



HAL
open science

**Etude du $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité de
particules chargées dans les collisions proton-proton à
 $\sqrt{s} = 13$ TeV au LHC avec le détecteur ALICE :
Caractérisation et tests sous faisceau du Muon Forward
Tracker d'ALICE**

Manuel Guittièrre

► **To cite this version:**

Manuel Guittièrre. Etude du $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV au LHC avec le détecteur ALICE : Caractérisation et tests sous faisceau du Muon Forward Tracker d'ALICE. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Ecole nationale supérieure Mines-Télécom Atlantique, 2020. Français. NNT : 2020IMTA0206 . tel-03064980

HAL Id: tel-03064980

<https://theses.hal.science/tel-03064980>

Submitted on 14 Dec 2020

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.

THÈSE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE MINES-TÉLÉCOM ATLANTIQUE

BRETAGNE PAYS DE LA LOIRE – IMT ATLANTIQUE

ÉCOLE DOCTORALE N° 596

Matière, Molécules, Matériaux

Spécialité : Physique Subatomique et Instrumentation Nucléaire

Par

Manuel GUITTIÈRE

Étude du $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV au LHC avec le détecteur ALICE. Caractérisation et tests sous faisceau du Muon Forward Tracker d'ALICE.

Thèse présentée et soutenue à Nantes, le 29 octobre 2020

Unité de recherche : SUBATECH, UMR 6457

Thèse n° 2020IMTA0206

Rapporteurs avant soutenance

Patrick ROBBE Directeur de recherche CNRS, IJCLab

Matthew NGUYEN Chargé de recherche CNRS, LLR

Composition du Jury

Président	Klaus WERNER	Professeur Université de Nantes, SUBATECH
Rapporteurs	Patrick ROBBE Matthew NGUYEN	Directeur de recherche CNRS, IJCLab Chargé de recherche CNRS, HDR, LLR
Examinatrice	Laure MASSACRIER	Chargée de recherche CNRS, IJCLab
Directeur de thèse	Gines MARTINEZ-GARCIA	Directeur de recherche CNRS, SUBATECH
Co-encadrant de thèse	Guillaume BATIGNE	Maître Assistant IMT Atlantique, SUBATECH

Invité

Co-encadrant de thèse **Mohamad TARHINI** Chercheur CNRS, SUBATECH

Avertissement : Les figures portant les mentions "ALICE Simulation", "ALICE Performance", "ALICE Preliminary" ou "ALICE", ont été approuvées par la Collaboration ALICE à l'issue d'une procédure d'évaluation interne. Les autres figures d'analyse et de résultats présentées dans ce manuscrit n'engagent que son auteur.

“To make progress in understanding, we must remain modest and allow that we do not know. Nothing is certain or proved beyond all doubt. You investigate for curiosity, because it is unknown, not because you know the answer. And as you develop more information in the sciences, it is not that you are finding out the truth, but that you are finding that this or that is more or less likely.”

Richard P. Feynman

Remerciements

C'est avec un sentiment de bonheur immense et un brin de nostalgie que vient le moment de se retourner sur les trois années d'une aventure humaine et scientifique intense et riche d'innombrables rencontres. Par ces quelques lignes, je tiens à remercier chaleureusement tous ceux qui ont participé de près ou de loin à la réussite de ma thèse. Je crois en effet que le succès de cette aventure, avec toute l'implication personnelle qu'elle a exigé, n'aurait pas été possible sans l'accompagnement et le soutien de nombreuses personnes que j'ai eu la chance de côtoyer.

En premier lieu, je remercie chaleureusement Matthew Nguyen et Patrick Robbe d'avoir accepté le rôle de rapporteur de ce manuscrit et de s'être déplacés pour ma soutenance, le 29 octobre 2020, jour de "re-confinement national"... Je souhaite aussi remercier Laure Massacrier pour sa participation au jury (également en déplacement) et pour nos échanges au sein du groupe d'analyse quarkonia. Enfin, je remercie Klaus Werner d'avoir accepté de présider ce jury, tant prestigieux que bienveillant. Une touche de nostalgie m'accompagnait durant la présentation de mes travaux devant un de mes professeurs de Licence et de Master à l'Université de Nantes.

Comme le formulerait un certain tavernier du royaume de Logres : une thèse de doctorat "c'est pas une sinécure", et le seigneur Perceval de Galles d'ajouter qu'au fond "c'est pas faux". Cependant, je me dois de souligner le concours d'une exceptionnelle tripléte d'encadrement. Je remercie donc mon directeur de thèse, Gines Martinez-Garcia, pour sa bienveillance et sa disponibilité malgré ses fonctions chronophages de directeur du laboratoire Subatech. Chacune de nos discussions fut pour moi l'occasion d'apprendre quelque chose de nouveau sur notre domaine, ou même sur n'importe quel autre sujet. En outre, l'ardent défenseur des "petites mains de la recherche" que je suis, a sincèrement apprécié le caractère constructif du dialogue entre ces dernières et les instances dirigeantes. Je souhaite ensuite remercier Guillaume Batigne pour sa disponibilité, sa pédagogie et sa bonne humeur constante. Je me souviendrai longtemps de nos épopées japonaise, sud-africaine et helvétiques et des nombreuses anecdotes qui les accompagnent. Finalement, j'adresse mes sincères remerciements à Mohamad Tarhini (alias Momo). Au-delà de son rôle d'encadrant, m'apportant son aide, son soutien permanent, me transmettant son savoir-faire et ses connaissances de notre domaine, ce fut un plaisir quotidien de partager le même bureau. Nos pauses café à refaire le monde, les week-ends sportifs et "l'amitié franco-libanaise" me manqueront beaucoup. J'espère sincèrement que nos chemins se re-croiseront le plus souvent possible!

Je tiens aussi à remercier les membres du groupe Plasma pour leur accueil chaleureux et les nombreuses discussions qui ont contribué à la réussite de ma thèse et à mon épanouissement dans l'univers de la recherche. Un grand merci à Diego, Philippe, Maxime, Marie,

Laurent, Barbara, Gilles, Kunal et Alexandre. Je remercie également les membres du comité de suivi de ma thèse, Stefano Panebianco et Raphaël Tieulent que j'ai eu la chance de côtoyer dans le cadre des activités concernant le MFT.

Cette aventure parfois éprouvante, que représente une thèse, le serait d'autant plus sans le soutien et le réconfort des camarades d'infortune, membres éminents, fondateurs ou sympathisants du SLDSS (Section Locale des Doctorants Subatomiques Syndiqués). Je remercie chacun d'entre eux, sans les nommer tous car la liste serait bien longue. Je souhaite cependant remercier particulièrement Erwann et Ophélie, camarades du groupe Plasma et voisins de bureau (et même collègue de bureau pendant près de 7 minutes dans le cas d'Ophélie). Il serait impossible de compter les nombreux fous rires partagés devant d'absurdes vidéos de la toile ou lors de nos fréquents moments de décompression accompagnés d'intrusions lunaires dans nos bureaux respectifs (n'est-ce pas Jamy!?). Comment évoquer mes camarades sans remercier le plus fidèle d'entre eux, compagnon de route depuis la Licence : mon cher David (alias Michel). Il me serait impossible d'énumérer l'ensemble de nos projets, fomentés durant les temps de pause, au gré des aléas de nos esprits fragilisés par la fatigue et de nos tentatives respectives, parfois très efficaces, de déstabilisation mutuelle... Je pourrais tout de même citer notre album (déjà double disque en mousse) et notre théorie de l'exaspération intentionnelle dont les expérimentations sur nos propres personnes ont bien failli causer notre perte... La bravoure et l'éthique scientifique je suppose... Plus sérieusement, merci mon cher Mich' pour ton soutien sans faille et ton amitié qui ont été d'une aide précieuse tout au long de ma thèse!

Je voudrais également remercier mes ami.e.s qui n'ont pas pu assister à la soutenance en raison du contexte particulier de cette année 2020. Votre soutien et les précieux moments (toujours trop rares) passés ensemble, ont toujours été une source inépuisable de motivation et de réconfort. J'en profite pour saluer mes coéquipiers et amis de l'ASB Rezé volley-ball qui m'ont offert de nombreux moments de décompression et d'évasion, d'une importance non négligeable au cours d'une thèse...

Il me serait impossible de remercier suffisamment mes parents pour m'avoir toujours encouragé quelques soient mes choix. Merci de m'avoir permis de réussir cette thèse en m'apportant votre aide et votre soutien à chaque instant malgré la distance et le caractère quelque peu obscur de mes activités de recherche, que la soutenance aura, je l'espère, contribué à éclaircir. Merci pour tout!!!

Je tiens finalement à remercier celle qui me soutient, m'encourage et me supporte au quotidien, en particulier en cette année 2020 de confinement et de dernière année de thèse... Ta présence à mes côtés a été une aide précieuse pour la réussite de ma thèse et j'espère pouvoir te rendre cette motivation et ce soutien pour les dernières étapes de la tienne et toutes nos futures aventures.

Table des matières

Remerciements	ix
Table des figures	xvii
Liste des tableaux	xxvii
Liste des acronymes	xxix
Introduction	1
I Étudier la matière hadronique avec des quarkonia	5
1 La matière hadronique	7
1.1 Le contexte du Modèle Standard	8
1.2 Décrire l'interaction forte avec la QCD	9
1.2.1 Principes de base	10
1.2.2 Confinement et liberté asymptotique	10
1.3 Le Plasma de Quarks et Gluons et les collisions hadroniques	12
1.3.1 Diagramme de phases de la matière hadronique	12
1.3.2 Les collisions hadroniques : contexte et variables cinématiques	12
1.3.3 La stratégie des collisions d'ions lourds	14
1.4 La multiplicité de particules chargées	17
2 Quarkonia, petits systèmes et multiplicité	21
2.1 Les états liés quark–antiquark	22
2.2 Mécanismes de production	23
2.2.1 Le modèle d'évaporation de couleur	24
2.2.2 Le modèle du singulet de couleur	25
2.2.3 NRQCD et le modèle de l'octet de couleur	25
2.3 Approches théoriques et prédictions	25
2.3.1 Les générateurs d'événements	26
2.3.2 Modèles théoriques	28
2.4 Des effets collectifs dans les petits systèmes?	32
2.4.1 Les corrélations angulaires	32
2.4.2 La production d'étrangeté	33
2.5 Étude des corrélations entre processus durs et multiplicité	34
2.5.1 Les différents systèmes collisionnels	35

2.5.2	Dépendance en énergie de la collision	36
2.5.3	Dépendance en rapidité	38
2.5.4	Influence de la sonde	40
II	De la lettre d'intention au MFT : 3 décennies au CERN	43
3	L'expérience ALICE au CERN	45
3.1	Les collisions au CERN	46
3.1.1	Un peu d'histoire	46
3.1.2	Protons : de la bouteille aux points d'interaction du LHC	46
3.1.3	Les grandes expériences	48
3.2	A Large Ion Collider Experiment	50
3.2.1	Le système interne de trajectographie	51
3.2.2	Le spectromètre à muons	53
3.2.3	L'acquisition des données	58
3.3	Des améliorations pour le Run 3	62
4	Le Muon Forward Tracker	65
4.1	Objectifs physiques	65
4.2	Le MFT en détails	67
4.2.1	Structure et caractéristiques du détecteur	67
4.3	La technologie des capteurs ALPIDE	70
4.4	Performances	72
4.5	Qualification des échelles	73
4.5.1	Le banc de test	73
4.5.2	Les tests fonctionnels	75
4.5.3	Le logiciel de qualification	78
4.6	Le premier prototype MFT à l'épreuve d'un faisceau	80
4.6.1	Objectifs principaux des tests sous faisceau	80
4.6.2	Dispositif expérimental au PS	81
4.6.3	Données récoltées et analyse	83
4.6.4	Bilan des tests sous faisceau	89
III	Production de charmonia en fonction de la multiplicité de particules chargées en collision proton-proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV	91
5	Mesure de la multiplicité de particules chargées	93
5.1	Sélection des événements	93
5.1.1	Ensembles de données	93
5.1.2	Ensembles de runs regroupés selon l'état du SPD	94
5.1.3	Critères de sélection	98
5.2	Égalisation du nombre de traces	103
5.3	Corrélation données-simulations	108
5.4	Estimation de la multiplicité	110
6	Mesure de la production de charmonia	115
6.1	Définition du taux de production relatif de charmonia	115
6.2	Sélection des événements et traces	117
6.3	Extraction du signal $\psi(2S)$ et J/ψ	118
6.3.1	Caractérisation de la composante signal	119

6.3.2	Caractérisation de la composante bruit de fond	121
6.3.3	Bilan	122
6.4	Études systématiques	128
6.4.1	Taux de production relatif de $\psi(2S)$	128
6.4.2	Production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ	130
6.5	Normalisation et termes correctifs	131
6.5.1	Facteur de normalisation	131
6.5.2	Efficacité du niveau de déclenchement MB	136
6.5.3	Contamination des événements INEL=0	137
6.5.4	Correction d'acceptance-efficacité dimuon	138
6.5.5	Bilan	143
6.6	Production de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité	143
6.7	Production de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité	147
Conclusions		153
A Ensembles de données et liste de runs		157
B Comparaisons par groupe de runs pour la mesure de multiplicité		167
B.1	Comparaison données Run2 - simulations	167
B.2	Comparaison des profils $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_V)$ CINT7 et CMUL7	170
C Résultats des études systématiques sur la mesure de multiplicité		173
D Définitions des fonctions pour l'extraction de signal		175
D.1	Fonctions de signal	175
D.2	Fonctions de bruit de fond	176
E Résultats de l'extraction de signal		177
E.1	Résultats pour le cas intégré en multiplicité	177
E.2	Résultats pour les intervalles de multiplicité	181
E.3	Résultats des études systématiques	188
F Mesure de la production de charmonia en fonction de la multiplicité		191
F.1	Production de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité	191
F.2	Production de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité	192
Bibliographie		195

Table des figures

1.1	Tableau récapitulatif des différents constituants élémentaires du Modèle Standard de la physique des particules [26].	9
1.2	Compilation de différentes mesures pour la constante de couplage de l'interaction forte $\alpha_s(Q^2)$ en fonction de l'échelle en énergie Q [30].	11
1.3	Représentation schématique du diagramme de phases de la matière hadronique en fonction de la température T (en MeV) et du potentiel chimique baryonique μ_B (en MeV). Schéma extrait de [35].	13
1.4	Systèmes de coordonnées décrivant une collision entre deux corps notés A et B. Figure extraite de [37].	14
1.5	Représentation de l'évolution spatio-temporelle d'une collision entre ions lourds ultrarelativistes. Les échelles de temps indiquées sur le schéma correspondent à l'évolution typique d'une collision aux énergies du LHC. Figure extraite de [35] (adaptée de [39]).	16
1.6	Gauche : distributions d'événements NSD normalisées en fonction de la multiplicité aux énergies de l'ISR. Droite : mêmes distributions tracées en fonctions des variables du modèle KNO [43].	18
1.7	Gauche : distributions d'événements NSD normalisées en fonction de la multiplicité pour différentes énergies de collisions. Droite : mêmes distributions tracées en fonctions des variables KNO. Compilation des mesures effectuées dans [46].	19
1.8	Distributions d'événements NSD normalisées en fonction de la multiplicité à $\sqrt{s} = 30.4$ GeV mesurée à l'ISR [43] et à $\sqrt{s} = 900$ GeV mesurée par UA5 [49], ajustées avec une NBD simple (en noir sur les deux figures) et avec une NBD double (en rouge à droite).	19
1.9	Comparaison entre les prédictions du modèle à 2 composantes (double NBD) [48] et la distribution mesurée par l'expérience E735 à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV [50].	20
2.1	Représentation schématique des résonances charmonia en fonction de leur masse et de leurs nombres quantiques associés indiquant les décroissances des états excités vers les états fondamentaux [57].	23
2.2	Représentation diagrammatique de Feynman des processus de formation des paires de quarks lourds à l'ordre dominant. À gauche : annihilation de quarks. Au milieu et à droite : fusion de gluons.	24

2.3	Taux de production relatifs des mésons B et D en fonction de la multiplicité relative à rapidité centrale calculés avec PYTHIA8 [69]. Les graphiques du haut représentent les contributions individuelles des processus à la production totale de quarks c et b . Les graphiques du bas montrent la dépendance en impulsion transverse de la production de mésons D. La figure est extraite de [70]. Les boîtes colorées représentent les incertitudes statistiques.	27
2.4	Taux de production de J/ψ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV à rapidité centrale mesuré par ALICE [2]. Les prédictions pour le modèle de percolation sont issues de [73].	30
2.5	Fonction de corrélation angulaire à deux particules en fonction de $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ pour les collisions : (a) pp, (b) Cu+Cu les plus centrales (10%) et (c) Au+Au les plus centrales (10%), mesurée par la collaboration PHOBOS [80].	33
2.6	Fonction de corrélation angulaire à deux particules en fonction de $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour des événements de multiplicité de particules chargées : (a) inférieure à 35, et (b) supérieure ou égale à 105, mesurée par la collaboration CMS [81].	33
2.7	Production relative de différents hadrons étranges par rapport aux pions en fonction de la multiplicité de particule chargée mesurée à rapidité centrale $ \eta < 0.5$ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV et $\sqrt{s} = 13$ TeV, p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, Xe-Xe à $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV, Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV par ALICE [83, 84].	34
2.8	Taux de production moyen de mésons D en fonction de la multiplicité relative de particules chargées en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV par ALICE [87].	36
2.9	Taux de production normalisé de $Y(1S)$ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées dans différents systèmes collisionnels mesurés par CMS [89].	37
2.10	Taux de production de J/ψ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées mesuré par ALICE en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [90] et à $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV [91].	37
2.11	Taux de production de J/ψ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées mesuré par ALICE en collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV [92] et $\sqrt{s} = 13$ TeV [93].	38
2.12	Taux de production de J/ψ [93], $Y(1S)$ et $Y(2S)$ [95] mesurés à rapidité avant et à rapidité centrale [2] en fonction de la multiplicité relative de particules chargées mesurée à rapidité centrale en collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.	39
2.13	(A) : Taux de production de J/ψ mesuré à rapidité centrale en fonction de la multiplicité relative de particules chargées mesurée à rapidité centrale (pictogrammes noirs) et à rapidité avant (pictogrammes verts) en collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV par ALICE [2]. (B) : Comparaison de cette mesure avec les prédictions de PYTHIA 8.2.	39
2.14	Taux de production moyen de mésons D (mesuré à rapidité centrale) en fonction de la multiplicité relative de particules chargées en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV et pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV mesurée à rapidité centrale (A) et à rapidité avant (B) par ALICE [87].	40
2.15	Taux de production relatif d' $Y(2S)$ et $Y(3S)$ par rapport à l' $Y(1S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées (nombre de traces) mesurée à rapidité centrale en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV par CMS [1].	41

2.16	Taux de production relatif d' $\Upsilon(2S)$ et $\Upsilon(3S)$ par rapport à l' $\Upsilon(1S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées (nombre de traces) mesurée à rapidité centrale en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV par CMS [1], pour différentes valeurs de $N_{track}^{\Delta R}$ (gauche) et différentes valeurs de sphéricité S_T	42
3.1	Complexe d'accélérateurs du CERN [105].	47
3.2	Représentation schématique de la position des grandes expériences au niveau des points d'interaction du LHC [111]. Les deux faisceaux circulant en sens inverse sont représentés par les traits bleu et rouge.	49
3.3	Frise chronologique des périodes de prise de données (Runs) et arrêts longs (LS) du LHC [114].	50
3.4	Couverture en pseudo-rapacité des différents sous-systèmes de détection d'ALICE. La figure est extraite de [35].	51
3.5	Représentation 3D du détecteur ALICE et de ses différents sous-systèmes de détection dans sa configuration du Run 2 au LHC [129].	52
3.6	Représentation schématique des couches de l'ITS [130].	52
3.7	Représentation 3D du Silicium Pixel Detector (SPD, en rouge) à l'intérieur du tonneau central d'ALICE [131].	53
3.8	Représentation schématique de l'ensemble des éléments constituant le spectromètre à muon à rapidité avant d'ALICE. La figure est extraite de [132].	54
3.9	Représentation schématique de la structure de l'absorbeur frontal et des matériaux qui le constituent. La figure est extraite de [35].	54
3.10	Photographie de la station de trajectographie TRK1 lors de son installation dans la caverne d'ALICE en 2007 [133].	55
3.11	Schéma du principe de détection des chambres de trajectographie du spectromètre à muons.	56
3.12	Représentation 3D des chambres du trajectographe à muons (MCH, en rouge) et du système de déclenchement (MTR, en marron) du spectromètre à muons [131].	57
3.13	Représentation schématique de la composition du système de déclenchement à muons (MTR) [124].	57
3.14	Schéma du positionnement des deux parties du détecteur V0 (V0A et V0C) de part et d'autre du système interne de trajectographie [126].	59
3.15	Schéma fonctionnel de l'architecture du système d'acquisition des données d'ALICE (DAQ) [135] et de ses échanges d'informations avec le système de déclenchement central (CTP).	60
3.16	Représentation 3D du détecteur ALICE et de ses différents sous-systèmes de détection dans sa configuration du Run 3 au LHC [129].	62
3.17	Représentation 3D des améliorations dans le tonneau central d'ALICE (ITS3, TPC, MFT et FIT) pour le Run 3 au LHC [131].	64
4.1	Modélisation 3D représentant le positionnement des détecteurs les plus proches du point d'interaction dont le MFT en amont de l'absorbeur frontal (noté <i>Absorber</i>). Figure extraite de [144].	67
4.2	Représentation schématique des plans de détections du MFT (A). Modélisation 3D du MFT complet (B). Figures extraites de [144].	68
4.3	Éléments constituant les demi-disques du MFT. Figure extraite de [144].	68
4.4	Images des différents types d'échelle du MFT du côté capteurs (haut) et du côté FPC de 2 à 5 capteurs. Image extraite de [149].	69
4.5	Photographie d'un capteur ALPIDE sur un circuit imprimé. Image extraite de [151].	70

4.6	Représentation schématique de la matrice de pixels des capteurs ALPIDE. Figure extraite de [152].	71
4.7	Schéma du principe de fonctionnement des ALPIDE. Figure extraite de [143].	71
4.8	Schéma fonctionnel de l'électronique de lecture intégrée aux pixels des ALPIDEs et de la forme des signaux aux différentes étapes de lecture. Figure extraite de [152].	72
4.9	Représentation schématique du banc de test des échelles.	74
4.10	Photographie du banc de test des échelles durant la phase de développement de la procédure de qualification au laboratoire Subatech (Nantes).	74
4.11	Résultat d'un test digital sur le capteur CHIP 8 de l'échelle HIC2028.	76
4.12	Nombre de hits détectés par un pixel donné en fonction de la charge (en nombre d'électrons) de l'impulsion injectée.	76
4.13	Distribution des seuils de déclenchement des pixels sans (haut : $V_{BB} = 0$ V) et avec (bas : $V_{BB} = -3$ V) polarisation inverse du substrat (<i>back-bias</i>).	77
4.14	Exemple de diagramme de l'oeil du capteur 7 de l'échelle 3156.	79
4.15	Capture d'écran de la fenêtre de configuration de l'interface graphique du logiciel de qualification des échelles.	80
4.16	Capture d'écran de la fenêtre principale de l'interface graphique du logiciel de qualification des échelles.	81
4.17	Photographie de la zone expérimentale de la ligne T10 du PS au CERN durant les tests sous faisceau du MFT.	82
4.18	Dispositif expérimental utilisé lors des tests sous faisceau.	83
4.19	Position des capteurs du télescope et des échelles du disque suivant l'axe du faisceau.	83
4.20	Nombre de traces reconstruites dans le télescope en fonction de la période de prise de donnée (date et heure de début d'acquisition).	84
4.21	Écart résiduel moyen entre la trace reconstruite et le cluster correspondant sur les 5 capteurs traversés par la trace après la procédure d'alignement en fonction de la période de prise données.	85
4.22	Écart résiduel entre la trace reconstruite et le cluster correspondant sur les capteurs des faces avant (gauche) et arrière (droite) pour des traces reconstruites avec (bas) et sans (haut) inclure le cluster enregistré sur le disque. . . .	86
4.23	Résolution spatiale intrinsèque des capteurs du disque dans la direction x (haut) et y (bas). Les couleurs des labels correspondent aux heures de démarrage des périodes de prise de données. Jaune : $7 :00 < t < 13 :00$, vert : $13 :00 < t < 21 :00$, gris : $21 :00 < t < 00 :00$, noir : $00 :00 < t < 07 :00$	87
4.24	Efficacité de détection des capteurs du disque. Les couleurs des labels correspondent aux heures de démarrage des périodes de prise de données. Jaune : $7 :00 < t < 13 :00$, vert : $13 :00 < t < 21 :00$, gris : $21 :00 < t < 00 :00$, noir : $00 :00 < t < 07 :00$	88
5.1	Carte des modules du SPD actifs (jaune) et inactifs (blanc) pour deux runs classés dans deux groupes différents. Les figures du haut représentent l'état des modules de la couche interne du SPD (inner layer modules) et les figures du bas, ceux de la couche externe (outer layer modules). (A) : run 256565, période LHC16k (groupe 1). (B) : run 290411, période LHC18m (groupe 4). . .	95
5.2	(A) : Résolution du SPD sur Z_v en fonction du nombre de contributeurs. (B) : Différence suivant Z_v entre vertex primaire et vertex reconstruit avec le SPD seul en fonction du nombre de contributeurs.	100

5.3	Distribution des événements en fonction de Z_v . (A) : sans les conditions d'assurance qualité (lignes rouges en pointillés : $ Z_v < 10$ cm). (B) : avec les conditions d'assurance qualité.	101
5.4	Nombre de traces reconstruites avec le SPD en fonction de la position angulaire φ et de Z_v	101
5.5	Nombre de traces reconstruites dans le SPD en fonction de la pseudorapidité η et de la position Z_v du vertex. Lignes rouges en pointillés : $ Z_v < 10$ cm. Lignes noires en pointillés : $ \eta < 1$	102
5.6	Nombre moyen de traces reconstruites avec le SPD en fonction de la position Z_v du vertex pour les événements CINT7 du groupe 1 (composition des groupes : voir Table 5.2).	104
5.7	Nombre moyen de traces corrigées (rouge) et non corrigées (bleu) en fonction de Z_v pour les événements CINT7 (A) et CMUL7 (B) du groupe 1.	105
5.8	Distribution du nombre d'événements CINT7 (A) et CMUL7 (B) en fonction du nombre de traces corrigées (rouge) et non corrigées (bleu) reconstruites avec le SPD pour le groupe 1.	105
5.9	Rapport entre les profils CINT7 $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$ des périodes du groupe 5 et celui de l'ensemble du groupe 5.	106
5.10	Profils $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$ des événements CINT7 non corrigés (A) et corrigés (B) pour l'ensemble des 12 groupes de runs.	106
5.11	Profils $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$ des événements CMUL7 non corrigés (A) et corrigés (B) pour l'ensemble des 12 groupes de runs.	107
5.12	(A) : Comparaison de l'acceptance \times efficacité dimuon ($A \times \epsilon$) entre les périodes LHC17i et LHC17o. (B) : comparaison des taux de production de J/ψ intégrés en multiplicité entre les périodes LHC17i et LHC17o.	107
5.13	Rapport entre les profils CINT7 des données et des simulations générées avec PYTHIA8 avant (gauche) et après (droite) application de la méthode de correction pour le groupe 1.	109
5.14	Profils $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$ CINT7 non corrigés (A) et corrigés (B) pour l'ensemble des 12 groupes de runs des simulations PYTHIA8.	109
5.15	Distribution $N_{ch} = f(N_{trk}^{Corr})$, intégrée sur Z_v pour les événements générés avec PYTHIA8. Rouge : ajustement linéaire global. Bleu : ajustement polynomial <i>ad hoc</i>	110
5.16	Distributions $N_{ch} = f(N_{trk}^{Corr})$ pour les événements PYTHIA8 corrigés avec le profil PYTHIA8 dans 4 intervalles différents en Z_v (cm) : [-10;-5], [-5;0], [0;5] et [5;10] ajustées avec deux fonctions : polynomiale (bleue) et linéaire (rouge). Les lignes noires en pointillés correspondent aux bornes des intervalles en nombre de traces corrigées N_{trk}^{Corr}	111
5.17	Résultats de l'étude systématique sur la mesure de $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ dans le cas intégré en multiplicité $\langle N_{trk}^{Corr} \rangle$	112
5.18	Résultats de la mesure de multiplicité $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ en fonction du nombre moyen de traces corrigées dans chaque intervalle de multiplicité. Les boîtes bleues représentent les incertitudes systématiques sur la mesure de $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ (leur largeur est fixée arbitrairement).	113
6.1	Spectre de masse invariante des paires dimuons sélectionnées pour l'analyse sur l'ensemble du Run 2.	119
6.2	(a) : Ajustement du spectre de masse invariante issu des données du Run 2 et intégré en multiplicité avec une fonction CB2. (b) : Ajustement du spectre de masse invariante issu des simulations MC (LHC20a4) et intégré en multiplicité avec une fonction CB2.	120

6.3	Ajustement du spectre de masse invariante dimuon simulé et intégré en multiplicité avec la fonction NA60.	121
6.4	Exemples de résultats de tests d'ajustement sur le spectre de masse invariante dimuon intégré en multiplicité. (a) : signal : CB2, BDF : VWG, intervalle M_{inv} : 2.4-4.7 GeV/c ² , PQD : MC, $\sigma_{\psi(2S)}$: 1.05* $\sigma_{J/\psi}$. (b) : signal : CB2, BDF : Pol1/Pol2, intervalle M_{inv} : 2.4-4.7 GeV/c ² , PQD : données, $\sigma_{\psi(2S)}$: 1.00* $\sigma_{J/\psi}$. (c) : signal : NA60, BDF : DoubleExpo, intervalle M_{inv} : 2.3-4.9 GeV/c ² , PQD : MC, $\sigma_{\psi(2S)}$: 1.00* $\sigma_{J/\psi}$	123
6.5	Extraction du signal $\psi(2S)$ ($N_{\psi(2S)}$) sur le spectre de masse invariante intégré en multiplicité.	124
6.6	Extraction du signal J/ψ ($N_{J/\psi}$) sur le spectre de masse invariante intégré en multiplicité.	125
6.7	Valeur centrale moyenne du signal J/ψ $M_{J/\psi}$ en fonction de l'intervalle en nombre de traces corrigées. Les barres verticales noires représentent l'écart-type calculé sur l'ensemble des tests de l'extraction de signal dans chaque intervalle. La ligne noire en pointillés et la zone bleue représentent respectivement la valeur et l'écart-type de $M_{J/\psi}$ pour le cas intégré en multiplicité ($\langle N_{trk}^{Corr} \rangle$).	126
6.8	Largeur moyenne du signal J/ψ $\sigma_{\psi(2S)}$ en fonction de l'intervalle en nombre de traces corrigées. Les barres verticales noires représentent l'écart-type calculé sur l'ensemble des tests de l'extraction de signal dans chaque intervalle. La ligne noire en pointillés et la zone bleue représentent respectivement la valeur et l'écart-type de $\sigma_{J/\psi}$ pour le cas intégré en multiplicité ($\langle N_{trk}^{Corr} \rangle$).	127
6.9	χ^2/ndf moyen en fonction de l'intervalle en nombre de traces corrigées. Les barres verticales noires représentent l'écart-type calculé sur l'ensemble des tests de l'extraction de signal dans chaque intervalle.	127
6.10	Significance moyenne à 3σ sur le signal $\psi(2S)$ en fonction de l'intervalle en nombre de traces corrigées. Les barres verticales noires et les boîtes bleues représentent respectivement les incertitudes statistiques et l'écart-type calculés sur l'ensemble des tests de l'extraction de signal dans chaque intervalle. La largeur des boites représentant l'écart-type a été fixée arbitrairement.	128
6.11	Étude systématique sur le taux de production relatif de $\psi(2S)$ dans l'intervalle en nombre de traces corrigées $N_{trk}^{Corr} \in [15;20]$. Tous les facteurs correctifs décrits dans les sections suivantes sont inclus. Les paramètres Bdf et M_{inv} colorés en bleu correspondent à l'extraction sur le spectre intégré en multiplicité et ceux colorés en rouge, au spectre dans l'intervalle [15;20]. Chaque label correspond à deux configurations pour la composante intégrée en multiplicité (2 tests combinés).	129
6.12	Étude systématique sur $R_{c\bar{c}}^i$ pour l'intervalle $N_{trk}^{Corr} \in [15;20]$. Les paramètres Bdf et M_{inv} colorés en bleu correspondent à l'extraction sur le spectre intégré en multiplicité et ceux colorés en rouge, au spectre dans l'intervalle [15;20]. Chaque label correspond à deux configurations pour la composante intégrée en multiplicité (2 tests combinés).	131
6.13	Facteur de normalisation F_{Norm}^j en fonction du numéro de run. Les numéros de run constituant l'axe des abscisses ont été réarrangés pour supprimer la discontinuité des numéros réels mais l'ordre chronologique a été préservé.	134
6.14	Comparaison entre le rapport des nombres équivalents d'événements MB $N_{MB}^{eq,tot} / N_{MB}^{eq,i}$ et le rapport du nombre d'événements MB N_{MB}^{tot} / N_{MB}^i ($N_{CINT7}^{tot} / N_{CINT7}^i$) en fonction de la multiplicité.	134

6.15	Rapport des nombres équivalents d'événements MB et rapport des nombres d'événements MB en fonction de la multiplicité relative de particules chargées.	135
6.16	Taux de production inclusive de J/ψ différentiels en fonction de p_T dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour 9 intervalles de multiplicité. Les barres verticales représentent la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques associées à l'extraction de signal. Les courbes continues sont le résultat de tests d'ajustement réalisés à partir de la fonction définie par l'Équation 6.37.	139
6.17	Taux de production inclusive de J/ψ différentiels en fonction de y dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour 9 intervalles de multiplicité. Les barres verticales représentent la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques associées à l'extraction de signal. Les courbes continues sont le résultat de tests d'ajustement réalisés à partir d'une fonction Gaussienne centrée en 0.	139
6.18	Allure du taux de production de J/ψ corrigé en fonction de p_T (A) et en fonction de y (B) obtenu par l'ajustement des distributions de taux de production corrigés dans chaque intervalle de multiplicité. La mention "Iteration 1" signifie que tous les taux de productions sont corrigés avec le même facteur $A \times \epsilon$.	140
6.19	Représentation schématique de la procédure itérative de correction des simulations pour assurer la correspondance avec les données.	141
6.20	Évolution de l'allure en fonction de p_T (gauche) et de y (droite) avec les itérations de la méthode de correction pour les intervalles de multiplicité $0 \leq N_{trk}^{Corr} \leq 100$ (haut) et $26 \leq N_{trk}^{Corr} \leq 33$ (bas).	142
6.21	Évolution de la correction $A \times \epsilon$ du J/ψ en fonction de la multiplicité à différentes itérations de la méthode de correction.	142
6.22	Haut : taux de production relatif inclusif de $\psi(2S)$ en fonction de la densité relative de particules chargées par unité de pseudo-rapacité dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Bas : rapport entre le taux de production relatif de $\psi(2S)$ (axe des ordonnées de l'histogramme du haut) et la multiplicité relative (axe des abscisses).	144
6.23	Taux de production de J/ψ , $\psi(2S)$ (cette thèse), $Y(1S)$ et $Y(2S)$ mesurés à rapidité avant [93, 95] et à rapidité centrale [2] en fonction de la multiplicité relative de particules chargées mesurée à rapidité centrale en collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.	145
6.24	Taux de production de J/ψ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV à rapidité centrale mesuré par ALICE [2]. Les prédictions pour le modèle de percolation sont issues de [73].	145
6.25	Multiplicité de particules chargées à rapidité centrale ($ \eta < 1$) pour les collisions pp non-diffractives à $\sqrt{s} = 13$ TeV dans PYTHIA8 sans les MPIs (bleu), sans le mécanisme de CR (rouge) et avec ces deux mécanismes inclus (vert) [164].	146
6.26	Comparaison entre la mesure de production de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité et les prédictions de PYTHIA8 [94].	146
6.27	Production relative inclusive de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.	147
6.28	Comparaison entre la mesure de production relative de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité et les prédictions de PYTHIA8 [94] (A) et du modèle des co-voyageurs [76] (B).	148

6.29	Taux de production relatif d' $Y(2S)$ et $Y(3S)$ par rapport à $Y(1S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées (nombre de traces) mesurée à rapidité centrale en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec $p_T^{\mu^+\mu^-} > 7$ GeV (A), pour différentes valeurs de multiplicité locale $N_{track}^{\Delta R}$ (B) [1].	149
6.30	Production relative inclusive de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ et d' $Y(2S)$ par rapport aux $Y(1S)$ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.	150
B.1	Rapport entre les profils non corrigés $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_V)$ des événements CINT7 des données du Run 2 et les simulations réalisées avec PYTHIA8 pour l'ensemble des groupes de runs basés sur l'état du SPD.	168
B.2	Rapport entre les profils corrigés $\langle N_{trk}^{Corr} \rangle = f(Z_V)$ des événements CINT7 des données du Run 2 et les simulations réalisées avec PYTHIA8 pour l'ensemble des groupes de runs basés sur l'état du SPD.	169
B.3	Rapport entre les profils non corrigés $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_V)$ pour les événements CINT7 et les événements CMUL7 pour les groupes de runs basés sur l'état du SPD 1 à 6.	170
B.4	Rapport entre les profils non corrigés $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_V)$ pour les événements CINT7 et les événements CMUL7 pour les groupes de runs basés sur l'état du SPD 7 à 12.	171
B.5	Rapport entre les profils $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_V)$ des événements CINT7 pour chaque période de prise de données et le profil du groupe correspondant. La comparaison est réalisée seulement pour les groupes de runs contenant plus d'une période : groupe 1 (8 périodes), 4 (5 périodes) et 5 (8 périodes).	172
C.1	Résultats des études systématiques sur $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i$ dans chaque intervalle de nombre de traces corrigées N_{trk}^{Corr}, i	174
E.1	Extraction du signal $\psi(2S)$ ($N_{\psi(2S)}$) sur le spectre de masse invariante intégré en multiplicité.	177
E.2	Extraction du signal J/ψ ($N_{J/\psi}$) sur le spectre de masse invariante intégré en multiplicité.	178
E.3	Extraction du rapport $N_{\psi(2S)}/N_{J/\psi}$ sur le spectre de masse invariante intégré en multiplicité.	178
E.4	χ^2/ndf en fonction de la configuration des tests d'ajustement pour l'intervalle $N_{trk}^{Corr} \in [0;100]$ (intégré).	179
E.5	Valeur centrale du signal J/ψ $M_{J/\psi}$ en fonction de la configuration des tests d'ajustement pour l'intervalle $N_{trk}^{Corr} \in [0;100]$ (intégré).	179
E.6	Largeur du signal J/ψ $\sigma_{\psi(2S)}$ en fonction de la configuration des tests d'ajustement pour l'intervalle $N_{trk}^{Corr} \in [0;100]$ (intégré).	180
E.7	Significance à 3σ sur le signal $\psi(2S)$ en fonction de la configuration des tests d'ajustement pour l'intervalle $N_{trk}^{Corr} \in [0;100]$ (intégré).	180
E.8	Extraction du signal $\psi(2S)$ ($N_{\psi(2S)}$) sur le spectre de masse invariante dans les intervalles de multiplicité.	181
E.9	Extraction du signal J/ψ ($N_{J/\psi}$) sur le spectre de masse invariante dans les intervalles de multiplicité.	182
E.10	Extraction du rapport $N_{\psi(2S)}/N_{J/\psi}$ sur le spectre de masse invariante dans les intervalles de multiplicité.	183
E.11	χ^2/ndf en fonction de la configuration des tests d'ajustement dans les intervalles de multiplicité.	184

E.12	Valeur centrale du signal J/ψ $M_{J/\psi}$ en fonction de la configuration des tests d'ajustement dans les intervalles de multiplicité.	185
E.13	Largeur du signal J/ψ $\sigma_{J/\psi}$ en fonction de la configuration des tests d'ajustement dans les intervalles de multiplicité.	186
E.14	Significance à 3σ sur le signal $\psi(2S)$ en fonction de la configuration des tests d'ajustement dans les intervalles de multiplicité.	187
E.15	Étude systématique sur le taux de production relatif de $\psi(2S)$ dans les intervalles de multiplicité.	188
E.16	Étude systématique sur la production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ dans les intervalles de multiplicité.	189
F.1	Haut : taux de production relatif inclusif de $\psi(2S)$ en fonction de la densité relative de particules chargées par unité de pseudo-rapacité dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Bas : rapport entre le taux de production relatif de $\psi(2S)$ (axe des ordonnées de l'histogramme du haut) et la multiplicité relative (axe des abscisses).	192
F.2	Production relative inclusive de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.	193

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques (masse et énergie de liaison) de différentes résonances de la famille des charmonia. Les valeurs reportées sont extraites de [57, 58].	22
2.2	Caractéristiques (masse et énergie de liaison) de différentes résonances de la famille des bottomonia. Les valeurs reportées sont extraites de [57, 58].	23
3.1	Caractéristiques principales (constituants et performances) du LHC [106]. . .	48
3.2	Classes de déclenchement des événements analysés dans cette thèse.	59
4.1	Nouvelles mesures accessibles à l’expérience ALICE grâce à l’ajout du MFT. .	66
4.2	Répartition des échelles du MFT en fonction de leur taille et du disque auquel elles appartiennent.	69
4.3	Caractéristiques et performances principales des capteurs ALPIDE [143]. . . .	73
5.1	Liste des périodes de prise de données en collision pp sélectionnées pour la mesure de multiplicité et pour la mesure de production de charmonia.	94
5.2	Composition des groupes selon l’état du SPD pour les données du Run 2. N_{evt}^{CINT7} et N_{evt}^{CMUL7} représentent respectivement le nombre d’événements analysés pour les niveaux de déclenchements CINT7 et CMUL7 3.2.3.	96
5.3	Composition des groupes selon l’état du SPD pour les simulations générées avec PYTHIA8. N_{evt}^{CINT7} représente le nombre d’événements analysés pour le niveau de déclenchement CINT7 3.2.3.	97
5.4	Efficacité de la sélection d’assurance qualité sur la reconstruction du vertex primaire par le SPD.	103
5.5	Résultats des études systématiques sur la mesure de multiplicité de particules chargées par intervalle de nombre de traces corrigées.	112
6.1	Paramètres des queues de distribution pour la fonction CB2 (définie dans l’Annexe D) déterminés par test d’ajustement sur le spectre de masse invariante des données du Run 2 (colonne de gauche) et sur le spectre de masse invariante des simulations MC.	121
6.2	Paramètres des queues de distribution de la fonction NA60 (définie dans l’Annexe D) déterminés à partir de l’ajustement du spectre de masse invariante dimuon simulé et intégré en multiplicité.	121
6.3	Résultats de l’extraction de signal pour le nombre de $\psi(2S)$ $N_{\psi(2S)}^i$	124
6.4	Résultats de l’extraction de signal pour le nombre de J/ψ $N_{J/\psi}^i$	125
6.5	Moyenne pondérée des facteurs de normalisation, rapports des nombres équivalents d’événements MB et rapport des nombres d’événements MB par intervalle de multiplicité.	135

6.6	Efficacité du niveau de déclenchement MB pour les événements INEL>0. Les nombres d'événements reportés dans les deux premières colonnes sont extraits des simulations réalisées avec PYTHIA8.	136
6.7	Résultats de la méthode de correction (à la troisième itération) pour le facteur $A \times \epsilon$ du J/ψ dans chaque intervalle de multiplicité. La troisième colonne présente le rapport entre le facteur $A \times \epsilon$ dans les intervalles de multiplicité et celui calculé pour l'intervalle intégré en multiplicité.	141
6.8	Résumé des incertitudes systématiques et termes correctifs d'efficacité pour le taux de production relatif de $\psi(2S)$ et la multiplicité relative de particules chargées. Les termes représentant des incertitudes systématiques sont accompagnés de la mention (sys) et les termes d'efficacité par la mention (eff). . . .	143
A.1	Périodes et liste des runs sélectionnés.	157
F.1	Densité relative de particules chargées par unité de pseudo-rapacité et taux de production relatif de $\psi(2S)$ incluant toutes les sources d'incertitudes et facteurs correctifs évalués dans les chapitres 5 et 6. Les valeurs reportées correspondent aux résultats présentés sur la Figure F.1.	191
F.2	Densité relative de particules chargées par unité de pseudo-rapacité et production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ . Les valeurs reportées correspondent aux résultats présentés par la Figure F.2.	193

Liste des acronymes

ACORDE	ALICE COsmic Ray DEtector
AD	ALICE Diffractive
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
ALPIDE	ALICE PIxel DEtector
AOD	Analysis Object Data
ATLAS	A Torroidal LHC ApparatuS
BER	Bit Error Rate
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CEM	Color Evaporation Model
CGC	Color Glass Condensate
CIM	Comovers Interaction Model
CMOS	Complementary Metal Oxyde Semiconductor
CMS	Compact Mun Solenoid
CNM	Cold Nuclear Matter
CPP	Coherent Particle Production
CR	Color Reconnection
CSM	Color Singlet Model
CTP	Central Trigger Processor
DAC	Digital-Analog Converter
DAQ	Data AcQuisition system
DCal	Di-jet Calorimeter
DDL	Detector Data Link
EMCal	ElectroMagnetic Calorimeter
ESD	Event Summary Data
FERO	Front-End and Read-Out
FIFO	First In First Out
FIT	Fast Integration Trigger
FMD	Forward Multiplicity Detector
FPC	Flexible Printed Circuit
FPGA	Field Programmable Gate Array
FSR	Final State Radiation

GUI	Graphical User Interface
HIC	Hybrid Integrated Circuit
HLT	High Level Trigger
HMPID	High Momentum Particle Identification Detector
ICL	Intermediate Card for Ladder
ICL	Intermediate Card for MOSAIC
ISR	Initial State Radiation
ISR	Intersecting Storage Rings
ITS	Inner Tracking System
KNO	Koba Nielsen Olesen
LDC	Local Data Concentrators
LEIR	Low Energy Ion Ring
LEP	Large Electron Positron collider
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	Large Hadron Collider beauty
LINAC	LINear ACcelerator
LMDE	Long Distance Matrix Elements
IQCD	lattice Quantum Chromo-Dynamics
MAPS	Monolithic Active Pixel Sensors
MB	Minimum Bias
MC	Monte Carlo
MCH	Muon CHambers
MFT	Muon Forward Tracker
MID	Muon IDentifier
MOSAIC	MODular System for Acquisition Interface and Control
MPI	Multi Parton Interactions
MTR	Muon TRigger
NBD	Negative Binomial Distribution
NIEL	Non-Ionizing Energy Loss
nPDF	nuclear Parton Distribution Fonction
NRQCD	Non-Relativistic Quantum Chromo-Dynamics
O2	Online-Offline
OCDB	Offline Conditions DataBase
PCB	Printed Circuit Board
PDF	Parton Distribution Fonction
PDS	Permanent Data Storage
PHOS	PHOton Spectrometer
PMD	Photon Multiplicity Detector
pQCD	perturbative Quantum Chromo-Dynamics
PS	Physics Selection
PS	Proton-Synchrotron
PSU	Power Supply Unit

PU	Pile Up
QCD	Quantum Chromo-Dynamics
QED	Quantum Electro-Dynamics
QFT	Quantum Field Theory
QGP	Quark-Gluon Plasma
RHIC	Relativistic Heavy-Ion Collider
RMS	Root Man Square
RORC	Read-Out Receiver Card
RPC	Resistive Plate Chambers
RRU	Region Readout Unit
SC	Synchro-Cyclotron
SDD	Silicon Drift Detector
SPD	Silicon Pixel Detector
SPS	Super Proton-Synchrotron
SSD	Silicon Strip Detector
TID	Total Ionizing Dose
TOF	Time Of Flight
TPC	Time Projection Chamber
TRD	Transition Radiation Detector
UE	Underlying Event
WLCG	Worldwide LHC Computing Grid
ZDC	Zero Degree Calorimeter

Introduction

La matière qui nous entoure est constituée de particules élémentaires régies par des interactions fondamentales. Nourri par de multiples observations expérimentales et développements théoriques, le Modèle Standard est la synthèse des connaissances actuelles en physique des particules. Ce modèle intègre notamment une description théorique de l'interaction forte, à laquelle sont sensibles les particules portant une charge de couleur (quarks et gluons regroupés sous l'appellation de partons), appelée chromodynamique quantique (QCD). L'interaction forte est responsable du confinement des partons à l'intérieur des particules qu'ils composent : les hadrons. Cependant, la théorie QCD prédit qu'à haute densité d'énergie, l'intensité de l'interaction forte diminue asymptotiquement. Cette propriété permet la formation d'un état particulier de la matière appelé plasma de quarks et de gluons (QGP), dans lequel les partons peuvent se mouvoir sans former les états liés que sont les hadrons.

Sur Terre, les conditions thermodynamiques de formation du QGP ne peuvent être réunies que dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes (AA) produites par des accélérateurs de particules comme le grand collisionneur de hadrons (LHC) du CERN. La durée de vie du milieu formé dans ces conditions (de l'ordre de 10^{-23} s) ne permet pas de l'observer directement. Les propriétés du QGP ne peuvent être étudiées expérimentalement qu'à travers des mesures indirectes de sondes et d'observables susceptibles d'être affectées par sa présence. Les quarkonia comptent parmi les sondes les plus étudiées. Ce sont des états liés de paires quark-antiquark de saveur lourde comme le charme (charmonia) et la beauté (bottomonia). Les quarks et antiquarks lourds constituant les quarkonia, sont formés par des processus dits durs, c'est-à-dire impliquant un grand transfert d'impulsion entre les partons incidents, aux tous premiers instants de la collision. La formation d'un milieu de haute densité d'énergie n'est cependant pas le seul phénomène susceptible d'affecter la production des quarkonia. Afin d'estimer l'influence de ces effets, les sondes dures sont également étudiées dans des systèmes collisionnels différents : proton-noyau (p-A) et proton-proton (pp), dans lesquels la présence de QGP n'est pas attendue.

Cependant, l'environnement des collisions hadroniques est complexe. Il met en jeu de nombreux processus à différentes échelles d'énergie. Par opposition aux processus durs responsables de la formation des saveurs lourdes, les processus mous (à plus faible transfert d'impulsion) dominent la production globale de particules dans les collisions hadroniques. Les mesures de production de quarkonia en fonction de la multiplicité de particules chargées permettent d'étudier les corrélations entre ces processus impliquant différentes échelles d'énergie. Ces études sont motivées par plusieurs objectifs. D'une part, elles visent à améliorer la compréhension de l'état initial des collisions hadroniques, par exemple en termes d'interactions partoniques multiples (MPI). D'autre part, elles permettent d'explorer d'éventuels effets de type collectif pouvant accompagner le régime de haute multiplicité atteint en

collision pp à haute énergie. Plusieurs résultats expérimentaux récents en collisions pp à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV [1] et 13 TeV [2] au LHC, ont rapporté des comportements non-triviaux pour la production de quarkonia en fonction de la multiplicité. En particulier, une suppression relative des états excités bottomonia (appelés Y) par rapport à l'état fondamental a été observée par la collaboration CMS dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. C'est dans ce contexte que s'inscrit la mesure de la production de charmonia $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées en collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV avec l'expérience ALICE, réalisée au cours de cette thèse. La production relative de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ est également étudiée en fonction de la multiplicité.

Ce manuscrit est organisé en trois parties. La première est dédiée à l'introduction du cadre théorique de cette étude. Après une présentation générale du Modèle Standard de la physique des particules, l'étude de l'interaction forte et du QGP dans le contexte des collisions hadroniques sera présentée. Nous introduirons ensuite la multiplicité de particules chargées comme observable globale de ces collisions avant d'aborder en détails le contexte théorique et expérimental des mesures de quarkonia en fonction de la multiplicité. Plusieurs approches phénoménologiques cherchant à décrire les phénomènes pouvant influencer ces mesures sont introduites. Différents résultats expérimentaux récents sur la dépendance en multiplicité de la production des quarkonia dans les petits systèmes collisionnels sont présentés à la fin de cette première partie.

La seconde partie est consacrée au dispositif expérimental à l'origine de la mesure rapportée dans ce manuscrit : l'expérience ALICE. Dans un premier temps, la chaîne d'accélérateurs du CERN aboutissant au LHC sera présentée succinctement. Nous nous concentrerons ensuite sur le détecteur ALICE, en mettant l'accent sur les différents systèmes de détection utilisés pour récolter les données analysées au cours de cette thèse. Nous évoquerons aussi l'important programme d'améliorations d'ALICE en cours d'installation lors du second arrêt de longue durée du LHC (LS2 : 2018-2021). En particulier, le trajectographe à muons à rapidité avant : le MFT sera présenté en détails. Ce nouveau détecteur dotera l'expérience ALICE de nouvelles capacités de trajectographie de haute précision et sa conception lui permettra de maintenir un haut niveau de performances dans l'environnement de rayonnements intenses des collisions d'ions lourds produites par le LHC aux Run 3 (2021-2023) et 4 (2026-2028). Le développement logiciel pour la qualification des éléments du MFT effectué au cours de cette thèse sera présenté dans cette partie. Nous aborderons également les premiers tests sous faisceau d'un prototype de disque du MFT réalisés au CERN en juin 2018.

La mesure de production de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité et sa comparaison à la production de J/ψ seront présentées dans la troisième et dernière partie. Cette étude est le résultat de l'analyse de l'ensemble des données récoltées par ALICE en collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV au cours du Run 2 (2015-2018) du LHC. Nous commencerons par décrire les différentes étapes conduisant à la mesure de la multiplicité de particules chargées dans la région de rapidité centrale. Nous présenterons ensuite la mesure des charmonia à rapidité avant avec le spectromètre à muons d'ALICE. Finalement, les résultats obtenus seront discutés et confrontés à des prédictions théoriques ainsi qu'à d'autres mesures en conclusion de cette dernière partie.

Première partie

Étudier la matière hadronique avec des quarkonia

Chapitre 1

La matière hadronique

Sommaire

1.1	Le contexte du Modèle Standard	8
1.2	Décrire l'interaction forte avec la QCD	9
1.2.1	Principes de base	10
1.2.2	Confinement et liberté asymptotique	10
1.3	Le Plasma de Quarks et Gluons et les collisions hadroniques	12
1.3.1	Diagramme de phases de la matière hadronique	12
1.3.2	Les collisions hadroniques : contexte et variables cinématiques . . .	12
1.3.3	La stratégie des collisions d'ions lourds	14
1.4	La multiplicité de particules chargées	17

De quoi la réalité qui nous entoure est-elle faite? Comment la décrire? Qu'est ce que "La Matière"? Ces questions sont à l'origine de nombreux écrits philosophiques et travaux scientifiques à travers les siècles. Elles sont le moteur d'une vaste quête de connaissance ayant contribué à façonner les civilisations humaines dans l'histoire.

C'est en Grèce antique, aux V^e et IV^e siècles avant J.-C. que le philosophe Leucippe et son disciple Démocrite formulent pour la première fois l'idée que l'Univers est constitué de "vide" dans lequel se trouve la matière [3]. La matière, du latin *materia* venant de *mater* : la mère, vue comme la matrice de toute chose, est imaginée par ces philosophes comme un assemblage de "briques élémentaires" qu'ils nomment alors *átomos* en grec ancien, "atomes" aujourd'hui. Le concept d'atome comme constituant fondamental de la matière ne sera repris et développé qu'au XVIII^e siècle avec les travaux des chimistes comme Antoine de Lavoisier et John Dalton [4]. Peu de temps après, les nombreuses découvertes de la première moitié du XIX^e siècle aboutissent à la présentation en 1869 par Dimitri Mendeleiev d'une première "classification périodique des éléments" [5] en fonction de leur masse atomique et de leurs propriétés chimiques. Au cours de la seconde moitié du XIX^e siècle, la connaissance de la matière progresse rapidement avec la découverte de la radioactivité par Henri Becquerel en 1896 [6] puis par Pierre et Marie Curie en 1897 [7]. La même année, Joseph J. Thompson découvre l'électron [8] avant de proposer un premier modèle de structure atomique en 1904 : *plum pudding* (traduction de l'anglais : pudding aux prunes)¹ [9]. Le XX^e

1. Par analogie avec le célèbre dessert britannique, Thompson imagine les électrons plongés dans une "pâte" comme les prunes dans un pudding.

siècle verra le développement de la mécanique quantique et de la physique subatomique avec la découverte du noyau en 1911 [10] puis du proton en 1919 [11] par Ernest Rutherford. Puis, en combinant la théorie des *quanta* de Max Planck et le modèle nucléaire de Rutherford, Niels Bohr établit son modèle quantique [12] de la structure atomique dans lequel les électrons se trouvent sur des orbites circulaires stationnaires autour du noyau. Ce n'est qu'en 1926 qu'Erwin Schrödinger proposera la description quantique probabiliste de l'atome [13] dans laquelle les électrons sont décrits comme des ondes suivant des orbitales autour du noyau.

