Enfin, il existe une autre classification pour distinguer les événements. En effet, certains événements sont déclenchés alors que seul un paquet de particule d'un seul faisceau se trouve au niveau du détecteur, sans paquet de l'autre faisceau. Ces événements sont généralement dus aux interactions entre les particules du faisceau et le gaz résiduel dans le tube faisceau. On dénote les événements lorsque deux paquets sont présents B, les événements avec un seul paquet A ou C (en fonction du faisceau auquel appartient le paquet), et sans faisceau E. L'ensemble des signaux numérisés est collecté par le système d'acquisition d'ALICE (DAQ) et enregistré tout d'abord sur le site tier 0 du LHC au CERN, où ils sont alors reconstruits. Des copies des données reconstruites sont ensuite sauvegardées sur d'autres sites (tier 1, 2, etc.).

Les périodes de prises de données d'ALICE sont séparées à plusieurs niveaux. Tout d'abord, il existe ce que l'on appelle les "runs". Ces périodes durent généralement entre 1 et 10 heures. Un run peut s'arrêter pour diverses raisons. Par exemple, un problème dans un détecteur d'ALICE peut en forcer l'arrêt, ou le LHC décide d'arrêter les faisceaux afin de les recollimater, ou de changer leurs propriétés. Dans ALICE, les runs sont identifiés par un numéro unique. Les runs ayant des propriétés de faisceaux similaires sont regroupés en périodes. Elles sont généralement dénotées LHCxxy, où 'xx' est l'année de la prise de donnée (09, 10 ou 11) et 'y' une lettre indiquant la position durant l'année de la période ('a' pour la première période, 'b' pour la seconde, etc.). Par exemple, cette thèse utilisera principalement les données de la période LHC10e, récoltées en aout 2010.

La calibration de l'électronique d'ALICE requiert des prises de données particulières. Dans le cas du spectromètre à muon, cela consiste en deux types de runs : les piédestaux et la calibration. Les runs de piédestaux sont une mesure du zéro de l'électronique, et consiste en la lecture du zéro sans suppression de chaque pavé. La distribution de la valeur retournée par chaque pavé permet de donner une estimation de son bruit de fond électronique. Les calibrations consistent en une dizaine de runs similaires aux piédestaux, chaque run utilisant un signal de valeur connue, mais différente. Un ajustement de la réponse de chaque pavé permet alors de déterminer son gain. Les données de ces deux types de runs sont sauvegardées dans des fichiers OCDB, également stockés sur la grille de calcul. Ces fichiers sont régulièrement mis à jour : ils sont spécifiques à une certaine période de runs, généralement du moment où ils ont été produits jusqu'à ce qu'un nouveau soit produit. L'OCDB contient aussi toutes les conditions des runs, comme les paramètres du faisceau, du champ magnétique, ou dans le cas des chambres à muons, la haute tension ou l'alignement.

2.2.2 Reconstruction d'une trace dans le spectromètre à muon

Avant de pouvoir commencer une analyse, il faut procéder à la reconstruction. Dans le cadre du spectromètre à muons, cette étape consiste à transformer les signaux bruts issus des détecteurs en traces. Cette reconstruction se fait événement par événement. Les paramètres utilisés lors de la reconstruction sont stockés dans un fichier OCDB. Dans le cas du spectromètre à muons, la reconstruction se fait en plusieurs étapes [81].

Les impacts

Lorsqu'une particule traverse un élément de détection, elle laisse un signal dans de nombreux pavés adjacents. La première phase de la reconstruction consiste à regrouper ces signaux en impacts. Les signaux peuvent être vus comme une distribution de charges laissées par la particule dans le plan de l'élément de détection. Cette distribution de charges est ensuite représentée par une distribution de Mathieson à deux dimensions. La position du passage de la particule est alors extraite de cette distribution. Cette position a une précision de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ selon l'axe y et 1 mm selon l'axe x . La précision selon y est meilleure car c'est selon cet axe que le muon est dévié, et donc que son impulsion est calculée. C'est à ce niveau qu'une première coupure est appliquée, sur l'état d'un pavé. En effet, si l'état du pavé sauvegardé dans l'OCDB est en dehors des limites imposées par les paramètres de reconstruction, ce pavé va être ignoré dans la reconstruction. Ces coupures sont les suivantes :

- Piédestaux trop haut ou trop bas.
- Occupation trop haute.
- Haute tension trop haute ou trop basse.

Les valeurs spécifiques des coupures peuvent varier d'une période de prises de données sur l'autre.

Les traces

Une fois que les impacts ont été reconstruits dans chaque chambre, la reconstruction de la trace commence. Tout d'abord, l'algorithme de reconstruction cherche des paires d'impacts dans la station 4 ou dans la station 5. Pour chacune de ces paires d'impact, il cherche ensuite tous les impacts ou paires d'impacts qui peuvent former une trace dans l'autre chambre. On obtient ainsi des segments de droite entre les stations 4 et 5, et autant de traces potentielles. Les paramètres utilisés lors de la reconstruction des traces fait qu'elles contiennent au moins trois impacts dans trois chambres différentes des stations 4 et 5. L'algorithme remonte ensuite les chambres de trajectographie, station après station. Pour chaque station, il cherche les impacts ou paires d'impacts pour prolonger les traces potentielles. Si aucun impact n'est trouvé, la trace est alors abandonnée. Cette méthode implique qu'une trace entièrement reconstruite ait au moins un impact dans chacune des stations 1, 2 et 3. A chaque fois qu'une nouvelle station est rajoutée à la trace potentielle, ses paramètres sont recalculés.

Une fois que la trace a tous ces impacts sélectionnés, elle est considérée comme valide. A partir de cette trace, on peut déterminer la charge, l'impulsion et l'énergie de la particule. Cette impulsion est ensuite corrigée par les pertes d'énergie subies lors de la traversée de l'absorbeur. Enfin, toutes les informations relatives de la trace sont sauvegardées dans le fichier de sortie de la reconstruction : les fichiers ESD.

2.2.3 Les simulations dans ALICE

Dans ALICE, les simulations ont de nombreuses utilités. Dans le cas du spectromètre à muons, elles ont tout d'abord été utilisées pour tester et optimiser les algorithmes de reconstruction. Elles servent également à donner une estimation de l'efficacité attendue du détecteur, en tenant compte de son acceptance. Enfin, elles permettent d'évaluer quels sont les résultats attendus lors de conditions réelles.

Les simulations dans ALICE sont séparées en deux étapes, la simulation elle-même et la reconstruction [82]. La simulation sert ainsi à produire des digits similaires à ceux obtenus lors de collisions réelles, de façon à pouvoir utiliser la même reconstruction. La production des digits se fait événement par événement, en deux étapes :

- Tout d’abord, la génération des particules de l’événement. Cela inclut également les particules issues de la décroissances des particules générées ayant faible temps de vie. Elle peut se faire de façon simple, comme la création d’une seule particule au point d’interaction avec des grandeurs cinématiques restreintes à certains domaines. Un muon ou un J/ψ produit dans l’acceptance du spectromètre sont un exemple d’une telle production. C’est un cas utile lorsque l’on veut seulement tester l’efficacité de détection et de reconstruction du spectromètre, sans s’occuper d’autres paramètres. L’autre possibilité fréquemment utilisée est la génération d’un événement minimum bias complet, comme une collision p-p ou Pb-Pb. Ce type de génération est utile pour comparer les spectres obtenus avec les données réelles, pour comprendre certains effets observés inattendus.
- La seconde partie constitue le transport des particules vers le détecteur, et la réponse du détecteur. Le logiciel utilisé par AliRoot à ce niveau est GEANT3 [83]. Dans le cas du spectromètre à muon, cette partie consiste à simuler dans un premier temps le trajet de la particule à travers l’absorbeur, avec les pertes d’énergie associées. Cela inclut également des éventuelles collisions inélastiques dans l’absorbeur détruisant la particule, mais pouvant produire des particules secondaires, qui pourront atteindre le détecteur. Après cela, dans le cas de chambres de trajectographie, , il faut simuler l’ionisation induite par la particule dans les éléments de détection qu’elle va traverser. Ce signal est ensuite transformé en digits, par l’ajout d’un piédestal et par la simulation de la fonction de réponse de l’électronique proche (FEE).

Une fois les digits construits, ils sont sauvegardés dans des fichiers similaires aux fichiers produits par les données réelles, et peuvent ainsi être reconstruit de la même façon.

Comme pour les données réelles, les conditions utilisées dans la reconstruction sont définies par les fichiers OCDB. Par exemple, une simulation réaliste va utiliser les fichiers OCDB utilisés par le run qu’elle cherche à reproduire.

2.3 Conclusion

Ce chapitre a présenté les détecteurs qui seront utilisés dans cette thèse, et termine ainsi l’introduction générale. La suite de cette thèse consistera en plusieurs études utilisant les données du spectromètre à muons.

- Tout d’abord, une estimation de l’efficacité des chambres de trajectographie grâce à la fois aux données réelles et aux simulations.
- Ensuite, une étude de la distribution impulsion-distance d’approche minimale des traces reconstruites, avec pour but la détermination d’une nouvelle coupure servant à rejeter les muons produits dans les interactions faisceau-gaz.
- Enfin, la dernière partie sera l’étude du taux de production des J/ψ et muons simples en fonction de la multiplicité de la collision dans les collisions proton-proton.

Chapitre 3

Estimation de l'efficacité des chambres de trajectographie à partir des données réelles

Ce chapitre traite de l'efficacité des chambres de trajectographie du spectromètre à muons, calculée à partir des données réelles ou des simulations. La première partie discutera le principe et les limitations de la méthode de calcul de l'efficacité, et de son application. La deuxième partie présentera une méthode pour effectuer des simulations réalistes du détecteur. Enfin, la dernière partie se concentrera sur l'évolution de l'efficacité des chambres de trajectographie durant la période 2009-2010.

3.1 Acceptance et efficacité du spectromètre à muons

Lors d'une période de prise de données, un nombre N_{rec} de muons va être détecté par le spectromètre et reconstruit. Ce nombre ne correspond qu'à une fraction du nombre total de muons produits N_{pro} , à cause de l'acceptance et de l'efficacité du détecteur. Dans tous les calculs de taux de production ou de section efficace, c'est le nombre de particules produites qui importe. Il est donc essentiel de connaître les valeurs des termes correctifs d'acceptance et d'efficacité.

De manière générale, l'acceptance et l'efficacité du spectromètre dépendent des grandeurs cinématiques du muon, p_T et y :

$$\frac{d^2 N_{pro}(p_T, y)}{dp_T dy} = \frac{d^2 N_{rec}(p_T, y)}{dp_T dy} \frac{1}{A(p_T, y)} \frac{1}{\epsilon(p_T, y)}$$

avec $A(p_T, y)$ et $E(p_T, y)$ l'acceptance et l'efficacité respectivement. Dans la pratique, il est difficile de séparer ces deux termes, et on les regroupe souvent en un unique terme d'acceptance et efficacité $Acc * Eff(p_T, y)$. Ces deux corrections traitent cependant de phénomènes distincts.

3.1.1 L'acceptance

Tous les muons produits lors d'une période de prise de données ne sont pas détectables par le spectromètre. En effet, ils doivent avoir été produits dans le domaine de rapidité du spectromètre et posséder une impulsion suffisante pour traverser l'absorbeur et l'ensemble du détecteur. Enfin, ils doivent traverser une zone active du

spectromètre. L'acceptance du spectromètre est le rapport du nombre de muons détectables N_{det} sur le nombre de muons produits N_{pro} . Le nombre de muons détectables est différent pour les chambres de déclenchement et les chambres de trajectographie. Par exemple, pour atteindre les chambres de déclenchement, un muon doit en plus traverser le mur de fer, ce qui augmente l'impulsion nécessaire pour être détecté. De manière à mieux contrôler l'acceptance, la coupure en pseudo-rapacité suivante est appliquée : $-4,0 < \eta < -2,5$. En règle générale, aucune coupure n'est appliquée sur l'impulsion du muon : il suffit juste que son impulsion soit suffisante pour traverser les absorbeurs passifs.

La définition de l'acceptance peut être élargie au cas de dimuons. La condition fréquemment imposée est que les deux muons de la paire soient détectables pour que la paire soit détectable. Une différence est que l'on réclame souvent qu'un seul muon de la paire ait été détecté par les chambres de déclenchement.

Dans la pratique, il est évidemment impossible de connaître le nombre de muons détectables. La détermination de l'acceptance doit donc se faire par l'intermédiaire de simulations Monte-Carlo réalistes de la collision et de la production des muons.

3.1.2 L'efficacité

L'efficacité est définie comme le nombre de muons reconstruits N_{rec} sur le nombre de muons détectables N_{det} . En théorie elle est factorisable en deux termes : l'efficacité de détection et l'efficacité de reconstruction des traces. L'efficacité de détection est la probabilité qu'un muon traverse une zone active du détecteur, y laisse un impact, et qu'un cluster puisse être reconstruit à partir de cet impact. Elle est influencée par de nombreux facteurs [84] :

- Les interactions entre le muon et la zone active du détecteur. Il est possible que le muon n'ionise pas suffisamment d'atomes pour que le signal qu'il laisse soit détecté.
- La réponse électronique du détecteur. Elle concerne l'efficacité avec laquelle le signal enregistré peut être amplifié, en fonction de son intensité.
- L'efficacité de reconstruction de l'impact. Les signaux bruts rassemblés doivent être reconstruits en impact utilisable par l'algorithme de reconstruction de la trace.

Comme dans le cas de l'acceptance, l'efficacité de détection est différente entre les chambres de trajectographie et les chambres de déclenchement. Dans le cas des chambres de trajectographie, l'efficacité attendue est supérieure à 99% [78]. Pour les chambres de déclenchement, on s'attend à une efficacité de l'ordre de 95% [85].

Le second terme est l'efficacité de reconstruction des traces. Elle correspond au nombre de traces reconstruites à partir des impacts laissés par les muons. L'efficacité est différente entre les chambres de déclenchement et de trajectographie. La suite de ce paragraphe s'intéresse plus particulièrement au cas des chambres de trajectographie. L'algorithme de reconstruction introduit ses propres coupures sur la trace.

- La coupure la plus notable est de réclamer qu'un muon laisse un certain nombre d'impacts dans chaque station pour que sa trace soit reconstruite. Cela implique que certaines traces ne soient pas reconstruites si le muon traverse des zones défectueuses des détecteurs dans une station.
- Une autre coupure est ce que l'on appelle la largeur de la trace. Par exemple, lorsqu'une trace candidate est reconstruite dans les stations 4 et 5, il faut en-

suite l'extrapoler jusqu'à la station 3. La position de la trace extrapolée dans les chambres 5 et 6 ne correspond pas nécessairement à un cluster reconstruit. La largeur de la trace est la distance maximale entre la trace extrapolée et un cluster reconstruit pour que ce dernier puisse être associé à la trace. Dans le cas des collisions proton-proton, le faible nombre d'impacts par événement dans une chambre permet d'élargir la trace sans associer d'impact à la mauvaise trace. Pour les collisions Pb-Pb, le taux d'occupation du détecteur augmente et il devient nécessaire de diminuer la largeur de la trace, diminuant par là-même l'efficacité de reconstruction. L'alignement du détecteur joue un rôle important à ce niveau : plus sa précision est bonne, plus il est possible de réduire la largeur de la trace sans perdre d'efficacité de reconstruction.

Comme dans le cas de l'acceptance, N_{det} n'est pas mesurable. Expérimentalement, il n'est donc pas possible de déterminer directement l'efficacité totale exacte du détecteur. Une évaluation de l'efficacité à partir de simulations réalistes de la réponse du détecteur est cependant possible. Ces simulations permettent également de factoriser l'efficacité totale en efficacité de détection et de reconstruction des traces. Dans la pratique, il est tout de même possible d'estimer une efficacité des chambres de trajectographie et de déclenchement à l'aide des données réelles.

3.2 Efficacité des chambres de trajectographie à partir des données

Habituellement, l'efficacité d'un détecteur est déterminée expérimentalement en la comparant avec un détecteur de référence, entre les prises de données. Dans le cas des chambres de trajectographie, on s'attend à ce que l'efficacité change durant la période de prise de données. L'accès à la caverne d'ALICE est difficile entre deux périodes, et la taille même du détecteur rend cette méthode inapplicable. En revanche, il est possible d'évaluer l'efficacité du spectromètre à muons en utilisant directement les données réelles [81]. Cette section s'intéresse particulièrement aux chambres de trajectographie, mais la même méthode peut s'appliquer aux chambres de déclenchement [85].

3.2.1 Méthode

Comme expliqué précédemment, la reconstruction impose qu'un certain nombre d'impacts soit associé à la trace dans chaque station pour que cette dernière soit reconstruite.

- Stations 1, 2 et 3 : au moins un impact dans chaque station.
- Stations 4 et 5 : au moins trois impacts dans trois chambres différentes.

L'acceptance des chambres de trajectographie implique que si une chambre dans une station est touchée, l'autre chambre l'est également. Il y a donc redondance de l'information du passage d'une particule dans chaque station. Chaque chambre peut alors servir de détecteur de référence à sa voisine dans la même station.

Considérons N_{tot} muons traversant une station composée des chambres i et j . On a alors :

- N_{ij} muons laissant un impact dans chaque chambre.
- N_{i0} muons laissant un impact seulement dans la chambre i .
- N_{0j} muons laissant un impact seulement dans la chambre j .

– N_{00} muons ne laissant aucun impact. Ce nombre n'est pas mesurable.

Avec $N_{tot} = N_{ij} + N_{i0} + N_{0j} + N_{00}$, par définition.

Les efficacités de chaque chambre sont définies par :

$$\begin{aligned}\epsilon_i &= \frac{N_{ij} + N_{i0}}{N_{tot}} \\ \epsilon_j &= \frac{N_{ij} + N_{0j}}{N_{tot}}\end{aligned}$$

En supposant que les efficacités des chambres soient indépendantes, on a en plus :

$$N_{ij} = \epsilon_i \epsilon_j N_{tot}$$

Ces quatre relations permettent de construire une équation donnant les efficacités ϵ_i et ϵ_j indépendamment de N_{00} .

$$\begin{aligned}\epsilon_j &= \frac{N_{ij}}{N_{ij} + N_{i0}} \\ \epsilon_i &= \frac{N_{ij}}{N_{ij} + N_{0j}}\end{aligned}$$

Il est donc possible d'extraire l'efficacité de chaque chambre en utilisant aussi bien des données réelles que des données simulées.

En théorie, il n'est pas nécessaire qu'une trace ait été produite par un muon pour l'utiliser dans ce calcul. Dans la pratique, on s'intéresse particulièrement à l'efficacité de détection des muons. On impose donc comme coupure que la trace corresponde à une trace dans les chambres de déclenchement.

Erreur sur l'efficacité

L'évaluation de l'erreur sur l'efficacité se fait en considérant cette dernière comme une distribution binomiale. Prenons une efficacité mesurée $\epsilon_0 = N_{num}/N_{den}$. L'erreur traditionnelle utilisée pour une telle distribution est :

$$\sigma_\epsilon = \frac{1}{N_{den}} \sqrt{N_{num} \left(1 - \frac{N_{num}}{N_{den}}\right)}$$

Cependant, dans les cas où N_{den} est faible, ou lorsque N_{num} est proche des extrêmes 0 ou N_{den} , cette formule peut donner une erreur pouvant rendre le résultat incohérent : inférieur à 0 ou supérieur à 100%. L'efficacité des chambres de trajectographie étant attendue proche de 100%, il est nécessaire d'utiliser une autre estimation de l'erreur. Une approche consiste à calculer une distribution de probabilité pour l'efficacité grâce au théorème de Bayes [86]. Considérons que N_{num} muons ont été détectés par une chambre parmi N_{den} muons détectables. Cette distribution de probabilité à la forme d'une distribution de Poisson :

$$P(\epsilon | N_{num}, N_{den}) = \frac{(N_{den})!}{N_{num}!(N_{den} - N_{num})!} \epsilon^{N_{num}} (1 - \epsilon)^{N_{den} - N_{num}}$$

Le maximum de la distribution est en N_{num}/N_{den} , ce qui correspond bien à la mesure. L'erreur sur l'efficacité est alors choisie comme le plus petit intervalle de confiance contenant 68,3 % des probabilités. On a ainsi une erreur asymétrique sur l'efficacité, jamais inférieure à 0% ou supérieure à 100%.

Estimation de l'efficacité totale de trajectographie

Une estimation naïve de l'efficacité totale de trajectographie peut être calculée à partir de l'efficacité de chaque chambre et des conditions imposées par l'algorithme de reconstruction sur le nombre d'impacts par station. L'efficacité d'une station est définie comme la probabilité qu'un muon soit détecté par au moins une chambre de la station. La formule pour l'efficacité d'une station n composée des chambres i et j est :

$$\epsilon_{st\ n} = 1 - (1 - \epsilon_i)(1 - \epsilon_j)$$

Cette formule n'est valable que pour les stations 1, 2 et 3. Les stations 4 et 5 sont considérées en un seul bloc. Leur efficacité est la probabilité qu'un muon laisse un impact dans au moins trois chambres sur les quatre :

$$\begin{aligned}\epsilon_{st45} &= \epsilon_7\epsilon_8\epsilon_9\epsilon_{10} \\ &+ (1 - \epsilon_7)\epsilon_8\epsilon_9\epsilon_{10} \\ &+ \epsilon_7(1 - \epsilon_8)\epsilon_9\epsilon_{10} \\ &+ \epsilon_7\epsilon_8(1 - \epsilon_9)\epsilon_{10} \\ &+ \epsilon_7\epsilon_8\epsilon_9(1 - \epsilon_{10})\end{aligned}$$

qui peut être simplifié en :

$$\begin{aligned}\epsilon_{st45} &= \epsilon_7\epsilon_8\epsilon_9\epsilon_{10} \left(\frac{1 - \epsilon_7}{\epsilon_7} + \frac{1 - \epsilon_8}{\epsilon_8} + \frac{1 - \epsilon_9}{\epsilon_9} + \frac{1 - \epsilon_{10}}{\epsilon_{10}} + 1 \right) \\ &= \epsilon_7\epsilon_8\epsilon_9\epsilon_{10} \left(\frac{1}{\epsilon_7} + \frac{1}{\epsilon_8} + \frac{1}{\epsilon_9} + \frac{1}{\epsilon_{10}} - 3 \right)\end{aligned}$$

L'efficacité totale est alors simplement le produit des efficacités de chaque station :

$$\epsilon_{total} = \epsilon_{st1}\epsilon_{st2}\epsilon_{st3}\epsilon_{st45}$$

Cette méthode fonctionne aussi bien sur des données réelles que simulées. En fait, elle permet ainsi de valider les simulations réalistes. Si l'efficacité calculée dans une simulation est en accord avec l'efficacité calculée à partir des données réelles sur lesquelles est basée la simulation, on considère que la simulation reproduit bien les données.

3.2.2 Efficacité en fonction de la position

La formule de l'efficacité peut être utilisée pour calculer une efficacité pour un élément de détection, voire en fonction de la position $(x; y)$ dans un élément de détection. Dans le cas de l'efficacité par chambre, N_{i0} et N_{0j} sont facilement calculables : on considère que la trace doit traverser chaque chambre, donc chaque fois qu'un impact est reconstruit dans seulement une chambre, on sait qu'il manque un impact dans l'autre chambre. En revanche, une trace ne passe évidemment pas par chaque élément de détection d'une chambre. Il est alors nécessaire d'extrapoler la trace reconstruite jusqu'à la chambre avec un impact manquant, pour vérifier dans quel élément de détection l'impact aurait dû se trouver. Cela implique qu'il faille connaître la position exacte de la chambre. Cette extrapolation est faite par le logiciel AliRoot, et prend en compte le champ magnétique. L'extrapolation se fait en deux étapes. Deux points sont d'abord

extrapolés, l'un à la position idéale de la chambre en z , et l'autre à cette même position plus un décalage de 10 cm, suffisamment faible pour que l'influence du champ magnétique soit négligeable dans le cas de la station 3. Ces deux points sont ensuite reliés par une droite elle-même extrapolée jusqu'à la position réelle de la chambre, prenant en compte l'alignement. Le champ magnétique n'est pas pris en compte lors de cette seconde extrapolation. L'intersection de cette droite avec le plan de la chambre indique la position de l'impact manquant ainsi que l'élément de détection dans lequel il aurait du se trouver.

3.2.3 Limites du calcul d'efficacité

Calculer l'efficacité des chambres de trajectographie à l'aide de cette méthode présente des limitations. Tout d'abord, la méthode rend impossible le calcul de l'efficacité pour la chambre i si la chambre j ne fonctionne pas. Toutefois, il est rare qu'une chambre entière soit manquante dans le spectromètre à muon. Ce n'est arrivé qu'une seule fois, lors de la toute première période de prise de données utilisant le rayonnement cosmique. Cependant, cette limitation s'applique également aux cas où seulement des parties d'une chambre sont manquantes. L'inclinaison de la trajectoire des muons étant faible, cela signifie que dans une station donnée un muon va principalement traverser des éléments de détection situés en face les uns des autres. Si un élément de détection de la chambre i est défectueux, on a $N_{ij} = 0$ et $N_{i0} = 0$. Cela implique que l'efficacité de l'élément de détection correspondant dans la chambre j devient incalculable.

Une autre limitation de cette méthode est le traitement des zones de recouvrement entre éléments de détection d'une même chambre. En effet, cette méthode vérifie où sont les impacts manquants seulement s'il n'y a aucun impact dans la chambre. Si un muon traverse une zone de recouvrement et laisse un impact dans au moins un élément de détection, le second élément de détection ne sera pas considéré. Ainsi, si le second élément de détection est défectueux, cela implique une surestimation de sa valeur N_{ij} , et donc de son efficacité. Ce problème n'apparaît cependant pas lorsqu'on s'intéresse à l'efficacité d'une chambre entière plutôt qu'à celle des éléments de détection individuels.

La dernière limitation de la méthode concerne directement l'efficacité totale calculée précédemment. Elle apparaît lorsque, dans une station, les deux chambres possèdent une partie défectueuse (élément de détection ou BusPatch) l'une en face de l'autre. Aucune trace n'est alors reconstituée dans cette région, et cela se traduit par une perte d'acceptance du détecteur. Dans le calcul de l'efficacité totale, cette zone morte n'est pas prise en compte. On calcule en fait l'efficacité uniquement dans l'acceptance où des traces ont été reconstruites.

Estimation de la zone morte corrélée

Le meilleur moyen d'estimer la perte d'efficacité due à une zone morte consiste à estimer le nombre de muons qui sont passés dans cette zone et n'ont pas été détectés. Considérons comme exemple une période de prise de données avec une zone morte constituée de deux éléments de détection l'un en face de l'autre dans la station 3. L'efficacité de la station 3 calculée par la méthode précédente est :

$$\epsilon_{st3} = 1 - (1 - \epsilon_5)(1 - \epsilon_6)$$

Avec les efficacités définies par :

$$\begin{aligned}\epsilon_5 &= \frac{N_{56}}{N_{56} + N_{06}} \\ \epsilon_6 &= \frac{N_{56}}{N_{56} + N_{50}}\end{aligned}$$

De la même manière, l'efficacité d'un élément de détection :

$$\begin{aligned}\epsilon_5^{DE} &= \frac{N_{56}^{DE}}{N_{56}^{DE} + N_{06}^{DE}} \\ \epsilon_6^{DE} &= \frac{N_{56}^{DE}}{N_{56}^{DE} + N_{50}^{DE}}\end{aligned}$$

Dans le cas général, posons simplement :

$$\epsilon = \frac{N_{num}}{N_{den}}$$

Seuls les muons reconstruits étant considérés dans le calcul de l'efficacité, les grandeurs N sont toutes sous-estimées. L'efficacité totale ϵ_{tot} des chambres de trajectographie est alors surestimée. Le but est de calculer deux efficacités corrigées ϵ_5^{cor} et ϵ_6^{cor} , prenant en compte les muons non-détectés dans la zone morte. Pour cela, on se sert de la symétrie du spectromètre dans le plan xy et de la redondance des chambres dans une station. En effet, un élément de détection typique possède trois autres éléments de détection couvrant la même acceptation dans chaque station. De plus, on peut considérer que les quatre éléments de détection correspondants dans l'autre chambre de la station couvrent également la même acceptation. Cela fait un total de huit éléments de détection couvrant la même acceptation, et donc avec un nombre de muons attendus similaires. Il y a deux exceptions :

- Dans les stations 3, 4 et 5, les éléments de détection situés en $x = 0$ n'ont que deux symétriques par chambres, et donc quatre symétriques au total.
- Pour les stations 1 et 2, tous les éléments de détection sont symétriques les uns des autres. On préfère cependant n'utiliser comme symétrique pour chaque quadrant que les quatre quadrants situés les uns derrière les autres.

A cause de la symétrie de la collision, on s'attend à ce que le même nombre de muons traverse chaque élément de détection d'un groupe. Considérons le nombre de muons reconstruits corrigé N_{rec}^{cor} , le nombre de traces détectées dans un élément de détection donné corrigé par son efficacité, et normalisé au nombre total de traces. En l'absence de zones mortes corrélées, ce rapport est égal au nombre de muons traversant l'élément en question, et doit donc être égal pour tous les symétriques. On choisit donc ce nombre comme référence N_{rec}^{ref} . En revanche, si une zone morte corrélée est présente, ce rapport devient plus faible. Il doit cependant être égal pour les deux éléments où se trouve la corrélation. Pour chaque élément de détection, il est alors possible de corriger N_{den} :

$$N_{den}^{cor} = N_{den} \frac{N_{rec}^{cor}}{N_{rec}^{ref}}$$

Le nombre de muons non-détectés à cause des zones mortes corrélées dans une chambre est alors :

$$N_{man} = \sum_{DE} N_{den} \left(\frac{N_{rec}^{cor}}{N_{rec}^{ref}} - 1 \right)$$

On peut alors calculer l'efficacité corrigée pour chaque chambre :

$$\epsilon_5^{cor} = \frac{N_{56}}{N_{56} + N_{06} + N_{man}^{(5)}}$$

$$\epsilon_6^{cor} = \frac{N_{56}}{N_{56} + N_{50} + N_{man}^{(6)}}$$

Cela permet au final de calculer l'efficacité totale corrigée des chambres de trajectographie.

3.3 Simulations réalistes

Afin de pouvoir comparer les résultats des données réelles à des simulations, il est nécessaire que ces dernières utilisent des conditions réalistes. Pour les chambres de trajectographie, ces conditions comprennent l'alignement et la fonction de réponse électronique des différentes parties du détecteur. Ces deux informations étant stockées dans l'OCDB run par run, il est facile de les utiliser dans une simulation. La difficulté consiste à simuler de manière réaliste une période de prises de données contenant de nombreux runs (de l'ordre d'une centaine). En effet, l'état du spectromètre peut varier d'un run à l'autre, et il est nécessaire de prendre en compte ces changements. Cela ne concerne que la fonction de réponse électronique, puisque l'alignement ne change pas tant que les chambres ne sont pas physiquement déplacées. Trois possibilités ont été envisagées pour prendre en compte ces variations.

- Simuler séparément chaque run, en utilisant les conditions sauvegardées dans l'OCDB du run correspondant. Toutes ces simulations n'ont pas le même nombre d'événements, mais un nombre proportionnel à la quantité d'événements intéressants dans le run (minimum bias ou muon-minimum bias, par exemple). C'est la solution idéale, mais si le nombre de run est important elle devient difficile à mettre en œuvre.
- Simuler l'ensemble de la période de la même manière, en considérant que si une partie du détecteur est défectueuse à un moment de la prise de données, elle l'est pour l'ensemble de la prise de données. C'est une solution efficace si le statut du détecteur ne change pas pendant la période de prise de données.
- Simuler l'ensemble de la période de la même manière, en assignant à chaque partie du détecteur une probabilité d'être défectueuse, basée sur les données de l'OCDB. A chaque événement, on effectue des tirages aléatoires pour savoir si chaque partie est défectueuse ou non.

L'état du détecteur variant fréquemment d'un run sur l'autre (souvent une défaillance d'une haute ou basse tension), la seconde possibilité n'est pas intéressante. Le nombre de runs dans les périodes les plus longues est de l'ordre de cent. Cela rend la première méthode laborieuse à utiliser. Cette méthode est cependant retenue pour les productions officielles d'ALICE, puisqu'elle est la plus proche des conditions réelles. En revanche, elle est inadaptée pour des productions avec un but plus précis, comme la détermination de l'efficacité. Ces productions ne simulent souvent pas l'intégralité d'un événement minimum bias, mais se contentent de générer des particules prédéfinies dans l'acceptance du détecteur. La troisième méthode a donc été retenue pour les chambres de trajectographie. Elle va être appliquée à l'aide de la RejectList.

3.4 La RejectList

La RejectList est un fichier de l'OCDB utilisé lors de la reconstruction des données, qui associe à chaque partie du détecteur une probabilité d'être ignorée. Les parties de détecteur que la RejectList peut traiter sont : les éléments de détection, les BusPatch, les cartes MANU et les pavés de détection (cf chapitre 2). La fonction de la RejectList est différente lorsqu'on l'utilise dans les données réelles ou les simulations.

3.4.1 Données réelles

Pour les données réelles, la RejectList est une liste des parties du détecteur que l'on sait être défectueuses, mais qui passent malgré tout les coupures imposées par les paramètres de reconstruction. Les probabilités sont alors booléennes : soit la partie considérée fonctionne pour chaque événement, soit elle est défectueuse pour chaque événement. On crée alors une nouvelle RejectList chaque fois qu'un changement de l'état du détecteur le requiert. Dans la pratique, de telles conditions ne sont pas fréquentes. Cette RejectList n'a été utilisée que pour la période de prises de données en collisions proton-proton à 900 GeV, fin 2009 (nommée LHC09e), pour retirer une carte MANU de la configuration.

3.4.2 Simulations

Dans les simulations réalistes, la RejectList est utilisée afin de reproduire l'état du détecteur durant la prise de données. Les probabilités de la RejectList ne sont alors plus booléennes, mais correspondent à la probabilité que chaque partie du détecteur soit défectueuse durant la prise de données. Run par run, on compare l'état du détecteur sauvegardé dans l'OCDB à un état de référence défini par les paramètres de reconstruction pour déterminer si une partie est défectueuse. La probabilité est alors calculée comme la somme du nombre d'événements dans les runs durant lesquels la partie était défectueuse sur le nombre total d'événements dans tous les runs de la période. La façon dont l'OCDB sauvegarde les données induit des complications dans le calcul de la RejectList :

- L'OCDB ne contient pas d'information temporelle. Cela signifie que si une partie est devenue défectueuse durant un run, elle l'est pour toute la durée de ce run. La reconstruction des données réelles se comportant de manière similaire, il n'y a pas de biais à ce niveau.
- Certaines données sauvegardées dans l'OCDB ne peuvent être collectées que durant des runs spécifiques, comme les runs de piédestaux ou les calibrations. Tous les runs jusqu'au prochain run de piédestaux ou calibration utiliseront la même valeur. Il y a deux cas de figures possibles (on prend comme exemple des calibrations dans la suite). Dans le cas où une partie était défectueuse au moment de la calibration mais est récupérée avant la calibration suivante, elle sera considérée défectueuse sur toute la période. Le comportement est le même si les données ont été reconstruites avec la RejectList ou avec les autres données de l'OCDB. Par contre, dans le cas contraire où la partie devient défectueuse entre les deux calibrations, le comportement est différent. La RejectList considérera la partie comme toujours non-défectueuse. La reconstruction des données réelles ne la considèrera pas non plus comme défectueuse, mais puisqu'elle est de fait défectueuse, aucun

impact ne sera laissé dans cette partie. Ce cas de figure ne se présente cependant pas fréquemment, les changements étant le plus souvent dus à des défaillances des hautes ou basses tensions et sont rétablies pour le run suivant.

Le choix d'attribuer une probabilité aux éléments de détection, BusPatch et MANU en plus des pavés est indispensable pour obtenir des résultats cohérents. Prenons l'exemple d'un élément de détection défectueux 50% du temps durant une prise de données, à cause d'un problème de haute tension par exemple. Si on applique une probabilité d'être défectueux aux pavés uniquement, ils auront tous une probabilité de 50%. Le résultat lors de la reconstruction d'une simulation sera que 50% des pavés seront défectueux pour l'ensemble des événements, alors que l'on veut l'ensemble des pavés défectueux pour 50% des événements. Il est donc nécessaire d'attribuer une probabilité de 50% à l'élément de détection en entier. Incidemment, les pavés individuels doivent avoir une probabilité d'être défectueux de 0% pour reproduire les données réelles. Cela signifie que les probabilités de la RejectList sont conditionnelles : c'est la probabilité qu'une partie soit défectueuse lorsque les niveaux supérieurs ne sont pas défectueux. De plus, il est nécessaire de définir ce que l'on entend par une partie défectueuse. Pour un pavé, cela correspond à la comparaison avec l'état défini par les paramètres de reconstruction. Par contre, l'OCDB ne définit pas d'état pour les niveaux supérieurs : MANU, BusPatch et élément de détection. On considère alors qu'une partie est défectueuse si 90% de ses pavés sont défectueux.

Une autre limitation de la RejectList provient des parties auxquelles il est possible d'associer une probabilité. En effet, il est déjà arrivé qu'un CROCUS ait dû être retiré de la configuration, conduisant à une demi-chambre entière retirée. La RejectList ne pouvant pas prendre en compte un tel changement, la période a été coupée en deux : une partie avec la demi-chambre et l'autre sans. Cependant, la perte d'une demi-chambre diminue grandement l'efficacité du spectromètre, et une telle période n'est généralement pas gardée pour les analyses. Un second exemple provient des hautes tensions. En effet, les divisions en hautes tensions (PCB) ne sont pas les mêmes que les divisions en élément de détection - BusPatch - MANU. En particulier, deux MANU peuvent être dans le même BusPatch et dans des PCB différents, et vice-versa. Pour l'instant, les coupures sur la haute tension sont considérées au niveau du MANU. Cela signifie que l'on perd la corrélation sur l'ensemble du PCB.

Applications de la RejectList pondérée

La RejectList a été utilisée dans les simulations officielles de 2010, pour les collisions p-p. Elle a également été utilisée lors des simulations servant à estimer l'acceptance et l'efficacité du spectromètre. Notamment, les résultats de cette étude ainsi que du premier article sur la production des J/ψ dans ALICE ont utilisé la RejectList.

3.5 Evolution de l'efficacité des chambres de trajectographie durant les premières prises de données d'ALICE

L'efficacité des chambres de trajectographie a été mesurée tout au long de la prise de données d'ALICE grâce à la méthode décrite au début de ce chapitre. Ce paragraphe présente son évolution depuis les premières données obtenues grâce aux rayonnements

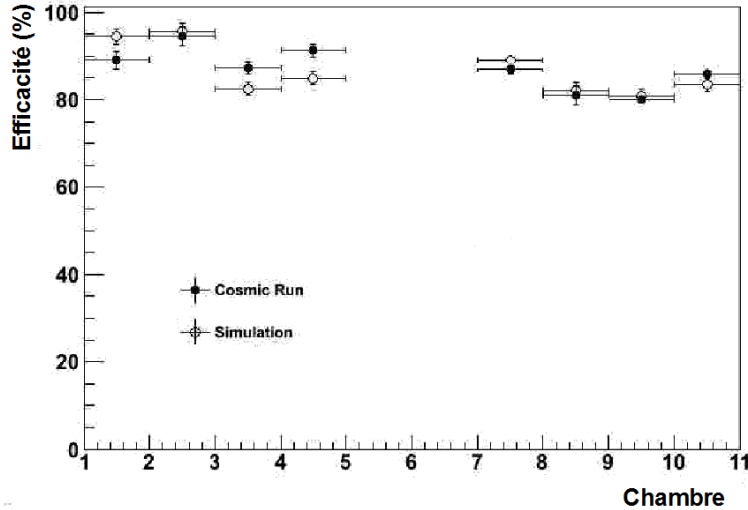


FIGURE 3.1 – Efficacité des chambres de trajectographie durant la période LHC09c. Symboles fermés : efficacité obtenue en utilisant les données réelles. Symboles ouverts : efficacité obtenue à partir de simulations réalistes, utilisant la RejectList.

cosmiques jusqu’aux premières données d’ions lourds. Une comparaison avec les efficacités obtenues à l’aide de simulations sera également présentée.

3.5.1 Les données de 2009

Les rayons cosmiques

La figure 3.1 montre l’efficacité lors de la première période de prises de données du spectromètre à muons, LHC09c. Lors de cette prise de données, la chambre 6 n’était pas dans la configuration. Cela implique qu’il était impossible de calculer une efficacité pour la chambre 5. De plus, les paramètres de reconstruction ne requiéraient que les stations 4 et 5. L’efficacité totale de reconstruction se limite alors à :

$$\epsilon_{total} = \epsilon_{st45} = \epsilon_7 \epsilon_8 \epsilon_9 \epsilon_{10} \left(\frac{1}{\epsilon_7} + \frac{1}{\epsilon_8} + \frac{1}{\epsilon_9} + \frac{1}{\epsilon_{10}} - 3 \right)$$

Cette période a également vu la première utilisation de la RejectList pour les simulations réalistes.

La période suivante (LHC09d) utilisait également les rayons cosmiques comme source de muons. Cette fois, l’ensemble des chambres est requis dans la configuration. C’est une période intéressante car elle consiste en deux sous-périodes : avec et sans champ magnétique. Cela permet d’observer l’effet du champ magnétique sur l’efficacité. Cette comparaison est présentée sur la figure 3.2. On voit que, en moyenne, l’efficacité ne semble pas différente avec ou sans champ magnétique. L’efficacité plus faible de la chambre 6 s’explique par le fait qu’elle n’était pas dans sa position nominale. En effet, elle était décalée d’une dizaine de centimètres suivant l’axe faisceau. Ceci n’étant pas pris en compte par l’alignement, il était plus difficile d’associer un cluster à une trace, et donc l’efficacité a chuté.

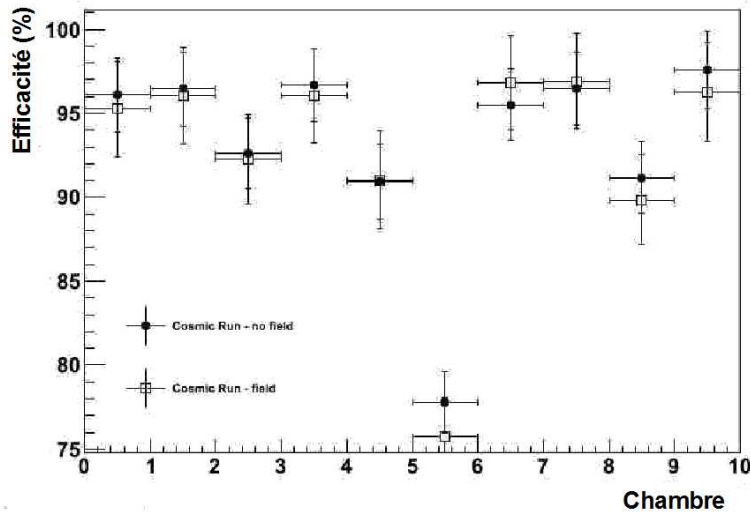


FIGURE 3.2 – Efficacité des chambres de trajectographie durant la période LHC09d. Symboles fermés : efficacité obtenue sans champ magnétique. Symboles ouverts : efficacité obtenue avec champ magnétique.

Les premières collisions proton-proton

Les premières données enregistrées par ALICE à partir de collisions dans le LHC ont eu lieu en novembre-décembre 2009. Elles ont produit un total de dix runs de collisions proton-proton à 900 GeV dans le centre de masse. L'efficacité des chambres de trajectographie a également été calculée pour cette période. Cette fois, la totalité des chambres était présente dans la configuration. Les conditions des paramètres de reconstruction requéraient toutes les stations pour reconstruire les traces. La figure 3.3 présente l'efficacité durant cette période. Une comparaison avec des simulations réalistes utilisant la RejectList a également été faite. On remarque une divergence importante dans le cas de la station 2. En effet, l'efficacité des données réelles est nettement plus faible que l'efficacité attendue par la simulation. Cette différence s'explique par deux raisons. Tout d'abord, la station 2 possède un gain plus faible que les autres chambres. Cet effet n'est pas entièrement compris, mais semble être intrinsèque à la chambre, en particulier à cause de la taille importante des éléments de détection. En soi, cela ne devrait pas poser de problèmes, mais il existait à l'époque un bug au niveau de la reconstruction. Lorsque les impacts sont regroupés en clusters, il existe une coupure sur la charge minimale du cluster. Cette charge était auparavant calculée en canaux ADC, puis a été changée en Coulomb lors d'une mise à jour d'AliRoot. En revanche, la coupure elle-même n'a pas été changée en même temps. Cela a conduit à des clusters valides étant rejetés lors de la reconstruction. Ce bug a été corrigé pour les prises de données suivantes.

3.5.2 Les données de 2010

Durant l'arrêt du LHC entre 2009 et 2010, l'installation du spectromètre à muons s'est poursuivie. Il est donc difficile de comparer l'efficacité entre ces deux périodes. Les premières collisions entre protons à 7 TeV ont eu lieu en 2010, suivies par les premières

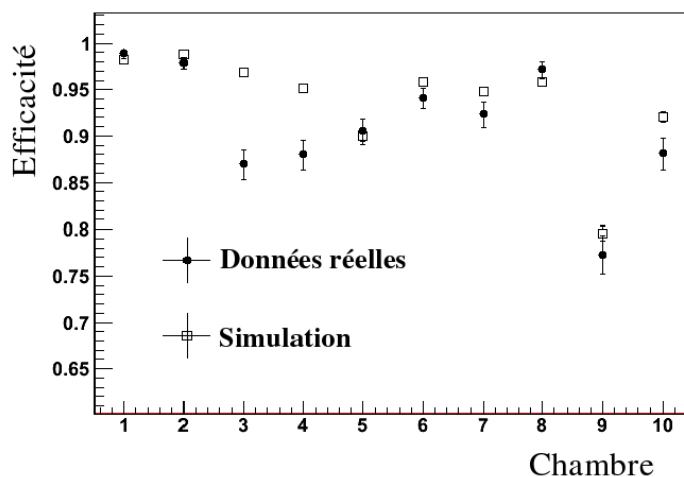


FIGURE 3.3 – Efficacité des chambres de trajectographie durant la période LHC09e. Symboles fermés : efficacité des données réelles. Symboles ouverts : efficacité des simulations réalistes.

Période	Date	Luminosité	Paquets
LHC10b	avril 2010	très basse	2
LHC10c1	mai 2010	moyenne	3-8
LHC10c2		moyenne	3-8
LHC10d1	juin-juillet 2010	haute	2-8
LHC10d2a		basse	2-8
LHC10d2b		basse	2-8
LHC10e	août 2010	basse	14
LHC10f	sept - oct 2010	basse, puis haute	8-16
LHC10g	octobre 2010	haute	15

TABLE 3.1 – Séparation des périodes de prises de données du spectromètre à muon. Durant LHC10c2, la moitié de toutes les chambres de déclenchement était retirée de la configuration. Durant LHC10d2a, la moitié de la chambre 7 était retirée de la configuration.

collisions Pb-Pb à 2,76 TeV en fin d'année.

Les données proton-proton à 7 TeV

La majeure partie de l'année 2010 fut consacrée aux données proton-proton à 7 TeV. La luminosité des faisceaux ainsi que le nombre de paquets de protons ont été augmentés tout au long de l'année, conduisant à plus de statistique durant les dernières périodes (cf tableau 3.1). Certaines de ces périodes ont également été divisées en sous-périodes, en fonction de la luminosité ou de l'état du spectromètre. En général, les périodes où une partie du détecteur de l'ordre d'une demi chambre (de trajectographie ou déclenchement) est manquante ne sont pas utilisées dans les analyses.

La figure 3.4 montre l'évolution de l'efficacité des chambres de trajectographie durant les collisions proton-proton de 2010. De manière générale, l'efficacité a progressivement diminué tout au long de cette période, démarrant à $99_{-2}^{+1}\%$ durant LHC10b et

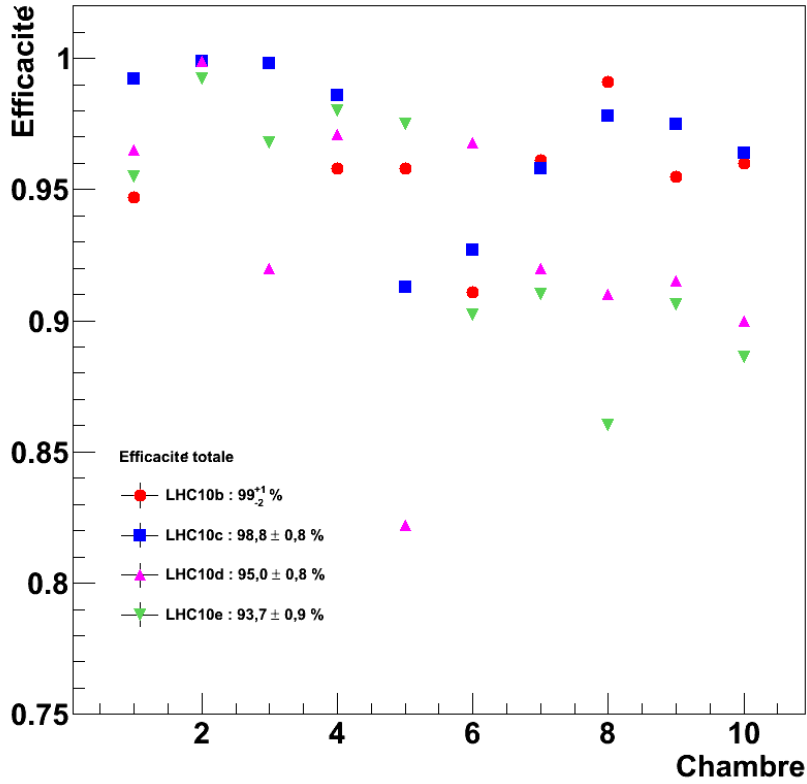


FIGURE 3.4 – Efficacité des chambres de trajectographie durant les périodes de collision p-p en 2010.

finissant à $93,7 \pm 0,9\%$ durant LHC10e. Cette perte d'efficacité est principalement due à de plus en plus de parties du détecteur retirées de la configuration. Les interventions sur le détecteur durant cette période étant difficiles, il n'était pas possible de les réparer.