Au cours du XX^e siècle et jusqu'à nos jours, de nombreuses avancées ce sont succédées. Les travaux de physiciens de renom comme Wolfgang Pauli, Werner Heisenberg, Enrico Fermi ou encore Albert Einstein et leurs contemporains puis ceux de leurs successeurs comme Richard Feynman ou Murray Gell-Mann jusqu'à la plus récente confirmation du mécanisme de Brout-Englert-Higgs-Hagen-Guralnik-Kibble [14, 15, 16], rendue possible par les progrès technologiques du XXI^e siècle, ont contribué à l'élaboration progressive du Modèle Standard de la physique des particules tel qu'il est connu aujourd'hui.

Ce premier chapitre a pour objectif d'introduire, dans le contexte du Modèle Standard, les principes théoriques de l'interaction forte à laquelle sont soumis les quarks et les gluons constituant les hadrons². Ces mêmes principes conduisent à la prédiction de l'existence d'un état extrême de la matière appelé Plasma de Quarks et de Gluons (*Quark-Gluon Plasma* : QGP). L'étude des propriétés du QGP fournit un cadre de motivations pour le travail présenté dans ce manuscrit et les stratégies mises en oeuvre pour tester ses propriétés font également l'objet de ce chapitre.

1.1 Le contexte du Modèle Standard

Dans l'état actuel des connaissances en physique subatomique, le Modèle Standard (MS) présente la matière, à son échelle la plus fondamentale, sous la forme d'un ensemble de particules régies par des interactions fondamentales. Il en existe quatre : l'interaction gravitationnelle, l'interaction électromagnétique et les interactions nucléaires faible et forte. Seules les trois dernières sont décrites par le Modèle Standard, l'interaction gravitationnelle décrite par la théorie de la relativité générale publiée par Albert Einstein en 1916 [17] n'est pas abordée dans ce manuscrit.

Sur le plan théorique, le Modèle Standard est décrit par une théorie quantique des champs (*Quantum Field Theory* : QFT) [18] reposant sur les symétries du groupe de jauge $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Ce groupe est le produit des groupes $SU(3)$ de l'interaction forte et $SU(2) \times U(1)$ correspondant à l'interaction électrofaible. Une introduction théorique détaillée de ce modèle a été proposée par F. Halzen et A. Martin dans [19].

La Figure 1.1 présente l'ensemble des constituants élémentaires de la matière comprenant 24 fermions : 6 quarks et 6 leptons avec leurs antiparticules associées, dont le *spin*³ est demi-entier ($\pm \frac{1}{2}$). Les interactions fondamentales sont portées par les bosons dont le *spin* est entier (± 1). Le photon, représenté par le symbole γ , est le vecteur de l'interaction électromagnétique décrite par l'Électrodynamique Quantique (*Quantum Electrodynamics* : QED). L'interaction faible, portée par les bosons Z^0 , W^+ et W^- , est décrite en association avec la QED dans le cadre de la théorie électrofaible [20, 21]. Puis, l'interaction forte portée par les gluons est décrite par la Chromodynamique Quantique (*Quantum Chromodynamics* : QCD)

2. Les hadrons sont des particules composées de quarks, d'antiquarks et de gluons.

3. Le *spin* noté s est défini comme le moment angulaire intrinsèque de la particule.

[22, 23]. Le travail présenté dans cette thèse s'inscrivant dans le cadre de l'étude de l'interaction forte, les principes de la QCD sont introduits plus en détails dans la Section 1.2. Finalement, le boson scalaire de Higgs H^0 , postulé en 1964 par plusieurs physiciens dont Peter W. Higgs, a été observé pour la première fois en 2012 par les collaborations ATLAS [24] et CMS [25] au CERN. Son existence permet d'expliquer par l'intermédiaire du mécanisme de Brout-Englert-Higgs-Hagen-Guralnik-Kibble⁴, comment les particules acquièrent une masse.

masse →	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 126 \text{ GeV}/c^2$
charge →	2/3	2/3	2/3	0	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0
	u up	c charm	t top	g gluon	H boson de Higgs
QUARKS	d down	s strange	b bottom	γ photon	
	$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	0	
	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	e électron	μ muon	τ tau	Z^0 boson Z^0	
	$0.511 \text{ MeV}/c^2$	$105.7 \text{ MeV}/c^2$	$1.777 \text{ GeV}/c^2$	$91.2 \text{ GeV}/c^2$	
	-1	-1	-1	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
LEPTONS	ν_e neutrino électronique	ν_μ neutrino muonique	ν_τ neutrino tauique	W^\pm boson W^\pm	BOSONS DE JAUGE
	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$	$80.4 \text{ GeV}/c^2$	
	0	0	0	± 1	
	1/2	1/2	1/2	1	

FIGURE 1.1 – Tableau récapitulant les différents constituants élémentaires du Modèle Standard de la physique des particules [26].

1.2 Décrire l'interaction forte avec la QCD

Dans le cadre du Modèle Standard, l'interaction forte est décrite par la théorie de la Chromodynamique Quantique (QCD) dont l'étymologie fait référence à la charge de couleur que portent les particules élémentaires sensibles à cette force fondamentale. Ces particules évoquées précédemment sont les quarks (q) et les gluons (g), constituants élémentaires des hadrons. Les quarks, dont l'existence fut proposée en 1964 par M. Gell-Mann [27] et G. Zweig [28] sont confinés à l'intérieur des hadrons par l'interaction forte dont les gluons sont les vecteurs.

Dans ce manuscrit, le développement de la théorie QCD et son formalisme ne seront pas abordés (une introduction détaillée est proposée dans [19]). Cette section est dédiée à la description des caractéristiques principales et des idées directrices de cette "théorie de l'interaction forte" conduisant à la prédiction de l'existence de différents états de la matière hadronique.

4. Du nom des différents physiciens ayant parallèlement prédit son existence en 1964. À la suite de l'observation expérimentale du boson H^0 , F. Englert et P. W. Higgs ont reçu le prix Nobel de Physique en 2013.

1.2.1 Principes de base

La charge de couleur

Comme cela a été évoqué précédemment, l'interaction forte n'agit que sur les particules portant une charge dite "de couleur", c'est-à-dire les quarks et les gluons. Il existe trois charges de couleur : rouge (R), vert (V) et bleu (B). Un quark porte une charge de couleur (R, V ou B) alors qu'un antiquark porte une "anticouleur" complémentaire : \bar{R} , \bar{V} ou \bar{B} . Par analogie avec la synthèse de la lumière visible, les hadrons sont dits "blancs", autrement dit : neutres de couleur. Par exemple, un baryon⁵ ne peut porter que la combinaison de charge de couleur RVB, et un méson⁶ ne peut porter qu'une combinaison complémentaire de charges ($R\bar{R}$, $V\bar{V}$ ou $B\bar{B}$).

Les médiateurs

À l'image de l'interaction électromagnétique dont le photon γ (neutre de charge électrique) est le médiateur, l'interaction forte est portée par les gluons, par l'intermédiaire desquels se produit l'échange de couleur entre deux quarks en interaction. Cependant, l'analogie avec l'interaction électromagnétique est limitée puisque les gluons ne sont pas neutres de couleur. Ils sont chargés d'une association "couleur-anticouleur", par exemple : $V\bar{B}$, dont il existe huit⁷ combinaisons linéaires pouvant être portées par les gluons. Finalement, la charge de couleur que portent les gluons leur permet d'interagir entre eux.

Propriétés

L'une des caractéristiques principales de l'interaction forte est la diminution de son intensité avec l'augmentation de l'énergie. La constante de couplage de l'interaction forte $\alpha_s(Q^2)$ diminue asymptotiquement à mesure que l'énergie transférée Q augmente. Ce phénomène est appelé *liberté asymptotique*. À l'inverse, lorsque Q est faible, la constante de couplage augmente fortement. Les porteurs de charge de couleur sont fortement liés (*confinés*) et forment les hadrons. Ces deux concepts sont explorés plus en détails dans la section suivante.

1.2.2 Confinement et liberté asymptotique

Lorsque la distance entre deux particules chargées soumises à l'interaction électromagnétique augmente (diminution du transfert d'énergie), l'intensité du couplage entre elles diminue également. Ce phénomène appelé *écranage* est décrit dans le cadre de la QED comme la réduction de la charge effective vue par les particules, induite par des paires virtuelles (par exemple : e^+e^-), elles-mêmes provenant des fluctuations quantiques du vide. Dans le cas de la propagation d'une particule portant une charge de couleur, le vide peut également fluctuer en paire virtuelle quark-antiquark ($q\bar{q}$), produisant le même effet d'écranage entre deux charges colorées. Cependant, les gluons portant une charge de couleur

5. Particule composée de trois quarks (qqq). Un antibaryon est, par complémentarité, composé de trois antiquarks ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$).

6. Particule composée d'un quark et d'un antiquark ($q\bar{q}$).

7. En réalité, neuf combinaisons linéaires existent. Cependant, l'une d'entre elles : $(R\bar{R} + V\bar{V} + B\bar{B})/\sqrt{3}$, est un état "singulet" de couleur, donc neutre. Pour le groupe $SU(3)$, le nombre de degrés de liberté est donné par : $3^2 - 1 = 8$.

(contrairement aux photons neutres de charge électrique), peuvent interagir entre eux. Alors, les paires virtuelles de gluons peuvent aussi exister et engendrer un phénomène appelé *anti-écranage* tendant au contraire à diminuer le couplage d'interaction forte lorsque l'échelle d'énergie augmente. Les propriétés de la matière hadronique peuvent être décrites différemment en fonction de l'énergie transférée au cours de l'interaction entre deux charges de couleur :

- À basse énergie, c'est-à-dire lorsque Q s'approche de Λ_{QCD} ⁸ : le couplage $\alpha_s(Q^2)$ devient très grand et les quarks ne peuvent exister de manière isolée en dehors des hadrons. C'est le régime *non-perturbatif* décrivant notamment le phénomène de *confinement*⁹.
- À l'inverse, plus Q augmente et à plus forte raison lorsque $Q \rightarrow \infty$, le couplage s'atténue et les constituants des hadrons sont de moins en moins liés. Dans ces conditions les calculs de QCD perturbative (*perturbative QCD* : pQCD) deviennent possibles. C'est la *liberté asymptotique*.

Une introduction aux calculs de QCD perturbative et non-perturbative est disponible dans la référence [29]. La description de l'interaction forte par la théorie QCD est corroborée par les différentes mesures expérimentales représentées sur la Figure 1.2. L'évolution des valeurs mesurées de $\alpha_s(Q^2)$ en fonction de l'échelle en énergie Q montre en effet un couplage de plus en plus en fort vers les basses énergies (confinement) et une diminution progressive de ce couplage avec l'augmentation de l'énergie (liberté asymptotique).

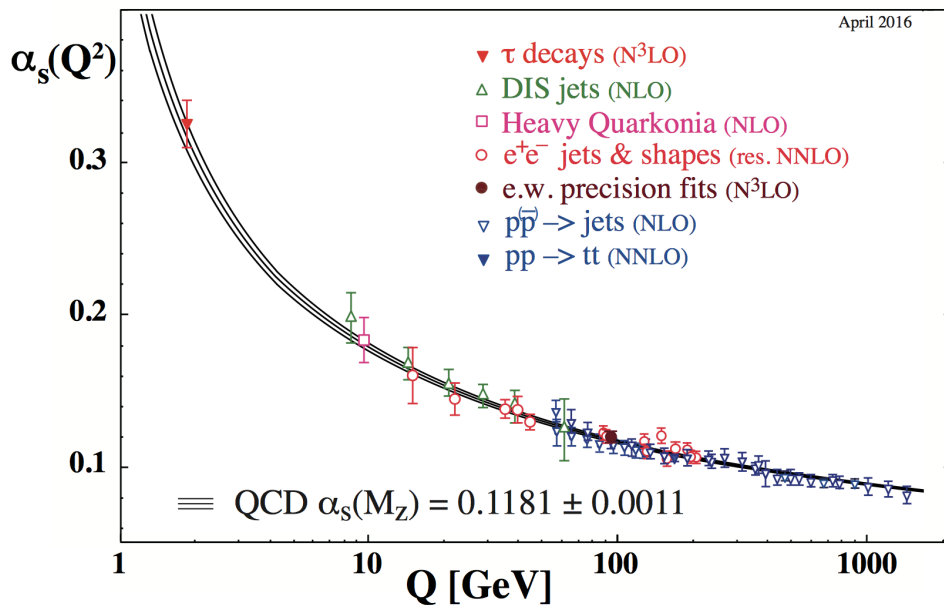


FIGURE 1.2 – Compilation de différentes mesures pour la constante de couplage de l'interaction forte $\alpha_s(Q^2)$ en fonction de l'échelle en énergie Q [30].

8. Λ_{QCD} est l'échelle de la QCD de l'ordre de 200 MeV.

9. Toute ressemblance avec des faits marquants de l'année 2020 est purement fortuite. Cependant, le régime de confinement à l'intérieur des maisons ayant été observé à Dront (71550), certaines homophonies pourraient être exploitées...

1.3 Le Plasma de Quarks et Gluons et les collisions hadroniques

La liberté asymptotique des partons (quarks et gluons) à haute énergie induit l'existence d'un état particulier de cette matière hadronique appelé *plasma de quarks et de gluons* (en anglais, *Quark-Gluon Plasma* : QGP). Le QGP est défini, par opposition à l'état de confinement¹⁰ à basse énergie, comme un état *déconfiné* de la matière hadronique dans lequel les partons peuvent être vus comme *quasi-libres*. En d'autres termes, lorsque la densité d'énergie est très élevée, le couplage de l'interaction forte tend à diminuer de telle sorte que les quarks et les gluons ne sont plus liés à l'intérieur de hadrons.

1.3.1 Diagramme de phases de la matière hadronique

Le passage de l'état confiné vers l'état déconfiné de la matière hadronique peut être décrit comme une transition de phase [31]. Les différents états et transitions de phases de la matière hadronique sont généralement représentés sous la forme d'un diagramme de phases de coordonnées (T, μ_B) où T est la température (reliée à l'énergie et donnée en MeV) et μ_B est le potentiel chimique baryonique (également donné en MeV) qui rend compte de la densité de baryons à l'intérieur d'un système donné. La Figure 1.3 montre un exemple de représentation qualitative du diagramme de phases de la matière hadronique.

La transition de phase peut être de deux types différents. À densité baryonique élevée, le déconfinement de la matière hadronique s'opère brutalement. Il s'agit d'une transition dite *du premier ordre*. Alors qu'à faible densité baryonique ($\mu_B \sim 0$), la transition est de type *cross-over*, c'est-à-dire assimilable à un processus continu. Ce processus s'opère dans une région particulière du diagramme de phases, proche de la température dite *critique*, notée T_c . Les récents calculs de QCD sur réseau (*lattice-QCD* : IQCD) [32] ont permis d'estimer cette température critique autour de $T_c \approx 157$ MeV [33] à potentiel chimique baryonique nul (ce qui correspond aux conditions des premiers instants de l'Univers après le Big Bang). Cependant, les calculs de IQCD à potentiel chimique baryonique non nul sont très complexes. Les prédictions sur la transition de phase vers un état de type QGP en augmentant la densité baryonique restent globalement inaccessibles et la position d'un éventuel *point critique* [34] représentant la frontière entre transition du premier ordre et cross-over fait l'objet de nombreuses recherches théoriques et expérimentales.

Quelles que soient les motivations pour l'étude de la matière hadronique déconfinée, les stratégies expérimentales accessibles ne sont pas très nombreuses. En effet, la QCD prédit l'existence du QGP uniquement dans des conditions extrêmes de densité d'énergie comme aux premiers instants de l'Univers, au cœur des étoiles à neutrons (supraconductivité de couleur [36]) et peut-être dans la fusion d'étoiles à neutrons (*kilonovae*). Cependant, ces environnements ne sont pas accessibles¹¹. Le seul dispositif capable, en théorie, de former un QGP dans un laboratoire est un accélérateur de particules produisant des collisions d'ions lourds ultrarelativistes¹². Ceci permet d'atteindre de très fortes densités d'énergie lors des collisions.

1.3.2 Les collisions hadroniques : contexte et variables cinématiques

Avant d'aborder l'étude du QGP à travers les collisions d'ions lourds ultrarelativistes, il est nécessaire d'introduire certaines variables cinématiques permettant de caractériser les

10. Il s'agit de l'état dans lequel se trouve la matière dite "ordinaire" constituant tout ce qui nous entoure.

11. Pour des raisons temporelles ou gravitationnelles notamment.

12. C'est-à-dire voyageant à une vitesse proche de celle de la lumière dans le vide, donc à très haute énergie.

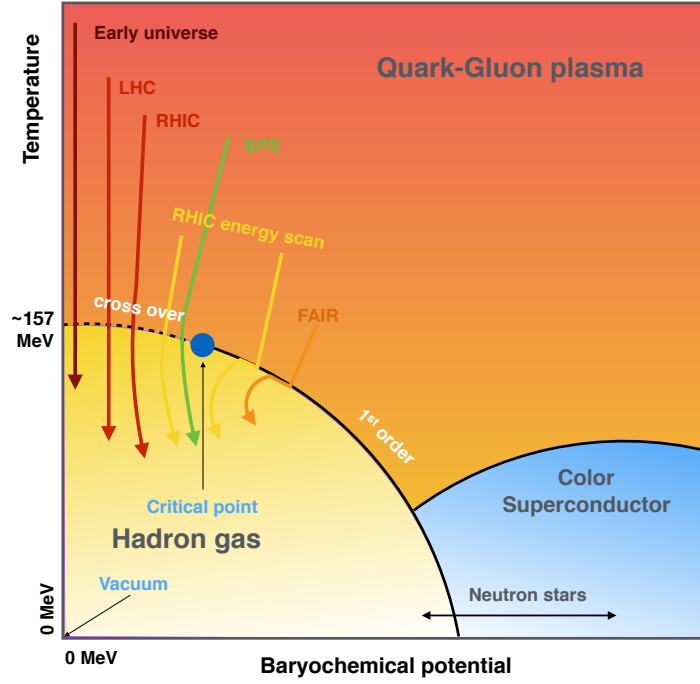


FIGURE 1.3 – Représentation schématique du diagramme de phases de la matière hadronique en fonction de la température T (en MeV) et du potentiel chimique baryonique μ_B (en MeV). Schéma extrait de [35].

collisions à travers les particules observées par le détecteur. Certaines de ces variables seront utilisées dans différentes parties de ce manuscrit.

La Figure 1.4 illustre le système de coordonnées utilisé pour exprimer les variables cinématiques dans cette section. Dans cette convention, l'axe noté z est l'axe des faisceaux, c'est-à-dire la direction incidente des deux corps participant à la collision et l'origine est prise au point d'interaction. L'énergie disponible dans le centre de masse de la collision est notée \sqrt{s} dans le cas d'une collision nucléon-nucléon (par exemple pour les collisions proton-proton). Dans le cas des collisions impliquant un ou deux noyaux (par exemple : Plomb-Plomb), cette grandeur est notée $\sqrt{s_{NN}}$. L'énergie dans le centre de masse permet de comparer indirectement les domaines de densités d'énergie atteintes dans des collisions de faisceaux de nature différente (pp , $p\text{-Pb}$, Pb-Pb , Xe-Xe , etc.).

L'impulsion transverse d'une particule, notée p_T est très communément utilisée pour caractériser une particule produite lors d'une collision. Elle est définie comme :

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (1.1)$$

où p_x et p_y sont deux des trois composantes (avec p_z) de l'impulsion totale p de la particule définie par :

$$p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} \quad (1.2)$$

L'énergie, notée E est liée à l'impulsion par l'expression :

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (1.3)$$

où m est la masse de la particule et c la célérité de la lumière dans le vide. Il est donc possible de reconstituer la cinématique d'une particule en utilisant des variables comme p_T , et E ou m . Ces variables sont plus adaptées pour comparer les résultats de mesures pour différents systèmes et modes collisionnels.

Afin de caractériser la direction de propagation d'une particule émise par rapport au faisceau, la *rapidité* y est définie à partir des variables cinématiques E et p_z comme :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.4)$$

Une autre variable utilisée pour décrire l'angle de la trajectoire d'une particule par rapport au faisceau est la *pseudorapidité* noté η . Elle est définie à partir de l'angle θ entre l'axe z du faisceau et l'impulsion de la particule projetée dans le plan (y,z) telle que :

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (1.5)$$

Cette variable purement géométrique, permet de caractériser la direction de propagation d'une particule sans avoir à mesurer son énergie. Ainsi, les équations 1.4 et 1.5 montrent que dans la limite ultrarelativiste ($p \gg m$), la rapidité et la pseudorapidité sont équivalentes.

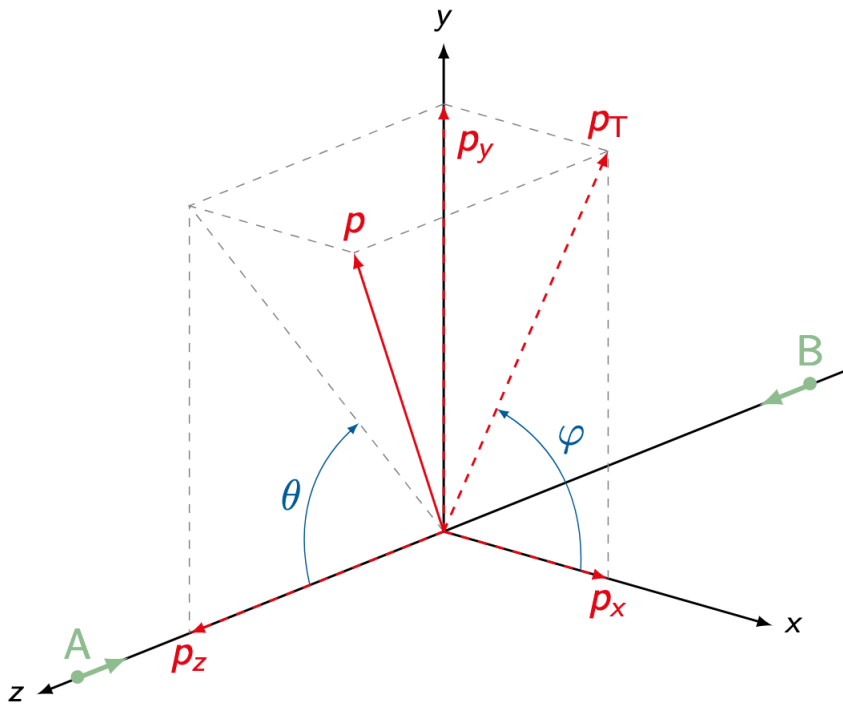


FIGURE 1.4 – Systèmes de coordonnées décrivant une collision entre deux corps notés A et B. Figure extraite de [37].

1.3.3 La stratégie des collisions d'ions lourds

Après l'introduction des variables cinématiques nécessaires à la description des processus en jeu lors des collisions hadroniques, cette section est dédiée à l'évolution des collisions d'ions lourds à très haute énergie et aux observables qui permettent de les caractériser.

Évolution d'une collision

Dans le scénario de Bjorken [38], l'évolution spatio-temporelle d'une collision entre ions lourds ultrarelativistes peut-être décomposée en plusieurs étapes. Ces différentes étapes sont représentées de façon schématique sur la Figure 1.5 où les échelles de temps¹³ indiquées sont une approximation dans le cadre des collisions aux énergies du LHC (typiquement de l'ordre de 5 TeV par collision nucléon-nucléon).

Au cours des premiers instants¹⁴ de la collision, se produisent les processus partoniques de très haute énergie¹⁵ responsables notamment de la production des charmonia (composés de quarks lourds) faisant partie des sondes dites *dures* dont il est question dans le travail présenté dans cette thèse.

Ensuite, durant la phase de *thermalisation*, les partons (majoritairement des gluons) subissent de multiples interactions pouvant aboutir à la formation d'un milieu composé de matière hadronique à très haute température : un QGP. Ce milieu n'existe que pendant une très courte durée (de l'ordre de quelques fm/c). Il commence très rapidement à s'étendre et donc à se refroidir.

Lorsque la température a suffisamment diminué pour que plus aucune collision inélastique ne se produise, le milieu atteint l'état de *freeze-out chimique*. À ce stade, le nombre de hadrons formés durant la phase de refroidissement ne varie plus.

Les hadrons ainsi formés constituent alors un *gaz de hadrons* qui continue de s'étendre et de se refroidir jusqu'à ce que sa densité soit suffisamment faible pour que plus aucune collision élastique ne se produise. À la fin de cette phase, l'impulsion des hadrons formés précédemment ne change plus et le *freeze-out cinématique* est atteint. Le système est dans son état final. C'est cet état final qui peut être directement observé par les expériences.

Sondes et observables

En raison des caractéristiques spatiales et temporelles décrites dans la section précédente, l'étude du milieu formé dans les collisions d'ions lourds à haute énergie ne peut se faire qu'indirectement. En effet, seules les particules présentes dans l'état final (après le *freeze-out cinématique*) et leurs éventuels produits de désintégration disposent d'un temps de vie suffisamment long pour être observés par les détecteurs. Du point de vue expérimental, les observables étudiées sont celles susceptibles d'être affectées par la présence d'un état déconfiné de la matière hadronique. Ainsi, il existe différents types d'observables et de sondes indirectes permettant d'accéder aux différentes phases de la collision et aux processus associés. Cette section n'a pas pour objectif de dresser une liste exhaustive des observables et sondes expérimentales accessibles pour l'étude du QGP. Il s'agit plutôt ici de donner une vue d'ensemble des différentes catégories d'observables, illustrées de quelques exemples représentatifs.

Tout d'abord, les observables dites *globales* sont mesurées pour caractériser les collisions. Parmi les caractéristiques principales d'une collision, les observables globales permettent

13. Il s'agit ici du temps propre des éléments du milieu formé, noté τ sur la Figure 1.5.

14. Le temps de croisement des noyaux, noté τ_{cross} , est défini comme $\tau_{cross} = 2R/\gamma$ où R est le rayon du noyau et γ est le facteur de Lorentz. Dans le cas présent, les noyaux sont ultrarelativistes ($\gamma \gg 1$).

15. Diffusions inélastiques engendrant des transferts d'impulsion très importants.

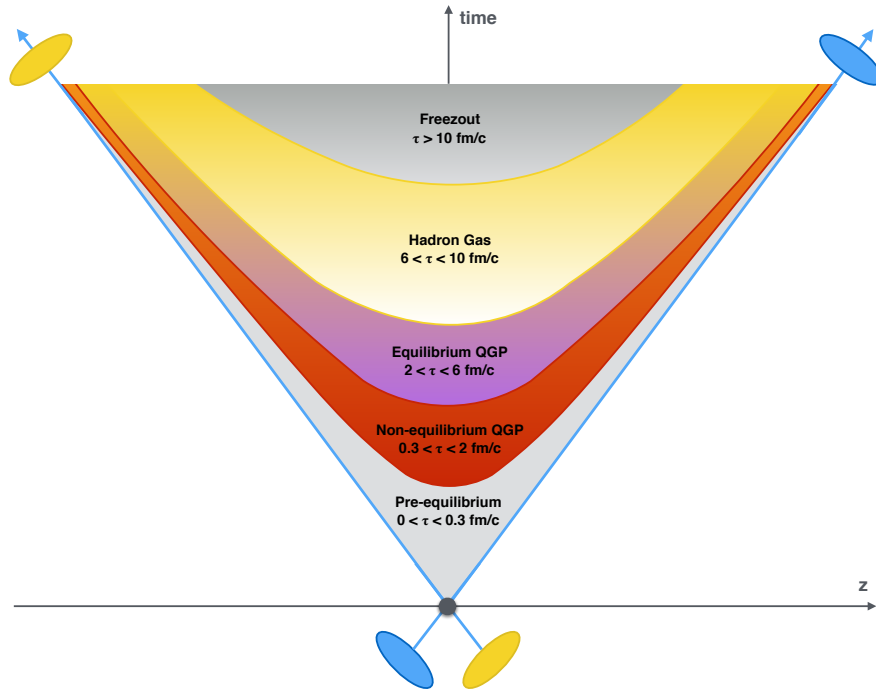


FIGURE 1.5 – Représentation de l'évolution spatio-temporelle d'une collision entre ions lourds ultra-relativistes. Les échelles de temps indiquées sur le schéma correspondent à l'évolution typique d'une collision aux énergies du LHC. Figure extraite de [35] (adaptée de [39]).

d'accéder par exemple à la densité d'énergie, la centralité¹⁶ ou l'expansion du milieu (à travers les anisotropies d'émission de particules pouvant être caractérisées par l'écoulement elliptique par exemple [40]). L'une de ces observables globales les plus utilisées est la *multiplicité de particules chargées*. La multiplicité partie intégrante du travail présenté dans cette thèse. À ce titre, la section suivante lui est dédiée.

Pour caractériser l'état initial de la collision, des sondes non-affectées par la présence potentielle d'un QGP sont mesurées. Par exemple, l'étude des bosons électrofaibles Z et W^\pm ainsi que des photons prompts (insensibles à l'interaction forte dominante dans le milieu formé) donnent accès à des informations sur les fonctions de distribution partoniques nucléaires (*nuclear Parton Distribution Fonction* : nPDF) définies comme la densité de probabilité de trouver un parton portant une fraction donnée de l'impulsion totale.

L'étude du *freeze-out chimique* et de la phase hadronique peut être menée à travers la mesure de production de hadrons en fonction de leur impulsion transverse via leurs produits de désintégration. Le facteur de modification nucléaire¹⁷, connu sous le nom de R_{AA} fait partie des observables les plus utilisées pour caractériser les processus associés à la phase hadronique.

Les sondes dites *dures* sont étudiées dans le but d'explorer les processus à très haut transfert d'impulsion (processus *durs*) au cours des premiers instant de la collision. La précocité de leur formation les rend sensible à la présence d'un milieu à haute température et

16. La centralité est reliée au paramètre d'impact de la collision. Elle représente le pourcentage de recouvrement des noyaux entrant en collision. En d'autres termes, plus les centres des noyaux sont proches, plus le nombre de nucléons participant à la collision est élevé et plus la collision est centrale.

17. Le facteur de modification nucléaire est défini comme le taux de production d'une sonde mesuré dans les collisions noyau-noyau ou proton-noyau (par exemple : Pb-Pb ou p-Pb) normalisé par sa section efficace mesurée dans les collisions pp à la même énergie.

densité d'énergie. Elles permettent donc d'accéder à certaines propriétés du QGP ou plus simplement à signer sa formation. Dans ce contexte, les jets ou encore des saveurs lourdes comme les mésons B et D ainsi que les quarkonia (voir Chapitre 2 pour plus de détails) sont autant de sondes fournissant de multiples informations relatives à la formation et aux propriétés de cet état déconfiné de la matière hadronique.

Ces différents types d'observables sont étudiées dans le cadre des collisions d'ions lourds ultrarelativistes où la formation d'un QGP est attendue. Cependant, ces collisions constituent un environnement très complexe dans lequel de multiples effets liés ou non à la présence d'un QGP sont en compétition. Dans le but d'identifier et de quantifier ces effets, il est également nécessaire d'étudier les observables décrites dans cette section dans des systèmes collisionnels où la densité d'énergie ne permet pas en théorie la formation d'un QGP. Pour cette raison, la stratégie expérimentale d'étude du QGP ne peut se faire que par comparaison avec les mesures réalisées en collisions proton-noyau (p-A) et proton-proton (pp)¹⁸. Le travail rapporté dans ce manuscrit s'inscrit dans le cadre des petits systèmes (collisions pp). Les mesures réalisées dans ce contexte font l'objet d'une description détaillée dans le Chapitre 2.

1.4 La multiplicité de particules chargées

La multiplicité¹⁹ de particules chargées a été évoquée dans la section précédente comme l'une des observables globales principales utilisées pour caractériser les collisions hadroniques à haute énergie. Cette section a pour objectif d'introduire le contexte théorique et expérimental dans lequel s'inscrit cette observable.

Par définition, les distributions de multiplicité rendent compte de la production totale de particules chargées au cours d'une collision. Cela implique que ces distributions contiennent à la fois les particules produites par les processus durs et par les processus dits *mous*. Ces derniers dominent largement la production de particules chargées par rapport aux processus durs et à ce titre, la multiplicité représente une observable de choix pour étudier les événements *sous-jacents*²⁰.

Il est important de rappeler que la production de particules dépend de l'énergie disponible lors de la collision. Or, les processus responsables d'une telle production sont multiples et la description théorique des distributions de multiplicité en fonction de l'énergie dans le centre de masse (\sqrt{s}) n'est pas triviale. Plusieurs auteurs ont proposé une description analytique des distributions de multiplicité en fonction de \sqrt{s} variant seulement d'un facteur de renormalisation mais dont la forme serait indépendante de l'énergie. Tout d'abord, Richard Feynman proposa en 1969 [41] que le nombre moyen de particules produites $\langle N \rangle$ augmentait de façon logarithmique avec \sqrt{s} tel que :

$$\langle N \rangle \propto \ln W \propto \ln \sqrt{s} \text{ avec } W = \sqrt{s} / 2 \quad (1.6)$$

Alors, la probabilité de trouver une particule de type i , de masse m , d'impulsion transverse p_T et d'impulsion longitudinale p_z est donnée par :

18. Par opposition aux collisions noyau-noyau où les conditions de formation d'un QGP sont réunies, les systèmes collisionnels p-A et pp sont regroupés sous l'appellation *petits systèmes*.

19. Au sens stricte, la "multiplicité" désigne le nombre de particules chargées primaires produites lors de la collision. Cependant, dans les chapitres suivants (5 et 6 notamment), le terme multiplicité est également employé pour désigner la densité de particules chargées par unité de pseudorapidité, notée $dN_{ch}/d\eta$.

20. L'événement sous-jacent (en anglais *underlying event* : UE) désigne les effets observés expérimentalement qui ne sont pas liés aux processus durs.

$$P_i(m, p_T, p_z) = f_i(p_T, p_z/W) \frac{dp_z d^2 p_T}{E} \quad (1.7)$$

où $f_i(p_T, x = p_z/W)$ est la fonction qui décrit la distribution des particules. L'hypothèse formulée alors par Feynman, connue sous le nom de *Feynman scaling* est que la fonction f_i est indépendante de W donc de l'énergie. Reprenant l'hypothèse de Feynman, Koba, Nielsen et Olesen ont montré qu'elle conduisait à une renormalisation des distributions de multiplicité [42]. Dans ce contexte, la distribution de multiplicité P_n est définie par :

$$P_n(s) = \frac{1}{\langle n \rangle} \Psi \left(\frac{n}{\langle n \rangle} \right) \quad (1.8)$$

où n (proportionnel à $\ln(s)$) est le nombre de particules dans l'état final et $\Psi(z = n/\langle n \rangle)$ est une fonction indépendante de \sqrt{s} décrivant la forme de la distribution de multiplicité. Cependant la fonction $\Psi(z)$ peut varier en fonction de l'interaction et du type de particule considéré. Cette renormalisation est connue sous le nom de *KNO scaling*. La Figure 1.6 montre les mesures de distribution de multiplicité réalisées à l'ISR (*Intersecting Storage Ring*) au CERN pour des collisions pp d'énergie comprise entre $\sqrt{s} = 30.4$ et 62.2 GeV. Ces mesures montrent que les distributions de multiplicité mesurées en fonction de la variable $z = N_{ch}/\langle N_{ch} \rangle$ respectent le modèle de la renormalisation KNO.

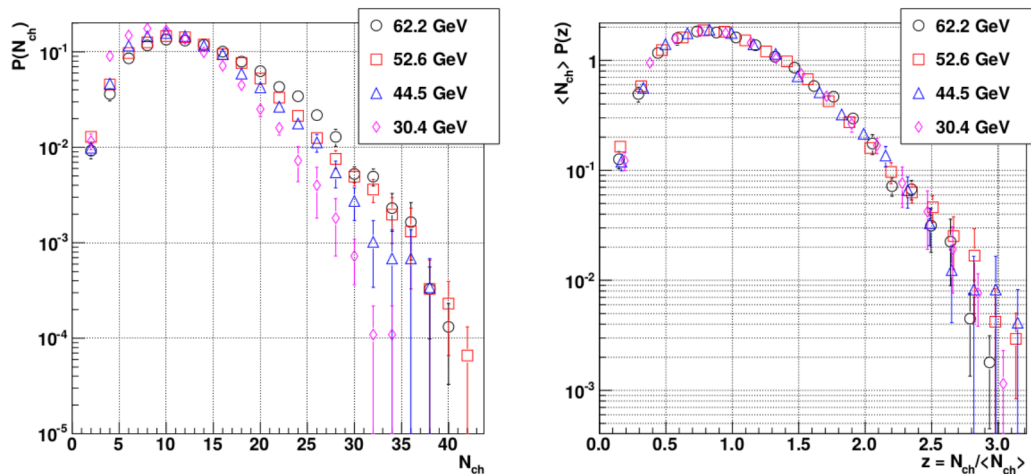


FIGURE 1.6 – Gauche : distributions d'événements NSD normalisées en fonction de la multiplicité aux énergies de l'ISR. Droite : mêmes distributions tracées en fonctions des variables du modèle KNO [43].

Cependant, aux énergies plus importantes du *Super Proton Synchrotron* (SPS au CERN) et du *Tevatron* (à Fermilab), les expériences *Underground Area 5* (UA5) [44] et E735 [45] respectivement, ont mesuré des distributions de multiplicité qui contredisent la renormalisation KNO. En effet, la Figure 1.7 montre que les queues des distributions tracées en fonction des variables KNO (à droite) ne coïncident pas.

Une autre manière de décrire les distributions de multiplicité a été proposée par la collaboration UA5 qui a montré dans [47] que la distribution mesurée à $\sqrt{s} = 540$ GeV était bien reproduite par une fonction de type distribution binomiale négative (*Negative Binomial Distribution* : NBD) définie par :

$$P_{\langle n \rangle, k}^{NBD}(n) = \binom{n+k-1}{n} \left(\frac{\langle n \rangle / k}{1 + \langle n \rangle / k} \right)^n \frac{1}{(1 + \langle n \rangle / k)^k} \quad (1.9)$$

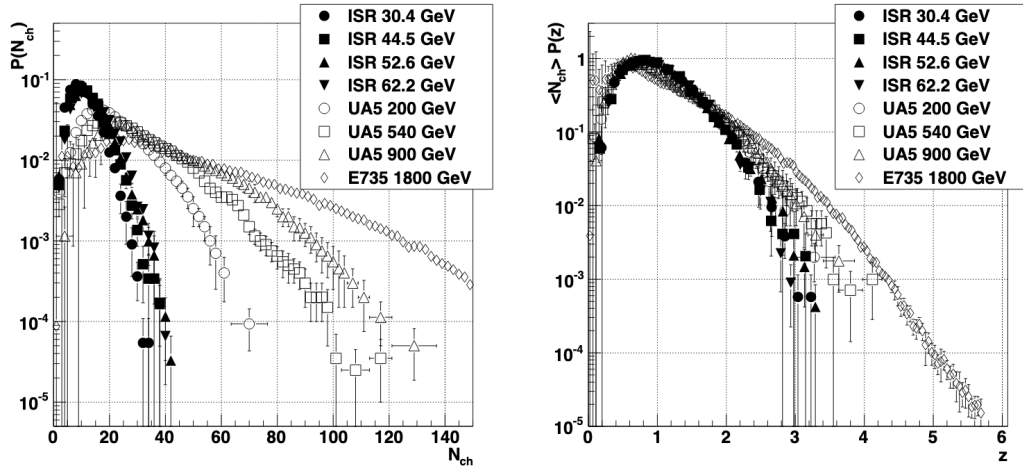


FIGURE 1.7 – Gauche : distributions d'événements NSD normalisées en fonction de la multiplicité pour différentes énergies de collisions. Droite : mêmes distributions tracées en fonctions des variables KNO. Compilation des mesures effectuées dans [46].

avec $\langle n \rangle$ la valeur moyenne de la distribution, n est le nombre de succès et $k - 1$ le nombre d'échecs avant le $k^{ième}$ succès pour une expérience de Bernoulli avec une probabilité de succès $p = (1 + \langle n \rangle / k)^{-1}$. En réalité les distributions sont bien reproduites par une combinaison de deux NBDs comme le montre la Figure 1.8 pour les données mesurées par UA5 à 900 GeV. Dans [48], les auteurs interprètent la combinaison de deux NBD comme les contributions de deux composantes contribuant à la distribution de multiplicité : une composante "molle" et une autre "semi-dure". Dans la définition utilisée par les auteurs, les deux composantes font référence à des événements contenant ou non des *mini-jets*²¹.

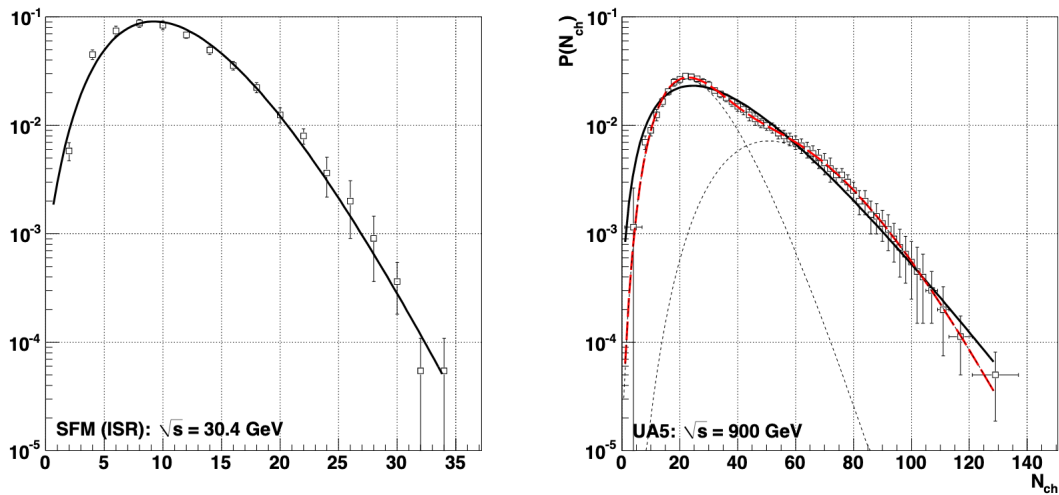


FIGURE 1.8 – Distributions d'événements NSD normalisées en fonction de la multiplicité à $\sqrt{s} = 30.4$ GeV mesurée à l'ISR [43] et à $\sqrt{s} = 900$ GeV mesurée par UA5 [49], ajustées avec une NBD simple (en noir sur les deux figures) et avec une NBD double (en rouge à droite).

Cependant, la Figure 1.9 montre les limites du modèle à deux composantes décrit précédemment. En effet, sur cette figure, trois versions du modèle sont représentées par les scénarios 1 à 3 pour lesquels des hypothèses fortes (pour plus de détails voir [46]) sur les

21. Les mini-jets sont définis dans ce contexte comme des groupes de particules dont l'énergie transverse totale est supérieure à 5 GeV.

paramètres de la composante semi-dure sont réalisées pour l'extrapolation à haute énergie. Parmi ces différentes hypothèses, seul le scénario 3 parvient à reproduire la forme générale de la distribution sans pour autant correspondre de manière très satisfaisante aux données de l'expérience E735 à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV [50].

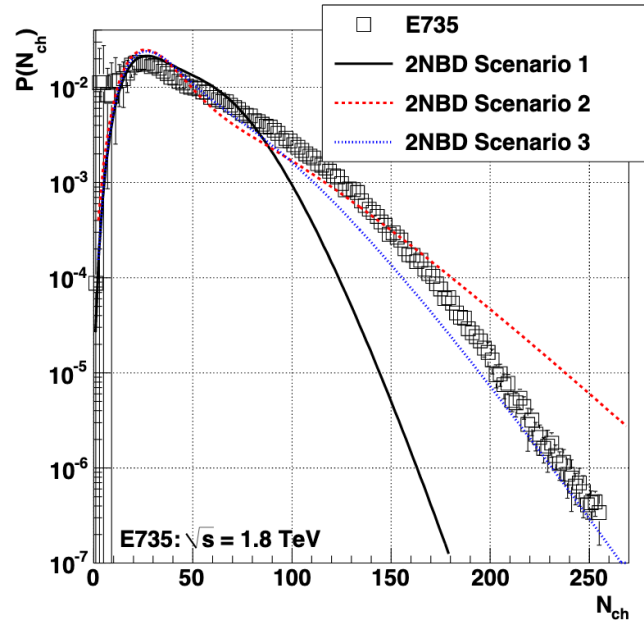


FIGURE 1.9 – Comparaison entre les prédictions du modèle à 2 composantes (double NBD) [48] et la distribution mesurée par l'expérience E735 à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV [50].

Pour conclure cette introduction sur la multiplicité de particule chargée, il convient d'écrire que la caractérisation des distributions de multiplicité et les interprétations qui en découlent en termes de processus en jeu dans les événements sous-jacents sont très complexes. Le modèle du *Feynman scaling* n'est pas satisfait pour des énergies comprises entre $\sqrt{s} \sim 20$ GeV et 2 TeV. Le modèle KNO ne reproduit les données mesurées que dans une région de rapidité très réduite et très centrale. L'approche à double NBD est meilleure sur l'ensemble de la gamme en énergie et en rapidité. Cependant elle montre ses limites à $\sqrt{s} = 2$ TeV et la reproduction de la forme de la distribution à cette énergie est réalisée au prix d'hypothèses fortes et dépendantes de l'énergie de collision sur les paramètres du modèle.

Finalement, la compréhension des distributions de multiplicité à haute énergie en termes de processus durs et mous n'est pas triviale. Dans le chapitre suivant, la recherche de corrélations entre ces processus sera abordée dans le cadre de l'introduction de l'étude de la production de quarkonia en fonction de la multiplicité.

Chapitre 2

Quarkonia, petits systèmes et multiplicité

Sommaire

2.1	Les états liés quark–antiquark	22
2.2	Mécanismes de production	23
2.2.1	Le modèle d'évaporation de couleur	24
2.2.2	Le modèle du singulet de couleur	25
2.2.3	NRQCD et le modèle de l'octet de couleur	25
2.3	Approches théoriques et prédictions	25
2.3.1	Les générateurs d'événements	26
2.3.2	Modèles théoriques	28
2.4	Des effets collectifs dans les petits systèmes?	32
2.4.1	Les corrélations angulaires	32
2.4.2	La production d'étrangeté	33
2.5	Étude des corrélations entre processus durs et multiplicité	34
2.5.1	Les différents systèmes collisionnels	35
2.5.2	Dépendance en énergie de la collision	36
2.5.3	Dépendance en rapidité	38
2.5.4	Influence de la sonde	40

Parmi les différentes sondes et observables expérimentales permettant d'étudier l'interaction forte dans les collisions hadroniques, les mesures de production de quarkonia donnent accès à de nombreuses informations sur les processus mis en jeu lors de tels événements. En effet, la présence d'un QGP est susceptible d'affecter la production de ces états liés quark–antiquark. Ils sont donc *a priori* en mesure de signer la formation ou non d'un éventuel milieu déconfiné dans les collisions d'ions lourds. Cependant, il est nécessaire de bien maîtriser les différents effets pouvant influencer leur production. Pour cette raison, les quarkonia ne sont pas seulement étudiés dans le cadre des collisions d'ions lourds mais également dans les *petits systèmes* collisionnels, dans lesquels la formation d'un QGP n'est pas attendue. Ceci afin d'isoler les effets qui ne sont pas dus à la présence de ce milieu déconfiné et de disposer de mesures de référence. Ce chapitre présente une introduction des quarkonia et de leurs mécanismes de production d'un point de vue théorique mais aussi expérimental. La question des petits systèmes comme "référence" pour les collisions d'ions lourds est

abordée à travers l'état de l'art des mesures en fonction de la multiplicité. Ces mesures ont montré qu'aux énergies du LHC, l'étude des petits systèmes ne présente pas uniquement un intérêt en vue d'interpréter les mesures en collisions d'ions lourds. Ainsi, les concepts et résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre font émerger différentes motivations pour le travail rapporté dans ce manuscrit.

2.1 Les états liés quark–antiquark

Les quarkonia sont définis comme des états liés de paires quark–antiquark ($Q\bar{Q}$) de saveurs lourdes. La famille des charmonia est composée des états liés de quarks dits *charmés* ($c\bar{c}$) et les bottomonia sont les quarkonia composés de quarks *beaux* ($b\bar{b}$). La durée de vie du quark *top* est trop faible pour permettre l'hadronisation. Il n'existe donc pas de quarkonia composé d'une paire $t\bar{t}$. D'un point de vue théorique, la masse importante de ces saveurs de quark ($m_c \approx 1.3 \text{ GeV}/c^2$ et $m_b \approx 4.2 \text{ GeV}/c^2$) permet de décrire les quarkonia à partir de potentiels d'interaction non-relativistes [51, 52]. Ce type de potentiel s'exprime en fonction de la distance r séparant les quarks de la paire $Q\bar{Q}$ comme :

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \quad (2.1)$$

où σ est la tension de confinement et le terme $\propto 1/r$ est de type *interaction coulombienne* dont α représente la constante de couplage. À partir de cette définition du potentiel $V(r)$, les solutions de l'équation de Schrödinger sont les états liés appelés quarkonia (ou résonances). L'étude présentée dans ce manuscrit porte sur les charmonia J/ψ et $\psi(2S)$ ¹ dont la masse et l'énergie de liaison (notée ΔE) sont rapportées dans la Table 2.1 avec les principales résonances charmées. La Figure 2.1 montre une représentation schématique de l'ensemble des résonances charmonia connues en fonction de leur masse et de leurs nombres quantiques associés. Cette figure illustre également les différentes décroissances des états excités vers les états plus stables jusqu'à l'état fondamental J/ψ . Cependant, la production directe et les décroissances des états excités (ces deux composantes sont à l'origine des charmonia dits *prompts*) ne constituent pas la totalité de la production de charmonia. En effet, une partie d'entre eux proviennent des décroissances des hadrons plus massifs contenant un quark b . Dans le cas du $\psi(2S)$ par exemple, la proportion venant du b ($\psi(2S)$ non-prompts) a été récemment mesurée dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ et s'élève à environ 22% [56].

TABLE 2.1 – Caractéristiques (masse et énergie de liaison) de différentes résonances de la famille des charmonia. Les valeurs reportées sont extraites de [57, 58].

Résonance	η_c	J/ψ	χ_{c0}	χ_{c1}	χ_{c2}	$\psi(2S)$
Masse (GeV/c^2)	2,98	3,10	3,42	3,51	3,56	3,69
ΔE (GeV)	0,75	0,64	0,32	0,22	0,18	0,05

Les mêmes types de propriétés décrites précédemment pour les charmonia s'appliquent aux bottomonia. Cependant, le travail rapporté dans cette thèse ne concernant pas ce type de particules, seules les caractéristiques principales de ces résonances sont présentées. La

1. L'existence du J/ψ fut confirmée parallèlement par deux équipes américaines [53, 54] le 10 novembre 1974 et la première observation du $\psi(2S)$ par l'une de ces deux équipes, a eu lieu quelques jours plus tard [55].

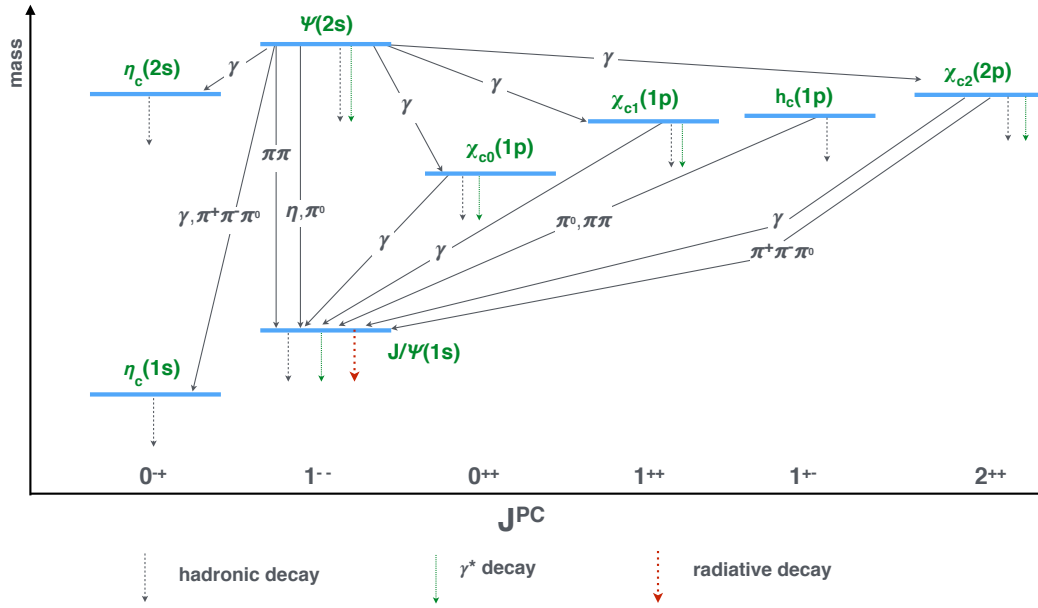


FIGURE 2.1 – Représentation schématisée des résonances charmonia en fonction de leur masse et de leurs nombres quantiques associés indiquant les décroissances des états excités vers les états fondamentaux [57].

première résonance observée expérimentalement fut le bottomonium $Y(1S)$ (état fondamental) en 1977 [59]. Les caractéristiques des trois principales résonances $b\bar{b}$ sont reportées dans la Table 2.2.

TABLE 2.2 – Caractéristiques (masse et énergie de liaison) de différentes résonances de la famille des bottomonia. Les valeurs reportées sont extraites de [57, 58].

Résonance	Y(1S)	Y(2S)	Y(3S)
Masse (GeV/c^2)	9,46	10,02	10,36
ΔE (GeV)	1,10	0,53	0,20

2.2 Mécanismes de production

Les saveurs lourdes comme le charme ($m_c \approx 1,3 \text{ GeV}$) et la beauté ($m_b \approx 4,2 \text{ GeV}$) sont produites dans les processus durs aux premiers instants de la collision. À titre d'exemple, le temps de formation τ_f d'une paire $c\bar{c}$ est de l'ordre de $\tau_f \sim 1/2m_c$ soit approximativement $0,1 \text{ fm}/c$. Or, le temps de formation du milieu QGP est de l'ordre de $10 \text{ fm}/c$ aux énergies du LHC [60], soit environ deux ordres de grandeur supérieur au temps de formation des paires $c\bar{c}$. Cette production précoce implique que les paires sont susceptibles d'être affectées au cours de l'évolution du milieu formé par la collision. Il est important de noter que les échelles d'énergies impliquant les processus durs responsables de la formation des paires $Q\bar{Q}$ et l'évolution de ces paires vers les états liés quarkonia ne sont pas les mêmes. En effet, pour former une paire de quarks lourds $Q\bar{Q}$, l'énergie disponible Q doit être supérieure à deux fois la masse du quark m_Q . Pour le charme, l'énergie minimale nécessaire vaut

$2m_c \sim 2,6 \text{ GeV}/c^2$, soit une valeur très supérieure à l'échelle de la QCD $\Lambda_{QCD} (\sim 200 \text{ MeV})$. À cette échelle d'énergie, les théories de QCD perturbatives (*perturbative QCD* : pQCD) s'appliquent. En pQCD, les différents processus contribuant à la production de paires $Q\bar{Q}$ sont représentés par des diagrammes de Feynman². La Figure 2.2 montre les diagrammes contribuant majoritairement à la production de paires $Q\bar{Q}$ dans les collisions hadroniques. Ils correspondent à l'ordre dominant³ (*Leading Order* : LO). À l'inverse, l'évolution d'une paire $Q\bar{Q}$ vers un état lié quarkonia met en jeu des processus dont l'énergie est de l'ordre de l'énergie de liaison de la résonance (Pour le J/ψ : $\sim 0,64 \text{ GeV}$ et pour le $\psi(2S)$: $\sim 0,05 \text{ GeV}$). Cette échelle d'énergie est de l'ordre de grandeur de Λ_{QCD} et les processus sont de type *non-perturbatifs* (la pQCD ne s'applique que dans l'hypothèse où la constante de couplage α_s est petite, donc à haute énergie).

Lorsque l'énergie est suffisante, une paire $Q\bar{Q}$ peut être formée selon huit combinaisons couleur/anticouleur (octet de couleur) et une combinaison neutre (singulet). Cependant, les états liés (résonances) sont des mésons, neutres de couleur par définition. Pour former les quarkonia, les paires non-neutres doivent donc perdre leur charge de couleur tout en respectant la conservation des nombres quantiques dans l'état final.

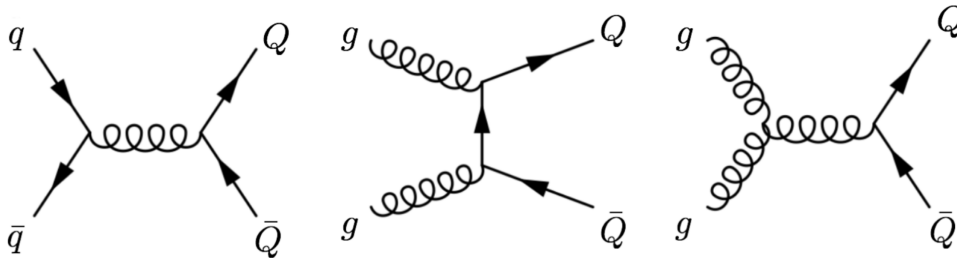


FIGURE 2.2 – Représentation diagrammatique de Feynman des processus de formation des paires de quarks lourds à l'ordre dominant. À gauche : annihilation de quarks. Au milieu et à droite : fusion de gluons.

Plusieurs approches théoriques décrites dans la référence [61] proposent une description des mécanismes de production des quarkonia. Les principes et hypothèses de trois de ces modèles sont introduits succinctement dans la suite de cette section.

2.2.1 Le modèle d'évaporation de couleur

Le modèle d'évaporation de couleur (*Color Evaporation Model* : CEM) est une approche phénoménologique du calcul de la probabilité de formation des quarkonia [62]. Ce modèle suppose que la section efficace de production d'un état lié quarkonium, notée $\sigma_{quarkonium}$, est liée à la section efficace de production d'une paire $Q\bar{Q}$ ($\sigma_{Q\bar{Q}}$) par la relation :

$$\sigma_{quarkonium} = F_{quarkonium} \int_{2m_Q}^{2m_H} \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm_{Q\bar{Q}}} dm_{Q\bar{Q}}. \quad (2.2)$$

Dans cette expression, $F_{quarkonium}$ est un facteur indépendant de l'énergie, représentant la probabilité d'hadronisation d'une paire $Q\bar{Q}$ vers l'état lié *quarkonium*. Ce terme est déterminé expérimentalement. $2m_Q$ est le seuil cinématique de production de la paire $Q\bar{Q}$ et $2m_H$

2. Les diagrammes de Feynman sont des représentations schématiques des équations décrivant les processus. En QCD, la propagation d'un quark est représentée par un trait plein, les gluons sont représentés par des lignes en boucles et les vertex d'interaction par des points. Une introduction à l'approche diagrammatique de Feynman est proposée dans [19].

3. Aux énergies du LHC, le processus dominant la production de paires $Q\bar{Q}$ est la fusion de gluons.

est le seuil de production de la paire de hadrons H les moins massifs et contenant chacun un quark lourd de saveur Q (ce type de hadron appartient à la catégorie des *saveurs lourdes ouvertes*). Cette approche suppose que la neutralisation des états octets de couleur est réalisée via l'interaction (absorption ou émission d'un gluon) avec le champ de couleur induit par la collision. Le modèle CEM considère par conséquent que l'état quantique *quarkonium* produit est décorrélié de l'état initial de la paire $Q\bar{Q}$ dont il provient.

2.2.2 Le modèle du singulet de couleur

Contrairement au CEM, le modèle du singulet de couleur (*Color Singlet Model* : CSM) considère qu'un état *quarkonium* provient d'une paire $Q\bar{Q}$ produite directement dans cet état [63]. Autrement dit, l'état quantique de la paire ne varie pas pendant la phase d'hadronisation. La section efficace de production de l'état *quarkonium* + X (où X désigne les autres produits de l'interaction) pour une interaction entre deux partons i et j s'écrit :

$$d\sigma_{quarkonium+X} = \sum_{i,j} f_i f_j \otimes d\sigma_{i+j \rightarrow Q\bar{Q}+X} \otimes |\Psi_{quarkonium}(0)|^2, \quad (2.3)$$

où $f_{i,j}$ sont les fonctions de distribution partoniques (PDF introduites dans 1.3.3) et l'amplitude $|\Psi_{quarkonium}(0)|^2$ est la probabilité d'hadronisation vers l'état *quarkonium*. Cette probabilité peut être déterminée expérimentalement ou théoriquement en utilisant des calculs de QCD sur réseau (LQCD).

2.2.3 NRQCD et le modèle de l'octet de couleur

La dernière approche théorique décrivant la production de quarkonia est le modèle de l'octet de couleur (*Color Octet Model* : COM) reposant sur la théorie effective de QCD non-relativiste (*Non-Relativistic QCD* : NRQCD) [64]. La probabilité d'hadronisation d'une paire $Q\bar{Q}$ vers un état *quarkonium* est exprimée au moyen d'éléments de matrice à longue portée (*Long Distance Matrix Elements* : LDME). Dans ce modèle, les états octets et singulet de couleur ainsi que les transitions entre ces états, sont accessibles à la paire $Q\bar{Q}$ formée. La section efficace de production de l'état *quarkonium* s'écrit de manière analogue à l'expression de l'Équation 2.3 telle que :

$$d\sigma_{quarkonium+X} = \sum_{i,j,n} f_i f_j \otimes d\sigma_{i+j \rightarrow Q\bar{Q}+X} \otimes \langle O_{quarkonium}^n \rangle, \quad (2.4)$$

où la probabilité d'hadronisation est maintenant exprimée par les LMDE notés $\langle O_{quarkonium}^n \rangle$. Ce terme représente la probabilité pour une paire $Q\bar{Q}$ dans l'état quantique n donné de former l'état *quarkonium* [65], dont la transition s'opère par émission de gluons. La probabilité d'hadronisation $\langle O_{quarkonium}^n \rangle$ est déterminée expérimentalement à partir des mesures de section efficace de production [66, 67].

2.3 Approches théoriques et prédictions

L'étude rapportée dans la troisième partie de ce manuscrit sur la mesure de production de charmonia en fonction de la multiplicité de particules chargées, a nécessité l'emploi de prédictions sur les processus physiques et la réponse du détecteur, réalisées à partir de

modèles théoriques. Pour la mesure de multiplicité notamment, deux générateurs d'événements ont été utilisés pour simuler la production de particules chargées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. De plus, la production de quarkonia et la multiplicité peuvent être influencées par de multiples effets dans les collisions hadroniques. L'interprétation des résultats expérimentaux pour la mesure de telles observables ne peut se faire qu'à travers des comparaisons avec les prédictions de différents modèles décrivant les effets susceptibles d'affecter ces résultats. Dans cette section, les générateurs d'événements utilisés pour la mesure de multiplicité et pour les interprétations des différents résultats expérimentaux sont introduits succinctement. D'autres approches théoriques dont les prédictions permettent également de discuter les processus physiques en jeu dans les mesures présentées sont abordés.

2.3.1 Les générateurs d'événements

En physique des hautes énergies, les générateurs d'événements sont des algorithmes dont l'objectif est de reproduire le plus fidèlement possible les collisions (événements) se produisant dans les accélérateurs de particules. Il s'agit de simuler différentes étapes et processus associés à chacune d'elles pour générer l'ensemble des particules vues par les détecteurs, pour lesquels seul l'état final est accessible. Les générateurs d'événements permettent donc d'étudier les processus non observables directement en reproduisant séquentiellement l'évolution d'une collision (par exemple, les collisions Pb-Pb décrites au chapitre précédent). Ils font appel à des techniques dites *Monte Carlo* (MC) permettant de générer aléatoirement des particules dont la production est décrite par des distributions de probabilité reposant sur des processus physiques.

PYTHIA

Le générateur d'événement PYTHIA s'appuie sur le modèle des partons [68]. Pour simuler l'ensemble des processus en jeu lors d'une collision hadronique, PYTHIA traite l'évolution du système séquentiellement. Pour une collision proton-proton, les particules incidentes sont caractérisées par leur fonction de distribution partonique (PDFs) décrivant la structure interne en termes de fraction de l'impulsion longitudinale portée par chaque parton. Les étapes de traitement successives sont les suivantes :

- Le processus dur à simuler est sélectionné suivant sa probabilité d'occurrence.
- Dans chacune des particules incidentes, un parton est à l'origine d'une gerbe modélisée par une succession de branchements de type $q \rightarrow qg$. Cette phase est appelée radiation d'état initial (*Initial State Radiation* : ISR).
- Les partons produits dans le processus dur simulé radient également, par opposition à l'ISR : c'est la radiation d'état final (*Final State Radiation* : FSR).
- D'autres processus moins durs (appelés semi-durs) peuvent aussi impliquer les autres partons des protons incidents. Ces autres partons, appelés *remnants* sont traités avec des interactions multiples (*Multi-Parton Interactions* : MPI).
- La phase d'hadronisation produit des particules pour former l'état final comprenant leurs désintégrations.

La version la plus récente de ce générateur d'événements est appelée PYTHIA8 [69]. Elle inclut une modélisation améliorée des MPIs et le mécanisme de *Color Reconnection* (CR) dont l'effet est de réduire la production de particules chargées. PYTHIA offre la possibilité

d'étudier les processus séparément pour mieux comprendre leur contribution à l'état final. La Figure 2.3 illustre cette possibilité en montrant les prédictions de PYTHIA8 sur la production totale de mésons B et D dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [70]. Dans le cas du charme (mésons D, graphique en haut à droite sur la Figure 2.3), les prédictions montrent qu'à haute multiplicité, la production de quark c est dominée par les MPIs.

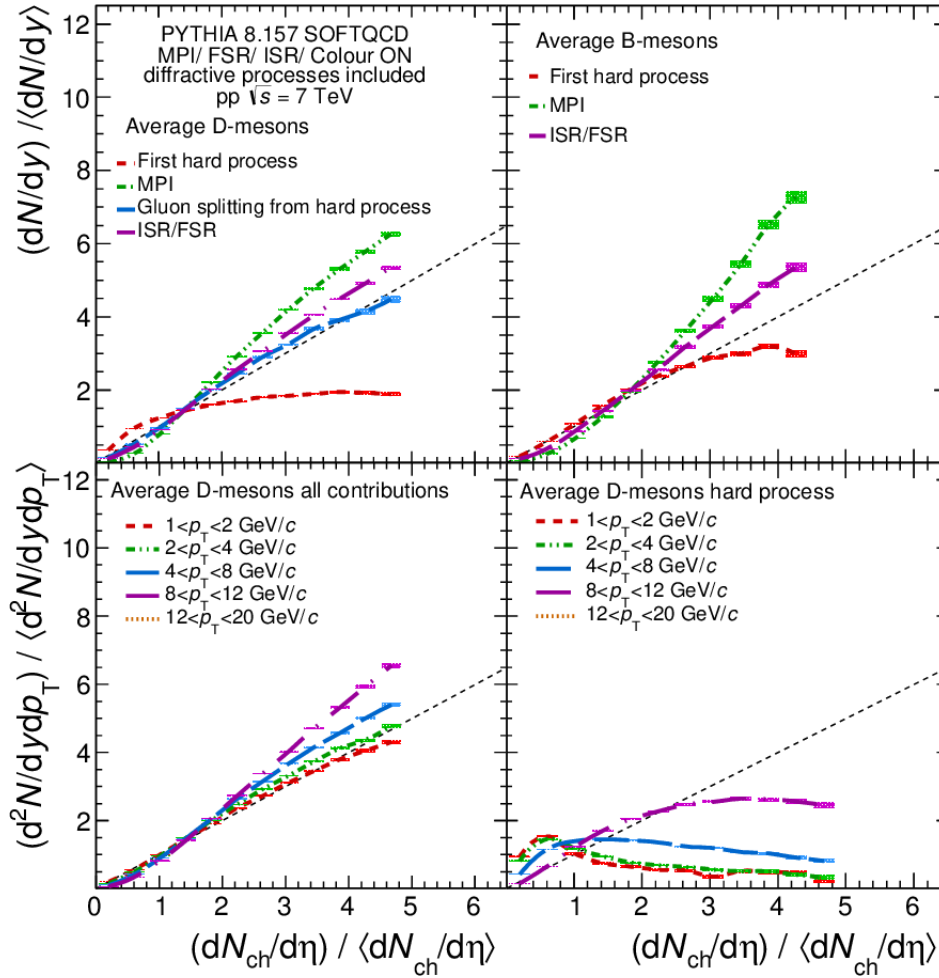


FIGURE 2.3 – Taux de production relatifs des mésons B et D en fonction de la multiplicité relative à rapidité centrale calculés avec PYTHIA8 [69]. Les graphiques du haut représentent les contributions individuelles des processus à la production totale de quarks c et b . Les graphiques du bas montrent la dépendance en impulsion transverse de la production de mésons D. La figure est extraite de [70]. Les boîtes colorées représentent les incertitudes statistiques.

EPOS

Le second générateur d'événements présenté dans cette section est appelé EPOS⁴ (une version récente : EPOS3 est décrite dans [71]). Ce générateur universel pour les collisions hadroniques, utilise la théorie appelée *Patron-based Gribov Regge* [72] pour traiter les MPIs.

Contrairement à PYTHIA8 dans lequel le processus dur est sélectionné au préalable, EPOS3 modélise tous les processus (des plus mous aux plus durs) de la même manière

4. L'acronyme assez concis "EPOS" cache en réalité une description assez détaillée du contenu de ce générateur d'événements. L'acronyme EPOS provient de : *Energy conserving quantum mechanical approach, based on : Partons, parton ladders, strings; Off-shell remnants; Splitting of parton ladders.*

en employant le concept d'échelle de partons (aussi appelées *pomèrons*). En pratique, l'état final d'un processus dur impliquant deux partons incidents est représenté par une corde de couleur qui va décroître en segments par production de paires. Ces segments seront à l'origine des hadrons produits par le processus. Les MPIs sont modélisées par l'échange en parallèle de plusieurs échelles.

Dans EPOS3, le principe des cordes régit le traitement des effets dits *collectifs*. En effet, la densité de fragments (segments) de cordes détermine deux zones distinctes selon un paramètre seuil. La zone la plus dense en termes de segments de cordes est appelée *core* (cœur) vue comme un "milieu" thermalisé en expansion, et la moins dense est appelée *corona* (couronne). Dans la zone *core*, EPOS réalise un traitement hydrodynamique dont les conditions initiales sont les caractéristiques (énergie, impulsion...) des segments de corde. Cette approche permet de modéliser les effets collectifs dans différents systèmes collisionnels. Le *core* sera dominant dans les collisions Pb-Pb les plus centrales mais peut aussi jouer un rôle important dans les collisions pp et p-Pb à haute multiplicité par exemple.

2.3.2 Modèles théoriques

Après avoir introduit les principales caractéristiques des générateurs d'événements PYTHIA et EPOS, la suite de cette section porte sur d'autres approches théoriques. Ces modèles n'ont pas pour objectif de simuler l'ensemble des processus en jeu dans les collisions hadroniques mais de prédire les effets que différents mécanismes peuvent avoir sur les mesures expérimentales. Ces approches *phénoménologiques* s'appuient généralement sur des résultats expérimentaux existants pour paramétrer leur description de ces mécanismes.

Le modèle de percolation

Le modèle dénommé *percolation* [73] fait appel au concept des cordes colorées évoquées précédemment dans l'introduction du générateur EPOS. Ces cordes, formées dans les interactions partoniques sont les sources primaires de production de particules. Ainsi, le nombre de cordes produites correspond au nombre de collisions parton-parton. Dans ce modèle, les cordes ne sont pas ponctuelles. Elles peuvent interagir et se "chevaucher" (*overlap*), ce qui a pour effet de réduire le nombre de sources et donc la production de particules. Dans [73], les auteurs développent le modèle de percolation pour décrire la production de charmonia J/ψ en fonction de la multiplicité dans les collisions pp. Dans cet exemple, le nombre de J/ψ initialement produits ($n_{J/\psi}$) est considéré proportionnel au nombre de collisions partoniques donc au nombre de cordes noté N_s . Cependant, ce n'est pas le cas des distributions de multiplicité $dN/d\eta$, dominées par les processus mous, dépendantes plutôt du nombre de participants.

Dans le modèle de percolation, la distribution de multiplicité est donnée par :

$$\frac{dN}{d\eta} = F(\rho)N_s\mu_1, \quad (2.5)$$

avec μ_1 la multiplicité d'une corde dans la région d'intérêt en rapidité et $F(\rho)$ le facteur de réduction induit par l'interaction entre les cordes. Ce facteur est exprimé comme :

$$F(\rho) = \sqrt{\frac{1 - e^{-\rho}}{\rho}}, \quad (2.6)$$

où ρ est la densité de cordes définie comme :

$$\rho = \frac{N_s \sigma_0}{\sigma}. \quad (2.7)$$

Dans cette définition, σ_0 correspond à l'aire d'une corde dans le plan transverse et σ est l'aire totale de la collision dans le plan transverse. Alors, dans l'Équation 2.6, le numérateur $1 - e^{-\rho}$ exprime l'aire totale couverte par les cordes. Dans ce contexte, la présence de nombreuses cordes liée au nombre de partons (ρ grand), produit un effet d'écrantage (si $F(\rho)$ diminue, $dN/d\eta$ aussi) de la production de particules chargées en accord avec le concept de saturation.

La proportionnalité de la production de J/ψ par rapport au nombre de cordes (donc de collisions) s'écrit :

$$\frac{n_{J/\psi}}{\langle n_{J/\psi} \rangle} = \frac{N_s}{\langle N_s \rangle}. \quad (2.8)$$

Cette égalité permet d'exprimer la multiplicité relative ($dN/d\eta / \langle dN/d\eta \rangle$) en fonction de ρ et de $n_{J/\psi}$ pour arriver à une dépendance linéaire à basse multiplicité :

$$\frac{n_{J/\psi}}{\langle n_{J/\psi} \rangle} = \frac{dN/d\eta}{\langle dN/d\eta \rangle} \quad (2.9)$$

et à une dépendance quadratique de la production de J/ψ à haute multiplicité, telle que :

$$\frac{n_{J/\psi}}{\langle n_{J/\psi} \rangle} = \langle \rho \rangle \left(\frac{dN/d\eta}{\langle dN/d\eta \rangle} \right)^2. \quad (2.10)$$

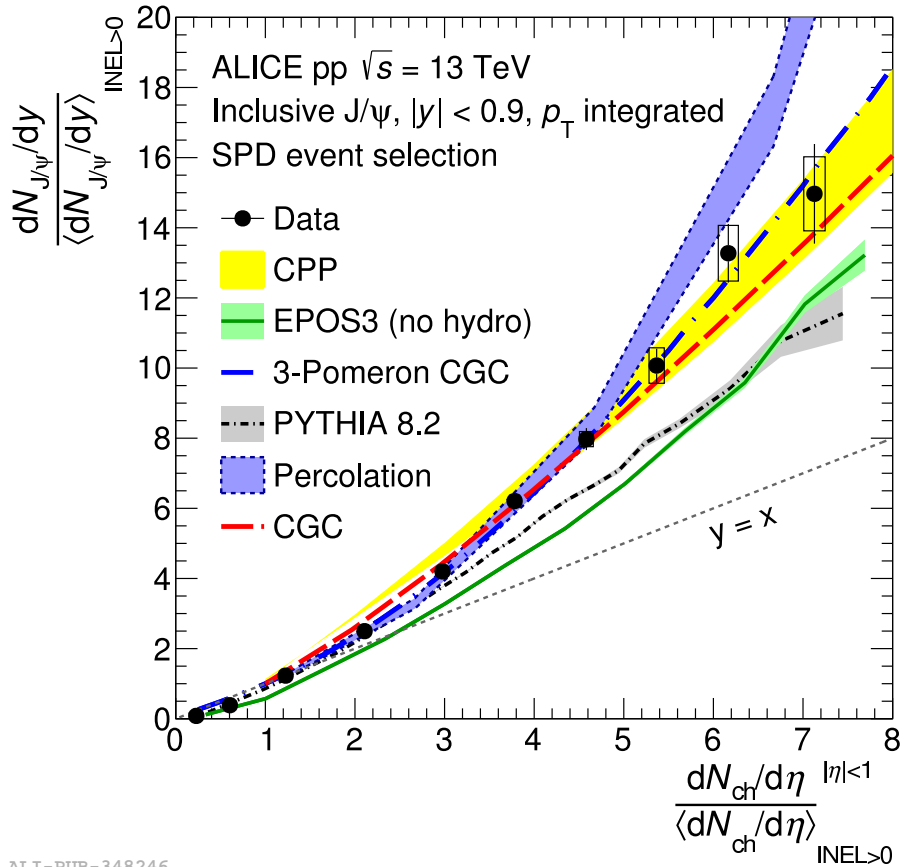
Cette évolution de la dépendance en multiplicité prédite par le modèle de percolation reproduit qualitativement les mesures réalisées par ALICE à rapidité centrale dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV [2] montrées sur la Figure 2.4.

La production cohérente de particules

La seconde approche théorique considérée dans cette section est appelée production cohérente de particules (*Coherent Particle Production* : CPP) [74]. Ce modèle phénoménologique considère une analogie entre les collisions pp à haute multiplicité et les collisions p-A. En effet, le *boost* du noyau ultrarelativiste induit un chevauchement des gluons dans la direction longitudinale (colinéaire à la propagation du noyau). Le noyau peut alors être assimilé à un nuage de gluons dont la densité est élevée. Dans les collisions pp à haute multiplicité, la densité de gluons est importante et le modèle CPP considère qu'une analogie est possible avec la configuration p-A. Les mesures réalisées en collisions p-A sont alors utilisées pour paramétrer les prédictions sur la production de quarkonia en collisions pp en fonction de la multiplicité.

En reprenant l'exemple du J/ψ , son taux de production relatif en collisions pp est relié à la multiplicité relative par la relation linéaire :

$$\frac{dN_{J/\psi}/dy}{\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle} = B + C \frac{dN/d\eta}{\langle dN/d\eta \rangle}. \quad (2.11)$$



ALI-PUB-348246

FIGURE 2.4 – Taux de production de J/ψ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV à rapidité centrale mesuré par ALICE [2]. Les prédictions pour le modèle de percolation sont issues de [73].

Or, ce taux de production est relié au facteur de modification nucléaire $R_{pA}^{J/\psi}$ ⁵ mesuré en collisions p-A par la relation :

$$\frac{dN_{J/\psi}/dy}{\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle} = N_{coll} R_{pA}^{J/\psi}, \quad (2.12)$$

où N_{coll} désigne le nombre d'interactions partoniques (aussi appelé nombre de collisions). La dépendance en multiplicité de N_{coll} est paramétrée comme :

$$\frac{dN/d\eta}{\langle dN/d\eta \rangle} = 1 + \beta_h(N_{coll} - 1), \quad (2.13)$$

où β_h est un paramètre extrait des données. De cette manière, les paramètres B et C reliant le taux de production de J/ψ à la multiplicité s'expriment en fonction du facteur de modification nucléaire comme :

$$B = \frac{R_{pA}^{J/\psi}}{\beta_h}(\beta_h - 1) \text{ et } C = \frac{R_{pA}^{J/\psi}}{\beta_h}. \quad (2.14)$$

5. Le facteur de modification nucléaire $R_{pA}^{J/\psi}$ est défini ici comme le taux de production de J/ψ mesuré dans les collisions proton-noyau (pA) normalisé par la section efficace de production du J/ψ mesurée dans les collisions pp à la même énergie.

Ce modèle a permis de réaliser les prédictions représentées par la zone en jaune sur la Figure 2.4 qui sont en bon accord avec la mesure de production de J/ψ . Il est intéressant de noter que le modèle introduit ici dans le cas du J/ψ peut être développé de la même manière pour le $\psi(2S)$ et les résonances $Y(nS)$ de la famille des bottomonia.

Le modèle des co-voyageurs

Le modèle des co-voyageurs (*Comovers Interaction Model* : CIM) décrit dans les références [75, 76, 77], est une approche phénoménologique cherchant à décrire la dissociation des quarkonia causée par les interactions avec des particules de l'état final dans la même région de rapidité, appelées *co-voyageurs* ou *comovers* en anglais. Dans ce modèle, la densité de quarkonia ρ_Q pour une coordonnée transverse s donnée et dans une région de rapidité donnée y , pour une collision de paramètre d'impact b , évolue comme :

$$\tau \frac{d\rho_Q}{d\tau}(b, s, y) = -\sigma^{co-Q} \rho_c(b, s, y) \rho_Q(b, s, y), \quad (2.15)$$

où σ^{co-Q} est la section efficace de dissociation de l'état quarkonium, moyennée sur les distributions d'impulsion des co-voyageurs et ρ_c est la densité transverse de co-voyageurs à l'instant initial τ_i . Cette formulation n'intègre pas les effets de recombinaison, considérés négligeables dans le contexte des collisions proton-proton. L'intégration de l'Équation 2.15 entre les instants initial τ_i et final τ_f conduit à :

$$\rho_Q \propto \exp \left[-\sigma^{co-Q} \rho_c(b, s, y) \ln \left(\frac{\rho_c(b, s, y)}{\rho_{pp}(y)} \right) \right], \quad (2.16)$$

où le rapport τ_f/τ_i a été converti en rapport de densités dans l'argument du logarithme en considérant que l'interaction s'arrête lorsque les densités ont diminué jusqu'à atteindre ρ_{pp} , soit la valeur de la densité de comovers moyenne en collisions pp à la même énergie et même rapidité.

La densité de co-voyageurs est directement reliée à la multiplicité de particules chargées N_{ch} par la relation :

$$\rho_c = \frac{3}{2} \frac{N_{ch}}{\sigma_{pp}}, \quad (2.17)$$

où le facteur $3/2$ a été ajouté pour tenir compte de la contribution des co-voyageurs neutres et σ_{pp} correspond à la section efficace (non-diffractive ou inélastique) dans les collisions pp.

Dans l'Équation 2.15, l'abondance de quarkonia est dépendante de la section efficace de leur interaction avec les co-voyageurs notée σ^{co-Q} . Cette grandeur est liée à la section efficace géométrique des quarkonia σ_Q^{geo} par la relation :

$$\sigma^{co-Q} = \sigma_Q^{geo} \left(1 - \frac{E_{thr}^Q}{E^{co}} \right)^n, \quad (2.18)$$

où σ_Q^{geo} dépend du rayon de l'état quarkonium, E_{thr}^Q est l'énergie seuil nécessaire à dissocier le quarkonium et E^{co} est l'énergie des co-voyageurs dans le référentiel du centre de masse du quarkonium.

La description du modèle des co-voyageurs présentée dans cette section, a deux implications principales :

- Les particules dont le rayon est plus important, sont plus susceptibles d’être dissociées par interaction avec les co-voyageurs puisque σ^{co-Q} dépend de la section efficace géométrique de l’état quarkonium. Par conséquent, les états excités seront plus dissociés, que les états fondamentaux.
- La suppression des états quarkonium augmente avec la densité de co-voyageurs, elle même proportionnelle à la multiplicité de particules chargées. Les états quarkonium seront donc plus supprimés par interaction avec les co-voyageurs dans les collisions à haute multiplicité.

2.4 Des effets collectifs dans les petits systèmes ?

Dans le contexte de l’étude de la matière hadronique à haute densité d’énergie, les petits systèmes collisionnels (par exemple pp et p-Pb) devraient constituer une référence afin d’identifier les effets qui ne sont pas liés à la présence d’un QGP. L’étude des quarkonia en collisions pp permet notamment de tester les modèles décrivant leurs mécanismes de production. En configuration proton-noyau, les effets nucléaires dits froids (induits par la présence d’un noyau dans l’état initial) sont également scrutés. Cependant, avec l’augmentation de l’énergie de collision et donc de la multiplicité, certains résultats expérimentaux ont montré que des effets non-triviaux dits *collectifs* pouvaient aussi être observés dans les petits systèmes. Dans ce contexte, le terme *effets collectifs* fait référence à des comportements initialement attendus seulement en configuration noyau-noyau où la densité d’énergie et le nombre d’interactions partoniques sont bien plus élevés. Dans cette section, quelques exemples de résultats expérimentaux indiquant la présence de ces effets sont présentés.

2.4.1 Les corrélations angulaires

Les modèles d’expansion hydrodynamique du milieu QGP formé en collisions noyau-noyau prédisent l’émission de particules dans l’état final selon des directions privilégiées en fonction des conditions géométriques initiales de la collision. Cette description a été vérifiée par plusieurs mesures réalisées notamment à RHIC [78] et au LHC [79]. L’une des observables les plus utilisées pour étudier ce phénomène est la fonction de corrélation angulaire de deux particules. Elle reflète la direction statistiquement privilégiée par les particules d’un même événement en les appariant et en reconstruisant leur direction d’émission en fonction de l’angle azimutal φ et de la pseudorapidité η (c.f. Section 1.3.2 avec la définition de ces variables). En pratique la fonction de corrélation notée $R(\Delta\eta, \Delta\varphi)$ dépend de la différence angulaire azimutale $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ et de la différence en pseudorapidité $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$ entre deux particules considérées (indiquées 1 et 2 dans les notations). Les mesures de cette fonction de corrélation par PHOBOS au RHIC dans les collisions Au-Au les plus centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [80] ont mis en évidence une structure particulière appelée “*crête*” (*ridge* en anglais). Elle est visible sur le graphique de droite (c) de la Figure 2.5 dans la région $\varphi \approx 0$ quelque soit la pseudorapidité. Cette même figure montre encore qu’à cette énergie, la structure *ridge* n’est pas visible en collision pp (a).

Or, l’étude de ces corrélations angulaires aux énergies plus importantes du LHC par la collaboration CMS [81] notamment, a montré que la structure *ridge*, attribuée à l’expansion hydrodynamique d’un milieu de matière hadronique à haute température, apparaît aussi en collision proton-proton à haute multiplicité. La Figure 2.6 montre les mesures de CMS pour

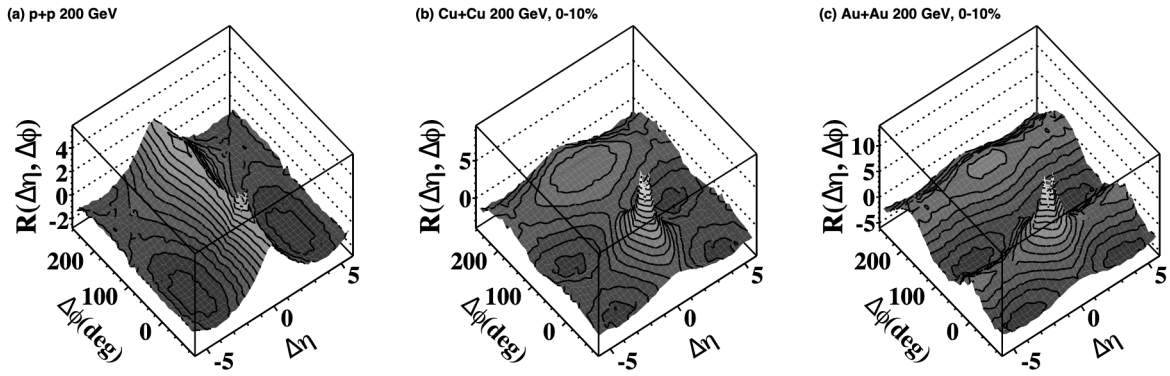


FIGURE 2.5 – Fonction de corrélation angulaire à deux particules en fonction de $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ pour les collisions : (a) pp, (b) Cu+Cu les plus centrales (10%) et (c) Au+Au les plus centrales (10%), mesurée par la collaboration PHOBOS [80].

des particules dont l'impulsion transverse est comprise entre 1 et 3 GeV/c. Sur cette figure, la structure *ridge* n'apparaît pas pour les événements à basse multiplicité (a) mais peut être observé dans les événements de très haute multiplicité (b).

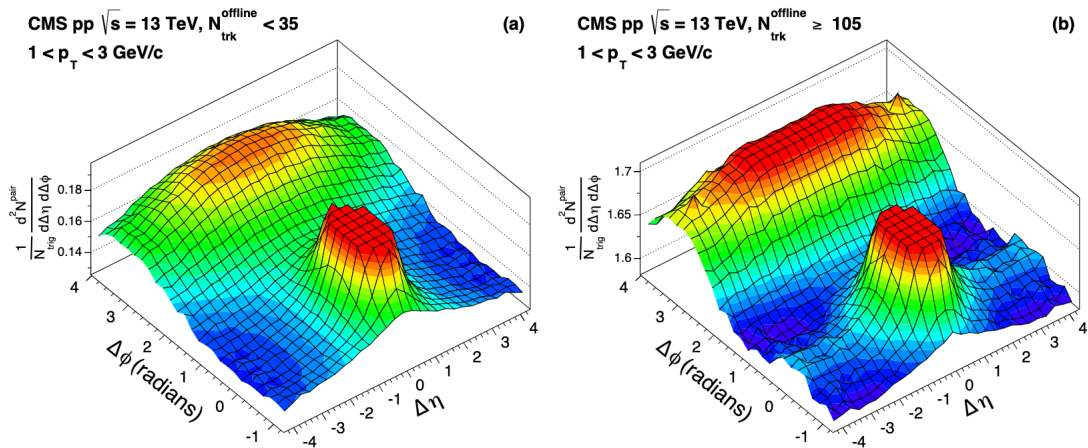


FIGURE 2.6 – Fonction de corrélation angulaire à deux particules en fonction de $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour des événements de multiplicité de particules chargées : (a) inférieure à 35, et (b) supérieure ou égale à 105, mesurée par la collaboration CMS [81].

2.4.2 La production d'étrangeté

La production d'étrangeté (quarks et antiquarks étranges notés respectivement s et \bar{s}) peut être considérée comme une signature de la présence d'un milieu déconfiné de type QGP. En effet, dans un QGP où la densité d'énergie et de gluons est très importante, les mécanismes de production gluoniques responsables de la formation des paires étranges $s\bar{s}$ (*fusion* : $gg \rightarrow s\bar{s}$ ou *splitting* : $g \rightarrow s\bar{s}$) sont favorisés [82]. De plus, leur masse (~ 95 MeV/ c^2) est de l'ordre de grandeur de la température critique du QGP ($T_c \sim 160$ MeV/ c^2). Cette caractéristique indique que le temps de formation des quarks étranges serait proche du temps de vie prédit pour le QGP, favorisant ainsi l'abondance de quarks étranges dans ce milieu, proche de l'équilibre chimique de saveurs u , d et s . Une augmentation de la production de hadrons étranges par rapport aux pions formés de quarks légers u et d pourrait signer la formation du QGP. Par opposition, dans les collisions pp où la formation d'un tel milieu

n'est pas attendue, l'abondance des hadrons étranges est censée être plus faible par rapport à celle des pions.

Or, les mesures de production de hadrons étranges réalisées par la collaboration ALICE pour différents systèmes collisionnels [83] ne sont pas en accords avec les principes décrits précédemment. La Figure 2.7 montre notamment que la production relative de hadrons étranges par rapport aux pions croît avec la multiplicité de particules chargées de manière assez similaire dans les quatre systèmes collisionnels étudiés (pp, p-Pb, Xe-Xe et Pb-Pb). Ce constat suggère que les mesures en collisions pp à haute multiplicité montrent des caractéristiques attribuées généralement à la présence d'un milieu déconfiné.

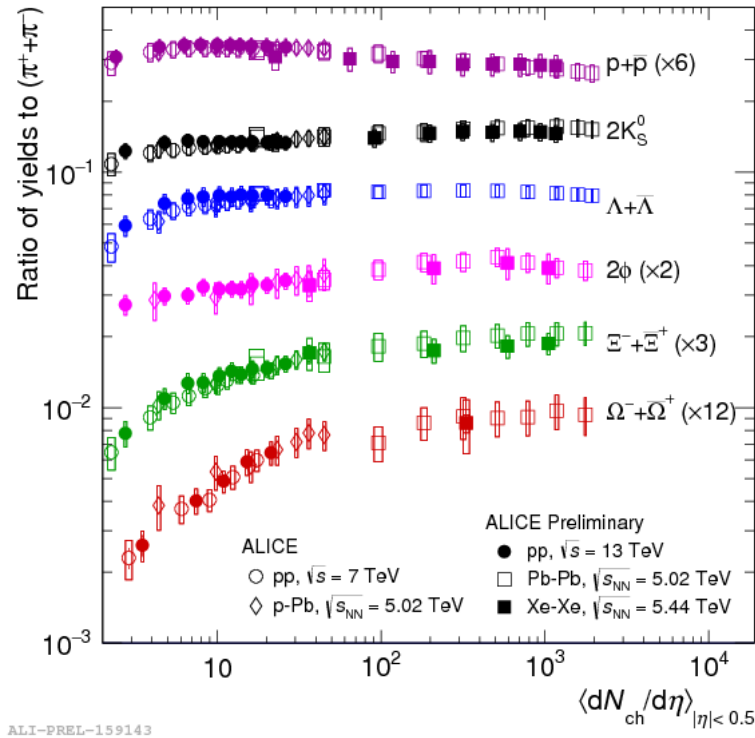


FIGURE 2.7 – Production relative de différents hadrons étranges par rapport aux pions en fonction de la multiplicité de particule chargée mesurée à rapidité centrale $|\eta| < 0.5$ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV et $\sqrt{s} = 13$ TeV, p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, Xe-Xe à $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV, Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV par ALICE [83, 84].

Les mesures expérimentales présentées dans cette section montrent que lorsque la multiplicité augmente, la distinction entre les processus en jeu dans les différents systèmes collisionnels n'est pas évidente. La compréhension du régime de haute multiplicité dans les petits systèmes est encore limitée. Or, pour utiliser les sondes dures comme les quarkonia dans l'étude du QGP, il est nécessaire de connaître l'impact de l'état initial de la collision sur de telles observables. L'une des pistes à suivre pour tenter d'améliorer la compréhension des effets observés à haute multiplicité dans les petits systèmes est l'étude des corrélations entre les processus durs, responsables de la formation des quarks lourds et les processus mous dominant la production de particules chargées.

2.5 Étude des corrélations entre processus durs et multiplicité

Les mécanismes responsables de la production des saveurs lourdes (charme et beauté) sont des processus durs impliquant un transfert d'impulsion important. Par opposition, les

processus dits mous sont à l'origine de la production des particules dans l'état final vues par les détecteurs. Ainsi, l'étude de la dépendance en multiplicité de la production de ces saveurs lourdes (quarkonia et saveurs lourdes ouvertes) vise à tester les potentielles corrélations entre ces processus. Nous avons évoqué le fait que la production de hadrons contenant des quarks lourds peut être influencée par "l'environnement" induit par la collision. Dans ce contexte, le terme "environnement" désigne l'événement sous-jacent (*Underlying Event* : UE) regroupant toutes les interactions et particules n'impliquant pas le processus dur primaire. Toutes les particules de l'état final, mesurées par les détecteurs, ne provenant pas du processus dur primaire sont issues de l'UE. Différents types d'interactions peuvent constituer l'événement sous-jacent :

- les interaction partoniques multiples (MPI),
- les processus hadroniques mous comme l'hadronisation (par exemple $Q\bar{Q} \rightarrow \text{quarkonium}$) et la décroissance des hadrons formés par celle-ci,
- la fragmentation des restes des projectiles non impliqués dans le processus dur primaire.

Les effets susceptibles d'affecter la production de saveurs lourdes et la multiplicité (caractérisant l'UE) sont multiples. L'étude de ces effets doit donc être réalisée à travers différentes observables mesurées dans des conditions expérimentales diverses. En effet, nous avons évoqué l'influence du système collisionnel (pp, p-A ou A-A). Suivant la composition des hadrons lourds considérés (charme/beauté, quarkonia/ouvert), la masse et l'énergie de liaison varient et les processus de l'UE peuvent avoir des effets différents. De plus, la multiplicité de particules dans l'état final dépend directement de l'énergie disponible dans la collision. Enfin, la mise en évidence de corrélations angulaires dans l'émission de particules a également été présentée dans la section précédente. Il est donc nécessaire de comparer les mesures réalisées dans des régions de rapidité différentes.

Ces observables et l'influence des configurations expérimentales sur celles-ci sont présentées dans la suite de ce chapitre à travers différentes mesures de production de hadrons lourds en fonction de la multiplicité. Ces résultats expérimentaux dessinent les contours du contexte dans lequel s'inscrit le travail rapporté dans ce manuscrit.

2.5.1 Les différents systèmes collisionnels

Dans les sections précédentes, l'importance de la nature des projectiles lors des collisions hadroniques a été évoquée. En configuration proton-noyau (p-A), des effets nucléaires dits froids (*Cold Nuclear Matter effects* : CNM), décrits dans [85, 86] peuvent influencer la production de quarks lourds. Ces effets sont liés à la présence d'un noyau dans l'état initial de la collision. Par rapport à la configuration proton-proton, les nucléons liés à l'intérieur du noyau incident sont caractérisés par des fonctions de distribution partoniques différentes de celle du proton (nPDF) ce qui peut influencer la production de quarkonia. Les quarks lourds produits par les processus durs aux premiers instants peuvent également subir des diffusions multiples avec les nombreux partons incidents ce qui impactera la production de hadrons lourds. La Figure 2.8 montre la dépendance en multiplicité de la production de mésons D mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV et p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV par ALICE [87]. Ces résultats illustrent l'effet de l'état initial sur la corrélation entre production de hadrons lourds et la multiplicité. En effet, la production de mésons D croît plus vite en collisions pp qu'en configuration p-Pb où la dépendance en multiplicité est linéaire.

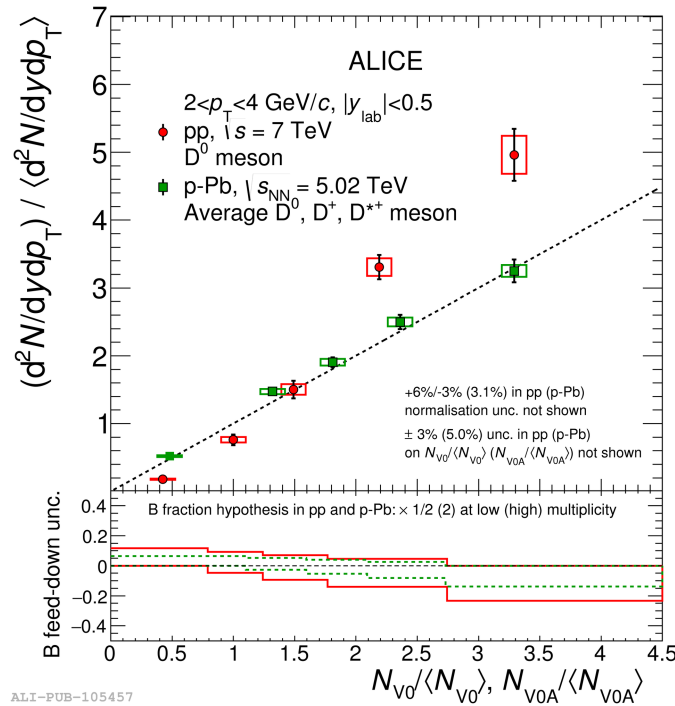


FIGURE 2.8 – Taux de production moyen de mésons D en fonction de la multiplicité relative de particules chargées en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV par ALICE [87].

Lors de la collision de deux noyaux ultrarelativistes, les conditions de densité d'énergie peuvent aboutir à la formation d'un milieu déconfiné. Les effets nucléaires chauds liés à la présence du QGP peuvent alors affecter la production de hadrons lourds. Par exemple, les paires $Q\bar{Q}$ initialement formées peuvent être dissociées par le milieu si sa densité d'énergie est suffisante. Les paires les moins liées, à l'origine des états excités quarkonia seront alors plus facilement dissociées que celles des états fondamentaux. Ce phénomène est appelé *suppression séquentielle des quarkonia* (pour plus de détails, voir [88]). La Figure 2.9 montre la dépendance en multiplicité de la production de $Y(1S)$ mesurée par CMS [89] dans différents systèmes collisionnels. Cette dépendance croît de façon approximativement plus que linéaire en collisions p-Pb alors que l'augmentation est beaucoup plus importante en collisions pp et inférieure à la linéarité en configuration Pb-Pb.

2.5.2 Dépendance en énergie de la collision

Nous avons vu que le système collisionnel pouvait avoir un effet important sur la dépendance en multiplicité de la production de saveurs lourdes. Pour étudier l'effet éventuel de l'énergie de collision sur cette dépendance, il faut donc comparer des mesures réalisées dans la même configuration. C'est le cas des résultats présentés sur la Figure 2.10 pour la production de J/ψ en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [90] et $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV [91]. Les deux graphes représentent les configurations noyau-proton (2.10a) où les J/ψ sont mesurés dans la direction du noyau incident et proton-noyau (2.10b) dans la direction du proton. Ces résultats montrent que malgré la présence d'effets liés au noyau, la dépendance en multiplicité est compatible entre les deux énergies dans une configuration donnée. La Figure 2.11 montre la dépendance en multiplicité de la production de J/ψ en collisions pp à deux énergies différentes ($\sqrt{s} = 5.02$ TeV et $\sqrt{s} = 13$ TeV). Ces mesures sont également compatibles avec une dépendance linéaire en multiplicité.

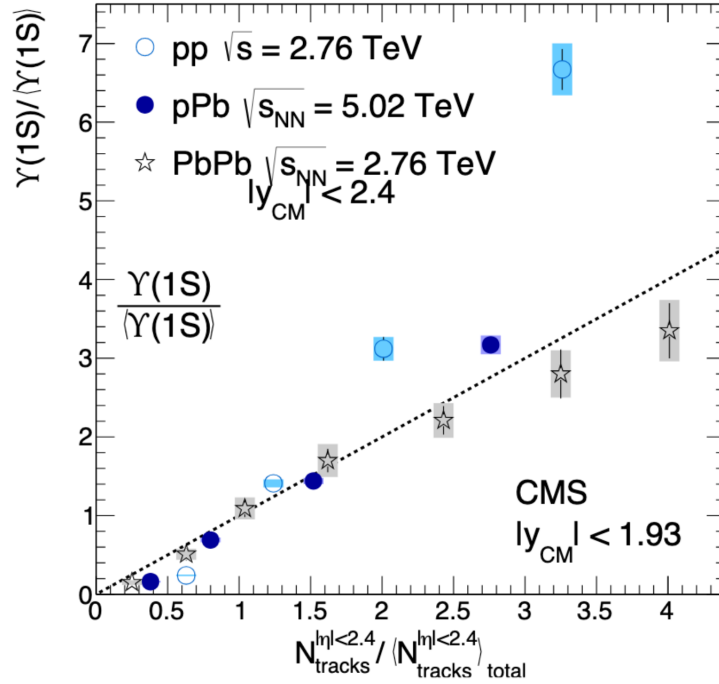


FIGURE 2.9 – Taux de production normalisé de $Y(1S)$ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées dans différents systèmes collisionnels mesurés par CMS [89].

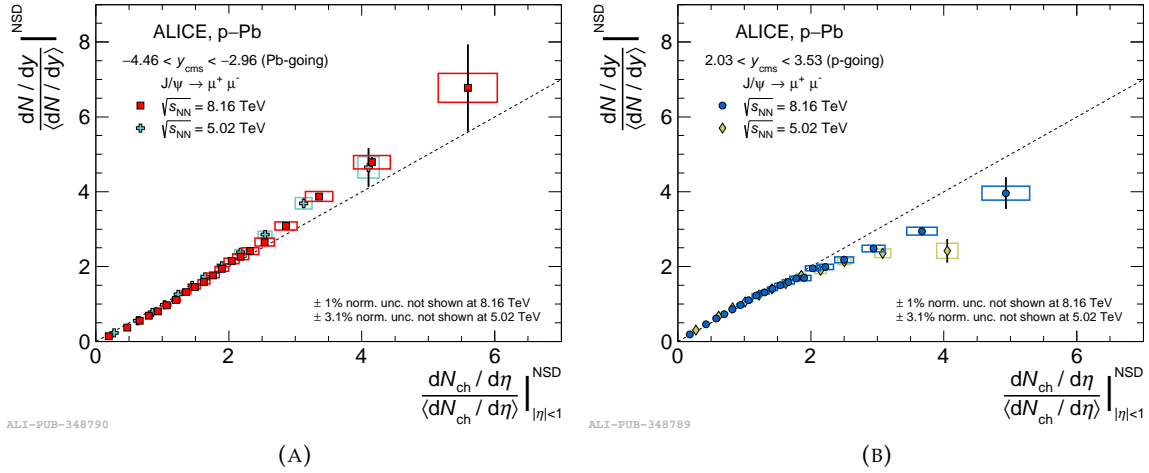


FIGURE 2.10 – Taux de production de J/ψ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées mesuré par ALICE en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [90] et à $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV [91].

Les résultats montrés dans cette section ne montrent pas de dépendance en énergie de collision de la corrélation entre la production de J/ψ et la multiplicité. Il est tout de même intéressant de noter que lorsque l'énergie augmente, la multiplicité augmente également. La gamme de multiplicité couverte par les mesures à haute énergie est donc plus importante et la probabilité d'observer des effets collectifs induits par le régime de haute multiplicité augmente aussi.

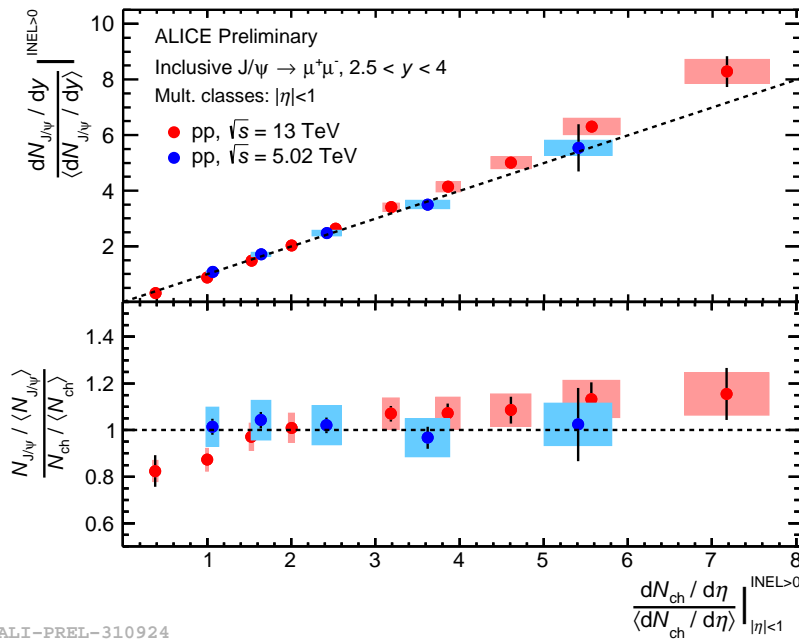


FIGURE 2.11 – Taux de production de J/ψ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées mesuré par ALICE en collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV [92] et $\sqrt{s} = 13$ TeV [93].

2.5.3 Dépendance en rapidité

Les mesures de production de J/ψ présentées sur la Figure 2.11 montrent une dépendance linéaire à la multiplicité relative. Pour obtenir ces résultats, la mesure de production de J/ψ a été réalisée à rapidité avant ($2,5 < y < 4$) alors que la multiplicité est mesurée à rapidité centrale ($|\eta| < 1$). Ces mesures sont comparées sur la Figure 2.12 avec celles des résonances $Y(1S)$ et $Y(2S)$ réalisées dans la même configuration ainsi que la mesure de production de J/ψ réalisée par ALICE à rapidité centrale [2]. Contrairement aux autres résultats, cette dernière mesure montre une déviation significative de la dépendance en multiplicité par rapport à la linéarité. Il semble par conséquent que les mesures de charmonia et de multiplicité réalisées dans deux régions de rapidité différentes soient différentes de celles effectuées dans la même région. Cependant l'étude des J/ψ à rapidité centrale a aussi été réalisée avec un écart en rapidité. La Figure 2.13a montre que les mesures réalisées avec et sans écart en rapidité entre les J/ψ et l'estimation de la multiplicité sont très semblables. Ces résultats contredisent donc la première interprétation.

Dans l'article [2] d'où sont extraits ces résultats, des comparaisons avec des prédictions théoriques sont réalisées pour apporter une explication à cette mesure. L'un de ces modèles est le générateur PYTHIA8 [94] (voir Section 2.3.1) dont les prédictions sont montrées sur la Figure 2.13b. Il faut noter que la mesure présentée ici est inclusive, c'est-à-dire qu'elle contient à la fois les J/ψ prompts (produits par processus durs aux premiers instants de la collision) ainsi que les non-prompts (provenant des décroissances de la beauté). Bien que les prédictions de PYTHIA8 sous-estiment les données, le modèle reproduit qualitativement l'allure de la dépendance en multiplicité avec une évolution similaire pour les deux régions de rapidité. Il est intéressant de constater que PYTHIA8 prédit une production de J/ψ nettement plus proche de la linéarité pour la seule composante prompt.

La dépendance en rapidité observée pour les J/ψ en collisions pp peut aussi être

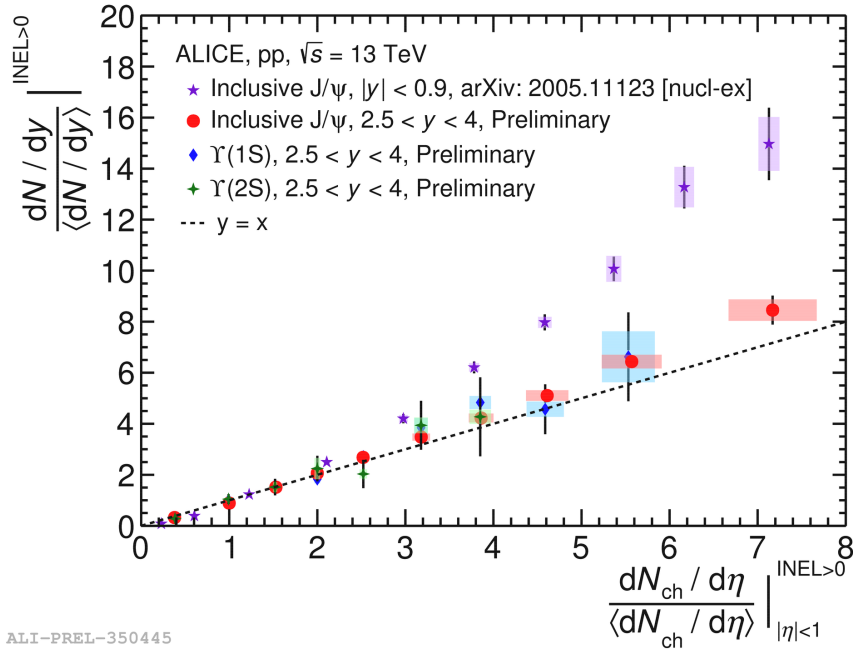


FIGURE 2.12 – Taux de production de J/ ψ [93], Y(1S) et Y(2S) [95] mesurés à rapidité avant et à rapidité centrale [2] en fonction de la multiplicité relative de particules chargées mesurée à rapidité centrale en collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

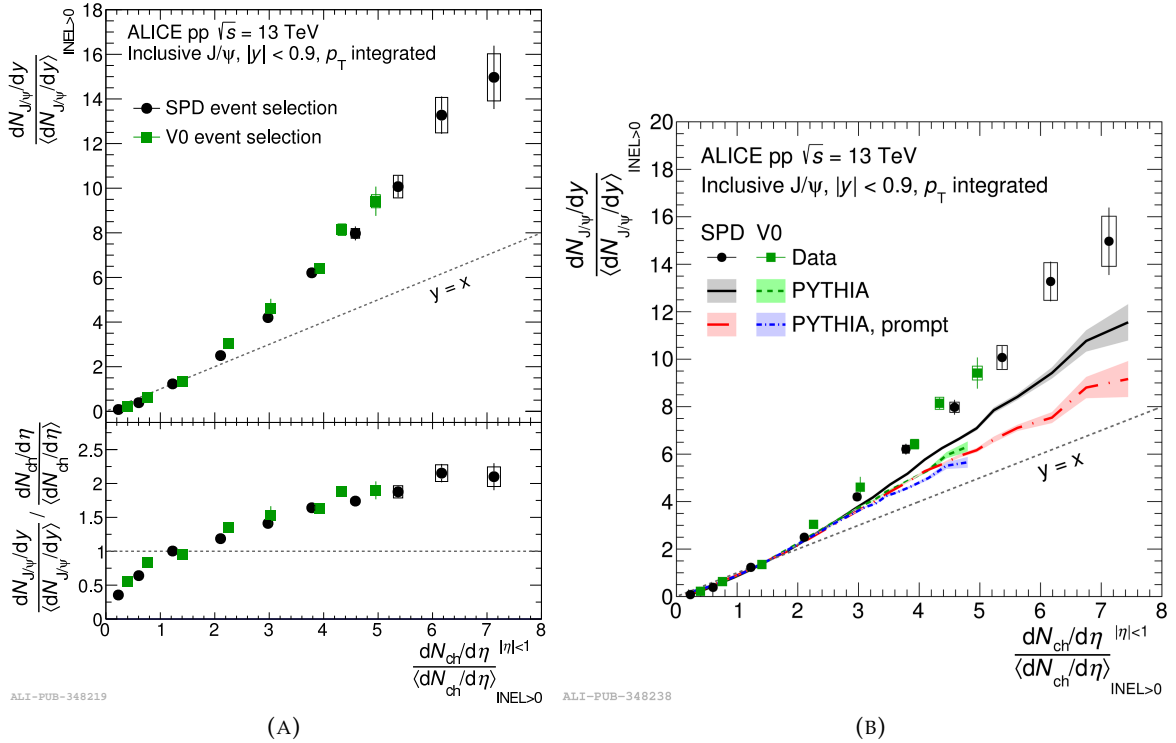


FIGURE 2.13 – (A) : Taux de production de J/ ψ mesuré à rapidité centrale en fonction de la multiplicité relative de particules chargées mesurée à rapidité centrale (pictogrammes noirs) et à rapidité avant (pictogrammes verts) en collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV par ALICE [2]. (B) : Comparaison de cette mesure avec les prédictions de PYTHIA 8.2.

constatée avec les mésons D mesurés à rapidité centrale en collisions p-Pb et pp en fonction de la multiplicité relative mesurée dans deux régions différentes [87]. La comparaison

entre les deux graphes de la Figure 2.14 montre qu'en collisions pp, la croissance du taux de production de mésons D est beaucoup plus rapide lorsqu'ils sont mesurés dans la même région que la multiplicité. Le même schéma ressort de la mesure en collisions p-Pb où la dépendance en multiplicité est linéaire avec l'écart en rapidité (Figure 2.14b).