C'est également sur cette période qu'a été testée la correction servant à prendre en compte les corrélations entre zones mortes. En particulier, une simulation réaliste d'un run de LHC10c1, le run numéro 120000, a servi de référence. Dans une simulation, l'efficacité attendue N_{rec}/N_{det} est aisément calculable. Le but était donc de corriger l'efficacité obtenue par la méthode présentée dans la section 3.2.3 pour retrouver l'efficacité attendue. Dans cette simulation, l'efficacité attendue est de $97,1 \pm 0,9\%$, alors que l'efficacité calculée est de $98,8 \pm 0,8\%$. La figure 3.5 montre le statut du détecteur durant le run en question, ainsi que la zone morte mise en évidence dans la station 3. Pour déterminer le nombre de muons attendus dans cette zone morte, on compare le nombre de clusters moyen par trace N_{rec}^{cor} appartenant à une trace reconstruite et corrigé par l'efficacité des éléments de détection concernés et leurs symétriques (figure 3.6). Malgré des variations importantes d'un élément de détection à l'autre, qui tendent à indiquer que la simple correction par l'efficacité de l'élément ne suffit pas, on observe clairement un déficit pour les éléments de détection 508 et 608. On cherche donc à obtenir le nombre de muons attendus de référence N_{rec}^{ref} , permettant d'obtenir le facteur correctif. N_{rec}^{ref} est défini comme la moyenne entre le N_{rec}^{cor} maximal et tous les N_{rec}^{cor} supérieurs à 90 % du N_{rec}^{cor} maximal. Dans ce cas, il s'agit de la moyenne des valeurs pour les éléments de détection 501, 517, et 610. Le facteur correctif à appliquer sur le dénominateur dans le calcul de l'efficacité des éléments 508 et 608 est alors

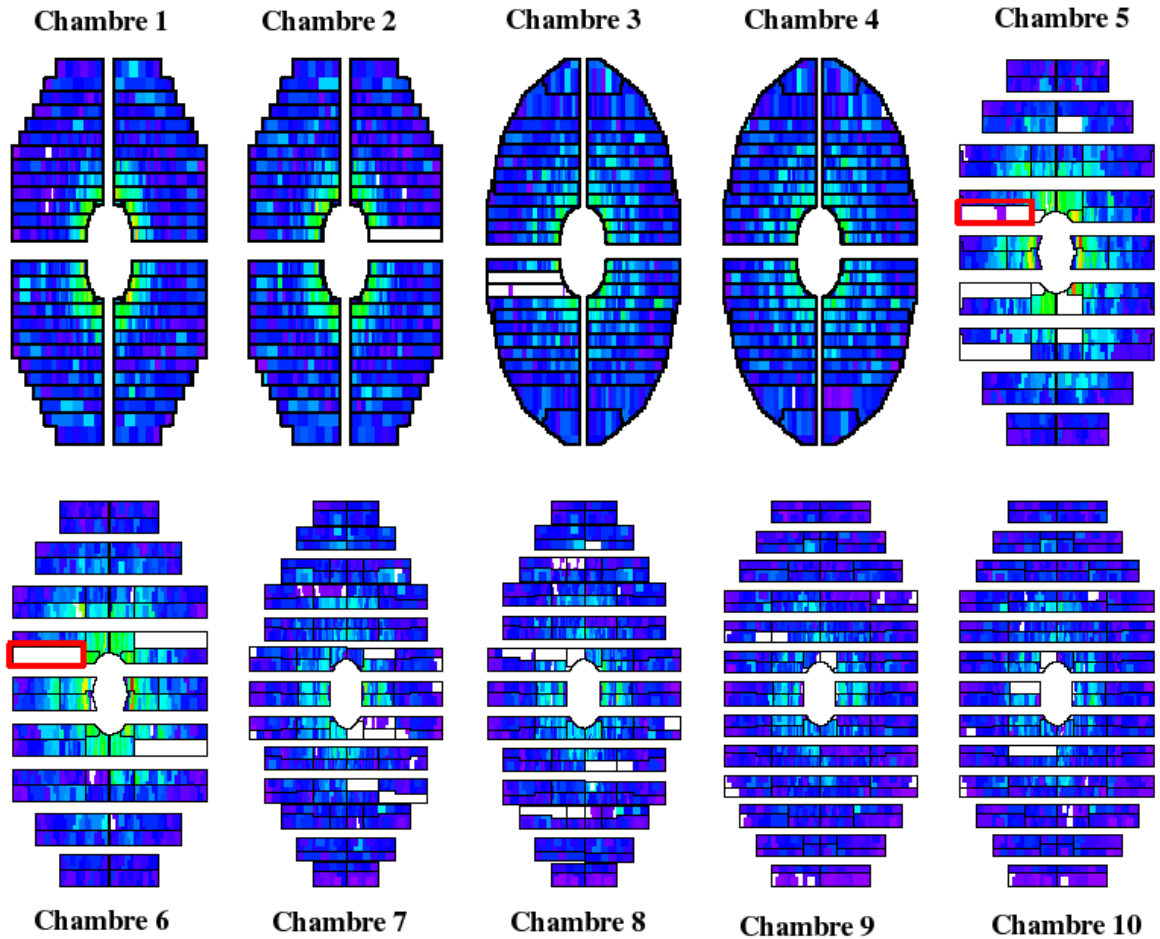


FIGURE 3.5 – Etat du spectromètre durant LHC10c. Les zones mortes corrélées dans les chambres 5 et 6 ont été encadrées en rouge.

$N_{rec}^{ref}/N_{rec}^{cor} = 1,17$. L'efficacité corrigée obtenue est de $96,9 \pm 0,9 \%$, à comparer avec le résultat obtenu par la simulation. Ces résultats sont similaires, et confirment que cette méthode fonctionne.

Les données Pb-Pb à 2,76 TeV

La figure 3.7 montre l'efficacité des chambres de trajectographie lors d'un des premiers runs des collisions Pb-Pb. Le nombre de particules produites dans ces collisions est largement supérieur à celui observé en collisions p-p. Cela conduit à beaucoup plus d'impacts dans les chambres de trajectographie, rendant la reconstruction des traces plus difficile. On s'attend donc à une diminution de l'efficacité en fonction du nombre de particules produites durant la collision. Un estimateur du nombre de particules produites est donné par le nombre de tracelettes reconstruites dans le SPD (voir chapitre 5). Les figures 3.8, 3.9, 3.10 et 3.11 présentent cette évolution, et le tableau 3.2 montre l'efficacité totale en fonction de la multiplicité. On voit clairement une diminution de l'efficacité en fonction du nombre de tracelettes dans l'événement. Cette diminution est causée majoritairement par les fausses traces, c'est-à-dire des traces qui ne correspondent pas à une particule réelle. Le nombre de fausses traces produites augmente avec le nombre d'impacts dans les chambres, et donc la multiplicité de la collision. Une

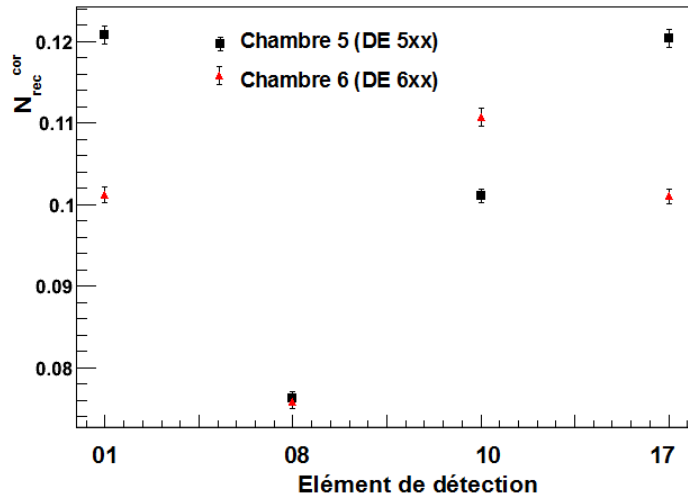


FIGURE 3.6 – Nombre moyen de clusters par trace corrigé par l’efficacité pour l’élément de détection 501 et ses symétriques dans les chambres 5 (carrés noirs) et 6 (triangles rouges).

Type d’événement	efficacité
Tous les événement	$83 \pm 2\%$
Événement avec 100-1000 tracelettes	$85 \pm 4\%$
Événement avec 1000-2000 tracelettes	$84 \pm 4\%$
Événement avec 2000-3000 tracelettes	$82 \pm 4\%$
Événement avec 3000-4000 tracelettes	$79 \pm 4\%$

TABLE 3.2 – Efficacité totale de trajectographie durant les collisions Pb-Pb en fonction de la centralité.

méthode pour rejeter ces traces sera présentée au chapitre suivant.

3.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté une méthode pour calculer l’efficacité des chambres de trajectographie du spectromètre à muons à partir des données réelles. Cette méthode peut similairement être utilisée sur les simulations, et sert ainsi à les valider. Une méthode permettant d’effectuer des simulations réalistes a également été proposée : la RejectList. Des simulations utilisant la RejectList ont été utilisées afin de déterminer la correction d’acceptance et efficacité utilisée dans la première publication concernant la production des J/ψ d’ALICE [87]. L’efficacité tout au long de la prise de données des collisions p-p en 2009 et 2010 a été présentée. Enfin, l’efficacité durant les premières collisions Pb-Pb a été évaluée en fonction de la centralité de la collision.

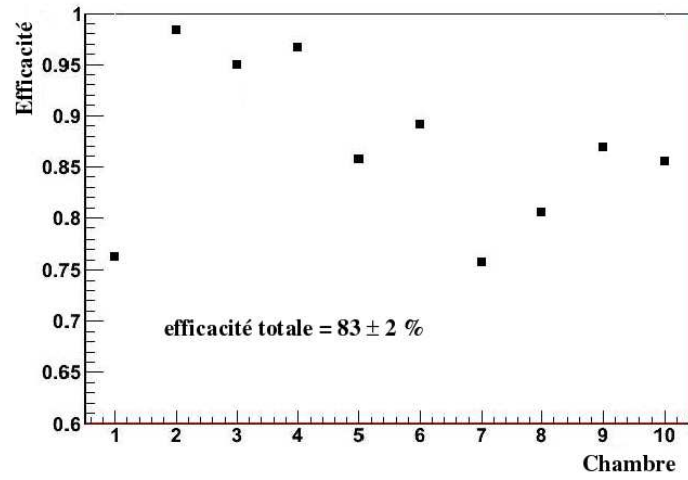


FIGURE 3.7 – Efficacité des chambres de trajectographie en collisions Pb-Pb, durant la période LHC10h.

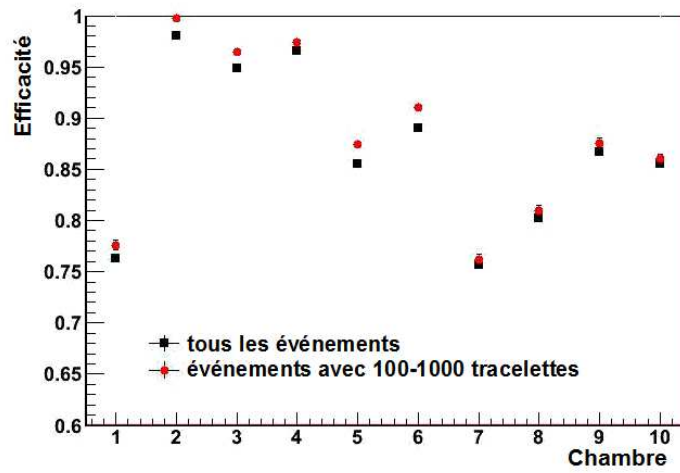


FIGURE 3.8 – Efficacité des chambres de trajectographie en collisions Pb-Pb, durant la période LHC10h. Carrés noirs : efficacité obtenue en considérant tous les événements. Points rouges : efficacité obtenue en considérant uniquement les événements avec entre 100 et 1000 tracelettes reconstruites dans le SPD.

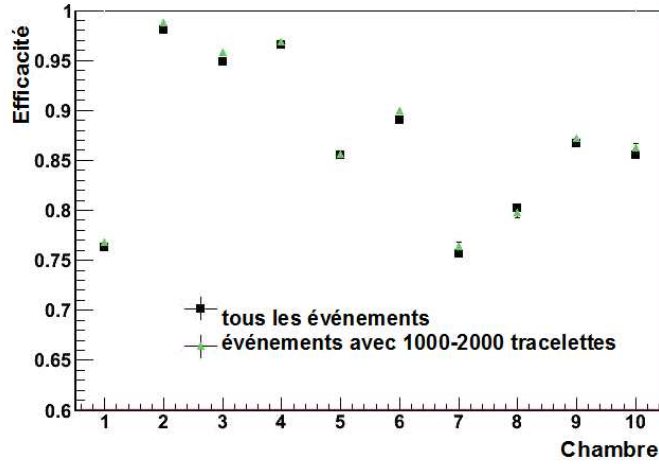


FIGURE 3.9 – Efficacité des chambres de trajectographie en collisions Pb-Pb, durant la période LHC10h. Carrés noirs : efficacité obtenue en considérant tous les événements. Triangles verts : efficacité obtenue en considérant uniquement les événements avec entre 1000 et 2000 tracelettes reconstruites dans le SPD.

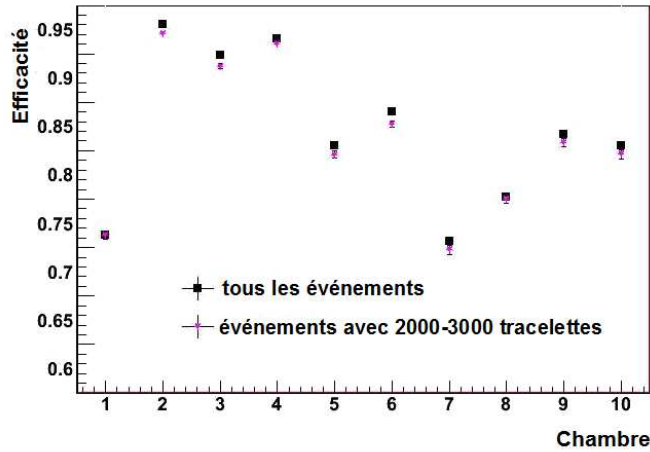


FIGURE 3.10 – Efficacité des chambres de trajectographie en collisions Pb-Pb, durant la période LHC10h. Carrés noirs : efficacité obtenue en considérant tous les événements. Etoiles roses : efficacité obtenue en considérant uniquement les événements avec entre 2000 et 3000 tracelettes reconstruites dans le SPD.

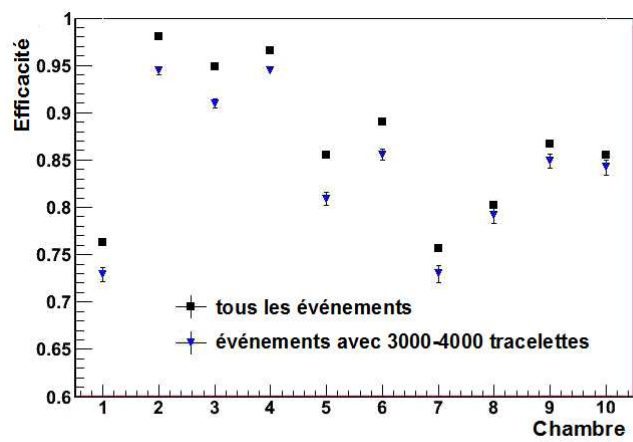


FIGURE 3.11 – Efficacité des chambres de trajectographie en collisions Pb-Pb, durant la période LHC10h. Carrés noirs : efficacité obtenue en considérant tous les événements. Triangles bleus : efficacité obtenue en considérant uniquement les événements avec entre 3000 et 4000 tracelettes reconstruites dans le SPD.

Chapitre 4

Sélection des traces par la méthode impulsion - distance d'approche minimale

Ce chapitre introduit une méthode de sélection des traces servant à augmenter le rapport signal sur bruit de fond. Dans les collisions proton-proton, le principal objectif de cette méthode est de rejeter les traces provenant d'interactions faisceau - gaz à l'intérieur du tube faisceau. Dans les collisions plomb-plomb, cette méthode permet en plus de rejeter ce que l'on appelle les fausses traces, c'est à dire des traces reconstruites mais auxquelles il est impossible d'associer une particule physique. Il s'agit d'une méthode statistique, basée sur la distribution du produit impulsion - distance d'approche minimale des traces reconstruites. Cette étude utilisera les données de la période LHC10e.

4.1 La distance d'approche minimale

La distance d'approche minimale (appelée DCA dans la suite, pour "Distance of Closest Approach") est une grandeur associée à chaque trace. Elle est définie comme la distance entre les points suivants [81] :

- Le vertex de la collision proton-proton. Au premier ordre, il est possible d'utiliser le point de coordonnées $(0; 0; z_{vertex})$ plutôt que le vertex lui-même $(x_{vertex}; y_{vertex}; z_{vertex})$. En effet, la position du vertex dans le plan xy durant la période de prise de données considérée est $(0,027 \text{ cm}; 0,201 \text{ cm})$, ce qui est relativement faible. De plus, la position relative du spectromètre à muons par rapport au tonneau centrale d'ALICE n'est pas connue. Enfin, l'extrapolation de la trace reconstruite à travers l'absorbeur induit une erreur de l'ordre de 1 cm, supérieure à la précision sur la position du vertex.
- Le point d'intersection entre la trace et le plan plan xy en $z = z_{vertex}$. La trace étant reconstruite dans les chambres de trajectographie, son prolongement doit alors se faire à travers l'absorbeur. Il est alors nécessaire d'estimer l'influence des matériaux de l'absorbeur, et notamment de la diffusion multiple par les noyaux de l'absorbeur sur la trajectoire de la trace. Ce point sera abordé plus en détail dans la suite.

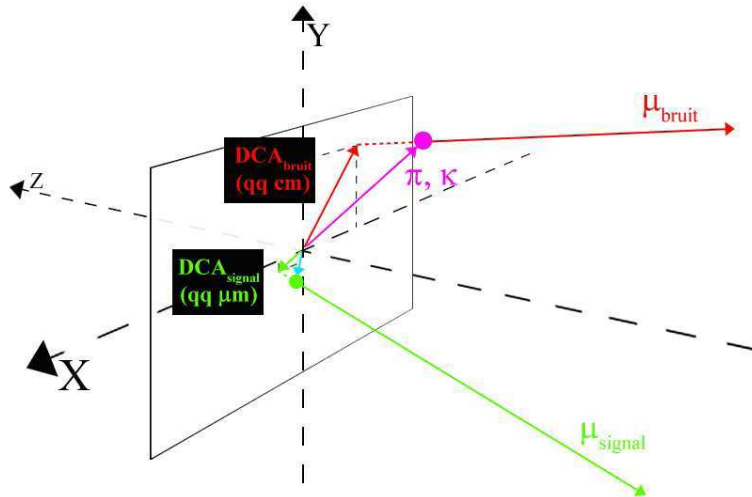


FIGURE 4.1 – Schéma du DCA d'un muon en fonction de la position de la décroissance de sa particule mère. Les muons du signal (issus de saveurs lourdes) ont en moyenne un DCA plus faible que les muons du bruit (issus de pions ou kaons).

En général, le DCA d'une trace reconstruite dépend de la position à laquelle la décroissance de la particule mère (J/ψ ou π , par exemple) a eu lieu. Plus cette décroissance se produit proche du vertex de la collision p-p, plus le DCA sera faible (cf figure 4.1).

4.1.1 Distribution du DCA en fonction de l'origine des traces reconstruites

L'absorbeur et le mur de fer du bras dimuon permettent de s'assurer que la grande majorité des particules laissant une trace dans le spectromètre sont des muons. Les traces n'étant pas produites par des muons ont deux origines possibles.

Les hadrons. Ils ont eux aussi deux origines possibles. La première correspond à des hadrons produits durant la collision initiale et réussissant à traverser l'absorbeur. En effet, les hadrons ont une probabilité importante d'interagir avec un noyau de l'absorbeur et d'être ainsi absorbée. Cette probabilité est donnée par $e^{-r/\lambda_{int}}$, où λ_{int} est la longueur d'interaction nucléaire. Pour l'absorbeur, $r/\lambda_{int} \sim 9$, ce qui conduit à une probabilité pour un hadron de traverser l'absorbeur d'environ 0,01% [88]. L'absorbeur est donc efficace pour arrêter les hadrons. De la même manière, le mur de fer entre les chambres de trajectographie et de déclenchement va arrêter les hadrons ayant traversé l'absorbeur. Ces traces peuvent donc être rejetées en requérant que la trace des chambres de trajectographie corresponde à une trace dans les chambres de déclenchement.

La seconde origine possible de ces hadrons est une production lors d'une collision secondaire dans l'absorbeur (entre une particule primaire de la collision proton-proton et un noyau de l'absorbeur). Si une telle collision a lieu dans l'absorbeur, le hadron résultant doit alors traverser le reste de l'absorbeur avant d'atteindre le détecteur. Ainsi, la grande majorité des hadrons secondaires sont produits à la sortie de l'absorbeur, c'est-à-dire une distance d'environ 505 cm de l'absorbeur. La trace de la particule secondaire ne pointe alors pas nécessairement vers le certex

de la collision initiale. Cela conduit donc à une valeur de DCA supérieure en moyenne à celui des particules produites lors de la collision initiale. Ces hadrons sont également susceptibles d'être arrêtés par le mur de fer, et donc d'être rejetés par la même coupure que dans le premier cas.

Les fausses traces. Ces traces ne sont pas physiques car elles n'ont pas été produites par une particule. Il s'agit de traces que l'algorithme de reconstruction construit à partir de clusters dissociés. Le nombre de ces traces est fortement dépendant du taux d'occupation du spectromètre et de son alignement. De fait, elles sont nombreuses dans les collisions PbPb, particulièrement les plus centrales, mais quasiment inexistantes dans les collisions p-p et les collisions périphériques Pb-Pb. Puisque son origine est non physique, on ne s'attend pas à ce que le DCA d'une fausse trace ait une valeur particulière.

Pour ce qui est des traces produites par des muons, on peut également les séparer en fonction de l'origine du muon. On classe ces muons en deux grandes catégories : les muons primaires et secondaires.

Les muons primaires

Il s'agit de tous les muons qui sont issus de décroissances de particules produites lors de la collision initiale. Dans le cadre de cette étude, on sépare ces muons en deux composantes :

- La première composante correspond principalement à tous les muons issus d'une décroissance semi-muonique d'une particule contenant au moins un quark c ou b . Leur particules mères ayant un temps de vie faible par rapport aux autres particules se désintégrant en muons, on s'attend à ce que la valeur du DCA de leur trace soit faible. Cette composante comprend également les décroissances des mésons tels que le ρ , ω , ϕ et le J/ψ , ainsi que les processus Drell-Yan [89]. Une valeur typique du DCA est inférieure au millimètre.
- La seconde composante correspond à tous les autres muons issus de décroissances de particules produites lors de la collision initiale, telles que les pions et kaons. Les particules les produisant ont un temps de vie plus long que les particules contenant un quark c ou b , et donc se désintègrent plus loin du vertex de la collision. Ainsi, leur DCA est de l'ordre du centimètre.

Dans la suite de cette étude, le terme muon primaire va en fait se référer exclusivement aux muons de la seconde composante. Les muons issus d'une particule contenant un quark c ou b seront référés comme tels.

Les muons secondaires

Par comparaison avec les muons primaires, ce sont les muons qui ne sont pas issus de la désintégration d'une particule formée lors de la collision initiale. Les muons secondaires sont formés lors de collisions entre une particule primaire (fréquemment un hadron) et un élément passif d'ALICE, tel que le tube faisceau ou l'absorbeur dans le cas du spectromètre à muons. Etant par définition produites loin du point d'interaction, ces particules possèdent un DCA nettement supérieur à celui des muons primaires, de l'ordre de 10-100 cm. Ils ont en général une faible impulsion transverse, moins de

2 GeV·c⁻¹. Du point de vue des simulations, la part des muons secondaires est difficile à évaluer. En effet, les collisions hadrons - noyaux sont un domaine de recherche en développement, et par conséquent la section efficace de production des muons n'est pas parfaitement maîtrisée.

Enfin, il reste un type de traces qui n'est pas couvert par cette classification. Il s'agit des traces laissées par des particules issues de collisions entre le faisceau et le gaz résiduel à l'intérieur du tube faisceau. Ces collisions ont lieu n'importe où dans le tube faisceau, et donc en moyenne à un $|z|$ élevé, différent des collisions faisceau - faisceau. Comme vu au chapitre 2, les conditions de déclenchement d'ALICE permettent de rejeter un événement s'il est uniquement dû à une telle collision. En revanche, si une collision faisceau - gaz a lieu en même temps qu'une collision faisceau - faisceau, il est important de déterminer de quelle collision proviennent les traces. Pour les particules produites à rapidité moyenne, cette discrimination est facile : les traces issues de collision faisceau-gaz ne vont pas pointer vers la direction du vertex de la collision faisceau - faisceau. Pour les traces du spectromètre à muon, une telle coupure n'est pas possible. En effet, les collisions multiples dans l'absorbeur rendent l'incertitude sur le prolongement de la trace de l'ordre de plusieurs centimètres. Pour séparer les traces issues de collisions faisceau - gaz, on regarde alors le DCA de la trace. Pour de telles traces, la forme de la distribution du DCA est nettement différente de celle des muons produits dans des collisions faisceau-faisceau (cf figure 4.2).

4.1.2 Influence de l'absorbeur sur la distribution du DCA

Comme expliqué au début de ce chapitre, l'absorbeur entre le point d'interaction et le système de trajectographie du spectromètre à muon a un important effet sur le DCA d'une trace. En effet, à part le vertex de la collision, tous les points servant à l'ajustement sont situés après l'absorbeur. L'estimation de la déviation de la trajectoire du muon due à la diffusion multiple par les noyaux de l'absorbeur contribue donc plus à la valeur du DCA de la trace que son origine.

Dans le domaine en impulsion transverse couvert par le spectromètre à muons, le phénomène responsable du changement de la trajectoire d'un muon à travers la matière sont les interactions Coulombiennes multiples. Ces interactions sont bien représentées par le modèle de Molière [90], également utilisé par l'algorithme de reconstruction. Dans ce modèle, la largeur de la distribution de l'angle de déviation par les interactions Coulombiennes multiples d'une particule chargée est donnée par :

$$\sigma_{\theta_C} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} |e| \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0,038 \log \frac{x}{X_0} \right) \quad (4.1)$$

Avec

- β la vitesse réduite du muon. Pour des muons d'énergie 1 GeV, $\beta \simeq 0.995$, alors que pour des muons de 50 GeV, $\beta \simeq 0.9999$. Il y a donc une différence de 0,5% entre les valeurs extrêmes de l'énergie. On considère alors que ce terme est constant.
- p l'impulsion du muon. Dans le spectromètre à muons, le seuil de détection en impulsion transverse est autour de 1 GeV·c⁻¹, soit 4 - 5 GeV·c⁻¹ d'impulsion totale. C'est le terme ayant la plus grande influence sur la valeur de θ_C .

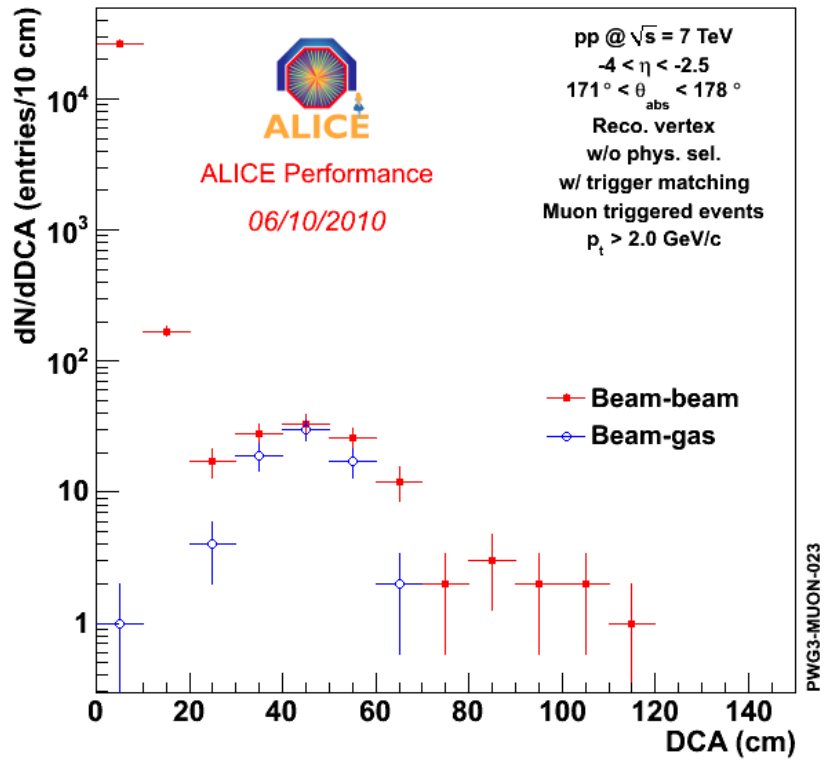


FIGURE 4.2 – Distribution du DCA des muons issus de événements identifiés comme étant faisceau-faisceau (CMUS1B) et faisceau-gaz (CMUS1A). Le pic autour de 50 cm dans la distribution pour les événements CMUS1B est clairement dû à des collisions faisceau-gaz.

- e la charge électrique du muon.
- x/X_0 la distance de matériau traversé en unité de longueur de radiation. Cette grandeur dépend évidemment de la quantité et du type de matériau traversé. Dans le cas où un muon traverse plusieurs matériaux consécutivement (comme c'est le cas dans l'absorbeur), on calcule un x/X_0 moyen, et donc un unique angle θ_C , plutôt qu'un angle par matériau traversé. De plus, l'absorbeur n'est pas composé des mêmes matériaux en fonction de l'angle d'incidence du muon [14, 88, 68]. En effet, un muon ayant un angle d'incidence entre 178 et 177 degrés va traverser principalement du carbone, du béton et du plomb, soit 137 longueurs de radiation. Les muons émis aux angles entre 177 et 170 degrés vont traverser du carbone, du béton et de l'acier, équivalent à 57 longueurs de radiation.

La dispersion de l'angle θ_C étant fonction de $1/p$, on s'attend à ce que la distribution en DCA des muons le soit également. Cela nous pousse à préférer choisir la distribution du produit impulsion-DCA plutôt que DCA pour la coupure des traces. L'étude de la distribution de ce produit sera faite en fonction de l'impulsion de la trace. De plus, l'angle θ_C dépendant de la quantité x/X_0 , il est nécessaire de faire une étude en fonction de x/X_0 , ou de l'angle d'incidence des traces.

4.1.3 Les distributions attendues du produit impulsion-DCA

Avant de s'intéresser à la distribution du produit impulsion-DCA directement, étudions la distribution des deux composantes $p \cdot D_x$ et $p \cdot D_y$, où D_x et D_y sont les composantes du DCA selon les axes x et y respectivement. Considérons également $\langle D_x \rangle$ et $\langle D_y \rangle$ les valeurs moyennes des composantes du DCA selon les axes x et y . Notre hypothèse est que les distributions $p \cdot (D_i - \langle D_i \rangle)$ (avec i égal x ou y) des muons primaires sont gaussiennes, centrées en 0 et de largeur σ_i [91]. La définition de l'impulsion utilisée dans cette formule doit cependant être modifiée. En effet, un muon va perdre une partie de son énergie dans l'absorbeur. De part la courbure d'une trace, il est possible de lui associer une impulsion. Cette impulsion sera par définition l'impulsion du muon après avoir traversé l'absorbeur, p_{after} . En fonction de cette impulsion et des matériaux traversés par le muon, il est possible d'estimer son impulsion avant de traverser l'absorbeur p_{before} . Cette dernière étant l'impulsion du muon au moment de sa production, c'est celle utilisée lors des analyses physiques. Cela implique que cette impulsion est également dépendante du modèle utilisé pour l'estimer. Dans cette étude, l'impulsion nous intéressant étant celle du muon lorsqu'il traverse l'absorbeur, on choisit de prendre la moyenne de p_{before} et p_{after} . Puisque cette étude sera faite en fonction de l'impulsion, il est possible de faire une approximation, et ainsi d'étudier les distributions $p \cdot D_i$ directement. En effet, on peut alors considérer que cette distribution est gaussienne, centrées à la valeur moyenne du produit impulsion-DCA $\langle p \cdot D_i \rangle$. On s'attend à ce que cette valeur moyenne change lorsque l'impulsion des muons augmente. La largeur attendue de cette distribution la largeur σ_i introduite précédemment. On s'attend alors à avoir les deux distributions suivantes :

$$A_x \exp\left(-\frac{(p \cdot D_x - \langle p \cdot D_x \rangle)^2}{2\sigma_x^2}\right)$$

$$A_y \exp\left(-\frac{(p \cdot D_y - \langle p \cdot D_y \rangle)^2}{2\sigma_y^2}\right)$$

Avec les A_i deux constantes de normalisation, dépendantes du nombre d'événements. Certains des paramètres de ces distributions peuvent être simplifiés. En effet, l'absorbeur possédant une symétrie cylindrique dans le plan xy , on s'attend donc à ce que les largeurs de chaque distribution soient égales :

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma$$

Les valeurs de $\langle p \cdot D_i \rangle$ sont évidemment fonction de l'impulsion. En revanche, on s'attend à ce que les grandeurs $\langle p \cdot D_i \rangle / \langle p \rangle$ ($\langle p \rangle$ étant l'impulsion moyenne des muons dans l'intervalle en impulsion considéré) ne dépendent pas de l'impulsion. De plus, en faisant l'hypothèse que l'impulsion et le DCA sont indépendants, ces grandeurs sont alors égales à $\langle D_i \rangle$. Il est possible de prédire une valeur pour les grandeurs $\langle D_i \rangle$. En effet, les particules sont produites autour du vertex sans direction privilégiée. Les valeurs attendues sont donc $\langle D_x \rangle = x_{vertex}$ et $\langle D_y \rangle = y_{vertex}$. Cette considération ne prend cependant pas en compte l'alignement des chambres de trajectographie par rapport au reste d'ALICE. En effet, l'algorithme de reconstruction des traces utilise surtout l'alignement interne au spectromètre, c'est-à-dire la position relative des chambres les unes par rapport aux autres. En revanche, le DCA dépend de la position des chambres par rapport au référentiel absolu d'ALICE. La mesure des D_i va donc permettre d'avoir une estimation de cet alignement.

A partir des distributions en $p \cdot D_i$, on peut estimer la forme de la distribution impulsion-DCA. La forme de la distribution $(p \cdot D)^2 = (p \cdot D_x)^2 + (p \cdot D_y)^2$ elle-même est dérivable de celle des distributions $p \cdot D_x$ et $p \cdot D_y$. Commençons par les changements de variable suivant :

$$\begin{aligned} x &= p \cdot D_x - \langle p \cdot D_x \rangle \\ y &= p \cdot D_y - \langle p \cdot D_y \rangle \end{aligned}$$

La probabilité de que ces variables aient une valeur x ou y à dx ou dy près respectivement est :

$$\begin{aligned} P(x)dx &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \\ P(y)dy &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{y^2}{2\sigma^2}} dy \end{aligned}$$

Dans les coordonnées du repère cylindrique, on a les variables habituelles :

$$\begin{aligned} x &= r \cos \phi \\ y &= r \sin \phi \end{aligned}$$

Le produit $P(x)dx \cdot P(y)dy$ est alors la probabilité d'avoir des valeurs de x et de y données à dx et dy près. En coordonnées cylindriques, il devient $P(x) \cdot P(y)rdrd\phi$. Pour obtenir la probabilité de r , on intègre ce produit selon ϕ :

$$\begin{aligned} P(r)dr &= \int_0^{2\pi} P(x)P(y)rdrd\phi \\ &= \frac{1}{2\pi\sigma^2} \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{r^2 \cos^2 \phi + r^2 \sin^2 \phi}{2\sigma^2}\right) rdrd\phi \\ &= \frac{1}{\sigma^2} r \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr \end{aligned}$$

On a donc une forme simple pour la distribution de probabilité de r . Par le changement de variable inverse, la densité de probabilité de $p \cdot D$ devient alors :

$$P(p \cdot D) = \frac{1}{\sigma^2} \sqrt{\left((p \cdot D_x - \langle p \cdot D_x \rangle)^2 + (p \cdot D_y - \langle p \cdot D_y \rangle)^2 \right)} \exp \left(-\frac{(p \cdot D_x - \langle p \cdot D_x \rangle)^2 + (p \cdot D_y - \langle p \cdot D_y \rangle)^2}{2\sigma^2} \right)$$

Il n'est pas possible de simplifier cette probabilité en une fonction du produit $p \cdot D$ uniquement. Cependant, si les valeurs $\langle p \cdot D_x \rangle$ et $\langle p \cdot D_y \rangle$ sont relativement faibles, il est possible d'approximer la distribution de probabilité de l'impulsion-DCA par :

$$P(p \cdot D) \simeq A_0 p \cdot D \exp \left(-\frac{(p \cdot D - A_1)^2}{2\sigma^2} \right)$$

Dans ce cas, le paramètre A_1 ne représente cependant pas $\langle p \cdot D \rangle$.

Cette fonction est la forme attendue de la distribution du produit impulsion-DCA des muons primaires ou issus d'un quark c ou b . Les traces produites par des muons secondaires, des interactions faisceau-gaz ou les fausses traces ont par définition un DCA plus élevé. On s'attend donc à ce que les distributions $P(p \cdot D_x)$, $P(p \cdot D_y)$ et $P(p \cdot D)$ pour l'ensemble des traces soient dominées par la composante gaussienne pour les valeurs les plus proches de 0. Les queues de ces distributions sont alors dues aux traces qui ne sont pas issues des muons primaires. On ne va donc pas ajuster les distributions observées sur tout l'intervalle en impulsion-DCA, mais seulement autour de 0. Les valeurs limites seront définies durant l'ajustement.

4.2 Application de la méthode impulsion-DCA

Cette méthode a été calibrée sur des données proton-proton. Les résultats obtenus seront également valides dans les données plomb-plomb. En effet, l'absorbant étant inchangé, les conclusions sont valides quelle que soit la période. Cette étude a été réalisée à partir des données de la période LHC10e. A titre de comparaison, cette méthode sera appliquée sur les simulations, avec en plus le bénéfice de pouvoir comparer les distributions en fonction de l'origine du muon.

4.2.1 Remarques préliminaires

On s'intéresse aux distributions $p \cdot D_x$, $p \cdot D_y$ et $p \cdot D$ en fonction de l'impulsion. Au vu des résultats du paragraphe précédent, on ne va pas utiliser les mêmes fonctions pour ajuster toutes les distributions.

- Pour les distributions $p \cdot D_x$ et $p \cdot D_y$, on va utiliser une gaussienne $Ae^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma^2}}$. Dans ce cas, les valeurs λ_0 correspondent à $\langle p \cdot D_x \rangle$ et $\langle p \cdot D_y \rangle$. On va s'intéresser plus particulièrement à ces valeurs, puisqu'elles permettent de déterminer le déplacement du spectromètre à muon par rapport à l'ensemble d'ALICE, ce qui n'a jamais été fait. Les valeurs de σ vont servir de vérification, puisque l'on s'attend à ce qu'elles soient égales dans les deux distributions.

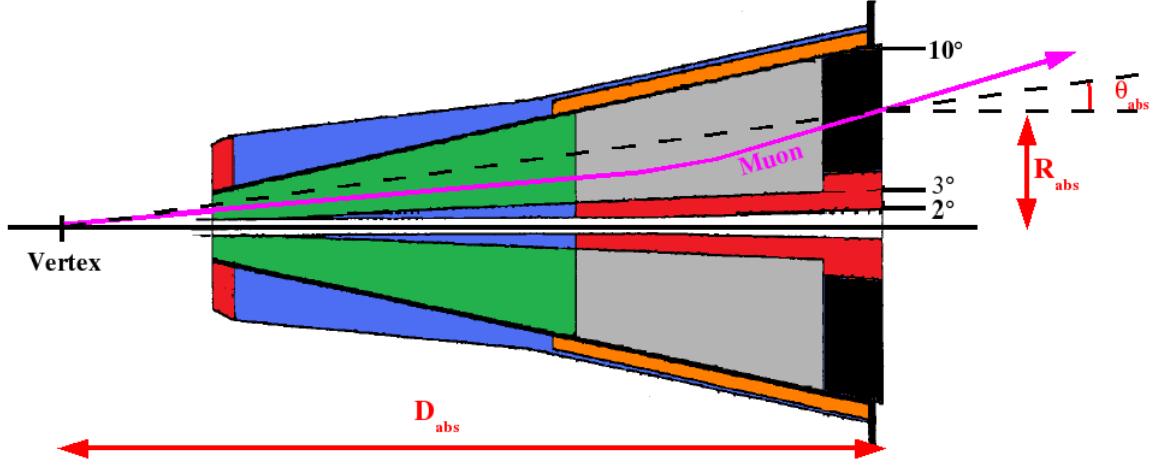


FIGURE 4.3 – Définition de l'angle θ_{abs} .

- Pour la distribution $p \cdot D$, on va utiliser la fonction $A\lambda e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma^2}}$. Dans ce cas, on va s'intéresser à la grandeur σ , qui sera utilisée comme critère de sélection des traces.

Comme expliqué précédemment, l'étude se fera dans deux zones différentes, en fonction de la matière traversée par le muon, et donc de l'angle d'incidence du muon. Dans le cas des traces du spectromètre à muons, l'angle d'incidence de la trace est calculé après son extrapolation à travers l'absorbeur. De manière à s'affranchir de cette extrapolation, on préfère utiliser un autre angle, θ_{abs} . Introduisons la grandeur R_{abs} , qui est la distance dans le plan xy entre la trace à sa sortie de l'absorbeur et l'axe faisceau, et $D_{abs} = 505$ cm la distance entre l'origine et la sortie de l'absorbeur (cf figure 4.3). L'angle θ_{abs} est défini comme :

$$\theta_{abs} = 180^\circ - \arctan\left(\frac{R_{abs}}{D_{abs} + z_{vertex}}\right) \quad (4.2)$$

Les coupures introduites précédemment sur l'angle d'incidence deviennent :

$2^\circ < \theta_{abs} < 3^\circ$: correspond à la pseudo-rapacité $-4,0 < \eta < -3,5$ et à 137 longueurs de radiation.

$3^\circ < \theta_{abs} < 10^\circ$: correspond à la pseudo-rapacité $-3,5 < \eta < -2,5$ et à 57 longueurs de radiation.

En plus de la coupure sur l'angle θ_{abs} et sur la pseudo-rapacité, on demande que la trace des chambres de trajectographie corresponde à une trace dans les chambres de déclenchement. Cela permet de se débarrasser de la majorité des traces produites par des hadrons. Enfin, les intervalles en impulsion étudiés couvrent un domaine entre 3 et 80 $\text{GeV} \cdot c^{-1}$. On les choisit de manière à avoir suffisamment de statistique pour effectuer les ajustements. Cela signifie qu'à basse impulsion on a des intervalles tous les 0,5 $\text{GeV} \cdot c^{-1}$, alors qu'à haute impulsion ils seront de 5 $\text{GeV} \cdot c^{-1}$.

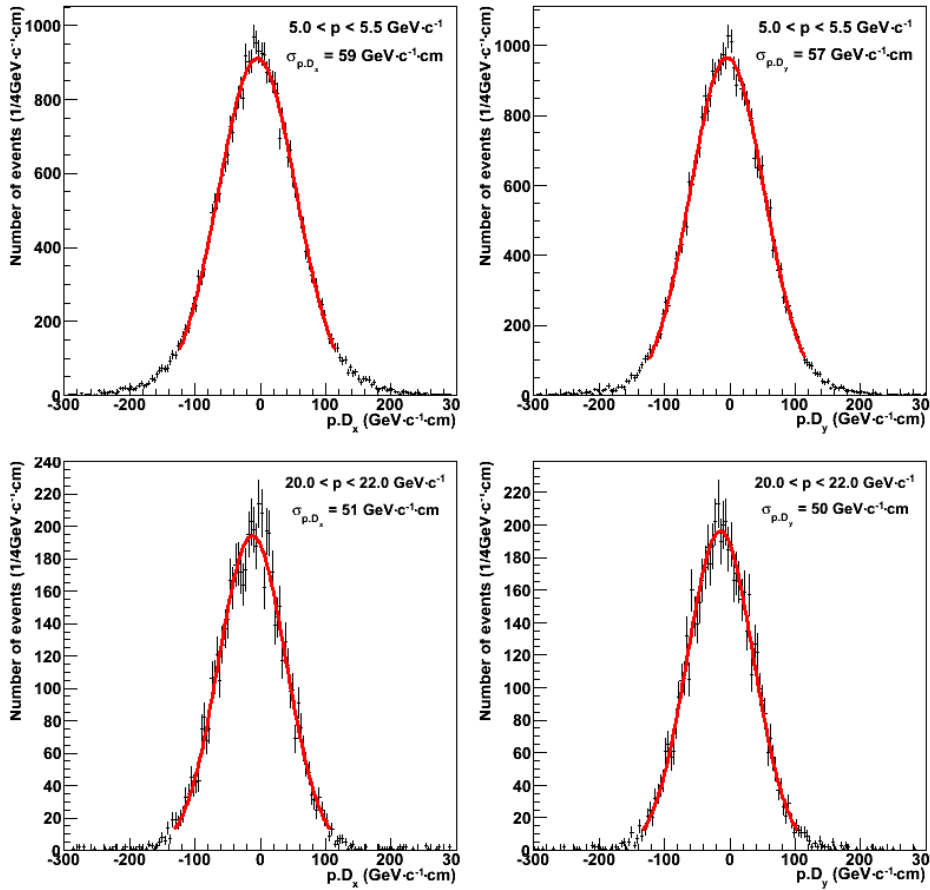


FIGURE 4.4 – Distribution du produit $p \cdot D_i$ pour différentes impulsions de muon, pour les muon à hauts angles. *En haut, à gauche* : $p \cdot D_x$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$. *En haut, à droite* : $p \cdot D_y$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$. *En bas, à gauche* : $p \cdot D_x$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$. *En bas, à droite* : $p \cdot D_y$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$.

4.2.2 Ajustement des données réelles

Ajustement des distributions $\langle p \cdot D_i \rangle$

La première partie de cette analyse consiste en l'ajustement des distributions $p \cdot D_i$. La figure 4.4 montre l'ajustement de quelques unes de ces distributions dans des domaines en impulsion donnés, et pour les traces dans le domaine $3^\circ < \theta_{abs} < 10^\circ$. Conformément à notre hypothèse, l'ajustement gaussien est bon pour les bas $|p \cdot D_i|$, et n'est plus valable aux valeurs plus élevées. Dans ce cas, la valeur à partir de laquelle l'ajustement n'est plus valide est $|p \cdot D_i| > 120 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cm}$. En effet, la valeur moyenne du χ^2 des ajustements passe de 1,02 pour une limite $|p \cdot D_i| = 120 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cm}$ à 1,14 pour une limite à $|p \cdot D_i| = 130 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cm}$. A titre de comparaison, la figure 4.5 montre les distributions dans les mêmes intervalles, mais cette fois pour les traces dans le domaine $2^\circ < \theta_{abs} < 3^\circ$. On remarque clairement que la largeur des distributions est plus importante que dans le domaine angulaire précédent. Cette observation est en accord avec ce qui a été prévu dans la section 4.1.3 : les muons à bas θ_{abs} traversent une plus importante quantité de matériaux, ce qui implique que leur angle de déviation dans l'absorbeur soit en moyenne plus élevé que celui des muons à haut θ_{abs} .

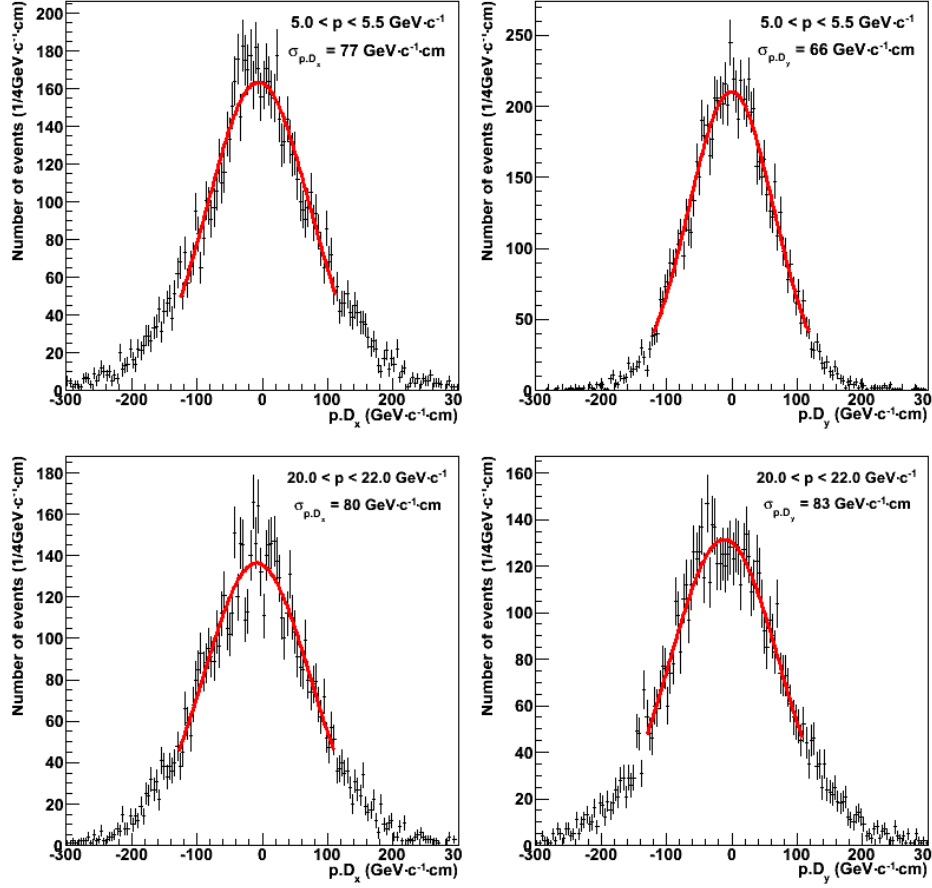


FIGURE 4.5 – Distribution du produit $p \cdot D_i$ pour différentes impulsions de muon, pour les muon à bas angles. *En haut, à gauche* : $p \cdot D_x$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. *En haut, à droite* : $p \cdot D_y$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. *En bas, à gauche* : $p \cdot D_x$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. *En bas, à droite* : $p \cdot D_y$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$.