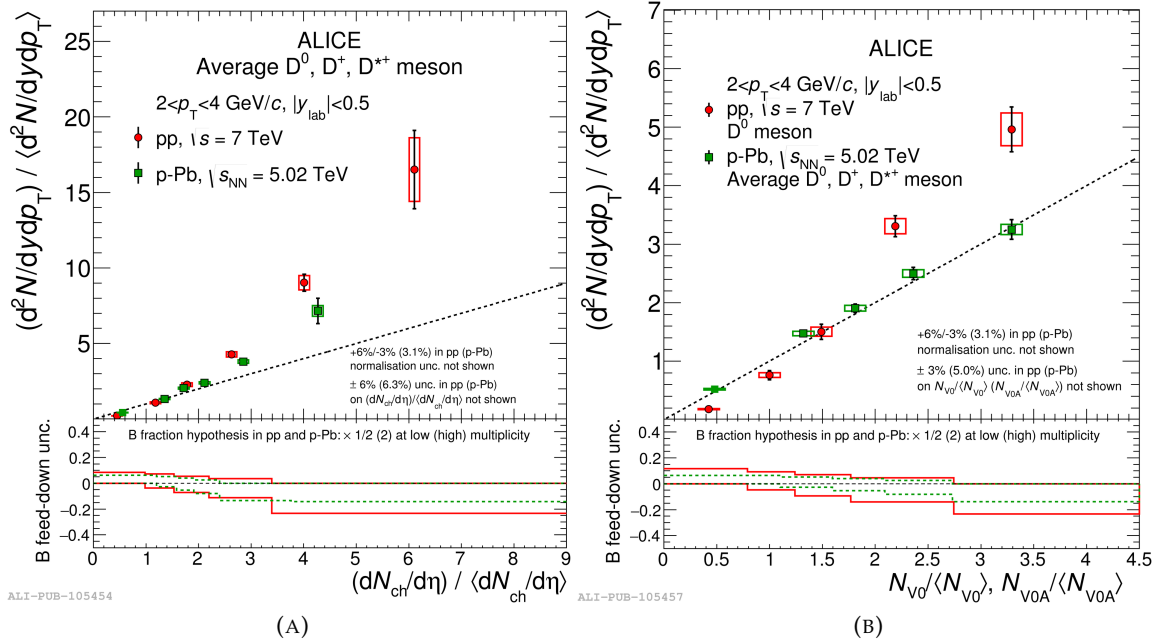


FIGURE 2.14 – Taux de production moyen de mésons D (mesuré à rapidité centrale) en fonction de la multiplicité relative de particules chargées en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV et pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV mesurée à rapidité centrale (A) et à rapidité avant (B) par ALICE [87].

2.5.4 Influence de la sonde

Depuis le début de cette section dédiée à l'étude des corrélations entre processus durs et événement sous-jacent (à travers la multiplicité), nous avons évoqué l'influence de la configuration expérimentale (système collisionnel, énergie de collision, dépendance en rapidité) sur les observables considérées. Il reste à discuter l'influence de la nature (masse, énergie de liaison) de la sonde dure étudiée.

Pour cela, des résultats récents de la collaboration CMS [1] sur les résonances $Y(nS)$ ont mis en évidence des comportements particuliers en comparant les états excité (2S et 3S) à l'état fondamental 1S. Les mesures relatives $Y(2S)/Y(1S)$ et $Y(3S)/Y(1S)$ (à rapidité centrale, avec $p_T^{\mu^+\mu^-} > 7$ GeV) en fonction du nombre de traces de particules chargées en collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV sont présentées sur la Figure 2.15. La production relative des deux états excités par rapport à l'état fondamental décroît avec la multiplicité. Cette décroissance est plus marquée à basse multiplicité et plus prononcée pour la résonance $Y(3S)$. Ces mesures suggèrent que les états excités sont plus affectés par l'événement sous-jacent que l'état fondamental. Cependant, les auteurs de cette étude ont poursuivi les investigations en réalisant des mesures différentielles de ces rapports de production. La première variation concerne le nombre de traces reconstruites dans un cône étroit d'ouverture : $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0,5$ où $\Delta\eta$ est la différence de pseudorapidité entre l'impulsion de l'Y et la trace reconstruite et $\Delta\phi$ est la différence angulaire azimutale entre les deux. Le nombre de traces reconstruites dans le cône d'ouverture ΔR autour de l'impulsion de l'Y

est notée $N_{track}^{\Delta R}$. Les mesures réalisées dans quatre intervalles en $N_{track}^{\Delta R}$ sont compatibles les unes avec les autres, comme le montre le graphe de gauche de la Figure 2.16.

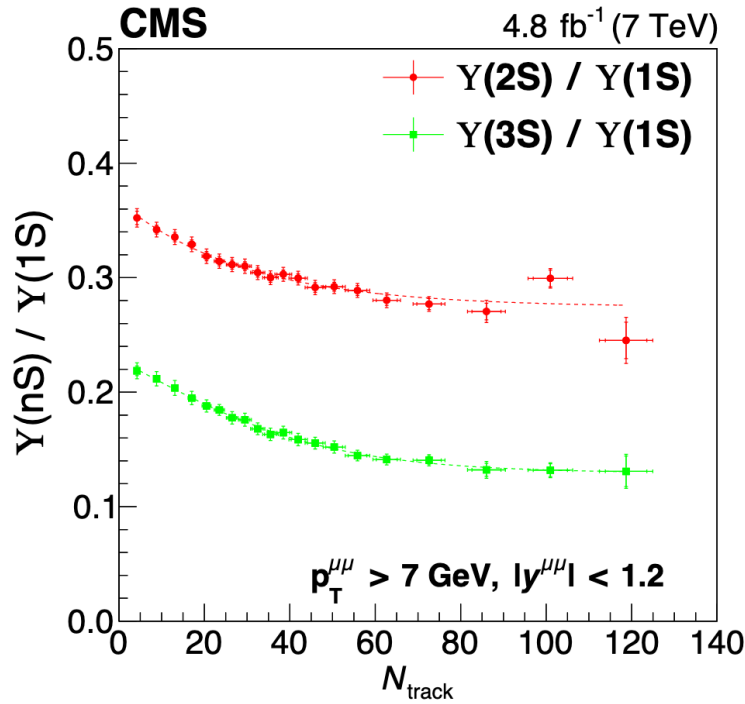


FIGURE 2.15 – Taux de production relatif d' $Y(2S)$ et $Y(3S)$ par rapport à l' $Y(1S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées (nombre de traces) mesurée à rapidité centrale en collisions pp à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ par CMS [1].

La seconde mesure différentielle, présentée sur la Figure 2.16 à droite, concerne la sphéricité⁶ de l'événement notée S_T . Cette observable reflète l'isotropie (anisotropie) de l'événement. Plus précisément, une sphéricité proche de 1 (grande) correspond à un événement isotrope⁷. Tandis qu'une sphéricité proche de 0 caractérise un événement très anisotrope, de type jet⁸ par exemple. Les mesures différentielles en sphéricité rapportées par CMS montrent que la suppression relative d'états excités par rapport à l'état fondamental disparaît pour les événements très anisotropiques ($S_T < 0,55$). Les auteurs interprètent cette observation comme une forte indication que la suppression relative à haute multiplicité n'est pas due à des événements de type jet accompagnant la production de quarkonia. Ils attribuent donc ce comportement à un effet de l'événement sous-jacent.

Finalement, les auteurs de cette étude ont observé qu'en moyenne, les événements contenant l'état fondamental 1S contenaient une trace de plus que ceux contenant l'état excité 2S et deux de plus en comparaison au 3S. Or, pour les événements de faible sphéricité ($S_T < 0,55$) pour lesquels la dépendance en multiplicité n'est pas observée, le nombre moyen de traces est identique pour les 3 résonances. Cela suggère que le nombre différent de particules associées aux 3 états $Y(nS)$ n'est pas directement lié à la différence de masse entre ces résonances.

6. Une définition analytique de la sphéricité est donnée dans la publication discutée dans cette section.

7. Un événement est dit isotrope lorsque les particules de l'état final ne sont pas émises selon une ou plusieurs direction(s) privilégiée(s).

8. Un jet est un ensemble de particules émises dans un cône de faible ouverture angulaire.

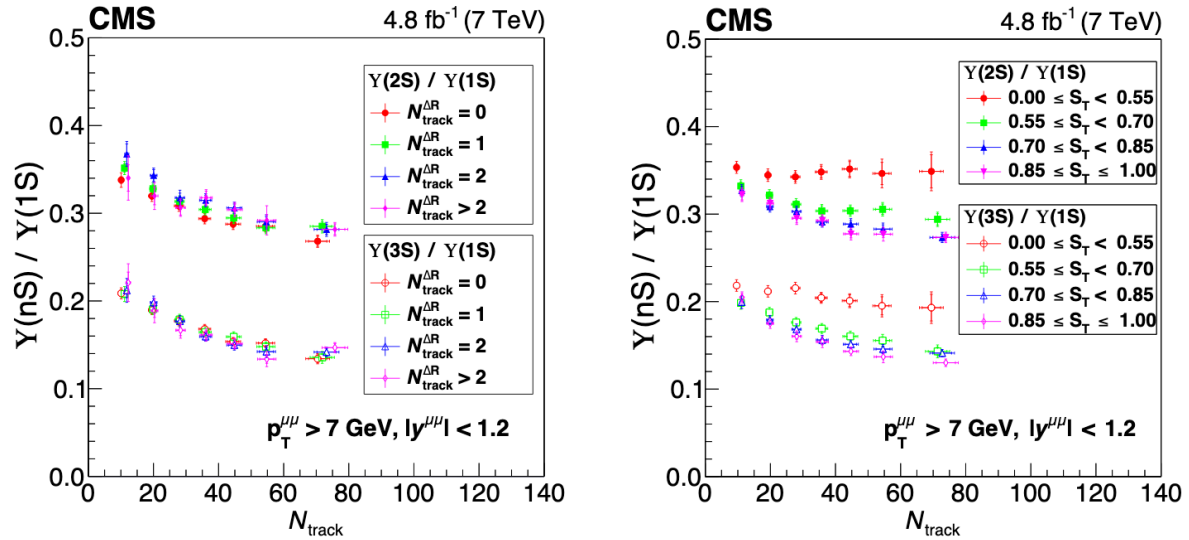


FIGURE 2.16 – Taux de production relatif d' $Y(2S)$ et $Y(3S)$ par rapport à l' $Y(1S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées (nombre de traces) mesurée à rapidité centrale en collisions pp à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ par CMS [1], pour différentes valeurs de $N_{\text{track}}^{\Delta R}$ (gauche) et différentes valeurs de sphéricité S_T .

Bilan

Au cours de ce chapitre, les quarkonia et les mécanismes responsables de leur production ainsi que les modèles qui tentent de les décrire ont été introduits. Dans le contexte de l'étude des collisions hadroniques à haute énergie, les mesures de production de saveurs lourdes en fonction de la multiplicité permettent d'étudier les corrélations entre processus en jeu à différentes échelles. Différentes mesures de cette nature ont été présentées. Elles soulignent la difficulté de compréhension de l'environnement de haute multiplicité en termes de processus physiques, même dans les petits systèmes collisionnels. De nombreuses études théoriques et expérimentales sont activement menées pour tenter d'interpréter les différentes observations encore mal comprises. C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail rapporté dans ce manuscrit portant sur la mesure de production de charmonia en fonction de la multiplicité de particules chargées en collisions pp à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Cette étude a été réalisée à partir des données récoltées par l'expérience ALICE au LHC, à laquelle la deuxième partie de ce manuscrit est consacrée.

Deuxième partie

De la lettre d'intention au MFT : 3 décennies au CERN

Chapitre 3

L'expérience ALICE au CERN

Sommaire

3.1	Les collisions au CERN	46
3.1.1	Un peu d'histoire	46
3.1.2	Protons : de la bouteille aux points d'interaction du LHC	46
3.1.3	Les grandes expériences	48
3.2	A Large Ion Collider Experiment	50
3.2.1	Le système interne de trajectographie	51
3.2.2	Le spectromètre à muons	53
3.2.3	L'acquisition des données	58
3.3	Des améliorations pour le Run 3	62

Dans la première partie de ce manuscrit, le cadre théorique de l'étude de la matière hadronique a été introduit. Du point de vue expérimental, les investigations sont menées à travers les collisions de protons et d'ions lourds produites par les accélérateurs de particules. La majeure partie des mesures présentées dans le chapitre précédent ont été réalisées grâce aux détecteurs positionnés autour du grand collisionneur de hadrons (*Large Hadron Collider* : LHC) au CERN¹. C'est aussi le cas du travail rapporté en troisième partie de ce manuscrit portant sur l'étude des collisions proton-proton du LHC avec l'expérience ALICE. Après une brève introduction historique du CERN et de son complexe d'accélérateurs comprenant le LHC, ce chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental à l'origine des données analysées. L'ensemble des sous-systèmes de détection d'ALICE n'a pas été employé pour cette étude. Ainsi, seuls les sous-détecteurs et les systèmes de traitement de données nécessaires à l'analyse réalisée dans cette thèse seront présentés en détails. La dernière partie de ce chapitre est dédiée aux améliorations du détecteur, en cours d'installation par la collaboration ALICE, préparant la troisième campagne de prises de données du LHC qui débutera en 2021.

1. Organisation européenne pour la recherche nucléaire. L'acronyme CERN provient du nom d'origine de l'organisation : Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.

3.1 Les collisions au CERN

Les collisions produites par le LHC sont l'aboutissement de plusieurs décennies de développements. Le plus grand accélérateur de particules du monde, positionné sur la frontière franco-suisse à côté de la ville de Genève, est le dernier de la chaîne d'accélérateurs du CERN. Avant de décrire son fonctionnement et ses caractéristiques, nous allons retracer quelques étapes importantes de l'évolution du CERN jusqu'à sa configuration actuelle.

3.1.1 Un peu d'histoire

Les premières particules accélérées au CERN étaient déjà des protons. Avec le premier accélérateur *Synchrocyclotron* (SC) [96] construit en 1957, ces derniers atteignaient l'énergie de 600 MeV. Peu de temps après (en 1959), le tout premier accélérateur synchrotron du CERN appelé *Proton Synchrotron* (PS) [97] et ses 628 m de circonférence fait monter en énergie des protons qui atteignent 25 GeV. Le PS n'est pas conçu pour produire directement des collisions mais pour générer un faisceau distribué vers différentes installations expérimentales où ce dernier bombarde des cibles fixes. Il faut attendre 1971 pour que le premier collisionneur de hadrons entre en action au CERN avec la mise en service des *Intersecting Storage Rings* (ISR) [98] dont certaines mesures de multiplicité ont été évoquées dans la Section 1.4. Ces derniers font entrer en collision deux faisceaux de protons préalablement accélérés par le PS à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 62$ GeV. L'énergie et nécessairement la taille des installations changent d'échelle en 1976 avec la mise en service du *Super Proton Synchrotron* (SPS) [99] et ses 7 km de circonférence qui permet d'atteindre 450 GeV dans le centre de masse. Plus tard, il sera transformé en collisionneur proton-antiproton (Sp \bar{p} S) et permettra la découverte des bosons W et Z [100, 101] en 1983.

En 1985, les travaux d'excavation d'un tunnel circulaire de 27 km débutent. Trois ans plus tard, l'installation du nouvel accélérateur géant du CERN peut commencer. Il s'agit du *Large Electron Positron collider* (LEP) [102] mis en service en 1989 et dont les collisions leptoniques (e^+e^-) atteindront $\sqrt{s} = 209$ GeV à la fin de son exploitation en 2000. Le LEP est encore aujourd'hui le plus grand collisionneur électron-positon jamais construit.

Le LEP a été démonté puis remplacé par le *Large Hadron Collider* (LHC). Les premières collisions proton-proton furent produites par le LHC en 2008 et en 2010 (pour la première campagne de prise de données : le Run 1), l'énergie des collisions dans le centre de masse atteignait $\sqrt{s} = 7$ TeV. Ce n'est que durant le Run 2 (entre 2015 et 2018) que les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV, dont l'étude rapportée dans ce manuscrit fait l'objet, ont finalement été produites. Dans la suite de cette section, la chaîne d'accélérateurs menant au LHC et permettant de former les faisceaux à l'origine des collisions sera présentée plus en détails.

3.1.2 Protons : de la bouteille aux points d'interaction du LHC

Les faisceaux de protons qui entrent en collision aux différents points d'interaction du grand collisionneur de hadrons ne sont pas directement produits par celui-ci. Une série d'étapes de formation des faisceaux puis d'accélération successives est nécessaire pour atteindre l'énergie de 6.5 TeV délivrée par le LHC. L'ensemble de la chaîne d'accélération et des expériences utilisant les différentes énergies des faisceaux produits par les accélérateurs du CERN sont représentées sur la Figure 3.1.

Tout commence dans une bouteille. Les protons constituant les faisceaux sont les noyaux des atomes d'hydrogène présents dans la dite bouteille contenant du dihydrogène gazeux.

Ces atomes sont ionisés² dans une chambre à vide à l'aide d'un champ électrique. Les protons sont ensuite pré-accélérés et répartis en paquets grâce à une cavité radiofréquence avant d'entrer dans le premier accélérateur linéaire de la chaîne : le Linac 2 [103]³. Cet accélérateur leur permet d'atteindre 50 MeV. Les faisceaux entrent ensuite dans le *Proton Synchrotron Booster* [104] (PSB, noté *BOOSTER* sur la Figure 3.1) où ils gagnent en énergie (1,4 GeV). Le PSB injecte ensuite les faisceaux dans le PS qui les accélère encore jusqu'à 25 GeV. Le SPS se charge d'augmenter encore leur énergie pour atteindre les 450 GeV à l'entrée du LHC qui la portera à une énergie maximale de 6,5 TeV par proton, soit $\sqrt{s} = 13$ TeV dans le centre de masse de la collision entre deux protons voyageant en sens opposés.

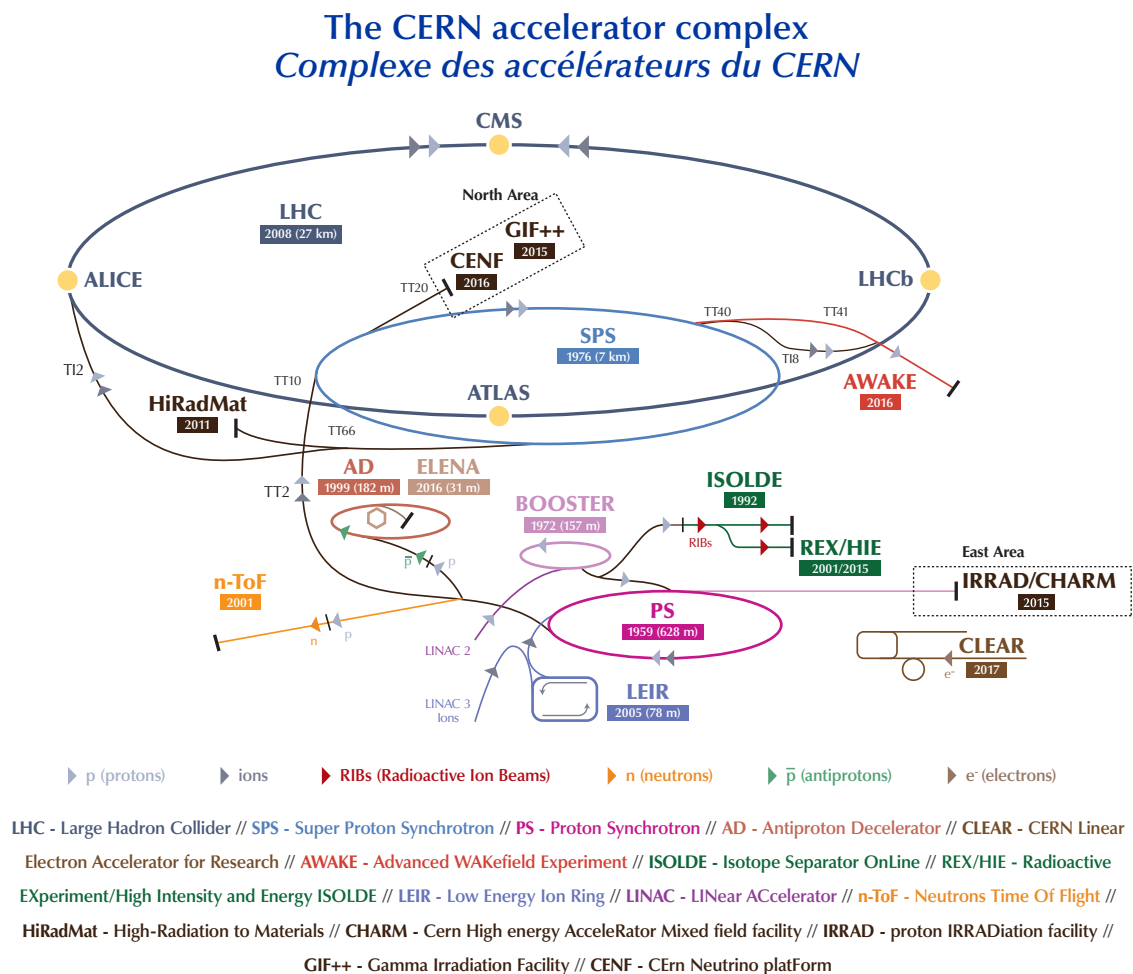


FIGURE 3.1 – Complexe d'accélérateurs du CERN [105].

Pour atteindre de telles performances, le LHC et ses 27 km de circonférence, situés à une profondeur moyenne de 100 m, sont constitués de multiples sections rectilignes remplissant des fonctions spécifiques. Tout d'abord, huit cavités radiofréquence assurent l'accélération des faisceaux depuis leur injection par le SPS à environ 450 GeV jusqu'à leur énergie maximale de 6,5 TeV. La conduite des faisceaux à l'intérieur des tubes du LHC est réalisé par

2. Les électrons sont arrachés aux atomes.

3. Le Linac 2 sera remplacé par le Linac 4 pour la troisième campagne de prises de données du LHC à partir de 2021. Le LINAC 3 est utilisé pour injecter des ions lourds comme des noyaux de plomb dans la chaîne d'accélérateurs. Les ions passent alors par l'anneau d'ions de basse énergie (*Low Energy Ion Ring* : LEIR) avant d'être injectés dans le PS et de subir des accélérations successives jusqu'au LHC.

une multitude d'électroaimants de plusieurs types. Les principaux sont les aimants dipolaires supraconducteurs. Ils sont au nombre de 1232 et sont longs de 15 m. Ces aimants sont les plus puissants du LHC. Ils sont capables de générer un champ magnétique d'une intensité de $8,4 \text{ T}^4$ nécessaire à courber les faisceaux très énergétiques. Les aimants supraconducteurs sont couplés à des électroaimants multipolaires⁵ positionnés en amont et en aval afin de corriger les imperfections du champs magnétique. D'autres types d'électroaimants sont nécessaires à la focalisation des faisceaux. En d'autres termes, ils condensent ces derniers dans le plan transverse à leur propagation pour éviter qu'ils ne sortent du tube faisceau. Ces aimants quadripolaires sont au nombre de 392. En plus d'être positionnés régulièrement le long du tube du LHC, plusieurs de ces aimants placés à la suite, accentuent la focalisation des faisceaux avant leur croisement au niveau des points d'interaction situés dans les cavernes expérimentales. Les caractéristiques techniques principales du LHC sont reportées dans la Table 3.1. Lorsque l'utilisation des faisceaux est terminée, ces derniers sont extraits dans la zone indiquée "arrêts des faisceaux" sur la Figure 3.2 où ils sont absorbés par un bloc de graphite.

TABLE 3.1 – Caractéristiques principales (constituants et performances) du LHC [106].

Caractéristique	Valeur
Circonférence	26669 m
Nombre total d'aimants	9593
Nombre de dipôles principaux	1232
Nombre de quadripôles principaux	392
Nombre de cavités radiofréquence (par faisceau)	8
Énergie nominale des faisceaux :	
Protons	6,5 TeV
Noyaux de Plomb	2,56 TeV par nucléon
Nombre de paquet par faisceau (protons)	2808
Nombre de protons par paquet (à l'injection)	$\sim 1,2 \cdot 10^{11}$
Nombre de tours par seconde	11245

3.1.3 Les grandes expériences

Les cavernes expérimentales dans lesquels se croisent les faisceaux (points d'interaction, en anglais *Interaction Point* : IP) accueillent différents systèmes de détection recueillant de grandes quantités de données à partir des collisions produites par le LHC. Parmi ces expériences, quatre d'entre elles se détachent par la taille de leur détecteur et de leur collaboration scientifique. Ces quatre *grandes expériences*, en bleu sur la Figure 3.2, réalisent la majeure partie du programme de recherche du CERN. Il s'agit de :

4. Cette intensité ne peut-être atteinte qu'en exploitant les propriétés supraconductrices des matériaux constituant les dipôles. Pour exploiter ces propriétés, les aimants doivent être refroidis à une température de $1,9 \text{ K}$ ($-272,15^\circ\text{C}$) par de l'hélium superfluide.

5. Sextupolaires, octupolaires et décapolaires.

- ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) [107] au point 1 (IP1) est le plus grand détecteur autour du LHC. C'est un détecteur généraliste permettant d'explorer toutes les thématiques de recherche offertes par le LHC. Son programme de physique est principalement focalisé sur l'étude du boson de Higgs et de la recherche de nouvelle physique au delà du Modèle Standard.
- CMS (*Compact Muon Solenoid*) [108] au point 5 (IP5) est également un détecteur généraliste dont le programme de recherche principal est proche de celui d'ATLAS. Cependant les solutions techniques adoptées dans la conception du détecteur lui donnent accès à des mesures complémentaires.
- LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) [109] est situé au point 8 (IP8). Le détecteur LHCb est unique au CERN par sa géométrie. Son programme de physique initialement centré sur l'étude de la violation de symétrie CP à travers les mésons B , a guidé sa conception à rapidité avant. Il s'agit de la seule des quatre grandes expériences à pouvoir étudier les collisions sur cible fixe grâce à sa conception et à son dispositif d'injection de gaz appelé SMOG.
- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [110] est situé au point 2 (IP2). C'est l'expérience du LHC dont l'objectif principal est l'étude du plasma de quarks et gluons. Une présentation plus détaillée d'ALICE est donnée dans les sections suivantes.

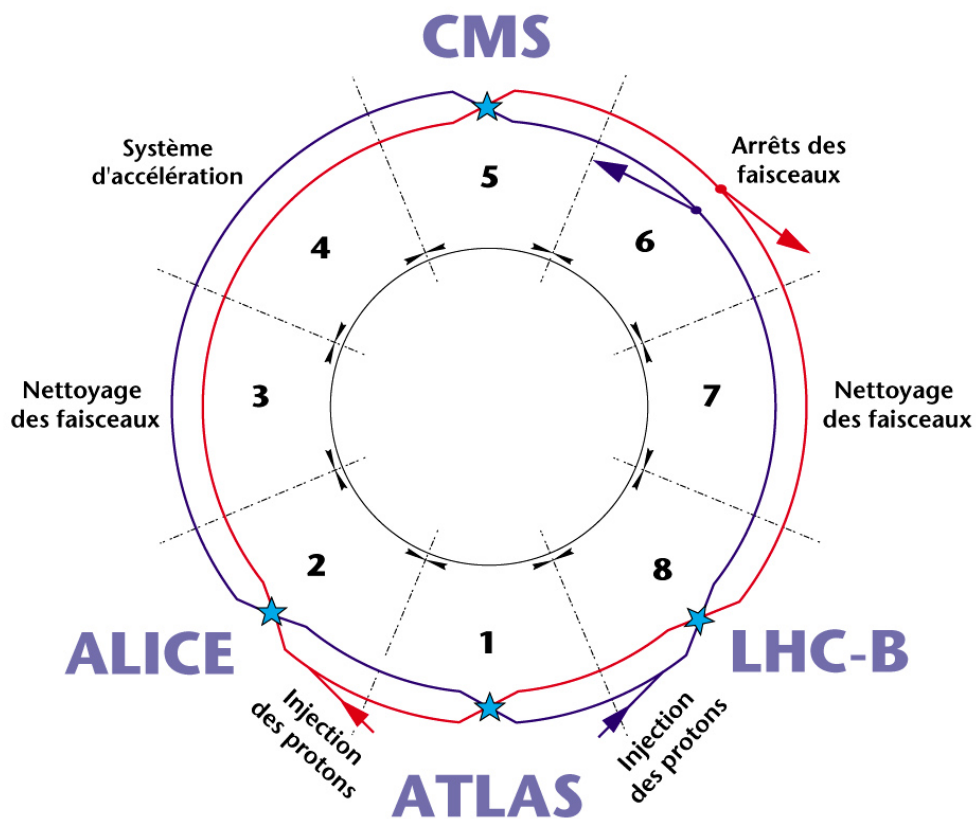


FIGURE 3.2 – Représentation schématique de la position des grandes expériences au niveau des points d'interaction du LHC [111]. Les deux faisceaux circulant en sens inverse sont représentés par les traits bleu et rouge.

Bien qu'ALICE soit le seul détecteur conçu spécifiquement pour l'étude du QGP et des collisions d'ions lourds, les autres grandes expériences étudient aussi les différents systèmes collisionnels. Dans le chapitre précédent, plusieurs mesures de CMS notamment ont été présentées. La collaboration LHCb a établi un programme d'améliorations orienté vers l'étude des collisions d'ions lourds pour son détecteur sur le long terme [112]. Les conceptions différentes de ces grands détecteurs permettent de réaliser des mesures complémentaires et d'étendre les études dans des régions de rapidité et d'impulsion transverse variées notamment. De plus, les capacités de ces détecteurs évoluent grâce à des améliorations installées durant chaque période d'arrêt long du LHC (*Long Shutdown* : LS). La Figure 3.3 montre la succession des différentes périodes d'activité du LHC. La première campagne de collisions du LHC (Run 1) a eu lieu entre 2010 et 2013. Elle a été suivie du LS1 avant de débiter sa deuxième campagne (Run 2) en 2015 qui s'est terminée en 2018. Les données analysées dans cette thèse ont été récoltées au cours du Run 2. La rédaction de ce manuscrit (durant l'année 2020) a eu lieu pendant le second arrêt long (LS2) au cours duquel de nombreuses améliorations du détecteur ALICE sont installées. La dernière section de ce chapitre est dédiée à ces améliorations. Avant de les présenter, nous allons rentrer plus en détails dans la description du détecteur ALICE dans sa configuration du Run 2 et des sous-systèmes de détections utilisés pour récolter les données dont l'analyse est présentée dans la troisième partie de ce manuscrit.

Après le Run 3 ($\sim 2021-2023$) et le LS3 ($\sim 2024-2026$), une nouvelle ère s'ouvrira au CERN. En effet, les performances actuelles du collisionneur seront nettement améliorées avec une augmentation de la luminosité d'un facteur cinq à sept. Cette nouvelle ère (en bleu foncé sur la Figure 3.3) sera celle du LHC à haute luminosité (HL-LHC pour *High Luminosity LHC*) [113].



FIGURE 3.3 – Frise chronologique des périodes de prise de données (Runs) et arrêts longs (LS) du LHC [114].

3.2 A Large Ion Collider Experiment

Le détecteur ALICE est conçu pour identifier une grande variété de particules qui le traversent et mesurer le plus grand nombre d'observables accessibles. Pour cela, il est composé de multiples sous-systèmes de détection positionnés dans différentes régions en pseudorapidité suivant leur fonction. La Figure 3.4 montre la couverture en pseudorapidité des différents systèmes et la Figure 3.5 présente une modélisation 3D du détecteur dans son ensemble avec la localisation de ces derniers. Il est possible de distinguer deux catégories de sous-systèmes de détection suivant leur positionnement :

- **Les détecteurs à rapidité centrale** (ou tonneau central plongé dans le champ magnétique de l'aimant L3 d'une intensité de 0,5 T) : l'*Inner Tracking System* (ITS) [115] avec ses trois composantes SPD, SDD et SSD, la *Time Projection Chamber* (TPC) [116], le *Transition Radiation Detector* (TRD) [117], le *Time Of Flight* (TOF) [118], le *High Momentum Particle Identification Detector* (HMPID) [119], le *PHOTon Spectrometer* (PHOS) [120], l'*ElectroMagnetic CALorimeter* (EMCaL) [121], le *Di-jet Calorimeter* (DCal) [122] et l'*ALICE COSmic Ray DETector* (ACORDE) [123].

- **Les détecteurs à grande rapidité** : les détecteurs du spectromètre à muons (MUON) [124] sont présentés plus en détails dans la suite de ce chapitre, le *Photon Multiplicity Detector* (PMD) [125], le *Forward Multiplicity Detector* (FMD) [126], les détecteurs V0 et T0 [126], le *Zero Degree Calorimeter* (ZDC) [127] et le *ALICE Diffractive* (AD) [128].

Parmi tous ses systèmes de détection utilisant une grande variété de technologies différentes, seuls ceux utilisés pour l'analyse de données rapportée dans cette thèse sont présentés en détails dans les sections suivantes. Pour la mesure de multiplicité, le SPD (couches internes de l'ITS) a fourni l'estimation du nombre de traces de particules chargées à rapidité centrale (voir Section 3.2.1). La mesure des charmonia $\psi(2S)$ et J/ψ dans le canal de désintégration dimuon a été réalisée à l'aide des détecteurs du spectromètre à muons à rapidité avant (voir Section 3.2.2). Finalement, le système de déclenchement, présenté dans la Section 3.2.3 emploie le détecteur V0.

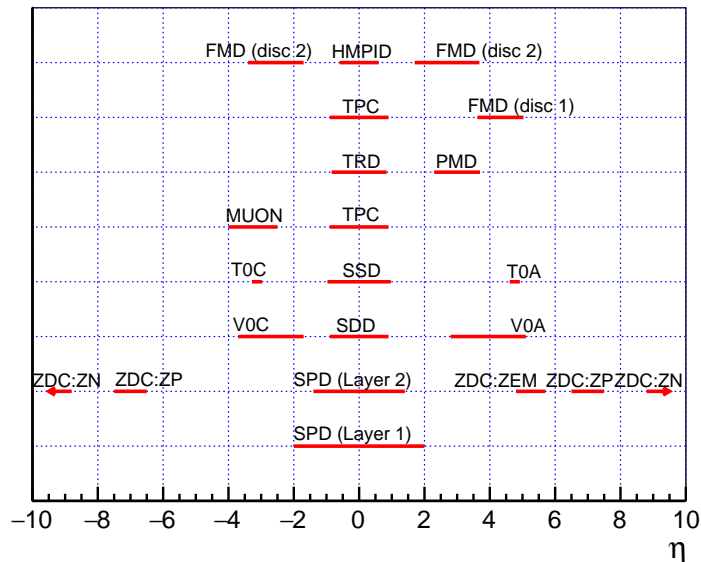


FIGURE 3.4 – Couverture en pseudo-rapidity des différents sous-systèmes de détection d'ALICE. La figure est extraite de [35].

3.2.1 Le système interne de trajectographie

L'ITS [115] est le détecteur le plus interne d'ALICE, situé au plus proche du point d'interaction. Sa structure en cylindres concentriques représentée sur la Figure 3.6 se compose de six couches de modules de détection au silicium (résistant à la dose de radiations) employant trois technologies différentes :

- Les deux couches les plus internes (rayon : 4 cm et 7 cm) constituent le *Silicon Pixel Detector* (SPD) dont les éléments sont composés de pixels. Dans l'analyse présentée dans ce manuscrit, c'est le détecteur utilisé pour reconstruire la position du vertex primaire d'interaction. Il est également utilisé pour mesurer la multiplicité de particules à partir du nombre de traces partielles de particules chargées reconstruites à partir des informations de ses capteurs à pixels. La localisation du SPD à l'intérieur du tonneau central d'ALICE est illustrée par la Figure 3.7.

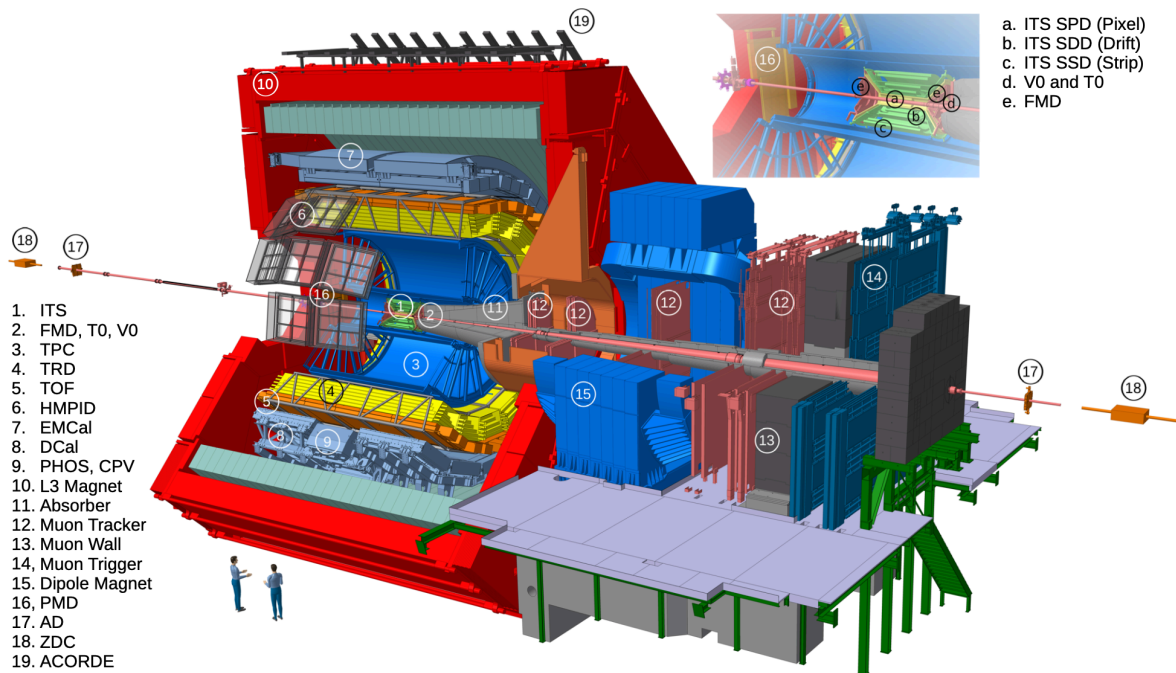


FIGURE 3.5 – Représentation 3D du détecteur ALICE et de ses différents sous-systèmes de détection dans sa configuration du Run 2 au LHC [129].

- Le SDD (*Silicon Drift Detector*) est constitué des deux couches intermédiaires (rayon : 15 cm et 24 cm) de l'ITS. Composé de détecteur à dérive, le SDD permet à la fois de reconstruire un grand nombre de traces de particules chargées mais également de mesurer leur perte d'énergie dans l'épaisseur de matière traversée afin de les identifier.
- Les deux couches externes de l'ITS (rayon : 38 cm et 43 cm) forment le *Silicon Strip Detector* (SSD). Le SSD est constitué de détecteurs à micro-pistes (*strips*). Il permet également de reconstruire la position des traces de particules chargées et de mesurer leur perte d'énergie pour leur identification.

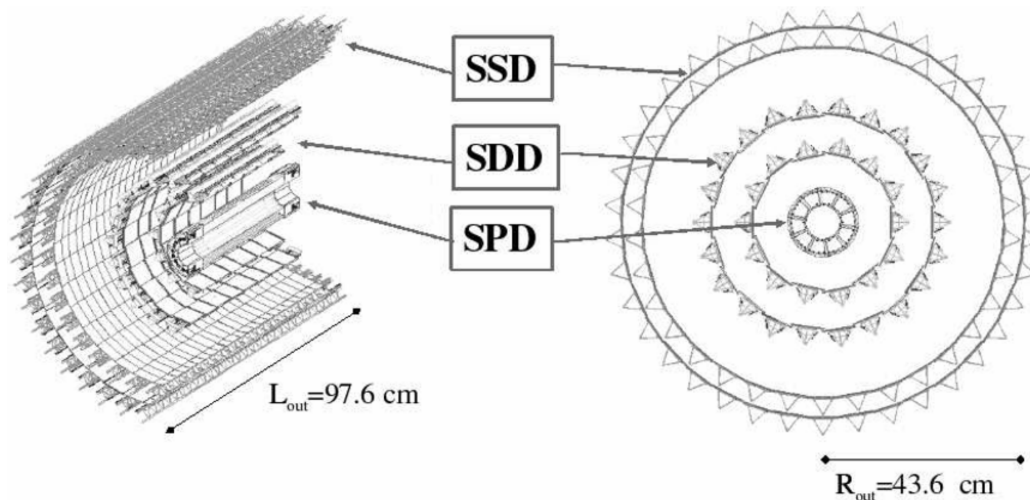


FIGURE 3.6 – Représentation schématique des couches de l'ITS [130].

La surface totale des six couches de l’ITS représente $6,74 \text{ m}^2$. Bien que les deux couches du SPD ne représentent que 4% de la surface totale de l’ITS, elles comportent environ 15 millions de voies d’électronique de lecture soit près de 90% des voies de l’ensemble des couches. Les millions de pixels du SPD de dimensions $50 \times 300 \mu\text{m}^2$ permettent d’atteindre une résolution spatiale de $12 \mu\text{m}$ dans le plan transverse ($r\phi$) et de $70 \mu\text{m}$ dans l’axe du faisceau (direction z).

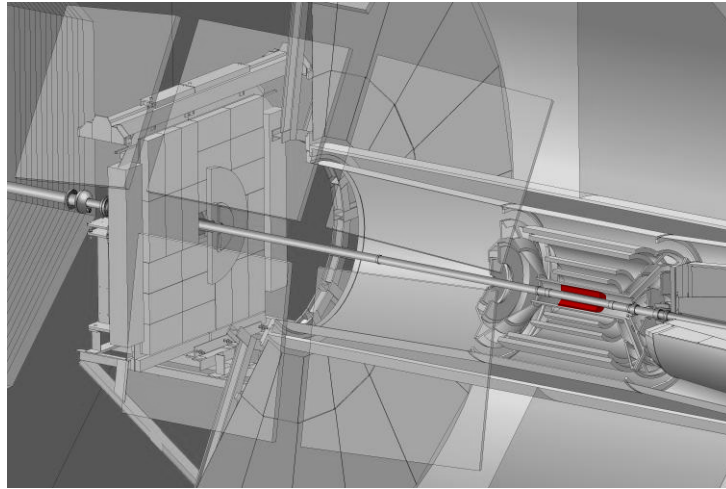


FIGURE 3.7 – Représentation 3D du Silicon Pixel Detector (SPD, en rouge) à l’intérieur du tonneau central d’ALICE [131].

3.2.2 Le spectromètre à muons

La reconstruction des traces des muons issus de la désintégration des charmonia $\psi(2S)$ et J/ψ pour la mesure rapportée dans cette thèse est réalisée à partir des données récoltées par le spectromètre à muons [124]. La Figure 3.8 illustre l’ensemble des éléments du spectromètre aussi appelé “bras muons”. Il est composé d’absorbeurs, d’un trajectographe (MCH) comprenant cinq chambres de trajectographies (TRK1 à TRK5), d’un système de déclenchement (TRG1 et TRG2) et d’un aimant dipolaire. Le spectromètre à muons couvre la région de pseudorapidité : $-4 < \eta < -2,5$.

Les absorbeurs

L’**absorbeur frontal** (*Front absorber*) dont la structure est illustrée par la Figure 3.9 est l’élément du spectromètre à muons le plus proche du point d’interaction (*IP LHC*). Positionné en amont du flux de particules produites par les collisions, son rôle est de réduire ce flux tout en limitant les diffusions multiples des muons d’intérêt pour la mesure de production des quarkonia. Il permet également de protéger les autres éléments du spectromètre situés en aval. À cette fin, l’absorbeur frontal est constitué de matériaux dont la masse volumique est de plus en plus importante avec la distance au point d’interaction. Entouré d’une couche de Plomb, il fait également office de blindage du tube faisceau, protégeant les détecteurs du tonneau central des particules issues d’interactions faisceau-gaz et des rétro-diffusions à l’intérieur de ses constituants notamment.

Le **blindage du tube faisceau** est constitué d’une couche de matériaux très denses comme le Plomb ou le Tungstène. Il entoure le tube faisceau sur toute la longueur du spectromètre à muons qu’il protège des interactions faisceau-gaz et des interactions résiduelles entre les particules produites par les collisions et le tube faisceau.

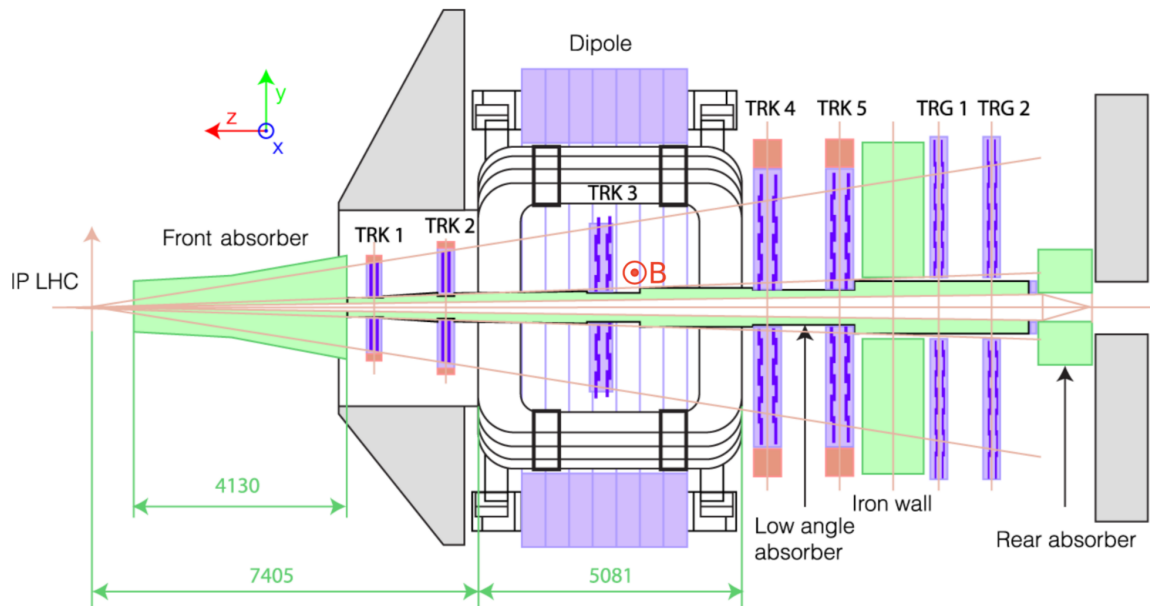


FIGURE 3.8 – Représentation schématique de l'ensemble des éléments constituant le spectromètre à muon à rapidité avant d'ALICE. La figure est extraite de [132].

Le **filtre à muons** noté *Iron wall* (en français : mur de fer) sur la Figure 3.8 est un bloc composé d'alliage de fer de 1,2 m d'épaisseur. Comme son nom l'indique, il filtre les dernières particules ayant traversé l'absorbeur frontal en laissant passer les muons pour que seuls ces derniers atteignent le système de déclenchement situé en aval. Le filtre à muons permet également de stopper les particules secondaires générées par le passage des muons dans le MCH.

L'**absorbeur arrière** (*Rear absorber*) est également composé d'alliage de fer. Il sert à stopper les particules provenant d'interactions faisceau-gaz à l'intérieur du tube faisceau du LHC qui pourraient venir de l'arrière du spectromètre.

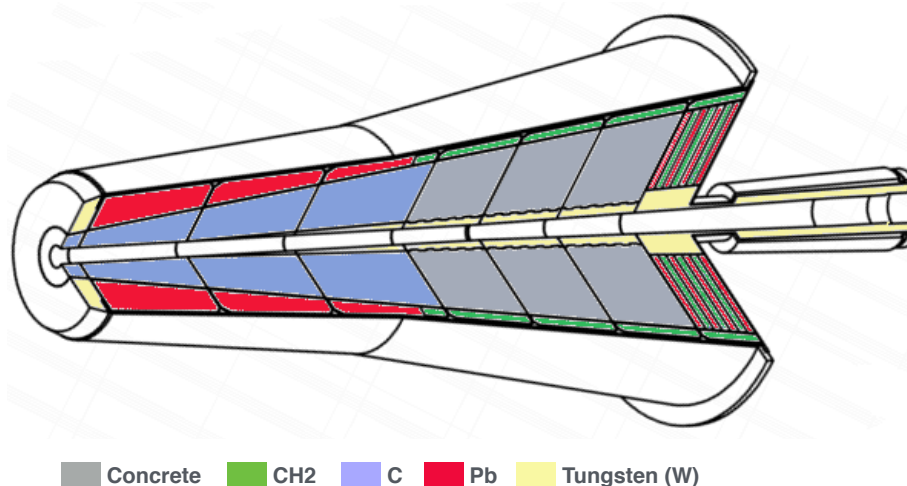


FIGURE 3.9 – Représentation schématique de la structure de l'absorbeur frontal et des matériaux qui le constituent. La figure est extraite de [35].

L'aimant dipolaire

L'aimant dipolaire génère un champ magnétique (noté B en rouge sur la Figure 3.8) d'intensité $0,7\text{ T}$ en son centre et de $3\text{ T}\cdot\text{m}$ intégrée selon l'axe du faisceau. L'aimant de 5 m de long, $6,6\text{ m}$ de large et $8,6\text{ m}$ de haut pèse près de 800 t . Il est composé de bobines alimentées par un courant continu. Un circuit d'eau pressurisée et déminéralisée assure son refroidissement. Le rôle de l'aimant dipolaire est d'infléchir la trajectoire des particules chargées (essentiellement des muons). La modification de ces trajectoires par un champ magnétique d'intensité et de direction connue permet de déduire le signe de ces particules et de mesurer leur impulsion.

Les chambres de trajectographie

Dans le spectromètre à muons, la reconstruction des trajectoires est réalisée à partir des informations récoltées par les chambres de trajectographies sur leur passage. Le bras muons compte cinq stations chacune composées de deux plans de détections (chambres), notées TRK1 à TRK5 sur la Figure 3.8, formant le trajectographe appelé MCH (*Muon CHambers*). Une photographie de la première station (TRK1) est montrée sur la Figure 3.10. Elle a été prise durant l'installation de cette dernière en 2007, avant les premières collisions du LHC. Sur ces cinq stations, deux (TRK1 et TRK2) sont positionnées en amont de l'aimant dipolaire à $5,4\text{ m}$ et $6,8\text{ m}$ du point d'interaction respectivement. TRK3 est située au milieu de celui-ci ($9,7\text{ m}$) tandis que les deux dernières (TRK4 et TRK5) se trouvent entre l'aimant et le filtre à muons à $12,65\text{ m}$ et $14,25\text{ m}$ du point d'interaction.

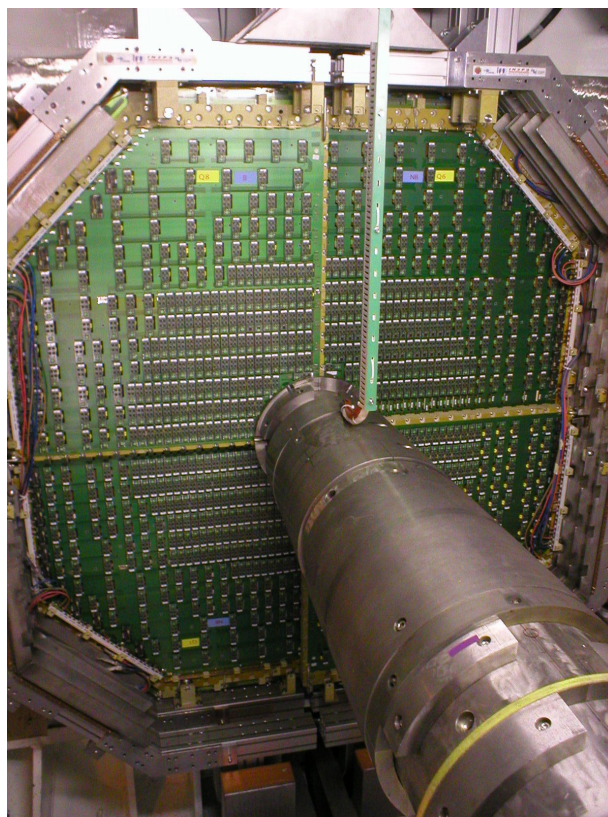


FIGURE 3.10 – Photographie de la station de trajectographie TRK1 lors de son installation dans la cavene d'ALICE en 2007 [133].

Le principe de fonctionnement de ces stations est celui dit des "chambres à fils". Une illustration de ce principe est présentée sur le schéma de la Figure 3.11. Les chambres sont composées de deux plans de cathodes formés par les quadrants visibles sur la Figure 3.10 entre lesquels se trouve un plan d'anodes matérialisé par des fils. L'ensemble est plongé dans un mélange gazeux composé à 80% d'Argon et à 20% de dioxyde de Carbone. Le champ électrique entre les plans de cathodes et le plan d'anodes est généré par une tension d'environ 1600 V. Lorsqu'une particule chargée (typiquement un muon) traverse la chambre, elle ionise le gaz qui s'y trouve. En d'autres termes, elle arrache des électrons aux atomes constituant le gaz, créant des paires électron-ion. Sous l'effet du champ électrique, ces charges se déplacent vers les fils d'anodes (charges négatives) et les cathodes (charges positives). Lorsque les électrons se rapprochent de l'anode, le champ électrique les accélère et ils sont à leur tour capable d'ioniser les atomes du milieu gazeux et ainsi de suite. Cette réaction en chaîne appelée "avalanche électronique" génère un signal électrique au niveau des cathodes. Si la charge collectée est suffisante, ce signal est interprété par l'électronique de lecture comme le passage (aussi appelé *hit*) d'une particule chargée proche de la cathode ayant collecté la charge la plus importante. En combinant les *hits* enregistrés par l'ensemble des stations du trajectographe, la trajectoire de la particule est reconstruite.

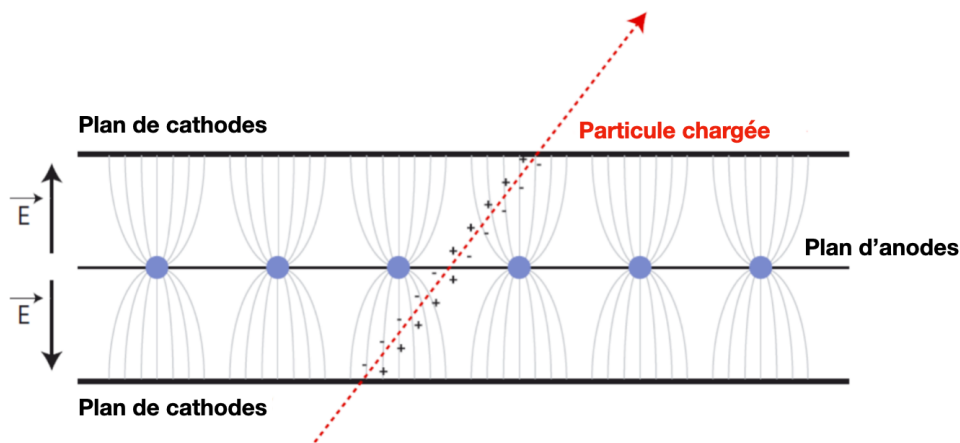


FIGURE 3.11 – Schéma du principe de détection des chambres de trajectographie du spectromètre à muons.

Le système de déclenchement muon

La Figure 3.12 montre le positionnement des deux stations (TRG1 et TRG2) du système de déclenchement à muons (en anglais *Muon Trigger* : MTR) surlignées en marron alors que les stations de trajectographies sont en rouge. D'une surface de 36 m² chacune, elles sont situées après le filtre à muons et sont composées de deux plans de détections. Les plans de détection sont constitués de chambres (*Resistive Plate Chambers* : RPC), elle mêmes composées de deux électrodes résistives entre lesquelles circule un mélange gazeux. Un champ électrique, généré par une haute tension baigne le mélange et l'ionisation engendrée par le passage d'une particule chargée est suivie d'une avalanche électronique collectée par des bandes d'aluminium de appelées *strips*. Ces strips sont positionnées perpendiculairement entre les deux plans de détections des stations, permettant ainsi une reconstruction en deux dimensions du point de passage de la particule.