Distribution	Ajustement (cm)	χ^2/NDF
$\langle D_x \rangle$, bas angles	$-0,47 \pm 0,02$	2,36
$\langle D_y \rangle$, bas angles	$-0,67 \pm 0,02$	2,32
$\langle D_x \rangle$, hauts angles	$-0,55 \pm 0,1$	3,3
$\langle D_y \rangle$, hauts angles	$-0,70 \pm 0,1$	3,0

TABLE 4.1 – Résultat d’un ajustement par une constante des distributions $\langle p \cdot D_i \rangle / \langle p \rangle$.

La figure 4.8 présente l’évolution de $\langle p \cdot D_x \rangle / \langle p \rangle$ et $\langle p \cdot D_y \rangle / \langle p \rangle$ en fonction de l’impulsion. Tout d’abord, on remarque qu’à partir d’une impulsion supérieure à $10\text{-}20 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$, les valeurs de $\langle D_i \rangle$ semblent constantes. Elles sont également comparables quel que soit l’angle θ_{abs} du muon. Cela correspond à ce que l’on attendait : les muons pointent tous dans la direction du vertex. En revanche, on observe un comportement nettement différent pour $p < 10 - 20 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$. Ce comportement est plus difficile à caractériser, toutes les distributions ne suivant pas la même tendance. Ce résultat peut s’expliquer par le fait qu’à une telle impulsion, les muons primaires ou issus du charme et de la beauté ne sont pas dominant, au contraire des muons secondaires. Ces derniers n’ayant pas de vertex de production commun, on ne s’attend pas à ce qu’ils pointent dans une direction particulière. Les $\langle D_i \rangle$ n’ont alors plus réellement de signification physique. Un ajustement par une constante des distributions $\langle p \cdot D_i \rangle / \langle p \rangle$ au delà de $10 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$ est effectué. Les valeurs sont regroupées dans le tableau 4.1. A titre de comparaison, la position moyenne du vertex calculée par le tonneau central (et le SPD en particulier) et :

$$\begin{aligned}\langle x_{vertex} \rangle &= 0,027 \pm 0,002 \text{ cm} \\ \langle y_{vertex} \rangle &= 0,201 \pm 0,002 \text{ cm}\end{aligned}$$

Ces valeurs sont clairement différentes des $\langle D_i \rangle$ trouvés. Cette différence nous permet donc d’avoir une première estimation de l’alignement du spectromètre par rapport au reste du détecteur ALICE. Enfin, les valeurs relativement faibles des $\langle D_i \rangle$, de l’ordre de quelques mm, valident la possibilité d’un ajustement de la distribution $p \cdot D$ par la fonction $A\lambda e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma^2}}$.

La figure 4.9 présente l’évolution de $\sigma_{p \cdot D_x}$ et $\sigma_{p \cdot D_y}$ en fonction de l’impulsion. Le comportement semble cohérent avec ce qui a été observé pour les distributions $\langle D_i \rangle$: constant pour les impulsions supérieures à $10 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$. Le comportement à basse impulsion est explicable de la même manière que le comportement de $\langle p \cdot D_i \rangle$ à basse impulsion : les muons secondaires sont dominants, et la valeur de σ n’a plus la même signification. On note également la différence entre les valeurs de $\sigma_{p \cdot D_i}$ pour les muons en fonction de l’angle. Cette observation est en parfait accord avec les prédictions : les muons à bas angles traversent une plus grande quantité de matière et ont donc une largeur de distribution supérieure à celle des muons à hauts angles. Le tableau 4.2 regroupe les résultats d’un ajustement par une constante de $\sigma_{p \cdot D_i}$ entre 10 et $50 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$. Les valeurs selon x et y sont similaires, conformément à ce qui avait été postulé au paragraphe précédent à cause de la symétrie de l’absorbeur.

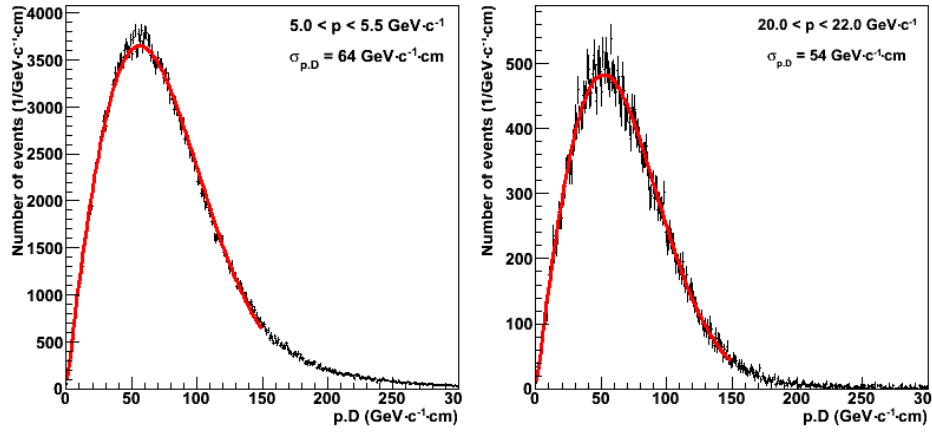


FIGURE 4.6 – Distribution du produit $p \cdot D$ pour différentes impulsions de muon, pour les muon à hauts angles. *Gauche* : $p \cdot D$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$. *Droite* : $p \cdot D$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$.

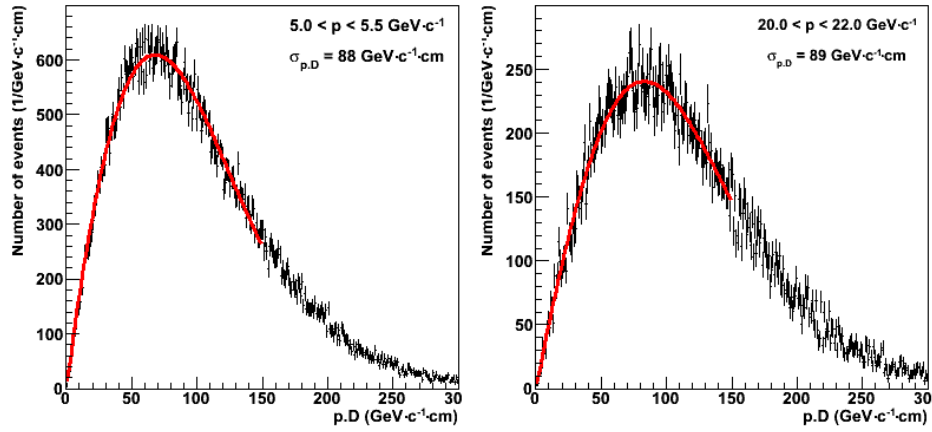


FIGURE 4.7 – Distribution du produit $p \cdot D$ pour différentes impulsions de muon, pour les muon à bas angles. *Gauche* : $p \cdot D$ dans le domaine $5 < p < 5,5 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$. *Droite* : $p \cdot D$ dans le domaine $20 < p < 22 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$.

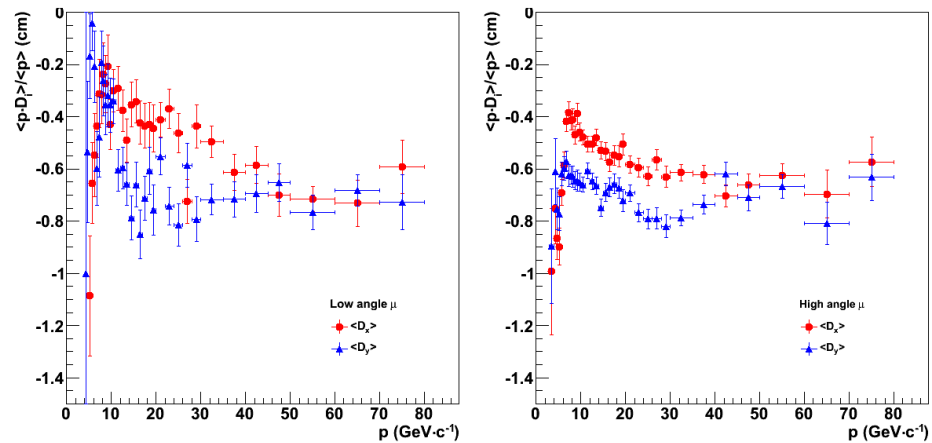


FIGURE 4.8 – Evolution de $\langle p \cdot D_x \rangle$ et $\langle p \cdot D_y \rangle$ en fonction de l'impulsion. *Gauche* : muons à bas angle. *Droite* : muons à haut angle.

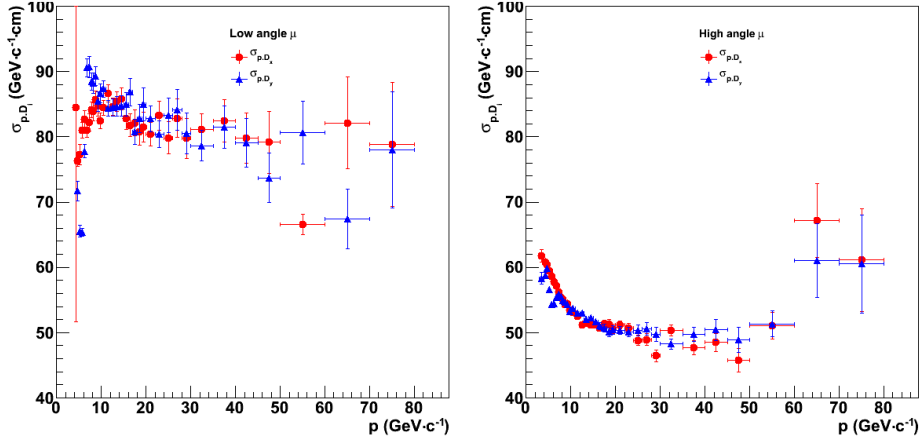


FIGURE 4.9 – *Gauche* : Evolution de $\sigma_{p \cdot D_x}$ et $\sigma_{p \cdot D_y}$ en fonction de l'impulsion pour les muons à bas angle. *Droite* : Evolution de $\sigma_{p \cdot D_x}$ et $\sigma_{p \cdot D_y}$ en fonction de l'impulsion pour les muons à haut angle.

Distribution	Ajustement ($\text{GeV} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cm}$)	χ^2/NDF
$\sigma_{p \cdot D_x}$, bas angles	$83,3 \pm 0,4$	1,3
$\sigma_{p \cdot D_y}$, bas angles	$84,1 \pm 0,4$	1,9
$\sigma_{p \cdot D_x}$, hauts angles	$50,2 \pm 0,1$	3,0
$\sigma_{p \cdot D_y}$, hauts angles	$50,5 \pm 0,1$	1,5
$\sigma_{p \cdot D}$, bas angles	$85,5 \pm 0,9$	2,4
$\sigma_{p \cdot D}$, hauts angles	$54,1 \pm 0,1$	1,4

TABLE 4.2 – Résultat d'un ajustement par une constante des distributions $\sigma_{p \cdot D_i}$ et $\sigma_{p \cdot D}$. Pour les bas angles, l'ajustement se fait à partir de $10 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cm}$. Pour les hauts angles, l'ajustement se fait à partir de $15 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cm}$.

Ajustement de la distribution $\langle p \cdot D \rangle$

On s'intéresse maintenant à la distribution de l'impulsion-DCA. Similairement aux précédents cas, l'ajustement n'a pas lieu sur l'ensemble du domaine en $p \cdot D$. On se limite donc au domaine $p \cdot D < 150 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cm}$. La figure 4.10 présente les résultats de l'ajustement pour $\sigma_{p \cdot D}$. Cette distribution a une forme similaire à celle des distributions $\sigma_{p \cdot D_i}$: constante à partir de $p > 10 - 20 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$, et augmentant pour les plus faibles impulsions. Les résultats d'un ajustement par une constante sont également montrés dans le tableau 4.2. On remarque que les résultats sont compatibles avec ceux obtenus pour les distributions $\sigma_{p \cdot D_i}$, ce qui confirme le choix de la fonction d'ajustement. Ces résultats seront utilisés au moment de définir la sélection des traces.

4.2.3 Comparaison avec les simulations

Les simulations utilisées pour cette comparaison sont des simulations Monte-Carlo minimum bias proton-proton. Il s'agit de la production officielle LHC10f6, avec le détecteur dans les mêmes conditions que lors de la période de prise de données LHC10d. Les données réelles étaient celles de la période LHC10e, mais cette différence n'est pas importante pour cette analyse. En effet, l'alignement du spectromètre par rap-

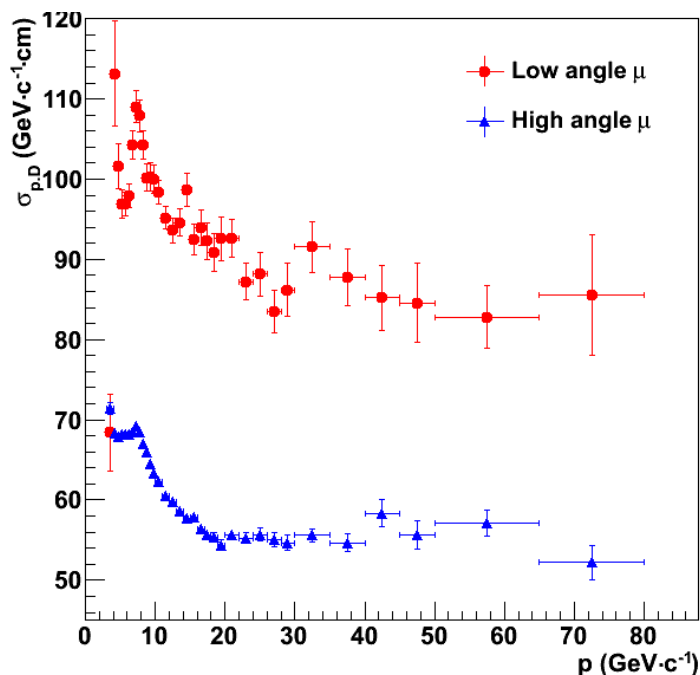


FIGURE 4.10 – Evolution de $\sigma_{p \cdot D}$ en fonction de l’impulsion et de l’angle d’incidence des muons.

port à ALICE n’étant pas simulé, il n’est pas possible de comparer les valeurs de $\langle p \cdot D_i \rangle / \langle p \rangle$, qui seront nulles dans la simulation. De plus, l’alignement relatif des chambres utilisé pour la reconstruction des périodes LHC10d et LHC10e est le même, et ne doit donc pas influencer sur les résultats. Enfin, pour ce qui est de la largeur de la distribution impulsion-DCA, elle ne dépend que de l’absorbeur, et son état ne change pas entre deux périodes de prises de données. La statistique des simulations étant plus faible que celle des données réelles, il est nécessaire d’utiliser des intervalles plus grands en impulsion.

La figure 4.11 montre l’évolution des paramètres $\sigma_{p \cdot D_i}$ en fonction de l’impulsion et de l’angle d’incidence. On remarque que la forme générale des distributions est la même dans les simulations et dans les données réelles. Cependant, les simulations ont tendance à surestimer les valeurs, en particulier aux basses impulsions ($p < 20 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$). Une explication possible est que les simulations surestiment la production de muons secondaires dans l’absorbeur. Comme expliqué en début de chapitre, ces processus ne sont pas totalement maîtrisés. Les traces issues de muons secondaires ayant par définition un $\sigma_{p \cdot D_i}$ plus élevé que celles des muons primaires, cela tend à augmenter le $\sigma_{p \cdot D_i}$ mesuré. La figure 4.12 compare le $\sigma_{p \cdot D}$ des simulations et de l’expérience. Pour les bas angles, les barres d’erreurs ne permettent pas de conclure. En revanche, le comportement pour les angles élevés est le même que pour les distributions selon les axes x et y .

Grâce aux simulations, il est possible de faire cette étude en fonction de l’origine du muon. Les origines considérées sont :

- muons issus de la désintégration d’une particule contenant un quark c ou b .
- autres muons primaires.
- muons secondaires.

La statistique de la simulation couplée à la coupure sur le déclenchement ne permet

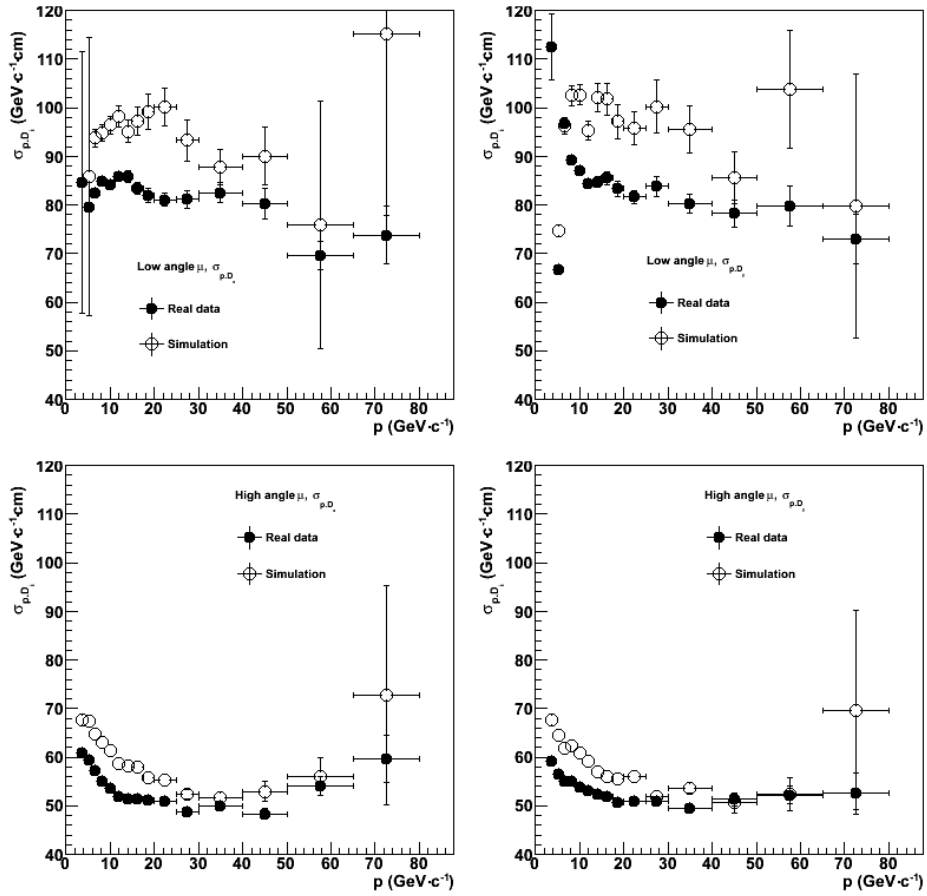


FIGURE 4.11 – Comparaison données - simulations des distributions σ_{p,D_i} . *En haut, à gauche* : σ_{p,D_x} pour les muons à bas angles. *En haut, à droite* : σ_{p,D_y} pour les muons à bas angles. *En bas, à gauche* : σ_{p,D_x} pour les muons à hauts angles. *En bas, à droite* : σ_{p,D_y} pour les muons à hauts angles.

pas d'étudier les composantes des hadrons ou des fausses traces. De plus, la statistique étant plus faible pour les bas angles, il est impossible de faire l'étude en fonction de la provenance des traces dans ce domaine. Cependant, les résultats des simulations étant similaires aux hauts et bas angles par rapport aux données réelles, on ne s'attend pas à un comportement différent entre les muons à hauts et bas angles en fonction de la provenance du muon. La figure 4.13 montre l'évolution des paramètres σ_{p,D_i} en fonction de l'impulsion et de l'origine des muons. La forme des distributions pour les muons issus d'un quark c ou b et celle des muons primaires est similaire à celle des données réelles. De plus, les valeurs semblent être en accord pour les impulsions supérieures à 10-20 $\text{GeV}\cdot\text{c}^{-1}$. Quant aux muons secondaires, leur distribution est nettement différente, avec un σ_{p,D_i} largement supérieur. Cela tend à confirmer l'hypothèse que la production des muons secondaires est surestimés dans les simulations. Enfin, la figure 4.14 présente l'évolution du $\sigma_{p,D}$ en fonction de l'impulsion et de l'origine du muon. Cette fois, on remarque que les composantes des muons provenant d'un quark c ou b et des muons primaires sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

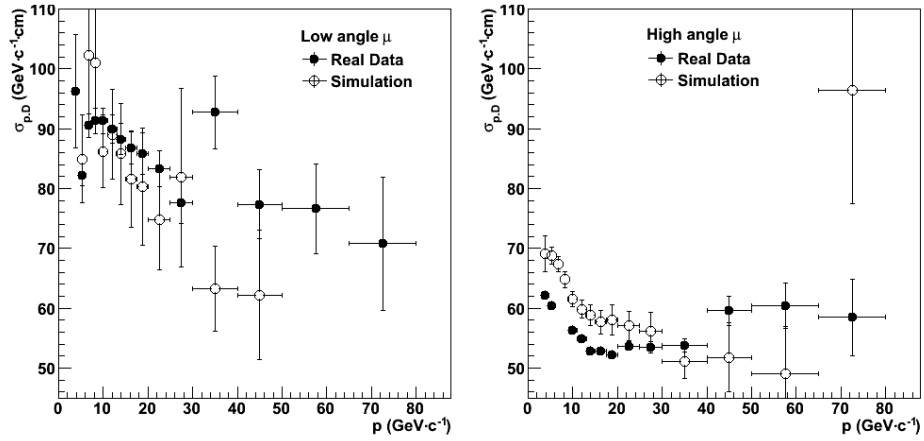


FIGURE 4.12 – Comparaison données réelles - simulations des distributions $\sigma_{p,D}$
Gauche : $\sigma_{p,D}$ pour les muons à bas angles. *Droite* : $\sigma_{p,D}$ pour les muons à hauts angles.

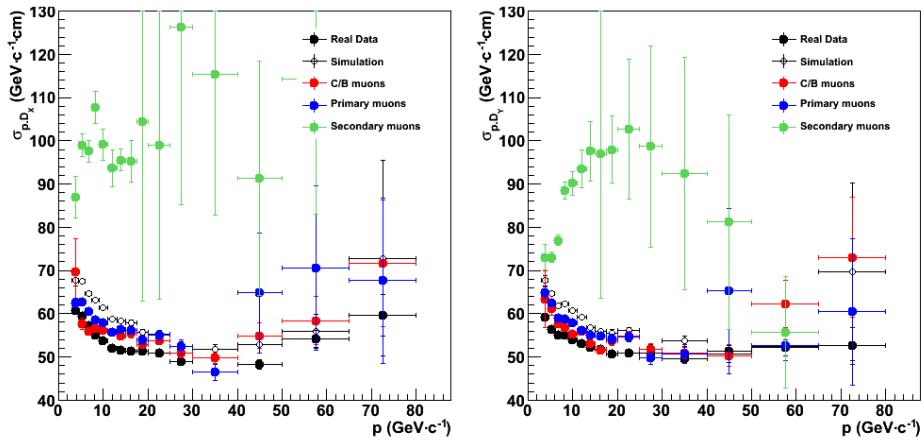


FIGURE 4.13 – Evolution des distributions σ_{p,D_i} en fonction de l'origine des muons.
Gauche : σ_{p,D_x} des muons à hauts angles. *Droite* : σ_{p,D_y} des muons à hauts angles.

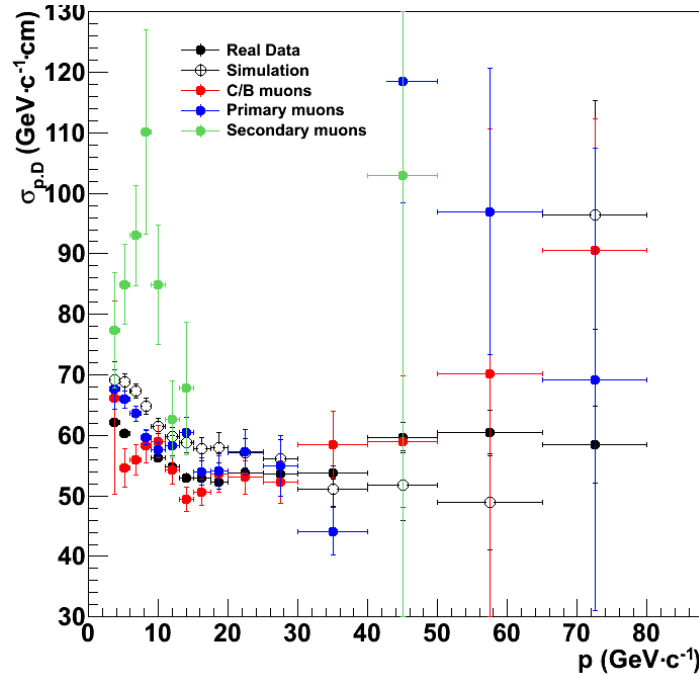


FIGURE 4.14 – Evolution du $\sigma_{p,D}$ en fonction de l'origine des muons à hauts angles.

4.2.4 Résultats

Au final, la sélection des traces se fait directement par une coupure sur le produit impulsion-DCA de la trace. On retient deux valeurs de σ , en fonction de l'angle d'incidence de la trace :

- $\sigma = 120 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-1}\cdot\text{cm}$, pour les traces à bas angle.
- $\sigma = 63 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-1}\cdot\text{cm}$, pour les traces à haut angle.

Ces valeurs sont supérieures à la valeur obtenue par l'ajustement au-delà de $10 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-1}$, de manière à tenir compte de la remontée à basse impulsion.

On impose ensuite une coupure sur les traces, rejetant les traces pour lesquelles le produit impulsion-DCA est supérieur à $n\sigma$, où n est une valeur à déterminer. Le but est de trouver une valeur de n permettant de rejeter la majorité des traces provenant des interactions faisceau - gaz sans pour autant rejeter des traces du signal. La figure 4.15 présente le rapport du nombre de traces conservées sur le nombre de traces rejetées en fonction de n pour les données de LHC10e [92]. Pour les valeurs $n < 4$, ce rapport diminue fortement, ce qui signifie que l'on commence à rejeter les traces du signal. De $n = 4$ à $n = 8$, le rapport semble constant, signifiant que la coupure ne rejette plus le signal, et rejette la majorité des muons produits dans les interactions faisceau-gaz. Enfin, pour $n > 8$, le rapport augmente progressivement, signifiant que l'on rejette de moins en moins de muons produits par les interactions faisceau-gaz. Au final, on retiendra la valeur $n = 4$ comme coupure pour l'analyse du chapitre 6.

4.3 Conclusion

Ce chapitre a présenté une méthode de sélection des traces basée sur la distribution du produit impulsion - distance minimale d'approche des traces reconstruites. Tout d'abord, on a observé que la distribution de l'impulsion-DCA peut être bien repro-

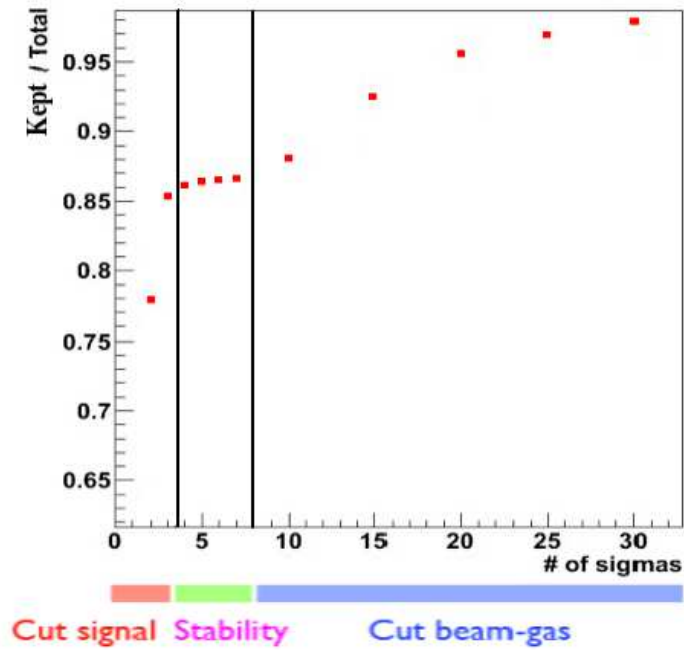


FIGURE 4.15 – Pourcentage de traces rejetées en fonction de la coupure sur l’impulsion-DCA.

duite par une gaussienne, et que conformément au résultat attendu, la largeur de cette gaussienne dépend faiblement de la l’impulsion des particules. De même, la largeur de la gaussienne dépend de l’angle d’incidence du muon, et est supérieure pour des angles d’incidence entre 2° et 2° . Ces résultats sont bien reproduits par les simulations. Le comportement de la largeur de la distribution impulsion-DCA est bien reproduit par les simulations. Cependant, ces dernières ont tendances à surévaluer les valeurs observées d’environ 10%. Cette surévaluation n’est pas parfaitement comprise, une explication possible étant la surproduction des muons secondaires dans les simulations. Une manière de tester cette hypothèse serait d’utiliser un autre code de transport tel que GEANT4 ou Fluka, ce qui n’est pour l’heure pas possible dans le cadre d’AliRoot.

Cette étude a permis la première mesure de l’alignement relatif entre les chambres de trajectographie du spectromètre à muons et le tonneau central d’ALCIE. Une coupure sur la valeur de l’impulsion-DCA a également été développé, permettant de rejeter efficacement les muons provenant des collisions faisceau-gaz et les fausses traces. Cette coupure sera utilisée dans l’étude présentée au chapitre 6.

Chapitre 5

Évaluation de la multiplicité dans l'expérience ALICE

Ce chapitre introduit l'analyse physique de cette thèse. Tout d'abord, nous allons présenter comment la mesure de la densité de particules chargées a été menée. Cette mesure est essentielle pour la suite de l'analyse, qui sera présentée dans le prochain chapitre. La densité de particules chargées a été mesurée via la reconstruction de trajectoires dans le détecteur silicium à pixels d'ALICE (SPD). Nous avons mené à bien une étude pionnière dans ALICE pour déterminer l'influence de l'empilement de deux collisions proton-proton sur cette mesure.

5.1 Intérêt physique

5.1.1 Les collisions p-p au LHC

En 2010, les collisions p-p au LHC ont atteint des énergies de 7 TeV dans le centre de masse. La figure 5.1 présente les premières mesures de la multiplicité de particules chargées N_{ch} à rapidité centrale dans ALICE, lors des collisions à 0,9, 2,76 et 7 TeV [93, 94, 15]. La grandeur qui est fréquemment utilisée pour les études sur la multiplicité est la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité $dN_{ch}/d\eta$. La précédente mesure de la multiplicité par ALICE a été faite dans l'intervalle en pseudo-rapacité $|\eta| < 1,0$. La densité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité était alors $dN_{ch}/d\eta = 0,5N_{ch}$. Ainsi, pour les collisions à 7 TeV, la densité de particules chargées maximale atteinte était d'environ 30. A titre de comparaison, cela correspond aux densités de particules chargées mesurées par PHOBOS dans les collisions Cu-Cu semi-centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (cf figure 5.2 [16]). De même, les densités d'énergie maximales atteintes dans les collisions p-p du LHC peuvent être de plus de 50 GeV·cm⁻³ [17]. Pour les ions lourds, les densités d'énergie maximales atteintes dans les collisions Au-Au à 200 GeV au RHIC sont de l'ordre de 60 GeV·cm⁻³ (cf figure 5.3). Les densités d'énergie en collisions p-p au LHC sont donc comparables à celles en collisions d'ions lourds à RHIC. Enfin, de récents résultats de l'expérience CMS en collisions p-p à 7 TeV ont montré l'apparition d'une corrélation entre les grandeurs cinématiques η et ϕ des particules produites dans les collisions à haute multiplicité (quatre fois la multiplicité moyenne) [95]. Cette corrélation n'avait jusqu'ici été observée que dans des collisions entre ions lourds. Une hypothèse proposée pour expliquer cette observation est l'apparition de phénomènes collectifs dans les collisions p-p à haute multiplicité

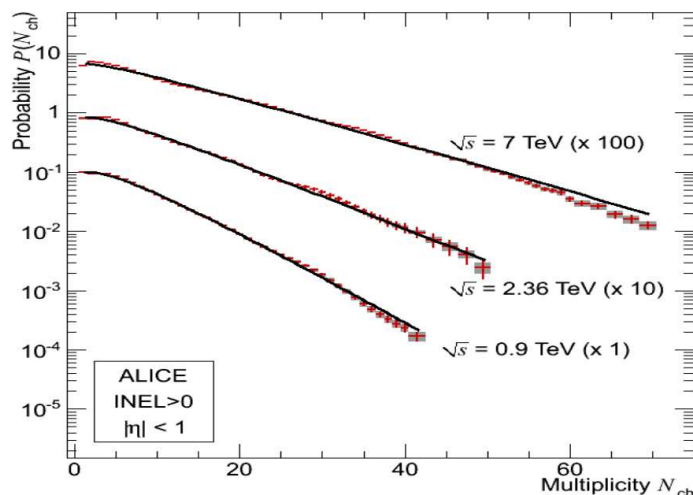


FIGURE 5.1 – Multiplicité des particules chargées mesurée dans ALICE en collisions pp pour trois énergies de collision dans le centre de masse : 900 GeV, 2,36 TeV et 7 TeV [15].

[96]. Ces observations nous ont conduit à l’hypothèse que d’autres phénomènes observés jusqu’ici seulement dans les collisions d’ions lourds pouvaient aussi apparaître dans des collisions entre protons. Notamment, l’apparition éventuelle de la suppression J/ψ par un milieu déconfiné aux hautes multiplicités. Cette étude se concentrera donc sur le taux de production des J/ψ en fonction de la multiplicité dans les collisions p-p à 7 TeV. De manière à pouvoir comparer ces résultats à une autre observable, cette étude s’intéressera également au taux de production des muons simples.

Dans les collisions d’ions lourds, la densité d’énergie de la collision peut être évaluée grâce au modèle de Bjorken [51]. Dans ce modèle, cette densité est reliée linéairement à la multiplicité de la collision. De la même façon la multiplicité de la collision est reliée linéairement à la multiplicité en particule chargée : environ les deux tiers des particules produites possèdent une charge. Ainsi, dans les collisions proton-proton, la multiplicité des particules chargées est un candidat idéal pour jouer un rôle analogue dans les collisions proton-proton à la centralité dans les collisions d’ions lourds. C’est cette variable qui sera retenue pour la suite de cette analyse.

5.1.2 Scénarios possibles

Il est possible d’interpréter une augmentation de la multiplicité dans les collisions proton-proton de plusieurs façons. En particulier, deux scénarios extrêmes donneraient deux résultats différents.

D’abord, l’augmentation de la multiplicité peut être due à un nombre plus important de collisions parton-parton dans la collision initiale. Prise indépendamment, chacune de ces collisions va produire un nombre moyen de particules. La somme de ces collisions produit alors une multiplicité plus élevée. Dans ce scénario, on s’attend à ce que la production des particules de tous types augmentent de la même façon, dans tous les domaines en rapidité. Observer une telle distribution pour les muons simples à grande rapidité en fonction de la multiplicité à rapidité centrale permettrait de confirmer ce

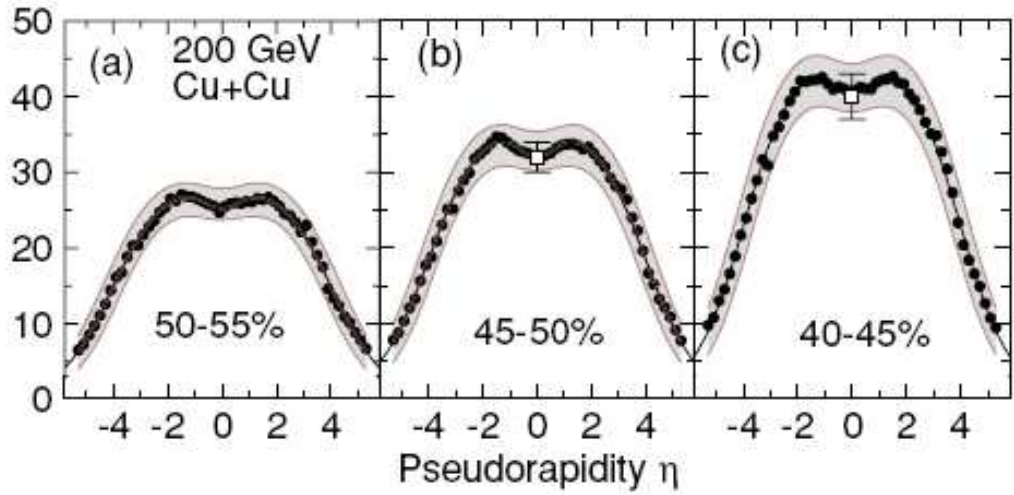


FIGURE 5.2 – Densités de particules chargées par unité de pseudo-rapacité mesurées en fonction de la centralité dans les collisions Cu-Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, mesurées par l'expérience PHOBOS à RHIC [16].

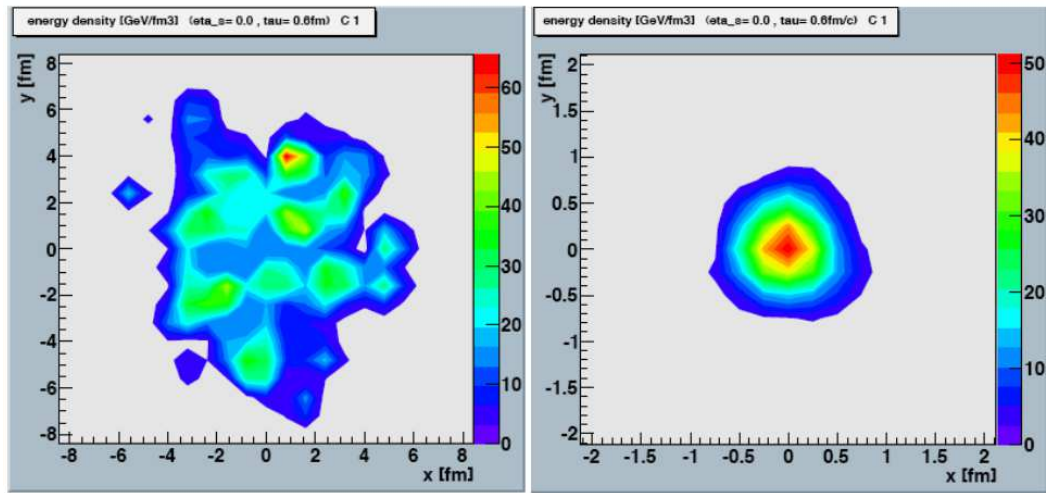


FIGURE 5.3 – Densité d'énergie locale obtenue à partir de simulation utilisant le générateur EPOS [17]. *Gauche* : En collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV au RHIC. *Droite* : En collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV au LHC à haute multiplicité (environ 10 fois la multiplicité moyenne).

scénario. C'est également dans le cadre de cette interprétation que l'on s'attend à la formation d'un milieu chaud. En effet, il est possible de comparer ce scénario aux collisions d'ions lourds : le nombre de collisions parton-parton en p-p jouant le même rôle que le nombre de collisions nucléon-nucléon en A-A. La suppression des quarkonia pourrait être observée par une saturation de leur taux de production aux plus hautes multiplicités, voire une diminution. Ce scénario est celui utilisé par certains générateurs de particules, comme EPOS.

Une autre possibilité pour l'augmentation de la multiplicité est la création de particules corrélées à la production du J/ψ . En effet, les J/ψ sont créés lors de processus durs, qui impliquent la création d'autres particules chargées. On s'attend donc à ce que l'augmentation de la production de particules se fasse dans le même domaine en rapidité que le J/ψ . Il s'agit donc de l'inverse du cas précédent : l'absence de variation du taux de production des muons simples à grande rapidité en fonction de la multiplicité à rapidité centrale validerait cette hypothèse. De plus, ce scénario n'implique pas la formation d'un milieu chaud, et donc ne prévoit pas de modification du taux de production des quarkonia.

Finalement, une troisième possibilité serait une décorrélation entre les processus durs qui produisent les J/ψ et les processus mous qui génèrent les particules de basse impulsion transverse, qui est la contribution principale à la densité de particules chargées. La conséquence de cette possibilité est que la production de J/ψ ne dépend pas de la multiplicité des particules chargées de l'événement.

5.2 La multiplicité dans ALICE

Comme vu précédemment, il existe plusieurs détecteurs de multiplicité dans ALICE. Dans le domaine en rapidité du spectromètre à muons, le principal détecteur est le V0C, couvrant le domaine $-3,7 < \eta < -1,9$. La multiplicité est ainsi estimée par l'amplitude du signal donné par le V0C. Cependant, cette étude utilisera la multiplicité mesurée dans le tonneau central. Ce choix comporte deux avantages : d'une part il permet de tester directement les deux modèles à haute multiplicité proposés précédemment, d'autre part il permet de décorréler la mesure de la multiplicité des mesures de muons ou de J/ψ .

5.2.1 Les estimateurs de multiplicité dans le tonneau central

Au niveau du tonneau central, il existe plusieurs estimateurs de multiplicité, possédant chacun leurs avantages et leurs inconvénients. La plupart de ces estimateurs s'appuient sur les mesures du SPD uniquement, mais certains considèrent également les autres détecteurs [97].

Estimation par les clusters du SPD

Cet estimateur utilise le nombre total de clusters dans les deux couches du SPD. Ce nombre est ensuite corrigé par le rapport du nombre de particules primaires dans une collision en fonction du nombre de clusters dans le SPD. Ce rapport est obtenu à partir de simulations Monte-Carlo du SPD. Cet estimateur a l'avantage d'avoir la plus grande couverture en acceptance : la première couche du SPD couvre en effet une acceptance de $|\eta| < 2,0$. De plus, il permet également la mesure de particules de trop faible impulsion

pour pouvoir traverser le SPD, mais laissant malgré tout un impact dans la première couche. En revanche, il est entièrement dépendant du modèle Monte-Carlo utilisé pour déterminer le facteur correctif. Il y a également une importante contamination du bruit de fond sur la mesure, jusqu'à 50%. Enfin, il est aussi sensible aux zones mortes du SPD.

Estimation par les traces du SPD

Cet estimateur utilise également le SPD, mais à un niveau supérieur de la reconstruction. En effet, les clusters reconstruits dans chaque couche du SPD peuvent être reliés en morceaux de traces, que l'on appellera "tracelettes". Contrairement à la méthode précédente, celle-ci introduit une coupure à basse impulsion transverse de l'ordre de $50 \text{ MeV}\cdot c^{-1}$. L'acceptance se trouve réduite : les deux couches du SPD étant nécessaire, cette méthode ne peut couvrir qu'une acceptance de l'ordre de $|\eta| < 1,4$. En revanche, certaines des faiblesses de la méthode précédente sont réduites : d'un côté, l'estimation de la multiplicité dépend moins d'un modèle Monte-Carlo, et la part du bruit de fond n'est plus que de 1%. De l'autre, cette méthode est aussi sensible au zone mortes du SPD, et également à l'efficacité de reconstruction de la tracelette. Cette efficacité combinée est de l'ordre de 70%.

Estimation à partir des traces du tonneau central

Cet estimateur utilise les traces reconstruites dans le tonneau central, soit en se restreignant aux traces dans l'ITS, soit en considérant les traces de la TPC. C'est l'estimateur possédant la plus faible couverture en acceptance : $|\eta| < 1,0$ ou moins, en fonction des détecteurs utilisés. La coupure en impulsion transverse devient plus importante, de l'ordre de $100 \text{ MeV}\cdot c^{-1}$ pour l'ITS et jusqu'à $150\text{-}400 \text{ MeV}\cdot c^{-1}$ pour une trace de la TPC. L'avantage principal de cette méthode est une plus grande efficacité et une meilleure couverture angulaire en ϕ grâce à la redondance des détecteurs, compensant les éventuelles zones mortes de l'ITS.

La première publication d'ALICE sur la multiplicité avait retenu la seconde méthode : le nombre de tracelettes reconstruites dans le SPD [15]. Afin de négliger les effets de bords, cette étude avait imposé des conditions sur la position du vertex et la pseudo-rapidité des tracelettes.

- L'événement doit avoir au moins une tracelette reconstruite avec $|\eta| < 1,0$.
- La position du vertex de la collision selon l'axe faisceau doit être telle que $|z_{vertex}| < 5,5 \text{ cm}$.
- Seules les tracelettes avec $|\eta| < 1,0$ sont comptées.

Ces deux dernières coupures permettent de s'assurer que quelque soit la position du vertex, le SPD couvre l'acceptance $|\eta| < 1,0$. En plus de ces conditions, on réclame que la tracelette soit associée au vertex principal de la collision. L'intérêt de cette coupure sera abordé dans la section 5.3. La multiplicité a alors été obtenue en corrigeant le nombre de tracelettes reconstruites, grâce à des simulations Monte-Carlo, par les effets suivants :

- acceptance du détecteur et efficacité de reconstruction.
- contamination par les produits de décroissance faible des particules étranges, des conversions γ et des interactions secondaires.

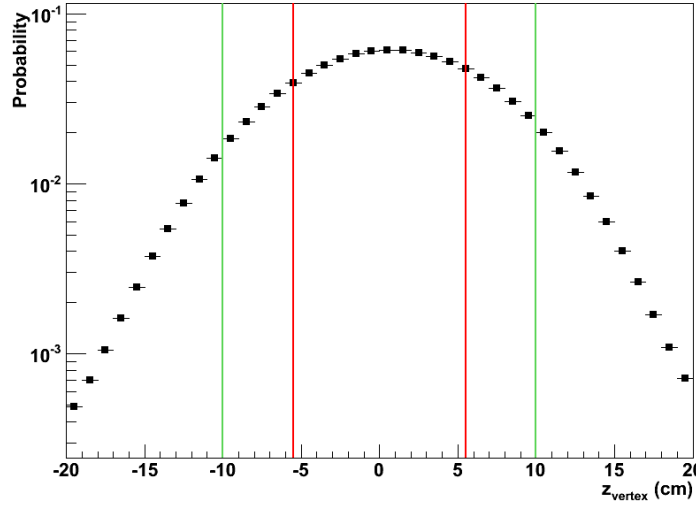


FIGURE 5.4 – Distribution de la position du vertex selon l’axe faisceau durant la période LHC10e.

- les particules avec une impulsion transverse de moins de $50 \text{ MeV}\cdot\text{c}^{-1}$, inférieure au seuil de détection du SPD.
- le bruit de fond combinatoire dans la reconstruction des tracelettes.

La correction totale est de 5,7%. La densité moyenne de particules chargées mesurée dans les collisions p-p à 7 TeV est de $dN_{ch}/d\eta = 6,01 \pm 0,01$ (stat) $_{-0,12}^{+0,20}$ (syst). La multiplicité maximale atteinte est d’environ 70. Cela correspond à une densité maximum $dN_{ch}/d\eta \simeq 35$, soit plus de cinq fois la densité moyenne.

5.2.2 La multiplicité dans cette étude

Cette étude utilisera le même estimateur de multiplicité que la précédente étude effectuée par ALICE : le nombre de tracelettes reconstruites. De manière à conserver plus de statistique, la coupure sur la position du vertex a été élargie. En effet, dans la période de prises de données considérée, la coupure $|z_{vertex}| < 5,5 \text{ cm}$ rejette environ 35% des événements (cf figure 5.4). En considérant une coupure $|z_{vertex}| < 10,0 \text{ cm}$, on ne rejette plus que 12% des événements. Cependant, cet élargissement se fait au prix d’une perte d’acceptance. Pour les collisions avec $|z_{vertex}|$ élevé, le SPD ne couvre plus une acceptance $|\eta| < 1,0$. De manière à pouvoir comparer nos résultats directement, on préfère cependant utiliser la même acceptance que celle utilisée dans les précédentes publications d’ALICE. Il est donc nécessaire d’introduire une correction d’acceptance, dépendante de la position du vertex.