L'objectif du MTR est de fournir un signal de déclenchement pour l'acquisition des données de trajectographie récoltées par les stations du MCH. Il est capable de fournir ce signal

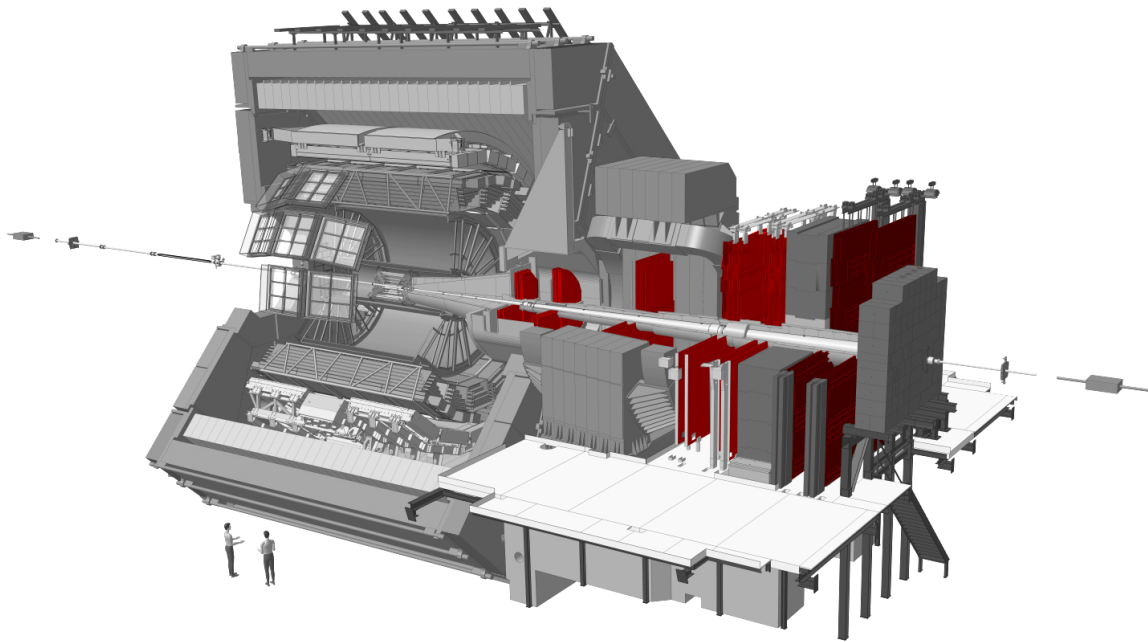


FIGURE 3.12 – Représentation 3D des chambres du trajectographe à muons (MCH, en rouge) et du système de déclenchement (MTR, en marron) du spectromètre à muons [131].

en environ 20 ns, soit un temps inférieur à l'espacement des paquets de protons (~ 25 ns). Cette caractéristique permet de s'assurer que les muons détectés proviennent bien des particules produites dans les collisions d'un seul croisement de deux paquets. Dans les collisions d'ions lourds, la fréquence des croisements de paquets est plus élevée, typiquement autour de 125 ns. Cependant, la multiplicité de particules produites est également bien plus élevée et la vitesse de réponse du MTR permet de réduire l'impact du bruit de fond généré dans ces systèmes collisionnels.

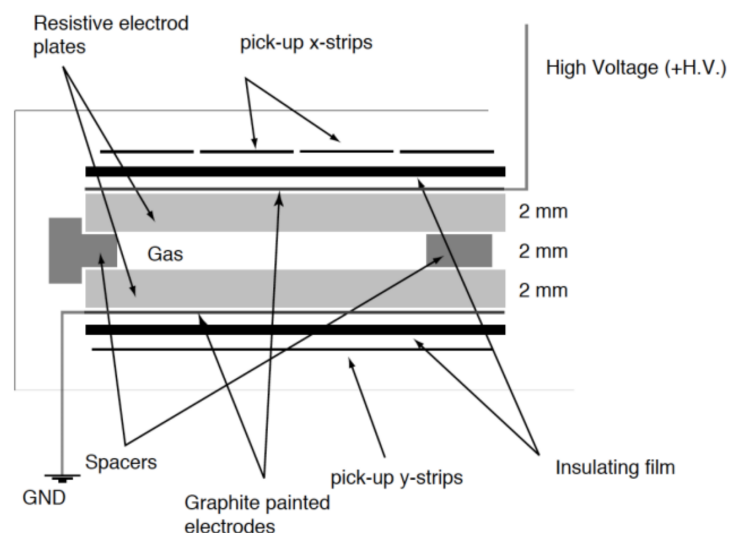


FIGURE 3.13 – Représentation schématique de la composition du système de déclenchement à muons (MTR) [124].

L'angle de la trace, reconstruite à partir des hits dans les TRG1 et TRG2, par rapport à l'axe du faisceau permet d'estimer l'impulsion transverse de la particule. Ainsi, le MTR

fournit un signal de déclenchement pour les particules dont l'impulsion transverse est au delà d'une valeur seuil configurable selon le système collisionnel considéré. Ce seuil permet de réduire le bruit de fond induit par les muons de bas p_T provenant de la décroissance de hadrons légers (pions et kaons).

3.2.3 L'acquisition des données

Le grand nombre de collisions générées par le LHC à une fréquence très élevée et la production de particules qu'elles engendrent ne permettent pas de stocker toutes les informations potentiellement accessibles aux détecteurs et de les traiter après la prise de données. En effet, la capacité de stockage, le temps de traitement des signaux électroniques⁶ et la grande diversité des interactions engendrées par les particules entraîneraient une saturation du système d'acquisition des données (*Data Acquisition system* : DAQ) d'ALICE [134]. Il est donc nécessaire de réaliser un premier tri "en temps réel" des données à sauvegarder ou non. Pour cela, la DAQ s'appuie sur la réponse rapide fournie par le système de déclenchement central (*Central Trigger Processor* : CTP) à partir des informations envoyées par certains détecteurs. À l'image du MTR du spectromètre à muons ces systèmes de déclenchement (aussi appelés *triggers*) fournissent des informations sur l'événement (par exemple la direction, impulsion transverse des particules émises ou simplement leur présence). Un traitement logiciel rapide entraîne ensuite ou non la collecte des informations de certains systèmes de détections. Ce fonctionnement permet, en plus d'éviter la saturation de la DAQ d'augmenter la probabilité d'acquisition d'observables physiques d'intérêt en sélectionnant certaines caractéristiques des événements.

Une des stratégies permettant d'optimiser le temps de d'occupation de la DAQ est de grouper les informations des certains détecteurs. Ces groupes sont appelés *clusters*. En effet, la plupart des mesures physiques réalisées avec ALICE ne nécessitent pas les données recueillies par tous les détecteurs mais seulement une partie d'entre eux. Dans le cas de l'analyse rapportée dans ce manuscrit, seuls le SPD dans le tonneau central, les détecteurs du spectromètre à muons et le détecteur V0 (présenté dans la section suivante 3.2.3) sont requis. De cette manière, les informations collectées par les détecteurs d'un cluster donné peuvent être sauvegardées même si d'autres détecteurs ne sont pas actifs ou en temps mort. Le cluster utilisé dans cette thèse est nommé MUFASST. Il inclut les informations des détecteurs SPD, MCH, MTR, T0 et V0 notamment mais pas celles de la TPC ou du calorimètre électromagnétique EMCal par exemple.

Les systèmes de déclenchement

Nous avons vu que la stratégie générale du processus d'acquisition des données consiste en un traitement des informations envoyées par les détecteurs au CTP qui envoie ou non un signal de déclenchement d'acquisition à la DAQ. Plus précisément, les décisions de déclenchement du CTP sont prises prises séquentiellement en fonction du temps de lecture et de transmission des signaux en provenance des détecteurs. Ces temps de décision sont répartis en 3 niveaux (*Level*). Le premier niveau appelé L0 ($1,2 \mu s$) concerne les détecteurs les plus rapides comme le V0, le T0, le SPD, le MTR et le calorimètre électromagnétique EMCal. Au niveau L1 ($6,5 \mu s$), le traitement des informations du ZDC et du TRD intervient. Enfin, au

6. Le temps de traitement ou temps d'acquisition, aussi appelé "temps mort" correspond à la durée pendant laquelle le système de détection ne peut pas acquérir de nouvelles données puisqu'il est déjà occupé à traiter les précédentes. Cette durée est contrainte par les limites technologiques du système de détection et/ou par l'électronique de lecture.

niveau L2 ($88 \mu\text{s}$), les informations de la TPC sont traitées. Le temps de latence de ce dernier niveau est contraint par le temps de dérive des électrons dans la TPC.

Pour l'analyse de données décrite dans la troisième partie de ce manuscrit, deux détecteurs ont fourni les informations permettant de sélectionner les événements d'intérêt. Il s'agit du système de déclenchement à muons MTR décrit dans la Section 3.2.2 et du V0 [126]. Ce dernier est composé de deux disques de scintillateurs plastique positionnés de part et d'autre du point d'interaction. Le V0A est situé à 3,4 m du point d'interaction. Il couvre la région de pseudorapidité $2,8 < \eta < 5,1$. Tandis que le V0C, plus proche du PI (à 90 cm), lui fait face, couvrant la région de pseudorapidité $-3,7 < \eta < -1,7$. La Figure 3.14 montre le positionnement des deux disques du détecteur V0. Le V0 permet de compter le nombre de particules chargées qui le traversent. C'est ce détecteur qui est à l'origine du signal de déclenchement de biais minimum (*Minimum Bias* : MB) utilisé dans cette thèse.

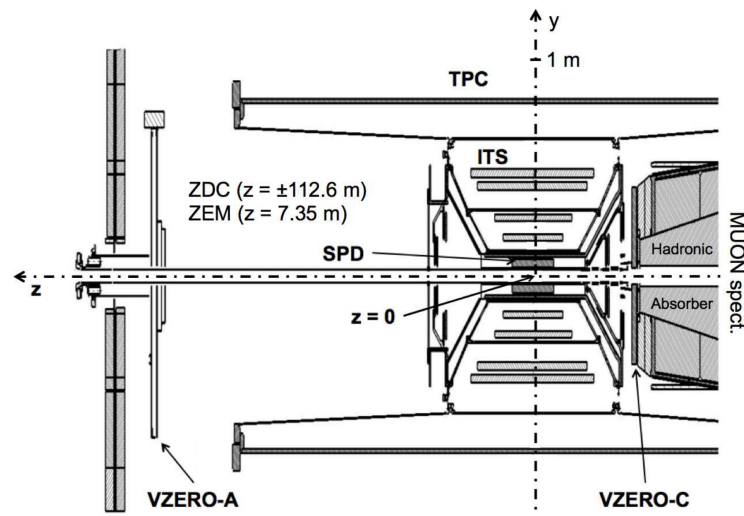


FIGURE 3.14 – Schéma du positionnement des deux parties du détecteur V0 (V0A et V0C) de part et d'autre du système interne de trajectographie [126].

Lorsque le CTP reçoit un signal en provenance du V0 signifiant que ses deux parties (signaux 0VBA et 0VBC) ont détecté le passage de particules en coïncidence temporelle, il envoie à la DAQ l'ordre de recueillir les informations des détecteurs du cluster et l'événement est classé sous l'appellation CINT7 correspondant au niveau de déclenchement de biais minimum (MB). Si la condition CINT7 (V0A et V0C) est remplie et que le MTR signale la détection d'un seul muon dont l'impulsion transverse est supérieure au seuil $p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$ (dans le cas des collisions pp étudiées dans cette thèse), le signal 0MSL entraîne le classement de l'événement dans le niveau de déclenchement CMSL7 (MB + *Muon Single Low p_T*). Si ce sont deux muons de signes opposés dont l'impulsion transverse est supérieure au même seuil, le signal 0MUL déclenche le classement CMUL7 (MB + *Muon Unlike sign Low p_T*) de l'événement. Les trois classes d'événements utilisées dans cette thèse sont rapportées dans la Table 3.2.

Classe de déclenchement	Type de signal
CINT7-B-NOPF-MUFAST	Biais minimum (MB) : CINT7 = 0VBA & 0VBC
CMUL7-B-NOPF-MUFAST	MB + $\mu^+\mu^-$: CMUL7 = CINT7 & 0MUL
CMSL7-B-NOPF-MUFAST	MB + muon simple : CMSL7 = CINT7 & 0MSL

TABLE 3.2 – Classes de déclenchement des événements analysés dans cette thèse.

Le système d'acquisition

Le schéma de la Figure 3.15 résume les interactions entre le CTP et la DAQ menant à la sauvegarde des données récoltées par les détecteurs symbolisés sur ce schéma par leur électronique de lecture dans les boîtes bleues portant la mention FERRO (*Front-End and Read-Out*). Lorsque le signal de déclenchement est donné par le CTP, les données sont d'abord transférées dans les *Local Data Concentrators* (LDC) chargés de la reconstruction partielle des événements. Si les ressources du LDC sont allouées au traitement d'un autre événement, les données sont stockées dans une mémoire tampon (*Read-Out Receiver Card* : RORC). Elles sont ensuite acheminées vers un système de déclenchement de haut niveau (*High Level Trigger* : HLT) via des fibres optiques (*Detector Data Link* : DDL en orange sur le schéma). Puis, le HLT compresse les données et prend la décision de reconstruire totalement ou partiellement l'événement avant de les stocker sur des supports permanents (*Permanent Data Storage* : PDS) au centre de calcul du CERN. Cette étape de reconstruction réalisée au niveau de la DAQ est symbolisée par la boîte bleue portant la mention *Event Building Network* sur la Figure 3.15.

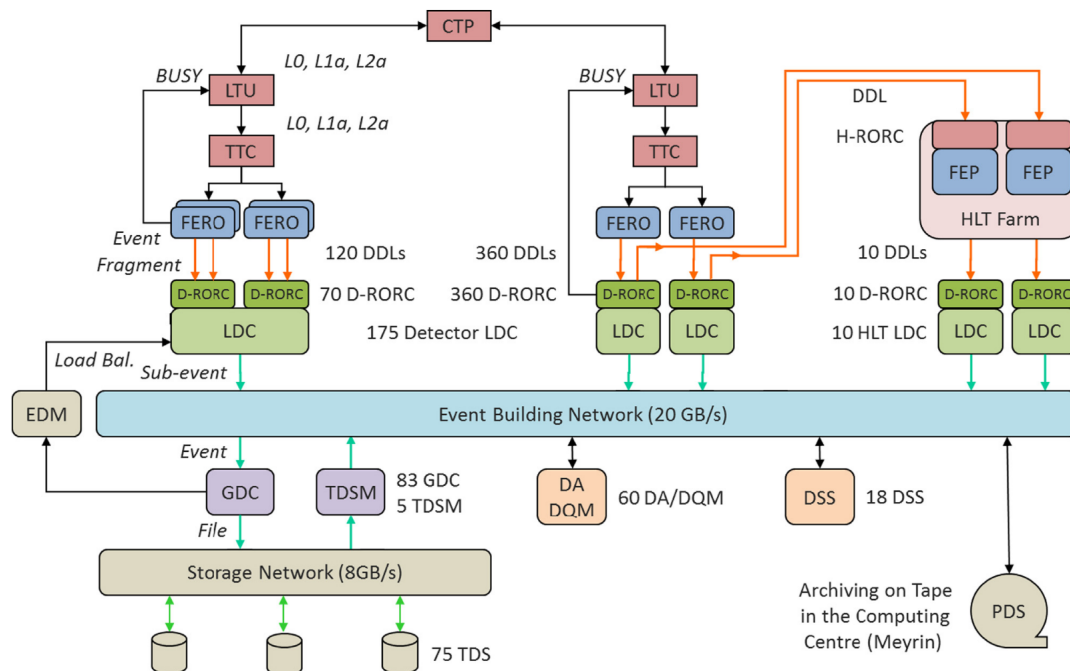


FIGURE 3.15 – Schéma fonctionnel de l'architecture du système d'acquisition des données d'ALICE (DAQ) [135] et de ses échanges d'informations avec le système de déclenchement central (CTP).

Traitement des données

Les données brutes provenant de la DAQ sont encore très volumineuses et contiennent des informations provenant directement des détecteurs (par exemple : l'amplitude et la durée d'un signal électrique détecté) qui ne sont pas facilement traduisibles en termes d'observables physiques pour les collisions. Afin de rendre les données plus accessibles, une première étape de traitement des données brutes est réalisée grâce au logiciel basé sur les classes de ROOT⁷ [136] et développé par les membres de collaboration ALICE : AliRoot [137]. De cette première transformation résultent les fichiers ESD pour *Event Summary Data*

7. ROOT est un logiciel développé majoritairement en langage C++ par les membres du CERN à partir de 1994 pour les besoins spécifiques des expériences.

contenant des informations utilisables pour les analyses de physiques. Les ESDs contiennent de nombreuses informations détaillées sur l'ensemble des caractéristiques des événements. Finalement, une seconde étape de traitement est appliquée à partir des ESDs pour obtenir les *Analysis Object Data* (AOD). Les fichiers AOD ne contiennent que les informations nécessaires à certains types d'analyses d'observables physiques. Ils sont nettement moins volumineux que les ESDs et ce sont ces fichiers⁸ qui ont été utilisés pour l'analyse présentée dans ce manuscrit.

Pour pouvoir évaluer la réponse des détecteurs et en déduire des mesures physiques, il est nécessaire de simuler cette réponse. Les collisions sont simulées grâce à des générateurs d'événements basés sur des techniques Monte Carlo comme PYTHIA et EPOS, présentés dans la Section 2.3.1. La propagation des particules produites lors des événements générés est ensuite simulée par un code de transport appelé GEANT3 [138] avant d'être traitées de la même manière que les données. Une fois les fichiers AOD de simulation générés, il est possible de les analyser de façon analogue aux données et de comparer les résultats. Ce principe de comparaison simulation/données a été utilisé dans cette thèse pour la mesure de multiplicité présentée au Chapitre 5 notamment. Pour pouvoir simuler le plus fidèlement possible la réponse des détecteurs dans les conditions réelles de prise de données, le programme GEANT3 s'appuie sur une base de données appelée *Offline Conditions DataBase* (OCDB). Les fichiers OCDB contiennent de nombreuses informations sur l'état des détecteurs, leur alignement ou les champs magnétiques par exemple.

L'analyse de la grande quantité de données (simulées ou non) est réalisée au moyen du programme AliPhysics [139] développé par les membres de la collaboration⁹ ALICE. AliPhysics est un ensemble de classes en langage C++ basé sur ROOT et contenant des programmes dédiés aux analyses de physique avec les données d'ALICE appelées tâches (*tasks* en anglais). Chaque tâche traite les données (fichiers ESD ou AOD) pour en tirer des résultats exploitables par les analyseurs. Chaque membre de la collaboration réalisant une analyse de donnée peut modifier les différentes tâches existante suivant les besoins de son analyse. Par exemple, dans le cas de la mesure des charmonia en fonction de la multiplicité, la tâche utilisée permet d'extraire des AODs, le nombre de traces de particules chargées dans le SPD et le nombre de paires de muons de signes opposés détectés par le spectromètre. C'est aussi dans cette tâche d'analyse que les critères de sélection physiques sur les événements, propres à chaque type d'analyse, sont appliqués.

Au total, les expériences du LHC produisent une quantité de données de l'ordre de 90 Po par an [140]. Les capacités de calcul nécessaires à les traiter sont donc également très importantes. Pour cela, un outil spécialement dédiée à cette tâche a été développé. Il s'agit de la grille de calcul du LHC (*Worldwide LHC Computing Grid* : WLCG) [141]. Cette grille de calcul met en commun les capacités de calcul de l'ensemble des instituts membres des collaborations en disposant à travers le monde. Concrètement, les tâches de reconstruction, de simulation ou d'analyse sont divisées en sous-tâches appelés *jobs* qui sont ensuite réparties à travers ces centres de calculs. Une fois terminés, les fichiers contenant les résultats (beaucoup plus légers que les données) peuvent être téléchargés, traités et interprétés en termes d'observables physiques sur un ordinateur personnel.

8. Plus précisément, il s'agit des fichiers AOD-Muons contenant les informations sur les événements reconstruits par les détecteurs du spectromètre à muons et le SPD principalement.

9. La collaboration ALICE compte actuellement (en 2020) plus de 1900 membres en provenance de 174 instituts répartis dans 39 pays différents à travers le monde.

3.3 Des améliorations pour le Run 3

L'écriture de ce manuscrit se déroule durant le deuxième arrêt long du LHC (LS2) qui a débuté fin 2018 et devrait voir la reprise des premiers runs techniques en 2021. Durant cette période, la collaboration ALICE a prévu de longue date (lettre d'intention [142] soumise au comité du LHC en 2012) de mettre en place de nombreuses améliorations de son détecteur et de son système de traitement des données. La nouvelle configuration du détecteur ALICE à partir du Run 3 est présentée sur la Figure 3.16 avec ses nouveaux systèmes de détection. En plus du remplacement des composants défectueux et/ou usés par des années d'exposition aux rayonnements intenses produits par les collisions, de nombreuses améliorations du détecteur sont en cours de développement et d'installation au CERN. Les 5 améliorations majeures de l'expérience ALICE pour le Run 3 sont présentées birèvement dans les paragraphes suivants.

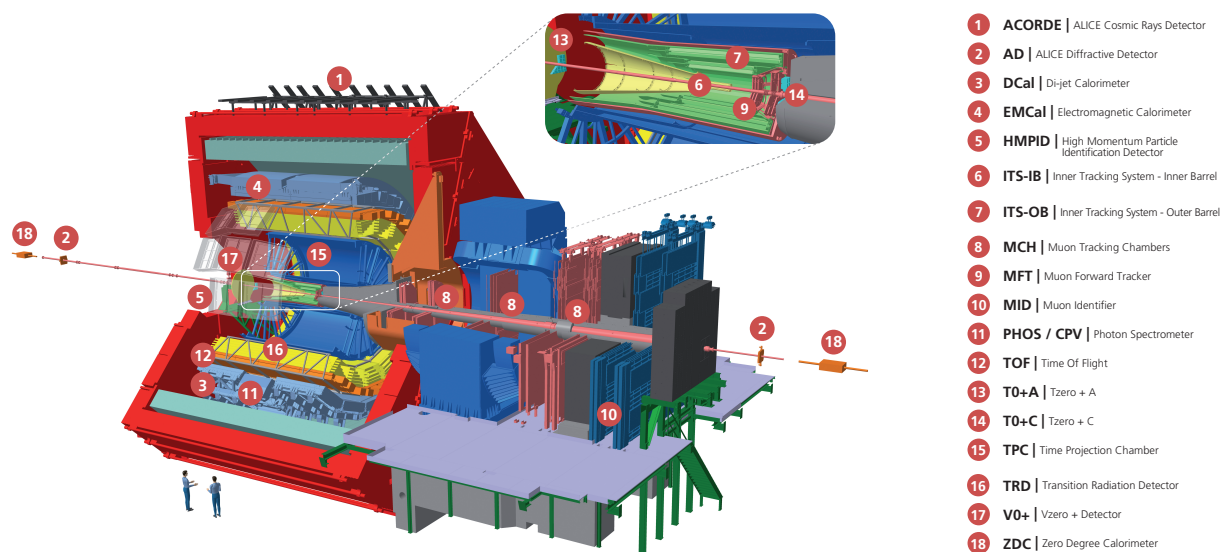


FIGURE 3.16 – Représentation 3D du détecteur ALICE et de ses différents sous-systèmes de détection dans sa configuration du Run 3 au LHC [129].

L'ITS présenté dans la Section 3.2.1 sera intégralement remplacé par une nouvelle version [143] constituée de 7 couches de capteurs silicium à pixels appelés ALPIDE (*ALICE Pixel DEtectors*). Ces nouveaux capteurs, dont la conception et la technologie sera présentée plus en détails au chapitre suivant, permettront de réduire significativement l'épaisseur de matière traversée par les particules (pour les 3 couches les plus internes $\sim 0,3\%$ de la longueur de radiation X_0 par couche et $\sim 1\%$ pour les 4 couches contre $\sim 2,3\%$ de X_0 par couche pour l'ancienne version). Les capacités de trajectographie seront nettement améliorées avec une résolution spatiale intrinsèque¹⁰ inférieure à $10 \mu\text{m}$ qui permettra à l'ITS de distinguer le vertex primaire d'interaction des vertex secondaires de désintégration. Les nouveaux capteurs et l'amélioration de l'électronique de lecture associée à ce nouvel ITS lui permettront d'acquérir plus de données en limitant les temps morts. L'augmentation de la vitesse de lecture diminuera également le biais de mesure lié aux collisions trop simultanées pour être distinguées (*pile-up*).

10. La résolution spatiale intrinsèque est la convolution de la résolution sur la position du vertex primaire et de la résolution sur la position de la trace.

Le Muon Forward Tracker (MFT) [144] sera le nouveau venu du spectromètre à muons. Positionné à l'intérieur du tonneau de l'ITS il augmentera significativement les capacités de trajectographie du bras muons. Le MFT est présenté en détails dans le Chapitre 4 car une partie du travail réalisé dans cette thèse s'est déroulé dans le cadre de la phase d'assemblage et de mise en service de ce nouveau système de détection.

La TPC (Time Projection Chamber) sera également remplacée par une nouvelle version [145]. Les chambres proportionnelles multi-fils (*Multi-Wire Proportionnal Chamber* : MWPC) de l'ancienne TPC seront supplantées par la technologie du gaz multiplicateur d'électrons (*Gas Electron Multiplier* : GEM). Ce choix technologique permettra à la TPC d'identifier les particules et de reconstruire leurs traces jusqu'à de très faibles impulsions transverses. Le système GEM associée la nouvelle électronique de lecture en continue permettront à la TPC de réaliser des mesures d'une précision comparable à celle de la version antérieure mais dans un environnement de très haute multiplicité (Taux de collisions de 50 kHz en Pb-Pb prévu pour le Run 3).

La DAQ et les systèmes de déclenchement font également l'objet d'améliorations très importantes [146]. Les détecteurs T0, V0 et FMD utilisés pour le déclenchement de biais minimum, déclenchement et estimation de multiplicité, rejet des collisions faisceau-gaz ou encore détermination de plan d'événement par exemple seront remplacés par un unique système appelé FIT (*Fast Integration Trigger*). De multiples améliorations de l'électronique seront également installées sur le TOF, le TRD, le ZDC et le bras muon avec les nouvelles capacités de lecture du déclencheur muon (MTR) qui deviendra le MID (*Muon IDentifier*) en augmentant sa vitesse de lecture d'un ordre de grandeur. Toujours dans le but de pouvoir supporter l'augmentation de la luminosité à partir du Run 3, la DAQ avec le déclencheur de haut niveau HLT verront leur architecture revisitée avec de nouvelles capacités de reconstruction "en ligne" (pendant la prise de données) et de compression des données.

Le traitement logiciel Online-Offline (O2) [147] des données est une amélioration majeure pour l'expérience ALICE. Il s'agit d'un changement de paradigme important pour les outils logiciels. Comme cela a été évoqué dans ce chapitre, les données étaient jusqu'à présent gérées en ligne par le système logiciel de la DAQ et stockées pour être ensuite traitées hors ligne par le logiciel AliROOT [137] qui les transformait en fichiers analysables eux-mêmes stockés sur des bases de données pour être analysés avec les classes contenues dans AliPhysics et modifiées par les membres de la collaboration. Avec O2, la séparation de ces différentes étapes sera supprimée pour laisser place à un unique outils logiciel contenant l'ensemble des programmes de la reconstruction des événements en prise de données (*Online*) jusqu'aux tâches d'analyse de physiques (*Offline*).

À titre d'illustration, la Figure 3.17 montre une modélisation en trois dimensions de l'intérieur du tonneau central d'ALICE dans sa configuration du Run 3. À l'intérieur de la nouvelle TPC sont représentés l'ITS avec sa nouvelle géométrie et ses couches internes très proches du tube faisceau, le MFT devant l'absorbeur frontal et enfin les deux parties du nouveau détecteur FIT de part et d'autre de l'ITS.

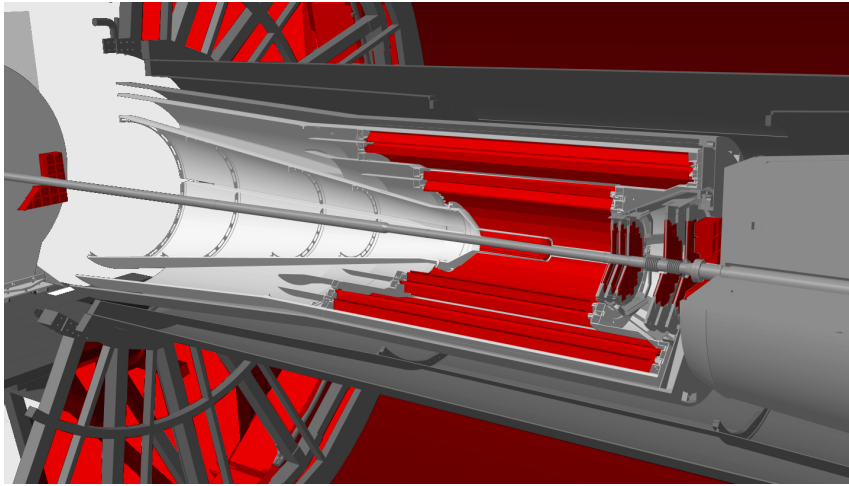


FIGURE 3.17 – Représentation 3D des améliorations dans le tonneau central d'ALICE (ITS3, TPC, MFT et FIT) pour le Run 3 au LHC [131].

Le Muon Forward Tracker

Sommaire

4.1	Objectifs physiques	65
4.2	Le MFT en détails	67
4.2.1	Structure et caractéristiques du détecteur	67
4.3	La technologie des capteurs ALPIDE	70
4.4	Performances	72
4.5	Qualification des échelles	73
4.5.1	Le banc de test	73
4.5.2	Les tests fonctionnels	75
4.5.3	Le logiciel de qualification	78
4.6	Le premier prototype MFT à l'épreuve d'un faisceau	80
4.6.1	Objectifs principaux des tests sous faisceau	80
4.6.2	Dispositif expérimental au PS	81
4.6.3	Données récoltées et analyse	83
4.6.4	Bilan des tests sous faisceau	89

Parmi les améliorations du détecteur ALICE évoquées dans le chapitre précédent, le trajectographe à muons à rapidité avant (*Muon Forward Tracker* : MFT) dotera le spectromètre à muons de nouvelles capacités à partir du Run 3 du LHC. Le travail rapporté dans ce chapitre s'inscrit dans la phase de qualification et de mise en service de ce nouveau détecteur. Après la description des objectifs physiques et des caractéristiques techniques du MFT, le développement du processus de qualification de ses éléments de détection sera également détaillé. La dernière partie de ce chapitre est consacrée au dispositif expérimental, à l'analyse et aux résultats des premiers tests sous faisceau d'un prototype de disque constituant le MFT.

4.1 Objectifs physiques

Le MFT [148, 144] est un trajectographe conçu pour ajouter des capacités de localisation des vertex d'interactions au spectromètre à muons. Avec lui, ALICE aura accès à de nouvelles mesures, hors d'atteinte dans la configuration des Runs 1 et 2. Le MFT permettra également d'améliorer significativement la précision de certaines mesures existantes. Le

programme de physique principal d'ALICE, présenté dans le chapitre précédent, est tourné vers l'étude des propriétés de la matière hadronique à haute température et densité d'énergie. Ces propriétés peuvent être étudiées à travers la mesure des sondes dures au cours de l'évolution des collisions hadroniques (de la production à l'hadronisation). En particulier, le programme de physique d'ions lourds d'ALICE étendu grâce à l'installation du MFT comprend l'étude :

- Des mécanismes de dissociation et de régénération des quarkonia pour étudier le déconfinement dans le milieu produit dans les collisions d'ions lourds. Cette étude impliquera des mesures précises de la production des J/ψ et $\psi(2S)$ prompts et des facteurs de modification nucléaire (R_{AA}) jusqu'à de très petites impulsions transverses.
- De la thermalisation des quarks lourds dans le milieu, à travers des mesures d'écoulement elliptique (v_2) pour les saveurs lourdes ouvertes (charme et beauté) et les charmonia prompts jusqu'à bas p_T .
- De la densité du milieu et de la dépendance en masse de la perte d'énergie des partons dans ce milieu grâce aux mesures de taux de production du charme et de la beauté dans le canal de décroissance contenant un seul muon et pour les J/ψ venant de hadrons beaux, en fonction de l'impulsion transverse.
- De la transition de phase QCD à travers les mesures des mésons vecteurs légers.

Les nouvelles mesures principales accessibles à l'expérience ALICE grâce à l'apport du MFT sont résumées dans la Table 4.1 extraite de [144].

TABLE 4.1 – Nouvelles mesures accessibles à l'expérience ALICE grâce à l'ajout du MFT.

Observable	Couverture en p_T (GeV/c)
Charme	
J/ψ prompts - R_{AA} & v_2	$p_T(J/\psi) > 0$
$\psi(2S)$ - R_{AA} ¹	$p_T(\psi(2S)) > 0$
μ des décroissance de hadrons charmés - R_{AA} & v_2	$p_T(\mu) > 1$
Beauté	
J/ψ non-prompts - R_{AA} & v_2	$p_T(J/\psi) > 0$
μ des décroissance de hadrons beaux - R_{AA} & v_2	$p_T(\mu) > 3$
Symétrie chirale et température du QGP	
Fonctions spectrales des mésons vecteurs légers et rayonnement thermique du QGP	$p_T(\mu^+ \mu^-) > 1$

En plus des nombreux apports du MFT associé au spectromètre à muons pour les mesures impliquant ces particules, les informations récoltées par le détecteur seul pourront également étendre le programme de physique d'ALICE. Le MFT permettra par exemple de réaliser des mesures directes de multiplicité à rapidité avant ou des mesures de plan de réaction et d'anisotropie d'événement en complément des détecteurs du tonneau central.

1. Cette mesure est déjà accessible à l'expérience ALICE mais sa précision sera significativement améliorée par l'ajout du MFT.

4.2 Le MFT en détails

Dans cette section, nous allons donner une description détaillée de la structure du MFT et de ses constituants. La technologie des capteurs au silicium composant la partie active du détecteur sera également présentée avant de détailler les performances du MFT et de son association avec le spectromètre à muons.

4.2.1 Structure et caractéristiques du détecteur

Le positionnement du MFT à l'intérieur du tonneau central en amont de l'absorbeur frontal est illustré par la Figure 4.1. La structure conique du MFT est composée de dix plans de détection répartis sur les faces avant et arrières de cinq disques. La Figure 4.2a illustre la conception du MFT sous la forme d'un ensemble de disques dont les faces sont recouvertes de capteurs. Une modélisation en trois dimensions du détecteur complet (capteurs, structure mécanique et câblage inclus) est montrée sur la Figure 4.2b.

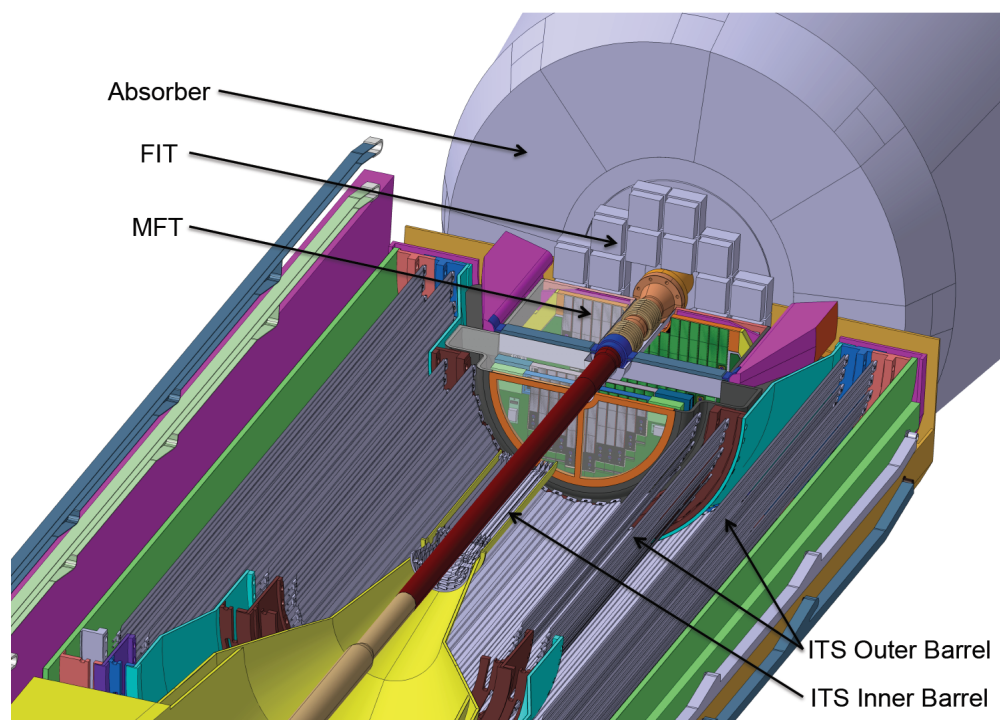


FIGURE 4.1 – Modélisation 3D représentant le positionnement des détecteurs les plus proches du point d'interaction dont le MFT en amont de l'absorbeur frontal (noté *Absorber*). Figure extraite de [144].

Les disques du MFT sont constitués de deux demi-disques (*Half-Disk* : HD) entourant le tube faisceau, une fois positionnés l'un au dessus de l'autre. Les éléments constituant les demi-disques sont montrés sur la Figure 4.3. Chaque face est composée d'échelles (*ladders*) sur lesquelles sont collés les capteurs au silicium et d'un circuit imprimé rigide (*Printed Circuit Board* : PCB) permettant d'alimenter les échelles et de connecter leur électronique de communication au système de contrôle du détecteur. Entre les deux faces se trouvent un échangeur de chaleur (*heat exchanger*) dont le rôle est d'assurer le refroidissement des capteurs pour les maintenir à une température de fonctionnement acceptable². Le premier

2. Pour les capteurs du MFT (voir Section 4.3 pour plus de détails), le critère d'acceptabilité a été fixé à une température maximale de 30°C et avec une variation maximale de 5°C le long des échelles.

disque est positionné à 46 cm du point d'interaction nominal ($z = -460$ mm) et le dernier se trouve à une distance de 76,8 cm ($z = -768$ mm). Les deux premiers disques numérotés 00 et 01 sont identiques, tandis que les suivants ont un diamètre de plus en plus important.

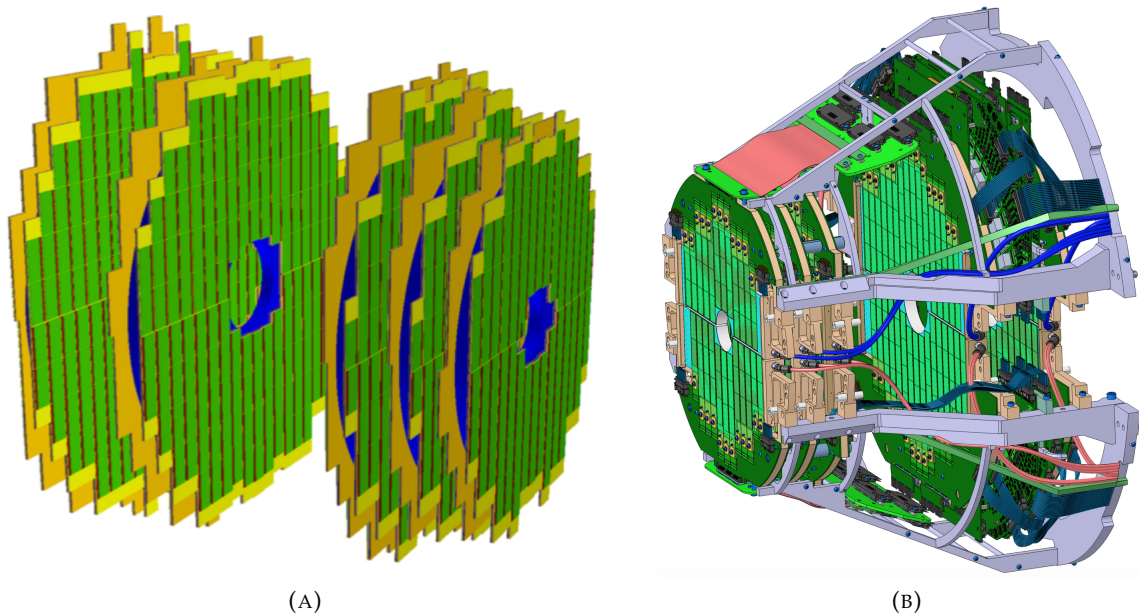


FIGURE 4.2 – Représentation schématique des plans de détections du MFT (A). Modélisation 3D du MFT complet (B). Figures extraites de [144].

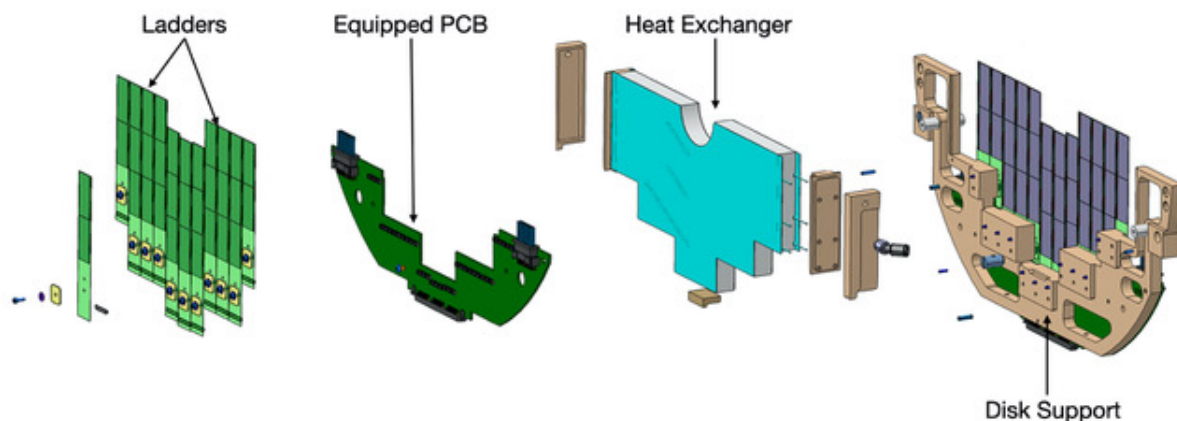


FIGURE 4.3 – Éléments constituant les demi-disques du MFT. Figure extraite de [144].

Les échelles sont composées d'un circuit imprimé flexible (*Flexible Printed Circuit* : FPC) sur lequel sont collés et connectés les capteurs appelés ALPIDE dont la structure et la technologie sont présentées plus en détails dans la Section 4.3. Quatre tailles d'échelle différentes équipent le MFT. Les plus courtes supportent deux capteurs ALPIDE tandis que les plus longues en comptent cinq. La Figure 4.4 montre une photographie de l'arrière d'une échelle (côté FPC). Les capteurs sont collés de l'autre côté et connectés au FPC grâce à des fils métalliques passant par les trous visibles sur la Figure 4.4 et soudés avec précision par un dispositif de soudage assisté par ordinateur.

Au total, le MFT est composé de 280 échelles et 936 capteurs ALPIDE. La répartition des échelles en fonction de leur longueur et du disque auquel elles appartiennent est donné dans la Table 4.2.

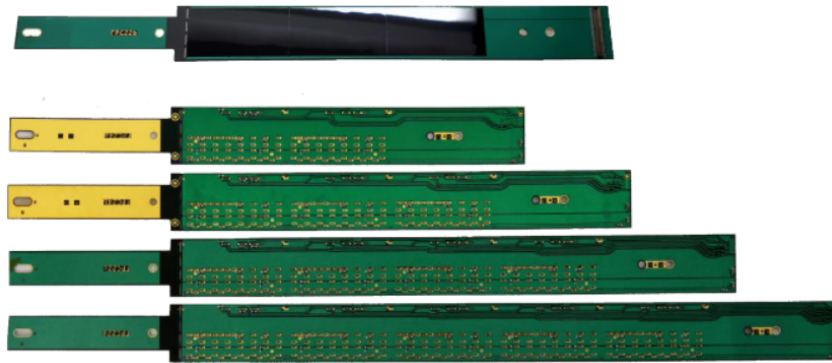


FIGURE 4.4 – Images des différents types d'échelle du MFT du côté capteurs (haut) et du côté FPC de 2 à 5 capteurs. Image extraite de [149].

TABLE 4.2 – Répartition des échelles du MFT en fonction de leur taille et du disque auquel elles appartiennent.

Disque	Type d'échelle (nombre de capteurs)				Total
	2	3	4	5	
00/01	12	36	-	-	48
02	8	28	16	-	52
03	-	20	44	-	64
04	-	16	36	16	68
Total	32	136	96	16	280

Une fois les capteurs ALPIDE solidaires du FPC, les échelles forment l'élément de détection de base du MFT. Les échelles remplissent plusieurs fonctions cruciales pour les capteurs :

- connexion entre les capteurs et le PCB du disque lui même connecté au système de contrôle et d'acquisition du détecteur,
- transport des données et des signaux de contrôle,
- alimentation et tension de polarisation arrière des capteurs (voir Section 4.3 pour plus de détails),
- flexibilité adéquate pour l'assemblage du détecteur,
- protection et isolation des capteurs.

Pour le transport et la phase de qualification, les échelles sont fixées sur des supports isolants (capteurs côté support comme sur la photographie de la Figure 4.4) et un circuit imprimé appelé ICL (*Intermediate Card for Ladder*) permettant de connecter l'échelle au banc de test (voir Section 4.5 pour plus de détails). Les échelles (capteurs + FPC) n'ayant pas encore passé la phase de qualification sont appelées HIC (*Hybrid Integrated Circuit*). Chaque HIC est numéroté HICnXXX avec n la longueur de l'échelle (en nombre de capteurs) et XXX l'ordre chronologique de production de l'échelle. Par exemple, avant d'être testée, la 20^e échelle à 3 capteurs sera nommée : HIC3020. Le long de l'échelle, les ALPIDES sont repérés par un identifiant appelé CHIPID pouvant prendre des valeurs de 4 à 8. Pour une échelle constituée de deux capteurs, ces derniers porteront les identifiants CHIPID = 7 et 8 tandis que pour une échelle de 5 capteurs, les identifiants prendront les valeurs CHIPID = 4 à 8.

Après avoir présenté les différents éléments du MFT depuis sa structure jusqu'aux échelles de capteurs, la section suivante est dédiée à la technologie et à l'architecture des capteurs ALPIDE.

4.3 La technologie des capteurs ALPIDE

Les puces ALPIDE (*ALICE Pixel DEtector*) [150] sont des capteurs de type MAPS (*Monolithic Active Pixel Sensors* : capteurs monolithiques à pixels actifs) employant la technologie CMOS (*Complementary Metal Oxyde Semiconductor*). Ils ont été conjointement développés pour l'amélioration de l'ITS et du MFT d'ALICE en vue du Run 3 au LHC. La Figure 4.5 montre une photographie d'un capteur ALPIDE connecté à un circuit imprimé.



FIGURE 4.5 – Photographie d'un capteur ALPIDE sur un circuit imprimé. Image extraite de [151].

Les capteurs mesurent 15 mm en hauteur et 30 mm en longueur pour une épaisseur totale de 50 μm . L'électronique de lecture (*front-end*) intégrée aux pixels et les périphériques de communication sont inclus dans ce volume ($15 \times 30 \times 0,05 \text{ mm}^3$). La matrice de pixels des capteurs se compose de 512×1024 pixels de dimensions $26,88 \times 29,24 \mu\text{m}^2$. Le schéma de la Figure 4.6 représente l'architecture générale des capteurs ALPIDE avec la matrice de pixels et l'électronique périphérique ($1,2 \times 30 \text{ mm}^2$). La matrice est divisée en 32 régions contenant chacune 16 double colonnes de pixels. Les double colonnes sont indépendantes et comportent chacune un circuit de lecture appelé *priority encoder* reliant les pixels à l'unité de lecture régionale correspondante de la matrice (*Region Readout Unit*).

La Figure 4.7 illustre le principe de fonctionnement des capteurs ALPIDE. Lorsqu'une particule chargée traverse la couche épitaxiale de silicium, elle crée des paires électron-trou. Les électrons qui atteignent la zone déplétée³ autour de la diode de collection (NWELL DIODE sur le schéma de la Figure 4.7) et les porteurs de charge libres produits directement à l'intérieur de celle-ci, créent un signal à l'entrée du circuit de numérisation intégré au pixel.

La Figure 4.8 représente le traitement du signal électrique formé par ces charges appelé *hit*, par l'électronique de lecture intégrée aux pixels. Ces charges forment un signal électrique sous la forme d'une impulsion⁴. L'allure de cette impulsion est notée PIX_IN sur le schéma

3. Dépourvue de porteurs de charge libre. Le volume déplétée correspond à la zone blanche sur le schéma de la Figure 4.7.

4. Cette impulsion analogique peut-être simulée (injectée) grâce au signal VPULSE. Cette fonction est notamment utilisée pour la qualification des capteurs.

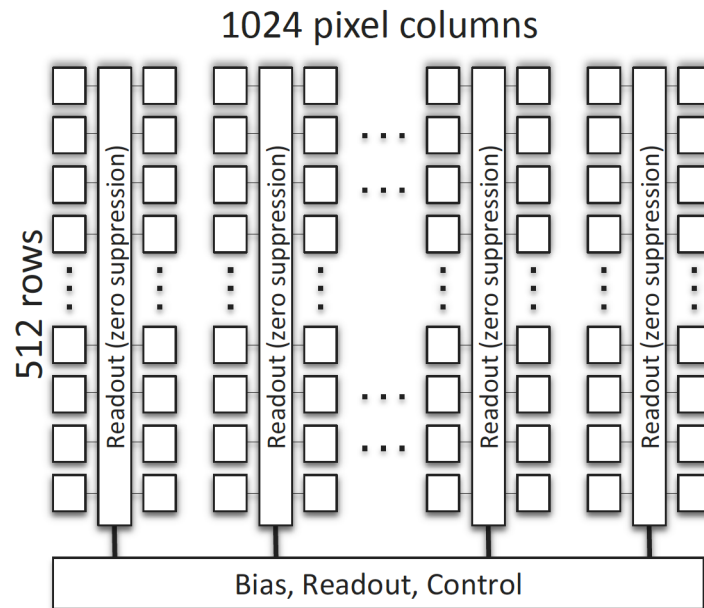


FIGURE 4.6 – Représentation schématique de la matrice de pixels des capteurs ALPIDE. Figure extraite de [152].

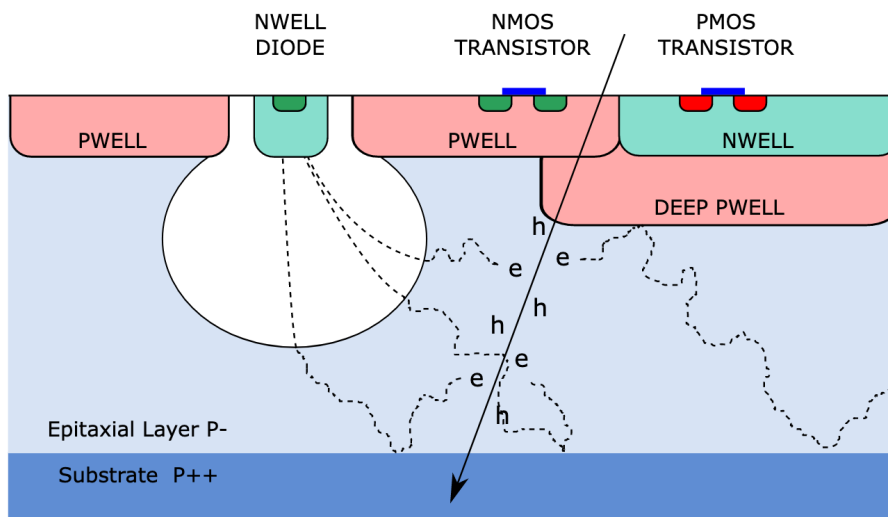


FIGURE 4.7 – Schéma du principe de fonctionnement des ALPIDE. Figure extraite de [143].

de la Figure 4.8. Après amplification, le signal analogique OUT_A est comparé à un seuil noté THR. Si OUT_A est supérieur à THR (seuil configurable sur les ALPIDEs), le signal de sortie du circuit logique prend la valeur 1. Le signal OUT_D est un signal digital⁵ (binaire) qui peut dès lors être traité par des circuits logiques. Ensuite, le signal OUT_D est comparé au signal de déclenchement noté STROBE⁶. Le signal STROBE contrôle ainsi le stockage de la valeur du signal OUT_D (1 si un hit a été détecté au dessus du seuil THR, 0 sinon). La mémoire interne du pixel peut contenir 3 événements (*multi event buffer*), c'est-à-dire 3 valeurs de OUT_D correspondant à 3 impulsions du signal STROBE. L'électronique de

5. À l'image de l'impulsion analogique VPULSE, l'impulsion digitale peut également être simulée, forçant l'écriture d'un 1 binaire dans la mémoire interne des pixels.

6. Il est intéressant de noter que le signal de déclenchement STROBE, généré par l'ALPIDE, peut-être soit déclenché par un signal extérieur (mode trigger) soit généré périodiquement par l'électronique du capteur (lecture en continu).

contrôle de l'ALPIDE située à la périphérie du capteur peut ensuite lire la mémoire des pixels (STATE) afin d'acquérir puis de transmettre les données brutes du capteur (adresses des pixels ayant enregistré un hit).

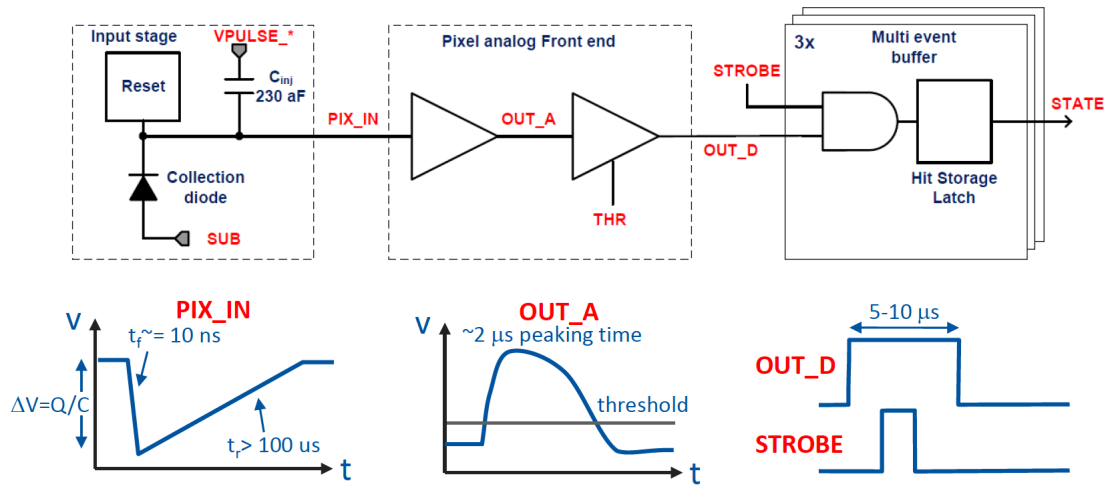


FIGURE 4.8 – Schéma fonctionnel de l'électronique de lecture intégrée aux pixels des ALPIDEs et de la forme des signaux aux différentes étapes de lecture. Figure extraite de [152].

4.4 Performances

Le développement des capteurs ALPIDE a été guidé par les objectifs de performance (résolution et efficacité) pour les mesures physiques et par les contraintes imposées par le haut de niveau de rayonnement auquel les capteurs seront exposés pendant une longue période⁷. La résolution, l'efficacité et la tolérance aux rayonnements des capteurs ALPIDE ont été éprouvées par les équipes en charge de l'ITS (pour lequel l'ALPIDE a été développé) au cours de tests sous faisceau réalisés au CERN [153]. Ces tests ont montré que les ALPIDEs conservent une efficacité de détection supérieure à 99% après avoir subi une dose de radiation de 2,7 Mrad TID⁸ et $1,7 \cdot 10^{13}$ MeV.n_{eq}.cm⁻² NIEL⁹, soit une dose 10 fois plus importante que la dose totale estimée à laquelle ils seront exposés durant les périodes de prise de données. Cette efficacité et cette résistance aux rayonnements est notamment due à leur conception. En effet, il est possible d'appliquer une différence de potentiel de -3 V (appelée *back-bias*) sur la face arrière des capteurs (substrat) afin d'augmenter la taille de la zone déplétée (sans porteur de charge libre) autour de la diode de collection de charges à l'intérieur de la couche épitaxiale. De plus, la petite dimension de la diode de collection ($\sim 2 \mu\text{m}$ de diamètre soit ~ 100 fois plus petite que le pixel) permet d'en limiter la capacité et ainsi d'augmenter l'efficacité de détection en améliorant le rapport signal/bruit.

En résumé, les performances des ALPIDEs utilisés à la fois pour l'amélioration de l'ITS et le MFT sont nettement supérieures aux exigences requises pour les deux détecteurs.

7. Les détecteurs ITS et MFT employant les ALPIDE seront utilisés pour les Runs 3 et 4 du LHC soit une durée d'utilisation estimée à 6 ans environ.

8. La dose TID (*Total Ionizing Radiation*) correspond à la dose totale de rayonnements ionisants reçue par le capteur. Ces rayonnements sont susceptibles d'altérer les propriétés du silicium et donc de dégrader les performances du capteur.

9. La dose NIEL (*Non-Ionizing Energy Loss*) représente la quantité de rayonnement non ionisant reçue par le capteur.

D'après les tests réalisés, les ALPIDEs seront capables de maintenir leur efficacité de détection et leur résolution dans l'environnement de très haute multiplicité des interactions Pb–Pb¹⁰, même après plusieurs années de prise de données. Les principales caractéristiques et performances des capteurs ALPIDE sont reportées dans la Table 4.3.

TABLE 4.3 – Caractéristiques et performances principales des capteurs ALPIDE [143].

Caractéristique	Valeur
Résolution spatiale	$\sim 5 \mu\text{m}$
Dimensions des pixels	$26,88 \times 29,24 \mu\text{m}^2$
Efficacité de détection	$>99\%$
Taux de faux hit	$\ll 10^{-5} \text{ evt}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$
Temps d'intégration	$<10 \mu\text{s}$
Densité de puissance	$\sim 35 \text{ mW.cm}^{-2}$
Résistance aux rayonnements TID	2,7 Mrad
Résistance aux rayonnements NIEL	$1,7 \cdot 10^{13} \text{ MeV.n}_{eq}.\text{cm}^{-2}$

4.5 Qualification des échelles

Dans les sections précédentes, la structure des éléments du MFT et la technologie des capteurs ALPIDE ont été présentées. Dans le cadre de la phase de production des échelles avant l'assemblage du MFT, ces dernières doivent être testées afin de s'assurer du bon fonctionnement des capteurs une fois collés et connectés à leur FPC. Pour cela, le travail rapporté dans ce manuscrit porte sur le banc de test des échelles. En particulier, ce travail s'est concentré sur le développement du logiciel permettant de tester différentes fonctionnalités des capteurs.

4.5.1 Le banc de test

Après leur assemblage (collage et connexion des capteurs au FPC grâce à des soudures de précision : *wire bonding*), les échelles doivent subir plusieurs phases de test de validité avant d'être installées sur les demi-disques du MFT. Elles sont d'abord contrôlées visuellement pour s'assurer que les points de colle et/ou les soudures ne présentent pas de défauts susceptible d'altérer les capteurs en créant des court-circuits par exemple, ou encore que les capteurs ne sont pas endommagés. Les propriétés électriques des échelles sont également testées en augmentant progressivement les différentes tensions d'alimentation (analogique pour la matrice de pixels, digitale pour la partie *front-end* et *back-bias*) pour s'assurer qu'aucun défaut électrique ne compromet l'intégrité et les fonctionnement des capteurs. L'étape de qualification suivante consiste à tester les fonctionnalités des capteurs montés sur les échelles. Pour réaliser cette étape, un banc de test a été développé. Ce banc de test est représenté par le schéma de la Figure 4.9. La photographie de la Figure 4.10 montre la disposition des éléments du banc de test.

10. Aux Runs 3 et 4, ALICE récoltera des données en mode continu et le programme de collisions Pb–Pb prévoit un taux de collisions de 50 kHz. La luminosité intégrée attendue pour les collisions Pb–Pb est de l'ordre de 10 nb^{-1} soit environ 100 fois plus que les données récoltées jusqu'à 2018.

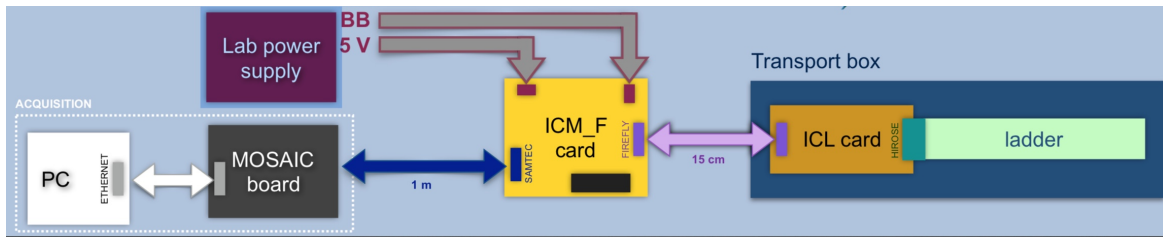


FIGURE 4.9 – Représentation schématique du banc de test des échelles.

En plus de l'échelle à qualifier, le banc de tests est composé des éléments suivants :

- Un ordinateur (système d'exploitation : CERN CentOS 7) permettant de piloter le banc de test grâce au logiciel dédié (voir Section 4.5.3 pour plus de détails sur le logiciel),
- Une alimentation de laboratoire générant une tension d'alimentation de 5 V et la tension back-bias V_{BB} (valeur typique $V_{BB} = -3$ V),
- Une carte appelée MOSAIC (*Modular System for Acquisition Interface and Control*) joue le rôle d'interface entre l'ordinateur et l'échelle. Elle a été développée spécialement pour le contrôle des capteurs ALPIDE. Son composant principal est un FPGA (*Field Programmable Gate Array*) intégrant un logiciel interne appelé *firmware*¹¹.
- Une carte ICM (*Intermediate Card for MOSAIC*) dont le rôle est de transmettre les signaux de contrôle et les données entre la MOSAIC et l'échelle mais également de transformer la tension de 5 V fournie par l'alimentation de laboratoire en une tension analogique AVDD et une tension digitale DVDD toutes deux d'une valeur 1,8 V nécessaires à alimenter l'échelle.
- Une carte ICL (*Intermediate Card for Ladder*) permettant de connecter l'échelle à la carte ICM. Cette carte contient des condensateurs de découplage dont le rôle est de protéger l'échelle en cas de variation brutale de la tension d'alimentation.

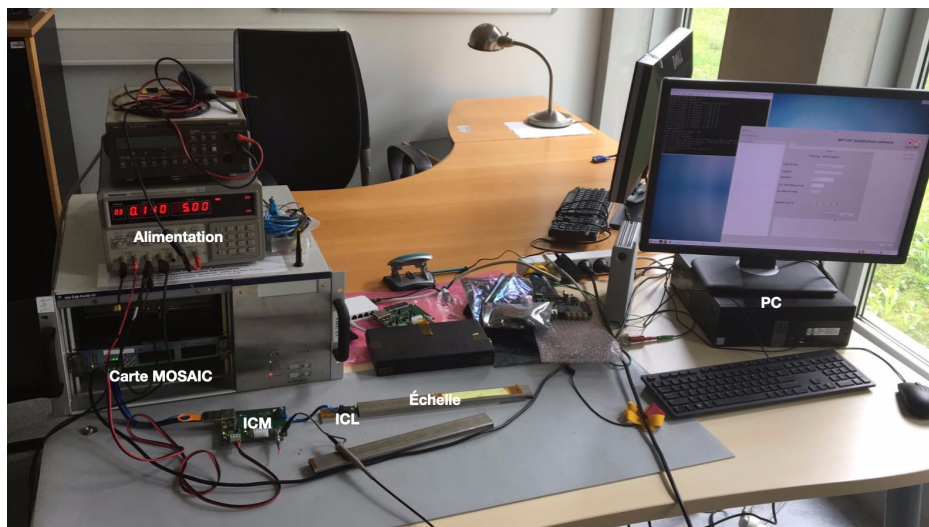


FIGURE 4.10 – Photographie du banc de test des échelles durant la phase de développement de la procédure de qualification au laboratoire Subatech (Nantes).

11. Le firmware est un micro-logiciel à l'interface entre le logiciel de haut-niveau (*software*) et l'électronique (*hardware*) permettant de communiquer avec les capteurs via des signaux numériques échangés.

4.5.2 Les tests fonctionnels

En utilisant les capacités d'injection d'impulsion analogique et digitale de la matrice de pixels des ALPIDEs (voir Section 4.3), il est possible d'évaluer la réponse des capteurs à une sollicitation afin de s'assurer de leur bon fonctionnement et de mesurer le seuil de déclenchement des pixels par exemple.

La procédure de qualification à laquelle les échelles sont systématiquement soumises après l'étape d'assemblage est composée de 5 tests fonctionnels. Ces 5 tests destinés à éprouver les différentes fonctionnalités des capteurs sont présentés dans les paragraphes suivants.

Le test FIFO

Il s'agit d'un test de communication avec les ALPIDEs. Le but est de tester le fonctionnement de l'interface de contrôle et de communication des capteurs ainsi que les unités de lecture régionales (RRU) de la matrice de pixel. Pour cela, l'écriture de quatre mots binaires différents (*patterns* : 0x0000, 0x5555, 0xAAAA et 0xFFFF en hexadécimal) est forcée au niveau des cellules FIFO (*First In, First Out*) des double colonnes. Puis, une requête de lecture est envoyée à l'ALPIDE pour comparer la réponse aux mots binaires préalablement écrits. Si ces derniers sont identiques, le test FIFO est validé. Les résultats du test sont stockés sous forme d'un fichier au format texte (.dat) contenant le nombre d'erreurs de lecture sur chaque mot binaire et pour chaque ALPIDE de l'échelle. Les registres de configuration des capteurs sont également lus et leurs valeurs sont sauvegardées dans le même fichier texte.

Le test digital

Le test digital (appelé *digital scan*) est destiné à vérifier la réponse du circuit logique (digital) des pixels. Comme cela a été évoqué dans la Section 4.3, il est possible de simuler des hits sous la forme d'une impulsion logique (1 binaire) au niveau des pixels. En pratique, 50 hits digitaux sont simulés pour chaque pixel de la matrice. Lors de la lecture de la matrice, si un pixel n'a pas enregistré 50 hits, 3 cas de figures peuvent amener le pixel "défaillant" à être classé dans des catégories différentes :

- 0 hit enregistré : le pixel est **mort** (*dead*),
- $0 < \text{nombre de hits enregistrés} < 50$: le pixel est **inefficace** (*inefficient*),
- $50 < \text{nombre de hits enregistrés}$: le pixel est **bruyant** *noisy* ou **chaud** *hot*.

Les résultats du test digital sont stockés sous forme de fichiers texte (.dat) individuels pour chaque capteur. Ces fichiers contiennent les coordonnées (colonne-ligne) des pixels ayant enregistré des hits et le nombre de hits enregistrés par chaque pixel. Les graphiques tracés à partir de ces fichiers sont également sauvegardés.

Un de ces graphiques est montré sur la Figure 4.11. Il s'agit d'un exemple de résultat du test digital du premier capteur (CHIP 8) de l'échelle HIC2028 à deux capteurs. Le graphique illustre la structure en double colonnes de la matrice de pixels. En effet, les pixels morts (n'ayant enregistré aucun hit sur les 50 sollicitations) repérés par des marqueurs noirs sont tous localisés sur les double colonnes 410-411 et 624-625. Deux pixels inefficaces ont été identifiés à la ligne 0 sur les colonnes 410 et 411. Ces pixels n'ont enregistré qu'un hit sur les 50 impulsions simulées. À la ligne 210, les pixels des colonnes 624 et 625 ont enregistré respectivement 1 et 2 hits sur 50.

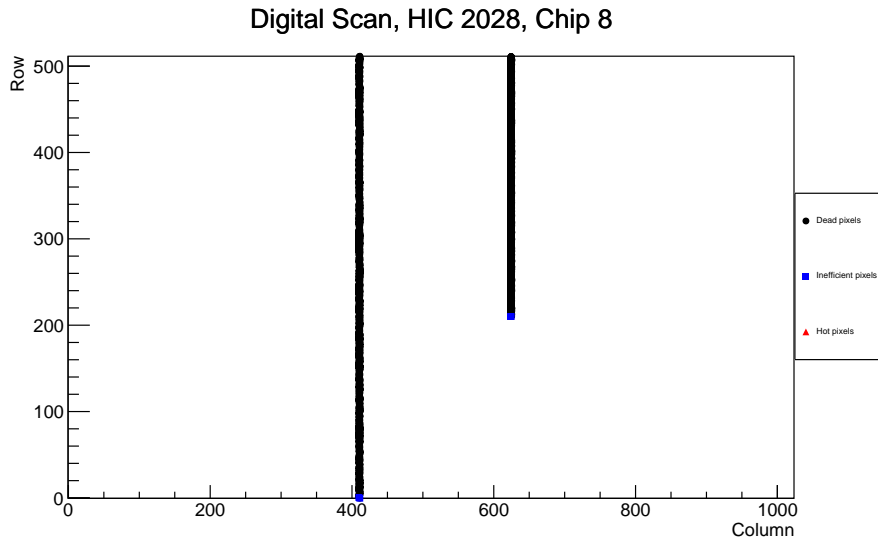


FIGURE 4.11 – Résultat d’un test digital sur le capteur CHIP 8 de l’échelle HIC2028.

La mesure de seuil

En utilisant les capacités d’injection d’impulsion analogique des ALPIDEs, il est possible de mesurer le seuil de déclenchement de chaque pixel de la matrice. Le principe est de simuler des impulsions analogiques d’amplitude (charge) croissante et de mesurer le nombre de hits enregistrés par le pixel. Pour chaque valeur de charge injectée (exprimée en nombre d’électrons), 50 impulsions sont générées. Le graphique du nombre de hits enregistrés par le pixel en fonction de la charge injectée est appelé courbe en S (*S-curve*) et le seuil de déclenchement du pixel est déterminé par la position du front montant de cette courbe. La Figure 4.12 montre un exemple de courbe en S d’un pixel pour lequel le seuil de déclenchement est proche de 180 électrons.

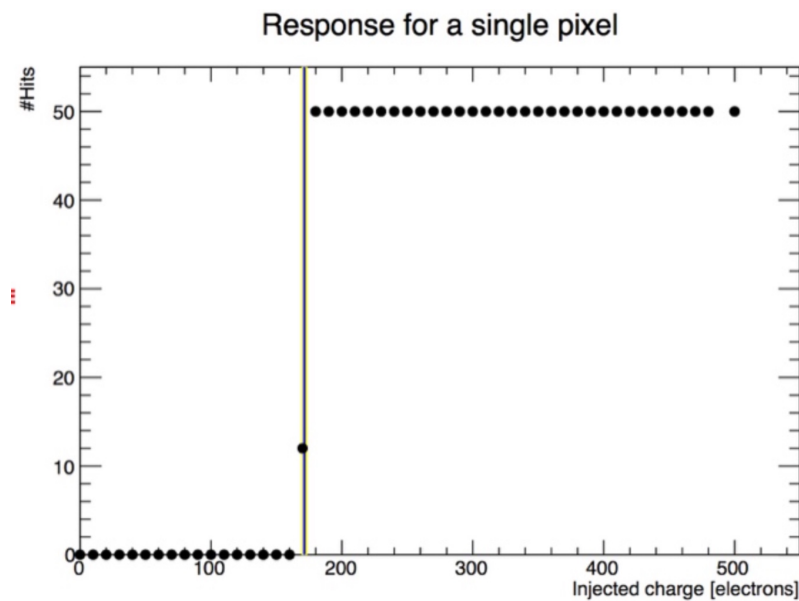


FIGURE 4.12 – Nombre de hits détectés par un pixel donné en fonction de la charge (en nombre d’électrons) de l’impulsion injectée.

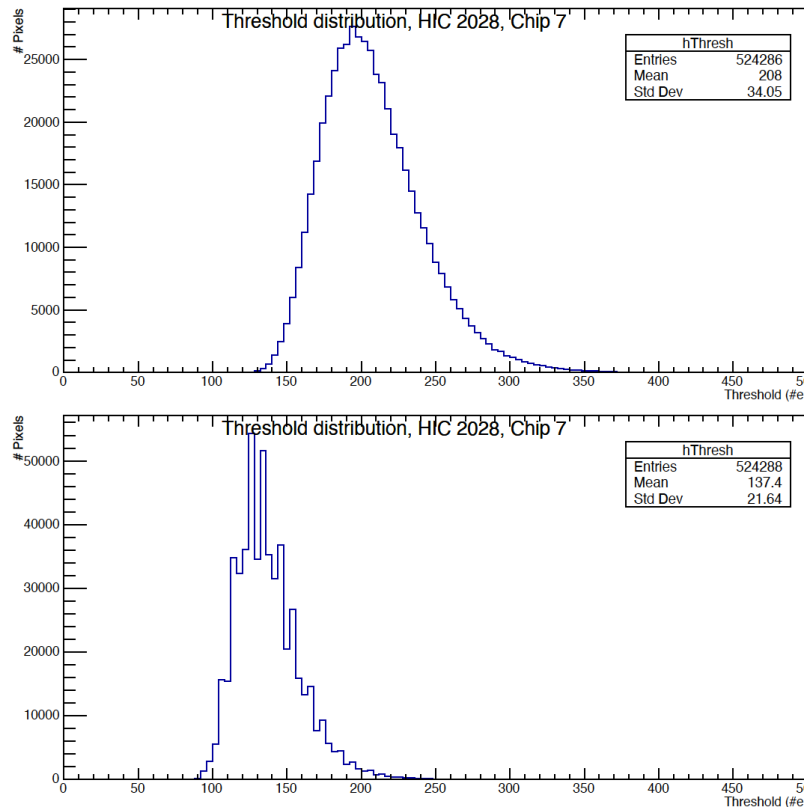


FIGURE 4.13 – Distribution des seuils de déclenchement des pixels sans (haut : $V_{BB} = 0$ V) et avec (bas : $V_{BB} = -3$ V) polarisation inverse du substrat (*back-bias*).

En appliquant cette procédure de mesure de seuil à toute la matrice de pixels, il est possible de déterminer la distribution des seuils du capteur. La Figure 4.13 montre la distribution des seuils du capteur CHIP 7 de l'échelle HIC2028 avec (haut) et sans (bas) polarisation inverse du substrat (*back-bias*). La comparaison entre les deux graphiques de cette figure illustre l'effet du back-bias sur les seuils de détection. Lorsque la tension $V_{BB} = -3$ V est appliquée au capteur, la valeur moyenne de la distribution de seuils diminue à 137 e^- contre 208 e^- avec $V_{BB} = 0$ V. Ce comportement est dû à la modification de la perméabilité des transistors constituant l'électronique *front-end* par la polarisation inverse du substrat. De même, cette distribution est plus homogène (pic plus étroit) avec la tension de back-bias que sans elle (déviatoin standard = 21,64 contre 34,05).

Les résultats des mesures de seuil de déclenchement sont sauvegardés sous la forme de fichiers texte contenant la réponse de chaque pixel aux impulsions analogiques injectées à différents niveaux de charge. Ils contiennent également les résultats de tests d'ajustement sur la courbe en S permettant de déterminer la valeur du seuil de chaque pixel. Finalement, des tests d'ajustement sont également réalisés sur la distribution des seuils pour en déterminer la valeur moyenne et la déviatoin standard. Le tracé des distributions de chaque capteur est également sauvegardé.

Le niveau de bruit

Afin d'identifier les pixels bruyants (enregistrant des hits sans activité liée à la présence de rayonnements ionisants) et de mesurer le taux de faux hits par pixel et par événement (*fake hit rate*) sur l'ensemble du capteur, un test de niveau de bruit (appelé *noise occupancy*

scan) est réalisé. Cette procédure consiste à envoyer un grand nombre de commandes de déclenchement ($\sim 10^6$ *triggers*) à l'ensemble de la matrice de pixels sans induire d'activité au niveau des pixels (ni injection de charge, ni lumière, ni faisceau ou source radioactive). Les pixels ayant enregistré plus de 10 hits au cours de la durée du test sont considérés comme bruyants et devront être masqués pour éviter de biaiser la mesure de trace de particules. Le taux de faux hits par pixel et par événement du capteur ALPIDE testé est donné par le rapport du nombre de hits enregistrés sur le nombre de commandes de déclenchement envoyées et sur le nombre de pixels testés. Pour les ALPIDEs, ce taux de faux hits doit rester inférieur à 10^{-5} hit.evt⁻¹.pixel⁻¹.

Les résultats du test de niveau de bruit sont stockés sous la forme de fichiers texte contenant les adresses des pixels bruyant et le taux de faux hits de chaque capteur.

Le diagramme de l'œil

Le test du diagramme de l'œil a pour but d'évaluer la qualité de la transmission des signaux haut débit le long de l'échelle. Pour construire ce diagramme, le signal numérique (bit : 0 ou 1) envoyé par un capteur est comparé à une réponse attendue pour une amplitude (axe des ordonnées) et un instant donnés (axe des abscisses). Un grand nombre de ces tests est réalisé pour les différents jeux de coordonnées (amplitude, temps). Si le résultat d'un test est négatif, un compteur d'erreurs est incrémenté aux coordonnées testées. Le taux d'erreur (*Bit Error Rate* : BER) pour chaque point du diagramme est obtenu en divisant le nombre d'erreurs par le nombre de tests effectués. Le diagramme résultant, dont la Figure 4.14 montre un exemple typique, présente en son centre une structure en forme d'œil (zone blanche) correspondant à un BER inférieur à 10^{-6} . De cette façon, l'ouverture de l'œil représente la qualité de la transmission du signal le long de l'échelle. Plus il est ouvert selon l'axe des abscisses, moins le signal transmis par le capteur est décalé en temps. De même, plus l'œil est ouvert selon l'axe des ordonnées, moins la chute d'amplitude du signal délivré par le capteur est importante. Sur les ALPIDEs, la puissance du signal de sortie et son décalage temporel sont configurables. Ils peuvent donc être ajustés pour améliorer la qualité du signal. Les échelles dont tous les capteurs satisfont les critères d'acceptabilité : ouverture temporelle supérieure à 120 et ouverture en amplitude supérieure à 220 (unités DAC) sont considérées comme valides.

4.5.3 Le logiciel de qualification

L'utilisation des capteurs ALPIDE pour le MFT comme pour l'ITS a été évoquée au début de ce chapitre. Un logiciel permettant de communiquer avec les capteurs et de gérer des tests de qualification a été développé pour les échelles de l'ITS. Cependant, la structure différente des échelles du MFT et les processus de développement différents des deux détecteurs ont nécessité une adaptation et un développement parallèle du logiciel de qualification des échelles du MFT par rapport à celui des échelles de l'ITS. Les principales différences entre les deux détecteurs ayant entraîné des adaptations et développements importants sont listées ci-après :

- La taille des échelles est de 9 capteurs ALPIDE pour les échelles des couches les plus internes de l'ITS et va de 2 à 5 capteurs pour celles du MFT. L'adressage des capteurs sur les échelles diffère également entre les deux détecteurs.

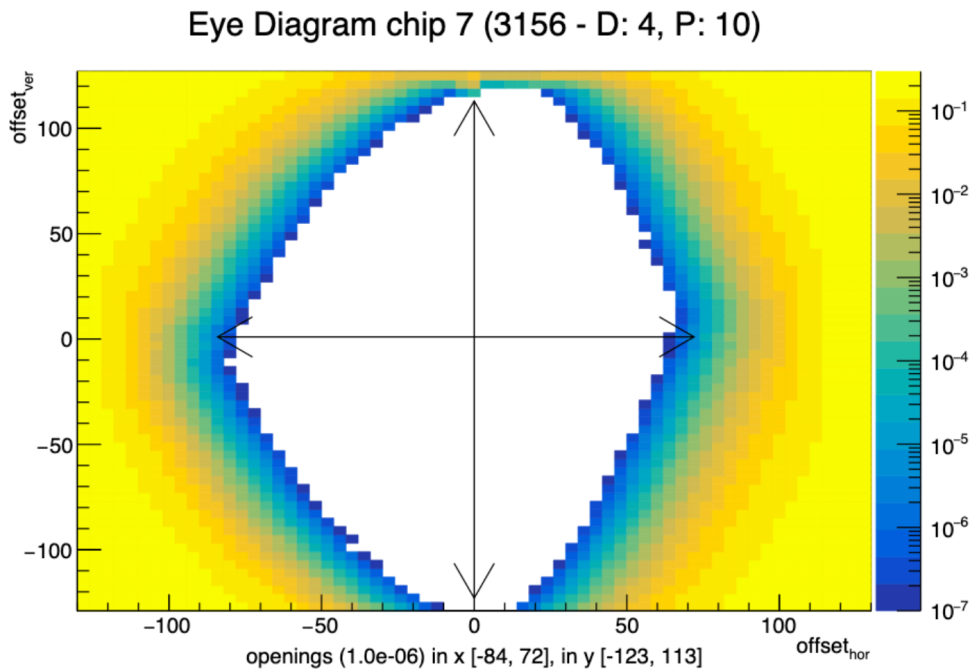


FIGURE 4.14 – Exemple de diagramme de l’oeil du capteur 7 de l’échelle 3156.

- Pour la procédure de test, les échelles de l’ITS sont alimentées par des cartes spécifiques pilotées par le logiciel de qualification. Dans le cas du MFT, l’unité d’alimentation (*Power Supply Unit* : PSU) a été développée en parallèle de la phase de qualification des échelles. Son rôle est d’alimenter plusieurs échelles à la fois en distribuant l’alimentation entre les différentes zones des demi-disques du MFT. Pour la procédure de qualification, une alimentation de laboratoire a été utilisée.
- Bien que les types de test contenus dans la procédure de qualification soient identiques pour les deux types d’échelles, la séquence de tests a dû être adaptée au banc de test du MFT. En effet, les cartes d’alimentation des échelles de l’ITS permettent de réaliser des tests dans des conditions d’alimentation contrôlées par le logiciel.
- Dans le cas des tests de qualification sur les échelles de l’ITS, les résultats sont stockés dans une base de données dédiée au détecteur et facilitant la traçabilité de l’évolution de l’état des capteurs aux différentes étapes d’assemblage du détecteur. L’envoi des données vers la base de données de l’ITS est contrôlé par le logiciel de qualification. Pour les échelles du MFT, les résultats sont sauvegardés sur un répertoire en ligne mis à disposition par le CERN (CERNBox [154]).

Outre l’adaptation du logiciel, nécessaire compte-tenu des différences entre les éléments, les modes d’alimentation et le stockage des données des deux détecteurs, certains développements propres aux utilisateurs du banc de test du MFT ont été réalisés. L’un des principaux fut celui d’une interface graphique facilitant l’utilisation du logiciel durant la phase de production des échelles (grand nombre de tests à réaliser). Cette interface a été développée à partir du logiciel Qt [155] et adaptée d’une version en cours de développement par les équipes de l’ITS. L’interface, aussi appelée GUI (*Graphical User Interface*), permet de contrôler différentes fonctionnalités. L’utilisateur commence par sélectionner le type de test à effectuer et indique les paramètres de l’échelle et du banc de test sur lequel s’effectue la procédure de qualification. Cette première étape est accessible depuis la fenêtre de configuration dont une capture d’écran est présentée sur la Figure 4.15. Certaines options ont été ajoutées comme la possibilité de désactiver un capteur défaillant.

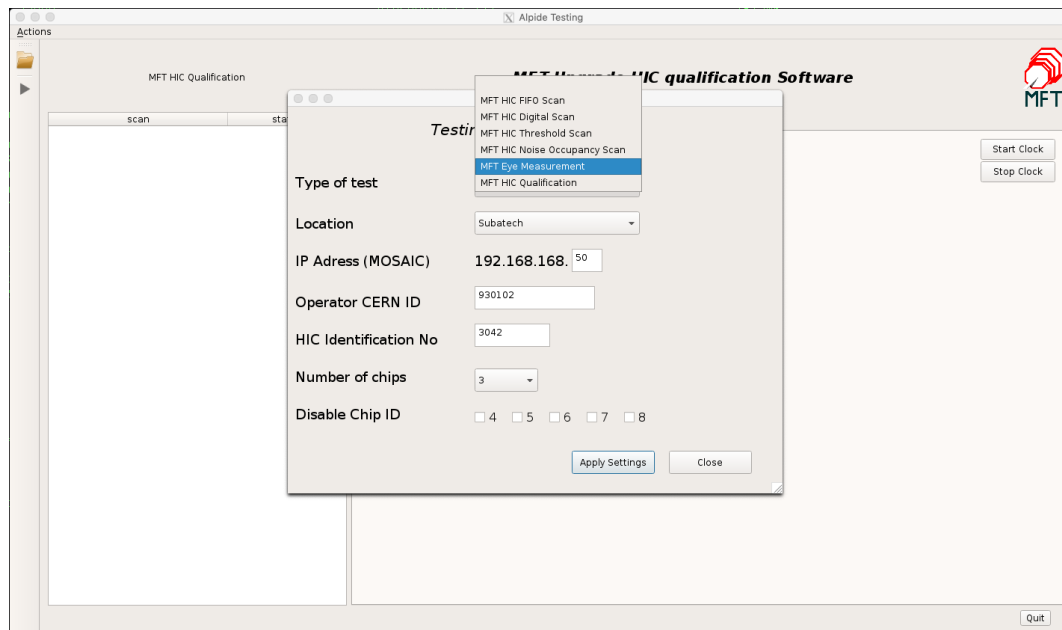


FIGURE 4.15 – Capture d’écran de la fenêtre de configuration de l’interface graphique du logiciel de qualification des échelles.

Une fois le test configuré, les capteurs actifs apparaissent en vert (en rouge si inactifs) sur la fenêtre principale dont la Figure 4.16 montre une capture d’écran. L’utilisateur peut ensuite lancer le test sélectionné (procédure de qualification dans l’exemple de la Figure 4.16). Lorsque les tests sont terminés, une coloration apparaît, indiquant la qualité des résultats de chaque test. Différents critères définis dans le logiciel de qualification permettent de classer la qualité des résultats en or (*gold*), argent (*silver*) ou bronze. Si le test ne satisfait pas au moins les critères de classification du niveau bronze, il apparaît en rouge et l’échelle est déclarée défaillante. Lorsque le dernier test de la procédure de qualification est terminé, l’utilisateur peut sauvegarder les résultats (fichiers texte et graphiques produits) sur l’espace CERNBox dédié à la qualification des échelles en remplissant les champs sous la mention “EOS data transfer”.

Durant toute la phase de production des échelles du MFT, le logiciel de qualification présenté dans cette section a été utilisé pour s’assurer du bon fonctionnement des capteurs après leur assemblage sur les FPC. Il a également été utilisé pour valider le dispositif expérimental mis en place pour les premiers tests sous faisceau d’un prototype de disque du MFT. Ces premiers tests sous faisceau sont présentés dans la suite de ce chapitre.

4.6 Le premier prototype MFT à l’épreuve d’un faisceau

Dans le cadre de la phase de mise en service du détecteur, un prototype de demi-disque du MFT a été exposé à un faisceau pour la première fois en juin 2018. Cette étape importante du projet MFT avait pour objectif d’évaluer différentes capacités du futur détecteur et mettre à l’épreuve certaines de ses composantes en cours de développement.

4.6.1 Objectifs principaux des tests sous faisceau

Au moment des tests sous faisceau dont il est question dans cette section, le développement du MFT était très avancé. Les choix technologiques et le design du détecteur ainsi

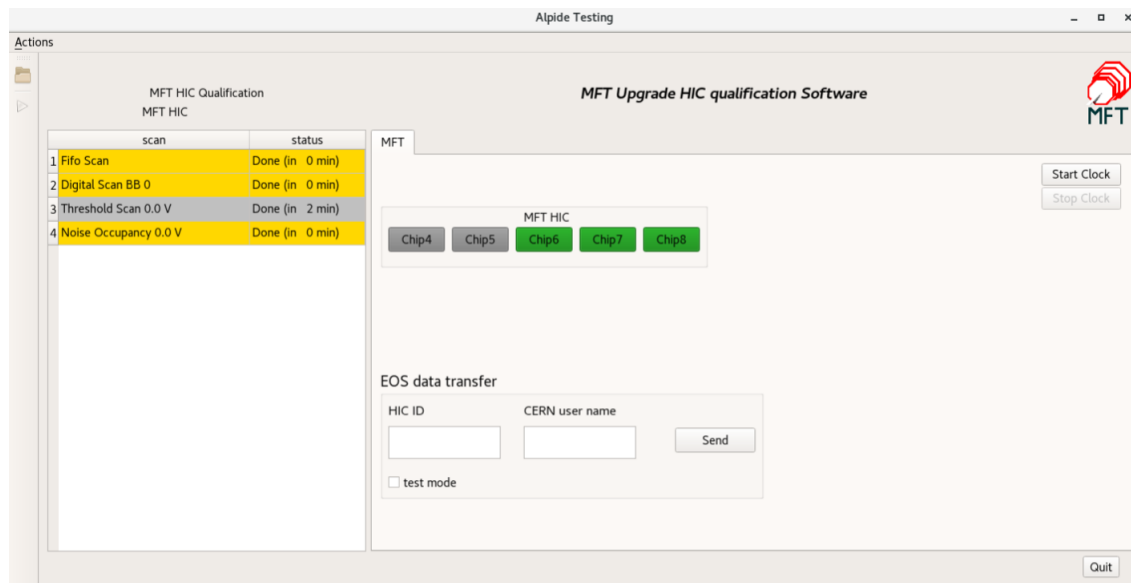


FIGURE 4.16 – Capture d’écran de la fenêtre principale de l’interface graphique du logiciel de qualification des échelles.

que ces constituants étaient dorés et déjà fixés. Ces tests sous faisceau s’inscrivent donc dans la dernière phase de développement du détecteur : la phase de mise en service (*commissioning*). Un premier prototype de demi-disque a été construit (voir Section 4.6.2 pour plus de détails) pour être exposé à un faisceau. En parallèle un prototype de la carte d’alimentation des disques a également été développé.

Il s’agit donc, dans un premier temps, de tester le fonctionnement de cette carte et sa capacité à alimenter et à protéger les disques des risques électriques. Le second objectif principal de ces tests sous faisceau était de valider le fonctionnement du prototype en estimant ses performances. Afin d’évaluer la qualité des données acquises au cours de la campagne de tests et le bon fonctionnement du prototype, la résolution et l’efficacité de détection des capteurs ont été mesurées. En effet, la validation des objectifs des tests sous faisceau dépendait de la capacité de reconstruction des traces des particules du faisceau à partir des hits enregistrés par les capteurs ALPIDE. L’analyse des données ayant conduit à ces mesures d’efficacité et de résolution est présentée dans la Section 4.6.3.

4.6.2 Dispositif expérimental au PS

Pour réaliser les tests sous faisceau, le prototype de disque a été placé dans le hall expérimental T10 au CERN. Le T10 est une zone positionnée sur une des lignes de faisceau alimentées par le Proton-Synchrotron (voir Chapitre 3 pour plus de détails sur le PS et les accélérateurs du CERN). La Figure 4.17 montre une photographie de la zone expérimentale T10 avec la position du prototype testé sur la ligne de faisceau. Le faisceau est composé de pions (π^+) de 6 GeV produits par les collisions des protons accélérés par le PS sur une cible de graphite.

Le dispositif expérimental se compose d’un télescope de capteurs ALPIDE (3 capteurs) positionnés en amont du demi-disque. Le télescope permet de reconstruire les traces des particules traversant le disque. Sur ce dernier, 4 échelles fonctionnelles ont été utilisées pour récolter des données. Ces 4 échelles sont toutes composées de 3 capteurs. Deux échelles (3025 et 3028) sont situées sur la face avant du disque (en amont) et deux autres (3014 et

3010) sur la face arrière (en aval). Le demi-disque est alimenté par un prototype de carte d'alimentation (PSU-proto). Chaque échelle est connectée à une carte MOSAIC elle-même est reliée à un ordinateur piloté depuis la salle de contrôle de la zone expérimentale du T10 protégée des rayonnements induits par le faisceau. Une photographie du dispositif expérimental est présenté sur la Figure 4.18. La position des différents capteurs du télescope et des échelles est donnée par le schéma de la Figure 4.19. Les mesures ont été réalisées dans deux configurations du disque : deux échelles (3028 à l'avant et 3010 à l'arrière) et 3 échelles (3025 à l'avant et 3010 + 3014 à l'arrière). Pour chaque configuration, les données ont été acquises avec et sans polarisation inverse des capteurs ($V_{BB} = -3\text{ V}$ ou 0 V respectivement).

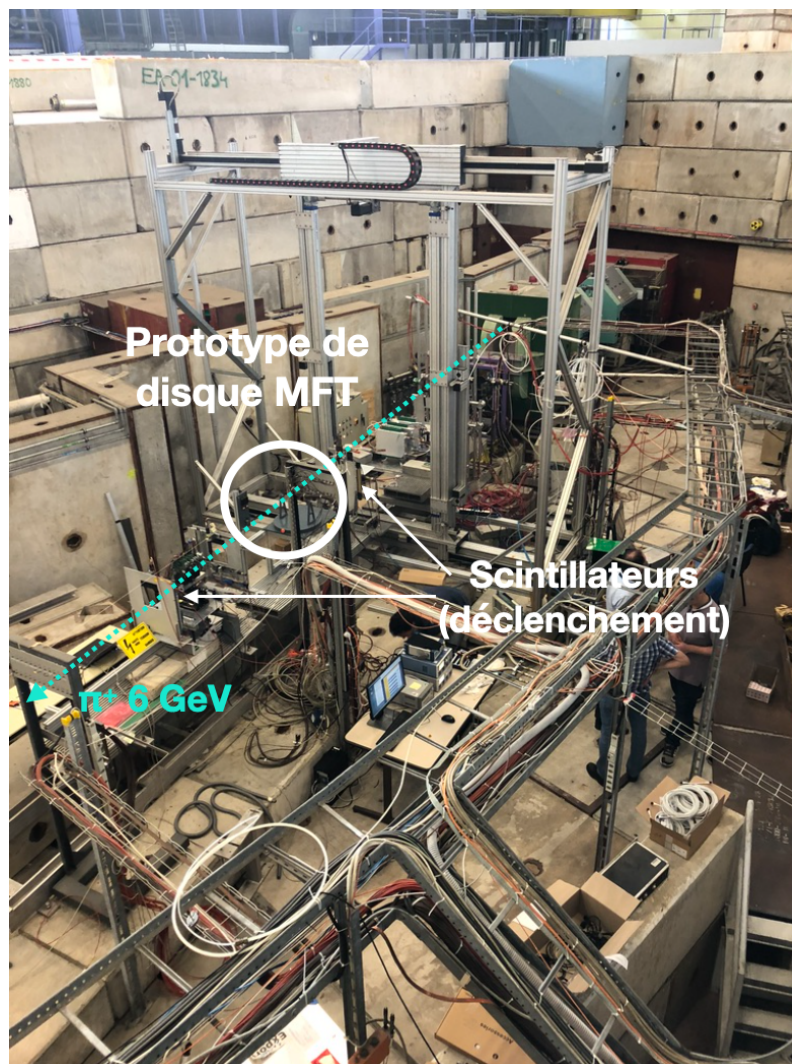


FIGURE 4.17 – Photographie de la zone expérimentale de la ligne T10 du PS au CERN durant les tests sous faisceau du MFT.

L'installation du dispositif expérimental utilisé lors des tests sous faisceau a été validé par la qualification des échelles réalisé avec le logiciel présenté dans la Section 4.5.3. Ce logiciel a permis de contrôler les fonctions des capteurs et d'établir une carte des pixels défaillants. De cette manière, les pixels inefficaces ou bruyants n'ont pas été pris en compte pour la reconstruction des traces au cours de l'analyse des données acquises lors des tests sous faisceau.

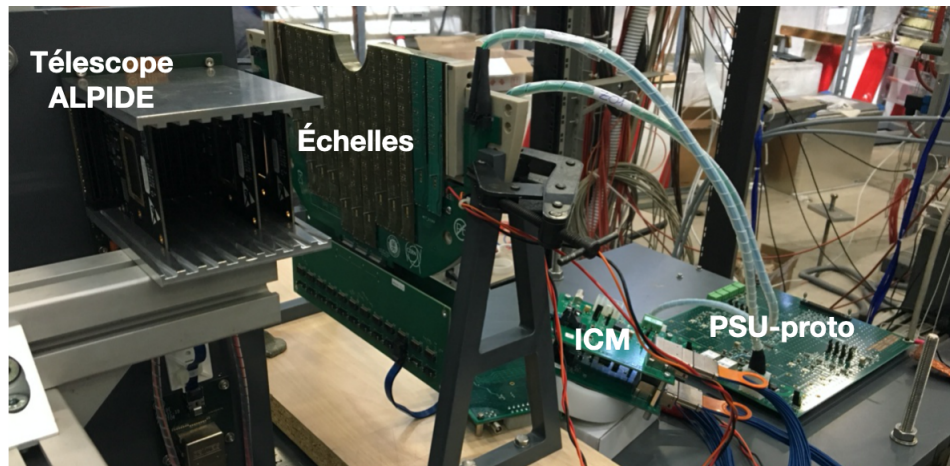


FIGURE 4.18 – Dispositif expérimental utilisé lors des tests sous faisceau.

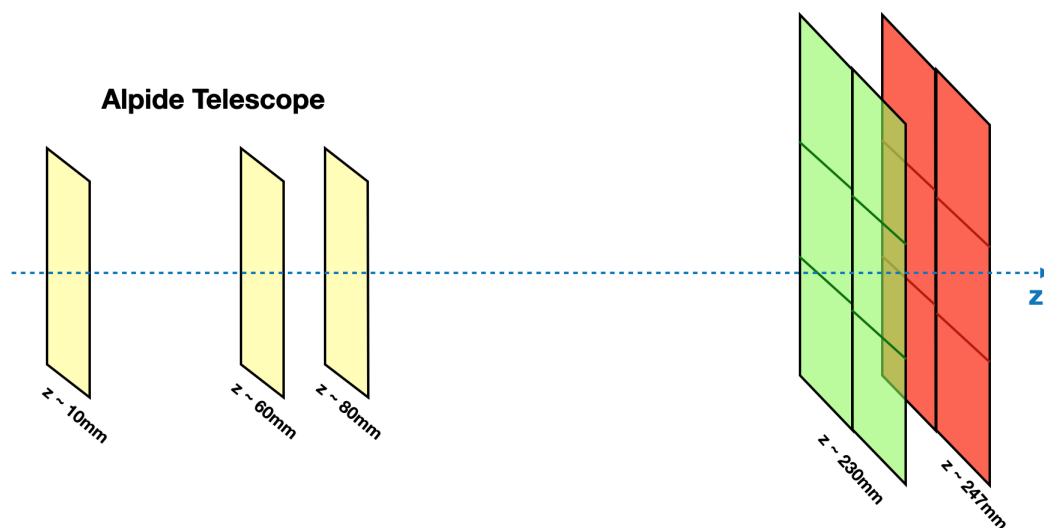


FIGURE 4.19 – Position des capteurs du télescope et des échelles du disque suivant l'axe du faisceau.

4.6.3 Données récoltées et analyse

Après la phase d'installation et de validation du dispositif expérimental, l'acquisition des données destinées à être analysées s'est déroulée sur une période de 5 jours. Au total, 55 périodes (runs) acquises ont pu être analysées. Sur l'ensemble de ces périodes, environ 30 millions de traces ont été reconstruites avec les données recueillies par le télescope. La Figure 4.20 montre le nombre de traces reconstruites dans le télescope au cours de chacune des 55 périodes de prise de données.

Les informations disponibles dans les données brutes contiennent les adresses des pixels ayant détecté le passage d'une particule (hit). Ces hits sont associés à un marqueur temporel correspondant au signal de déclenchement¹² d'acquisition. La première étape d'analyse des données consiste à identifier les groupes de pixels touchés (*clusters*) et à déterminer leur position. La reconstruction des traces est ensuite réalisée par un algorithme d'ajustement. Cet algorithme minimise l'écart entre les clusters reconstruits dans les 3 capteurs du télescope pour un marqueur temporel donné (un événement) et une fonction linéaire représentant la

12. Lors des tests sous faisceau, le signal de déclenchement était fourni par deux paires de scintillateurs en coïncidence positionnés en amont et en aval du dispositif expérimental.

trace d'une particule chargée. Seuls les événements pour lesquels des clusters ont été reconstruits dans les 3 capteurs sont analysés. Puis, une procédure d'alignement du détecteur basée sur le programme MILLEPEDE [156] est appliquée. Cette procédure cherche la combinaison de paramètres minimisant la somme des écarts résiduels entre la position de la trace et celle des hits sur les capteurs. La procédure d'alignement est effectuée simultanément pour l'ensemble des capteurs (télescope + échelles). La position des clusters est ensuite recalculée et l'algorithme d'ajustement est à nouveau utilisé pour déterminer la position de la trace. Après la procédure d'alignement, les écarts résiduels moyens entre les clusters et la trace reconstruite sont proches de 0 pour les 3 capteurs du télescope et les 2 capteurs des échelles traversés par la trace comme le montre la Figure 4.21.

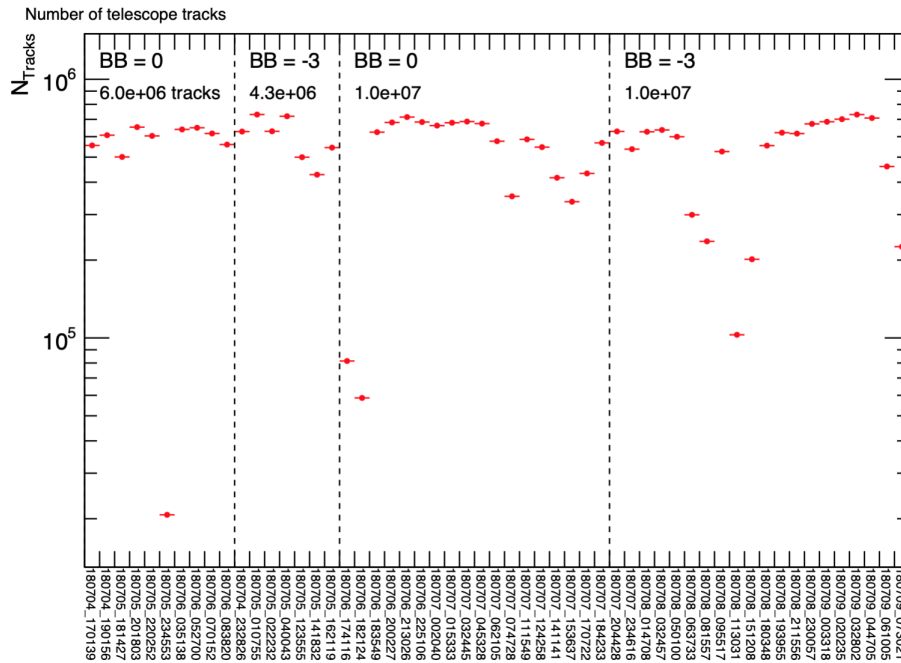


FIGURE 4.20 – Nombre de traces reconstruites dans le télescope en fonction de la période de prise de donnée (date et heure de début d'acquisition).

Pour mesurer la résolution spatiale intrinsèque des capteurs positionnés sur le disque, seuls les événements contenant une seule trace reconstruite dans le télescope sont utilisés. Les traces sont reconstruites avec et sans l'inclusion du cluster correspondant sur le capteur du disque. La Figure 4.22 montre l'écart résiduel suivant la direction y sur les capteurs des faces avant et arrière, avec et sans l'inclusion du cluster enregistré sur le disque. La largeur des distributions d'écarts résiduels dans la direction y pour les traces à 4 et 3 points est notée respectivement σ_{avec}^y ou σ_{sans}^y . La résolution spatiale intrinsèque σ_{int}^y du capteur dans la direction y est donné par :

$$\sigma_{int}^y = \sqrt{\sigma_{avec}^y \times \sigma_{sans}^y} \quad (4.1)$$

La Figure 4.23 montre le résultat des mesures de résolution spatiale intrinsèque dans les deux direction x et y du plan transverse à l'axe du faisceau. Les couleurs des labels sur cette figure correspondent aux heures de démarrage de chaque période d'acquisition. Il apparaît que la résolution est légèrement plus élevée pour données acquises en journée (périodes jaunes et vertes) que pour celles acquises en soirée ou durant la nuit (gris et noir respectivement). Cette légère différence peut être attribuée à la sensibilité des capteurs ALPIDE à la

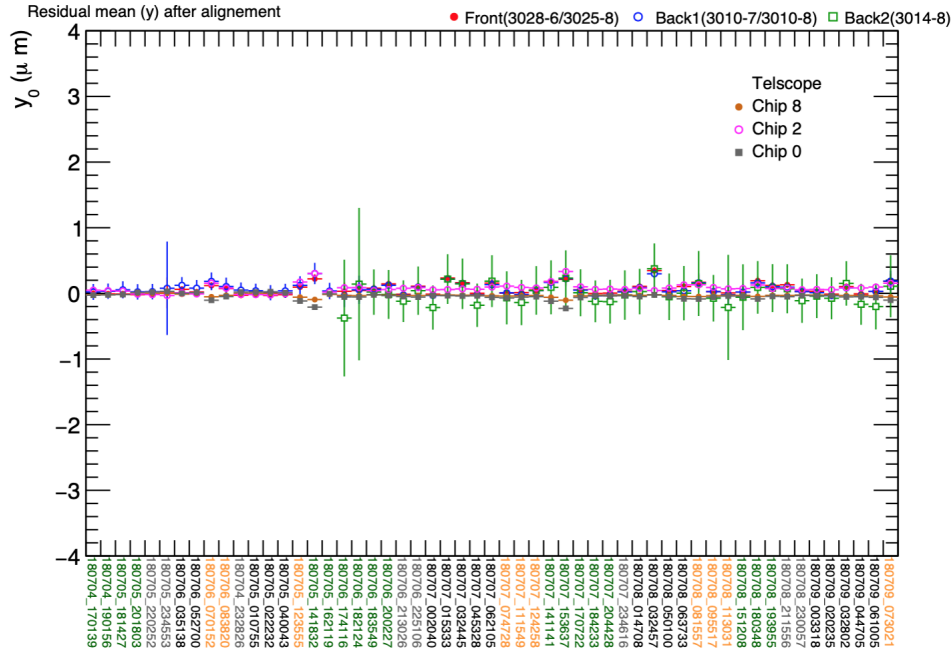


FIGURE 4.21 – Écart résiduel moyen entre la trace reconstruite et le cluster correspondant sur les 5 capteurs traversés par la trace après la procédure d’alignement en fonction de la période de prise données.

variation de luminosité ambiante au cours de la journée, bien que l’ensemble du dispositif avait été placé dans une boîte noire.

L’efficacité de détection des capteurs de la face avant est calculée à partir des traces reconstruites avec les clusters des capteurs du télescope et celui de l’échelle de la face arrière. Sur le même principe, l’efficacité de détection de la face arrière est calculée en incluant le cluster de la face avant. Cette méthode permet de s’assurer que les traces considérées sont comprises dans l’acceptance du capteur. L’efficacité de détection d’un capteur de la face avant ϵ_{front} (respectivement arrière ϵ_{back}) est donnée par :

$$\epsilon_{front}(\%) = \frac{N_{tracks}(front + back)}{N_{tracks}(back)} \quad (4.2)$$

où $N_{tracks}(front + back)$ est le nombre de traces détectées par deux capteurs (avant et arrière) et $N_{tracks}(back)$ est le nombre total de traces détectées par le capteur de la face arrière. La Figure 4.24 montre l’efficacité de détection des capteurs de la face avant et arrière en fonction de la période de prises de données.

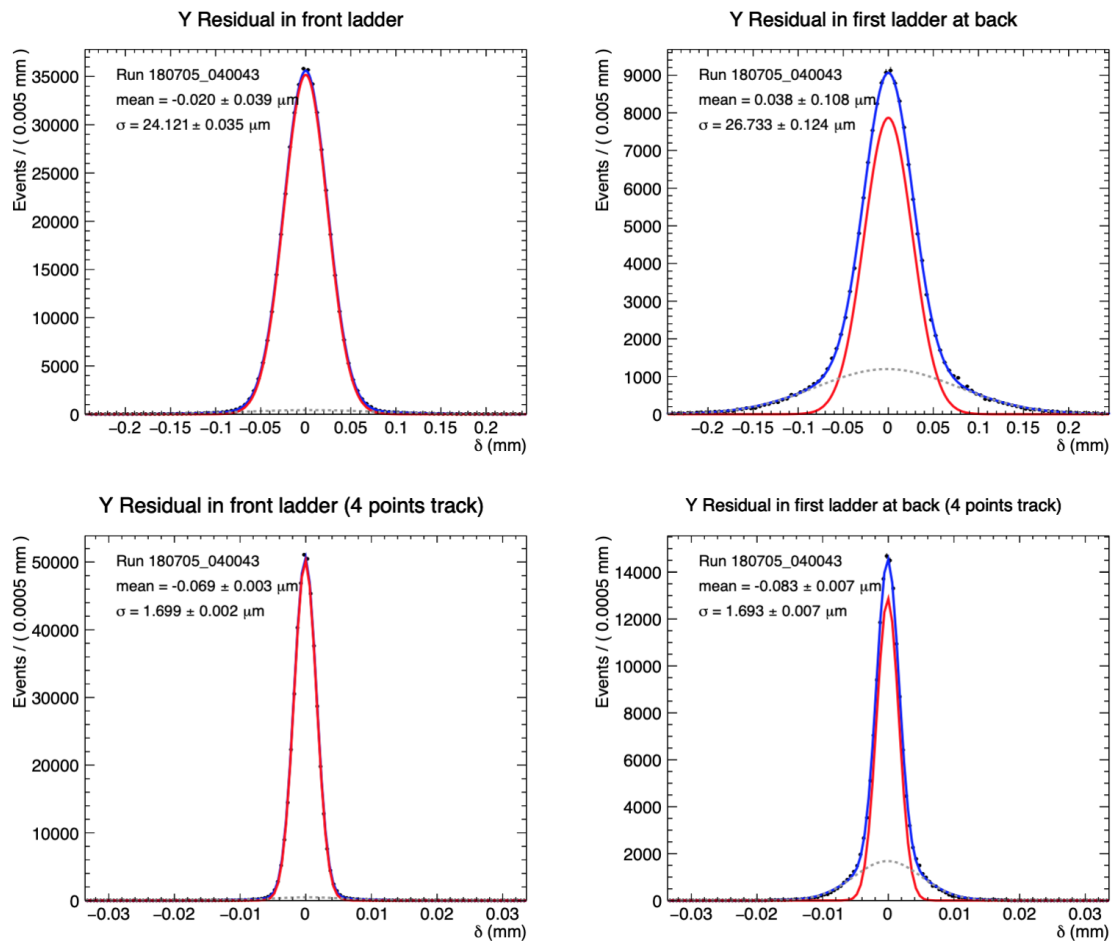


FIGURE 4.22 – Écart résiduel entre la trace reconstruite et le cluster correspondant sur les capteurs des faces avant (gauche) et arrière (droite) pour des traces reconstruites avec (bas) et sans (haut) inclure le cluster enregistré sur le disque.

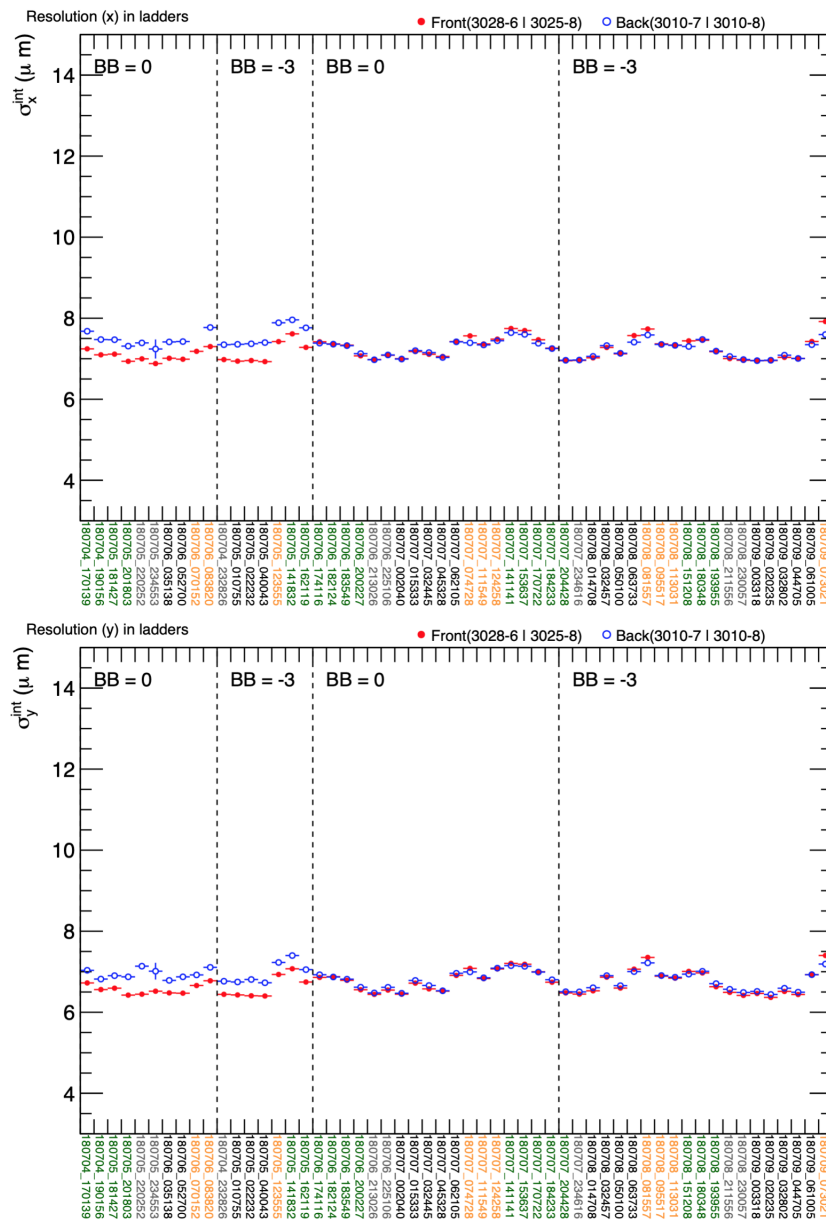


FIGURE 4.23 – Résolution spatiale intrinsèque des capteurs du disque dans la direction x (haut) et y (bas). Les couleurs des labels correspondent aux heures de démarrage des périodes de prise de données. Jaune : $7:00 < t < 13:00$, vert : $13:00 < t < 21:00$, gris : $21:00 < t < 00:00$, noir : $00:00 < t < 07:00$.