Correction du nombre de tracelettes en fonction de la position du vertex

La figure 5.5 (haut) présente le nombre de tracelettes reconstruites dans l’acceptance $|\eta| < 1,0$, en fonction de la position du vertex. On voit clairement que le nombre de tracelettes N_t diminue lorsque $|z_{vertex}|$ augmente. Pour quantifier cette perte d’efficacité, on s’intéresse au nombre moyen de tracelettes reconstruites (figure 5.5, en bas). On peut se servir de cette distribution pour corriger l’effet de la position du vertex sur le nombre de tracelettes. Considérons la position z_0 pour laquelle le nombre moyen de tracelettes reconstruites est le plus élevé : $\langle N(z_0) \rangle \geq \langle N(z) \rangle$ quelque soit z . On peut alors définir

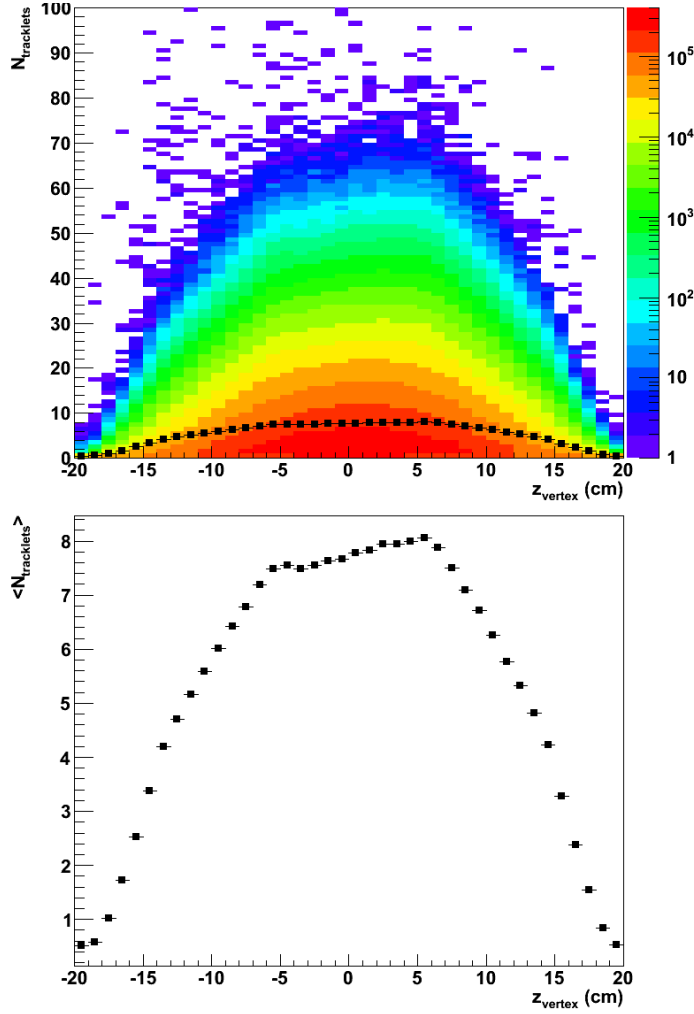


FIGURE 5.5 – *En haut* : Nombre de tracelettes reconstruites en fonction de la position du vertex. Les carrés noirs représentent le nombre de tracelettes moyen. *En bas* : Nombre de tracelette moyen en fonction de la position du vertex.

un nombre de tracelettes corrigé en fonction de z par [98] :

$$N_{t,corr}(z) = N_t(z) \frac{\langle N_t(z_0) \rangle}{\langle N_t(z) \rangle} \quad (5.1)$$

En appliquant cette correction pour chaque événement, on se débarrasse de la dépendance en z de la mesure du nombre de tracelettes.

Bien que cette étude utilise les données de LHC10e, $\langle N_t(z_0) \rangle$ est choisi comme la valeur maximale du nombre moyen de tracelettes reconstruites durant LHC10b. Ce choix a été fait pour être en accord avec l'étude du taux de production de J/ψ en fonction de la multiplicité par décroissance dans le canal di-électronique, qui utilise les données de LHC10b, c, d et e. La figure 5.6 montre les termes correctifs $\langle N_t(z_0) \rangle / \langle N_t(z) \rangle$ utilisés dans cette étude.

Cette méthode pose cependant un problème, causé par le fait que le nombre de tracelettes est forcément un nombre entier. En effet, prenons comme exemple le facteur correctif en $z = 6$ cm, $\langle N_t(z_0) \rangle / \langle N_t(z) \rangle = 1,2$. Pour tous les $N_t < 3$, on a $N_{t,corr} =$

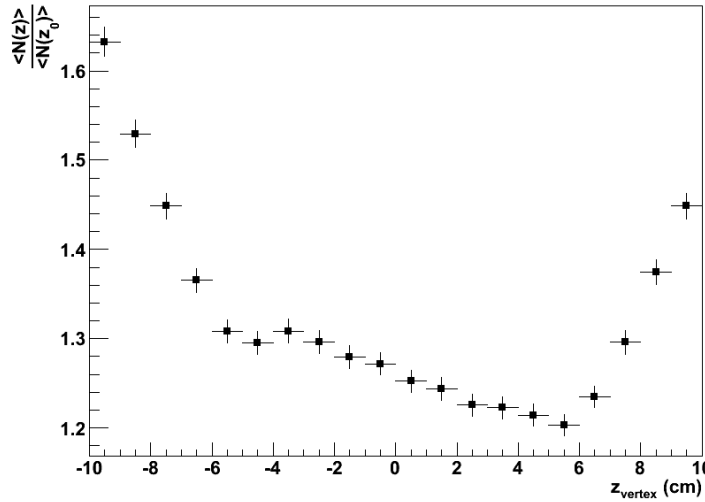


FIGURE 5.6 – Facteur de correction du nombre de tracelettes reconstruites en fonction de la position du vertex.

$N_t + \Delta N$, où ΔN est inférieur à 0,5. En pratique, cela conduit donc à $N_{t,corr} = N_t$. En revanche, pour $N_t = 3$, ΔN devient supérieur à 0,5, et $N_{t,corr} = 4$. Cela implique que pour cette valeur de z , il n’y a aucun événement avec $N_{t,corr} = 3$. Ce cas de figure se répète pour tous les z , à des valeurs différentes de N_t . La figure 5.7 compare les distributions N_t et $N_{t,corr}$ pour les données de LHC10e. On voit clairement apparaître des structures dans la distribution corrigée qui n’existaient pas dans la distribution brute. Pour compenser cet effet, on va introduire une erreur sur le terme correctif $\langle N_t(z_0) \rangle / \langle N_t(z) \rangle$. Pour déterminer cette erreur, on considère la grandeur ΔN définie précédemment :

$$\Delta N = N_t(z) \frac{\langle N_t(z_0) \rangle}{\langle N_t(z) \rangle} - N_t(z) = N_t(z) \frac{\langle N_t(z_0) \rangle - \langle N_t(z) \rangle}{\langle N_t(z) \rangle} \quad (5.2)$$

Puisque $\langle N_t(z_0) \rangle \geq \langle N_t(z) \rangle$ quelque soit z , ΔN est nécessairement positif. On cherche à introduire une incertitude sur la valeur de ΔN . Pour cela, il est possible de simplement tirer une valeur aléatoire ΔN_{rand} selon une distribution de Poisson centrée en ΔN . De cette manière ΔN_{rand} est également positif. On peut alors en déduire un nombre de tracelettes corrigé $N_{t,corr} = N_t + \Delta N_{rand}$. En appliquant cette méthode événement par événement, on obtient une nouvelle distribution du nombre de tracelettes, qui ne présente pas les structures introduites auparavant (figure 5.8).

Afin de déterminer la multiplicité ou la densité de particules chargées, il est encore nécessaire de corriger $N_{t,corr}$ par les effets mentionnés dans la section 5.2.1. On peut considérer que la densité est directement proportionnelle au nombre de tracelettes reconstruites : $dN_{ch}/d\eta \propto N_{t,corr}$. Plutôt que de calculer ce coefficient de proportionnalité, on va utiliser comme variable de multiplicité la densité relative. On la définit comme le rapport de la densité de particules chargées d’un événement sur la densité

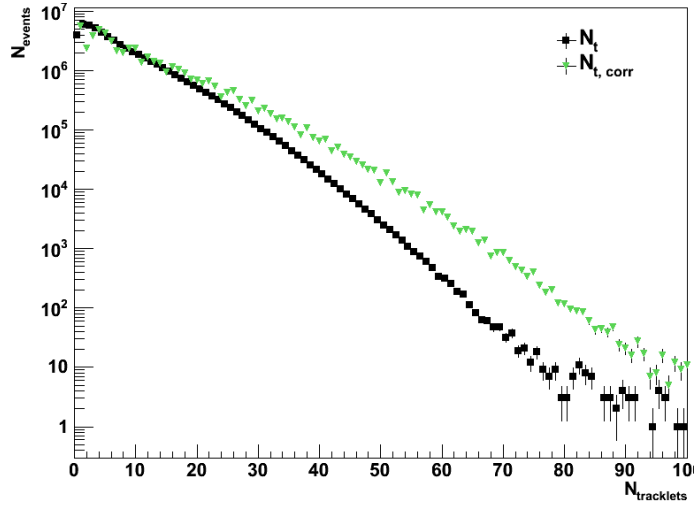


FIGURE 5.7 – Nombre de tracelettes brut N_t et corrigé par la position du vertex $N_{t,corr}$. On remarque des structures apparaissant sur cette dernière.

moyennée sur tous les événements. On a ainsi :

$$dN^R/d\eta = \frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle} = \frac{N_{t,corr}}{\langle N_{t,corr} \rangle} \quad (5.3)$$

Afin de comparer nos résultats avec les résultats précédents d'ALICE, on doit tout de même déterminer le coefficient de proportionnalité entre $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ et $\langle N_{t,corr} \rangle$. Pour cela, on utilise une simulation Monte-Carlo de collisions minimum bias. La figure 5.9 présente le nombre de tracelettes reconstruites dans le SPD avec $|\eta| < 1, 0$ et corrigé par la position du vertex ($N_{t,corr}$), en fonction du nombre de particules chargées produites dans la même acceptation lors de la collision initiale (N_{ch}). On considère alors le rapport $\langle N_{ch} \rangle / \langle N_{t,corr} \rangle$ comme le coefficient de proportionnalité entre N_{ch} et $N_{t,corr}$. Il faut ensuite diviser par l'intervalle en pseudo-rapidité pour obtenir $\langle dN/d\eta \rangle$:

$$dN/d\eta = N_{t,corr} \frac{\langle N_{ch} \rangle}{\langle N_{t,corr} \rangle} \frac{1}{\Delta\eta} \quad (5.4)$$

Dans notre cas, $\Delta\eta = 2$, et $\langle N_{ch} \rangle / \langle N_{t,corr} \rangle = 0,95$.

5.3 Les événements d'empilement

Un événement est dit d'empilement si plus d'une collision proton - proton a lieu, mais elles sont considérées comme un seul événement minimum bias. En ce qui concerne la multiplicité, cela signifie que la multiplicité mesurée correspond en fait à deux collisions, et est donc surévaluée. On s'attend en particulier à ce que le pourcentage d'événements d'empilement augmente avec la multiplicité de la collision. De même, dans le calcul de l'extraction d'une section efficace ou d'un taux de production, on sous-estime le nombre d'événement minimum bias à considérer.

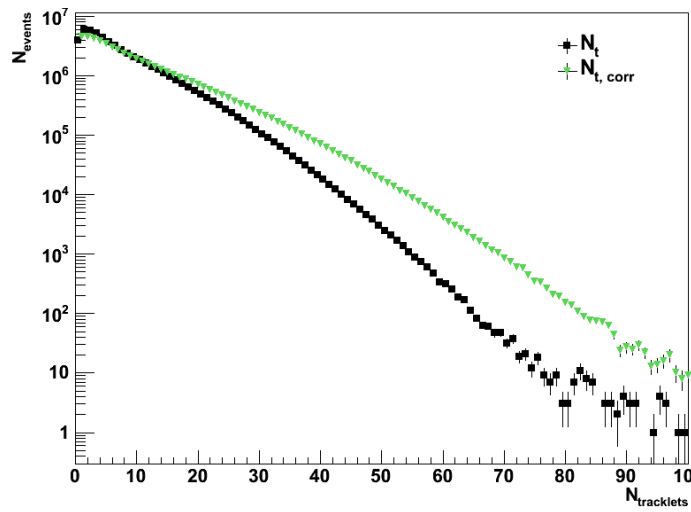


FIGURE 5.8 – Nombre de tracelettes brut N_t et corrigé $N_{t,corr}$ par la position du vertex $N_{t,corr}$. L'introduction d'une erreur sur le facteur correctif a fait disparaître les structures sur le nombre de tracelettes corrigé.

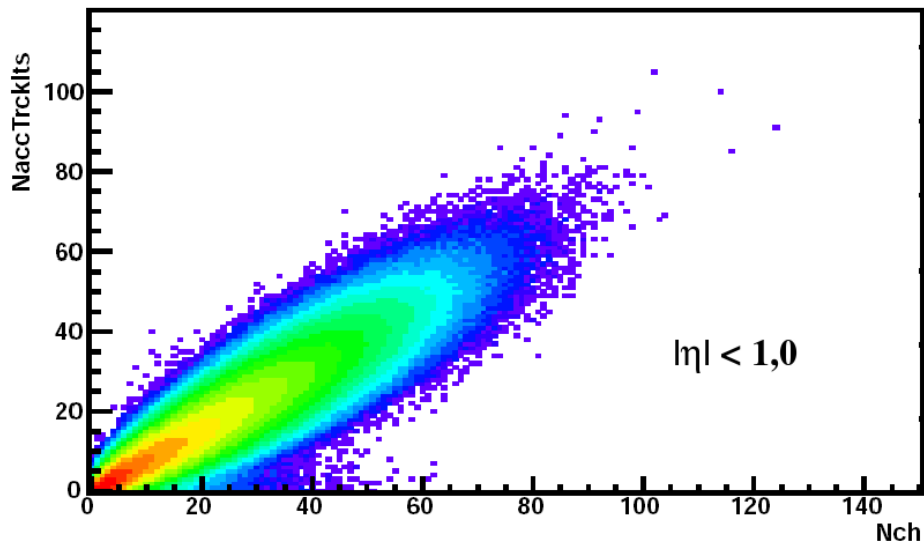


FIGURE 5.9 – Nombre de tracelettes reconstruites en fonction du nombre de particules chargées générées dans l'acceptance $|\eta| < 1,0$.

5.3.1 L'empilement dans ALICE

Dans ALICE, on définit la collision principale comme étant celle avec la plus grande multiplicité, et on appelle collision d'empilement les autres. Pour comprendre pourquoi ces collisions d'empilement ont lieu, intéressons nous d'abord à la composition des faisceaux du LHC. Chaque faisceau est composé de plusieurs paquets de protons, répartis tout au long du LHC. Les collisions ont lieu lors du croisement de deux paquets. La probabilité qu'il y ait collision dépend alors du nombre de protons dans chaque paquet et de l'aire de recouvrement des faisceaux. Un événement d'empilement peut arriver de deux manières.

- Deux collisions p-p ont lieu lorsque que deux paquets se croisent.
- Deux collisions p-p ont lieu lors de deux croisements différents.

Ces deux possibilités n'ont pas les mêmes implications.

Prenons l'exemple du spectromètre à muons, et plus particulièrement les chambres de trajectographie. Tout d'abord, le signal recueilli au niveau des éléments de détection est envoyé vers les cartes MANAs. Ces cartes vont numériser le signal, et le transmettre ensuite au niveau des CROCUS. La numérisation du signal se fait durant un intervalle $\Delta t_{MCH} = 1,2 \mu s$ après le déclenchement de l'événement [99]. Les signaux recueillis avant ou après cet intervalle de temps ne sont donc pas enregistrés. Cela implique que si l'événement d'empilement a lieu après un temps Δt_{MCH} de la collision p-p qui a déclenché l'événement, il ne sera pas enregistré. En fonction des caractéristiques des faisceaux, ce cas de figure peut arriver lorsque l'empilement est généré par des collisions dans deux croisements de paquets différents. Cette coupure dépend donc du temps Δt spécifique à chaque détecteur. Par exemple, les chambres de déclenchement du spectromètre à muons ont un temps Δt_{MTR} de 25 ns [100]. Dans le cas des données de LHC10e, il y avait 16 paquets de protons pouvant interagir au niveau d'ALICE dans chaque faisceau. La fréquence de révolution du LHC étant de 11 245 Hz, si on considère que ces paquets sont régulièrement espacés (comme c'était le cas durant LHC10e), il y avait un croisement de paquets toutes les 1,4 ms environ. Ce temps étant supérieur à Δt_{MCH} , la seconde collision n'est pas enregistrée. En revanche, durant la période LHC10f, les caractéristiques des faisceaux étaient telles que le temps entre deux croisements était 75 ns. Cette réduction du temps entre deux paquets n'était cependant pas due à une augmentation du nombre de paquets. Les paquets n'étaient plus régulièrement espacés, mais regroupés en trains. Chaque paquet était séparé de 75 ns du paquet suivant dans le train, et les trains eux-mêmes étaient régulièrement espacés dans le LHC. L'introduction de ces trains a rendu l'augmentation du nombre total de paquets possible pour l'année 2011. Le temps entre deux paquets étant plus court que Δt_{MCH} , les chambres de trajectographie enregistreraient des traces de particules qui produites dans la collision principale (celle qui a déclenché l'événement minimum bias) et dans la seconde collision. En revanche, le temps entre les deux paquets est toujours supérieur à Δt_{MTR} , donc les chambres de déclenchement ne voient pas les particules produites durant la seconde collision. Pour rejeter les traces venant de la seconde collision, on a alors utilisé les chambres de déclenchements. En effet, une particule produite par la seconde collision peut laisser un signal dans les chambres de trajectographie qui sera reconstruit en une trace. Le signal qu'elle laisse dans les chambres de déclenchement sera ignoré. En réclamant que la trace des chambres de trajectographie corresponde à une trace des chambres de déclenchement, on peut alors rejeter les traces des événements d'empilement.

Dans le cas d'événements d'empilement dus à deux collisions dans le même croisement de paquet, la méthode précédente ne fonctionne plus. Dans le cadre de cette étude, identifier les événements d'empilement est doublement important : d'une part dans le calcul du nombre d'événements minimum bias et dans l'estimation de la multiplicité d'un événement.

5.3.2 Effet de l'empilement sur le nombre d'événements minimum bias

Lors du calcul de section efficace de certains processus, comme la production des J/ψ par exemple, il est nécessaire de connaître le nombre d'événements minimum bias considérés. Les événements d'empilement comportent, par définition, plus d'une collision minimum bias. Le nombre d'événements minimum bias mesuré est alors sous-estimé, et doit être corrigé par les événements d'empilement. Il est possible d'estimer cette correction de plusieurs manières.

Estimation de l'empilement par les caractéristiques des faisceaux

Considérons que la probabilité d'avoir n collisions est donnée par la distribution de Poisson :

$$P(n) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}$$

où μ est le nombre moyen de collisions par croisement. μ peut être évalué en choisissant $n = 0$ dans l'équation précédente. On a alors :

$$\begin{aligned} P(0) &= e^{-\mu} \\ \mu &= -\log(P(0)) \\ \mu &= -\log(1 - P(n > 0)) \end{aligned}$$

Enfin, le terme $P(n > 0)$ peut lui-même être évalué simplement par :

$$P(n > 0) = \frac{L0B(CINT1B)}{N_{paq} f_{rev}}$$

avec

- $L0B(CINT1B)$ le nombre total d'événements minimum bias (ou CINT1B) déclenchés par seconde (comprenant également les événements non enregistrés). Cette valeur dépend du run étudié, et est sauvegardée dans l'OCDB.
- N_{paq} le nombre de paquets de protons dans chaque faisceau. Cette valeur dépend des caractéristiques du faisceau, et se trouve également dans l'OCDB. Par exemple, durant la période LHC10e $N_{paq} = 14$ ou 16 .
- f_{rev} la fréquence de révolution du LHC. Elle vaut $11\,245$ Hz.

Ainsi, la valeur de μ change d'un run sur l'autre. Durant la période LHC10e, μ a varié de $0,0376$ à $0,0810$, avec une moyenne pondérée par le nombre d'événements dans chaque run de $0,0572$ et une variance de $0,0081$. Les variations étant relativement faible, cette étude utilisera la valeur moyenne de μ obtenue sur l'ensemble de la période, plutôt que de corriger chaque run par la valeur de μ qui lui est associé. Pour avoir le nombre total d'événement minimum bias, on doit alors corriger le nombre mesuré par le facteur :

$$F_{emp} = \frac{\mu}{1 - e^{-\mu}} \simeq 1 + \mu/2 = 1,028$$

Estimation de l'empilement par la différentiation des vertex

Une autre méthode consiste à identifier un événement d'empilement par la différentiation des vertex [101]. Puisque les événements d'empilement ont deux collisions proton-proton, on s'attend naturellement à ce qu'ils aient deux vertex primaires. Lors de la reconstruction, plusieurs vertex peuvent ainsi être identifiés. Comme vu précédemment, la distribution en z des vertex est une gaussienne centrée autour du point d'interaction d'ALICE. La position réelle d'un vertex ne peut être qu'approximée par le SPD. La figure 5.10 montre la précision sur le vertex selon les axes x et y en fonction du nombre de tracelettes reconstruites dans le SPD, ou du nombre de trace reconstruite dans la TPC, utilisant les données proton-proton à 7 TeV. La position en x et y du vertex dépend surtout de la position relative des faisceaux, et donc ne va pas varier énormément d'un événement à l'autre. Ainsi, la position en z est le principal critère de séparation des vertex. Afin de déterminer si un vertex d'empilement existe dans un événement, on établit des critères de différentiation. Les critères utilisés dans cette étude sont les suivants :

- Le vertex d'empilement a au moins trois tracelettes associées. Le vertex d'empilement ayant par définition moins de tracelettes associées que le vertex principal, cela implique qu'il faille au moins six tracelettes dans l'événement. Toutefois, aucune condition n'est requise sur ces tracelettes, comme une coupure en pseudo-rapacité. Cela implique qu'il existe dans cette étude des événements avec une multiplicité faible, mais pour lesquels un vertex d'empilement a tout de même été trouvé.
- Les deux vertex sont séparés par au moins 0,8 cm selon l'axe faisceau. La figure 5.11 montre la probabilité d'avoir une distance Δz entre deux vertex dont les positions sont tirées aléatoirement selon la distribuée selon la figure 5.4. On peut en dériver que la probabilité d'avoir deux vertex séparés de $\Delta z < 0,8$ cm est de 7,04%.
- La distance entre le vertex d'empilement et le vertex principal doit être supérieure à trois fois la précision σ_z sur le vertex d'empilement.
- Le second vertex est situé dans la région en x , y et z où l'on s'attend à ce les paquets de protons se croisent. Cette coupure sert à éliminer les collisions dues aux interactions faisceau-gaz.

Ces conditions, couplées avec l'efficacité de reconstruction intrinsèque du SPD, réduisent l'efficacité d'identification de l'empilement. Au final, avec l'ensemble des coupures, l'efficacité d'identification ϵ a été évaluée à 48% [101].

La figure 5.12 représente la distribution en nombre de tracelettes corrigées $N_{t,corr}$ de tous les événements et des événements d'empilement. De même, la figure 5.13 représente la distribution corrigée par l'efficacité des événements d'empilement. On voit comme l'on pouvait s'y attendre que la fraction des événements d'empilement par rapport au total augmente avec la multiplicité. A partir de ce résultat, on peut également calculer le nombre moyen de collisions par événement μ_{SPD} , en assumant que la probabilité d'avoir n collisions par événement suit une distribution de Poisson. Considérons le nombre total d'événements N_{tot} et le nombre corrigé d'événements d'empilement N_{emp} . Le rapport N_{emp}/N_{tot} correspond à la probabilité d'avoir strictement plus d'une collision $P(n > 1)$, sachant que l'on a au moins une collision $P(n > 0)$. On peut en déduire

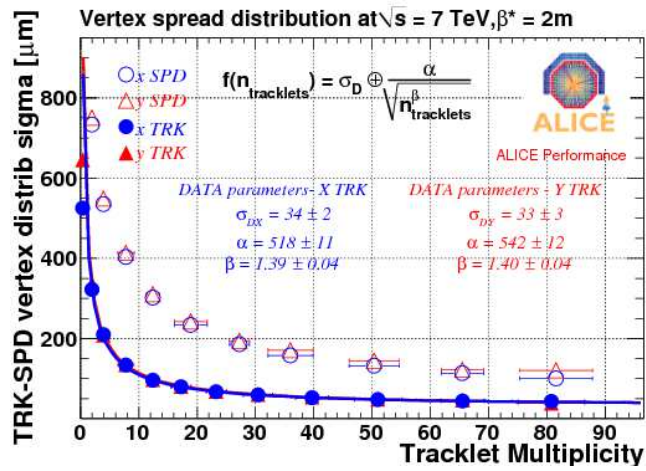


FIGURE 5.10 – Précision sur la position du vertex selon les axes x et y en fonction du nombre de tracelettes reconstruites (points ouverts) et les traces TPC globales (points pleins). Ce résultat a été obtenu à partir de données p-p à 7 TeV [18].

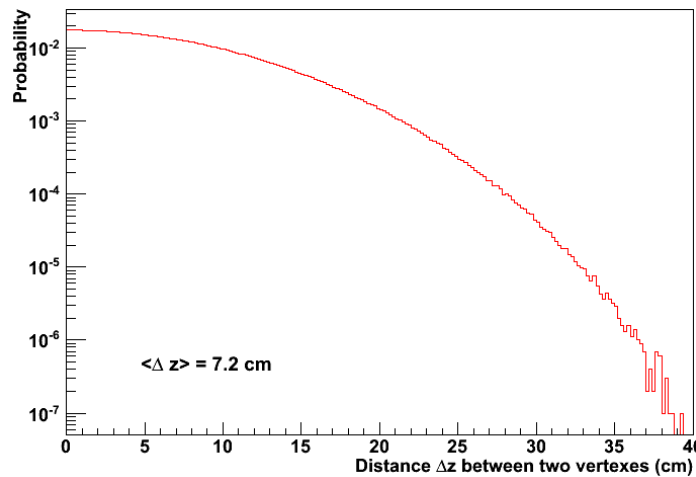


FIGURE 5.11 – Distribution de la distance entre deux vertex dont les positions sont tirées aléatoirement selon la distribution de la figure 5.4

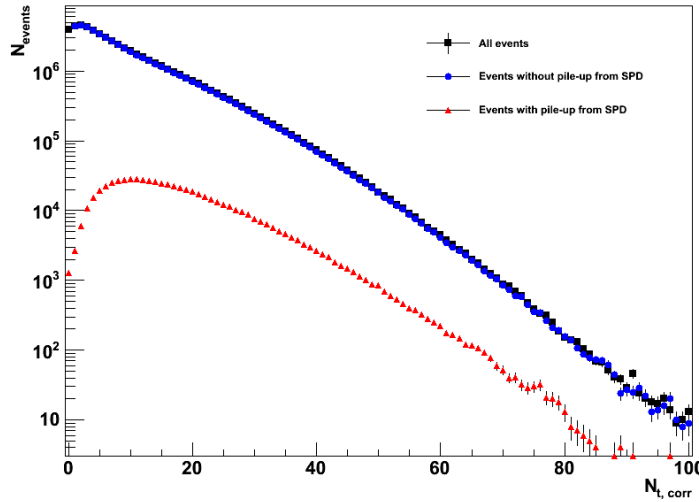


FIGURE 5.12 – Distribution de multiplicité de tous les événements, et des événements d’empilement.

μ_{SPD} simplement :

$$\begin{aligned}
 \frac{N_{emp}}{N_{tot}} &= \frac{P(n > 1)}{P(n > 0)} \\
 &= \frac{1 - P(n = 0) - P(n = 1)}{1 - P(n = 0)} \\
 &= 1 - \frac{P(n = 1)}{1 - P(n = 0)} \\
 &= 1 - \frac{\mu_{SPD} e^{-\mu_{SPD}}}{1 - e^{-\mu_{SPD}}}
 \end{aligned}$$

En résolvant numériquement, on obtient $\mu_{SPD} = 0,0845$. Par comparaison avec le résultat attendu, $\mu = 0,0572$, la différence est de l’ordre de 50%. Cette différence est importante, mais elle ne conduit qu’à une différence de l’ordre 1,5% dans l’estimation du facteur correctif :

$$F_{emp}^{SPD} = \frac{\mu_{SPD}}{1 - e^{-\mu_{SPD}}} = 1,043$$

Un point qui n’a pas été étudié est l’évolution de l’efficacité d’identification du second vertex ϵ avec la multiplicité, la valeur de 27% étant moyennée sur tous les événements. On s’attend à ce que ϵ augmente avec le nombre de tracelettes reconstruites : plus de tracelettes reconstruites conduisant à une plus grande probabilité d’identifier un second vertex. Cela implique que cette méthode sous estime l’empilement à faible multiplicité, et le surestime aux multiplicités plus élevées.

5.3.3 Effet de l’empilement sur la multiplicité

Les événements d’empilement présentent également un problème dans l’estimation de la multiplicité. En effet, le nombre de tracelettes mesurées est alors la somme des tracelettes provenant des deux collisions. Dans le cas où l’événement est identifié comme étant d’empilement par la différentiation des vertex, le problème ne se pose pas. Dans

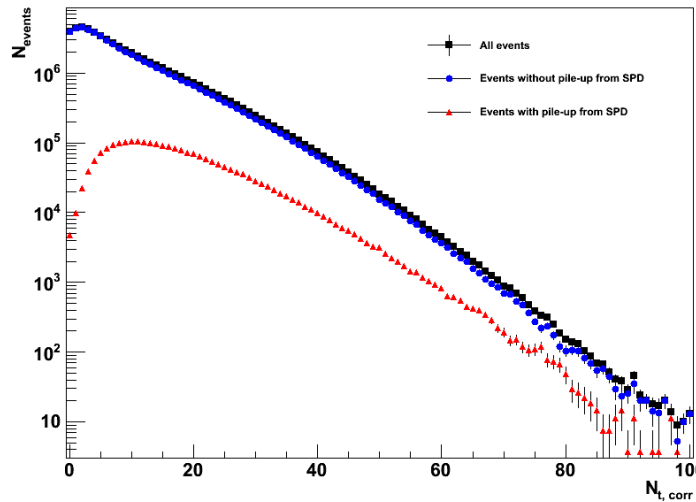


FIGURE 5.13 – Distribution de multiplicité de tous les événements, et distribution corrigée des événements d’empilement.

le cas contraire, il est nécessaire d’estimer la part des événements dans lesquels cette erreur est faite. Les deux méthodes précédentes peuvent être utilisées dans ce but.

Par la différentiation des vertex

Le pourcentage des événements avec empilement obtenu par la méthode de la différentiation des vertex peut être dérivé de la figure 5.13. Le tableau 5.1 présente le pourcentage d’événements d’empilement dans différents intervalles en multiplicité. Comme noté précédemment, seules les tracelettes associées au vertex principal sont considérées dans le calcul de la multiplicité. Dans un événement d’empilement, même si un second vertex ne passe pas les coupures imposées précédemment, ces tracelettes associées ne sont pas comptabilisées. Le dernier cas à considérer est celui où le second vertex n’est pas reconstruit. Dans ce cas de figure, seules les tracelettes pointant dans la direction du vertex principal seront comptées. On estime que si la distance entre le vertex principal et le vertex d’empilement (non-reconstruit) est de plus de 1,0 cm, les tracelettes pointant vers le vertex d’empilement ne seront pas comptabilisées dans l’estimation de la multiplicité. Grâce à la figure 5.11, on peut déduire que deux événements indépendants ont une probabilité de 8,8 % d’avoir une distance inférieure à 1,0 cm. Cette distribution n’est cependant pas celle suivie dans ce cas. En effet, l’identification de l’événement d’empilement par la différentiation des vertex réclame une distance entre les deux vertex inférieure à 0,8 cm. Cela implique que la distribution de distance entre deux vertex pour des événements d’empilement mais qui n’ont pas été identifiés comme tel soit fortement biaisé vers les basses distances. En revanche, en appliquant le facteur 8,8%, on peut avoir une limite inférieure au pourcentage d’événements pour lesquels la multiplicité est mal estimée (cf tableau 5.1).

Par les caractéristiques des faisceaux

Une seconde méthode, basée sur des simulations Monte Carlo, permet d’estimer la part des événements où la multiplicité est mal évaluée. Cette méthode, basée ne permet pas d’identifier un événement comme étant d’empilement, mais de déterminer

Tracelettes	Empilement (%)	Limite inférieure du pourcentage d'événement avec $N_{t,corr}$ surévalué (%)
$1 \leq N_{t,corr} < 9$	2,02	0,18
$9 \leq N_{t,corr} < 14$	7,00	0,61
$14 \leq N_{t,corr} < 20$	9,36	0,82
$20 \leq N_{t,corr} < 31$	11,4	1,0
$31 \leq N_{t,corr} < 50$	14,1	1,2

TABLE 5.1 – Pourcentage d'événements d'empilement en fonction du nombre de tracelettes par la méthode de la différenciation des vertex. L'erreur statistique est inférieure à 0,01%.

la probabilité que la multiplicité d'un événement soit mal évaluée. Le but est de séparer la distribution de la figure 5.8, que l'on va appeler f_{obs} , en deux composantes. Une pour les événements pour lesquels la multiplicité est bien évaluée, appelée f_B , et une pour les événements pour lesquels elle est mal évaluée, appelée f_M . On veut donc $f_{obs} = f_B + f_M$.

La méthode utilisée est itérative. Considérons l'itération i ; les étapes sont alors les suivantes.

1. Tout d'abord, on cherche à créer une distribution $g_M^{(i)}$ représentant les événements pour lesquels la multiplicité est mal évaluée. Par définition, ce sont des événements d'empilement, donc le nombre de collisions proton-proton est supérieur à 1. Afin de créer $g_M^{(i)}$, on utilise une distribution d'événements $g_B^{(approx)}$, que l'on considère être la meilleure approximation de la distribution des événements pour lesquels la multiplicité est bien évaluée. La distribution $g_B^{(approx)}$ change à chaque itération de cette méthode. La construction de $g_M^{(i)}$ se fait alors événement par événement, de la manière suivante :
 - On tire aléatoirement un nombre de collisions $n > 1$ suivant une distribution de Poisson de valeur moyenne $\mu = 0,0572$, présentée précédemment dans la section 5.3.2.
 - Pour chacune des n collisions, on tire une multiplicité selon la distribution $g_B^{(approx)}$ et une position du vertex selon la distribution de la figure 5.4.
 - La collision possédant la plus grande multiplicité est alors considérée comme la collision principale; toutes les autres sont considérées comme des collisions d'empilement.
 - La multiplicité de l'événement est alors la somme de la multiplicité de la collision principale et de toutes les collisions d'empilement pour lesquels la position du vertex selon z est à moins de 1 cm de la collision principale.

Cette procédure est répétée de manière à avoir suffisamment de statistique dans la distribution $g_M^{(i)}$ (généralement, une statistique de l'ordre de celle de $g_B^{(approx)}$). La distribution $g_M^{(i)}$ doit finalement être normalisée par la proportion d'événements d'empilement par rapport au nombre d'événements total. Le facteur de normalisation est obtenu grâce à la distribution de Poisson : $P(n > 1)/P(n > 0)$.
2. A partir de la distribution $g_M^{(i)}$ que l'on vient d'obtenir et de la distribution observée f_{obs} , on crée une distribution des événements pour lesquels la multiplicité a été bien évaluée : $g_B^{(i)} = f_{obs} - g_M^{(i)}$. De par cette définition, $g_B^{(i)}$ peut avoir des valeurs négatives à très haute multiplicité (autour de $N_{t,corr} \simeq 80$). On impose

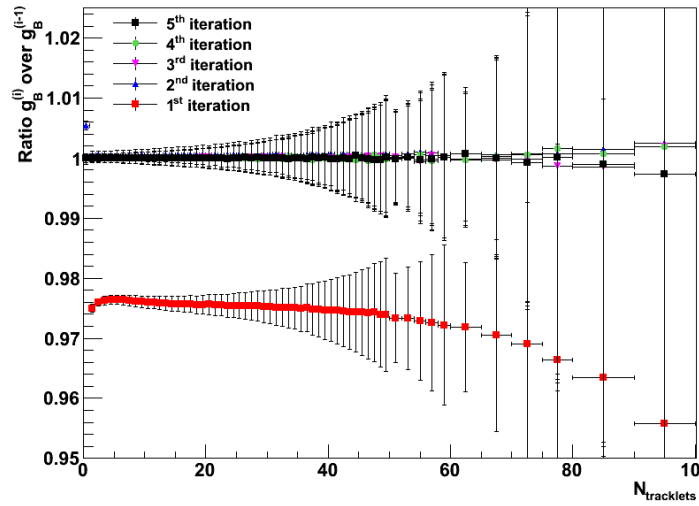


FIGURE 5.14 – Rapport des fonction $g_{sans}^{(i)}$ sur $g_{sans}^{(i-1)}$ pour différentes valeurs de i .

alors que ces valeurs négatives soient égales à 0 à la place. On s'attend à ce que ce problème devienne négligeable après plusieurs itérations.

Le changement d'une itération à l'autre est le choix de la distribution $g_B^{(approx)}$ dans la première étape. Pour la première itération, on ne possède aucune approximation. On se contente alors de choisir $g_B^{(approx)} = f_{obs}$. Une autre approximation aurait été de choisir la distribution observée des événements sans empilement, donnée par la différentiation des vertex. On préfère cependant que les deux méthodes soient indépendantes l'une de l'autre. Pour l'itération numéro i , on prend la distribution des événements pour lesquels la multiplicité a été bien évaluée obtenue lors de l'itération précédente : $g_B^{(i-1)}$. On arrête les itérations lorsque les fonctions $g_B^{(i)}$ et $g_M^{(i)}$ convergent :

$$\begin{aligned} g_B^{(i)} &= g_B^{(i-1)} \\ g_M^{(i)} &= g_M^{(i-1)} \end{aligned}$$

Dans la pratique, cette méthode converge relativement rapidement. La figure 5.14 présente le rapport des fonctions $g_B^{(i)}$ sur $g_B^{(i-1)}$ des cinq premières itérations. On remarque que dès la seconde itération, le rapport est proche de 1, et ne change plus beaucoup lors des itérations suivantes. L'élargissement des barres d'erreurs aux plus hautes multiplicités est dû à la plus faible statistique.

Sur les figures 5.15 et 5.16, on montre le résultat de cette méthode. La somme des deux composantes reproduit bien la distribution observée. On remarque que la part des événements pour lesquels la multiplicité est mal évaluée est faible devant le nombre d'événements total. Le tableau 5.2 présente le pourcentage d'événements d'empilement dans les mêmes tranches en multiplicité que pour la méthode précédente. Cette méthode prévoit plus d'événements avec une mauvaise estimation de la multiplicité, et cette fois constante, voire en légère diminution avec la multiplicité de la collision.

5.4 Conclusion

Ce chapitre a introduit l'estimation de la multiplicité telle qu'elle sera utilisée dans le reste de cette étude. Les deux problèmes que posent les événements d'empilement ont

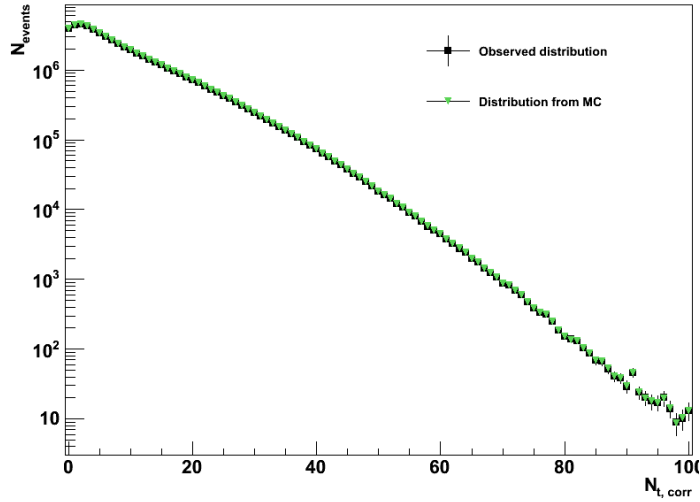


FIGURE 5.15 – Distribution de multiplicité de tous les événements, pour les données réelles et le tirage Monte-Carlo.

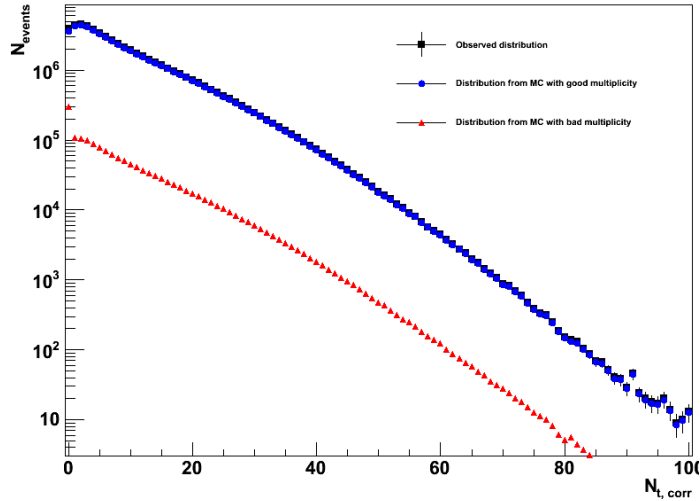


FIGURE 5.16 – Distribution de multiplicité de tous les événements pour les données, pour les distributions avec et sans empilement pour le tirage Monte-Carlo.

Tracelettes	Événement avec $N_{t,corr}$ surévalué (%)
$1 \leq N_{t,corr} < 9$	3,0
$9 \leq N_{t,corr} < 14$	2,4
$14 \leq N_{t,corr} < 20$	2,5
$20 \leq N_{t,corr} < 31$	2,5
$31 \leq N_{t,corr} < 50$	2,3

TABLE 5.2 – Pourcentage d'événements pour lesquels la multiplicité est mal évaluée par la méthode du tirage Monte-Carlo.

également été introduits : une influence sur le nombre total d'événements minimum bias mesurés, et une influence sur l'estimation de la multiplicité de chaque événement. Deux méthodes ont été proposées afin de résoudre ces problèmes : la différentiation des vertex et une simulation Monte-Carlo. L'erreur sur le nombre total d'événements minimum bias mesuré est corrigée grâce à un facteur correctif F_{emp} , évalué à 1,028. Enfin, l'erreur sur l'estimation de la multiplicité sera traitée comme une erreur systématique dans le prochain chapitre.

Chapitre 6

Taux de production des muons simples et J/ψ en fonction de la multiplicité dans les collisions pp à 7 TeV

Ce chapitre présente l'étude de la production des muons simples et J/ψ en fonction de la multiplicité des particules chargées en collisions proton-proton à 7 TeV. Les données utilisées sont celles de la seconde reconstruction de la période LHC10e. Durant cette période, le nombre de paquets de protons étaient de 14 (cf chapitre 3, et ils étaient régulièrement espacés dans le tube faisceau, ce qui a permis d'avoir un faible pourcentage d'événements d'empilement de moins de 3% (cf chapitre 5). Les chambres de déclenchements n'imposait aucune coupure sur sur l'impulsion des muons. Enfin, la période LHC10e consiste en 61,15 millions d'événements minimum bias et 7,68 millions d'événements muon-minimum bias. Cela ne représente cependant qu'environ la moitié de toute la statistique accumulée durant cette période. En effet, un problème lors de la seconde reconstruction a rendu la moitié des événements inutilisables.

6.1 Sélection des événements et des traces

6.1.1 La multiplicité

Comme expliqué au chapitre précédent, la multiplicité de la collision est obtenue à partir du nombre de tracelettes dans le SPD. Les mêmes coupures sont utilisées, à savoir :

- Les événements pour lesquels la position du vertex $|z| > 10.0$ cm sont rejetés.
- La multiplicité est le nombre de tracelettes reconstruites dans le SPD telles que $|\eta| < 1,0$ divisée par la multiplicité moyenne obtenue sur l'ensemble des collisions minimum bias.

Les résultats du chapitre précédent ont été obtenus dans le cas d'événements minimum bias, dits CINT1B. Cette étude s'intéressant aux muons détectés par le spectromètre à muons, il convient d'utiliser les événements muons, dits CMUS1B. La figure 6.1 montre les distributions en multiplicité pour ces deux types d'événements. On voit que la multiplicité moyenne dans les événements CMUS1B est supérieure à celle des événements CINT1B. Il semblerait donc que les muons déclenchant les événements CMUS1B sont

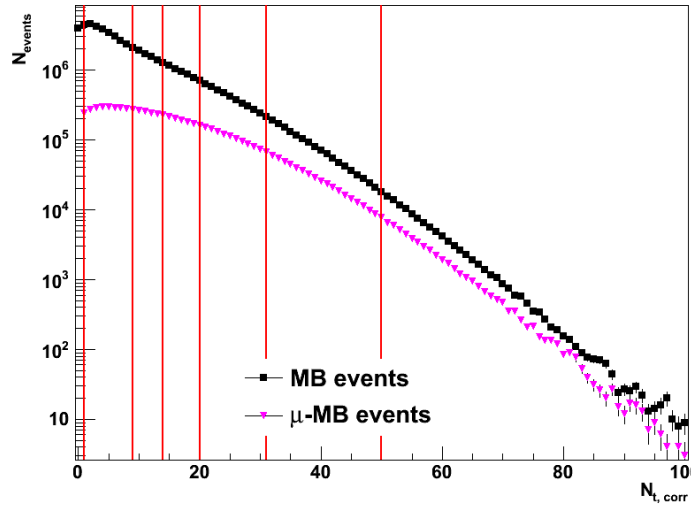


FIGURE 6.1 – Nombre de tracelettes corrigé pour les événements MB et μ -MB. Les intervalles en multiplicité qui seront utilisés sont également représentés.

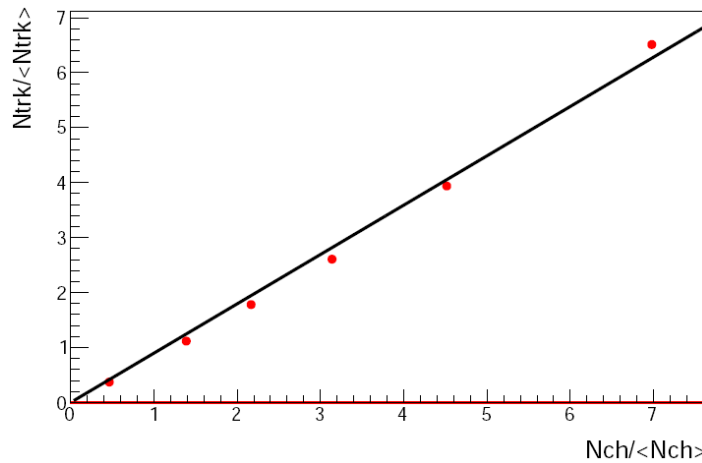


FIGURE 6.2 – Nombre de tracelettes reconstruites moyen en fonction du nombre moyen de particules chargées produites, utilisant les résultats de la simulation LHC10f6.

produits de préférence dans des collisions dures, pour lesquelles la multiplicité en particules chargées est plus importante.

L'erreur systématique sur la multiplicité moyenne dans un intervalle en multiplicité est calculée à partir de simulations Monte-Carlo. En particulier, la relation entre le nombre de tracelettes reconstruites moyen en fonction du nombre de particules chargées produites moyen en fonction de la multiplicité (cf figure 6.2). L'écart moyen de l'ajustement linéaire aux valeurs est de 4%. Cette valeur sera donc choisie comme erreur systématique sur l'évaluation de la multiplicité moyenne dans un intervalle en multiplicité.

6.1.2 Sélection des traces

D'une manière générale, les coupures sur les traces sont les mêmes, que se soit pour l'étude des muons simples ou des dimuons. Elles consistent principalement en coupure d'acceptance :

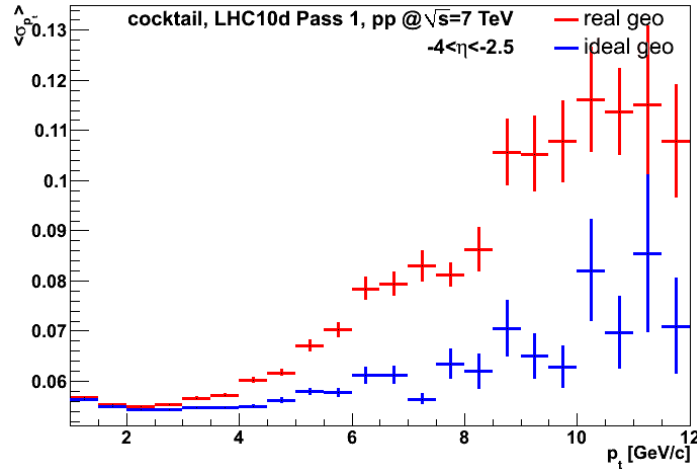


FIGURE 6.3 – Résolution en impulsion transverse des chambres de trajectographie en fonction de l’impulsion transverse de la trace reconstruite.

- La trace doit avoir une pseudo-rapacité $-4, 0 < \eta < -2, 5$
- La trace doit avoir un angle à la sortie de l’absorbeur $2, 0^\circ < \theta_{abs} < 10, 0^\circ$ (cf chapitre 4).

La figure 6.3 présente l’évolution de la résolution en impulsion transverse en fonction de l’impulsion transverse, utilisant l’alignement réel et idéal du spectromètre. La résolution en impulsion se détériore lorsque p_T augmente, atteignant 12% pour $p_T \simeq 10 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. Cela nous force à introduire en plus une coupure $p_T < 8 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$ sur les traces. Dans les données étudiées, cela correspond à une perte de moins de 1% de la statistique. On ajoute à ces coupures d’acceptance la coupure sur la valeur de l’impulsion-DCA introduite au chapitre 4 : $p \cdot DCA < 4\sigma_{p \cdot DCA}$.

Enfin on réclame que la trace reconstruite par les chambres de trajectographie corresponde à une trace reconstruite dans les chambres déclenchement. Cette condition est imposée pour toutes les traces dans le cas des muons simples et pour au moins une trace dans le cas des dimuons. Ces coupures seront toujours appliquées dans la suite de cette étude.

6.2 Taux de production de J/ψ

La première partie de cette étude se concentre sur la production des J/ψ , par l’intermédiaire de leur désintégration par le canal dimuon. La production des J/ψ a déjà fait l’objet d’une publication d’ALICE [87]. Pour ce qui est des résultats du canal dimuon, cette publication utilise les données des périodes LHC10b, LHC10c et LHC10d (cf tableau 3.1). Cette étude utilisant les données de LHC10e, la publication va servir à comparer les résultats et ainsi valider cette analyse.

6.2.1 Extraction du signal

Les coupures utilisées ont été présentées dans la section précédente. Une coupure supplémentaire est imposée sur la paire dimuon : les muons doivent être de charges opposées. Aucune coupure sur la rapidité ou l’impulsion du dimuon n’est appliquée. Un total d’environ 78 000 paires dimuons passent ces coupures.

Le nombre de J/ψ détectés est extrait de la distribution en masse invariante des dimuons par un ajustement. La fonction d'ajustement est la somme de quatre fonctions.

- Une fonction Crystal Ball pour la résonance J/ψ . C'est une fonction de la forme (α et n sont deux paramètres) [102] :

$$\begin{aligned} & \exp\left(-\frac{x-x_0}{2\sigma^2}\right) && \text{pour } \frac{x-x_0}{\sigma} > -\alpha \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n e^{-\alpha^2/2} \left(\frac{n}{|\alpha|} - \alpha - \frac{x-x_0}{\sigma}\right)^{-n} && \text{sinon} \end{aligned}$$

Cette fonction est préférée à une simple gaussienne car elle reproduit mieux la queue asymétrique du pic aux faibles masses.