4.6.4 Bilan des tests sous faisceau

L'ensemble des objectifs présentés dans la Section 4.6.1 a été satisfait au cours des tests sous faisceau. Les données récoltées attestent du bon fonctionnement du prototype de disque du MFT en validant le prototype de carte d'alimentation, la qualification des échelles, la capacité à lire les informations recueillies par les capteurs et les capacités de trajectographie des disques. L'analyse des données récoltées au cours des tests sous faisceau a abouti à des résultats cohérents avec les caractéristiques des capteurs ALPIDE présentées dans la Section 4.3. En effet, la résolution spatiale intrinsèque des capteurs ($\sim 5 \mu\text{m}$) est compatible avec celle mesurée lors des tests sous faisceau ($\sim 7 \mu\text{m}$) en considérant la quantité de matière traversée par les particules (autres capteurs et composants du disque notamment). L'efficacité de détection mesurée supérieure à 99,5% correspond également aux caractéristiques des capteurs ALPIDE.

Troisième partie

**Production de charmonia en fonction
de la multiplicité de particules
chargées en collision proton-proton à
 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$**

Chapitre 5

Mesure de la multiplicité de particules chargées

Sommaire

5.1	Sélection des évènements	93
5.1.1	Ensembles de données	93
5.1.2	Ensembles de runs regroupés selon l'état du SPD	94
5.1.3	Critères de sélection	98
5.2	Égalisation du nombre de traces	103
5.3	Corrélation données-simulations	108
5.4	Estimation de la multiplicité	110

La multiplicité de particules chargées N_{ch} a été introduite dans la première partie de ce manuscrit 1 comme le nombre de particules chargées primaires produites et vues par les détecteurs lors d'une collision. Pour l'étude réalisée dans cette thèse, la multiplicité est exprimée comme la densité de particules chargées par unité de pseudorapidité $dN_{ch}/d\eta$. Ce chapitre présente la mesure de multiplicité résultant de l'analyse des données récoltées par l'expérience ALICE dans les collisions proton-proton (pp) à l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 13$ TeV au cours du Run 2 du LHC.

5.1 Sélection des évènements

Avant de présenter les méthodes d'analyse conduisant à la mesure de multiplicité, il est nécessaire de définir les ensembles de données considérés ainsi que le traitement qui leur est appliqué en vue de ne conserver, dans la limite de la précision de sélection, que les évènements d'intérêt pour l'observable multiplicité.

5.1.1 Ensembles de données

L'analyse présentée dans cette thèse porte sur l'ensemble des données récoltées par l'expérience ALICE dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV au cours du Run 2 du LHC. Cette seconde campagne de prise de données au LHC s'est étendue du printemps 2015 à fin 2018.

Les données enregistrées en 2015 ne sont pas considérées dans cette étude car les conditions de prise de données variables (seuil en p_T de déclenchement MTR différent pour les runs de 2015) compliquent leur intégration à un ensemble de données uniformisé sur l'intégralité du Run 2. La quantité de données récoltées en 2015 représente une luminosité intégrée (pour les données impliquant le déclenchement MUL) de $L^{int} \sim 4,5 \text{ pb}^{-1}$ tandis que la luminosité intégrée sur les trois années suivantes du Run 2 s'élève à $L^{int} \sim 36 \text{ pb}^{-1}$. Ainsi, l'ensemble des données analysées pour la mesure de multiplicité est réparti en 20 périodes de prise de données entre début 2016 et fin 2018. Chaque période est composée d'un certain nombre de runs, un run correspondant à une durée de prise de données continue (sans interruption du faisceau ou du système d'acquisition de l'expérience ALICE). Puisque l'objectif est de mesurer la production de charmonia $\psi(2S)$ et J/ψ dans leur canal de décroissance dimuonique en fonction de la multiplicité, un run est sélectionné pour être analysé seulement s'il satisfait les critères d'assurance qualité des détecteurs du bras muon¹, disponibles dans une base de données contenant les conditions de prise de données du détecteur ALICE. Finalement, les différentes périodes et leur nombre de runs sélectionnés correspondant sont reportés dans la Table 5.1 ci-dessous.

TABLE 5.1 – Liste des périodes de prise de données en collision pp sélectionnées pour la mesure de multiplicité et pour la mesure de production de charmonia.

Année	Périodes (nombre de runs sélectionnés)
2016	LHC16h (72), LHC16j (49), LHC16k (171), LHC16o (101), LHC16p (38)
2017	LHC17h (103), LHC17i (56), LHC17k (100), LHC17l (118), LHC17m (117), LHC17o (170), LHC17r (32)
2018	LHC18c (48), LHC18d (45), LHC18e (44), LHC18f (68), LHC18l (85), LHC18m (187), LHC18o (39), LHC18p (78)

Au total, 1721 runs candidats sont sélectionnés pour être analysés. La liste complète des runs sélectionnés dans chaque période de l'ensemble de données est reportée dans l'Annexe A. Cependant, d'autres critères de sélection sont appliqués pour faciliter la mesure de multiplicité. Ces critères entraînant un rejet d'une partie des 1721 runs candidats sont détaillés dans la Section 5.1.2.

5.1.2 Ensembles de runs regroupés selon l'état du SPD

La méthode d'analyse pour la mesure de multiplicité décrite en détail à la Section 5.2 s'appuie sur le nombre de traces de particules chargées reconstruites à l'aide du SPD 3.2.1. Or, au cours des trois années de prise de données évoquées précédemment, l'état du SPD a évolué. Exposés à des niveaux de radiation très élevés (couche interne du SPD située à seulement 3.9 cm du faisceau) pendant de longues périodes², certains modules de détection composant le SPD se sont détériorés. Les différents niveaux d'altération des modules au cours du temps ont rendu certains de ces modules inefficaces et dans certains cas totalement inutilisables, c'est-à-dire ne collectant plus les charges créées par les particules chargées traversant la couche de silicium. Ces évolutions de l'état du SPD au cours du temps doivent être prises en compte pour pouvoir réaliser une mesure de la multiplicité uniforme sur l'intégralité des données. Pour ce faire, les runs sont répartis en groupes selon l'état du SPD. En

1. Les critères d'assurance qualité reposent notamment sur l'efficacité des chambres à muons du MCH et du MTR.

2. La dose cumulée pour 10 années d'exploitation (Run 1 + Run 2) a été estimée [115] à 130,2 krad pour la couche interne du SPD et 38,7 krad pour sa couche externe.

pratique, les groupes sont définis à partir de la carte des modules du SPD actifs ou inactifs durant les runs, répertoriée dans les fichiers de la base de données des conditions de run (OCDB). Tous les runs durant lesquels les mêmes modules étaient actifs (resp. inactifs) sont classés dans le même groupe. La Figure 5.1 présente deux exemples de carte des modules du SPD pour deux runs au cours desquels l'état du SPD était différent.

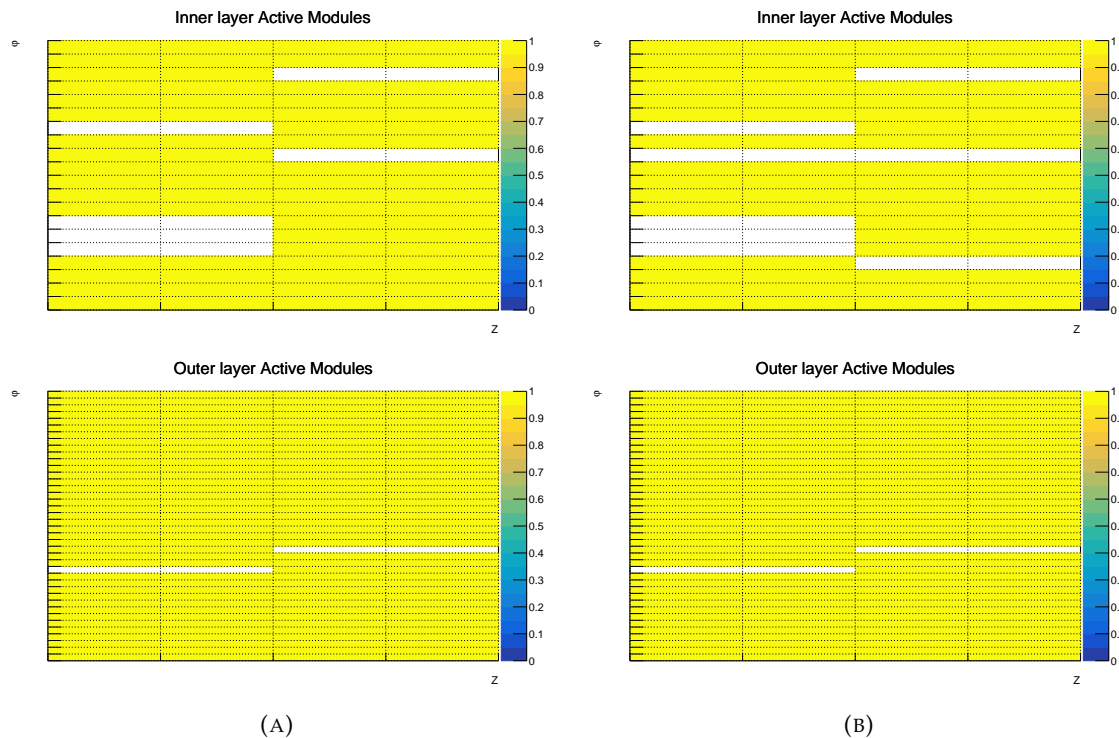


FIGURE 5.1 – Carte des modules du SPD actifs (jaune) et inactifs (blanc) pour deux runs classés dans deux groupes différents. Les figures du haut représentent l'état des modules de la couche interne du SPD (inner layer modules) et les figures du bas, ceux de la couche externe (outer layer modules). (A) : run 256565, période LHC16k (groupe 1). (B) : run 290411, période LHC18m (groupe 4).

Données du Run 2

Afin de limiter le nombre de groupes dans le but de faciliter l'analyse pour la mesure de multiplicité, les runs sont répartis en douze groupes principaux (comprenant cinq runs ou plus). Les groupes dits "secondaires" (comprenant moins de cinq runs), au nombre de 23 ne sont pas analysés. Une telle sélection entraîne l'exclusion de 37 runs sur les 1721 candidats. En termes de nombre d'évènements cette sélection conduit au rejet de 8755487 évènements CMUL7 (biais minimum + dimuon dans l'acceptance du spectromètre, voir Section 3.2.3 pour plus de détails), soit environ 1.5% de l'ensemble des données. Ainsi, 1684 runs sont conservés pour l'analyse. La composition des douze groupes principaux incluant les périodes concernées et le nombre de runs sélectionnés ainsi que le nombre d'évènements CINT7 (biais minimum 3.2.3) et CMUL7 sont reportés dans la Table 5.2.

TABLE 5.2 – Composition des groupes selon l'état du SPD pour les données du Run 2. N_{evt}^{CINT7} et N_{evt}^{CMUL7} représentent respectivement le nombre d'événements analysés pour les niveaux de déclenchements CINT7 et CMUL7 3.2.3.

Groupe	Période (runs)	Nombre de runs	N_{evt}^{CINT7}	N_{evt}^{CMUL7}
1	LHC16h(68) LHC16j(49) LHC16k(170) LHC16o(100) LHC16p(39) LHC17i(56) LHC17k(95) LHC17l(4)	581	56977896	191220395
2	LHC17h(36)	36	2918853	8494516
3	LHC17h(67)	67	5776033	14988321
4	LHC17k(3) LHC18l(84) LHC18m(29) LHC18o(38) LHC18p(75)	229	26985298	77389191
5	LHC17l(110) LHC17m(116) LHC17o(168) LHC17r(31) LHC18c(46) LHC18d(44) LHC18e(44) LHC18f(67)	626	79517850	224825177
6	LHC18m(26)	26	2508709	8663725
7	LHC18m(9)	9	501187	1737121
8	LHC18m(8)	8	849475	2926354
9	LHC18m(14)	14	1223211	4163175
10	LHC18m(22)	22	2329327	8016626
11	LHC18m(11)	11	1510018	5241085
12	LHC18m(55)	55	5152304	17294586
Total	20	1684	186250221	564960272

Simulations Monte Carlo

Pour pouvoir corriger la mesure de multiplicité reposant sur les traces reconstruites avec les données du SPD détaillée dans la Section 5.2, il est indispensable d'utiliser des simulations Monte Carlo (MC) permettant une comparaison entre la mesure réalisée et la réponse attendue du détecteur. Les collisions pp sont simulées par le générateur d'événements PI-THYA8 [69] mais également avec EPOSLHC [157] afin d'estimer l'influence du générateur d'événements sur la comparaison. Les particules générées par les collisions simulées sont

ensuite propagées à travers les détecteurs d'ALICE par le programme GEANT3 [138] simulant les conditions de prise de données des détecteurs pour chaque run. Ainsi, 20 cycles de production MC simulant les 20 périodes de prise de données présentées dans la Section 5.1.2 ont été analysés. Ces productions ainsi que leurs périodes correspondantes sont reportées dans la Table 5.3.

TABLE 5.3 – Composition des groupes selon l'état du SPD pour les simulations générées avec PYTHIA8. N_{evt}^{CINT7} représente le nombre d'évènements analysés pour le niveau de déclenchement CINT7 3.2.3.

Groupe	Production MC	Période Run 2	N_{evt}^{CINT7}
1	LHC17f5 LHC17e5 LHC17d20a1 LHC17d16 LHC17d18 LHC17k4 LHC18c13 LHC18a8	LHC16h LHC16j LHC16k LHC16o LHC16p LHC17i LHC17k LHC17l	109132374
2	LHC18c12	LHC17h	3862876
3	LHC18c12	LHC17h	11527481
4	LHC18c13 LHC18j1 LHC18j4 LHC18k2 LHC18k3	LHC17k LHC18l LHC18m LHC18o LHC18p	47746077
5	LHC18a8 LHC17l5 LHC18a9 LHC18a1 LHC18h1 LHC18g5 LHC18g6 LHC18h2	LHC17l LHC17m LHC17o LHC17r LHC18c LHC18d LHC18e LHC18f	150175002
6	LHC18j4	LHC18m	4953207
7	LHC18j4	LHC18m	995273
8	LHC18j4	LHC18m	1586646
9	LHC18j4	LHC18m	1386351
10	LHC18j4	LHC18m	4851369
11	LHC18j4	LHC18m	3010445
12	LHC18j4	LHC18m	9765786
Total	20	20	348992887

En plus des simulations générées avec PYTHIA8 reportées dans la Table 5.3 ci-dessus, la production LHC17d20b1 générée avec EPOS LHC et reposant sur la période LHC16k est

également analysée pour tenir compte des différences éventuelles liées au générateur d'événements dans les simulations comme cela a été évoqué précédemment. La comparaison entre les données du Run 2 et les simulations implique que les événements des deux ensembles soient sélectionnés et analysés de la même manière.

Ainsi, les mêmes critères de sélections présentés dans la section suivante (Section 5.1.3) sont appliqués sur les données du Run 2 et les simulations. Puis, la même méthode de correction détaillée dans la Section 5.2 est utilisée pour estimer le nombre moyen de traces corrigées dans les deux ensembles.

5.1.3 Critères de sélection

Afin d'assurer la meilleure estimation de multiplicité possible à partir du nombre de traces de particules chargées reconstruites avec le SPD, une série de critères de sélection est appliquée sur les événements satisfaisant le niveau de déclenchement de biais minimum (CINT7). Ces différents critères sont listés ci-dessous et leurs effets sont présentés et discutés dans la suite de cette section. Pour être pris en compte dans la mesure de multiplicité, les événements doivent satisfaire :

- La Physics Selection (PS) : une série de critères détaillés ci-après, conçus pour identifier les événements d'intérêt pour les mesures physiques (rejet des interactions faisceau-gaz, rejet des événements superposés (Pile Up) pour lesquels une distinction spatiale ou temporelle est impossible),
- $N_{contrib} > 0$: nombre de contributeurs supérieur à zéro, c'est-à-dire au moins une trace dans le SPD émanant du vertex primaire reconstruit,
- $\sigma_{Z_v}^{SPD} < 0,25$ cm : résolution du SPD sur la coordonnée Z_v (axe du faisceau) du vertex reconstruit meilleure que 0,25 cm,
- $|Z_v| < 10$ cm : vertex primaire reconstruit situé entre -10 cm et 10 cm par rapport à la position de référence $Z_v = 0$ (centre du SPD).

En plus de ces critères de sélection sur les événements, les traces reconstruites avec le SPD sont sélectionnées dans l'intervalle de pseudorapidité $|\eta| < 1$.

Physics Selection et rejet du Pile Up

Le premier des critères de sélection mentionnés ci-dessus concerne la Physics Selection (PS). Cette série de conditions a été conçue et optimisée afin de réduire le bruit de fond lié aux interactions du faisceau avec des molécules d'air résiduelles présentes dans le tube faisceau mais également pour identifier et par la suite rejeter, les événements trop proches et trop simultanés pour être distingués. Ce dernier phénomène, induit notamment par la résolution spatiale du SPD sur la position du vertex primaire et par la limite de vitesse de lecture des informations recueillies par le SPD 3.2.3 est appelé Pile Up (PU), en français : superposition.

En pratique, le programme AliPhysics [139] développé par la collaboration ALICE comporte une tâche spécifique permettant d'appliquer les critères de la Physics Selection aux événements. Cette tâche inclut différents critères de sélection reposant notamment sur les informations du détecteur V0 pour rejeter le PU des événements issus de différents croisements de deux paquets de protons, et sur la reconstruction des traces avec le SPD pour les événements provenant d'un seul croisement.

Pour compléter l'identification des événements contenant du PU, une condition dépendante de la multiplicité est également requise. Ainsi, les événements rejetés sont ceux pour lesquels un second vertex est reconstruit à une distance supérieure à 0,8 cm du premier et avec :

- $N_{contrib} \geq 3$ si le nombre de traces reconstruites avec le SPD est inférieur à 40,
- $N_{contrib} \geq 5$ si 40 traces ou plus ont été reconstruites avec le SPD pour cet événement.

L'effet d'une telle sélection sur le rejet du PU a déjà été étudié dans d'autres analyses et par différentes méthodes. En particulier, certaines études [158, 159] basées sur [160, 161] employant des modèles MC permettant d'introduire artificiellement des événements PU dans les simulations pour évaluer l'efficacité de la Physics Selection ont montré que le taux d'événements contenant du PU était d'environ 0,0025% pour les événements de biais minimum (CINT7) une fois les critères de sélection appliqués. En outre, cette estimation peut-être vue comme très conservative car elle ne tient pas compte de l'augmentation de l'efficacité d'identification du PU sur les événements de haute multiplicité (meilleure résolution sur la position du vertex) parmi lesquels se trouvent la majeure partie des événements contenant du PU.

Il est important de noter que l'algorithme de rejet du PU perd en efficacité lorsque plusieurs événements superposés sont très asymétriques (par exemple un événement de très haute multiplicité et un autre de très faible multiplicité). Or dans ce cas de figure, l'événement de haute multiplicité est dominant pour l'estimation de la multiplicité, qui se trouve par conséquent peu affectée.

Finalement, en considérant les conclusions des études précédentes résumées ci-dessus, l'efficacité de rejet du PU est négligée pour l'analyse présentée dans ce manuscrit ($\epsilon_{pu} = 1$).

Assurance qualité du SPD

Outre les critères de la Physics Selection détaillés dans cette section, les autres conditions requises sur les événements destinés à la mesure de multiplicité ont pour objectif d'assurer une reconstruction suffisamment fiable et précise de la position Z_v du vertex primaire suivant l'axe du faisceau. Pour la mesure de multiplicité présentée dans cette thèse, la position Z_v est déterminée uniquement grâce aux traces des particules chargées reconstruites à partir des informations du SPD. Les critères de sélection $N_{contrib} > 0$, $\sigma_{Z_v}^{SPD} < 0,25$ cm et $|Z_v| < 10$ cm sont ainsi requis dans le cadre de l'assurance qualité du SPD.

La reconstruction de la position du vertex primaire Z_v est réalisée grâce à des algorithmes appelés vertexers [162]. Pour la reconstruction s'appuyant uniquement sur les traces du SPD, deux vertexers sont utilisés. Le premier, appelé VertexerSPDz (unidimensionnel), détermine la position Z_v en faisant l'hypothèse que la position du vertex dans le plan transverse (X_v, Y_v) est connue (en pratique, elle est fixée à la position moyenne du faisceau durant le run). Le second est le VertexerSPD3D (tridimensionnel). Il permet de calculer la position spatiale (X_v, Y_v, Z_v) du vertex primaire en déterminant le point pour lequel la distance entre toutes les traces reconstruites est minimale. Ce dernier algorithme est utilisé par défaut pour la reconstruction car il ne nécessite pas d'hypothèse forte sur la position du faisceau. Cependant, lorsque le VertexerSPD3D échoue à déterminer la position spatiale du vertex primaire, le VertexerSPDz est utilisé afin de conserver l'événement. Dans la majorité des cas, seuls les événements de très basse multiplicité, voire n'ayant qu'une seule trace associée sont reconstruits avec le VertexerSPDz.

Il est alors nécessaire d'imposer une condition sur la résolution du SPD telle que $\sigma_{Z_v}^{SPD} < 0,25$ cm afin de rejeter les événements dont la position Z_v est mal reconstruite. La Figure 5.2a illustre l'effet de ce critère de sélection avec le rejet des événements dont la résolution du SPD $\sigma_{Z_v}^{SPD}$ est supérieure à 0,25 cm majoritairement à basse multiplicité (faible nombre de traces contributrices).

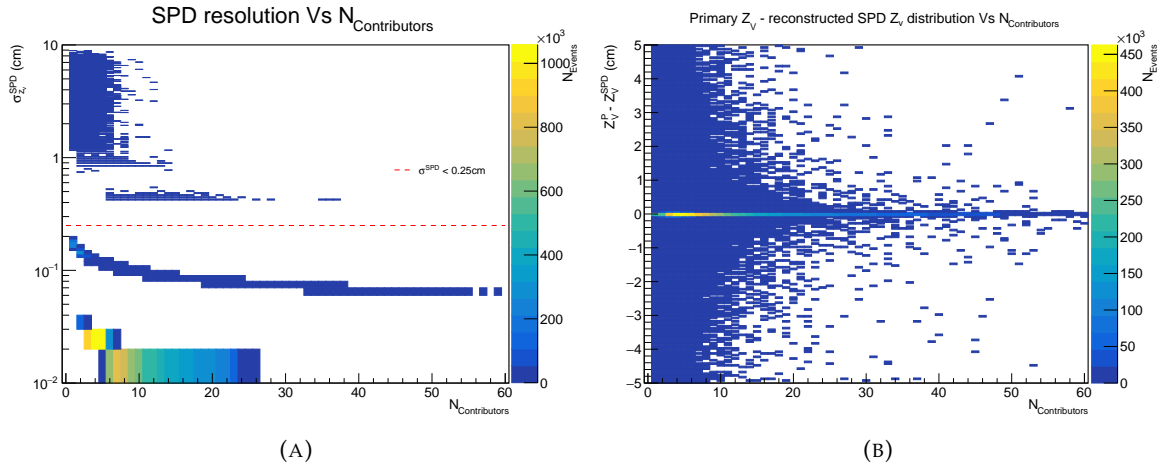


FIGURE 5.2 – (A) : Résolution du SPD sur Z_v en fonction du nombre de contributeurs. (B) : Différence suivant Z_v entre vertex primaire et vertex reconstruit avec le SPD seul en fonction du nombre de contributeurs.

La Figure 5.2b montre la distribution des événements en fonction de la distance selon l'axe Z entre le vertex primaire Z_v^P , défini comme le vertex reconstruit avec la meilleure précision (c'est-à-dire en utilisant les traces reconstruites avec tous les détecteurs disponibles, exemple : ITS entier (ITS-only-tracks) ou ITS+TPC (global tracks)) et le vertex reconstruit avec le SPD seul Z_v^{SPD} et en fonction du nombre de contributeurs. Cette distribution montre que la majeure partie des vertex sont localisés avec une précision très inférieure à 0,25 cm ($|Z_v^P - Z_v^{SPD}| < 0.1$ cm). Elle illustre également l'amélioration de la résolution avec l'augmentation du nombre de contributeurs. À haute multiplicité la différence $|Z_v^P - Z_v^{SPD}|$ devient très petite, ainsi la précision de reconstruction de la position du vertex avec le SPD seul tend vers celle réalisée avec tous les détecteurs disponibles.

La condition $|Z_v| < 10$ cm illustrée par la Figure 5.3 a pour but de rejeter les événements potentiellement affectés par des effets d'acceptance du SPD (par exemple lorsque l'événement est proche des limites d'acceptance du SPD, des traces peuvent être perdues et l'estimation de multiplicité biaisée). La Figure 5.4 montre la distribution du nombre de traces dans le SPD en fonction de la position angulaire φ et de Z_v . Cette distribution permet de révéler les pertes d'acceptance dans le SPD liées aux modules inefficaces ou perdus au cours du temps.

Enfin, les traces reconstruites avec le SPD sont sélectionnées dans l'intervalle de pseudorapacité $|\eta| < 1$. Cette condition permet, de manière analogue au critère $|Z_v| < 10$ cm, d'éviter les erreurs de comptage des traces aux limites d'acceptance du SPD afin d'assurer la meilleure estimation de multiplicité possible. La Figure 5.5 montre la distribution du nombre de traces reconstruites avec le SPD en fonction de la pseudorapacité $|\eta|$ et de la position Z_v avec les critères de sélection sur ces deux variables de façon à ne conserver que les événements et traces dans la partie centrale du SPD.

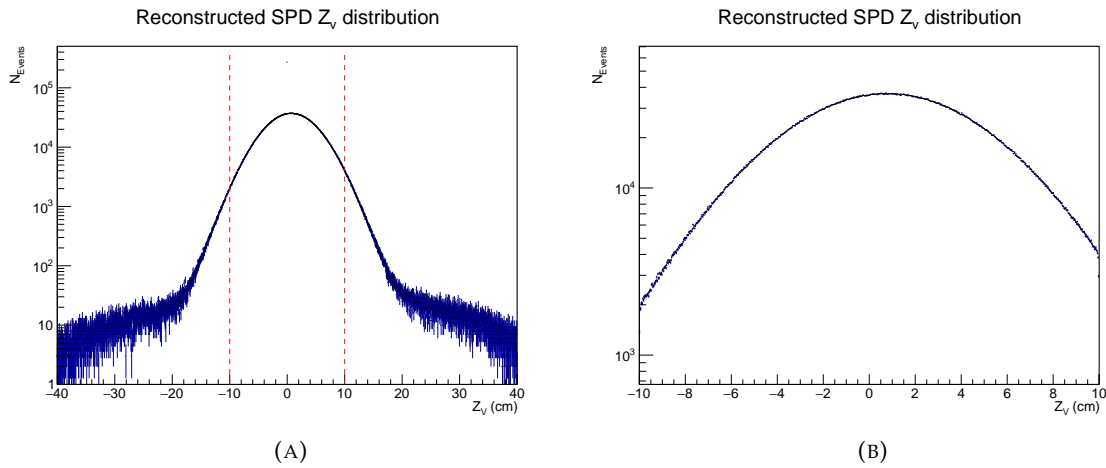


FIGURE 5.3 – Distribution des évènements en fonction de Z_v . (A) : sans les conditions d'assurance qualité (lignes rouges en pointillés : $|Z_v| < 10$ cm). (B) : avec les conditions d'assurance qualité.

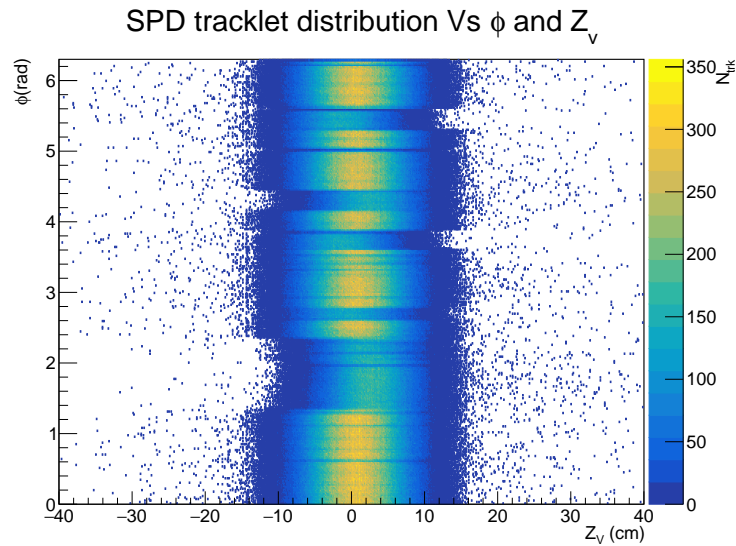


FIGURE 5.4 – Nombre de traces reconstruites avec le SPD en fonction de la position angulaire ϕ et de Z_v .

Efficacité de la sélection vertex QA

Dans la Section 5.1.3, trois critères d'assurance qualité sur la position du vertex reconstruite (vertex QA) avec le SPD ont été présentés : $N_{\text{contrib}} > 0$, $\sigma_{Z_v}^{\text{SPD}} < 0,25$ cm et $|Z_v| < 10$ cm. Parmi ces trois conditions, celle portant sur la position du vertex ($|Z_v| < 10$ cm) n'est pas prise en compte dans le calcul d'efficacité de la sélection vertex QA. En effet, d'autres études [35] ont montré que l'effet d'un tel critère de sélection était similaire sur le nombre d'évènements au niveau de déclenchement de biais minimum (CINT7) et sur la production de charmonia mesurée. Or, le taux de production par évènement considéré dans cette analyse, présenté dans la Section 6.1 du Chapitre 6, est défini comme le rapport du nombre de charmonia sur le nombre d'évènements, corrigés par des termes d'acceptance et d'efficacité. L'effet de la condition $|Z_v| < 10$ cm s'annule alors puisqu'il est équivalent au numérateur et au dénominateur du taux de production.

Par conséquent, l'effet de la sélection vertex QA est évalué pour les critères $N_{\text{contrib}} > 0$,

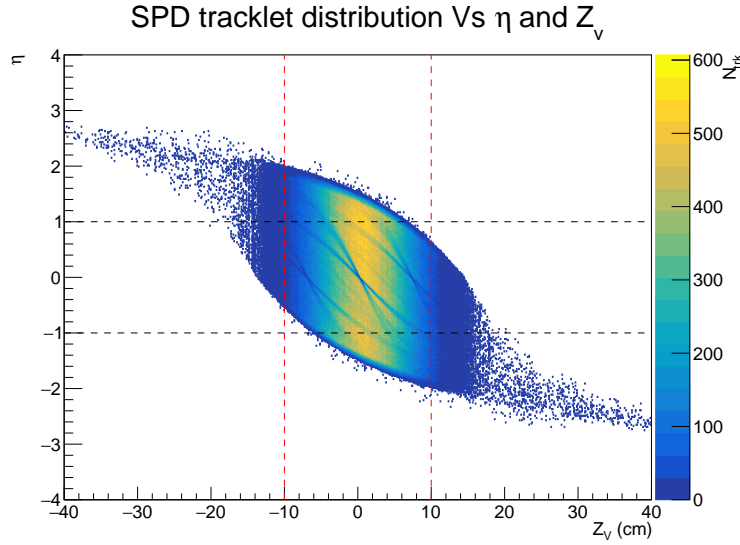


FIGURE 5.5 – Nombre de traces reconstruites dans le SPD en fonction de la pseudorapacité η et de la position Z_v du vertex. Lignes rouges en pointillés : $|Z_v| < 10$ cm. Lignes noires en pointillés : $|\eta| < 1$.

$\sigma_{Z_v}^{SPD} < 0,25$ cm regroupés sous l'appellation "vertex QA". Les efficacités vertex QA sur le nombre d'événements de biais minimum ϵ_{vtxQA}^{MB} et sur le nombre de charmonia $\epsilon_{vtxQA}^{c\bar{c}}$ sont définies par les Équations 5.1 et 5.2 :

$$\epsilon_{vtxQA}^{MB} = \frac{N_{CINT7}((kINT7 + PS) + \text{vertex QA})}{N_{CINT7}(kINT7 + PS)} \quad (5.1)$$

où N_{CINT7} est le nombre d'événements de biais minimum et $kINT7 + PS$ représente le niveau de déclenchement de biais minimum avec la série de critères Physics Selection associés,

$$\epsilon_{vtxQA}^{c\bar{c}} = \frac{N_{c\bar{c}}((kMUL7 + PS) + \text{vertex QA})}{N_{c\bar{c}}(kMUL7 + PS)} \quad (5.2)$$

où $N_{c\bar{c}}$ est le nombre de charmonia extrait des événements de niveau de déclenchement CMUL7 ($kMUL7 =$ déclenchement de biais minimum + paire de muons de signes opposés) sélectionnés avec les critères de Physics Selection associés ($kMUL7+PS$).

La mesure du nombre de charmonia est réalisée grâce à l'extraction du signal $\psi(2S)$ et J/ψ sur le spectre de masse invariante des paires de muons décrite au Chapitre 6, (Section 6.3). L'efficacité de la sélection vertex QA sur le nombre de $\psi(2S)$ et de J/ψ a été évaluée pour chaque test de l'extraction de signal. Cette vérification a montré que les efficacités $\epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S)}$ et $\epsilon_{vtxQA}^{J/\psi}$ sont équivalentes. Pour cette raison, seul le nombre de J/ψ est reporté dans la Table 5.4 car il est bien plus élevé que le nombre de $\psi(2S)$ ($N_{\psi(2S)} \sim 0.02 \times N_{J/\psi}$), minimisant ainsi l'impact de l'extraction de signal sur l'efficacité vertex QA. En outre, le nombre de J/ψ reporté dans la Table 5.4 inclut les incertitudes statistiques et systématiques de l'extraction de signal pour l'ensemble des données analysées (multiplicité intégrée), englobant la différence entre les cas avec et sans sélection vertex QA. Enfin, les calculs d'efficacité de la sélection vertex QA sur la production de charmonia ont été réalisés pour chaque intervalle de multiplicité (intervalles en nombre de traces corrigées = $[1;8]$, $[9;14]$, ..., $[61;100]$ définis dans la Section 5.2). Les résultats obtenus montrent que $\epsilon_{vtxQA}^{J/\psi} > 0.999$ quel que soit l'intervalle de multiplicité considéré. Ces calculs permettent de conclure que l'effet de sélection vertex QA

est négligeable sur le nombre de charmonia. Pour la mesure du taux de production relatif de $\psi(2S)$ et de J/ψ par événement, on considère : $\epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S)} = \epsilon_{vtxQA}^{J/\psi} = 1$.

TABLE 5.4 – Efficacité de la sélection d’assurance qualité sur la reconstruction du vertex primaire par le SPD.

	Avec sélection vertex QA	sans sélection vertex QA	ϵ_{vtxQA}
$N_{CINT7}^{\langle N_{trk}^{Corr} \rangle}$	192267033	199536428	0,964
$N_{CINT7}^{[1;8]}$	89846460	90886598	0,989
$N_{J/\psi}^{\langle N_{trk}^{Corr} \rangle}$	$4028727 \pm 3214 \pm 137872$	$4030650 \pm 3217 \pm 139606$	0,999

L’efficacité vertex QA sur le nombre d’événements de biais minimum est évaluée pour le cas intégré en multiplicité mais également dans le premier intervalle ($[1;8]$). En effet, un effet non négligeable ($\sim 1\%$) de la sélection a été observé dans cet intervalle. À plus haute multiplicité, l’effet est négligeable.

Finalement, les facteurs correctifs appliqués au taux de production relatif sont donnés par les Équations 5.3 pour le premier intervalle en multiplicité et 5.4 pour tous les autres intervalles ($\epsilon_{vtxQA}^{MB, i>1} = 1$ et $\epsilon_{vtxQA}^{MB} = 0,964$).

$$\frac{\epsilon_{vtxQA}^{MB, [1;8]}}{\epsilon_{vtxQA}^{MB}} \epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S)} = \frac{\epsilon_{vtxQA}^{MB, [1;8]}}{\epsilon_{vtxQA}^{MB}} \epsilon_{vtxQA}^{J/\psi} = \frac{\epsilon_{vtxQA}^{MB, [1;8]}}{\epsilon_{vtxQA}^{MB}} = 1,026 \quad (5.3)$$

$$\frac{\epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S)}}{\epsilon_{vtxQA}^{MB}} = \frac{\epsilon_{vtxQA}^{J/\psi}}{\epsilon_{vtxQA}^{MB}} = \frac{1}{\epsilon_{vtxQA}^{MB}} = 1,036 \quad (5.4)$$

5.2 Égalisation du nombre de traces

Dans cette thèse, la multiplicité définie comme la densité de particules chargées primaires par unité de pseudorapidité $dN_{ch}/d\eta$, est estimée à partir du nombre de traces reconstruites avec le SPD. Cependant, à cause de l’acceptance du détecteur mais aussi de la perte ou de l’inefficacité de certains modules qui le composent, la distribution du nombre moyen de traces reconstruites le long de l’axe Z du faisceau ($\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$) n’est pas constante mais irrégulière comme le montre la Figure 5.6. Or, pour le nombre de particules chargées, aucune variation dépendante de la position du vertex n’est attendue. Il est donc nécessaire de recourir à une méthode de correction de la distribution $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$ afin de l’égaliser le long de l’axe Z.

La méthode de correction utilisée pour réaliser l’égalisation du nombre moyen de traces en fonction de Z_v est décrite en détails dans [163]. Le principe de cette méthode basée sur les données (data-driven method) est de corriger le nombre de traces $\langle N_{trk} \rangle (Z_v)$ à une position Z_v donnée, par rapport à une valeur de référence $\langle N_{trk} \rangle (Z_v^{Ref})$. Pour cette analyse, la valeur de référence choisie est nombre moyen de traces maximum de la distribution. D’autres études [163, 93] ont montré que le choix de la valeur de référence avait un effet négligeable sur les résultats finaux dans la mesure où l’on considère la multiplicité relative $dN_{ch}/d\eta / \langle dN_{ch}/d\eta \rangle$.

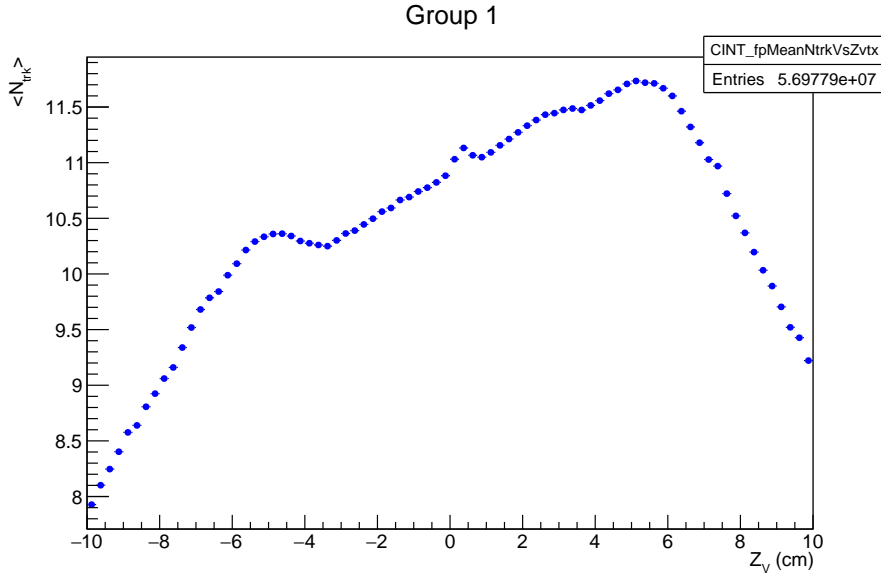


FIGURE 5.6 – Nombre moyen de traces reconstruites avec le SPD en fonction de la position Z_v du vertex pour les événements CINT7 du groupe 1 (composition des groupes : voir Table 5.2).

ΔN est ensuite défini comme la différence moyenne entre $N_{trk}(Z_v)$ pour un événement donné et la valeur de référence :

$$\Delta N = N_{trk}(Z_v) \frac{\langle N_{trk} \rangle (Z_v^{Ref}) - \langle N_{trk} \rangle (Z_v)}{\langle N_{trk} \rangle (Z_v)} \quad (5.5)$$

Puis, la correction ΔN_{rand} est générée aléatoirement à partir d'une distribution de Poisson centrée en ΔN . Finalement, le nombre de traces corrigées $N_{trk}^{Corr}(Z_v)$ est donné par :

$$N_{trk}^{Corr}(Z_v) = N_{trk}(Z_v) + \Delta N_{rand} \quad (5.6)$$

L'effet d'une telle correction sur la distribution $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$ pour les événements CINT7 et CMUL7 est illustré par la Figure 5.7 tandis que la Figure 5.8 montre la différence entre les distributions d'événements en fonction du nombre de traces corrigées (rouge) et non corrigées (bleu).

La Figure 5.7b montre que la distribution (appelée aussi "profil" dans la suite de ce manuscrit) corrigée pour les événements CMUL7 n'est pas parfaitement constante comme l'est le profil corrigé CINT7 de la Figure 5.7a. Cette différence est due à l'utilisation du profil CINT7 pour générer la correction du nombre de traces pour les événements CMUL7. Afin de s'assurer que le profil CINT7 peut être utilisé par la méthode de correction sans biaiser significativement la mesure de multiplicité, la comparaison entre les profils des deux classes d'événements est reportée sur la Figure B.3 en Annexe B. Le rapport entre les deux profils pour chaque période dans chaque groupe de runs est constant aux fluctuations statistiques près. Par conséquent, les profils CINT7 peuvent être utilisés pour l'égalisation des profils CMUL7 sans risquer d'introduire un biais significatif sur la mesure de multiplicité.

La variation de l'état du SPD d'un groupe de runs à l'autre implique que le profil $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$ présente une allure différente dans chaque groupe. Pour prendre en compte cette variation et afin de réaliser une mesure de multiplicité uniforme sur l'ensemble des données du Run 2, la méthode de correction du nombre de traces est appliquée séparément

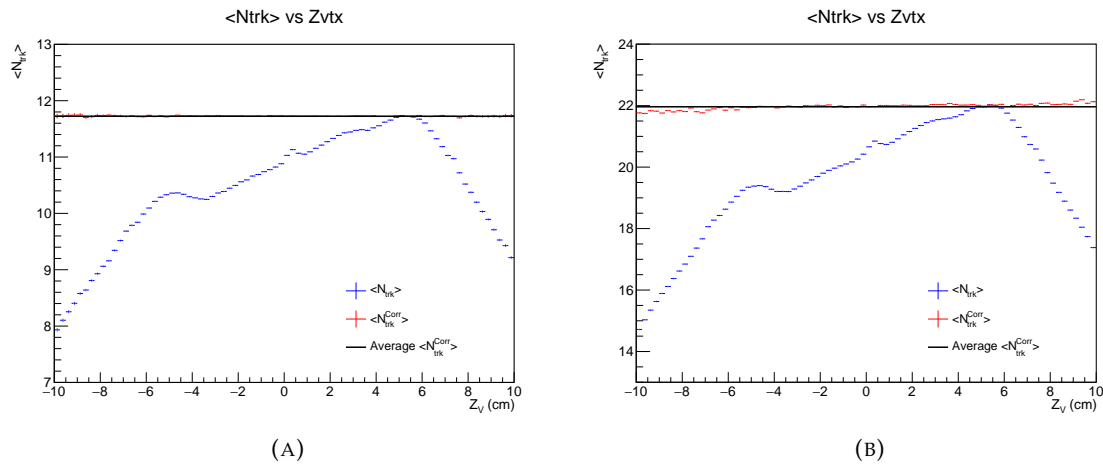


FIGURE 5.7 – Nombre moyen de traces corrigées (rouge) et non corrigées (bleu) en fonction de Z_v pour les événements CINT7 (A) et CMUL7 (B) du groupe 1.

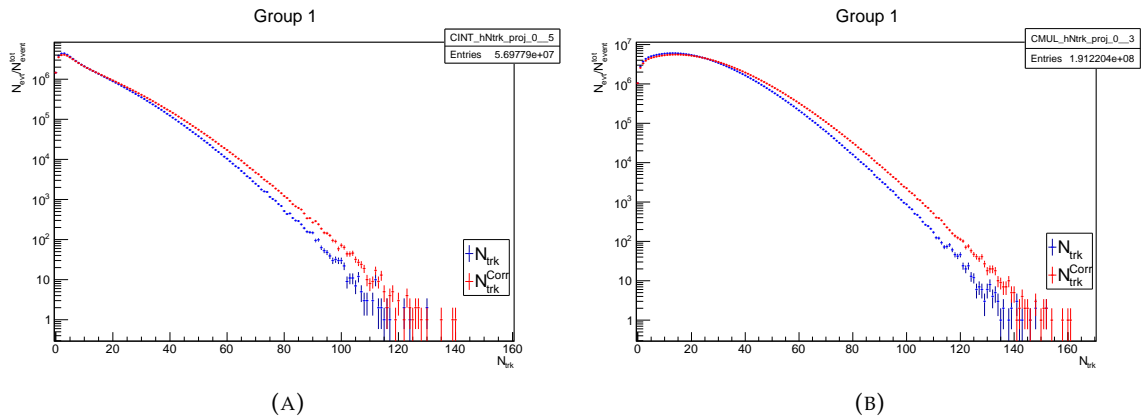


FIGURE 5.8 – Distribution du nombre d'événements CINT7 (A) et CMUL7 (B) en fonction du nombre de traces corrigées (rouge) et non corrigées (bleu) reconstruites avec le SPD pour le groupe 1.

dans chaque groupe mais en utilisant la même valeur de référence pour tous les groupes. Cette valeur a été choisie comme le nombre moyen de traces maximal de la distribution $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$ du groupe présentant la valeur de $\langle N_{trk} \rangle$ la plus élevée. Il s'agit du groupe 1 et la valeur de référence est $\langle N_{trk} \rangle (Z_v^{Ref}) = 11,72$.

La Figure 5.9 montre le rapport entre les profils CINT7 de chaque période du groupe 5 et le profil CINT7 du groupe entier. Les rapports sont constants et compatibles avec l'unité aux fluctuations statistiques près sur l'intervalle $|Z_v| < 10$ cm. Cette vérification a été réalisée pour chacun des 12 groupes de runs. Elle confirme que la répartition des runs dans les groupes selon l'état du SPD est justifiée, et que la méthode de correction peut être appliquée dans chaque groupe séparément. Les rapports correspondant à chaque groupe sont présentés sur la Figure B.5 dans l'Annexe B.

La Figure 5.10 montre les résultats de la méthode d'égalisation du nombre de traces en fonction de Z_v pour les 12 groupes de runs dépendant de l'état du SPD. Tous les groupes présentent un profil constant et compatible avec la valeur de référence ($\langle N_{trk} \rangle (Z_v^{Ref}) = 11,72$) aux fluctuations statistiques près. Ainsi, l'ensemble des données corrigées dans chaque groupe

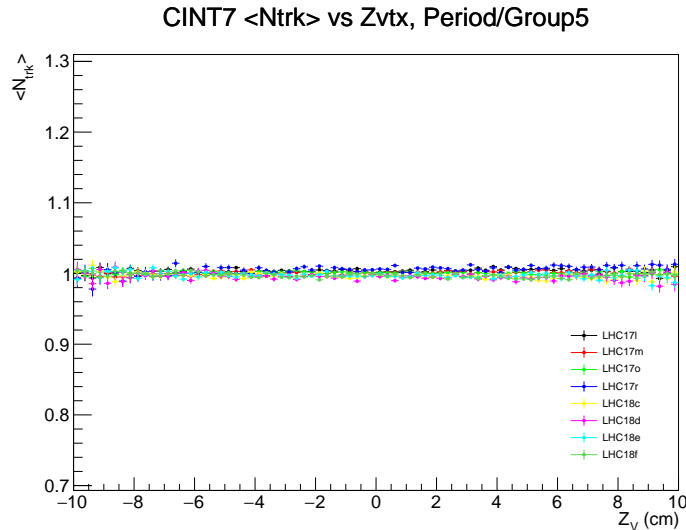


FIGURE 5.9 – Rapport entre les profils CINT7 $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$ des périodes du groupe 5 et celui de l'ensemble du groupe 5.

peuvent être regroupées pour la mesure de multiplicité. La possibilité de regrouper l'ensemble des données est également renforcée par la comparaison avec les simulations détaillée dans la Section 5.3. En effet, on constate que les variations dans l'allure des profils d'un groupe à l'autre sont bien reproduites dans les simulations, ce qui signifie que ces variations sont effectivement dues aux différences d'état du SPD et non aux conditions de faisceau qui peuvent également varier d'une période à l'autre.

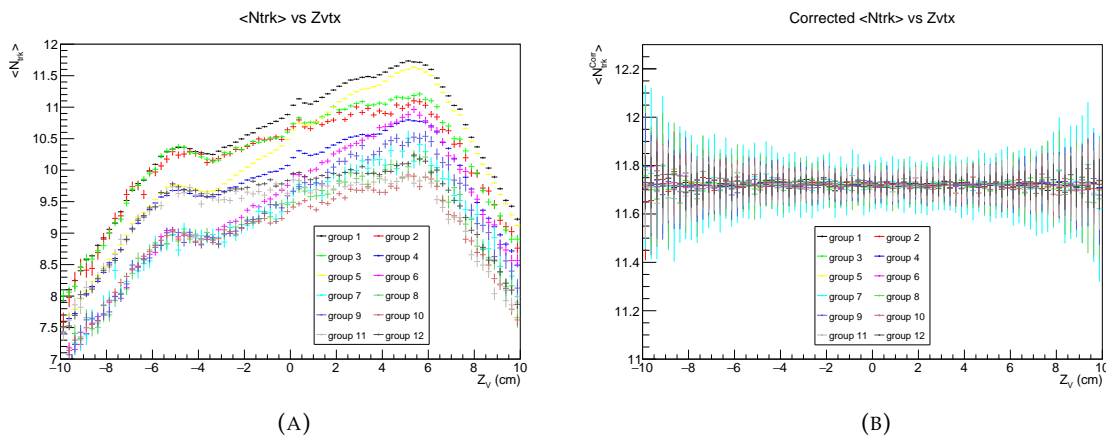


FIGURE 5.10 – Profils $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$ des événements CINT7 non corrigés (A) et corrigés (B) pour l'ensemble des 12 groupes de runs.

Les résultats de la méthode de correction appliquée aux profils CMUL7 sont présentés sur la Figure 5.11. Les fluctuations statistiques plus importantes sont dues à l'utilisation des profils CINT7 pour corriger les profils CMUL7 avec la valeur maximale du profil du groupe 1 comme valeur de référence commune à tous les groupes.

Cependant, le profil CMUL7 corrigé du groupe 5 apparaît significativement inférieur à la valeur de référence et aux autres profils. Cet effet peut être attribué à une baisse d'efficacité (de l'ordre de quelques pourcents) dans le RPC (Resistive Plate Chambers) 1101 du système de déclenchement pour les muons durant les périodes de prise de données LHC17o

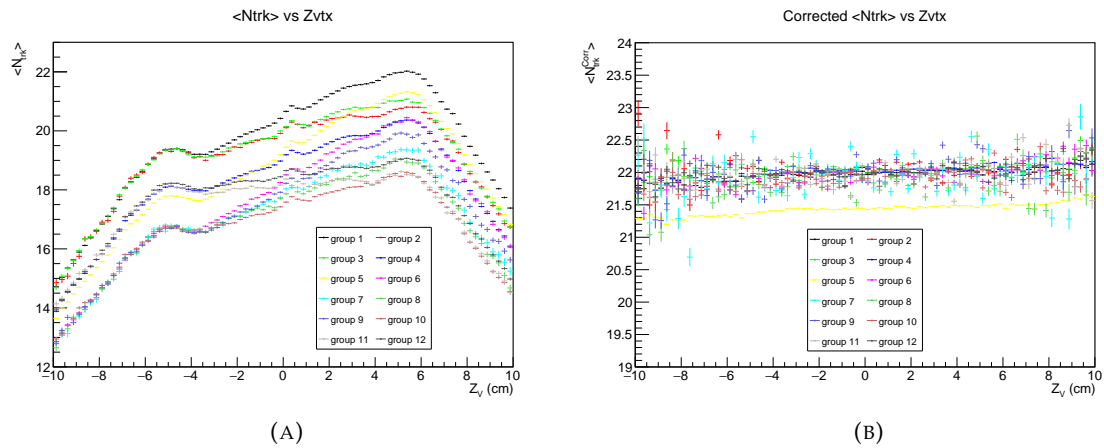


FIGURE 5.11 – Profils $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_v)$ des événements CMUL7 non corrigés (A) et corrigés (B) pour l'ensemble des 12 groupes de runs.

et LHC17r. Ce phénomène est probablement dû à une augmentation du bruit dans les cartes électroniques de lecture des RPC (Local Boards) 9 et 11. Cette perte d'efficacité est bien reproduite dans les simulations MC. En comparant le taux de production de J/ψ dans la période LHC17o avec celui d'une période non affectée comme LHC17i, on peut vérifier que l'effet de la perte d'efficacité est négligeable. La comparaison entre les périodes LHC17o et LHC17i est présentée sur la Figure 5.12. Les périodes LHC17o et LHC17r concernées par cette perte d'efficacité peuvent être prises en compte pour la mesure du taux de production de charmonia. De plus, la comparaison réalisée dans [95], réalisant l'analyse complète en incluant ou non les périodes LHC17o et LHC17r, n'a révélé aucun effet significatif sur la mesure du taux de production d' Υ en fonction de la multiplicité.

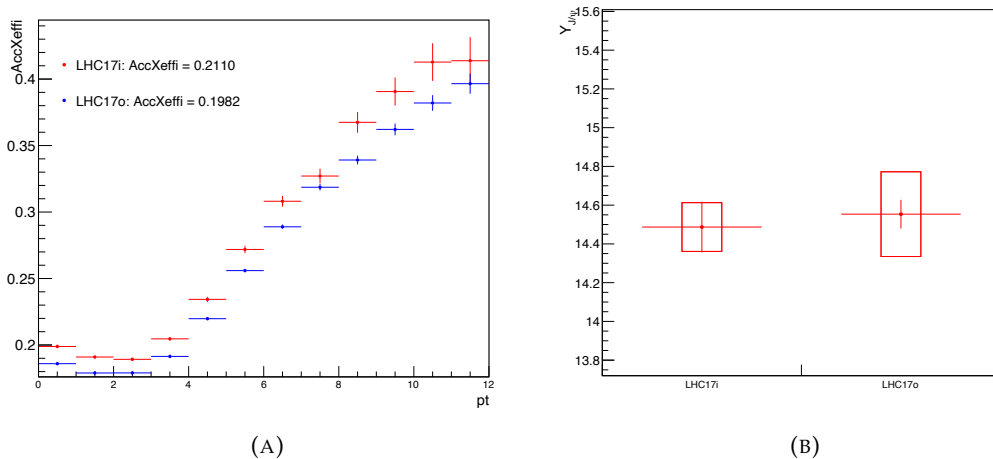


FIGURE 5.12 – (A) : Comparaison de l'acceptance \times efficacité dimuon ($A \times \epsilon$) entre les périodes LHC17i et LHC17o. (B) : comparaison des taux de production de J/ψ intégrés en multiplicité entre les périodes LHC17i et LHC17o.