- Une fonction gaussienne pour la résonance ψ' . La statistique utilisée ne permet cependant pas d'étudier ce pic.
- Deux fonctions exponentielles pour le bruit de fond.

L'ajustement est fait dans le domaine de masse invariante $2.0 < M_{\mu\mu} < 5.0 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$. La méthode d'ajustement n'est pas la minimisation du χ^2 , mais celle du maximum de vraisemblance, cette méthode étant plus efficace dans le cas de faible statistique. En effet, même si l'ensemble de la statistique est suffisant pour pouvoir utiliser la méthode de minimisation du χ^2 , peu de J/ψ ont été recueillis dans les collisions à haute multiplicité. Afin de garder la même méthode pour tous les ajustements, on choisit donc de toujours utiliser le maximum de vraisemblance. De manière à réduire le nombre de degrés de liberté, certains des paramètres de la fonction d'ajustement ont été fixés.

- Les paramètres α et n de la Crystal Ball ont été fixés à 1,21 et 2,75 respectivement, deux valeurs obtenues lors de l'ajustement de simulations Monte-Carlo. Il s'agit des mêmes valeurs que celles utilisées dans la publication d'ALICE, permettant une comparaison directe des deux résultats [87].
- La largeur du pic ψ' est fixée à $86 \text{ MeV}\cdot c^{-2}$, aussi à partir de simulations Monte-Carlo.

La figure 6.4 représente la distribution de masse invariante, avec son ajustement. L'ajustement est bon, avec $\chi^2 = 1,15$. Les valeurs des paramètres de l'ajustement et leurs erreurs sont regroupées dans le tableau 6.1. La masse invariante du J/ψ trouvée est de $3.114 \pm 0.004 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$. La masse donnée par le Particle Data Group est de $3,096916 \pm 0,000011 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$: il y a donc un écart de 0,6% entre ces deux valeurs. Dans le spectromètre à muons, l'effet le plus important sur la précision de mesure de la masse du J/ψ est le champ magnétique dans le dipôle. En effet, la mesure de la masse invariante est directement reliée à la mesure de l'impulsion de la paire de muons, et donc à leur courbures par le champ magnétique. Le faible écart entre la valeur mesurée de la masse du J/ψ et la valeur du Particle Data Group implique que le champ magnétique est bien maîtrisé, et bien reproduit par AliRoot. La masse trouvée dans cette étude est en parfait accord avec la masse précédemment trouvée par ALICE : $3,118 \pm 0,005 \text{ GeV}\cdot c^{-2}$. Ce résultat n'est pas surprenant, car ces deux études ont utilisé les mêmes conditions. Le nombre brut de J/ψ détectés est 1121 ± 48 , pour un taux brut de $(14,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$. Le nombre de ψ' détectés est 45 ± 15 , pour un taux brut de $(5,7 \pm 1,8) \cdot 10^{-6}$. Le rapport brut ψ' sur J/ψ est ainsi de $0,040 \pm 0,013$. La comparaison avec les résultats précédents d'ALICE va se faire par le calcul de la section efficace de production.

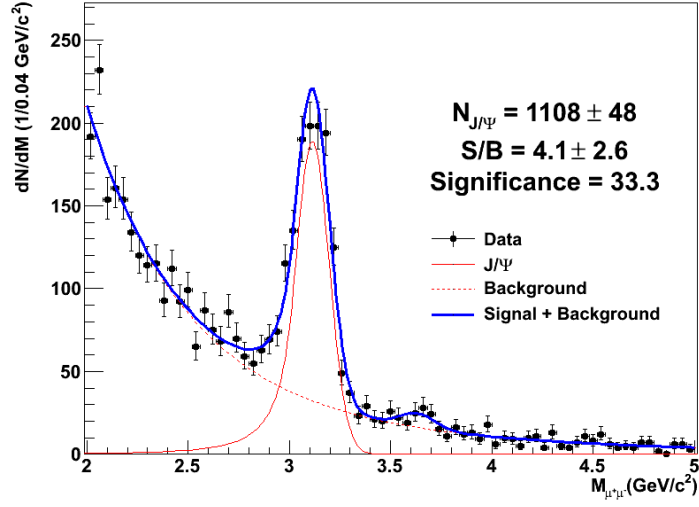


FIGURE 6.4 – Ajustement de la masse invariante des dimuons intégrés sur toute la multiplicité.

$M_{J/\psi}$	$3.114 \pm 0.004 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$
$\sigma_{J/\psi}$	$83 \pm 3 \text{ MeV}\cdot\text{c}^{-2}$
$\alpha_{J/\psi}$	1.21 (fixé)
$n_{J/\psi}$	2.75 (fixé)
$M_{\psi'}$	$3.62 \pm 0.04 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$
$\sigma_{\psi'}$	$86 \text{ MeV}\cdot\text{c}^{-2}$ (fixé)

TABLE 6.1 – Résultats de l’ajustement de la distribution en masse invariante. Les paramètres fixés l’ont été à partir de simulation Monte-Carlo.

$N_{J/\psi}$ brut	$N_{J/\psi}$ corrigé 0D	$N_{J/\psi}$ corrigé 2D
1121	3514	3492

TABLE 6.2 – Nombre de J/ψ brut et corrigé obtenu par les méthode 0D et 2D. Les termes d’acceptance et efficacité respectifs sont $0,319 \pm 0,001$ et $0,321 \pm 0,001$.

6.2.2 Section efficace de production J/ψ

D’une manière générale, la section efficace du J/ψ est de la forme :

$$\sigma_{J/\psi} = \frac{N_{J/\psi}}{N_{MB}} \sigma_{MB}$$

avec $N_{J/\psi}$ le nombre total de J/ψ produits, et N_{MB} et σ_{MB} le nombre d’événements et la section efficace minimum bias respectivement. Le nombre total de J/ψ produits est obtenu à partir du résultat de la mesure ($N_{J/\psi}^{dec}$) en corrigeant par les effets suivants :

- La majorité des J/ψ ne décroissent pas en dimuon. Le rapport d’embranchement du canal dimuon est $BR_{J/\psi \rightarrow \mu\mu} = 5,92 \pm 0,06\%$.
- De même, tous les J/ψ ne sont pas produits dans l’acceptance du détecteur. On se focalise donc en particulier sur la section efficace dans l’acceptance du spectromètre $\sigma_{J/\psi}^{-4,0 < \eta < -2,5}$.

Acceptance et efficacité

Le spectromètre ne possède pas une efficacité de détection de 100%. Cet effet est regroupé dans ce que l’on appelle le terme d’acceptance et efficacité, ou $Acc * Eff$ (cf chapitre 3). On l’extrait de simulations Monte Carlo utilisant la RejectList pondérée de la période LHC10e. La simulation consiste à générer des J/ψ dans l’acceptance du spectromètre, avec des distributions en impulsion transverse et pseudo-rapidity obtenues à l’aide de modèle théorique. Les traces muons ainsi obtenus sont ensuite reconstruites. Le terme $Acc * Eff$ est alors défini comme le rapport des dimuons reconstruits passant les coupures définies dans la section 6.1.2 sur le nombre de dimuons générés dans l’acceptance. Cette méthode étant intégrée sur tous les p_T et y , elle est dite à zéro dimension, ou 0D. L’efficacité du spectromètre variant en fonction de la rapidité y et de l’impulsion transverse p_T des muons, cette méthode n’est fiable que si les J/ψ générés lors de la simulation ont la même distribution en y et p_T que les J/ψ réels. Pour compenser cela, il est possible de calculer une valeur de $Acc * Eff$ pour chaque domaine (y ; p_T). Il suffit ensuite de corriger le nombre de J/ψ détectés dans chaque domaine (y ; p_T) par le facteur $Acc * Eff$ correspondant. On appelle cette méthode 2D. Cette seconde méthode nécessite cependant suffisamment de statistique dans les données réelles pour pouvoir remplir les domaines (y , p_T). Dans le cadre de cette étude en fonction de la multiplicité, la statistique est insuffisante pour utiliser une telle méthode. Le tableau 6.2 montre le nombre de J/ψ corrigé par les méthode 0D et 2D. La différence entre les deux résultats est faible, ce qui veut dire que les distributions en y et p_T utilisées lors de la simulation réaliste sont proches des valeurs réelles. Le choix d’appliquer la méthode 0D est donc justifié.

Dans cette étude, l’évolution de l’efficacité du spectromètre avec l’impulsion transverse est importante à un autre niveau. Il n’intervient pas pour le calcul de la section

efficace inclusive, mais lors de l'étude en fonction de la multiplicité. En effet, l'impulsion moyenne des particules produites lors de la collision a tendance à augmenter avec la multiplicité de la collision. Cela signifie que l'efficacité va elle aussi augmenter avec la multiplicité, et qu'il devient nécessaire d'utiliser un terme $Acc * Eff$ différent pour chaque intervalle en multiplicité. L'évolution de la production des J/ψ avec la multiplicité n'est cependant pas maîtrisée dans les simulations. On préférera alors garder le même terme $Acc * Eff$ quelque soit la multiplicité, et plutôt considérer sa variation comme une erreur systématique.

La formule de la section efficace devient alors :

$$\sigma_{J/\psi}^{2.5 < y < 4.0} = \frac{N_{J/\psi}^{2.5 < y < 4.0}}{N_{MB}} \frac{1}{BR_{J/\psi \rightarrow \mu\mu} Acc * Eff} \sigma_{MB} \quad (6.1)$$

Les deux derniers termes à évaluer sont N_{MB} et σ_{MB} . Intéressons nous d'abord à N_{MB} .

Nombre d'événements CINT1B

Appelons le nombre d'événements minimum bias enregistré N_{CINT1B} . Dans le cas du spectromètre à muon, les événements analysés sont les événements muon-minimum bias. Il faut donc trouver un facteur de correction, permettant d'estimer à combien d'événements minimum bias le nombre d'événements muon-minimum bias analysés correspond. Pour cela, on a choisit une observable de référence, que l'on a appelé le nombre de muons simples de référence. Ce sont les muons passant les coupures décrites dans la section 6.1.2, avec en plus une impulsion transverse supérieure à $1 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. Le facteur de transfert est alors le rapport du nombre de muon simples dans les événements minimum bias sur le même nombre dans les événements muons. Durant LHC10e, ce rapport R a été évalué à $1/R = 9,20 \pm 0,03$. On peut ainsi déduire le nombre d'événement minimum bias à partir du nombre d'événements CINT1B : $N_{MB} = N_{CINT1B}/R$.

Correction du vertex

Un effet influant à la fois sur la mesure de N_{CINT1B} et de $N_{J/\psi}$ sont les coupures utilisées pour l'évaluation de la multiplicité. En particulier, on réclame que le vertex ait une position $|z_{vertex}| < 10 \text{ cm}$. Cela implique qu'il faille d'une part corriger N_{CINT1B} et $N_{J/\psi}$ par les événements dont le vertex est situé en dehors de cet intervalle, et d'autre part par les événements pour lesquels aucun vertex n'a été reconstruit. On va considérer que ces deux effets peuvent se factoriser, ce qui revient à considérer que la distribution de la position du vertex est la même, peu importe si un vertex a été reconstruit ou non. On introduit plusieurs termes correctifs pour calculer des valeurs corrigées des grandeurs mesurées :

$$\begin{aligned} N_{CINT1B}^{vertex \text{ corr}} &= N_{CINT1B} F_{|z|>10}^{CINT1B} F_{-vertex}^{CINT1B} \\ N_{J/\psi}^{vertex \text{ corr}} &= N_{J/\psi} F_{|z|>10}^{J/\psi} F_{-vertex}^{J/\psi} \end{aligned}$$

Terme correctif pour les événements pour lesquels $|z_{vertex}| > 10, 0 \text{ cm}$. On a vu au chapitre précédent que les événements CINT1B avec un vertex situé à $|z_{vertex}| <$

10,0 cm constituent 88,3% de tous les événements dont le vertex est reconstruit. On a ainsi $C_{|z|>10}^{CINT1B} = \frac{1}{0.883}$. De même, la figure 6.5 montre la distribution de vertex pour les événements CMUS1B. On a le même pourcentage d'événements avec $|z_{vertex}| < 10,0$ cm, 88,3%. La probabilité qu'un J/ψ soit produit lors d'une collision ne dépendant pas de la position de cette collision, on s'attend à ce que ce rapport soit le même pour les événements CMUS1B ayant produit un J/ψ . Le terme correctif est alors $F_{|z|>10}^{J/\psi} = \frac{1}{0.883}$. Ainsi, ces deux termes correctifs s'annulent dans la formule de la section efficace.

Terme correctif pour les événements pour lesquels aucun vertex n'a été reconstruit.

On évalue ces termes grâce au rapport du nombre d'événements sans vertex sur le nombre total d'événements. Pour les événements CINT1B, on a $N_{CINT1B}^{-vertex}/N_{CINT1B}^{tot} = 0,11\%$. Le terme correctif est alors évalué de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
N_{CINT1B}^{tot} &= N_{CINT1B}^{vertex} F_{-vertex}^{CINT1B} = N_{CINT1B}^{vertex} + N_{CINT1B}^{-vertex} \\
N_{CINT1B}^{vertex} F_{-vertex}^{CINT1B} &= N_{CINT1B}^{vertex} \left(1 + \frac{N_{CINT1B}^{-vertex}}{N_{CINT1B}^{vertex}} \right) \\
F_{-vertex}^{CINT1B} &= 1 + \frac{N_{CINT1B}^{-vertex}}{N_{CINT1B}^{tot} - N_{CINT1B}^{-vertex}} \\
F_{-vertex}^{CINT1B} &= \frac{N_{CINT1B}^{tot}}{N_{CINT1B}^{tot} - N_{CINT1B}^{-vertex}} \\
F_{-vertex}^{CINT1B} &= \frac{1}{1 - \frac{N_{CINT1B}^{-vertex}}{N_{CINT1B}^{tot}}}
\end{aligned}$$

Au final $F_{-vertex}^{CINT1B} = 1,12$.

Pour les événements CMUS1B, le rapport : $N_{CMUS1B}^{-vertex}/N_{CMUS1B}^{tot} = 2,5\%$. Contrairement au cas précédent, on ne peut pas considérer que ce rapport va être le même pour les événements CMUS1B où un muon a été produit. En effet, de tels événements vont produire en moyenne plus de particules, augmentant ainsi la multiplicité et la probabilité de reconstruire un vertex. Le rapport devrait donc être encore plus faible pour les événements où un J/ψ a été produit. Il est cependant impossible d'évaluer ce rapport spécifiquement pour les événements où un J/ψ a été produit. Ce terme sera alors considéré comme une erreur systématique de $1/(1 - 0,025) - 1 \simeq 2,5\%$.

Correction de l'empilement

La dernière correction à appliquer concerne les événements d'empilement. Ce terme correctif s'applique sur le nombre d'événements CINT1B seulement. Ce facteur a été évalué au chapitre 5 à partir du nombre moyen de collisions p-p par événement :

$$F_{emp} = \frac{\mu}{1 - e^{-\mu}} = 1,0289$$

Evaluation de la section efficace minimum bias

Enfin, σ_{MB} est évalué à partir de scans de van der Meer [103]. Dans le cas d'ALICE, elle est évaluée à partir de la section efficace des événements pour lesquels une particule

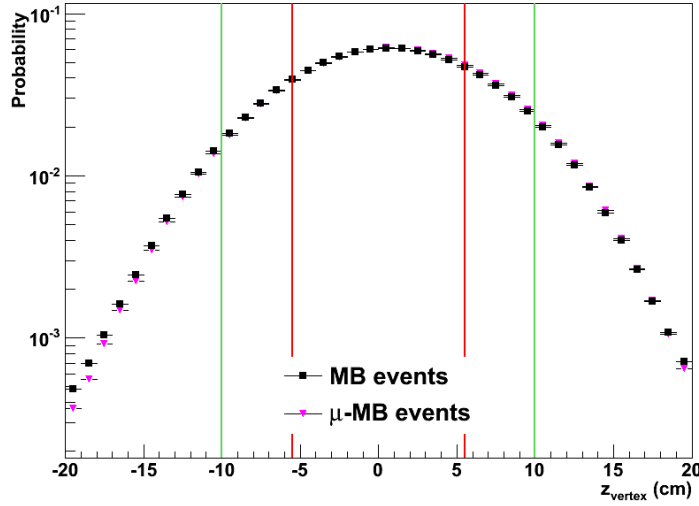


FIGURE 6.5 – Disitribution de la position du vertex selon l’axe faisceau pour les événements CMUS1B.

un signal a été recueilli dans le V0A et le V0C. Elle a été évaluée à $\sigma_{V0And} = 54,21$ mb, avec 5,5 % d’erreur systématique. Il est ensuite nécessaire de corriger la grandeur σ_{V0And} pour prendre en compte les événements diffractifs, c’est-à-dire n’ayant pas produits de particules. Ce terme correctif a été évalué à $1/F_{dif} = 0,869$. Au final, la valeur de la section efficace minimum bias est $\sigma_{MB} = 62,3$ mb, avec 5,5% d’erreur.

Au final, la section efficace de production des J/ψ est donnée par :

$$\sigma_{J/\psi}^{2.5 < y < 4.0} = \frac{N_{J/\psi}}{BR_{J/\psi \rightarrow \mu\mu} Acc * Eff} R \frac{\sigma_{MB}}{N_{CINT1B} F_{CINT1B}^{-vertex} F_{emp}}$$

La valeur de la section efficace mesurée dans cette étude est $\sigma_{J/\psi}^{2.5 < y < 4.0} = 6,17 \pm 0,27 \mu b$ stat. La valeur publiée par l’expérience ALICE est $\sigma_{J/\psi}^{2.5 < y < 4.0} = 6,31 \pm 0,25 \mu b$ stat [87]. Afin de comparer ces deux valeurs, il est nécessaire de prendre en compte les erreurs systématiques entre les deux mesures.

6.2.3 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sur la section efficace proviennent de nombreuses sources. Cette étude a déjà introduit un certain nombre d’erreurs systématiques. En revanche, la plupart de ces erreurs sont exclusives à cette étude, en particulier car elles dépendent de la multiplicité ou des coupures imposées. Le reste des erreurs systématiques a été évaluée lors de l’étude sur la section efficace de production des J/ψ faite par la collaboration ALICE [87].

Extraction du Signal. Nous l’obtenons par des comparaisons entre différents ajustements. Une possibilité est de laisser les paramètres α et n de la Crystal Ball libre. D’autres fonctions d’ajustement ont également été testées pour le signal et le bruit de fond. Notamment, des fonctions proposées par les expériences NA50 et NA60 ont été utilisées pour ajuster la résonance J/ψ [104]. De ces comparaisons, on a extrait une incertitude de 7,5 % sur la nombre de J/ψ détectés.

L’acceptance. Elle dépend des distributions en y et p_T initiales des J/ψ . On l’évalue en faisant varier ces distributions à partir des distributions prédites par les mo-

dèles théoriques dans les collisions p-p à 4 et 10 TeV [105]. L'erreur ainsi obtenue est de 5%.

L'efficacité de déclenchement. Elle est estimée en faisant le rapport du nombre de J/ψ corrigée par l'acceptance et l'efficacité dans deux cas de figures : lorsqu'on réclame qu'au moins une trace corresponde à une trace de déclenchement et lorsqu'on réclame que les deux le soient. On trouve alors 4% d'erreur.

L'efficacité de reconstruction. Elle est calculée à partir de l'efficacité obtenue par la méthode présentée au chapitre 3 dans les données réelles et les simulations. L'efficacité totale de trajectographie dans les données réelles et les simulations est de $98.8 \pm 0.8\%$ et $99.8_{0.8}^{0.2}\%$ respectivement (pour les périodes LHC10b, c et d, utilisés dans [87]). Cette différence de 1% est prise comme première évaluation de l'erreur systématique. En revanche, les corrélations entre zones mortes n'ont pas été prises en compte dans ce calcul. L'étude de la carte des clusters des périodes considérées révèle que les zones mortes produisent une perte d'efficacité de $2.8 \pm 0.4\%$. Ce nouveau résultat est en accord avec l'efficacité définie par le rapport du nombre de muons détectés sur le nombre de muons détectables, calculée à partir de simulations. Néanmoins, une erreur systématique supplémentaire de 1% est alors considérée, de manière à prendre en compte d'éventuelles petites zones mortes qui auraient pu être négligées par cette approche. Au total, on a une erreur de 1,5% par muon, et donc de 3% sur la paire dimuon.

Section efficace de collision et rapport R . L'erreur sur σ_{MB} est dominée par l'erreur sur l'intensité des faisceaux et sur sa méthode d'extraction à partir de scans de van der Meer. L'erreur sur le rapport R est déterminée en le calculant par une méthode alternative. Il s'agit d'une méthode utilisant les informations des différents types de déclenchements, et de leur temps mort respectifs. Au final, les erreurs sur σ_{MB} et R sont évaluées à 5,5% et 3% respectivement.

Le rapport d'embranchement $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ donné par le Particle Data Group, et est de $5,92 \pm 0,06\%$, soit 1% d'erreur relative.

Le tableau 6.3 regroupe les sources d'erreurs systématiques dans la détermination de la section efficace de production des J/ψ . La section efficace calculée dans cette étude est donc de $\sigma_{J/\psi}^{2.5 < y < 4.0} = 6,17 \pm 0,25 \text{ stat} \pm 0,75 \text{ syst } \mu b$. De nombreuses erreurs systématiques sont les mêmes entre cette étude et les résultats publiés par ALICE. En effet, seules les erreurs dues aux efficacités des chambres de trajectographie et de déclenchement ont changées, soit 3% et 4% respectivement. A cela s'ajoute l'erreur de 2,5% exclusive à cette étude, introduite précédemment pour les collisions dont le vertex n'a pas été reconstruit. On peut donc faire une comparaison complète entre les deux résultats :

$$\begin{aligned} \text{Cette étude } \sigma_{J/\psi}^{2.5 < y < 4.0} &= 6,17 \pm 0,25 \text{ stat} \pm 0,35 \text{ syst } \mu b \\ \text{Précédente étude } \sigma_{J/\psi}^{2.5 < y < 4.0} &= 6,31 \pm 0,25 \text{ stat} \pm 0,32 \text{ syst } \mu b \end{aligned} \tag{6.2}$$

La différence entre ces deux mesures est alors de $0,14 \mu b$, soit environ 2%. Les deux résultats sont donc largement en accord lorsque l'on considère l'erreur statistique.

Source	Valeur (%)
Extraction du signal	7,5
Acceptance	5
Efficacité déclenchement	4
Efficacité trajectographie	3
facteur R	3
Luminosité	5,5
$BR_{J/\psi \rightarrow \mu\mu}$	1

TABLE 6.3 – Erreurs systématiques sur la section efficace de production du J/ψ .

Taux de production des J/ψ

L'observable qui sera utilisée dans la suite de cette étude est le taux de production. D'une manière générale, le taux de production des J/ψ est défini par :

$$Y_{J/\psi} = \frac{\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{MB}}$$

Ce qui dans notre cas devient :

$$Y_{J/\psi}^{2.5 < y < 4.0} = \frac{N_{J/\psi}}{BR_{J/\psi \rightarrow \mu\mu} \text{ Acc} * \text{ Eff}} \frac{1}{N^{CINT1B} F_{CINT1B}^{-vertex} F_{emp}} R$$

Il est cependant nécessaire de rajouter un terme correctif supplémentaire, qui était auparavant pris en compte dans σ_{MB} . Il s'agit des collisions inélastiques pp dans lesquelles aucune particule chargée n'a été produite, et qui donc un événement CINT1B n'a pas été déclenché. Durant cette période, ce terme a été évalué à $F_{dif} = 1/0,869$, avec une erreur systématique de 5,5%. Les autres erreurs systématiques sur le taux de production inclusif sont les mêmes que celles de la section efficace. La formule finale devient donc :

$$Y_{J/\psi}^{2.5 < y < 4.0} = \frac{N_{J/\psi}}{BR_{J/\psi \rightarrow \mu\mu} \text{ Acc} * \text{ Eff}} R \frac{1}{N^{CINT1B} F_{CINT1B}^{-vertex} F_{emp} F_{dif}}$$

avec :

- $\text{Acc} * \text{Eff} = 0,319$.
- $F_{CINT1B}^{-vertex} = 1,0289$.
- $F_{emp} = 1,12$.
- $F_{dif} = 1/0,869$.

6.2.4 Extraction du signal par tranche en multiplicité

Les tranches en nombre de tracelettes utilisées dans cette étude, ainsi que les densités relatives correspondantes, sont récapitulées dans le tableau 6.4. La statistique étant faible pour les tranches à haute multiplicité, il est utile de réduire les degrés de liberté de la fonction d'ajustement, afin de ne pas augmenter l'erreur. De plus, certains paramètres ne dépendant que de la fonction de réponse du détecteur, on s'attend à ce qu'ils ne changent pas avec la multiplicité. Pour la suite de cette étude, les paramètres regroupés dans le tableau 6.1 seront considérés comme fixes, avec une erreur

Domaine	$dN_{ch}/d\eta / < dN_{ch}/d\eta >$
$1 \leq N_{t,corr} < 9$	0,487
$9 \leq N_{t,corr} < 14$	1,23
$14 \leq N_{t,corr} < 20$	1,83
$20 \leq N_{t,corr} < 31$	2,66
$31 \leq N_{t,corr} < 50$	3,97

TABLE 6.4 – Tranches en nombre de tracelettes et densité relative moyenne de l'intervalle correspondant. L'erreur systématique sur la densité relative est de 4%.

Tracelettes	$N_{J/\psi}$	S/B	$S/\sqrt{S+B}$	χ^2
$1 \leq N_{t,corr} < 9$	328 ± 23	$5,6 \pm 2,1$	18,1	0,72
$9 \leq N_{t,corr} < 14$	228 ± 20	$3,8 \pm 0,8$	15,1	0,71
$14 \leq N_{t,corr} < 20$	213 ± 51	$3,5 \pm 2,6$	14,6	0,82
$20 \leq N_{t,corr} < 31$	213 ± 19	$3,9 \pm 4,0$	14,6	0,63
$31 \leq N_{t,corr} < 50$	80 ± 12	$3,2 \pm 0,8$	8,9	0,60

TABLE 6.5 – Nombre de J/ψ reconstruits, rapport signal sur bruit, significance et χ^2 des ajustements en fonction de la multiplicité.

nulle. Les seuls paramètres libres sont alors les coefficients de normalisation de chaque composante et les paramètres décrivant le bruit de fond. Ce dernier choix est fait car on ignore pour l'instant comment va évoluer le bruit de fond avec la multiplicité de la collision.

Le tableau 6.5 contient le nombre de J/ψ détectés, le rapport signal sur bruit, la significance et le χ^2 pour chaque tranche de multiplicité. Les résultats des ajustements sont également présentés dans la figure 6.6. On remarque que le rapport signal sur bruit diminue avec la multiplicité.

Le taux de production en fonction de la multiplicité M est donné par la formule :

$$Y_{J/\psi}^{2.5 < y < 4.0}(M) = \frac{N_{J/\psi}(M)}{BR_{J/\psi \rightarrow \mu\mu} Acc * Eff(M)} R(M) \frac{1}{N^{CINT1B}(M) F_{vert}(M) F_{emp}(M) F_{dif}(M)}$$

Cependant, tous les facteurs correctifs ne changent pas en fonction de la multiplicité de la collision.

$Acc * Eff$: A priori, l'efficacité de reconstruction diminue lorsque l'occupation des chambres de trajectographie augmente. Cet effet est surtout visible dans les collisions plomb-plomb. En revanche, il est négligeable dans les collisions proton-proton, même aux multiplicités les plus hautes. L'autre effet est la dépendance de l'efficacité avec l'impulsion transverse des particules produites dans la collision, dont la valeur moyenne augmente avec la multiplicité de la collision (cf section 6.3). Cet effet a déjà été introduit dans la section 6.2.2, et il a été décidé de l'introduire comme erreur systématique. Cette erreur est choisie comme identique à celle introduite pour l'acceptance dans le calcul de la section efficace, soit 5%.

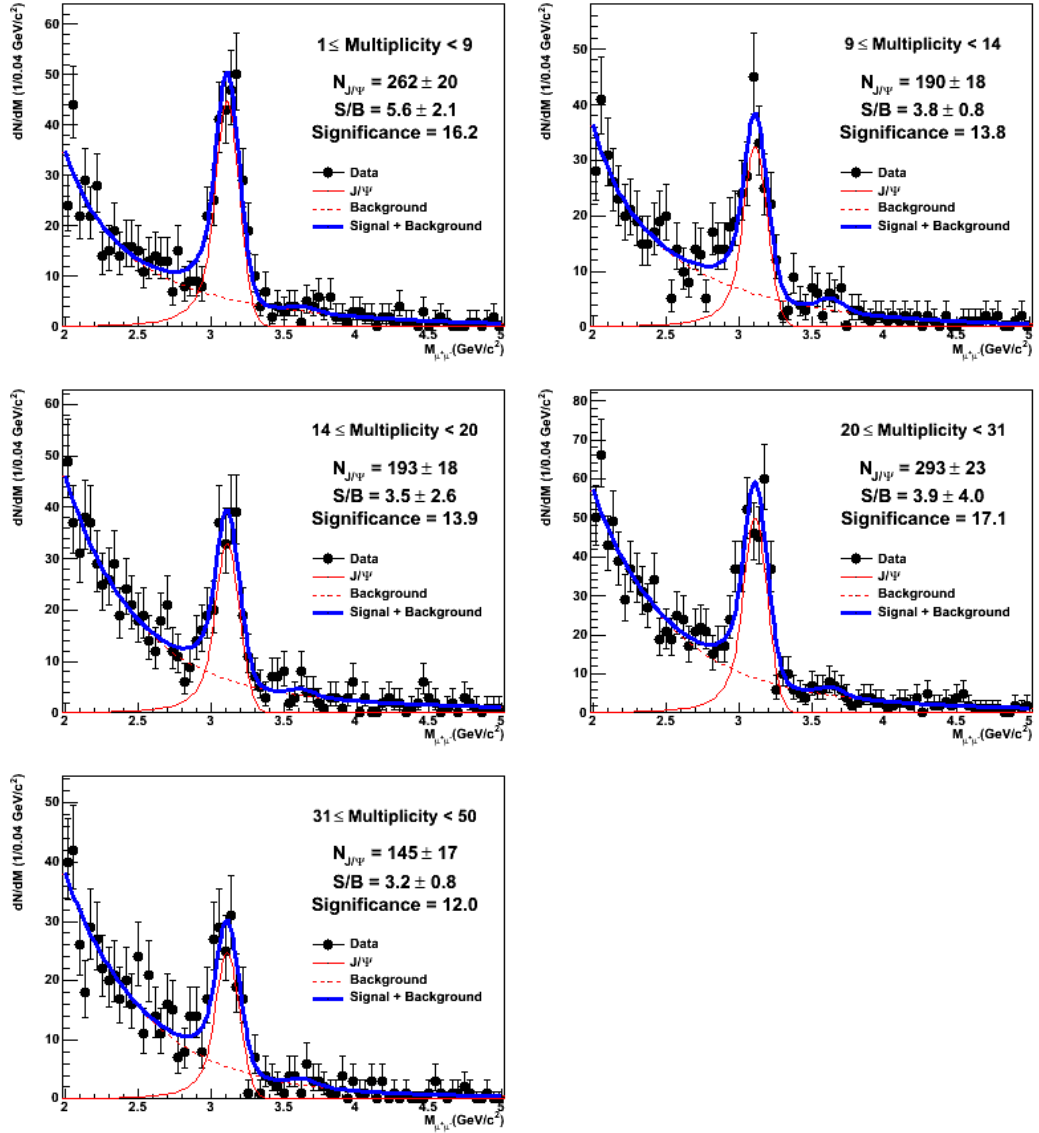


FIGURE 6.6 – Ajustement de la masse invariante des dimuons dans les divers domaines en multiplicité.

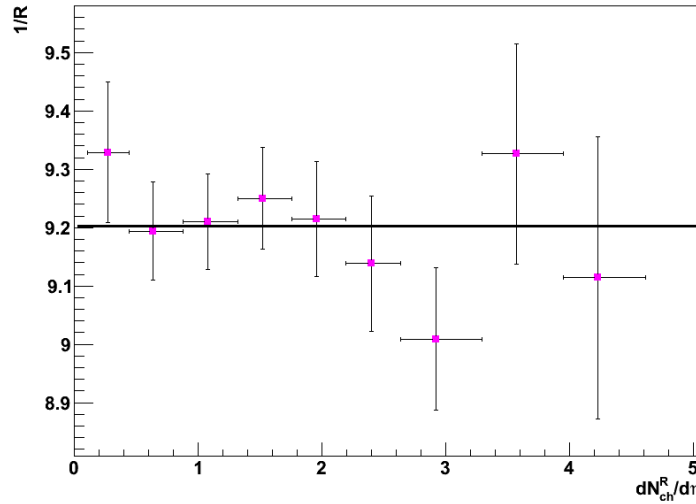


FIGURE 6.7 – Rapport $1/R$ du nombre de muons simples de référence dans les événements CMUS1B sur le nombre de muons simples de référence dans les événements CINT1B. L'ajustement linéaire donne un résultat de $9,20 \pm 0,03$, avec un χ^2 de 0,60.

$F_{-vertex}$: Par définition, au moins une tracelette a été reconstruite dans chacun des événements retenus. C'est une condition suffisante pour que le vertex soit toujours reconstruit, donc $F_{-vertex} = 1$ quel que soit la tranche en multiplicité.

F_{emp} : Comme on l'a vu au chapitre précédent, il est difficile de déterminer la part des événements d'empilement en fonction de la multiplicité. Cependant, leur effet dans l'estimation de la multiplicité est faible. On choisit donc plutôt de le considérer comme erreur systématique. L'évaluation de cette erreur sera faite lorsque l'on traitera les erreurs systématiques.

F_{dif} : Ce facteur sert à corriger des collisions inélastiques dans lesquelles aucune particule chargée n'a été produites. Il ne s'applique alors qu'aux collisions avec une multiplicité faible, et donc n'intervient pas. Il vaut 1 pour cette étude.

R : Le rapport entre le nombres de muons de référence dans les événements CINT1B sur CMUS1B ne varie pas en fonction de la multiplicité (cf figure 6.7).

Plutôt que de s'intéresser directement au taux de production des J/ψ , cette étude va s'intéresser au taux de production relatif. C'est à dire, le taux de production en fonction de la multiplicité sur le taux de production intégré sur toutes les multiplicités, ou taux de production inclusif. Dans la pratique, on a alors :

$$Y_{J/\psi}^R(Mult) = \frac{Y_{J/\psi}(Mult)}{Y_{J/\psi}}$$

$$Y_{J/\psi}^R(Mult) = \frac{N_{J/\psi}(Mult)}{N^{CINT1B}(Mult) F_{-vertex}} \frac{N^{CINT1B} F_{-vertex} F_{emp} F_{dif}}{N_{J/\psi}}$$

$$Y_{J/\psi}^R(Mult) = \frac{N_{J/\psi}(Mult)}{N^{CINT1B}(Mult)} \frac{N^{CINT1B} F_{emp} F_{dif}}{N_{J/\psi}}$$

Erreurs systématiques

Même si certains des facteurs correctifs se compensent, ce n'est pas le cas de toutes les erreurs systématiques.

- Extraction du signal. La fonction d'extraction du signal étant exactement la même, l'erreur doit se compenser. En revanche, le rapport signal sur bruit diminue avec la multiplicité de la collision. Cela introduit donc une nouvelle erreur sur le nombre de J/ψ . On l'évalue en utilisant une autre fonction pour le bruit de fond dans l'ajustement de la masse invariante : un polynôme d'ordre 4. L'erreur systématique est choisie comme la différence dans le nombre de J/ψ obtenue entre ces deux méthodes. Les résultats sont regroupés dans le tableau 6.6.
- L'erreur de 5% introduite sur l'acceptance ne s'annule pas. En effet, l'impulsion transverse moyenne des particules augmente avec la multiplicité, ce qui fait que l'acceptance elle-même change avec la multiplicité.
- L'erreur sur l'empilement introduite précédemment ne s'annule pas non plus. Il y a deux effets à prendre en compte. D'une part, l'erreur sur l'estimation de la multiplicité de l'événement. Comme vu au chapitre 5, la multiplicité est surestimée dans seulement 3% environ des événements. Cependant, les intervalles en multiplicité considérés sont suffisamment larges pour que même si la multiplicité mesurée d'un événement est surévaluée, la multiplicité réelle soit dans le même intervalle. C'est d'autant plus vrai que la multiplicité de la collision d'empilement est par définition inférieure à la multiplicité de la collision principale. Cette composante est alors considérée comme négligeable, et n'est pas prise en compte. D'autre part, il y a une erreur sur le nombre de J/ψ produits par la collision d'empilement. Le nombre de J/ψ produits par la collision d'empilement dans une tranche en multiplicité peut être évalué par :

$$N_{J/\psi}^{emp}(Mult) = N_{J/\psi}(Mult)(F_{emp} - 1) \frac{1}{Y_{J/\psi}^R(Mult)} \quad (6.3)$$

Au lieu de prendre la valeur exacte pour $Y_{J/\psi}^R(Mult)$, on va prendre une valeur de 1. En réalité, $Y_{J/\psi}^R(Mult)$ est supérieur à 1 dans toutes les tranches en multiplicité sauf la plus basse. Ce choix va donc majorer $N_{J/\psi}^{emp}(Mult)$. Le facteur $(F_{emp} - 1) \simeq 3\%$ va donc être choisi comme erreur systématique. Pour la première tranche en multiplicité, où $Y_{J/\psi}^R(Mult)$ est inférieur à 1, on double cette erreur.

- L'erreur sur le facteur R disparaît dans le rapport, puisque R ne change pas avec la multiplicité (cf figure 6.7).
- L'efficacité des chambres de trajectographie et de déclenchement ne change pas avec la multiplicité, donc l'erreur systématique s'annule.
- La polarisation n'a pas été considérée jusqu'ici. On émet l'hypothèse qu'elle ne va pas changer avec la multiplicité de la collision, et donc que l'erreur va s'annuler.

Au final, le tableau 6.7 regroupe les erreurs systématiques sur le taux relatif en fonction de la tranche en multiplicité.

6.2.5 Taux de production relatif en fonction de la multiplicité

La figure 6.8 présente le taux de production relatif des J/ψ en fonction de la multiplicité de la collision. Similairement, la figure 6.9 montre le taux relatif divisé par la multiplicité relative. On remarque une claire augmentation du taux de production avec la multiplicité de la collision. Cette augmentation semble être légèrement plus rapide qu'une augmentation linéaire. La corrélation directe entre la multiplicité et la nombre de J/ψ reconstruits tend à favoriser une hypothèse présentée au chapitre 5 : les multiplicités les plus hautes sont dues à plus de collisions parton-parton dans la collision

Domaine	Exponentielles	Polynôme
$1 \leq N_{t,corr} < 9$	262 ± 2	255 ± 21
$9 \leq N_{t,corr} < 14$	190 ± 18	182 ± 18
$14 \leq N_{t,corr} < 20$	193 ± 18	185 ± 19
$20 \leq N_{t,corr} < 31$	293 ± 23	283 ± 19
$31 \leq N_{t,corr} < 50$	144 ± 17	141 ± 11

TABLE 6.6 – Nombre de J/ψ reconstruits en fonction de la fonction utilisée pour l'estimation du bruit de fond : deux exponentielles ou un polynôme de degré 4.

Domaine	Acceptance	Vertex	Extraction	Empilement	Total
$1 \leq N_{t,corr} < 9$	5%	2,5%	4%	6%	9%
$9 \leq N_{t,corr} < 14$	5%	2,5%	4%	3%	8%
$14 \leq N_{t,corr} < 20$	5%	2,5%	4%	3%	8%
$20 \leq N_{t,corr} < 31$	5%	2,5%	4%	3%	8%
$31 \leq N_{t,corr} < 50$	5%	2,5%	2%	3%	8%

TABLE 6.7 – Décomposition de l'erreur systématique sur le taux de production relatif des J/ψ en fonction de la multiplicité. L'erreur totale est la somme quadratique des composantes.

proton-proton. Cette augmentation implique également qu'aucune suppression des J/ψ n'a eu lieu à ces multiplicités.

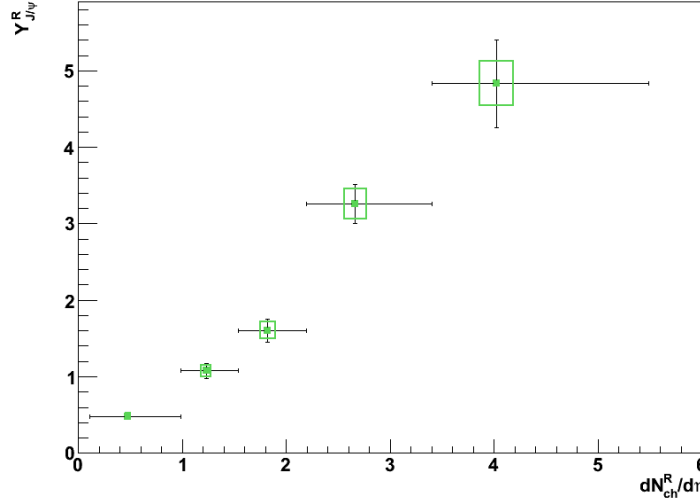


FIGURE 6.8 – Taux de production relatif des J/ψ en fonction de la multiplicité relative de la collision. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.

Comparaison avec les simulations

La figure 6.10 représente le taux de production relatif des J/ψ en fonction de la multiplicité relative, obtenu par des simulations. Ces simulations ont utilisé le généra-

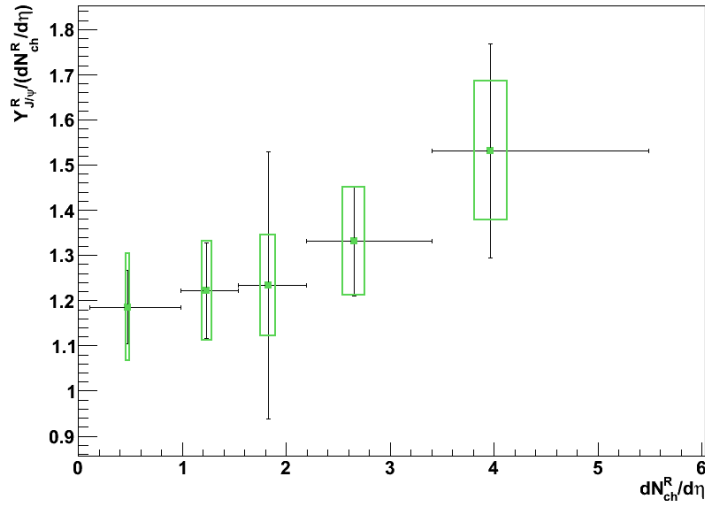


FIGURE 6.9 – Taux de production relatif des J/ψ divisé par la multiplicité relative de la collision en fonction de la multiplicité relative. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.

teur PYTHIA 6.4.25, utilisant la calibration Perugia 2011 [106, 107]. Dans ce modèle, seule les J/ψ produit lors de collisions dures produisant deux particules ont été pris en compte. On remarque que, dans ce modèle, le taux de production des J/ψ diminue avec la multiplicité de la collision, au contraire de ce qui est observé expérimentalement. Afin de mieux comprendre ces résultats, il est nécessaire d'utiliser d'autres générateurs utilisant différents modèle de production des J/ψ .

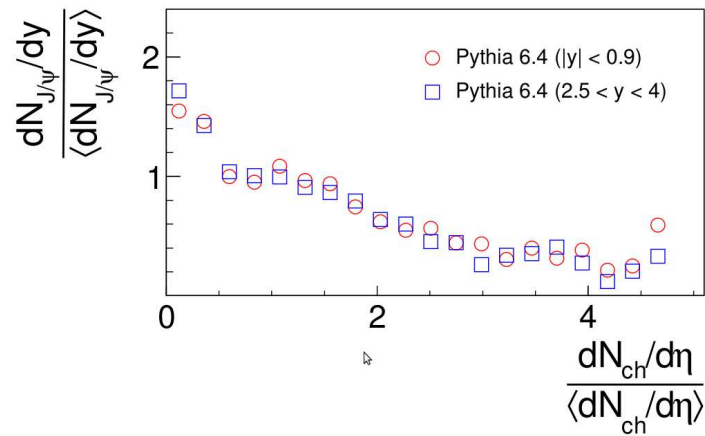


FIGURE 6.10 – Taux de production relatif des J/ψ en fonction de la multiplicité relative de la collision, obtenu à l'aide de simulation. Les points rouges représente les résultats à rapidité moyenne (acceptance du bras central d'ALICE), et les carrés bleus à grande rapidité (accetpance du spectromètre à muons) [19].

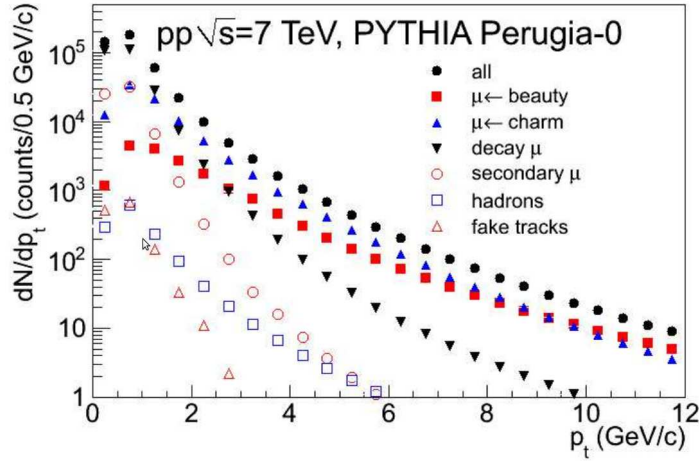


FIGURE 6.11 – Spectres en impulsion transverse des traces reconstruites, en fonction de l’origine de la particule associée à la trace, obtenus à partir de simulations PYTHIA [20].

6.3 Les muons simples

La seconde partie de cette analyse s’intéresse au taux de productions des muons simples. Les observables retenues sont les mêmes que pour les J/ψ : le taux de production relatif et le taux de production relatif sur la multiplicité. Les coupures appliquées lors de la sélection des traces sont celles présentées en début de chapitre.

Comme vu au chapitre 4, les muons reconstruits dans le spectromètre proviennent de nombreuses sources. La figure 6.11 montre la part de chacune de ces composantes en fonction de l’impulsion transverse lorsque les coupures décrites à la section 6.1.2 sont appliquées. Ces coupures rejettent donc efficacement les traces indésirables : muons secondaires, hadrons et fausses traces. La part des muons provenant de la désintégration de pions ou kaons change également avec l’impulsion transverse. Cette étude va donc séparer les traces en deux tranches en impulsion transverse.

- $1,0 < p_T < 4,0 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-1}$: muons provenant à environ 50% de pions/kaons et 50% de quarks c/b . Ils seront appelés muons bas p_T par la suite.
- $4,0 < p_T < 8,0 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-1}$: muons provenant à environ 18% de pions/kaons et 82% de quarks c/b . Ils seront appelés muons haut p_T par la suite.

Le tableau 6.8 regroupe le nombre de muons et d’événements dans les différentes tranches en multiplicité utilisées. Les événements muons étant plus nombreux que les événements dimuons, il est possible de choisir des intervalles en multiplicité moins grands. L’erreur systématique sur le taux de production relatif est prise similaire à l’erreur systématique du taux de production relatif des J/ψ , sans la composante dues à l’extraction du bruit de fond (cf tableau 6.9).

Les figures 6.12 et 6.13 montrent l’évolution du taux de production des muons bas p_T en fonction de la multiplicité. Similairement aux J/ψ , le taux de production des muons simples à bas p_T augmente avec la multiplicité de la collision. La principale différence est que dans ce cas, l’augmentation semble atteindre un maximum à partir de 1,5 fois la multiplicité moyenne, et ainsi devenir linéaire aux plus grandes multiplicités.

L’évolution du taux de production des muons haut p_T est présenté sur les figures 6.14 et 6.15. De même que pour les muons bas p_T , il y a une augmentation avec la

Domaine	Evénements μ -MB ($\times 10^6$)	Muons bas p_T ($\times 10^3$)	Muons haut p_T
$1 \leq N_{t,corr} < 4$	15,8 ($\pm < 0,01\%$)	$53,3 \pm 0.2$	432 ± 21
$4 \leq N_{t,corr} < 8$	13,8 ($\pm < 0,01\%$)	$106 (\pm < 0,01\%)$	1237 ± 35
$8 \leq N_{t,corr} < 12$	7,95 ($\pm < 0,01\%$)	$115 (\pm < 0,01\%)$	1602 ± 40
$12 \leq N_{t,corr} < 16$	4,92 ($\pm < 0,01\%$)	$106 (\pm < 0,01\%)$	1543 ± 39
$16 \leq N_{t,corr} < 20$	3,04 ($\pm < 0,01\%$)	$85,2 \pm 0.3$	1359 ± 37
$20 \leq N_{t,corr} < 24$	1,81 ($\pm < 0,01\%$)	$62,2 \pm 0.3$	1049 ± 32
$24 \leq N_{t,corr} < 30$	1,38 ($\pm < 0,01\%$)	$59,0 \pm 0.2$	1064 ± 33
$30 \leq N_{t,corr} < 36$	0,559 ($\pm < 0,01\%$)	$29,3 \pm 0.2$	503 ± 22
$36 \leq N_{t,corr} < 42$	0,210 ($\pm < 0,01\%$)	$12,8 \pm 0.1$	266 ± 16
$42 \leq N_{t,corr} < 50$	0,085 ($\pm < 0,01\%$)	$5,83 \pm 0.08$	129 ± 11

TABLE 6.8 – Nombre de muons reconstruits passant la coupure dans les différents domaines en multiplicité (section 6.1.2).

Domaine	Acceptance	Vertex	Empilement	Total
$1 \leq N_{t,corr} < 4$	5%	2,5%	6%	8%
$4 \leq N_{t,corr} < 8$				
Autres domaines	5%	2,5%	3%	7%

TABLE 6.9 – Erreur systématique en fonction de l'intervalle en multiplicité. Le taux de production relatif est inférieur à 1 dans les deux premiers intervalles, donc l'erreur sur l'empilement est de 6% dans ces deux cas.

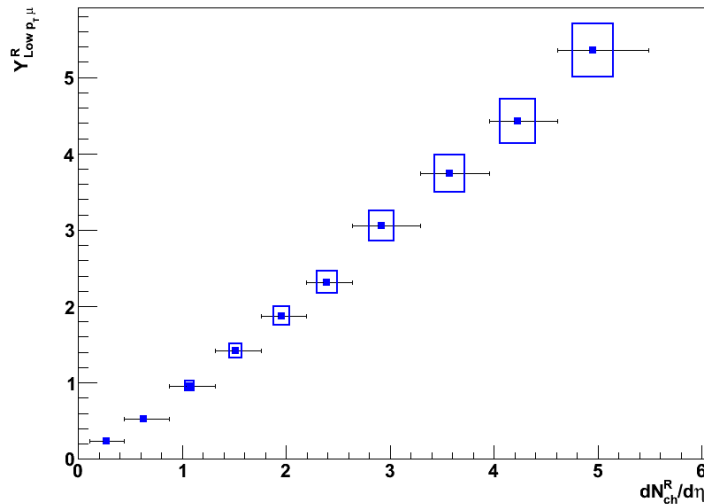


FIGURE 6.12 – Taux de production relatif des muons simples avec $1,0 < p_T < 4,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ en fonction de la multiplicité relative de la collision. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.

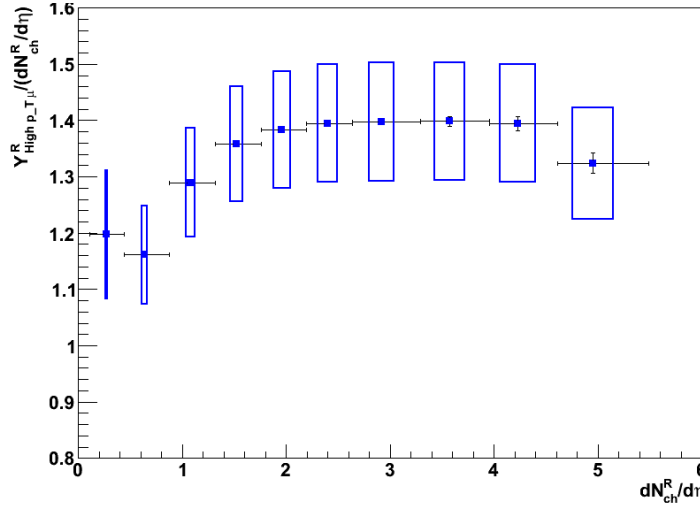


FIGURE 6.13 – Taux de production relatif des des muons simples avec $1,0 < p_T < 4,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ divisé par la multiplicité relative de la collision en fonction de la multiplicité relative. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.

multiplicité de la collision. Contrairement aux muons bas p_T et similairement aux J/ψ , l'augmentation n'atteint pas de plateau, mais augmente avec la multiplicité.

Enfin, la figure 6.16 montre le rapport entre les taux de production relatifs haut p_T sur bas p_T . Ce graphe confirme que l'augmentation du taux de production des muons à haut p_T est supérieure à celle des muons à bas p_T .

6.3.1 Comparaison entre muons simples et J/ψ

Dans cette section, on s'intéresse à la comparaison directe des taux de production relatifs des muons simples et des J/ψ . On s'attend à ce le taux de production des J/ψ soit similaire à celui des muons haut p_T . Cette comparaison se fait en observant le rapport de leur taux de production respectif.

Les figures 6.17 et 6.18 montrent le rapport du taux de production des J/ψ sur le taux de production des muons bas p_T et haut p_T respectivement.

Le rapport J/ψ - muons bas p_T semble constant avec la multiplicité, voire augmentant aux plus hautes multiplicités. En revanche, le rapport J/ψ - muons haut p_T diminue fortement aux basses multiplicités, puis semble être constant aux hautes multiplicités. L'éventuelle suppression des J/ψ étant attendue à haute multiplicité, le comportement observé ne semble pas confirmer cette hypothèse. Cependant, les larges erreurs statistiques rendent les conclusions difficiles.

6.4 Conclusion

L'évolution des taux de production relatifs des muons simples avec $1,0 < p_T < 4,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ et $4,0 < p_T < 8,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$, ainsi que des J/ψ , en fonction de la multiplicité jusqu'à 5,5 fois la multiplicité moyenne a été présentée dans ce chapitre. Ces taux de production augmentent tous avec la multiplicité de la collision. Cette observation semble confirmer que l'augmentation de la multiplicité dans une collision p-p est due à

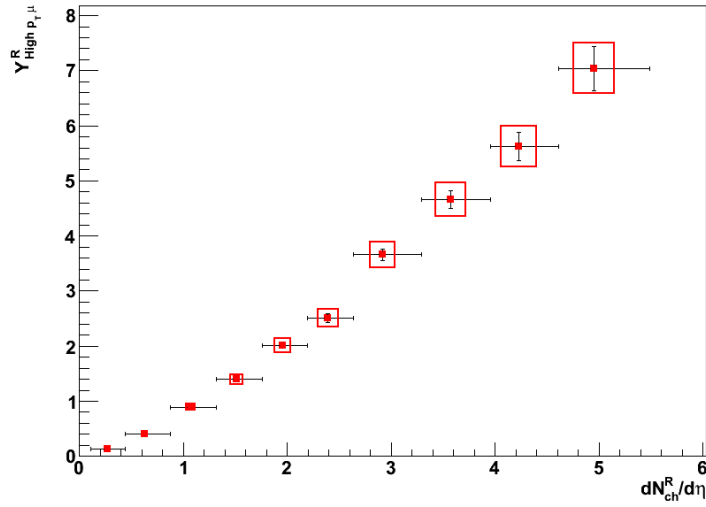


FIGURE 6.14 – Taux de production relatif des muons simples avec $4,0 < p_T < 8,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ en fonction de la densité relative de la collision. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.

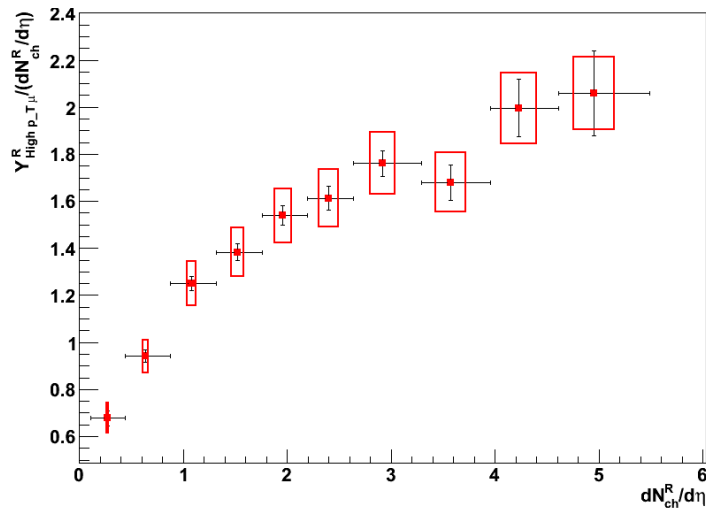


FIGURE 6.15 – Taux de production relatif des des muons simples avec $4,0 < p_T < 8,0$ $\text{GeV}\cdot c^{-1}$ divisé par la multiplicité relative de la collision en fonction de la multiplicité relative. Une erreur systématique supplémentaire de 5,5% provenant des collisions p-p diffractives est à appliquer sur le taux de production.

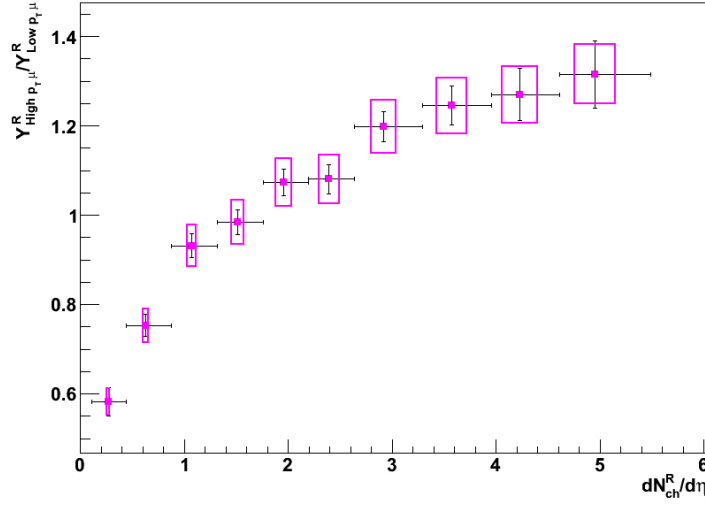


FIGURE 6.16 – Rapport du taux de production relatif des muons simples avec $4,0 < p_T < 8,0 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-1}$ sur les muons simples avec $1,0 < p_T < 4,0 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-1}$ en fonction de la mutiplicité relative de la collision.

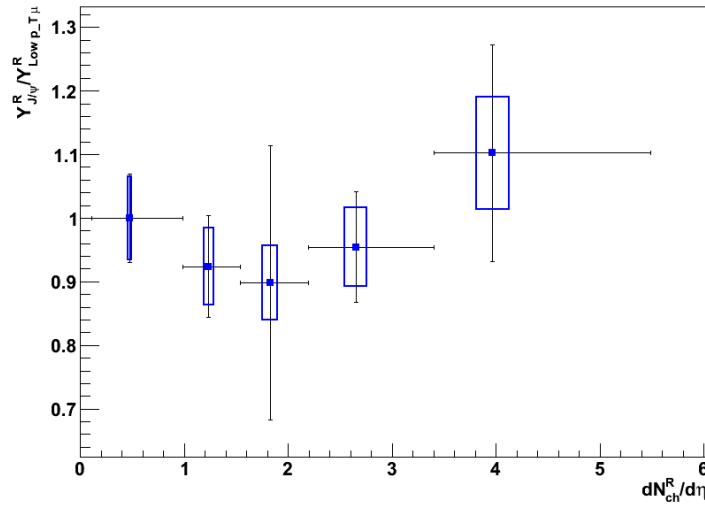


FIGURE 6.17 – Rapport du taux de production relatif des J/ψ sur les muons simples avec $1,0 < p_T < 4,0 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-1}$ en fonction de la mutiplicité relative de la collision.

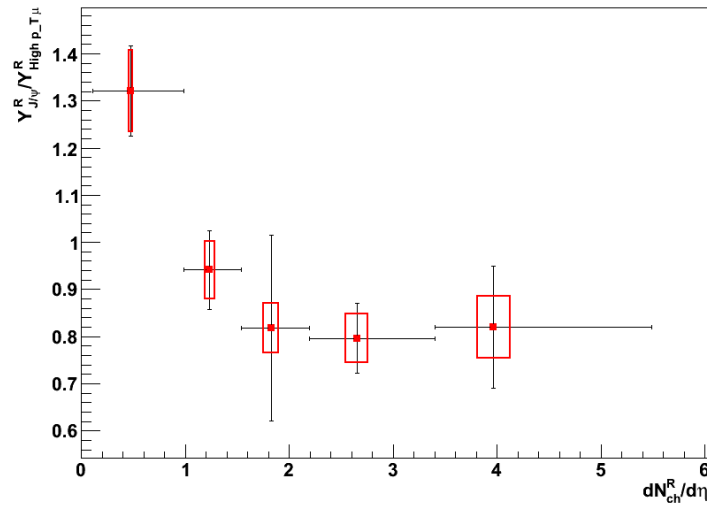


FIGURE 6.18 – Rapport du taux de production relatif des J/ψ sur les muons simples avec $4,0 < p_T < 8,0 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-1}$ en fonction de la mutiplicité relative de la collision.

un plus grand nombre de collisions parton-parton indépendantes. En revanche, l'éventuelle suppression des J/ψ aux hautes multiplicités proposée n'a pas été observée. Les modèles utilisés dans les simulations ne parviennent pas à reproduire le comportement observé : en effet, ils prévoient une diminution du taux de production des J/ψ en fonction de la multiplicité.

Les erreurs statistiques et systématiques dans cette première étude sont cependant élevées, rendant les conclusions difficiles. Une seconde étude avec plus de statistique permettrait à la fois de diminuer les erreurs et d'atteindre des multiplicités plus élevées.

Enfin, les résultats concernant le taux de production des J/ψ en fonction de la multiplicité, en commun avec les résultats obtenus à rapidité moyenne par le tonneau central et la comparaison avec les simulations, ont fait l'objet d'une publication [108], reproduite en annexe B.

Conclusion

Cette thèse a présenté des résultats des deux premières années de prises de données du spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC.

Une étude utilisant les rayons cosmiques, les toutes premières données récoltées par le spectromètre à muons, a permis de tester l'ensemble de la chaîne de détection et de reconstruction.

La suite de cette thèse s'est concentrée sur l'évaluation de l'efficacité des chambres de trajectographie du spectromètre à muons. Une méthode permettant d'évaluer l'efficacité à partir des données réelles a été présentée. L'efficacité ainsi mesurée est utilisée afin de valider les simulations réalistes. Une méthode pour reproduire l'état du détecteur dans les simulations a également été développée. Ces deux méthodes ont été utilisées dans la publication d'ALICE concernant la mesure de la section efficace de production des J/ψ .

La partie suivante a traité de la sélection des traces reconstruites par le spectromètre, basée sur la distribution du produit impulsion-distance d'approche minimale. Cette méthode a été développée en utilisant les collisions p-p, de manière à rejeter les traces issues de collisions faisceau-gaz. Elle a également été appliquée par d'autres analyses d'ALICE, utilisant les collisions Pb-Pb, de manière à rejeter les fausses traces.

Enfin, la dernière partie de cette thèse concernait le taux de production des J/ψ et des muons simples en fonction de la multiplicité des particules chargées dans les collisions proton-proton. Cette étude a été motivée par les multiplicités atteintes au LHC dans les collisions p-p, similaires à celle des collisions semi-centrales Cu-Cu à RHIC, et par l'apparition d'une corrélation entre η et ϕ des hadrons à haute multiplicité, jusqu'ici observée seulement en collisions d'ions lourds, mesurée par l'expérience CMS. Les taux de production des J/ψ et muons simples ont montré une forte corrélation avec la multiplicité de la collision, augmentant avec celle-ci. Cette observation tend à confirmer l'hypothèse que l'augmentation de la multiplicité d'une collision p-p est due à un plus grand nombre de collisions parton-parton, et donc à une plus grande production de tous les types de particules. C'est également dans le cadre de cette hypothèse qu'un milieu thermalisé peut se former dans les collisions p-p. Ces résultats, combinés avec une étude utilisant les données à rapidité moyenne, sont l'objet d'une publication d'ALICE reproduite en annexe B [108].

Dans l'avenir, il serait intéressant de poursuivre cette analyse avec plus de statistique. Cela permettrait d'atteindre des multiplicités plus élevées, pour peut-être permettre l'observation de nouveaux effets. Une comparaison avec des simulations utilisant différents modèles est également nécessaire.

Annexe A

Analyse des données relatives au rayonnement cosmique

Cette annexe traite des toutes premières données recueillies par le spectromètre à muons d'ALICE, utilisant le rayonnement cosmique. Ces périodes ont servi de tests pour tous les détecteurs, aussi bien pour l'étalonnage que pour toute la chaîne de reconstruction. Dans le cas du spectromètre à muons, une étude sur les distributions angulaires des traces a été possible.

A.1 Le rayonnement cosmique dans ALICE

A.1.1 Les données cosmiques

Durant 2009, le spectromètre à muons a participé à deux périodes de prises de données utilisant les rayons cosmiques.

- La première a duré deux semaines, en mars-avril 2009. Seuls les détecteurs du spectromètre à muons (chambres de trajectographie et chambres de déclenchement) y ont participé. Cette période a vu les premières traces reconstruites dans le spectromètre. L'installation du spectromètre à muons n'était toutefois pas encore terminée. Notamment, la chambre 6 n'avait pas encore été validée, et n'était donc pas incluse dans la configuration. De plus, il n'y avait pas de champ magnétique dans le dipôle durant cette période. Cela a rendu impossible la mesure de l'impulsion ou de la charge des particules. La reconstruction officielle des données a eu lieu en août 2009 sur la grille de calcul du LHC.
- La seconde période a duré un mois et demi, en août-septembre 2009. Cette fois, l'ensemble d'ALICE participait à la prise de données. Toutes les chambres de trajectographie et de déclenchement étaient dans la configuration. La prise de données a eu lieu avec et sans champ magnétique dans le dipôle. Enfin, la reconstruction officielle a eu lieu en novembre 2009.

Ces traces ont été utilisées à la fois pour calculer les premières efficacités des chambres de trajectographie (cf chapitre 3) et pour une étude de leur distribution angulaire.

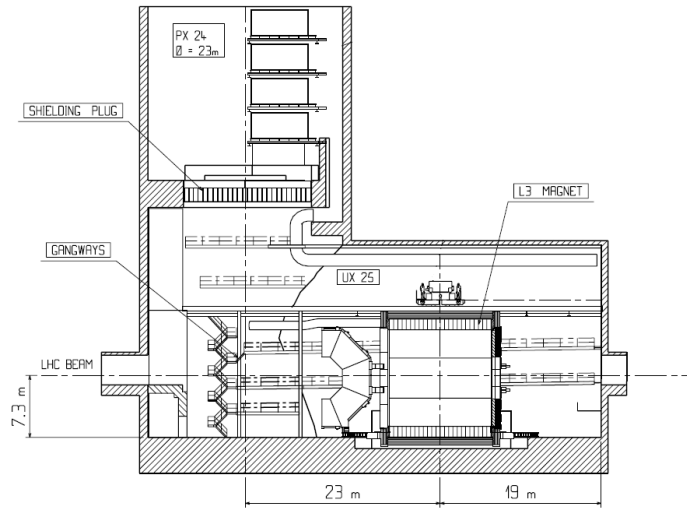


FIGURE A.1 – Schéma de la caverne d'ALICE.

A.1.2 Les particules cosmiques

L'expérience ALICE est située sous 30 m de roche, qui correspondent à environ 70 m équivalent eau (m.w.e.) [109] (cf figure A.1). La figure A.2 présente l'identification des particules par la TPC durant la seconde période de prise de données. Quatre types de particules sont détectés : muons, électrons, protons et deutons. Toutes ces particules n'ont cependant pas la même origine. En effet, on peut séparer les événements cosmiques détectés par ALICE en deux catégories.

- Les événements déclenchés par une particule produite dans l'atmosphère, par une collision rayon cosmique - atmosphère. Ce cas inclut également les événements où une collision entre un rayon cosmique et une particule de l'atmosphère produit une cascade de particules (ou gerbe), et plusieurs d'entre elles atteignent ALICE.
- Les événements déclenchés lorsqu'un rayon cosmique (où une particule produite par le processus précédent) entre en collision avec la roche, et produit une gerbe de particules. Ces événements impliquent que plusieurs particules seront détectées.

A la profondeur d'ALICE, les particules de la première catégorie autre que des muons sont suffisamment rares pour pouvoir être négligées. Par contre, les particules produites dans des gerbes cosmiques peuvent être de n'importe quel type observé. Une coupure possible pour différencier ces deux types d'événements est le nombre de traces reconstruites.

Les coupures dans le spectromètre à muons

Le cas du spectromètre à muon est différent de celui de la TPC. En effet, le spectromètre est incapable d'identifier les particules. Comme on s'intéresse principalement aux événements de muons cosmiques, on doit donc trouver de nouvelles coupures. Le nombre de traces reconstruites reste une coupure importante : si plus d'une trace est reconstruite dans les chambres de trajectographie, on considère qu'il s'agit d'un événement de gerbe cosmique. Cette coupure ne permet cependant pas de rejeter tous les événements indésirables. En effet, contrairement aux particules issues de collisions du LHC, les particules cosmiques ne proviennent pas nécessairement du point d'interaction. Il est ainsi possible qu'une particule traverse le spectromètre dans le sens

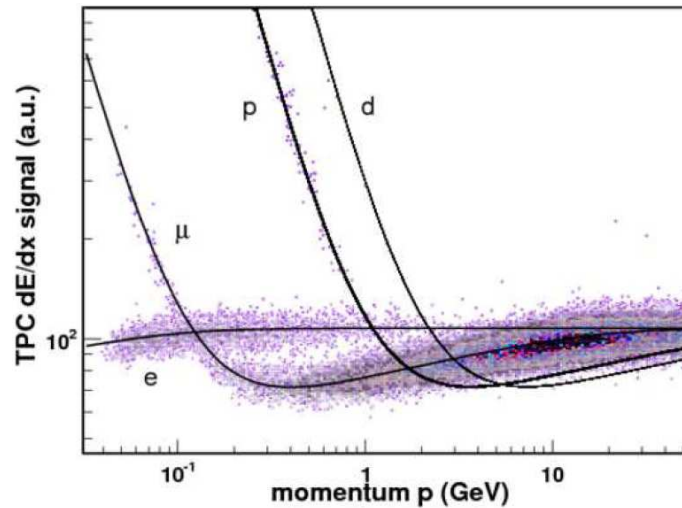


FIGURE A.2 – Perte d’énergies en fonction de p pour les particules traversant la TPC durant la prise de données utilisant les muons cosmiques [21]. Des muons, electrons, protons et deutons ont été détectés.

inverse de son sens de fonctionnement normal : d’abord à travers les chambres de déclenchement, puis le mur de fer et enfin les chambres de trajectographie. L’algorithme de reconstruction des chambres de trajectographie ne possédant pas de discrimination temporelle, les traces seront reconstruites avec la même efficacité que si la particule était passée dans le sens normal. Ce n’est pas le cas de l’algorithme de reconstruction des chambres de déclenchement : un décalage existe entre les temps de déclenchement des deux stations, celle plus proche du point d’interaction déclenchant en premier. On s’attend donc à une efficacité de déclenchement plus faible lorsque qu’une particule les traverse dans le sens opposé. Si une gerbe de particules est générée après les chambres de trajectographie et traverse l’ensemble du spectromètre dans le sens contraire, on s’attend alors à ce que toutes les particules qui ne soient pas des muons soient arrêtées par le mur de fer. On peut alors n’avoir qu’une seule trace reconstruite dans les chambres de trajectographie, et la coupure sur le nombre traces ne rejette pas cet événement. Les particules de la gerbe ont cependant laissé des impacts dans les chambres de déclenchement que l’on peut utiliser pour discriminer les événements (cf figure A.3) [100]. On considère alors que si plus d’une carte régionale est touchée et si plus de huit canaux sont touchés dans cette carte, l’événement est une gerbe cosmique. Enfin, on réclame que la trace des chambres de trajectographie corresponde à une trace des chambres de déclenchement.

Grandeurs cinématiques des muons

La grandeur généralement utilisée pour l’étude du rayonnement cosmique est l’angle d’incidence θ_{inc} de la particule. Il s’agit de l’angle entre la trajectoire de la particule et la verticale. La variable de choix dans le spectromètre à muons est plutôt l’angle θ entre la trajectoire et l’axe faisceau. Dans le cas où la trajectoire d’une particule traversant le spectromètre n’a pas de composante selon x , ces deux grandeurs sont liées par la

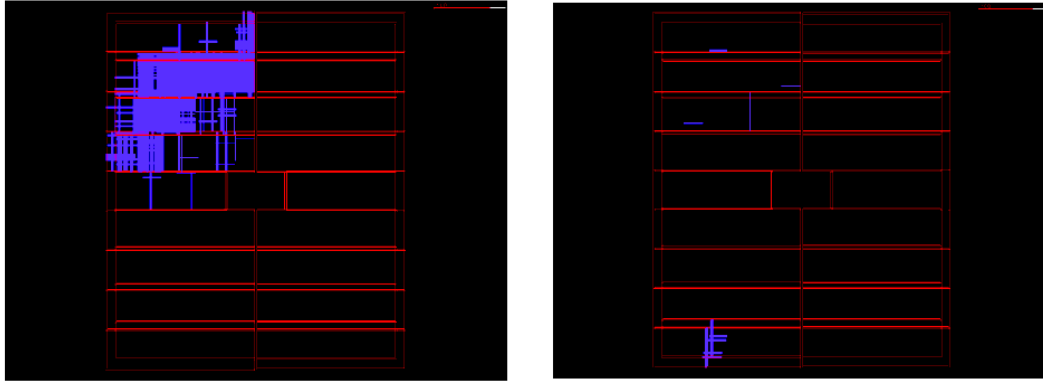


FIGURE A.3 – Canaux des chambres de déclenchement touchés dans le cas d'un événement gerbe cosmique et muon. *Gauche* : Gerbe cosmique, près d'un quart des canaux d'une chambre sont touchés. *Droite* : Muon, un seul impact, en bas à gauche. Les autres canaux touchés sont dus au bruit de fond électronique.

relation :

$$\theta_{inc} = \theta - 90^\circ + \theta_{fai}$$

où $\theta_{fai} = 0,79^\circ$ est l'angle entre l'axe faisceau et l'horizontale au niveau de la caverne d'ALICE. Cette formule est valable uniquement pour les muons venant de la surface. La part des muons venant du centre de la Terre est cependant négligeable. Dans cette étude, deux autres angles seront utilisés à la place.

- θ_x , l'angle entre la projection de la trace dans le plan xz et l'axe z .
- θ_y , l'angle entre la projection de la trace dans le plan yz et l'axe z .

En coordonnées cartésiennes et sphériques, ces angles sont reliés aux angles θ et ϕ par :

$$\begin{aligned} \tan \theta_x &= \frac{x}{z} \\ &= \frac{r \cos \phi \sin \theta}{r \cos \theta} \\ &= \cos \phi \tan \theta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tan \theta_y &= \frac{y}{z} \\ &= \frac{r \sin \phi \sin \theta}{r \cos \theta} \\ &= \sin \phi \tan \theta \end{aligned}$$

Les relations inverses sont :

$$\begin{aligned} \tan^2 \theta &= \tan^2 \theta_x + \tan^2 \theta_y \\ \tan \phi &= \frac{\tan \theta_y}{\tan \theta_x} \end{aligned}$$

Les distributions de ces deux angles font l'objet de cette étude.

L'acceptance du spectromètre est limitée entre $171^\circ < \theta < 178^\circ$ (le spectromètre étant situé dans les z négatifs). Cela correspond à un angle d'incidence d'environ $88^\circ > \theta_{inc} > 81^\circ$. A de tels angles, la quantité de roche traversée est supérieure aux 30 m de profondeur de la caverne.

- A $\theta = 171^\circ$, la quantité de roche traversée vaut 170 m environ.
- A $\theta = 178^\circ$, la quantité de roche traversée vaut 570 m environ.

A.1.3 Données analysées

Comme expliqué précédemment, deux périodes de prises de données utilisant le rayonnement cosmique ont eu lieu. Lors de la première période, 17 000 traces environ ont été enregistrées, toutes sans champ magnétique. Lors de la seconde période, 4 300 traces ont été enregistrées avec champ magnétique et 2 600 traces sans. Bien que la seconde période ait été plus longue, elle a conduit à nettement moins de traces reconstruites. Cela s'explique par des différents paramètres de reconstruction utilisés par chaque période. En effet, de manière à augmenter la statistique durant la première période, les conditions sur la reconstruction des traces étaient moins contraignantes. Seuls trois impacts parmi les stations 4 et 5 étaient requis pour reconstruire une trace, et les stations 1, 2 et 3 n'étaient pas demandées. Ainsi, l'acceptance du détecteur durant les deux périodes était différente, rendant la mise en commun de leur données difficiles. Deux solutions sont possibles.

- Utiliser les traces des deux périodes, mais restreindre les traces de la première période à l'acceptance de la seconde. Cela revient à rejeter les traces pour lesquelles $171^\circ > \theta$ ou $\theta > 178^\circ$.
- N'utiliser que les traces de la première période.

Choisir la première solution implique de rejeter environ 16 500 traces, soit près de 97% de la statistique de la première période. En revanche, choisir la seconde solution ne rejette que 6 900 traces. De plus, 4 300 de ces traces ont été reconstruites avec un champ magnétique dans le dipôle. La signification des valeurs de θ_x et θ_y pour les muons ne venant pas de la direction du point d'interaction est alors différente. On préfère donc choisir la seconde solution, et ne faire l'étude des distributions angulaires que sur les données de mars-avril.

A.2 Distributions angulaires

Les figures A.4 et A.5 représentent les distributions en θ_x et θ_y des muons cosmiques. Il s'agit des distributions brutes, l'acceptance et l'efficacité du détecteur n'ayant pas été prises en compte. Il est donc nécessaire de les corriger pour pouvoir présenter des conclusions. En première approximation, on peut considérer que l'efficacité du spectromètre ne dépend pas des angles. En effet, durant la période considérée, il n'y avait pas de zone morte dans le détecteur. En revanche, l'acceptance du détecteur en fonction de ces angles n'est pas constante. En effet, on peut considérer que l'acceptance est constante pour des angles θ entre 171 et 178° et ϕ entre 0 et 360° . Compte tenu des relations entre les angles θ_x , θ_y et les angles θ , ϕ , la variation de l'acceptance en fonction de θ_x , θ_y est compliquée. Plutôt que de chercher à évaluer numériquement la dépendance de l'acceptance, on va corriger les deux distributions brutes par des distributions obtenues en faisant des simulations du détecteur.

A.2.1 Simulations de rayonnement cosmique

Dans AliRoot, les simulations sont optimisées de manière à pouvoir reproduire les résultats de collisions. De fait, elle ne sont pas adaptées pour simuler le rayonnement

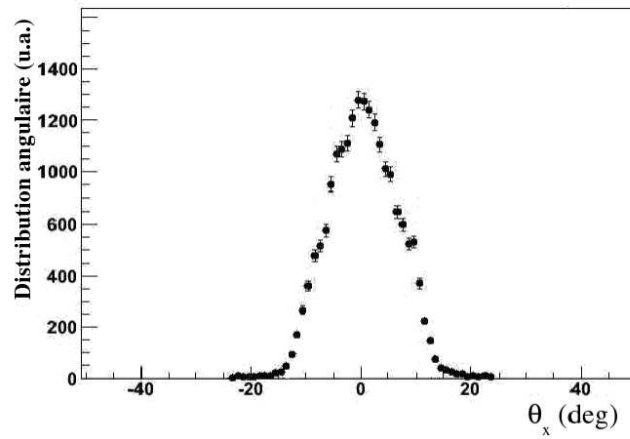


FIGURE A.4 – Distribution angulaire θ_x brute des muons cosmiques.

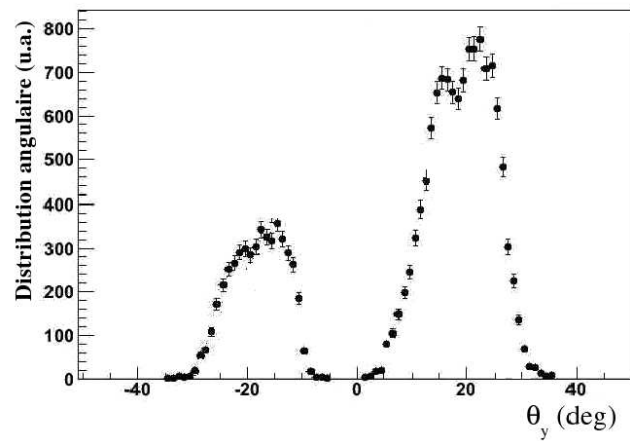


FIGURE A.5 – Distribution angulaire θ_y brute des muons cosmiques.

cosmique. Les simulations utilisées durant cette étude n'ont donc pas pour but de reproduire les données observées, mais uniquement d'évaluer l'acceptance et l'efficacité du détecteur durant cette période. De plus, ne pas requérir les stations 1, 2 et 3 dans la reconstruction des traces a élargi l'acceptance du spectromètre, ayant pour effet que la majorité des traces ne pointent pas vers le point d'interaction d'ALICE. Ces simulations utilisent donc un générateur de particules modifié spécifiquement pour cette étude.

Les muons (ou anti-muons, sans champ magnétique la charge électrique n'est pas importante) sont générés dans le plan perpendiculaire à l'axe faisceau passant par le point d'interaction. La distribution des muons dans ce plan est plate dans une zone définie par ce qui a été observé dans le cas des données réelles : $|x| < 150$ cm et $|y| < 600$ cm (cf figure A.6). Leur direction est définie en imposant que le muon passe par un point dans la station 5. Ce point est tiré aléatoirement selon une distribution équiprobable en x et y dans la zone couverte par la station 5 :

$$\begin{aligned}x &\in [-250, 0 \text{ cm}; 250, 0 \text{ cm}] \\y &\in [-250, 0 \text{ cm}; 250, 0 \text{ cm}] \\z &= 1450 \text{ cm}\end{aligned}$$

Enfin, ces simulations utilisent la RejectList correspondant à la période afin de prendre en compte l'état du détecteur (cf chapitre 3).

Les figures A.7 et A.8 présentent les deux distributions angulaires obtenues à partir de ces simulations. De manière générale, la forme des deux distributions est symétrique par rapport à 0, ce qui s'explique simplement par les symétries au niveau de la génération. La distribution en θ_y possède un maximum en 0 et décroît jusqu'à atteindre 0 vers $|\theta_y| \simeq 30^\circ$. La distribution en θ_x est différente, avec deux maxima locaux autour de $|\theta_x| \simeq 7^\circ$, et un minimum local en 0. Les deux pics n'atteignent pas la même valeur, ce qui peut s'expliquer par une différence d'efficacité du détecteur. La distribution diminue progressivement jusqu'à atteindre 0 vers $|\theta_x| \simeq 15^\circ$. Cette valeur plus faible que pour θ_y s'explique simplement par la différence dans la zone où sont générés les muons, plus large en y qu'en x .

Ces deux distributions vont être utilisées dans la suite de cette étude pour corriger les distributions réelles.

A.2.2 Distributions angulaires corrigées

Les distributions angulaires corrigées par l'acceptance et l'efficacité sont définies comme la distribution brute divisée par la distribution obtenue dans la simulation.

Les figures A.9 et A.10 présentent les distributions corrigées des angles θ_x et θ_y respectivement. La distribution en θ_x corrigée est légèrement piquée à l'origine, avec une augmentation rapide à partir de $|\theta_x| > 12^\circ$. La diminution du nombre de muons avec $|\theta_x|$ peut être comprise en considérant la variation de la quantité de roche traversée par un muon en fonction de θ_x . Considérons un muon arrivant avec $|\theta_x| = 0$ et $\theta_{y,0}$ fixé. Il traverse ainsi une distance de roche (si on considère la Terre plate) :

$$d_0 = \frac{h}{\sin \theta_{y,0}} \tag{A.1}$$

où h est la profondeur de la caverne d'ALICE (25 m). Pour un même $\theta_{y,0}$, un muon

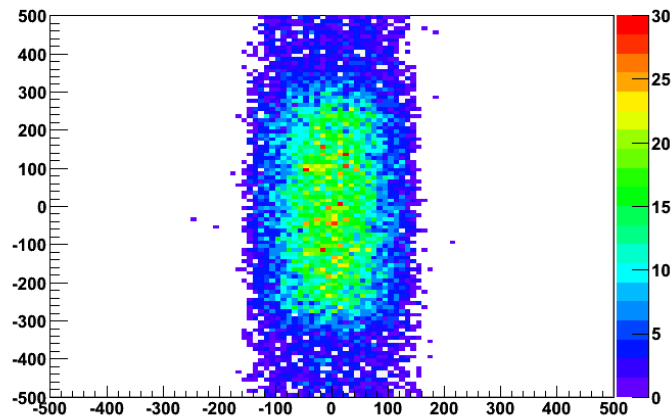


FIGURE A.6 – Distribution des traces reconstruites simulées dans le plan xy perpendiculaire au point d'interaction. Les muons étant générés uniformément dans le plan xy , la non uniformité de cette distribution est dû à l'acceptance du spectromètre.

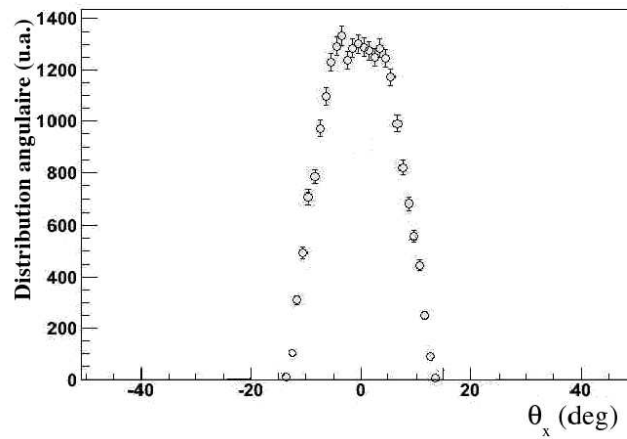


FIGURE A.7 – Acceptance et efficacité selon θ_x du spectromètre à muons durant la période de prise de données cosmiques.

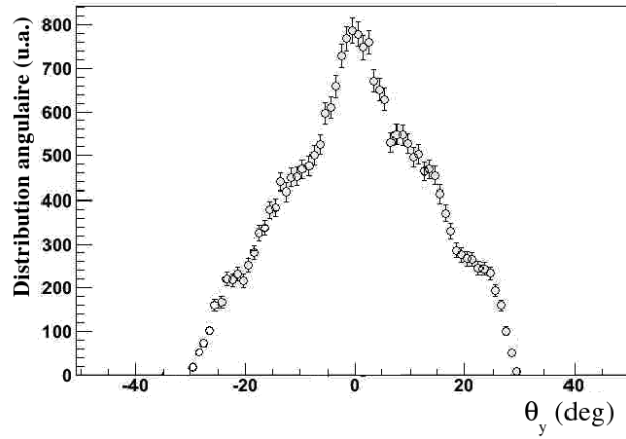


FIGURE A.8 – Acceptance et efficacité selon θ_y du spectromètre à muons durant la période de prise de données cosmiques.

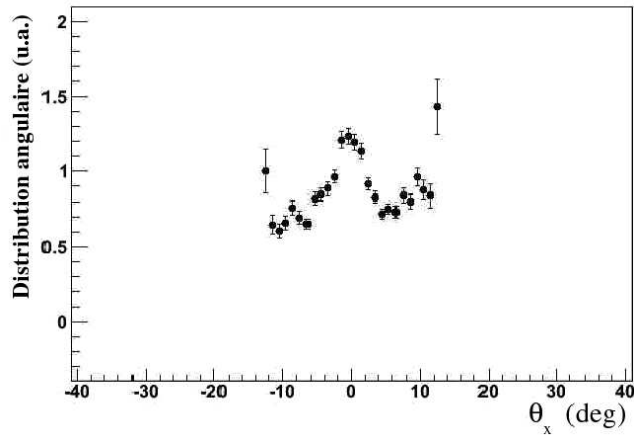


FIGURE A.9 – Distribution angulaire θ_x des muons cosmiques corrigée par l'acceptance et l'efficacité du spectromètre.

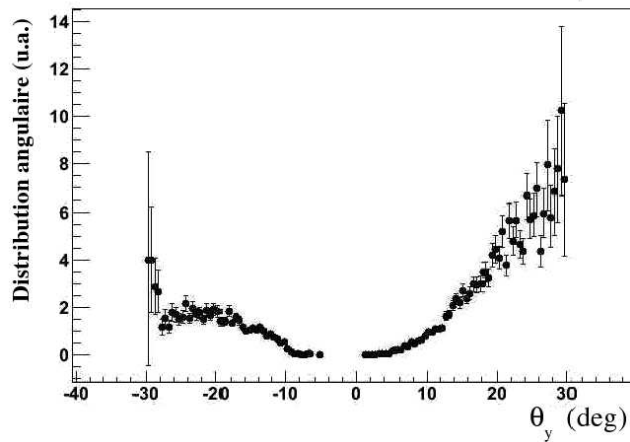


FIGURE A.10 – Distribution angulaire θ_y des muons cosmiques corrigée par l'acceptance et l'efficacité du spectromètre.

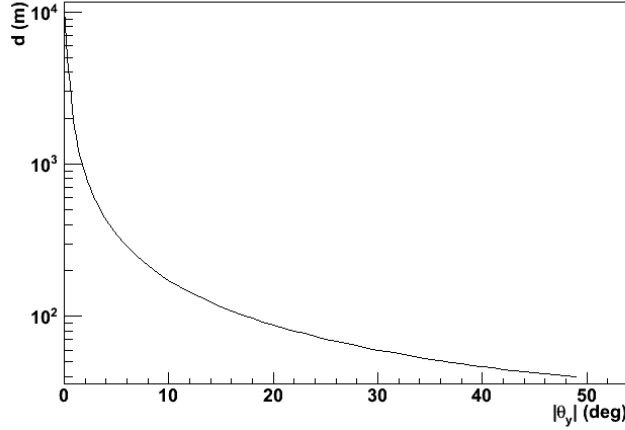


FIGURE A.11 – Longueur de roche traversée par un muon en fonction de $|\theta_y|$, et en considérant $|\theta_x| = 0$.

arrivant avec un angle θ_x non nul va traverser une quantité de roche d'environ :

$$d = \sqrt{d_0^2 + h \cos \theta_x \tan \theta_x / \tan \theta_{y,0}^2}$$

supérieure à d_0 et qui augmente avec $|\theta_x|$. Cette quantité de roche supplémentaire explique que l'on observe légèrement moins de muons lorsque $|\theta_x|$ augmente.

La distribution corrigée en θ_y est nulle proche de 0, et augmente à partir de $|\theta_y| \simeq 8^\circ$ jusqu'à $|\theta_y| = 30^\circ$. L'intégrale des deux composantes est différente, avec la composante positive contenant trois fois plus d'événements. Enfin, la composante positive devient non nulle pour $\theta_y > 0$, alors que la composante négative devient non nulle pour $\theta_y < -9^\circ$. Les propriétés de cette distribution peuvent s'expliquer en prenant en compte plusieurs effets. Tout d'abord, l'augmentation avec $|\theta_y|$ s'explique de la même façon que la dépendance en $|\theta_x|$: une quantité de roche inférieure est traversée par les muons avec un $|\theta_y|$ élevé. La figure A.11 montre l'évolution de la quantité de roche traversée par un muon arrivant dans la caverne d'ALICE en fonction de l'angle $|\theta_y|$, et en considérant $\theta_x = 0$. Cette distance a été calculée en supposant la Terre et le sommet de la caverne d'ALICE sphérique. Elle n'inclut pas la déviation de $0,8^\circ$ de l'axe faisceau par rapport à l'horizontale. Cette distance augmente significativement lorsque θ_y diminue : près de 10 km lorsque $|\theta_y| = 0$ contre 60 m lorsque $|\theta_y| = 30^\circ$. Les variations entre les composantes positive et négative de la distribution en θ_y ne sont cependant pas expliquées par ce modèle simple.

Le nombre d'événements supérieur avec $\theta_y > 0$ peut s'expliquer par la direction des muons. Un muon atteignant le détecteur peut venir de deux directions : soit de la surface, se dirigeant vers le centre de la Terre, soit l'inverse. Le nombre d'événements aux angles $|\theta_y|$ autour de 0 nous permet d'affirmer que cette deuxième composante est négligeable : tous les muons détectés proviennent alors de la direction de la surface. Dans le cas des muons avec $\theta_y > 0$, les muons viennent de la direction du point d'interaction. Inversement, les muons avec $\theta_y < 0$ viennent de la direction opposée, celle des chambres de déclenchement. Cela implique qu'ils ont traversé tout le spectromètre à muons dans le sens inverse de celui prévu pour son fonctionnement normal. Comme vu précédemment, l'efficacité de reconstruction d'une trace dans les chambres de déclenchement diminue lorsqu'un muon les traverse dans le sens inverse. Cela expliquerait le

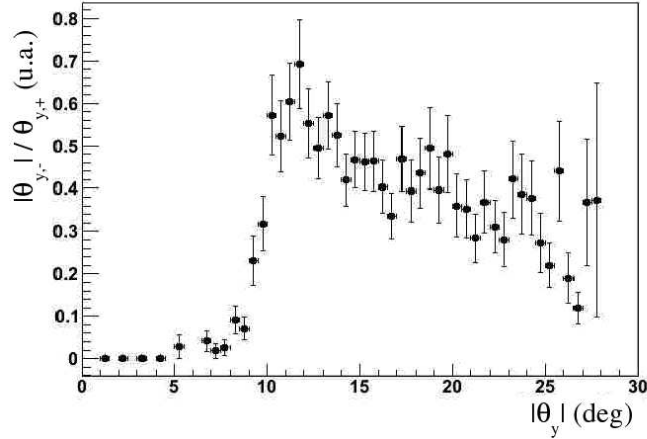


FIGURE A.12 – Rapport de composante négative sur la composante positive de la distribution angulaire θ_y corrigée.

nombre de muons reconstruits moins important pour les angles négatifs que pour les angles positifs.

La dernière différence entre les composantes positive et négative peut être observée en faisant le rapport des deux composantes $\frac{|\theta_{y,<0}|}{|\theta_{y,>0}|}$ (cf figure A.12). On voit que pour les valeurs $|\theta_y| < 9^\circ$, le rapport est presque constant et quasiment nul. Puis, pour $|\theta_y| = 9^\circ$, il y a une rapide augmentation, suivie d'une légère diminution jusqu'à $|\theta_y| = 30^\circ$. La brusque augmentation peut s'expliquer par la topographie de la région au niveau de la caverne d'ALICE. En effet, le modèle de la Terre sphérique utilisé précédemment n'est pas valable. L'axe des z au niveau d'ALICE se situe plus ou moins dans la direction nord-ouest vers sud-est, le nord-ouest étant les z négatifs. Le nord-ouest correspond alors à $\theta_y < 0$, et le sud-est à $\theta_y > 0$, et la figure A.12 correspond donc au rapport entre les muons venant du nord-ouest sur ceux venant du sud-est. La topographie dans ces deux directions est totalement différente : au sud-est se trouve la plaine de Genève, où l'approximation de la Terre sphérique est toujours valable, alors qu'au nord-ouest se trouve le massif du Jura, rendant l'hypothèse fautive. La figure A.13 montre le profil de la région autour de la caverne d'ALICE selon l'axe des z . On voit clairement que les muons venant des z négatifs doivent traverser une quantité de roche supérieure à celle traversée par les muons des z positifs. A partir de $\theta_y > 10^\circ$, les muons des z négatifs ne traversent plus le Jura. Cela explique la valeur nulle dans le rapport entre les composantes nord-ouest et sud-est jusqu'à 10° , puis la brusque augmentation pour arriver à une valeur plus ou moins constante.

A.3 Conclusion

Cette annexe a présenté les premières données récoltées par ALICE et le spectromètre à muons. Une étude des distributions angulaires des traces reconstruites a été faite. Une autre étude a été possible à partir de ces données : une évaluation de l'efficacité du détecteur. Cette étude sera présentée au chapitre 3.

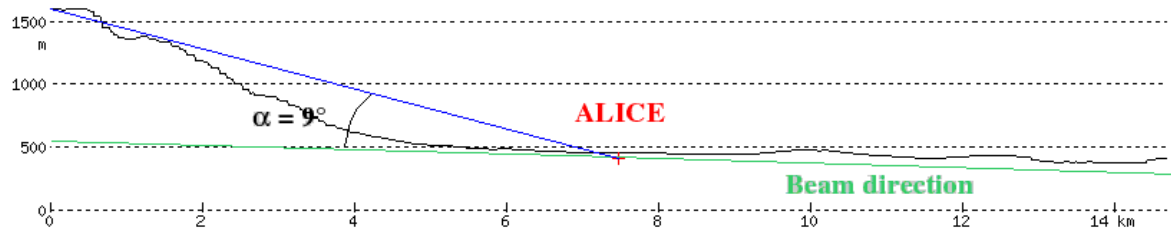


FIGURE A.13 – Profil géographique de la région autour du point 2. A partir d’un angle $|\theta_y| < 10^\circ$ environ, les muons venant de la direction des z négatifs doivent traverser le Jura avant d’atteindre la caverne.

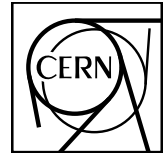
Annexe B

Article ” J/ψ Production as a Function of Charged Particle Multiplicity in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”

Cette annexe consiste en la pré-publication de l'article accepté par Physical Letters B portant sur l'étude des chapitres 5 et 6 [108].

Référence de l'article

- Titre de l'article : J/ψ Production as a Function of Charged Particle Multiplicity in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV
- Référence : PLB28548
- Titre du journal : Physics Letters B
- Auteur correspondant : Dr. Christoph Blume
- Premier auteur : The ALICE Collaboration
- Dernière version publiée en ligne : 18-MAY-2012,
- Référence bibliographique complète : Physics Letters B 712 (2012), pp. 165-175
- Information DOI : 10.1016/j.physletb.2012.04.052



CERN-PH-EP-2012-021
February 14, 2012

J/ψ Production as a Function of Charged Particle Multiplicity in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV

The ALICE Collaboration *

Abstract

The ALICE collaboration reports the measurement of the inclusive J/ψ yield as a function of charged particle pseudorapidity density $dN_{\text{ch}}/d\eta$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at the LHC. J/ψ particles are detected for $p_t > 0$, in the rapidity interval $|y| < 0.9$ via decay into e^+e^- , and in the interval $2.5 < y < 4.0$ via decay into $\mu^+\mu^-$ pairs. An approximately linear increase of the J/ψ yields normalized to their event average $\langle dN_{\text{J}/\psi}/dy \rangle / \langle dN_{\text{J}/\psi}/dy \rangle$ with $\langle dN_{\text{ch}}/d\eta \rangle / \langle dN_{\text{ch}}/d\eta \rangle$ is observed in both rapidity ranges, where $dN_{\text{ch}}/d\eta$ is measured within $|\eta| < 1$ and $p_t > 0$. In the highest multiplicity interval with $\langle dN_{\text{ch}}/d\eta(\text{bin}) \rangle = 24.1$, corresponding to four times the minimum bias multiplicity density, an enhancement relative to the minimum bias J/ψ yield by a factor of about 5 at $2.5 < y < 4$ (8 at $|y| < 0.9$) is observed.

(Submitted to PLB)

*See Appendix A for the list of collaboration members

Understanding the production mechanism of quarkonium states in hadronic collisions is still a challenge due to its sensitivity to perturbative and non-perturbative aspects of Quantum Chromodynamics (QCD). While the primary production of heavy quark anti-quark ($q\bar{q}$) pairs is generally treated as a hard process which can be calculated within perturbative QCD, the subsequent formation of a bound colorless $q\bar{q}$ pair is inherently non-perturbative and difficult to treat. The models developed to describe quarkonium production in high energy hadron collisions consequently follow various approaches, mainly differing in the relative contribution of the intermediate color singlet and color octet $q\bar{q}$ states [1, 2]. Recent theoretical work tries to describe consistently [3, 4, 5] the measured production cross section and polarization, in particular in light of recent measurements at the LHC [6, 7, 8, 9, 10, 11].

It is also important to consider that a high energy proton-proton collision can have a substantial contribution from Multi-Parton Interactions (MPI) [12, 13]. In this case several interactions on the parton level can occur in a single pp collision, which can introduce a dependence of particle production on the total event multiplicity [14, 15, 16]. If MPI were mainly affecting processes involving only light quarks and gluons, as implemented e.g. in PYTHIA 6.4, processes like J/ ψ and open heavy flavour production should not be influenced and their rates are expected to be independent of the overall event multiplicity. However, at the high center-of-mass energies reached at the LHC, there might be a substantial contribution of MPI on a harder scale which can also induce a correlation between the yield of quarkonia and the total charged particle multiplicity [17]. An early study that relates open charm production and underlying event properties was performed by the NA27 experiment for pp collisions at $\sqrt{s} = 27$ GeV, with the result that charged particle multiplicity distributions in events with open charm production have a mean that is higher by $\sim 20\%$ than the ones without [18].

In [19, 20] it has been argued that, due to the spatial distribution of partons in the transverse plane (as described in generalized parton distributions), the density of partons in pp collisions will be strongly impact parameter dependent. Therefore, the probability for MPI to occur will increase towards smaller impact parameters. This effect might be further enhanced by quantum-mechanical fluctuations of the small Björken- x gluon densities.

The charged particle multiplicities measured in high-multiplicity pp collisions at LHC energies reach values that are of the same order as those measured in heavy-ion collisions at lower energies (e.g. they are well above the ones observed at RHIC for peripheral Cu–Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [21]). Therefore, it is a valid question whether pp collisions also exhibit any kind of collective behaviour as seen in these heavy-ion collisions. An indication for this might be the observation of long range, near-side angular correlations (ridge) in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$ and 7 TeV with charged particle multiplicities above four times the mean multiplicity [22, 23]. Since quarkonium yields in heavy-ion reactions are expected to be modified relative to minimum bias pp collisions [24, 25, 26], one might ask whether their production rates in high-multiplicity pp collisions are already exhibiting any effect like J/ ψ suppression.

In this Letter, we report the first measurement of relative J/ ψ production yields $(dN_{J/\psi}/dy)/\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle$ at mid-rapidity ($|y| < 0.9$) and at forward rapidity ($2.5 < y < 4$) as a function of the relative charged particle multiplicity density $(dN_{ch}/d\eta)/\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ as determined in $|\eta| < 1$ for pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at the LHC.

The data discussed here are measured in two complementary parts of the experimental setup of ALICE [27]: the central barrel ($|\eta| < 0.9$) for the J/ ψ detection in the di-electron channel and the muon spectrometer ($-4 < \eta < -2.5$)¹ for J/ $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ measurements.

The central barrel provides momentum measurement for charged particles with $p_t > 100$ MeV/ c and

¹In the ALICE reference frame the muon spectrometer is located at negative z positions and thus negative (pseudo-)rapidities. Since pp collisions are symmetric relative to $y = 0$, we have dropped the minus sign when rapidities are quoted.

particle identification up to $p_t \approx 10$ GeV/ c . Its detectors are all located inside a large solenoidal magnet with a field strength of 0.5 T. Used in this analysis are the Inner Tracking System (ITS) and the Time Projection Chamber (TPC). The ITS [28] consists of six layers of silicon detectors surrounding the beam pipe at radial positions between 3.9 cm and 43.0 cm. Silicon Pixel Detectors (SPD) are used for its innermost two layers and allow a precise reconstruction of the interaction vertex. The TPC [29] is a large cylindrical drift volume covering the range along the beam axis relative to the Interaction Point (IP) between $-250 < z < 250$ cm and extending in the radial direction from 85 cm to 247 cm. It is the main tracking device in the central barrel and is also used for particle identification via a measurement of the specific ionization (dE/dx) in the detector gas with a resolution of about 5% [27].

The muon spectrometer consists of a frontal absorber followed by a 3 T·m dipole magnet, coupled to tracking and triggering detectors. Muons are filtered by the 10 interaction length (λ_I) thick absorber placed between 0.9 m and 5.0 m from the nominal position of the IP along the beam axis. Muon tracking is performed by five tracking stations, positioned between 5.2 m and 14.4 m from the IP, each consisting of two planes of cathode pad chambers. The muon triggering system consists of two stations positioned at 16.1 m and 17.1 m from the IP, each equipped with two planes of resistive plate chambers. It is located downstream of a 1.2 m thick iron wall ($7.2 \lambda_I$) which absorbs hadrons penetrating the frontal absorber, secondary hadrons escaping the absorber material, and low-momentum muons ($p < 4$ GeV/ c). A conical absorber surrounding the beam pipe provides protection against secondary particles throughout the full length of the muon spectrometer.

Two VZERO detectors are used for triggering on inelastic pp interactions and for the rejection of beam-gas events. They consist of scintillator arrays and are positioned at $z = -90$ cm and $z = +340$ cm, covering the pseudorapidity ranges $-3.7 < \eta < -1.7$ and $2.8 < \eta < 5.1$. The minimum bias (MB) pp trigger uses the information of the VZERO detectors and the SPD. It is defined as the logical OR between two conditions: (i) a signal in at least one of the two VZERO detectors has been measured; (ii) at least one readout chip in the SPD fires. It has to be in coincidence with the arrival of proton bunches from both sides of the interaction region. The efficiency of the MB trigger to record inelastic collisions was evaluated by Monte Carlo studies and is 86.4% [30]. For the di-muon analysis, a more restrictive trigger is used (μ -MB). It requires the detection of at least one muon above a threshold of $p_t^{\text{trig}} > 0.5$ GeV/ c in the muon trigger chambers in addition to the MB trigger requirement.

The results presented in this Letter are obtained by analyzing pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV recorded in 2010. For the J/ψ measurement in the di-electron (di-muon) channel a sample of 3.0×10^8 minimum bias events (6.75×10^6 μ -MB triggered events) is analysed, corresponding to an integrated luminosity of 4.5 nb^{-1} (7.7 nb^{-1}). The di-electron sample is divided into four separate data sets with slightly different running conditions. The relative normalization between the number of μ -MB and minimum bias triggers needed to extract the integrated luminosity in the di-muon case is calculated using the ratio of the number of corresponding single muons with $p_t > 1$ GeV/ c . The luminosity at the ALICE interaction point was kept between 0.6 and $1.2 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for all the data used in this analysis. This ensures a collision pile-up rate of 4%, or lower, in each bunch crossing. In the case of the di-muon analysis the interaction vertex is reconstructed using tracklets which are defined as combinations of two hits in the SPD layers of the ITS, one hit in the inner layer and one in the outer. Since for MB trigger used in the di-electron analysis the full information of the central barrel detectors is available (μ -MB triggered events only include SPD information), tracks measured with ITS and TPC are used in this case to locate the interaction vertex. This results in a resolution in z direction of $\sigma_z \approx 600/N_{\text{trk}}^{0.7} \mu\text{m}$, where N_{trk} is the multiplicity measured via SPD tracklets. For the vertices reconstructed using SPD tracklets only, this resolution is worse by 35% for high ($N_{\text{trk}} = 40$) and 50% for low ($N_{\text{trk}} = 10$) multiplicities. Events that do not have an interaction vertex within $|z_{\text{vtx}}| < 10$ cm are rejected, where z_{vtx} is the reconstructed z position of the vertex. The rms of the vertex distributions along z is for all running conditions below 6.6 cm.

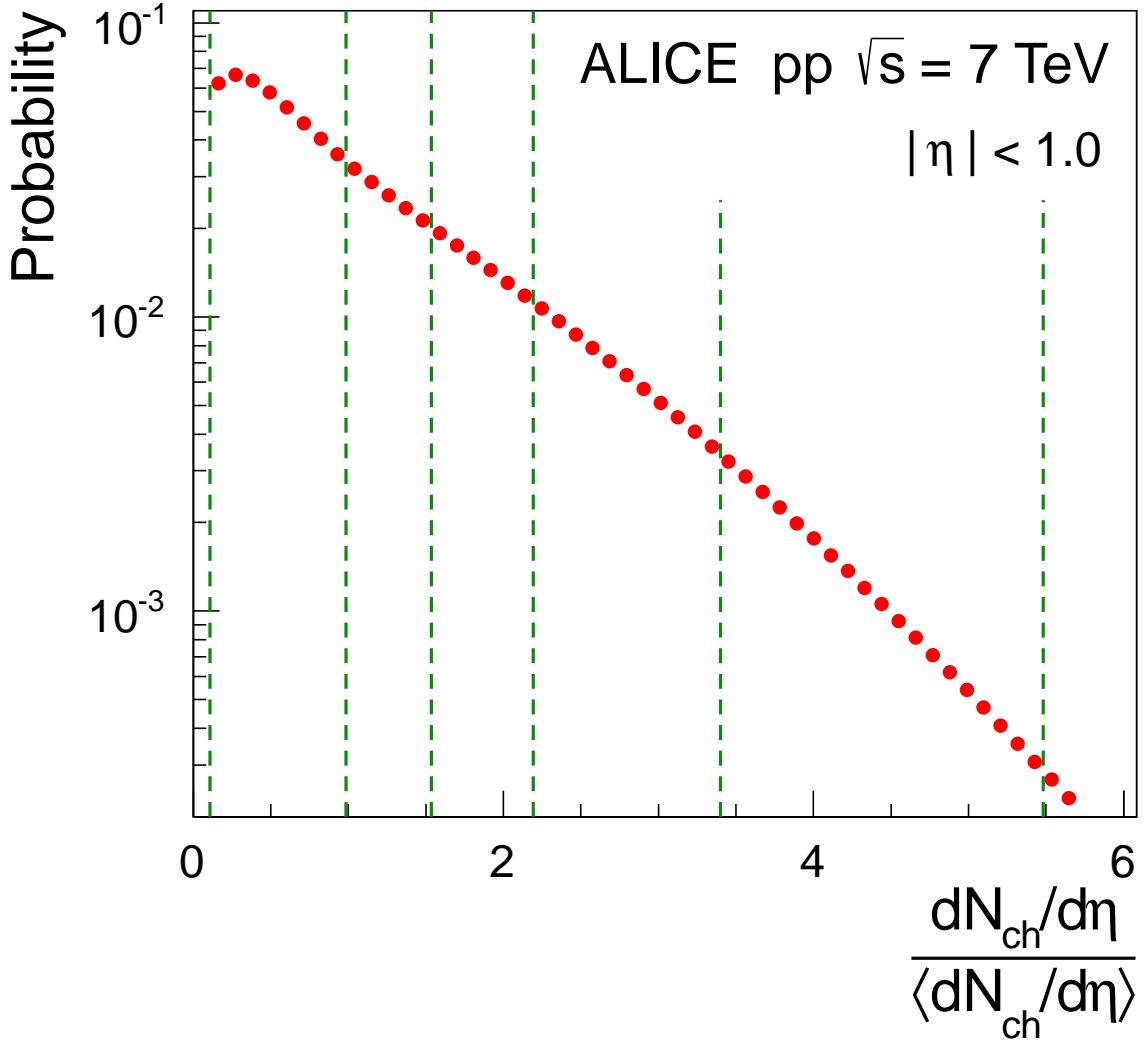


Fig. 1: The distribution of the relative charged particle density $(dN_{ch}/d\eta)/\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ reconstructed around mid-rapidity ($|\eta| < 1.0$) after correction for SPD inefficiencies. The vertical lines indicate the boundaries of the multiplicity intervals used in this analysis.

Pile-up events are identified by the presence of two interaction vertices reconstructed with the SPD. They are rejected if the distance along the beam axis between the two vertices is larger than 0.8 cm, and if both vertices have at least three associated tracklets. This removes 48% of the pile-up events. In the remaining cases two events can be merged into a single one, thus yielding a biased multiplicity estimation. A simulation assuming a Gaussian distribution for the vertex z position results in a probability for the occurrence of two vertices closer than 0.8 cm of 7%. Combined with the pile-up rate of 4%, this gives an overall probability that two piled-up events are merged into a single event of $\approx 0.3\%$, which is a negligible contribution in the multiplicity ranges considered here.

The charged particle density $dN_{ch}/d\eta$ is calculated using the number of tracklets N_{trk} reconstructed from hits in the SPD detector, because the SPD is the only central barrel detector that is read out for all of the μ -MB trigger. The tracklets are required to point to the reconstructed interaction vertex within ± 1 cm in radial and ± 3 cm in z direction [31, 32]. Using simulated events, it is verified that N_{trk} is proportional to $dN_{ch}/d\eta$. For a good geometrical coverage, only tracklets within $|\eta| < 1$ from events with $|z_{vtx}| < 10$ cm are considered. Since the pseudorapidity coverage of the SPD changes with the interaction

Table 1: The boundaries of the used charged particle multiplicity intervals as defined via the number of SPD tracklets N_{trk} , the corresponding charged particles density ranges and mean values $\langle dN_{\text{ch}}/d\eta(\text{bin}) \rangle$, as well as the number of analyzed minimum bias triggered events in the di-electron ($N_{\text{evt.}}^{e^+e^-}$) and the di-muon channel ($N_{\text{eq. evt.}}^{\mu^+\mu^-}$). In the latter case this is the equivalent number of events, derived from the number of μ -MB triggered events.

Multiplicity interval	N_{trk} interval	$dN_{\text{ch}}/d\eta$ range	$\langle dN_{\text{ch}}/d\eta(\text{bin}) \rangle$	$N_{\text{evt.}}^{e^+e^-} \times 10^6$	$N_{\text{eq. evt.}}^{\mu^+\mu^-} \times 10^6$
1	[1, 8]	0.7 – 5.9	2.7	164.6	262.0
2	[9, 13]	5.9 – 9.2	7.1	51.1	79.5
3	[14, 19]	9.2 – 13.2	10.7	35.7	55.4
4	[20, 30]	13.2 – 20.4	15.8	28.5	44.4
5	[31, 49]	20.4 – 32.9	24.1	9.7	15.3

vertex z position and also with time, due to the varying number of dead channels, a correction is determined event-by-event from measured data as a function of z_{vtx} and for each analysed data set separately. Figure 1 shows the resulting distribution of the relative charged particle density $(dN_{\text{ch}}/d\eta)/\langle dN_{\text{ch}}/d\eta \rangle$, where $\langle dN_{\text{ch}}/d\eta \rangle = 6.01 \pm 0.01(\text{stat.})_{-0.12}^{+0.20}(\text{syst.})$ as measured for inelastic pp collisions with at least one charged particle in $|\eta| < 1$ [32]. The use of relative quantities was chosen in order to facilitate the comparison to other experiments and to theoretical models, as well as to minimize systematic uncertainties. The definition of the charged particle multiplicity intervals used in this analysis is given in Table 1, together with the corresponding mean values of $dN_{\text{ch}}/d\eta$. The present statistics allows one to cover charged particle densities up to four times the minimum bias value.

For the J/ψ measurement in the di-electron channel tracks are selected by requiring a minimum p_t of 1 GeV/ c , a pseudorapidity range of $|\eta| < 0.9$, at least 70 out of possible 159 points reconstructed in the TPC and an upper limit on the $\chi^2/n.d.f.$ from the momentum fit of 2.0. Furthermore, tracks that are not pointing back to the primary interaction vertex within 1.0 cm in the transverse plane and within 3.0 cm in z direction are discarded. To further reduce the background from conversion electrons a hit in at least one of the four innermost ITS layers is also required. Particle identification is performed by measuring the specific ionization dE/dx in the TPC. All tracks within $\pm 3\sigma$ around the expected dE/dx signal for electrons and at the same time outside $\pm 3\sigma$ ($\pm 3.5\sigma$) around the expectation for protons (pions) are accepted as electron and positron candidates. e^+ and e^- candidates that form a pair with any other candidate with an invariant mass below 0.1 GeV/ c^2 are discarded to reduce the amount of electrons coming from γ conversions or π^0 Dalitz decays as well as their contribution to the combinatorial background in the di-electron invariant mass spectrum.

The invariant mass distributions of the e^+e^- pairs are recorded in intervals of the charged particle multiplicity as measured using the SPD tracklets. As an example, the lowest and highest multiplicity intervals are shown in the two left panels of Fig. 2. The combinatorial background in each multiplicity interval is well described by the track rotation method, which consists in rotating one of the tracks of a e^+e^- pair measured in a given event around the z axis by a random ϕ -angle in order to remove any correlations. After subtracting the background, the uncorrected J/ψ yields are obtained by integrating the distribution in the mass range 2.92 – 3.16 GeV/ c^2 . Alternatively, the combinatorial background is estimated by like-sign distributions, $N^{++} + N^{--}$. These are scaled to match the integral of the opposite-sign distributions in the mass range above the J/ψ signal ($3.2 < m_{\text{inv}} < 4.9$ GeV/ c^2) in order to also account for correlated background contributions, which mainly originates from semi-leptonic charm decays. Both methods provide a good description of the combinatorial background and their comparison is used to evaluate the systematic uncertainty on the J/ψ signal.

For the J/ψ analysis in the di-muon channel muon candidates are selected by requiring that at least one of the two muon candidates matches a trigger track reconstructed from at least three hits in the trigger chambers. This efficiently rejects hadrons produced in the frontal absorber and then absorbed by the iron wall positioned in front of the trigger chambers. Furthermore, a cut $R_{\text{abs}} > 17.5$ cm is applied, where

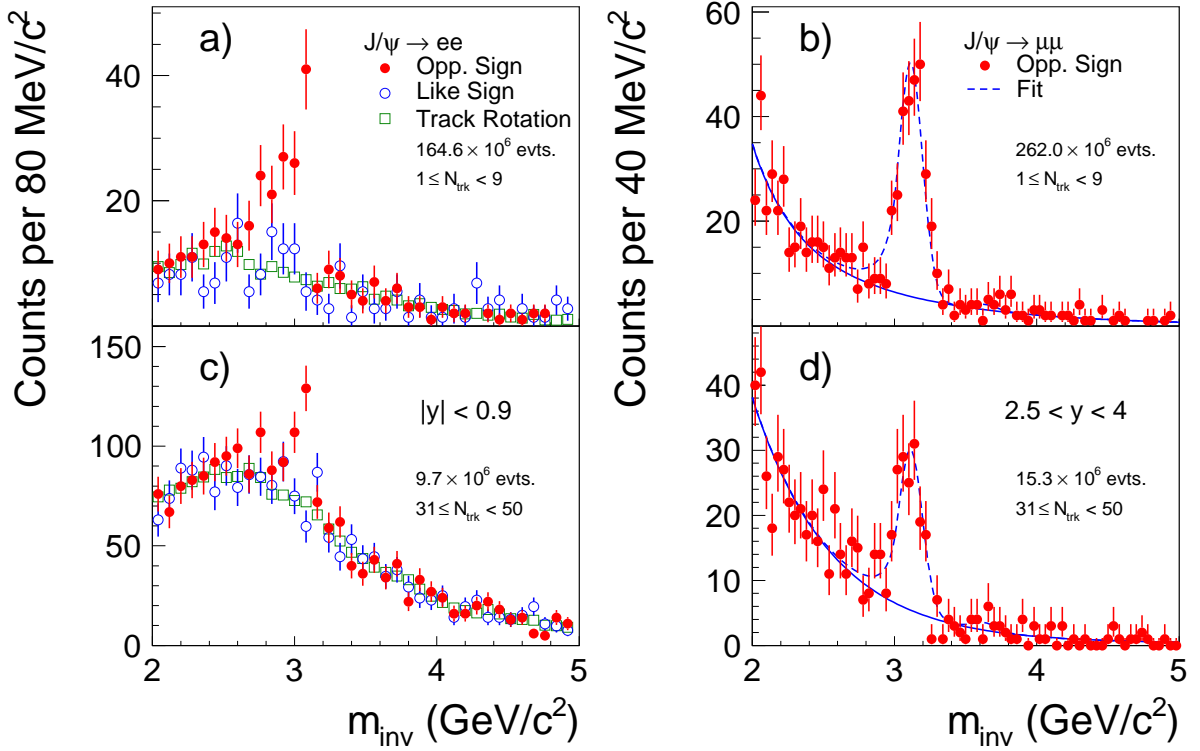


Fig. 2: Opposite sign invariant mass spectra of the selected electron [(a) + (c)] and muon [(b) + (d)] pairs (filled symbols) for the lowest [(a) + (b)] and highest [(c) + (d)] multiplicity intervals. Also shown are the estimates of the combinatorial background which are based on a fit to the $\mu^+\mu^-$ pair distributions (solid line), and on like-sign pairs (open circles), as well as track rotation (open squares), in the e^+e^- case. The number of events quoted in the figures refer to the corresponding minimum bias triggered events.

R_{abs} is the radial coordinate of the track at the end of the frontal absorber ($z = -5.03$ m). Such a cut removes muons produced at small angles that have crossed a significant fraction of the thick beam shield. Finally, a cut on the pair rapidity ($2.5 < y < 4$) is applied to reject events very close to the edge of the spectrometer acceptance.

The number of J/ψ in each multiplicity interval is obtained by fitting the corresponding di-muon invariant mass distribution in the range $2 < m_{\text{inv}} < 5$ GeV/c^2 . The line shapes of the J/ψ and $\psi(2S)$ are parametrized using Crystal Ball functions [33], while the underlying continuum is fitted with the sum of two exponential functions. The parameters of the Crystal Ball functions are adjusted to the mass distribution of a Monte Carlo signal sample, obtained by generating J/ψ and $\psi(2S)$ events with realistic phase space distributions [8]. Apart from the J/ψ and $\psi(2S)$ signal normalization, only the position of the J/ψ mass pole, as well as its width, are kept as free parameters in the fit. Due to the small statistics, the $\psi(2S)$ mass and width are tied to those of the J/ψ , imposing the mass difference between the two states to be equal to the one given by the Particle Data Group (PDG) [34], and the ratio of the resonance widths to be equal to the one obtained by analyzing reconstructed Monte Carlo events. Details on the fit technique can be found in [8]. The two right panels of Fig. 2 show the measured di-muon invariant mass distributions together with the results of the fit procedure for the lowest and highest multiplicity intervals.

The results are presented as the ratios of the J/ψ yield in a given multiplicity interval relative to the minimum bias yield. By performing simulation studies in intervals of $dN_{\text{ch}}/d\eta$ it was verified that the geometrical acceptances, as well as the reconstruction efficiencies, do not depend on $dN_{\text{ch}}/d\eta$ in the

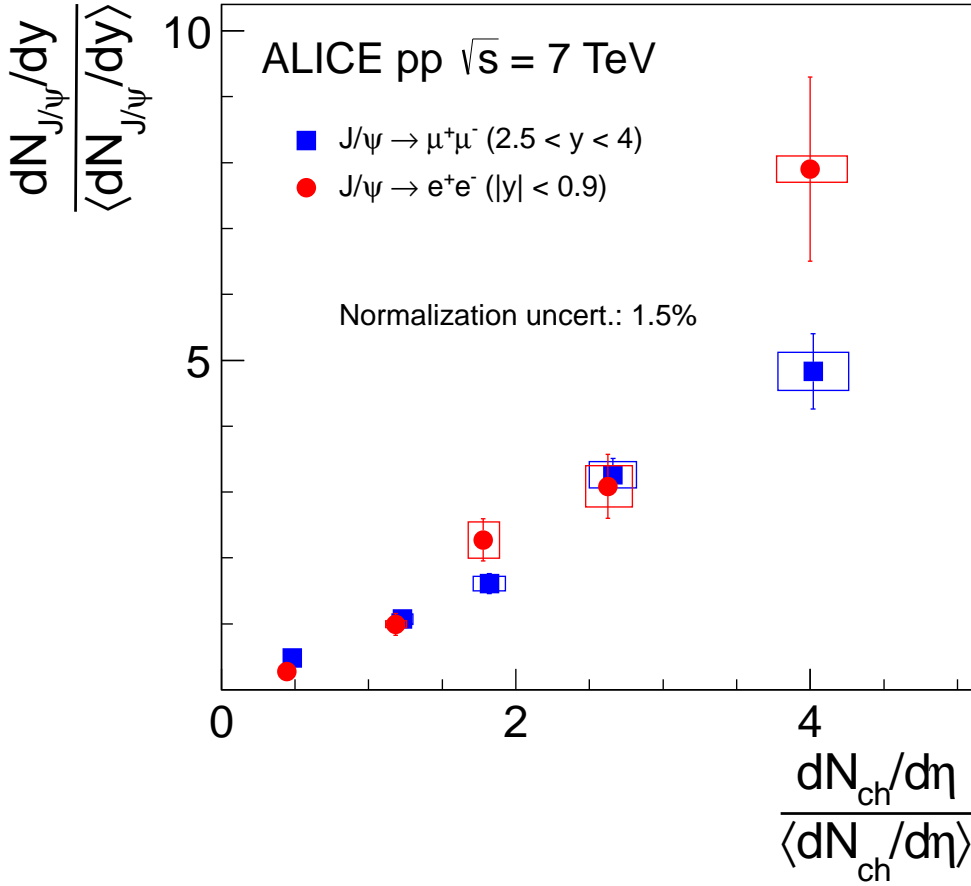


Fig. 3: J/ψ yield $dN_{J/\psi}/dy$ as a function of the charged particle multiplicity densities at mid-rapidity $dN_{ch}/d\eta$. Both values are normalized by the corresponding value for minimum bias pp collisions ($\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle$, $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$). Shown are measurements at forward rapidities ($J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $2.5 < y < 4$) and at mid-rapidity ($J/\psi \rightarrow e^+e^-$, $|y| < 0.9$). The error bars represent the statistical uncertainty on the J/ψ yields, while the quadratic sum of the point-by-point systematic uncertainties on the J/ψ yield as well as on $dN_{ch}/d\eta$ is depicted as boxes.

range under consideration here ($dN_{ch}/d\eta < 32.9$). Therefore, these corrections and their corresponding systematic uncertainties cancel in the ratio $(dN_{J/\psi}/dy)/\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle$ and only the uncorrected signal counts have to be divided. The number of events used for the normalization of $\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle$ is corrected for the fraction of inelastic events not seen by the MB trigger condition. After applying acceptance and efficiency corrections these values are in agreement with those that can be obtained from the numbers quoted in [8]: $\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle = (8.2 \pm 0.8(\text{stat.}) \pm 1.2(\text{syst.})) \times 10^{-5}$ for $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ in $|y| < 0.9$, and $\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle = (5.8 \pm 0.2(\text{stat.}) \pm 0.6(\text{syst.})) \times 10^{-5}$ for $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ in $2.5 < y < 4$. In the case of the J/ψ yields measured in a given multiplicity interval, no trigger-related correction is needed, since the trigger efficiency is 100% for $N_{\text{trk}} \geq 1$.

The systematic uncertainties are estimated as follows. In case of the di-electron analysis, the absolute differences between the resulting $(dN_{J/\psi}/dy)/\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle$ values obtained by using the like-sign and the track rotation methods define the uncertainty due to the background subtraction. It is found to vary between 2% and 12% for the different multiplicity intervals. For the di-muon analysis this uncertainty is evaluated by varying the functional form of the background description (polynomial instead of sum of two exponential). It depends on the signal to background ratio and varies between 3% and 4%. Since for the muon measurement it is not possible to associate a measured track to the interaction vertex, an additional systematic uncertainty arises from pile-up events. Among the vertices inside these events

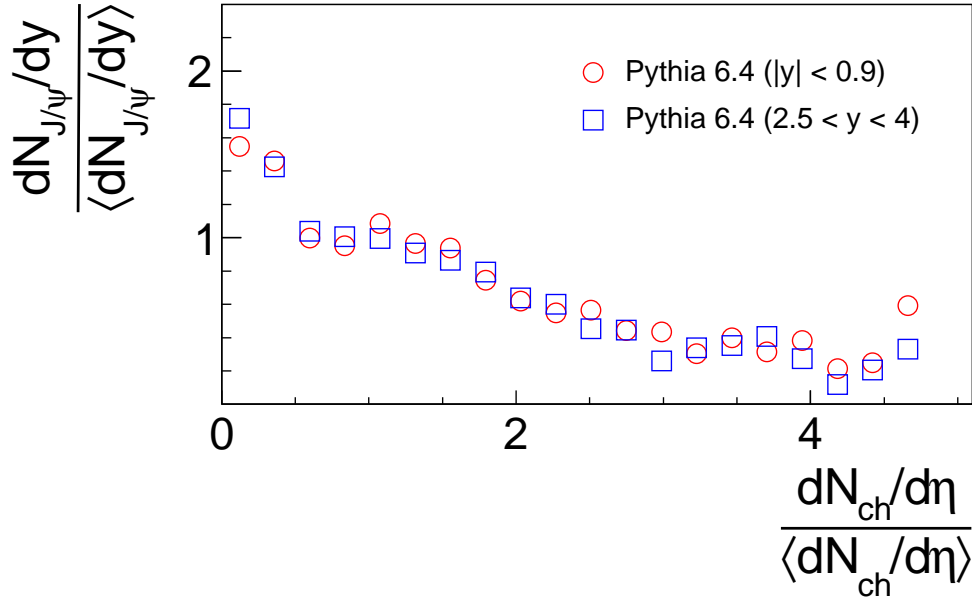


Fig. 4: Relative J/ψ yield $dN_{J/\psi}/dy$ as a function of relative charged particle multiplicities around mid-rapidity $dN_{ch}/d\eta$ as calculated with PYTHIA 6.4 in the Perugia 2011 tune [35, 36]. Shown are results for directly produced J/ψ in hard scatterings via the NRQCD framework at forward rapidities ($2.5 < y < 4$) and at mid-rapidity ($|y| < 0.9$).

always the one with the largest number of associated tracks is chosen as main vertex. Therefore, events with very low multiplicities are more likely to have a wrong assignment and thus this uncertainty is largest in the first multiplicity interval (6%), while it is 3% in the others. Possible changes of the p_t spectra with event multiplicity can introduce a $dN_{ch}/d\eta$ dependence of the acceptance and efficiency correction, thus resulting in an additional systematic uncertainty. This is estimated by varying the $\langle p_t \rangle$ of the J/ψ spectrum that is used as input to the determination of the corrections via simulation between 2.6 and 3.2 GeV/c. A systematic effect of 1.5% (3.5%) is found for the di-electron (di-muon) analysis. The total systematic error on $(dN_{J/\psi}/dy)/\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle$ is given by the quadratic sum of the separated contributions and amounts to 2.5–12% depending on the multiplicity interval for the di-electron result. In the case of the di-muon analysis it varies between 8% in the first and 6% in the last multiplicity interval. An additional global uncertainty of 1.5% on the normalization of $\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle$ is introduced by the correction of the trigger inefficiency for all inelastic collisions.

The systematic uncertainties on $(dN_{ch}/d\eta)/\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ are due to deviations from a linear dependence of $dN_{ch}/d\eta$ on N_{trk} and variations in the N_{trk} distributions which remain after the correction procedure. The latter are caused by changes in the SPD acceptance for the different data taking periods. The first contribution is estimated to be 5%, while the second is $\sim 2\%$, as determined by Monte Carlo studies. In addition, the systematic uncertainty of the $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ measurement ($^{+3.3\%}_{-2.0\%}$) [32] is also included.

Figure 3 shows the relative J/ψ yields measured at forward and at mid-rapidity as a function of the relative charged particle density around mid-rapidity. An approximately linear increase of the relative J/ψ yield $(dN_{J/\psi}/dy)/\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle$ with $(dN_{ch}/d\eta)/\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ is observed in both rapidity ranges. The enhancement relative to minimum bias J/ψ yield is a factor of approximately 5 at $2.5 < y < 4$ (8 at $|y| < 0.9$) for events with four times the minimum bias charged particle multiplicity density.

A possible interpretation of the observed correlation of the J/ψ yield and the charged particle multiplicity might be that J/ψ production is always accompanied by a strong hadronic activity, thus biasing the $dN_{ch}/d\eta$ distributions to higher values. Since this correlation extends over the three units of rapidity

between the mid-rapidity $dN_{\text{ch}}/d\eta$ and the forward rapidity J/ψ measurement, it would have far reaching consequences on any model trying to describe J/ψ production in pp collisions.

In order to illustrate that the observed behaviour cannot be understood by a simple $2 \rightarrow 2$ hard partonic scattering scenario, a prediction by PYTHIA 6.4.25 in the Perugia 2011 tune [35, 36] is shown in Fig. 4 as an example. Only J/ψ directly produced in hard scatterings via the NRQCD framework [37] (MSEL=63) are considered, whereas J/ψ resulting from the cluster formation processes are ignored. A J/ψ cluster is a string formed by a $c\bar{c}$ pair produced via parton shower evolution which has an invariant mass that is too low for the standard Lund string fragmentation procedure and thus does not correspond to a well defined hard scattering process. The calculation shown in Fig. 4 is thus the ratio of the multiplicity distributions generated for minimum bias events and events containing J/ψ from hard scatterings. It exhibits a decrease of the J/ψ multiplicity with respect to the event multiplicity, which indicates that hard J/ψ production, as modeled by PYTHIA 6.4.25, is not accompanied by an increase of the total hadronic activity. Further studies with other models such as PYTHIA 8 [38] and Cascade [39] are needed. It should be pointed out that the measurement also includes J/ψ from the decay of beauty hadrons, which is not part of the shown PYTHIA result. The fraction of J/ψ from feed down can change with the event multiplicity and can therefore contribute to the observed multiplicity dependence. However, since this contribution is on the order of 10% [6, 7, 11] it might be only a small contribution to the observed differences between model and data.

On the other hand, the increase of the J/ψ production with event multiplicity, as reported here, might be due to MPI. In this scenario the multiplicity of charged particles is a direct measurement of the number of partonic interactions in the pp events. If the effect of MPI extends into the regime of hard processes, also the J/ψ yield should scale with the number of partonic collisions and the observed correlation will result. It has even been conjectured in [40] that the increase of the J/ψ yield with $dN_{\text{ch}}/d\eta$ and the ridge phenomenon observed in high-multiplicity pp collisions [23] could be related. They might both be caused by gluon density fluctuations and a special transverse distribution of the gluon densities inside the nucleon. The presence of these fluctuations could significantly increase the probability for MPI and thus cause the observed rise of the J/ψ yield.

The multiplicity dependence measured here will allow a direct comparison of the J/ψ production in pp to the one observed in heavy-ion collisions. With a mean value of $dN_{\text{ch}}/d\eta$ of 24.1, the highest multiplicity interval shown in Fig. 3, for instance, corresponds roughly to 45 – 50% centrality for Cu–Cu collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV [21]. In order to establish whether any evidence for a J/ψ suppression is observed already in pp, a proper normalization is needed. This could be provided by a measurement of open charm production in the same multiplicity bins. Corresponding studies are currently ongoing.

In summary, J/ψ yields are measured for the first time in pp collisions as a function of the charged particle multiplicity density $dN_{\text{ch}}/d\eta$. J/ψ mesons are detected at mid-rapidity ($|y| < 0.9$) and forward rapidity ($2.5 < y < 4$), while $dN_{\text{ch}}/d\eta$ is determined at mid-rapidity ($|\eta| < 1$). An approximately linear increase of the J/ψ yields with the charged particle multiplicity is observed. The increase is similar at forward and mid-rapidity, exhibiting an enhancement relative to minimum bias J/ψ yield by a factor of about 5 at $2.5 < y < 4$ (8 at $|y| < 0.9$) for events with four times the minimum bias charged particle multiplicity. Our result might either indicate that J/ψ production in pp collisions is always connected with a strong hadronic activity, or that multi-parton interactions could also affect the harder momentum scales relevant for quarkonia production. Further studies of charged particle multiplicity dependence of J/ψ , Υ , and open charm production, also as a function of p_t , will shed more light on the nature of the observed effect.

1 Acknowledgements

The ALICE collaboration would like to thank all its engineers and technicians for their invaluable contributions to the construction of the experiment and the CERN accelerator teams for the outstanding performance of the LHC complex.

The ALICE collaboration acknowledges the following funding agencies for their support in building and running the ALICE detector:

Calouste Gulbenkian Foundation from Lisbon and Swiss Fonds Kidagan, Armenia;

Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP), Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP);

National Natural Science Foundation of China (NSFC), the Chinese Ministry of Education (CMOE) and the Ministry of Science and Technology of China (MSTC);

Ministry of Education and Youth of the Czech Republic;

Danish Natural Science Research Council, the Carlsberg Foundation and the Danish National Research Foundation;

The European Research Council under the European Community's Seventh Framework Programme;

Helsinki Institute of Physics and the Academy of Finland;

French CNRS-IN2P3, the 'Region Pays de Loire', 'Region Alsace', 'Region Auvergne' and CEA, France;

German BMBF and the Helmholtz Association;

General Secretariat for Research and Technology, Ministry of Development, Greece;

Hungarian OTKA and National Office for Research and Technology (NKTH);

Department of Atomic Energy and Department of Science and Technology of the Government of India;

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) of Italy;

MEXT Grant-in-Aid for Specially Promoted Research, Japan;

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna;

National Research Foundation of Korea (NRF);

CONACYT, DGAPA, México, ALFA-EC and the HELEN Program (High-Energy physics Latin-American-European Network);

Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie (FOM) and the Nederlandse Organisatie voor Wetenschappelijk Onderzoek (NWO), Netherlands;

Research Council of Norway (NFR);

Polish Ministry of Science and Higher Education;

National Authority for Scientific Research - NASR (Autoritatea Națională pentru Cercetare Științifică - ANCS);

Federal Agency of Science of the Ministry of Education and Science of Russian Federation, International Science and Technology Center, Russian Academy of Sciences, Russian Federal Agency of Atomic Energy, Russian Federal Agency for Science and Innovations and CERN-INTAS;

Ministry of Education of Slovakia;

Department of Science and Technology, South Africa;

CIEMAT, EELA, Ministerio de Educación y Ciencia of Spain, Xunta de Galicia (Consellería de Educación), CEADEN, Cubaenergía, Cuba, and IAEA (International Atomic Energy Agency);

Swedish Research Council (VR) and Knut & Alice Wallenberg Foundation (KAW);

Ukraine Ministry of Education and Science;

United Kingdom Science and Technology Facilities Council (STFC);

The United States Department of Energy, the United States National Science Foundation, the State of Texas, and the State of Ohio.

A The ALICE Collaboration

B. Abelev⁶⁸, J. Adam³³, D. Adamová⁷³, A.M. Adare¹²⁰, M.M. Aggarwal⁷⁷, G. Aglieri Rinella²⁹, A.G. Agocs⁶⁰, A. Agostinelli²¹, S. Aguilar Salazar⁵⁶, Z. Ahammed¹¹⁶, A. Ahmad Masoodi¹³, N. Ahmad¹³, S.U. Ahn^{63,36}, A. Akindinov⁴⁶, D. Aleksandrov⁸⁸, B. Alessandro⁹⁴, R. Alfaro Molina⁵⁶, A. Alici^{97,9}, A. Alkin², E. Almaráz Aviña⁵⁶, J. Alme³¹, T. Alt³⁵, V. Altini²⁷, S. Altinpinar¹⁴, I. Altsybeev¹¹⁷, C. Andrei⁷⁰, A. Andronic⁸⁵, V. Anguelov⁸², J. Anielski⁵⁴, C. Anson¹⁵, T. Antičić⁸⁶, F. Antinori⁹³, P. Antonioli⁹⁷, L. Aphecetche¹⁰², H. Appelshäuser⁵², N. Arbor⁶⁴, S. Arcelli²¹, A. Arend⁵², N. Armesto¹², R. Arnaldi⁹⁴, T. Aronsson¹²⁰, I.C. Arsene⁸⁵, M. Arslanok⁵², A. Asryan¹¹⁷, A. Augustinus²⁹, R. Averbeck⁸⁵, T.C. Awes⁷⁴, J. Äystö³⁷, M.D. Azmi¹³, M. Bach³⁵, A. Badalà⁹⁹, Y.W. Baek^{63,36}, R. Bailhache⁵², R. Bala⁹⁴, R. Baldini Ferroli⁹, A. Baldisseri¹¹, A. Baldit⁶³, F. Baltasar Dos Santos Pedrosa²⁹, J. Bán⁴⁷, R.C. Baral⁴⁸, R. Barbera²³, F. Barile²⁷, G.G. Barnaföldi⁶⁰, L.S. Barnby⁹⁰, V. Barret⁶³, J. Bartke¹⁰⁴, M. Basile²¹, N. Bastid⁶³, B. Bathen⁵⁴, G. Batigne¹⁰², B. Batyunya⁵⁹, C. Baumann⁵², I.G. Bearden⁷¹, H. Beck⁵², I. Belikov⁵⁸, F. Bellini²¹, R. Bellwied¹¹⁰, E. Belmont-Moreno⁵⁶, G. Bencedi⁶⁰, S. Beole²⁵, I. Berceanu⁷⁰, A. Bercuci⁷⁰, Y. Berdnikov⁷⁵, D. Berenyi⁶⁰, C. Bergmann⁵⁴, D. Berzano⁹⁴, L. Betev²⁹, A. Bhasin⁸⁰, A.K. Bhati⁷⁷, N. Bianchi⁶⁵, L. Bianchi²⁵, C. Bianchin¹⁹, J. Bielčák³³, J. Bielčiková⁷³, A. Bilandžić⁷², S. Bjelogrić⁴⁵, F. Blanco¹¹⁰, F. Blanco⁷, D. Blau⁸⁸, C. Blume⁵², M. Boccioni²⁹, N. Bock¹⁵, A. Bogdanov⁶⁹, H. Bøggild⁷¹, M. Bogolyubsky⁴³, L. Boldizsár⁶⁰, M. Bombara³⁴, J. Book⁵², H. Borel¹¹, A. Borissov¹¹⁹, S. Bose⁸⁹, F. Bossú²⁵, M. Botje⁷², S. Böttger⁵¹, B. Boyer⁴², P. Braun-Munzinger⁸⁵, M. Bregant¹⁰², T. Breitner⁵¹, T.A. Browning⁸³, M. Broz³², R. Brun²⁹, E. Bruna^{25,94}, G.E. Bruno²⁷, D. Budnikov⁸⁷, H. Buesching⁵², S. Bufalino^{25,94}, K. Bugaiev², O. Busch⁸², Z. Buthelezi⁷⁹, D. Caballero Orduna¹²⁰, D. Caffarri¹⁹, X. Cai³⁹, H. Caines¹²⁰, E. Calvo Villar⁹¹, P. Camerini²⁰, V. Canoa Roman^{8,1}, G. Cara Romeo⁹⁷, F. Carena²⁹, W. Carena²⁹, N. Carlin Filho¹⁰⁷, F. Carminati²⁹, C.A. Carrillo Montoya²⁹, A. Casanova Díaz⁶⁵, J. Castillo Castellanos¹¹, J.F. Castillo Hernandez⁸⁵, E.A.R. Casula¹⁸, V. Catanescu⁷⁰, C. Cavicchioli²⁹, J. Cepila³³, P. Cerello⁹⁴, B. Chang^{37,123}, S. Chapeland²⁹, J.L. Charvet¹¹, S. Chattopadhyay⁸⁹, S. Chattopadhyay¹¹⁶, M. Cherney⁷⁶, C. Cheshkov^{29,109}, B. Cheynis¹⁰⁹, E. Chiavassa⁹⁴, V. Chibante Barroso²⁹, D.D. Chinellato¹⁰⁸, P. Chochula²⁹, M. Chojnacki⁴⁵, P. Christakoglou^{72,45}, C.H. Christensen⁷¹, P. Christiansen²⁸, T. Chujo¹¹⁴, S.U. Chung⁸⁴, C. Cicalo⁹⁶, L. Cifarelli^{21,29}, F. Cindolo⁹⁷, J. Cleymans⁷⁹, F. Coccetti⁹, F. Colamaria²⁷, D. Colella²⁷, G. Conesa Balbastre⁶⁴, Z. Conesa del Valle²⁹, P. Constantin⁸², G. Contin²⁰, J.G. Contreras⁸, T.M. Cormier¹¹⁹, Y. Corrales Morales²⁵, P. Cortese²⁶, I. Cortés Maldonado¹, M.R. Cosentino^{67,108}, F. Costa²⁹, M.E. Cotallo⁷, E. Crescio⁸, P. Crochet⁶³, E. Cruz Alaniz⁵⁶, E. Cuautle⁵⁵, L. Cunqueiro⁶⁵, A. Dainese^{19,93}, H.H. Dalsgaard⁷¹, A. Danu⁵⁰, I. Das^{89,42}, K. Das⁸⁹, D. Das⁸⁹, S. Dash^{40,94}, A. Dash¹⁰⁸, S. De¹¹⁶, A. De Azevedo Moregula⁶⁵, G.O.V. de Barros¹⁰⁷, A. De Caro^{24,9}, G. de Cataldo⁹⁸, J. de Cuveland³⁵, A. De Falco¹⁸, D. De Gruttola²⁴, H. Delagrange¹⁰², E. Del Castillo Sanchez²⁹, A. Deloff¹⁰⁰, V. Demanov⁸⁷, N. De Marco⁹⁴, E. Dénes⁶⁰, S. De Pasquale²⁴, A. Deppman¹⁰⁷, G. D'Erasmus²⁷, R. de Rooij⁴⁵, D. Di Bari²⁷, T. Dietel⁵⁴, C. Di Giglio²⁷, S. Di Liberto⁹⁵, A. Di Mauro²⁹, P. Di Nezza⁶⁵, R. Diviá²⁹, Ø. Djuvslund¹⁴, A. Dobrin^{119,28}, T. Dobrowolski¹⁰⁰, I. Domínguez⁵⁵, B. Dönigus⁸⁵, O. Dordic¹⁷, O. Driga¹⁰², A.K. Dubey¹¹⁶, L. Ducroux¹⁰⁹, P. Dupieux⁶³, A.K. Dutta Majumdar⁸⁹, M.R. Dutta Majumdar¹¹⁶, D. Elia⁹⁸, D. Emschermann⁵⁴, H. Engel⁵¹, H.A. Erdal³¹, B. Espagnon⁴², M. Estienne¹⁰², S. Esumi¹¹⁴, D. Evans⁹⁰, G. Eyyubova¹⁷, D. Fabris^{19,93}, J. Favre⁶⁴, D. Falchieri²¹, A. Fantoni⁶⁵, M. Fasel⁸⁵, R. Fearick⁷⁹, A. Fedunov⁵⁹, D. Fehlker¹⁴, L. Feldkamp⁵⁴, D. Felea⁵⁰, G. Feofilov¹¹⁷, A. Fernández Téllez¹, R. Ferretti²⁶, A. Ferretti²⁵, J. Figiel¹⁰⁴, M.A.S. Figueredo¹⁰⁷, S. Filchagin⁸⁷, D. Finogeev⁴⁴, F.M. Fionda²⁷, E.M. Fiore²⁷, M. Floris²⁹, S. Foertsch⁷⁹, P. Foka⁸⁵, S. Fokin⁸⁸, E. Fragiaco⁹², M. Fragkiadakis⁷⁸, U. Frankenfeld⁸⁵, U. Fuchs²⁹, C. Furget⁶⁴, M. Fusco Girard²⁴, J.J. Gaardhøje⁷¹, M. Gagliardi²⁵, A. Gago⁹¹, M. Gallio²⁵, D.R. Gangadharan¹⁵, P. Ganoti⁷⁴, C. Garabatos⁸⁵, E. Garcia-Solis¹⁰, I. Garishvili⁶⁸, J. Gerhard³⁵, M. Germain¹⁰², C. Geuna¹¹, A. Gheata²⁹, M. Gheata²⁹, B. Ghidini²⁷, P. Ghosh¹¹⁶, P. Gianotti⁶⁵, M.R. Girard¹¹⁸, P. Giubellino²⁹, E. Gladysz-Dziadus¹⁰⁴, P. Glässel⁸², R. Gomez¹⁰⁶, E.G. Ferreira¹², L.H. González-Trueba⁵⁶, P. González-Zamora⁷, S. Gorbunov³⁵, A. Goswami⁸¹, S. Gotovac¹⁰³, V. Grabski⁵⁶, L.K. Graczykowski¹¹⁸, R. Grajcarek⁸², A. Grelli⁴⁵, A. Grigoras²⁹, C. Grigoras²⁹, V. Grigoriev⁶⁹, A. Grigoryan¹²¹, S. Grigoryan⁵⁹, B. Grinyov², N. Grion⁹², P. Gros²⁸, J.F. Grosse-Oetringhaus²⁹, J.-Y. Grossiord¹⁰⁹, R. Grosso²⁹, F. Guber⁴⁴, R. Guernane⁶⁴, C. Guerra Gutierrez⁹¹, B. Guerzoni²¹, M. Guilbaud¹⁰⁹, K. Gulbrandsen⁷¹, T. Gunji¹¹³, A. Gupta⁸⁰, R. Gupta⁸⁰, H. Gutbrod⁸⁵, Ø. Haaland¹⁴, C. Hadjidakis⁴², M. Haiduc⁵⁰, H. Hamagaki¹¹³, G. Hamar⁶⁰, B.H. Han¹⁶, L.D. Hanratty⁹⁰, A. Hansen⁷¹, Z. Harmanova³⁴, J.W. Harris¹²⁰, M. Hartig⁵², D. Hasegan⁵⁰, D. Hatzifotiadou⁹⁷, A. Hayrapetyan^{29,121}, S.T. Heckel⁵², M. Heide⁵⁴, H. Helstrup³¹, A. Herghelegiu⁷⁰, G. Herrera Corral⁸, N. Herrmann⁸², K.F. Hetland³¹, B. Hicks¹²⁰, P.T. Hille¹²⁰, B. Hippolyte⁵⁸, T. Horaguchi¹¹⁴, Y. Hori¹¹³, P. Hristov²⁹, I. Hrivnáčová⁴², M. Huang¹⁴, S. Huber⁸⁵, T.J. Humanic¹⁵, D.S. Hwang¹⁶, R. Ichou⁶³, R. Ilkaev⁸⁷, I. Ilkiv¹⁰⁰,

M. Inaba¹¹⁴, E. Incani¹⁸, G.M. Innocenti²⁵, P.G. Innocenti²⁹, M. Ippolitov⁸⁸, M. Irfan¹³, C. Ivan⁸⁵,
 M. Ivanov⁸⁵, A. Ivanov¹¹⁷, V. Ivanov⁷⁵, O. Ivanytskyi², A. Jacholkowski²⁹, P. M. Jacobs⁶⁷, L. Jancurová⁵⁹,
 H.J. Jang⁶², S. Jangal⁵⁸, M.A. Janik¹¹⁸, R. Janik³², P.H.S.Y. Jayarathna¹¹⁰, S. Jena⁴⁰,
 R.T. Jimenez Bustamante⁵⁵, L. Jirden²⁹, P.G. Jones⁹⁰, H. Jung³⁶, W. Jung³⁶, A. Jusko⁹⁰, A.B. Kaidalov⁴⁶,
 V. Kakoyan¹²¹, S. Kalcher³⁵, P. Kaliňák⁴⁷, M. Kalisky⁵⁴, T. Kalliokoski³⁷, A. Kalweit⁵³, K. Kanaki¹⁴,
 J.H. Kang¹²³, V. Kaplin⁶⁹, A. Karasu Uysal^{29,122}, O. Karavichev⁴⁴, T. Karavicheva⁴⁴, E. Karpechev⁴⁴,
 A. Kazantsev⁸⁸, U. Kebschull⁵¹, R. Keidel¹²⁴, S.A. Khan¹¹⁶, M.M. Khan¹³, P. Khan⁸⁹, A. Khanzadeev⁷⁵,
 Y. Kharlov⁴³, B. Kileng³¹, M. Kim¹²³, T. Kim¹²³, S. Kim¹⁶, D.J. Kim³⁷, J.H. Kim¹⁶, J.S. Kim³⁶, S.H. Kim³⁶,
 D.W. Kim³⁶, B. Kim¹²³, S. Kirsch^{35,29}, I. Kisel³⁵, S. Kiselev⁴⁶, A. Kisiel^{29,118}, J.L. Klay⁴, J. Klein⁸²,
 C. Klein-Bösing⁵⁴, M. Kliemant⁵², A. Kluge²⁹, M.L. Knichel⁸⁵, A.G. Knospe¹⁰⁵, K. Koch⁸², M.K. Köhler⁸⁵,
 A. Kolojvari¹¹⁷, V. Kondratiev¹¹⁷, N. Kondratyeva⁶⁹, A. Konevskikh⁴⁴, A. Korneev⁸⁷,
 C. Kottachchi Kankanamge Don¹¹⁹, R. Kour⁹⁰, M. Kowalski¹⁰⁴, S. Kox⁶⁴, G. Koyithatta Meethalevedu⁴⁰,
 J. Kral³⁷, I. Králik⁴⁷, F. Kramer⁵², I. Kraus⁸⁵, T. Krawutschke^{82,30}, M. Krelina³³, M. Kretz³⁵,
 M. Krivda^{90,47}, F. Krizek³⁷, M. Krus³³, E. Kryshen⁷⁵, M. Krzewicki^{72,85}, Y. Kucheriaev⁸⁸, C. Kuhn⁵⁸,
 P.G. Kuijer⁷², P. Kurashvili¹⁰⁰, A.B. Kurepin⁴⁴, A. Kurepin⁴⁴, A. Kuryakin⁸⁷, V. Kushpil⁷³, S. Kushpil⁷³,
 H. Kvaerno¹⁷, M.J. Kweon⁸², Y. Kwon¹²³, P. Ladrón de Guevara⁵⁵, I. Lakomov^{42,117}, R. Langoy¹⁴, C. Lara⁵¹,
 A. Lardeux¹⁰², P. La Rocca²³, C. Lazzeroni⁹⁰, R. Lea²⁰, Y. Le Bornec⁴², K.S. Lee³⁶, S.C. Lee³⁶,
 F. Lefèvre¹⁰², J. Lehnert⁵², L. Leistam²⁹, M. Lenhardt¹⁰², V. Lenti⁹⁸, H. León⁵⁶, I. León Monzón¹⁰⁶,
 H. León Vargas⁵², P. Lévai⁶⁰, J. Lien¹⁴, R. Lietava⁹⁰, S. Lindal¹⁷, V. Lindenstruth³⁵, C. Lippmann^{85,29},
 M.A. Lisa¹⁵, L. Liu¹⁴, P.I. Loenne¹⁴, V.R. Loggins¹¹⁹, V. Loginov⁶⁹, S. Lohn²⁹, D. Lohner⁸², C. Loizides⁶⁷,
 K.K. Loo³⁷, X. Lopez⁶³, E. López Torres⁶, G. Løvnhøiden¹⁷, X.-G. Lu⁸², P. Luettig⁵², M. Lunardon¹⁹,
 J. Luo³⁹, G. Luparello⁴⁵, L. Luquin¹⁰², C. Luzzi²⁹, K. Ma³⁹, R. Ma¹²⁰, D.M. Madagodahettige-Don¹¹⁰,
 A. Maevskaya⁴⁴, M. Mager^{53,29}, D.P. Mahapatra⁴⁸, A. Maire⁵⁸, M. Malaev⁷⁵, I. Maldonado Cervantes⁵⁵,
 L. Malinina^{59,ii}, D. Mal'Kevich⁴⁶, P. Malzacher⁸⁵, A. Mamonov⁸⁷, L. Manceau⁹⁴, L. Mangotra⁸⁰,
 V. Manko⁸⁸, F. Manso⁶³, V. Manzari⁹⁸, Y. Mao^{64,39}, M. Marchisone^{63,25}, J. Mareš⁴⁹, G.V. Margagliotti^{20,92},
 A. Margotti⁹⁷, A. Marín⁸⁵, C.A. Marin Tobon²⁹, C. Markert¹⁰⁵, I. Martashvili¹¹², P. Martinengo²⁹,
 M.I. Martínez¹, A. Martínez Davalos⁵⁶, G. Martínez García¹⁰², Y. Martynov², A. Mas¹⁰², S. Masciocchi⁸⁵,
 M. Masera²⁵, A. Masoni⁹⁶, L. Massacrier^{109,102}, M. Mastro marco⁹⁸, A. Mastroserio^{27,29}, Z.L. Matthews⁹⁰,
 A. Matyja^{104,102}, D. Mayani⁵⁵, C. Mayer¹⁰⁴, J. Mazer¹¹², M.A. Mazzoni⁹⁵, F. Meddi²²,
 A. Menchaca-Rocha⁵⁶, J. Mercado Pérez⁸², M. Meres³², Y. Miake¹¹⁴, L. Milano²⁵, J. Milosevic^{17,iii},
 A. Mischke⁴⁵, A.N. Mishra⁸¹, D. Miśkowiec^{85,29}, C. Mitu⁵⁰, J. Mlynarz¹¹⁹, B. Mohanty¹¹⁶, A.K. Mohanty²⁹,
 L. Molnar²⁹, L. Montaña Zetina⁸, M. Monteno⁹⁴, E. Montes⁷, T. Moon¹²³, M. Morando¹⁹,
 D.A. Moreira De Godoy¹⁰⁷, S. Moretto¹⁹, A. Morsch²⁹, V. Muccifora⁶⁵, E. Mudnic¹⁰³, S. Muhuri¹¹⁶,
 H. Müller²⁹, M.G. Munhoz¹⁰⁷, L. Musa²⁹, A. Musso⁹⁴, B.K. Nandi⁴⁰, R. Nania⁹⁷, E. Nappi⁹⁸, C. Nattrass¹¹²,
 N.P. Naumov⁸⁷, S. Navin⁹⁰, T.K. Nayak¹¹⁶, S. Nazarenko⁸⁷, G. Nazarov⁸⁷, A. Nedosekin⁴⁶, M. Nicassio²⁷,
 B.S. Nielsen⁷¹, T. Niida¹¹⁴, S. Nikolaev⁸⁸, V. Nikolic⁸⁶, S. Nikulin⁸⁸, V. Nikulin⁷⁵, B.S. Nilsen⁷⁶,
 M.S. Nilsson¹⁷, F. Noferini^{97,9}, P. Nomokonov⁵⁹, G. Nooren⁴⁵, N. Novitzky³⁷, A. Nyanin⁸⁸, A. Nyatha⁴⁰,
 C. Nygaard⁷¹, J. Nystrand¹⁴, A. Ochirov¹¹⁷, H. Oeschler^{53,29}, S.K. Oh³⁶, S. Oh¹²⁰, J. Oleniacz¹¹⁸,
 C. Oppedisano⁹⁴, A. Ortiz Velasquez^{28,55}, G. Ortona²⁵, A. Oskarsson²⁸, P. Ostrowski¹¹⁸, J. Otwinowski⁸⁵,
 K. Oyama⁸², K. Ozawa¹¹³, Y. Pachmayer⁸², M. Pacht³³, F. Padilla²⁵, P. Pagano²⁴, G. Paic⁵⁵, F. Painke³⁵,
 C. Pajares¹², S.K. Pal¹¹⁶, S. Pal¹¹, A. Palaha⁹⁰, A. Palmeri⁹⁹, V. Papikyan¹²¹, G.S. Pappalardo⁹⁹, W.J. Park⁸⁵,
 A. Passfeld⁵⁴, B. Pastirčák⁴⁷, D.I. Patalakha⁴³, V. Paticchio⁹⁸, A. Pavlinov¹¹⁹, T. Pawlak¹¹⁸, T. Peitzmann⁴⁵,
 E. Pereira De Oliveira Filho¹⁰⁷, D. Peresunko⁸⁸, C.E. Pérez Lara⁷², E. Perez Lezama⁵⁵, D. Perini²⁹,
 D. Perrino²⁷, W. Peryt¹¹⁸, A. Pesci⁹⁷, V. Peskov^{29,55}, Y. Pestov³, V. Petráček³³, M. Petran³³, M. Petris⁷⁰,
 P. Petrov⁹⁰, M. Petrovici⁷⁰, C. Petta²³, S. Piano⁹², A. Piccotti⁹⁴, M. Pikna³², P. Pillot¹⁰², O. Pinazza²⁹,
 L. Pinsky¹¹⁰, N. Pitz⁵², F. Piuz²⁹, D.B. Piyarathna¹¹⁰, M. Płoskoń⁶⁷, J. Pluta¹¹⁸, T. Pocheptsov^{59,17},
 S. Pochybova⁶⁰, P.L.M. Podesta-Lerma¹⁰⁶, M.G. Poghosyan^{29,25}, K. Polák⁴⁹, B. Polichtchouk⁴³, A. Pop⁷⁰,
 S. Porteboeuf-Houssais⁶³, V. Pospíšil³³, B. Potukuchi⁸⁰, S.K. Prasad¹¹⁹, R. Preghenella^{97,9}, F. Prino⁹⁴,
 C.A. Pruneau¹¹⁹, I. Pshenichnov⁴⁴, S. Puchagin⁸⁷, G. Puudu¹⁸, J. Pujol Teixido⁵¹, A. Pulvirenti^{23,29},
 V. Punin⁸⁷, M. Putis³⁴, J. Putschke^{119,120}, E. Quercigh²⁹, H. Qvigstad¹⁷, A. Rachevski⁹², A. Rademakers²⁹,
 S. Radomski⁸², T.S. Rähä³⁷, J. Rak³⁷, A. Rakotozafindrabe¹¹, L. Ramello²⁶, A. Ramírez Reyes⁸,
 S. Raniwala⁸¹, R. Raniwala⁸¹, S.S. Räsänen³⁷, B.T. Rascanu⁵², D. Rathee⁷⁷, K.F. Read¹¹², J.S. Real⁶⁴,
 K. Redlich^{100,57}, P. Reichelt⁵², M. Reicher⁴⁵, R. Renfordt⁵², A.R. Reolon⁶⁵, A. Reshetin⁴⁴, F. Rettig³⁵,
 J.-P. Revol²⁹, K. Reygers⁸², L. Riccati⁹⁴, R.A. Ricci⁶⁶, T. Richert²⁸, M. Richter¹⁷, P. Riedler²⁹, W. Riegler²⁹,
 F. Riggi^{23,99}, M. Rodríguez Cahuantzi¹, K. Røed¹⁴, D. Rohr³⁵, D. Röhrich¹⁴, R. Romita⁸⁵, F. Ronchetti⁶⁵,
 P. Rosnet⁶³, S. Rossegger²⁹, A. Rossi¹⁹, F. Roukoutakis⁷⁸, C. Roy⁵⁸, P. Roy⁸⁹, A.J. Rubio Montero⁷, R. Rui²⁰,

E. Ryabinkin⁸⁸, A. Rybicki¹⁰⁴, S. Sadovsky⁴³, K. Šafařík²⁹, R. Sahoo⁴¹, P.K. Sahu⁴⁸, J. Saini¹¹⁶, H. Sakaguchi³⁸, S. Sakai⁶⁷, D. Sakata¹¹⁴, C.A. Salgado¹², J. Salzwedel¹⁵, S. Sambyal⁸⁰, V. Samsonov⁷⁵, X. Sanchez Castro^{55,58}, L. Šándor⁴⁷, A. Sandoval⁵⁶, S. Sano¹¹³, M. Sano¹¹⁴, R. Santo⁵⁴, R. Santoro^{98,29}, J. Sarkamo³⁷, E. Scapparone⁹⁷, F. Scarlassara¹⁹, R.P. Scharenberg⁸³, C. Schiaua⁷⁰, R. Schicker⁸², C. Schmidt⁸⁵, H.R. Schmidt^{85,115}, S. Schreiner²⁹, S. Schuchmann⁵², J. Schukraft²⁹, Y. Schutz^{29,102}, K. Schwarz⁸⁵, K. Schweda^{85,82}, G. Scioli²¹, E. Scomparin⁹⁴, P.A. Scott⁹⁰, R. Scott¹¹², G. Segato¹⁹, I. Selyuzhenkov⁸⁵, S. Senyukov^{26,58}, J. Seo⁸⁴, S. Serçi¹⁸, E. Serradilla^{7,56}, A. Sevcenco⁵⁰, I. Sgura⁹⁸, A. Shabetai¹⁰², G. Shabratova⁵⁹, R. Shahoyan²⁹, N. Sharma⁷⁷, S. Sharma⁸⁰, K. Shigaki³⁸, M. Shimomura¹¹⁴, K. Shtejer⁶, Y. Sibiriak⁸⁸, M. Siciliano²⁵, E. Sicking²⁹, S. Siddhanta⁹⁶, T. Siemiarczuk¹⁰⁰, D. Silvermyr⁷⁴, G. Simonetti^{27,29}, R. Singaraju¹¹⁶, R. Singh⁸⁰, S. Singha¹¹⁶, B.C. Sinha¹¹⁶, T. Sinha⁸⁹, B. Sitar³², M. Sitta²⁶, T.B. Skaali¹⁷, K. Skjerdal¹⁴, R. Smakal³³, N. Smirnov¹²⁰, R. Snellings⁴⁵, C. Sogaard⁷¹, R. Soltz⁶⁸, H. Son¹⁶, J. Song⁸⁴, M. Song¹²³, C. Soos²⁹, F. Soramel¹⁹, I. Sputowska¹⁰⁴, M. Spyropoulou-Stassinaki⁷⁸, B.K. Srivastava⁸³, J. Stachel⁸², I. Stan⁵⁰, I. Stan⁵⁰, G. Stefanek¹⁰⁰, G. Stefanini²⁹, T. Steinbeck³⁵, M. Steinpreis¹⁵, E. Stenlund²⁸, G. Steyn⁷⁹, D. Stocco¹⁰², M. Stolpovskiy⁴³, K. Strabykin⁸⁷, P. Strmen³², A.A.P. Suaide¹⁰⁷, M.A. Subieta Vásquez²⁵, T. Sugitate³⁸, C. Suire⁴², M. Sukhorukov⁸⁷, R. Sultanov⁴⁶, M. Šumbera⁷³, T. Susa⁸⁶, A. Szanto de Toledo¹⁰⁷, I. Szarka³², A. Szostak¹⁴, C. Tagridis⁷⁸, J. Takahashi¹⁰⁸, J.D. Tapia Takaki⁴², A. Tauro²⁹, G. Tejeda Muñoz¹, A. Telesca²⁹, C. Terrevoli²⁷, J. Thäder⁸⁵, D. Thomas⁴⁵, R. Tieulent¹⁰⁹, A.R. Timmins¹¹⁰, D. Tlusty³³, A. Toia^{35,29}, H. Torii^{38,113}, L. Toscano⁹⁴, F. Tosello⁹⁴, D. Truesdale¹⁵, W.H. Trzaska³⁷, T. Tsuji¹¹³, A. Tumkin⁸⁷, R. Turrisi⁹³, T.S. Tveter¹⁷, J. Ulery⁵², K. Ullaland¹⁴, J. Ulrich^{61,51}, A. Uras¹⁰⁹, J. Urbán³⁴, G.M. Urciuoli⁹⁵, G.L. Usai¹⁸, M. Vajzer^{33,73}, M. Vala^{59,47}, L. Valencia Palomo⁴², S. Vallero⁸², N. van der Kolk⁷², P. Vande Vyvre²⁹, M. van Leeuwen⁴⁵, L. Vannucci⁶⁶, A. Vargas¹, R. Varma⁴⁰, M. Vasileiou⁷⁸, A. Vasiliev⁸⁸, V. Vechernin¹¹⁷, M. Veldhoen⁴⁵, M. Venaruzzo²⁰, E. Vercellin²⁵, S. Vergara¹, D.C. Vernekohl⁵⁴, R. Vernet⁵, M. Verweij⁴⁵, L. Vickovic¹⁰³, G. Viesti¹⁹, O. Vikhlyantsev⁸⁷, Z. Vilakazi⁷⁹, O. Villalobos Baillie⁹⁰, A. Vinogradov⁸⁸, L. Vinogradov¹¹⁷, Y. Vinogradov⁸⁷, T. Virgili²⁴, Y.P. Viyogi¹¹⁶, A. Vodopyanov⁵⁹, K. Voloshin⁴⁶, S. Voloshin¹¹⁹, G. Volpe^{27,29}, B. von Haller²⁹, D. Vranic⁸⁵, G. Øvrebekk¹⁴, J. Vrláková³⁴, B. Vulpescu⁶³, A. Vyushin⁸⁷, B. Wagner¹⁴, V. Wagner³³, R. Wan^{58,39}, D. Wang³⁹, M. Wang³⁹, Y. Wang⁸², Y. Wang³⁹, K. Watanabe¹¹⁴, J.P. Wessels^{29,54}, U. Westerhoff⁵⁴, J. Wiechula¹¹⁵, J. Wikne¹⁷, M. Wilde⁵⁴, G. Wilk¹⁰⁰, A. Wilk⁵⁴, M.C.S. Williams⁹⁷, B. Windelband⁸², L. Xaplanteris Karampatsos¹⁰⁵, H. Yang¹¹, S. Yang¹⁴, S. Yasnopolskiy⁸⁸, J. Yi⁸⁴, Z. Yin³⁹, H. Yokoyama¹¹⁴, I.-K. Yoo⁸⁴, J. Yoon¹²³, W. Yu⁵², X. Yuan³⁹, I. Yushmanov⁸⁸, C. Zach³³, C. Zampolli^{97,29}, S. Zaporozhets⁵⁹, A. Zarochentsev¹¹⁷, P. Závada⁴⁹, N. Zaviyalov⁸⁷, H. Zbroszczyk¹¹⁸, P. Zelnicke⁵¹, I.S. Zgura⁵⁰, M. Zhalov⁷⁵, X. Zhang^{63,39}, Y. Zhou⁴⁵, D. Zhou³⁹, F. Zhou³⁹, X. Zhu³⁹, A. Zichichi^{21,9}, A. Zimmermann⁸², G. Zinovjev², Y. Zoccarato¹⁰⁹, M. Zynovyev²

Affiliation notes

ⁱ Deceased

ⁱⁱ Also at: M.V.Lomonosov Moscow State University, D.V.Skobeltzyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia

ⁱⁱⁱ Also at: "Vinča" Institute of Nuclear Sciences, Belgrade, Serbia

Collaboration Institutes

¹ Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, Mexico

² Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Kiev, Ukraine

³ Budker Institute for Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia

⁴ California Polytechnic State University, San Luis Obispo, California, United States

⁵ Centre de Calcul de l'IN2P3, Villeurbanne, France

⁶ Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN), Havana, Cuba

⁷ Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT), Madrid, Spain

⁸ Centro de Investigación y de Estudios Avanzados (CINVESTAV), Mexico City and Mérida, Mexico

⁹ Centro Fermi – Centro Studi e Ricerche e Museo Storico della Fisica "Enrico Fermi", Rome, Italy

¹⁰ Chicago State University, Chicago, United States

¹¹ Commissariat à l'Énergie Atomique, IRFU, Saclay, France

¹² Departamento de Física de Partículas and IGFAE, Universidad de Santiago de Compostela, Santiago de Compostela, Spain

¹³ Department of Physics Aligarh Muslim University, Aligarh, India

- 14 Department of Physics and Technology, University of Bergen, Bergen, Norway
- 15 Department of Physics, Ohio State University, Columbus, Ohio, United States
- 16 Department of Physics, Sejong University, Seoul, South Korea
- 17 Department of Physics, University of Oslo, Oslo, Norway
- 18 Dipartimento di Fisica dell'Università and Sezione INFN, Cagliari, Italy
- 19 Dipartimento di Fisica dell'Università and Sezione INFN, Padova, Italy
- 20 Dipartimento di Fisica dell'Università and Sezione INFN, Trieste, Italy
- 21 Dipartimento di Fisica dell'Università and Sezione INFN, Bologna, Italy
- 22 Dipartimento di Fisica dell'Università 'La Sapienza' and Sezione INFN, Rome, Italy
- 23 Dipartimento di Fisica e Astronomia dell'Università and Sezione INFN, Catania, Italy
- 24 Dipartimento di Fisica 'E.R. Caianiello' dell'Università and Gruppo Collegato INFN, Salerno, Italy
- 25 Dipartimento di Fisica Sperimentale dell'Università and Sezione INFN, Turin, Italy
- 26 Dipartimento di Scienze e Tecnologie Avanzate dell'Università del Piemonte Orientale and Gruppo Collegato INFN, Alessandria, Italy
- 27 Dipartimento Interateneo di Fisica 'M. Merlin' and Sezione INFN, Bari, Italy
- 28 Division of Experimental High Energy Physics, University of Lund, Lund, Sweden
- 29 European Organization for Nuclear Research (CERN), Geneva, Switzerland
- 30 Fachhochschule Köln, Köln, Germany
- 31 Faculty of Engineering, Bergen University College, Bergen, Norway
- 32 Faculty of Mathematics, Physics and Informatics, Comenius University, Bratislava, Slovakia
- 33 Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague, Prague, Czech Republic
- 34 Faculty of Science, P.J. Šafárik University, Košice, Slovakia
- 35 Frankfurt Institute for Advanced Studies, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt, Germany
- 36 Gangneung-Wonju National University, Gangneung, South Korea
- 37 Helsinki Institute of Physics (HIP) and University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland
- 38 Hiroshima University, Hiroshima, Japan
- 39 Hua-Zhong Normal University, Wuhan, China
- 40 Indian Institute of Technology, Mumbai, India
- 41 Indian Institute of Technology Indore (IIT), Indore, India
- 42 Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO), Université Paris-Sud, CNRS-IN2P3, Orsay, France
- 43 Institute for High Energy Physics, Protvino, Russia
- 44 Institute for Nuclear Research, Academy of Sciences, Moscow, Russia
- 45 Nikhef, National Institute for Subatomic Physics and Institute for Subatomic Physics of Utrecht University, Utrecht, Netherlands
- 46 Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia
- 47 Institute of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences, Košice, Slovakia
- 48 Institute of Physics, Bhubaneswar, India
- 49 Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic
- 50 Institute of Space Sciences (ISS), Bucharest, Romania
- 51 Institut für Informatik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt, Germany
- 52 Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt, Germany
- 53 Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, Germany
- 54 Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Münster, Germany
- 55 Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico City, Mexico
- 56 Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico City, Mexico
- 57 Institut of Theoretical Physics, University of Wrocław
- 58 Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC), Université de Strasbourg, CNRS-IN2P3, Strasbourg, France
- 59 Joint Institute for Nuclear Research (JINR), Dubna, Russia
- 60 KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics, Hungarian Academy of Sciences, Budapest, Hungary
- 61 Kirchhoff-Institut für Physik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany
- 62 Korea Institute of Science and Technology Information
- 63 Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC), Clermont Université, Université Blaise Pascal,

- CNRS-IN2P3, Clermont-Ferrand, France
- ⁶⁴ Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC), Université Joseph Fourier, CNRS-IN2P3, Institut Polytechnique de Grenoble, Grenoble, France
- ⁶⁵ Laboratori Nazionali di Frascati, INFN, Frascati, Italy
- ⁶⁶ Laboratori Nazionali di Legnaro, INFN, Legnaro, Italy
- ⁶⁷ Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, United States
- ⁶⁸ Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, United States
- ⁶⁹ Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, Russia
- ⁷⁰ National Institute for Physics and Nuclear Engineering, Bucharest, Romania
- ⁷¹ Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Copenhagen, Denmark
- ⁷² Nikhef, National Institute for Subatomic Physics, Amsterdam, Netherlands
- ⁷³ Nuclear Physics Institute, Academy of Sciences of the Czech Republic, Řež u Prahy, Czech Republic
- ⁷⁴ Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, United States
- ⁷⁵ Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia
- ⁷⁶ Physics Department, Creighton University, Omaha, Nebraska, United States
- ⁷⁷ Physics Department, Panjab University, Chandigarh, India
- ⁷⁸ Physics Department, University of Athens, Athens, Greece
- ⁷⁹ Physics Department, University of Cape Town, iThemba LABS, Cape Town, South Africa
- ⁸⁰ Physics Department, University of Jammu, Jammu, India
- ⁸¹ Physics Department, University of Rajasthan, Jaipur, India
- ⁸² Physikalisches Institut, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany
- ⁸³ Purdue University, West Lafayette, Indiana, United States
- ⁸⁴ Pusan National University, Pusan, South Korea
- ⁸⁵ Research Division and ExtreMe Matter Institute EMMI, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany
- ⁸⁶ Rudjer Bošković Institute, Zagreb, Croatia
- ⁸⁷ Russian Federal Nuclear Center (VNIIEF), Sarov, Russia
- ⁸⁸ Russian Research Centre Kurchatov Institute, Moscow, Russia
- ⁸⁹ Saha Institute of Nuclear Physics, Kolkata, India
- ⁹⁰ School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, Birmingham, United Kingdom
- ⁹¹ Sección Física, Departamento de Ciencias, Pontificia Universidad Católica del Perú, Lima, Peru
- ⁹² Sezione INFN, Trieste, Italy
- ⁹³ Sezione INFN, Padova, Italy
- ⁹⁴ Sezione INFN, Turin, Italy
- ⁹⁵ Sezione INFN, Rome, Italy
- ⁹⁶ Sezione INFN, Cagliari, Italy
- ⁹⁷ Sezione INFN, Bologna, Italy
- ⁹⁸ Sezione INFN, Bari, Italy
- ⁹⁹ Sezione INFN, Catania, Italy
- ¹⁰⁰ Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland
- ¹⁰¹ Nuclear Physics Group, STFC Daresbury Laboratory, Daresbury, United Kingdom
- ¹⁰² SUBATECH, Ecole des Mines de Nantes, Université de Nantes, CNRS-IN2P3, Nantes, France
- ¹⁰³ Technical University of Split FESB, Split, Croatia
- ¹⁰⁴ The Henryk Niewodniczanski Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Cracow, Poland
- ¹⁰⁵ The University of Texas at Austin, Physics Department, Austin, TX, United States
- ¹⁰⁶ Universidad Autónoma de Sinaloa, Culiacán, Mexico
- ¹⁰⁷ Universidade de São Paulo (USP), São Paulo, Brazil
- ¹⁰⁸ Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), Campinas, Brazil
- ¹⁰⁹ Université de Lyon, Université Lyon 1, CNRS/IN2P3, IPN-Lyon, Villeurbanne, France
- ¹¹⁰ University of Houston, Houston, Texas, United States
- ¹¹¹ University of Technology and Austrian Academy of Sciences, Vienna, Austria
- ¹¹² University of Tennessee, Knoxville, Tennessee, United States
- ¹¹³ University of Tokyo, Tokyo, Japan
- ¹¹⁴ University of Tsukuba, Tsukuba, Japan
- ¹¹⁵ Eberhard Karls Universität Tübingen, Tübingen, Germany
- ¹¹⁶ Variable Energy Cyclotron Centre, Kolkata, India

- ¹¹⁷ V. Fock Institute for Physics, St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia
¹¹⁸ Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland
¹¹⁹ Wayne State University, Detroit, Michigan, United States
¹²⁰ Yale University, New Haven, Connecticut, United States
¹²¹ Yerevan Physics Institute, Yerevan, Armenia
¹²² Yildiz Technical University, Istanbul, Turkey
¹²³ Yonsei University, Seoul, South Korea
¹²⁴ Zentrum für Technologietransfer und Telekommunikation (ZTT), Fachhochschule Worms, Worms, Germany

References

- [1] N. Brambilla *et al.*, Eur. Phys. J. **C71**, 1534 (2011).
[2] J.P. Lansberg, Eur. Phys. J. **C61**, 693 (2009).
[3] Y. Ma, K. Wang, and K. Chao, Phys. Rev. Lett. **106**, 042002 (2011).
[4] M. Butenschoen and B.A. Kniehl, Phys. Rev. Lett. **106**, 022003 (2011).
[5] M. Butenschoen and B.A. Kniehl, arXiv:1201.1872.
[6] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), Nucl. Phys. **B850**, 387 (2011).
[7] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Eur. Phys. J. **C71**, 1645 (2011).
[8] K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), Phys. Lett. **B 704**, 442 (2011).
[9] B. Abelev *et al.* (ALICE Collaboration), arXiv:1111.1630, accepted for publication in Phys. Rev. Lett.
[10] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collaboration), Eur. Phys. J. **C71**, 1575 (2011).
[11] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), arXiv:1111.1557.
[12] T. Sjöstrand and M. van Zijl, Phys. Rev. **D36**, 2019 (1987).
[13] P. Bartalini *et al.*, arXiv:1003.4220.
[14] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D70**, 072002 (2004).
[15] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collaboration), Eur. Phys. J. **C70**, 555 (2010).
[16] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), arXiv:1012.0791.
[17] S. Porteboeuf and R. Granier de Cassagnac, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **214**, 181 (2011).
[18] M. Aguilar-Benitez *et al.* (NA27 Collaboration), Z. Phys. **C41**, 191 (1988).
[19] L. Frankfurt, M. Strikman, D. Treleani, and C. Weiss, Phys. Rev. Lett. **101**, 202003 (2008).
[20] M. Strikman, Prog. Theor. Phys. Suppl. **187**, 289 (2011).
[21] B. Alver *et al.* (PHOBOS Collaboration), Phys. Rev. **C83**, 024913 (2011).
[22] W. Li *et al.* (for the CMS Collaboration), arXiv:1107.2452.
[23] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collaboration), JHEP **09**, 091 (2010).
[24] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
[25] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel, Phys. Lett. **B571**, 36 (2003).
[26] C. Miao, A. Mocsy, and P. Petreczky, Nucl. Phys. **A855**, 125 (2011).
[27] K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), JINST **3**, S08002 (2008).
[28] K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), JINST **5**, P03003 (2010).
[29] J. Alme *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A622**, 316 (2010).
[30] K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), “Measurement of inelastic, single and double diffraction cross sections in proton-proton collisions at LHC with ALICE”, paper in preparation.
[31] K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), Eur. Phys. J. **C68**, 89 (2010).
[32] K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), Eur. Phys. J. **C68**, 345 (2010).
[33] J.E. Gaiser, Ph.D. Thesis, SLAC-R-255 (1982).
[34] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. **G37**, 075021 (2010).
[35] P.Z. Skands, Phys. Rev. **D82**, 074018 (2010).
[36] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P.Z. Skands, JHEP **05**, 026 (2006).
[37] G.T. Bodwin, E. Braaten, and G.P. Lepage, Phys. Rev. **D51**, 1125 (1995).

- [38] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P.Z. Skands, *Comput. Phys. Commun.* **178**, 852 (2008).
- [39] H. Jung, *Comput. Phys. Commun.* **143**, 100 (2002).
- [40] M. Strikman, *Phys. Rev.* **D84**, 011501(R) (2011).

Bibliographie

- [1] Experience CBM. http://www.gsi.de/forschung/fair_experiments/CBM.
- [2] M.M. Aggarwal et al. Direct photon production in 158-A-GeV Pb-208 + Pb-208. *Phys. Rev. Lett.* *85*, 3595 (2000), 2000.
- [3] R. Rapp and E. Shuryak. Thermal dileptons radiation at intermediate masses at the CERN-SPS. *Phys. Lett. B* *473*, (2000) 13, 2000.
- [4] PHENIX Collaboration A. Adare et al. Enhanced production of direct photons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and implications for the initial temperature. *Phys.Rev.Lett.* *104* (2010), 2010.
- [5] PHENIX Collaboration S. S. Adler et al. Centrality Dependence of Direct Photon Production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au Collisions. *Phys.Rev.Lett.* *944* (2005), 2005.
- [6] PHENIX Collaboration S. S. Adler et al. Measurement of Direct Photon Production in p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys.Rev.Lett.* *98* (2007), 2007.
- [7] PHENIX Collaboration S. S. Adler et al. Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV d+Au collisions. *Phys. Rev. Lett.* *91* (2003) 072303, 2003.
- [8] PHOBOS Collaboration B. B. Back et al. Centrality dependence of charged hadron transverse momentum spectra in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.* *91* (2003) 072302, 2003.
- [9] BRAHMS Collaboration I. Arsene et al. Transverse momentum spectra in Au+Au and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and the pseudo-rapidity dependence of high p(t) suppression. *Phys. Rev. Lett.* *91* (2003) 072305, 2003.
- [10] STAR Collaboration J. Adams et al. Evidence from d+Au measurements for final-state suppression of high-pT Hadrons in Au+Au Collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.* *91* (2003) 072304, 2003.
- [11] Y. Bai. *Anisotropic flow measurements in STAR at the Relativistic Heavy Ion Collider*. PhD thesis, NIKHEF at Utrecht University, 2007.
- [12] E. T. Atomssa. *J/ψ* suppression measurements by the PHENIX experiment at RHIC, 2007. 15th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and related subjects.
- [13] ALICE Collaboration. *J/ψ* production at low transverse momentum in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Submitted to Phys. Rev. Lett., Preprint* <http://arxiv.org/abs/1202.1383>, 2012.
- [14] A. Morsch. Characterisation of the rear end of the ALICE front absorber, 2001. Note interne ALICE.

- [15] ALICE Collaboration. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV with ALICE at LHC. *EPJC Vol. 68 (2010) 345*, 2010.
- [16] PHOBOS Collaboration. Charged-particle multiplicity and pseudo-rapidity distributions measured with the PHOBOS detector in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p collisions at ultrarelativistic energies. *Phys. Rev. C 83 024913*, 2011.
- [17] T. Pierog, S. Porteboeuf, I. Karpenko, and K. Werner. Collective flow in (anti)proton-proton collision at Tevatron and LHC, 2010. Proceedings des 45th Rencontres de Moriond : QCD and High Energy Interactions Physic.
- [18] D. Caffarri, 2010. Communication interne d'ALICE.
- [19] S. Porteboeuf. Communication interne ALICE.
- [20] ALICE Collaboration. Heavy flavour decay muon production at forward rapidity in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Lett. B708 265 (2012)*, 2012.
- [21] J. Alme et al. ALICE TPC Collaboration. The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events. *Nucl. Inst. Meth. A622 (2010) 316*, 2010.
- [22] F. Abe et al. CDF Collaboration. Observation of top quark production in $\bar{p} p$ collisions with the collider detector at Fermilab. *Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995)*, 1995.
- [23] S. Abachi et al. D0 Collaboration. Search for high mass top quark production in $\bar{p} p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett. 74, 2422 (1995)*, 1995.
- [24] Kanamura et al. (Particle Data Group). 2011 Review of Particle Physics. *Journal of Physics G37, 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition*, 2010.
- [25] F. Halzen and A. D. Martin. *Quarks and Leptons : an introduction course in modern particle physics*. John Wiley and Sons, 1984.
- [26] F. Gianotti for the ATLAS Collaboration and G. Tonelli for the CMS Collaboration. Update on the search for the Higgs boson by the ATLAS and CMS experiments at CERN, 2011.
- [27] T. Rothman and S. Boughn. Can Gravitons Be Detected? *Found. Phys. 36 (2006) 1801*, 2006.
- [28] M.B. Green, J.H. Schwarz, and E.Witten. *Superstring Theory, Vol. 1 et 2*. Cambridge University Press, 1987.
- [29] A. Ashtekar and J. Lewandowski. Background independent quantum gravity : a status report. *Class. Quantum Grav. 21 R53*, 2004.
- [30] S. Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett. Vol. 19 (1967) 1264*, 1967.
- [31] S. L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics Vol. 22 (1961) 579*, 1961.
- [32] P. W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett. Vol. 13 (1964) 508*, 1964.
- [33] B. V. Struminsky. Magnetic moments of barions in the quark model. *JINR Preprint P-1939*, 1965.
- [34] N. Bogolubov, B. V. Struminsky, and A. Tavkhelidze. On composite models in the theory of elementary particles. *JINR Preprint D-1968*, 1965.

- [35] K. G. Wilson. Confinement of quarks. *Phys. Rev. D Vol. 10 (1974) 2445*, 1974.
- [36] D. J. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet Behavior of non-Abelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett. Vol. 33 (1973) 1343*, 1973.
- [37] H. Satz. Colour screening in SU(N) gauge theory at finite temperature. *Nucl. Phys. A 418 447c (1984)*, 1984.
- [38] S. Hands. The phase diagram of QCD. *Contemp. Phys. 42, (2001), 209*, 2001.
- [39] Experience NA38. <http://na38.web.cern.ch/NA38/>.
- [40] Experience NA50. <http://na50.web.cern.ch/NA50/>.
- [41] Experience NA60. <http://na60web.ca.infn.it/www>.
- [42] Experience PHENIX. <http://www.phenix.bnl.gov/>.
- [43] Experience STAR. <http://www.star.bnl.gov/>.
- [44] Experience PHOBOS. <http://www.phobos.bnl.gov/>.
- [45] Experience BRAHMS. <http://www4.rcf.bnl.gov/brahms/WWW/>.
- [46] Experience ALICE. <http://aliweb.cern.ch/>.
- [47] Experience ATLAS. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/Collaboration/>.
- [48] Experience CMS. <http://cms.web.cern.ch/>.
- [49] Experience LHCb. <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>.
- [50] S.Y. Lo. *Geometrical pictures in hadronic collisions : a reprint volume*. World Scientific Publishing Co Pte Ltd, 1987.
- [51] J. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : the central rapidity region. *Phys. Rev. D 27, 140 (1983)*, 1983.
- [52] STAR Collaboration J. Adams et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma : the STAR collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl. Phys. A 757 (2005) 102*, 1983.
- [53] E. Shuryak. Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter. *Phys. Rept. 61, (1980) 71*, 2000.
- [54] K. Kajantie and H.I. Miettinen. Temperature measurement of quark-gluon plasma formed in high energy nucleus-nucleus collision. *Zeit. Phys C9 (1981) 341*, 1981.
- [55] E. Scapparini et al. Intermediate mass muon pair in Pb-Pb collisions at 158-GeV/c. *Nucl. Phys. A610 (1996) 331c*, 1996.
- [56] M. Masera et al. Dimuon production below mass $3.1 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ in p-W and S-W interactions at 200-A/GeV/c. *Nucl. Phys. A590 (1995) 93c*, 1995.
- [57] R. Arnaldi et al. First Results on Angular Distributions of Thermal Dileptons in Nuclear Collisions. *Phys. Rev. Lett. 102, 222301 (2009)*, 2009.
- [58] A. Abreu et al. Enhancement of intermediate dimuons nucleus nucleus collisions at the CERN SPS. *Nucl. Phys. A698 (2002) 539*, 2002.
- [59] J.D. Bjorken. Energy loss of energetic partons in quark gluon plasma : possible extinction of high p(t) jets in hadron-hadron collisions. *FERMILAB-PUB-82-059-THY*, 1982.

- [60] T. Matsui and H. Satz. J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation. *Phys. Lett. 178B 416 (1986)*, 1986.
- [61] NA50 Collaboration. Charmonia and Drell-Yan production in proton-nucleus collisions at the CERN SPS. *Phys. Lett. B 553 (2003) 167*, 2003.
- [62] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, and P.V. Ruuskanen. Scale evolution of nuclear parton distributions. *Nucl .Phys B535 (1998) 351*, 1998.
- [63] R. L. Thews and J. Rafelski. J/ψ production at RHIC. *Nucl .Phys A698 (2002) 575*, 1998.
- [64] ATLAS Collaboration. *ATLAS Technical Design Report*. CERN, 1999.
- [65] CMS Collaboration. *CMS Physics Technical Design Report*. CERN, 2006.
- [66] LHCb Collaboration. *LHCb Technical Proposal*. CERN, 1998.
- [67] CMS Collaboration. High density QCD with heavy ions PTDR addendum. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 34 (2007) 2307*, 2007.
- [68] ALICE Collaboration. *ALICE Technical Proposal*. CERN, 1995.
- [69] ALICE Collaboration. *ITS Technical Design Report*. CERN, 1999.
- [70] ALICE Collaboration. *TPC Technical Design Report*. CERN, 2000.
- [71] ALICE Collaboration. *TRD Technical Design Report*. CERN, 2001.
- [72] ALICE Collaboration. *TOF Technical Design Report*. CERN, 2002.
- [73] ALICE Collaboration. *HMPID Technical Design Report*. CERN, 1998.
- [74] ALICE Collaboration. *PHOS Technical Design Report*. CERN, 1999.
- [75] ALICE Collaboration. *EMCal Technical Design Report*. CERN, 2006.
- [76] ALICE Collaboration. *PMD Technical Design Report*. CERN, 1999.
- [77] ALICE Collaboration. *FMD, T0 and V0 Technical Design Report*. CERN, 2004.
- [78] ALICE Collaboration. *Muon Spectrometer Technical Design Report*. CERN, 1999.
- [79] P. Pillot, J.-Y. Grossiord, v. Kakoyan, and R. Tieulent. The Geometry monitoring System of the ALICE Muon Spectrometer : simulation results, 2005. Note interne ALICE.
- [80] ALICE Collaboration. *Trigger, data acquisition, high-level trigger and control system Technical Design Report*. CERN, 2004.
- [81] N. Le Bris. *Etude des décroissances semi-muoniques de saveurs lourdes à bas p_T , et de l'efficacité de trajectographie du spectromètre à muons d'ALICE*. PhD thesis, Université de Nantes, 2009.
- [82] ALICE Collaboration. *Computing Technical Design Report*. CERN, 2005.
- [83] CERN. GEANT : GEometry ANd Tracking. <http://www-wasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>.
- [84] Z. Conesa del Valle. *Performance of the ALICE Muon spectrometer. Weak Boson production and measurement in heavy-ion collisions*. PhD thesis, Université de Nantes, 2007.
- [85] D. Stocco. Efficiency determination of the MUON Spectrometer trigger chambers from real data, 2008. Note interne ALICE.

- [86] Marc Paterno. Calculating Efficiencies and their Uncertainties, 2004.
- [87] ALICE Collaboration. Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Lett. B* **704** 442 (2011), 2011.
- [88] S. Grigoryan. Contribution of secondary π/K mesons produced in the absorber, into the dimuon background in Pb-Pb collisions, 2002. Note interne ALICE.
- [89] T.-M. Yan S. D. Drell. Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies. *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 316, 1970.
- [90] H. A. Bethe. Molière's theory of multiple scattering. *Phys. Rev.* **89** (1953) 1256, 1953.
- [91] P. Pillot. *Les résonances de quarks lourds comme sonde du plasma de quarks et de gluons : optimisation du spectromètre à muons de l'expérience ALICE et étude de la production du J/ψ dans l'expérience NA60*. PhD thesis, Université Claude Bernard - Lyon 1, 2002.
- [92] D. Stocco. Study of cuts on single muons, 2011. Communication interne ALICE.
- [93] ALICE Collaboration. First proton-proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector : measurement of the charged particle pseudorapidity density at $\sqrt{s} = 900$ GeV. *EPJC Vol. 65* (2010) 111, 2010.
- [94] ALICE Collaboration. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV with ALICE at LHC. *EPJC Vol. 68* (2010) 89, 2010.
- [95] CMS Collaboration. Observation of long-range, near-side angular correlations in proton-proton collisions at the LHC. *JHEP* **1009** :091, 2010.
- [96] K. Werner et al. Ridge in proton-proton scattering at 7 TeV. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 122004, 2010.
- [97] R. Shahoyan. Combined multiplicity estimators, 2011. Communication interne d'ALICE.
- [98] I. Arsene. Event multiplicity multiplicity estimator J/ψ , 2011. Communication interne d'ALICE.
- [99] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST.* **3** S08002 (2008), 2008.
- [100] A. Blanc. *Etude des performances du Trigger du spectromètre à muons d'ALICE au LHC*. PhD thesis, Université Blaise Pascal, 2010.
- [101] G. M. Innocenti. Pile up tagging from SPD, 2010. Communication interne d'ALICE.
- [102] M.J. Oreglia. *A study of the reactions $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$* . PhD thesis, Stanford University, 1980.
- [103] M. Gagliardi. Luminosity Normalisation in ALICE, 2011. Communication interne d'ALICE.
- [104] NA50 Collaboration. Observation of a threshold effect in the anomalous J/ψ suppression. *Phys. Lett. B* **450** 456 (1999), 1999.
- [105] F. Bossu et al. Phenomenological extrapolation of the inclusive J/ψ cross section to proton-proton collisions at 2.76 and 5.5 TeV. *arxiv* : 1103.2394, 2011.

- [106] T. Sjöstrand and S. Mrenna and P.Z. Skands. Tuning Monte Carlo generators : The Perugia tunes. *JHEP 05 (2006)*, 2006.
- [107] P.Z. Skands. Tuning Monte Carlo generators : The Perugia tunes. *Phys. Rev. D82, 074018 (2010)*, 2010.
- [108] ALICE Collaboration. J/ψ production as a function of charged particle multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Lett. B712 165 (2012)*, 2012.
- [109] Renzo G. E. Ramelli. *Search for cosmic ray point sources and anisotropy measurement with the L3+C experiment*. PhD thesis, Université de Nantes, 1997.

Résumé

Le plasma de quarks et de gluons est un état de la matière apparaissant à haute température. En laboratoire, il est possible d'atteindre les conditions nécessaires à sa formation grâce aux collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes. L'expérience ALICE au LHC est dédiée à l'étude du plasma de quarks et de gluons grâce aux collisions Pb-Pb à 2,76 TeV. Les premiers résultats d'ALICE, présentés en annexe, ont été obtenus grâce aux rayons cosmiques. Une étude de l'évolution de l'efficacité de reconstruction du spectromètre à muons durant ses deux premières années de fonctionnement sera présentée par la suite. L'efficacité totale de reconstruction des chambres de trajectographie ainsi obtenue est de plus de 90% pour les données correspondant à des collisions proton-proton, et de 85% pour les données recueillies avec des collisions plomb-plomb. Une méthode de sélection des traces reposant sur la distribution du produit impulsion - distance d'approche minimale sera également présentée. Cette sélection permet de rejeter les traces de muons produits par des collisions entre les particules du faisceau et le gaz résiduel dans le tube faisceau, et les fausses traces dans les collisions Pb-Pb les plus centrales.

Enfin, cette thèse présentera une première analyse sur le taux de production des muons simples et des J/psi en fonction de la multiplicité en particules chargées lors des collisions proton-proton.

Mot-clés : Plasma de quarks et gluons ; ALICE ; Spectromètre à muons ; Rayonnement Cosmique ;

Efficacité de trajectographie ; Multiplicité en particules chargées ; Collisions p-p ; Muons simples ; J/psi

Abstract

The quark-gluon plasma is a state of nuclear matter appearing at very high temperature. In the laboratory, it is possible to reach such conditions using heavy-ion collisions at ultra-relativistic energies. The ALICE experiment at LHC is dedicated to the study of the quark-gluon plasma with Pb-Pb collisions at 2.76 TeV. The first part of this study, presented as an annex, will consist in the very first results of the ALICE muon spectrometer, obtained using cosmic rays. The second part will present the evolution of the reconstruction efficiency of the muon spectrometer during its first two years of running. This study will show that the total reconstruction efficiency of the tracking chamber is more than 90% in proton-proton collisions, and 85% in lead-lead collisions. A track selection method based on the value of the product momentum – distance of closest approach will also be presented. This selection will allow to remove the tracks coming from muons produced in collisions between the beam and the residual gas in the beam line, and fake tracks in the most central Pb-Pb collisions. Finally, this thesis will present a first analysis of the production yield of J/psi and single muons as a function of the collision's charged-particle multiplicity in proton-proton collisions.

Keywords : Quark-gluon plasma ; ALICE ; Muon spectrometer ; Cosmic rays ; Tracking efficiency ; Charged particle multiplicity ; p-p collisions ; single muons ; J/psi