Pour la mesure de multiplicité décrite dans les sections suivantes, les événements sont répartis en 9 intervalles en nombre de traces corrigées (obtenu grâce à la méthode décrite dans cette section). Les intervalles en nombre de traces corrigées (aussi nommés intervalle de

multiplicité dans la suite de ce manuscrit) sont défini comme : [1;8], [9;14], [15;20], [15;20], [15;20], [15;20], [15;20], [15;20] et [61;100].

5.3 Corrélation données-simulations

Dans l'intervalle de multiplicité donné i , la multiplicité de particules chargées moyenne est définie comme la densité moyenne de particules chargées par unité de pseudorapidité $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i$ déduite du nombre moyen de traces corrigées $\langle N_{trk}^{Corr} \rangle^i$ (déterminé par la méthode de correction décrite à la Section 5.2) grâce à une fonction de corrélation notée f telle que dans l'Équation 5.7.

$$\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i = f \left(\langle N_{trk}^{Corr} \rangle^i \right) \quad (5.7)$$

Afin de déterminer $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i$ dans chaque intervalle de multiplicité, les cycles de production présentés dans la Section 5.1.2 sont analysés de façon similaire à leur période de prise de données correspondante :

- Même niveau de déclenchement des événements : CINT7-B-NOPF-MUFAST (biais minimum),
- mêmes critères de sélection des événements et traces présentés dans la Section 5.1.3,
- même méthode de correction décrite dans la Section 5.2 pour obtenir $\langle N_{trk}^{Corr} \rangle^i$ à partir du profil CINT7 dans chaque groupe de runs.

La Figure 5.13 montre un exemple de comparaison entre le profil des données et celui des simulations avant (à gauche) et après (à droite) correction pour le groupe 1. Cette figure montre que le rapport entre les profils CINT7 non corrigés des données et ceux des simulations n'est pas parfaitement constant mais présente des petites fluctuations (de l'ordre de 1%). Ces fluctuations indiquent que les simulations ne reproduisent pas parfaitement les conditions de prise de données du SPD dans chaque période. Néanmoins, le graphe de droite de la Figure 5.13 montre qu'après application de la méthode de correction, le rapport est constant et compatible avec l'unité aux fluctuations statistiques près. Les comparaisons entre les profils CINT7 des groupes de données et ceux de leur groupe de simulation correspondant reportés dans l'Annexe B conduisent tous à la même conclusion. Ainsi, les simulations MC peuvent être comparées aux données pour la mesure de multiplicité.

La Figure 5.14 illustre les résultats de la correction appliquée à tous les groupes de runs pour les événements CINT7 des simulations générées avec PYTHIA8.

La Figure 5.15 montre la distribution d'événements simulés en fonction de la multiplicité vraie N_{ch} (générée par PYTHIA8) et du nombre de traces corrigées N_{trk}^{Corr} obtenues grâce à la méthode de correction décrite précédemment. Cette distribution est utilisée pour déterminer la corrélation entre le nombre de traces corrigées et la multiplicité vraie, c'est-à-dire la fonction f introduite dans l'Équation 5.7. D'autres analyses [93, 158, 95] ont montré qu'un ajustement de cette distribution avec une fonction de type linéaire ($y = a \times x$) induit un biais sur l'évaluation de la corrélation pouvant aller jusqu'à 10% à très basse ou très haute multiplicité, tandis que ce biais reste de l'ordre de 1% en utilisant une fonction de type polynomial *ad hoc* (c'est-à-dire possédant des caractéristiques spécifiques destinées à optimiser l'ajustement de la distribution $N_{ch} = f(N_{trk}^{Corr})$).

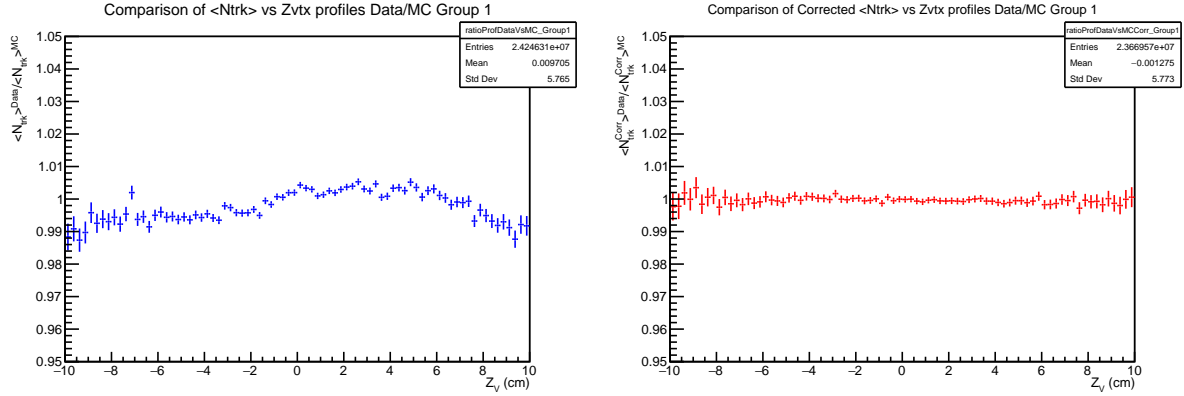


FIGURE 5.13 – Rapport entre les profils CINT7 des données et des simulations générées avec PYTHIA8 avant (gauche) et après (droite) application de la méthode de correction pour le groupe 1.

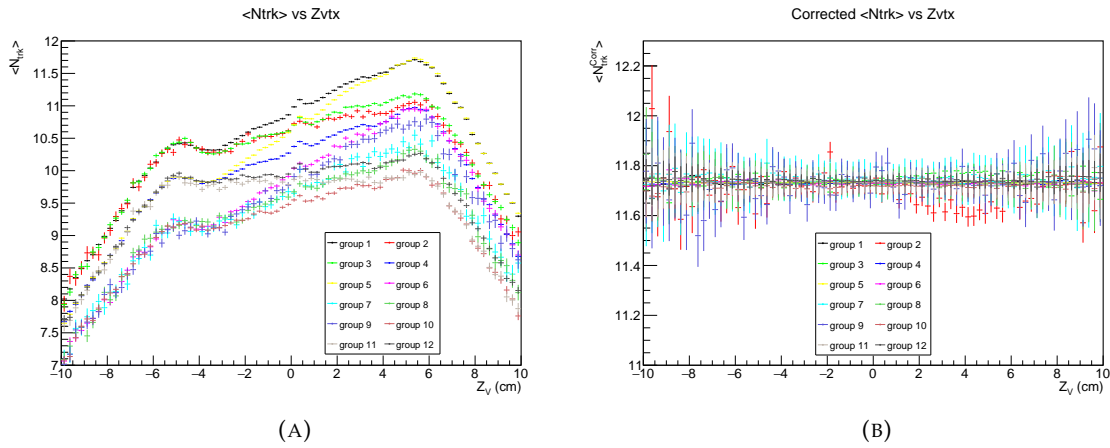


FIGURE 5.14 – Profils $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_V)$ CINT7 non corrigés (A) et corrigés (B) pour l'ensemble des 12 groupes de runs des simulations PYTHIA8.

Cependant, dans le but d'évaluer les incertitudes systématiques de manière conservative, la distribution $N_{ch} = f(N_{trk}^{Corr})$ est ajustée avec les deux types de fonctions : une fonction polynomiale *ad hoc* écrite f^{pol} dans les équations suivantes mais également avec une fonction linéaire globale f^{lin} définie par l'Équation 5.12.

$$f^{pol}(N_{trk}^{Corr}) = a \times (N_{trk}^{Corr})^c + b, \text{ lorsque } N_{trk} < N_{trk}^0 \quad (5.8)$$

$$f^{pol}(N_{trk}^{Corr}) = a_2 \times (N_{trk}^{Corr})^{c_2} + b_2, \text{ lorsque } N_{trk} \geq N_{trk}^0 \quad (5.9)$$

où

$$a_2 = \left(\frac{a \times c}{c_2} \right) (N_{trk}^0)^{c-c_2} \text{ et } b_2 = \left(a - \frac{a \times c}{c_2} \right) (N_{trk}^0)^c + b \quad (5.10)$$

Puis, dans chaque intervalle i de nombre de traces corrigées N_{trk}^{Corr} , la multiplicité moyenne pondérée à partir des données du Run 2 $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i$ est calculée comme :

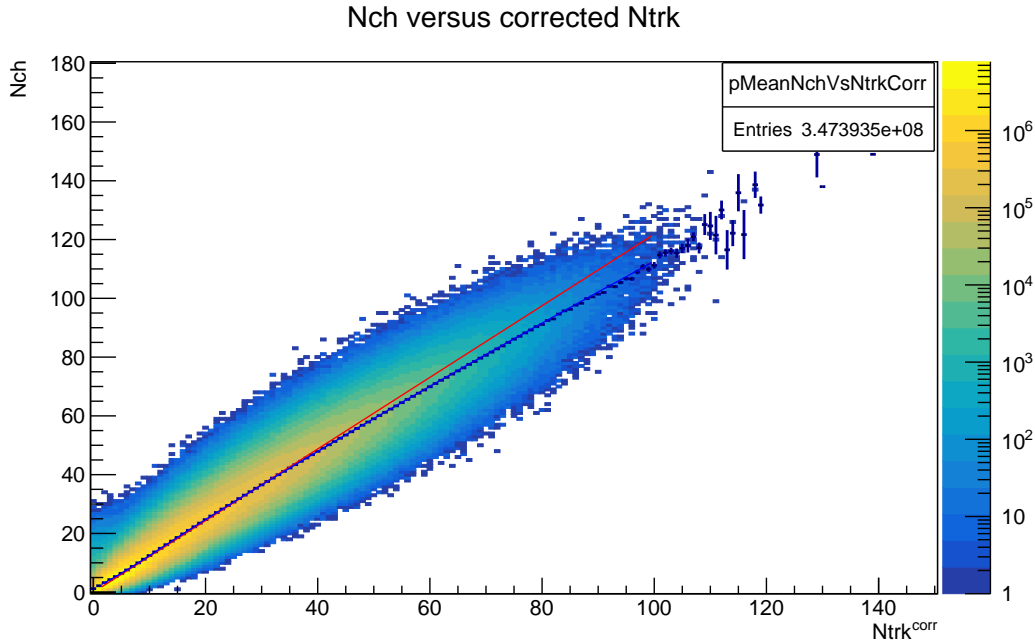


FIGURE 5.15 – Distribution $N_{ch} = f(N_{trk}^{Corr})$, intégrée sur Z_V pour les événements générés avec PYTHIA8. Rouge : ajustement linéaire global. Bleu : ajustement polynomial *ad hoc*.

$$\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i = \frac{\sum_j^{N_{bins}} n_{evt}^j \times f^{pol}(N_{trk}^{Corr,j})}{\sum_j^{N_{bins}} n_{evt}^j} \quad (5.11)$$

où N_{bins} est le nombre d'intervalles de la distribution $N_{ch} = f(N_{trk}^{Corr})$ dans l'intervalle i de nombre de traces corrigées, n_{evt}^j est le nombre d'événements dans l'intervalle j mesuré dans les données, et $(dN_{ch}/d\eta)^j$ est l'image de $N_{trk}^{Corr,j}$ par la fonction d'ajustement f^{pol} .

Dans le cas de la fonction d'ajustement linéaire, $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i$ est donné par :

$$\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i = \alpha \times \langle N_{trk}^{Corr} \rangle^i \quad (5.12)$$

où α est la pente de la fonction d'ajustement f^{lin} et $\langle N_{trk}^{Corr} \rangle^i$ est le nombre moyen de traces corrigées dans l'intervalle i de nombre de traces corrigées N_{trk}^{Corr} mesuré dans les données.

5.4 Estimation de la multiplicité

La méthode pour évaluer $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i$ décrite dans la Section 5.3 est utilisée comme méthode standard d'extraction de la multiplicité pour les études systématiques. Les différents paramètres pris en compte comme source d'incertitude systématique pour la multiplicité de particules chargées sont listés ci-dessous :

- Profil CINT7 brut utilisé pour la méthode d'égalisation du nombre de traces dans les simulations : profil des données du Run 2 et profil des simulations,
- Intervalle Z_v (cm) : [-10;-5], [-5;0], [0;5], [5;10] et intégré [-10;10],

- Générateur d'événements : PYTHIA8 et EPOSLHC³,
- Fonction d'ajustement : fonction polynomiale *ad hoc* paramétrée et fonction linéaire globale.

Les combinaisons de variations de ces paramètres donnent 40 résultats distincts pour $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i$ dans chaque intervalle de nombre de traces corrigées N_{trk}^{Corr} ainsi que pour l'intervalle intégré sur N_{trk}^{Corr} . La Figure 5.16 montre les distributions $N_{ch} = f(N_{trk}^{Corr})$ dans 4 intervalles en Z_v différents ajustés avec les deux types de fonction (polynomiale et linéaire) décrites dans la Section 5.3.

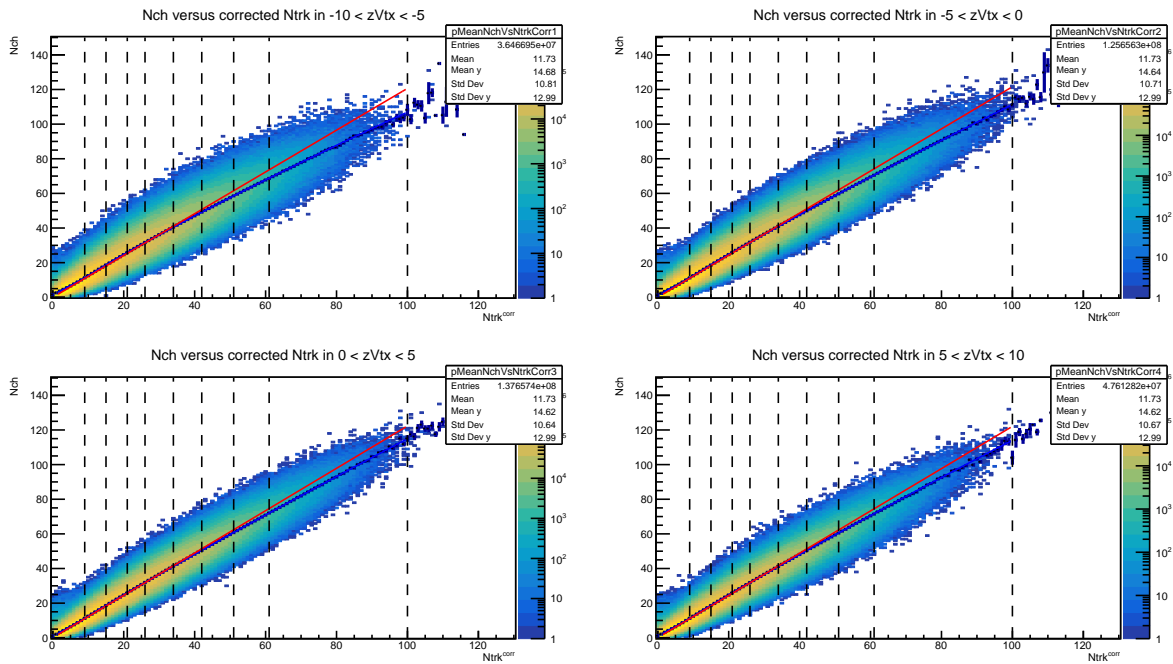


FIGURE 5.16 – Distributions $N_{ch} = f(N_{trk}^{Corr})$ pour les événements PYTHIA8 corrigés avec le profil PYTHIA8 dans 4 intervalles différents en Z_v (cm) : [-10;-5], [-5;0], [0;5] et [5;10] ajustées avec deux fonctions : polynomiale (bleue) et linéaire (rouge). Les lignes noires en pointillés correspondent aux bornes des intervalles en nombre de traces corrigées N_{trk}^{Corr} .

En suivant les méthodes présentées dans les sections précédentes de ce chapitre, les différentes séries de distributions $N_{ch} = f(N_{trk}^{Corr})$ ont été analysées et les résultats de la mesure de multiplicité sont reportés dans la Table 5.5 ci-dessous. La Figure 5.17 illustre le calcul des incertitudes statistiques et systématiques à travers l'exemple de l'intervalle intégré en multiplicité $\langle N_{trk}^{Corr} \rangle$.

L'ensemble des figures correspondant aux résultats des études systématiques dans les différents intervalles en nombre de traces corrigées reportés dans la Table 5.5 sont présentés en Annexe C. La Figure 5.18 montre les résultats de la mesure de multiplicité $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ en fonction du nombre moyen de traces corrigées $\langle N_{trk}^{Corr} \rangle$ dans chaque intervalle. Le test d'ajustement linéaire représenté sur cette figure (ligne noire en pointillés) montre que la mesure de $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ est proportionnelle au nombre moyen de traces corrigées mesuré dans chaque intervalle, aux incertitudes systématiques près (les incertitudes statistiques sont négligeables). Cette observation est compatible avec la méthode d'évaluation de la multiplicité employant

3. Un cycle de production EPOSLHC disponible pour le Run 2 : LHC17d20b1 (reposant sur LHC16k). Pour plus de détails voir Section 5.1.2.

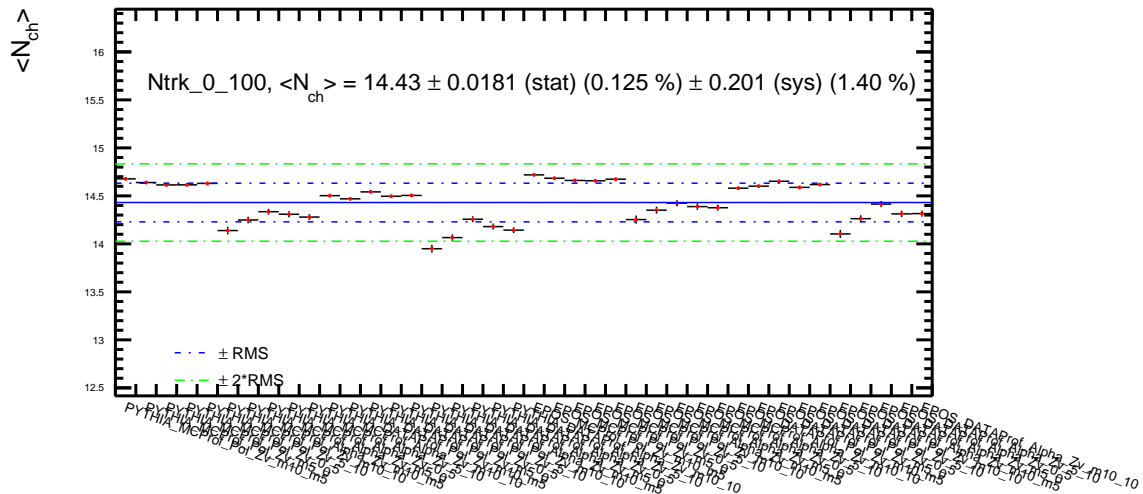


FIGURE 5.17 – Résultats de l'étude systématique sur la mesure de $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ dans le cas intégré en multiplicité $\langle N_{trk}^{Corr} \rangle$.

TABLE 5.5 – Résultats des études systématiques sur la mesure de multiplicité de particules chargées par intervalle de nombre de traces corrigées.

N_{trk}^{Corr}	$\langle N_{trk}^{Corr} \rangle^i$	$\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i$	$\Delta^{stat} \text{ (%)}$	$\sigma^{sys} \text{ (%)}$
Intégré	11.72	14.43	0.0181 (0.13%)	0.201 (1.40%)
[1-8]	4.20	5.38	0.0063 (0.12%)	0.281 (5.22%)
[9-14]	11.25	13.82	0.0167 (0.12%)	0.163 (1.18%)
[15-20]	17.27	21.17	0.0258 (0.12%)	0.222 (1.05%)
[21-25]	22.84	27.92	0.0346 (0.12%)	0.252 (0.90%)
[26-33]	29.05	35.35	0.0442 (0.13%)	0.303 (0.86%)
[34-41]	36.99	44.76	0.0569 (0.13%)	0.507 (1.13%)
[42-50]	45.30	54.50	0.0702 (0.13%)	0.879 (1.61%)
[51-60]	54.56	65.26	0.0854 (0.13%)	1.417 (2.22%)
[61-100]	67.85	80.53	0.108 (0.13%)	2.373 (2.95%)

notamment un test d'ajustement linéaire global afin de réaliser une estimation conservative de la multiplicité.

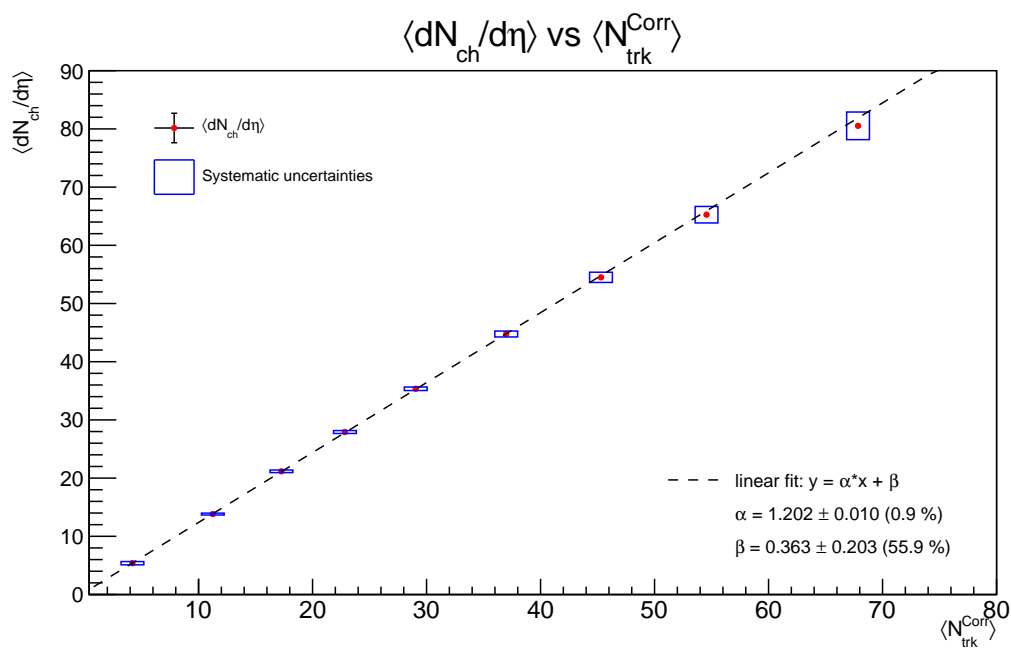


FIGURE 5.18 – Résultats de la mesure de multiplicité $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ en fonction du nombre moyen de traces corrigées dans chaque intervalle de multiplicité. Les boîtes bleues représentent les incertitudes systématiques sur la mesure de $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ (leur largeur est fixée arbitrairement).

Chapitre 6

Mesure de la production de charmonia

Sommaire

6.1	Définition du taux de production relatif de charmonia	115
6.2	Sélection des évènements et traces	117
6.3	Extraction du signal $\psi(2S)$ et J/ψ	118
6.3.1	Caractérisation de la composante signal	119
6.3.2	Caractérisation de la composante bruit de fond	121
6.3.3	Bilan	122
6.4	Études systématiques	128
6.4.1	Taux de production relatif de $\psi(2S)$	128
6.4.2	Production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ	130
6.5	Normalisation et termes correctifs	131
6.5.1	Facteur de normalisation	131
6.5.2	Efficacité du niveau de déclenchement MB	136
6.5.3	Contamination des évènements INEL=0	137
6.5.4	Correction d'acceptance-efficacité dimuon	138
6.5.5	Bilan	143
6.6	Production de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité	143
6.7	Production de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité	147

Après avoir décrit la mesure de multiplicité de particules chargées au chapitre précédent, la seconde partie de l'analyse présentée dans ce manuscrit porte sur la mesure de la production des charmonia $\psi(2S)$ et J/ψ dans leur canal de désintégration dimuonique à grande rapidité. Ce chapitre présente la mesure du taux de production relatif de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV avec les détecteurs du spectromètre à muons de l'expérience ALICE au cours du Run 2. Le taux de production des $\psi(2S)$ par rapport à celui des J/ψ est également présenté en fonction de la multiplicité de particules chargées.

6.1 Définition du taux de production relatif de charmonia

Afin d'étudier la dépendance en multiplicité de la production de $\psi(2S)$, le taux de production par événement $Y_{\psi(2S)}^i$ dans l'intervalle de multiplicité i est défini dans l'Équation 6.1.

Cette définition prend en compte les effets d'acceptance et d'efficacité liés à la sélection des événements et traces décrite dans la Section 6.2 et aux détecteurs du spectromètre à muons.

$$Y_{\psi(2S)}^i = \frac{N_{\psi(2S)}^i}{BR_{\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-} \cdot A \times \epsilon^i \cdot N_{MB}^{eq,i}} \frac{\epsilon^{MB,i}}{\epsilon^{\psi(2S),i}}, \quad (6.1)$$

où, dans l'intervalle de multiplicité i :

- $N_{\psi(2S)}^i$ est le nombre de $\psi(2S)$,
- $BR_{\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ est le rapport d'embranchement du canal de désintégration dimuonique du $\psi(2S)$ (indépendant de la multiplicité),
- $A \times \epsilon^i$ est le terme correctif lié à l'acceptance et à l'efficacité des détecteurs du spectromètre à muons pour la reconstruction des traces des paires de muons,
- $N_{MB}^{eq,i}$ est le nombre équivalent d'événements de biais minimum (MB) (voir Section 3.2.3 pour plus de détails sur les classes d'événements),
- $\epsilon^{MB,i}$ est le terme correctif d'efficacité sur la mesure de $N_{MB}^{eq,i}$,
- $\epsilon^{\psi(2S),i}$ est le terme correctif d'efficacité sur la mesure de $N_{\psi(2S)}^i$ regroupant toutes les corrections d'efficacité à l'exception du terme d'acceptance-efficacité $A \times \epsilon^i$ étudié séparément.

Pour l'étude présentée dans ce chapitre, la production de $\psi(2S)$ est évaluée par la mesure du taux de production relatif $Y_{\psi(2S)}^{Rel,i}$, c'est-à-dire le taux de production $Y_{\psi(2S)}^i$ dans l'intervalle de multiplicité i normalisé par le taux de production intégré en multiplicité. Le taux de production relatif est défini par l'Équation 6.2.

$$Y_{\psi(2S)}^{Rel,i} = \frac{Y_{\psi(2S)}^i}{\langle Y_{\psi(2S)} \rangle} = \frac{N_{\psi(2S)}^i}{N_{\psi(2S)}^{tot}} \frac{N_{MB}^{eq,tot}}{N_{MB}^{eq,i}} \frac{\epsilon^{MB,i}}{\epsilon^{MB}} \frac{\epsilon^{\psi(2S)}}{\epsilon^{\psi(2S),i}} \frac{A \times \epsilon^{tot}}{A \times \epsilon^i}, \quad (6.2)$$

où, pour le taux de production de $\psi(2S)$ intégré en multiplicité :

- $N_{\psi(2S)}^{tot}$ est le nombre total de $\psi(2S)$ (voir Section 6.3),
- $N_{MB}^{eq,tot}$ est le nombre équivalent total d'événements MB (voir Section 6.5.1),
- ϵ^{MB} est le terme correctif d'efficacité sur la mesure de $N_{MB}^{eq,tot}$,
- $\epsilon^{\psi(2S)}$ est le terme correctif d'efficacité sur la mesure de $N_{\psi(2S)}^{tot}$,
- $A \times \epsilon^{tot}$ est le terme correctif lié à l'acceptance et à l'efficacité des détecteurs du spectromètre à muons pour la reconstruction des traces des paires de muons pour la mesure de $N_{\psi(2S)}^{tot}$ (voir Sec. 6.5.4),

Les termes d'efficacité décrits ci-dessus (ϵ^{MB} , $\epsilon^{\psi(2S)}$, $\epsilon^{MB,i}$ et $\epsilon^{\psi(2S),i}$) sont composés de plusieurs contributions prenant en compte la sélection des événements et traces détaillée dans la Section 6.2. Cette analyse requiert des événements étudiés qu'ils soient du type INEL>0, c'est-à-dire une collision inélastique produisant au moins une trace reconstruite avec le SPD dans l'intervalle de pseudo-rapidité $|\eta| < 1$. Les différentes contributions des termes d'efficacité sont listées ci-dessous.

- $\epsilon_{INEL>0}^{MB}$ est l'efficacité du niveau de déclenchement MB pour les évènements de type $INEL>0$ (Sec. 6.5.2),
- ϵ_{vtxQA} est l'efficacité de la sélection d'assurance qualité du vertex primaire (décrite au chapitre précédent dans la Section 5.1.3),
- ϵ_{pu} est l'efficacité de la sélection pour le rejet du pile-up (décrite au chapitre précédent dans la Section 5.1.3 et négligée dans cette analyse).

En considérant les contributions d'efficacité citées ci-dessus, le taux de production relatif de $\psi(2S)$ s'écrit :

$$Y_{\psi(2S)}^{Rel,i} = \frac{N_{\psi(2S)}^i}{N_{\psi(2S)}^{tot}} \frac{N_{MB}^{eq,tot}}{N_{MB}^{eq,i}} \frac{\epsilon_{INEL>0}^{MB,i}}{\epsilon_{INEL>0}^{MB}} \frac{\epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S)}}{\epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S),i}} \frac{\epsilon_{vtxQA}^{MB,i}}{\epsilon_{vtxQA}^{MB}} \frac{A \times \epsilon^{tot}}{A \times \epsilon^i} \quad (6.3)$$

L'Équation 6.3 est également valable pour exprimer le taux de production relatif de J/ψ . En effet, l'efficacité vertex QA est identique pour les deux charmonia ($\epsilon_{vtxQA}^{J/\psi} = \epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S)}$) et le terme correctif d'acceptance-efficacité dimuon ($A \times \epsilon^{tot} / A \times \epsilon^i$) est également considéré équivalent pour les deux résonances (voir les détails dans la Section 6.5.4). Ainsi, le taux de production relatif de J/ψ dans l'intervalle de multiplicité i peut s'écrire :

$$Y_{J/\psi}^{Rel,i} = \frac{N_{J/\psi}^i}{N_{J/\psi}^{tot}} \frac{N_{MB}^{eq,tot}}{N_{MB}^{eq,i}} \frac{\epsilon_{INEL>0}^{MB,i}}{\epsilon_{INEL>0}^{MB}} \frac{\epsilon_{vtxQA}^{J/\psi}}{\epsilon_{vtxQA}^{J/\psi,i}} \frac{\epsilon_{vtxQA}^{MB,i}}{\epsilon_{vtxQA}^{MB}} \frac{A \times \epsilon^{tot}}{A \times \epsilon^i} \quad (6.4)$$

L'analyse présentée dans ce manuscrit porte également sur la production relative de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité. Cette production relative notée $R_{c\bar{c}}^i$ dans ce manuscrit, est définie par le rapport des taux de production relatifs de $\psi(2S)$ et de J/ψ . Les termes correctifs étant identiques pour les deux taux de production, ils s'annulent dans l'Équation 6.5 et $R_{c\bar{c}}^i$ s'écrit :

$$R_{c\bar{c}}^i = \frac{Y_{\psi(2S)}^{Rel,i}}{Y_{J/\psi}^{Rel,i}} = \frac{\frac{N_{\psi(2S)}^i}{\langle N_{\psi(2S)} \rangle}}{\frac{N_{J/\psi}^i}{\langle N_{J/\psi} \rangle}} = \left(\frac{N_{\psi(2S)}}{N_{J/\psi}} \right)^i \times \left\langle \frac{N_{J/\psi}}{N_{\psi(2S)}} \right\rangle \quad (6.5)$$

La suite de ce chapitre est consacrée à la mesure de production de charmonia et à l'étude des termes correctifs associés. Les résultats finaux de l'analyse sont présentés dans les sections 6.6 et 6.7 clôturant ce chapitre.

6.2 Sélection des évènements et traces

Dans le but de mesurer la production de $\psi(2S)$ et de J/ψ dans leur canal de désintégration dimuonique, les évènements analysés sont ceux de la classe de déclenchement CMUL7 (condition de biais minimum avec une paire de muons de signes opposés décrits dans le Chapitre 3). Les critères de sélection des évènements CMUL7 sont les mêmes que ceux des évènements CINT7 décrits au chapitre précédent dans la Section 5.1.3. Cependant, des critères de sélection sur les traces des muons reconstruites à l'aide des chambres de trajectographie (MCH décrit dans la Section 3.2.2) sont également appliqués.

Tout d'abord, les traces individuelles doivent satisfaire :

- $17,6 \text{ cm} \leq R_{\text{abs}} \leq 89,5 \text{ cm}$: pour rejeter les traces passant par la partie la plus épaisse et inhomogène de l'absorbeur frontal (R_{abs} = coordonnée radiale de la trace à la sortie de l'absorbeur frontal). Ce critère de sélection permet également de rejeter les traces des muons ayant subi des diffusions multiples lors de son passage dans l'absorbeur,
- correspondance entre la trace reconstruite et une trace du système de déclenchement du spectromètre à muons (MTR présenté dans la Section 3.2.2),
- $p\text{DCA}^1$ compris dans 6σ de la distribution, ce critère permet de s'assurer que la trace reconstruite provient bien du vertex d'interaction,
- $-4 < \eta_\mu < -2,5$: trace individuelle contenue dans la l'acceptance du spectromètre à muons.

En plus des critères mentionnés ci-dessus pour les traces individuelles, d'autres conditions sont imposées sur les paires de muons :

- charge totale de la paire = 0 : deux muons de signes opposés,
- $2,5 < y_{\mu^+\mu^-} < 4$: paire contenue dans l'acceptance du spectromètre.

6.3 Extraction du signal $\psi(2S)$ et J/ψ

Après avoir sélectionné les événements CMUL7 et les paires dimuons, la production de $\psi(2S)$ et de J/ψ est mesurée en analysant le spectre de masse invariante de ces paires. La Figure 6.1 montre le spectre de masse invariante des paires dimuons reconstruites au cours du Run 2 et satisfaisant les critères de sélection décrits dans la section précédente, dans l'intervalle de masse invariante $0 < M_{\mu^+\mu^-} < 12 \text{ GeV}/c^2$. Ce spectre, composé de près de 110 millions de paires dimuons, comporte trois régions d'intérêt. Tout d'abord, dans la région de basse masse, 3 structures distinctes sont observables. Il s'agit, dans l'ordre de masse croissant, des mésons η , ρ , ω (ces deux derniers sont confondus dans le second pic) et ϕ . À l'opposé, dans la région de haute masse (autour de $10 \text{ GeV}/c^2$) se trouvent les résonances de la famille des bottomonia $Y(1S)$, $Y(2S)$ et $Y(3S)$. Enfin, la région d'intérêt faisant l'objet de l'analyse présentée dans cette section se situe entre $2 \text{ GeV}/c^2$ et $5 \text{ GeV}/c^2$ où s'effectue l'extraction de signal pour les charmonia $\psi(2S)$ et J/ψ .

Pour l'étude de la production de charmonia en fonction de la multiplicité de particules chargées, les dimuons composant le spectre intégré en multiplicité de la Figure 6.1 sont répartis en 9 spectres correspondant chacun à un intervalle en nombre de traces corrigées (dont la mesure a été décrite au Chapitre 5) pour les événements CMUL7 dans lesquels sont produites les résonances se désintégrant en paires de muons de signes opposés. Dans la région d'intérêt $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$, chacun de ces spectres présente deux composantes principales : la composante "signal" constituée des pics de résonance $\psi(2S)$ ($M_{\mu^+\mu^-} \sim 3,7 \text{ GeV}/c^2$) et J/ψ ($M_{\mu^+\mu^-} \sim 3,1 \text{ GeV}/c^2$) et la composante "bruit de fond" constituant le continuum du spectre. Ainsi, ces deux composantes sont évaluées en utilisant différents types de fonctions paramétrées pour reproduire la forme de chaque composante. Ces fonctions sont ajustées au spectre de masse invariante grâce à un algorithme d'ajustement pour pouvoir en mesurer l'intégrale. Finalement, le nombre de charmonia est donné par l'intégrale de la composante signal du spectre auquel la composante bruit de fond a été soustraite.

1. Le $p\text{DCA}$ désigne le produit de l'impulsion totale de la trace muon p et de la distance entre le faisceau et la position extrapolée de la trace reconstruite dans le plan transverse.

Spectre de masse invariante dimuon Run 2

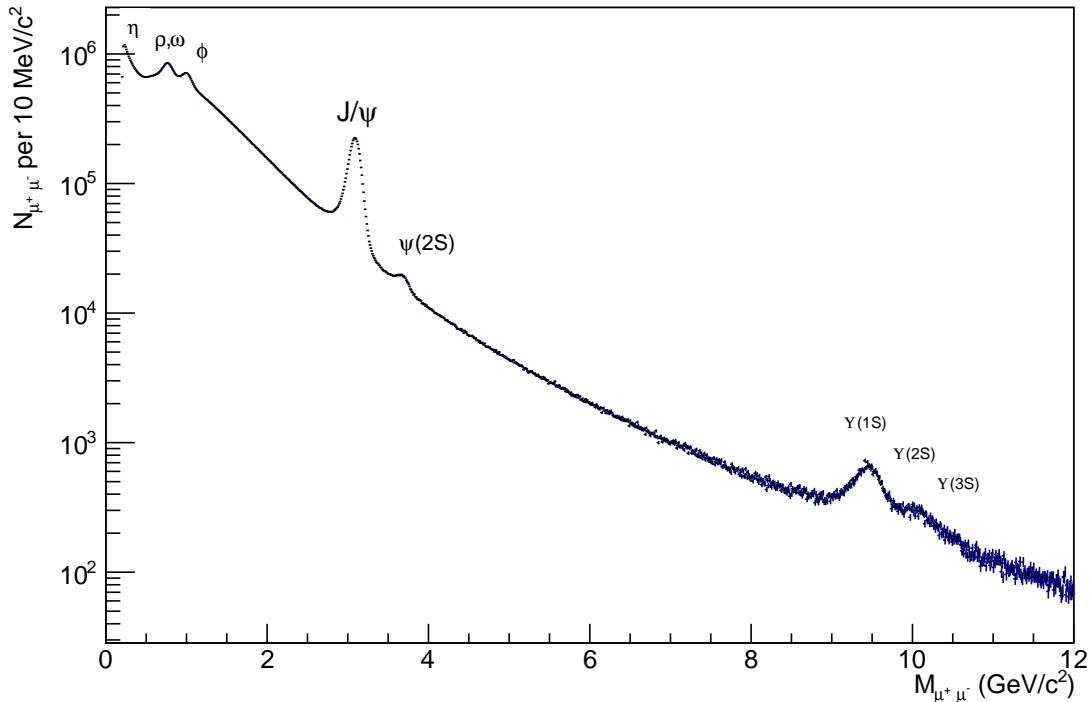


FIGURE 6.1 – Spectre de masse invariante des paires dimuons sélectionnées pour l’analyse sur l’ensemble du Run 2.

6.3.1 Caractérisation de la composante signal

Les dimuons formant la composante signal sont issus de la désintégration des charmonia. S’ils étaient mesurés par un détecteur parfait, ils formeraient des pics de type gaussien centrés sur la masse du J/ψ et du $\psi(2S)$: $M_{J/\psi}^{PDG} \approx 3096,9 \text{ MeV}/c^2$ et $M_{\psi(2S)}^{PDG} \approx 3686,1 \text{ MeV}/c^2$ (valeurs extraites du *Particle Data Group* (PDG) [57]) respectivement. Toujours dans ce cas idéal, la largeur des deux pics correspondrait à la largeur intrinsèque des deux résonances (liée à leur durée de vie), soit $\sigma_{J/\psi}^{PDG} \approx 0,093 \text{ MeV}/c^2$ et $\sigma_{\psi(2S)}^{PDG} \approx 0,286 \text{ MeV}/c^2$ (valeurs également extraites du PDG). Cependant, la résolution du MCH sur la position des traces induit une incertitude sur la masse de la résonance mesurée. De même, la largeur des pics de résonance est dégradée par différents effets physiques liés à la quantité de matière traversé par les muons, comme par exemple, les diffusions multiples et la perte d’énergie dans l’absorbeur frontal. Afin de prendre en compte ces effets sur la forme de la composante signal du spectre, deux fonctions d’ajustement ont été sélectionnées. La fonction Double Crystal Ball étendue (CB2) et la fonction NA60 définies dans l’Annexe D sont toutes deux composées d’un noyau de type gaussien et de queues de distribution avec des paramétrisations différentes. Dans la suite de ce chapitre, les fonctions CB2 et NA60 sont désignées par “fonctions de signal”.

Lorsque tous les paramètres des fonctions de signal sont laissés libres, l’algorithme d’ajustement ne parvient pas à converger. Pour maximiser la probabilité de convergence, certains paramètres doivent être fixés. Tout d’abord, pour palier au manque de statistique (faible amplitude) du signal $\psi(2S)$, sa masse $M_{\psi(2S)}$ (valeur centrale du noyau gaussien pour la composante signal du $\psi(2S)$) est fixée à celle du J/ψ ($M_{J/\psi}$) avec un décalage extrait du PDG tel que :

$$M_{\psi(2S)} = M_{J/\psi} + 0,589 \text{ GeV}/c^2 \quad (6.6)$$

De la même manière, la largeur du pic $\psi(2S)$ $\sigma_{\psi(2S)}$ est fixée proportionnellement à celle du J/ψ $\sigma_{J/\psi}$ suivant la relation :

$$\sigma_{\psi(2S)} = C \times \sigma_{J/\psi} \quad (6.7)$$

où le facteur C prend deux valeurs différentes : 1,05 (compatible avec les valeurs obtenues en ajustant les spectres) et 1,00 afin de prendre en compte l'impact de la variation de largeur du pic $\psi(2S)$ dans les incertitudes systématiques de manière conservative. Le nombre de paires dimuons étant suffisant pour ne pas introduire de variation significative sur la valeur centrale et la largeur du pic J/ψ , même dans le plus haut intervalle de multiplicité, $M_{J/\psi}$ et $\sigma_{J/\psi}$ sont des paramètres libres déterminés par le test d'ajustement.

Les paramètres des queues de distributions sont également contraints. Ces jeux de paramètres sont déterminés à partir de deux spectres de masse invariante : le spectre dimuon issu des données du Run 2 intégré en multiplicité et un spectre généré en utilisant des simulations MC². Ces spectres sont utilisés comme références et ajustés avec les fonctions de signal dont tous les paramètres sont laissés libres. En effet, le nombre élevé de dimuon composant ces spectres engendre une diminution des fluctuations statistiques permettant en principe à l'algorithme d'ajustement de converger sans contraindre les paramètres initiaux. Dans le cas de la fonction CB2, la Figure 6.2a illustre ce test d'ajustement libre sur le spectre issu des données du Run 2 intégré en multiplicité et la Figure 6.2b sur le spectre simulé. Les valeurs des paramètres des queues de distribution déterminés à partir de ces tests sont reportés dans la Table 6.1.

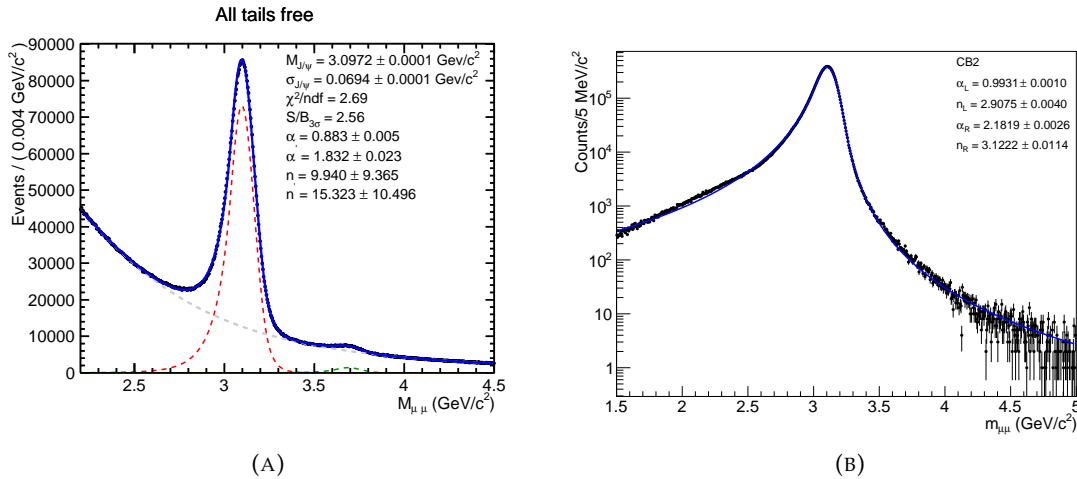


FIGURE 6.2 – (a) : Ajustement du spectre de masse invariante issu des données du Run 2 et intégré en multiplicité avec une fonction CB2. (b) : Ajustement du spectre de masse invariante issu des simulations MC (LHC20a4) et intégré en multiplicité avec une fonction CB2.

Dans le cas de la fonction NA60, l'algorithme d'ajustement ne parvenant pas à converger pour ajuster le spectre des données en laissant tous les paramètres libres, seul l'ajustement du spectre simulé est utilisé pour contraindre les paramètres des queues de distribution. La Figure 6.3 illustre l'ajustement du spectre simulé avec la fonction NA60 et les

2. Pour la production utilisée, LHC20a4 (reposant sur les conditions de prise de données du Run 2), un grand nombre de charmonia ont été générés (40 millions de J/ψ et 20 millions de $\psi(2S)$ respectivement), puis les particules produites sont propagées à travers les détecteurs d'ALICE par le code de transport GEANT3 [138]

Paramètre	Run 2	MC
α_L	0.883	0.993
α_R	1.832	2.182
n_L	9.940	2.9075
n_R	15.323	3.122

TABLE 6.1 – Paramètres des queues de distribution pour la fonction CB2 (définie dans l'Annexe D) déterminés par test d'ajustement sur le spectre de masse invariante des données du Run 2 (colonne de gauche) et sur le spectre de masse invariante des simulations MC.

valeurs des paramètres des queues de distribution déterminés avec cet ajustement sont reportés dans la Table 6.2.

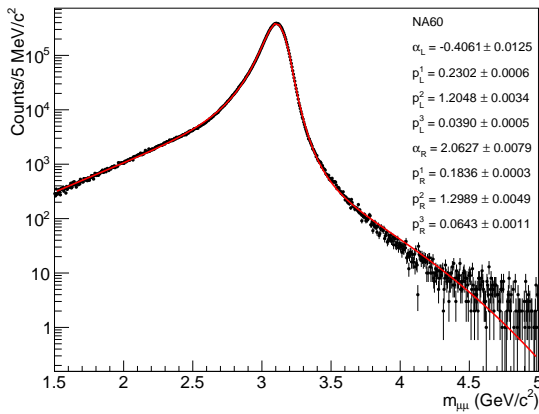


FIGURE 6.3 – Ajustement du spectre de masse invariante dimuon simulé et intégré en multiplicité avec la fonction NA60.

Paramètre	MC
α_L	-0.4061
p_L^1	0.2302
p_L^2	1.2048
p_L^3	0.0390
α_R	2.0627
p_R^1	0.1836
p_R^2	1.2989
p_R^3	0.0643

TABLE 6.2 – Paramètres des queues de distribution de la fonction NA60 (définie dans l'Annexe D) déterminés à partir de l'ajustement du spectre de masse invariante dimuon simulé et intégré en multiplicité.

6.3.2 Caractérisation de la composante bruit de fond

La composante bruit de fond des spectres de masse invariante est constituée d'appariements de muons de signes opposés issus de la désintégration d'autres résonances comme par exemple les pions (π), les kaons (K) ou encore les mésons D et B. À partir de tests empiriques de convergence des ajustements, trois fonctions ont été sélectionnées pour caractériser le bruit de fond :

- VWG : gaussienne à largeur variable,
- POL1/POL2 : rapport de polynômes du premier et deuxième ordre,
- DoubleExpo : addition de deux fonctions exponentielles.

Les expressions respectives de ces trois fonctions sont définies en Annexe D. En plus de ces trois types de fonctions d'ajustement, l'intervalle de masse invariante fait également l'objet d'une variation pour prendre en compte les fluctuations du bruit de fond autour de la région de masse invariante d'intérêt pour l'ajustement du signal $\psi(2S)$ et J/ψ . Ainsi, l'ajustement (signal + bruit de fond) est réalisé sur les intervalles de masse invariante 2,3-4,9 et 2,4-4,7 GeV/c^2 .

6.3.3 Bilan

Les différents paramètres variables pour les tests d'ajustement, déjà présentés dans cette section, sont listés ci-dessous :

- 2 fonctions de signal : CB2 et NA60,
- 2 jeux de paramètres pour les queues de distribution de la CB2 (données et simulations) et 1 jeu de paramètres pour la NA60 (simulations),
- 2 valeurs de largeur du pic $\psi(2S)$: $\sigma_{\psi(2S)} = 1,00 \cdot \sigma_{J/\psi}$ et $1,05 \cdot \sigma_{J/\psi}$,
- 3 fonctions de bruit de fond : VWG, POL1/POL2 et DoubleExpo,
- 2 intervalles de masse invariante : 2,3-4,9 et 2,4-4,7 GeV/ c^2 .

En considérant toutes les combinaisons de paramètres possibles pour la configuration des tests d'ajustement, le nombre de tests effectués dans chaque intervalle de multiplicité avec la fonction CB2 est donné par :

$$(2 \text{ PQD}) \times (2 \sigma_{\psi(2S)}) \times (3 \text{ BdF}) \times (2 M_{inv}) = 24 \quad (6.8)$$

et le nombre de tests d'ajustement effectués avec la fonction NA60 est donné par :

$$(1 \text{ PQD}) \times (2 \sigma_{\psi(2S)}) \times (3 \text{ BdF}) \times (2 M_{inv}) = 12 \quad (6.9)$$

où PQD correspond à un jeu de paramètres pour les queues de distributions, BdF correspond à une fonction de bruit de fond et M_{inv} désigne un intervalle en masse invariante donné. Ainsi, en additionnant les équations 6.8 et 6.9, un total de 36 tests d'ajustement sont réalisés sur chaque spectre de masse invariante dans un intervalle de multiplicité donné. La Figure 6.4 montre les résultats de 3 tests d'ajustement dans des configurations différentes sur le spectre de masse invariante intégré en multiplicité.

Cependant, dans certaines configurations et dans certains intervalles de multiplicité, l'algorithme d'ajustement ne parvient pas à converger. Certains tests doivent alors être rejetés pour ne pas introduire d'incertitudes statistiques et systématiques artificielles³ sur la mesure de la production de charmonia. Différents indicateurs reposant sur des tests statistiques sont alors mis à disposition par l'algorithme d'ajustement pour contrôler la qualité des tests réalisés. Dans cette analyse, trois critères de qualité sur ces indicateurs ont permis de s'assurer de la fiabilité des tests : le statut du test, le statut de la matrice de covariance et la variable χ^2/ndf . Les tests ne satisfaisant les critères d'acceptabilité⁴ sur ces trois indicateurs ne sont pas pris en compte dans le calcul du nombre de charmonia ni dans celui des incertitudes statistiques et systématiques. Finalement, un maximum de 5 tests ont été rejetés sur 36 réalisés dans l'intervalle de multiplicité [42;50], 4 sur le spectre intégré en multiplicité et un maximum de 2 tests ont été rejetés dans tous les autres intervalles. Ces tests ont été contrôlés un par un afin de s'assurer que la même configuration n'était pas rejetée systématiquement dans plusieurs intervalles.

Les figures 6.5 et 6.6 illustrent l'extraction du signal $\psi(2S)$ et J/ψ sur le spectre dimuon intégré en multiplicité. Les résultats de l'extraction de signal pour le nombre de $\psi(2S)$ et de J/ψ dans chaque intervalle de multiplicité sont reportés respectivement dans les tables

3. Dans ce contexte, "artificielles" signifie : sans lien avec phénomène physique. En effet, l'incertitude statistique est reliée au nombre de dimuons mesurés et l'incertitude systématique est reliée à la résolution des détecteurs sur cette mesure. L'algorithme d'ajustement ne doit donc pas avoir d'influence sur ces incertitudes.

4. Les critères fixés pour accepter un test d'ajustement sont : statut du test = *valid*, statut de la matrice de covariance = *accurate* (calcul précis des corrélations entre les différents paramètres) et $\chi^2/ndf < 3$.

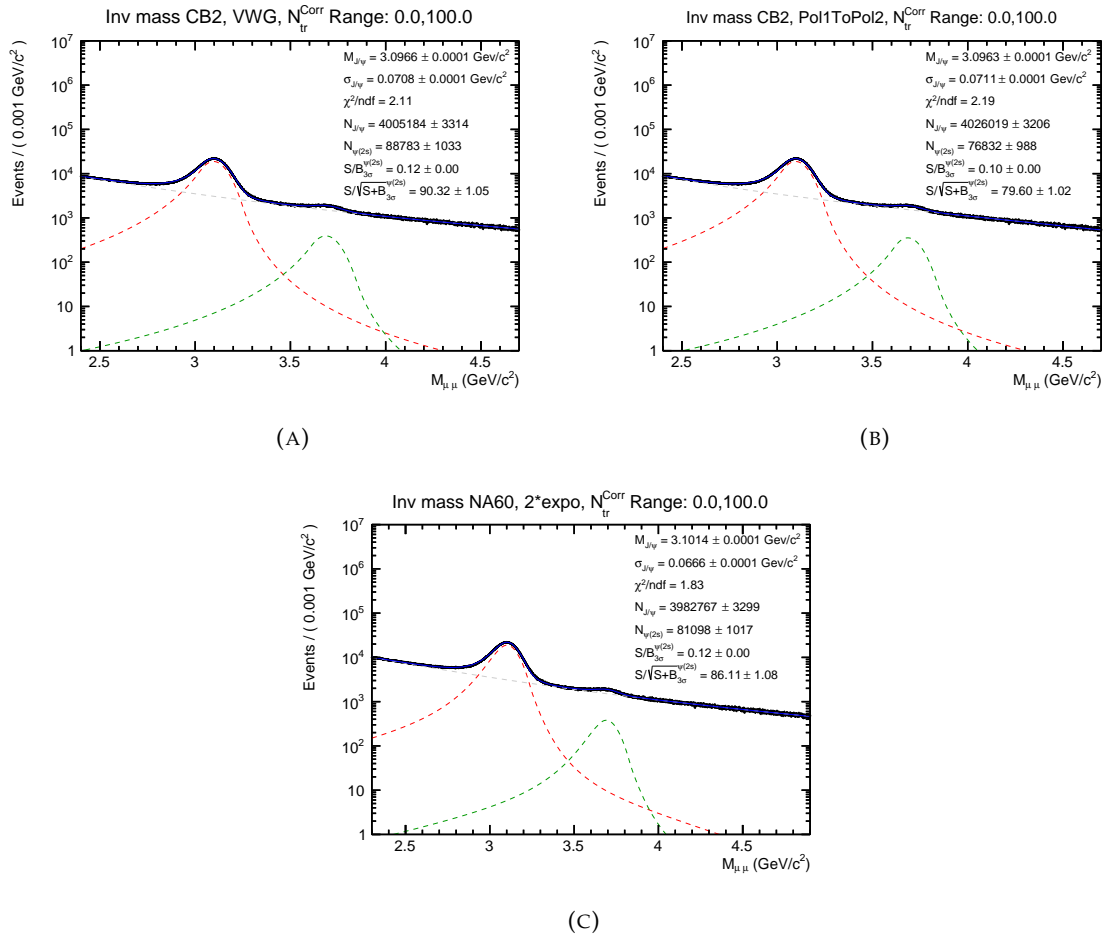


FIGURE 6.4 – Exemples de résultats de tests d’ajustement sur le spectre de masse invariante dimuon intégré en multiplicité. (a) : signal : CB2, BDF : VWG, intervalle M_{inv} : 2.4-4.7 GeV/c², PQD : MC, $\sigma_{\psi(2S)}$: 1.05* $\sigma_{J/\psi}$. (b) : signal : CB2, BDF : Pol1/Pol2, intervalle M_{inv} : 2.4-4.7 GeV/c², PQD : données, $\sigma_{\psi(2S)}$: 1.00* $\sigma_{J/\psi}$. (c) : signal : NA60, BDF : DoubleExpo, intervalle M_{inv} : 2.3-4.9 GeV/c², PQD : MC, $\sigma_{\psi(2S)}$: 1.00* $\sigma_{J/\psi}$.

6.3 et 6.4 où le nombre de charmonia ($N_{\psi(2S)}$ resp. $N_{J/\psi}$) et l’incertitude statistique Δ^{stat} sont calculés comme valeur moyenne sur l’ensemble des tests dans un intervalle de multiplicité $N_{trk}^{Corr,i}$ donné. L’incertitude systématique σ^{sys} est définie comme l’écart-type c’est-à-dire la moyenne quadratique des écarts entre les résultats $N_{\psi(2S)}$ de chaque test d’ajustement et la valeur moyenne de $N_{\psi(2S)}$ sur l’ensemble des tests (valeur RMS).

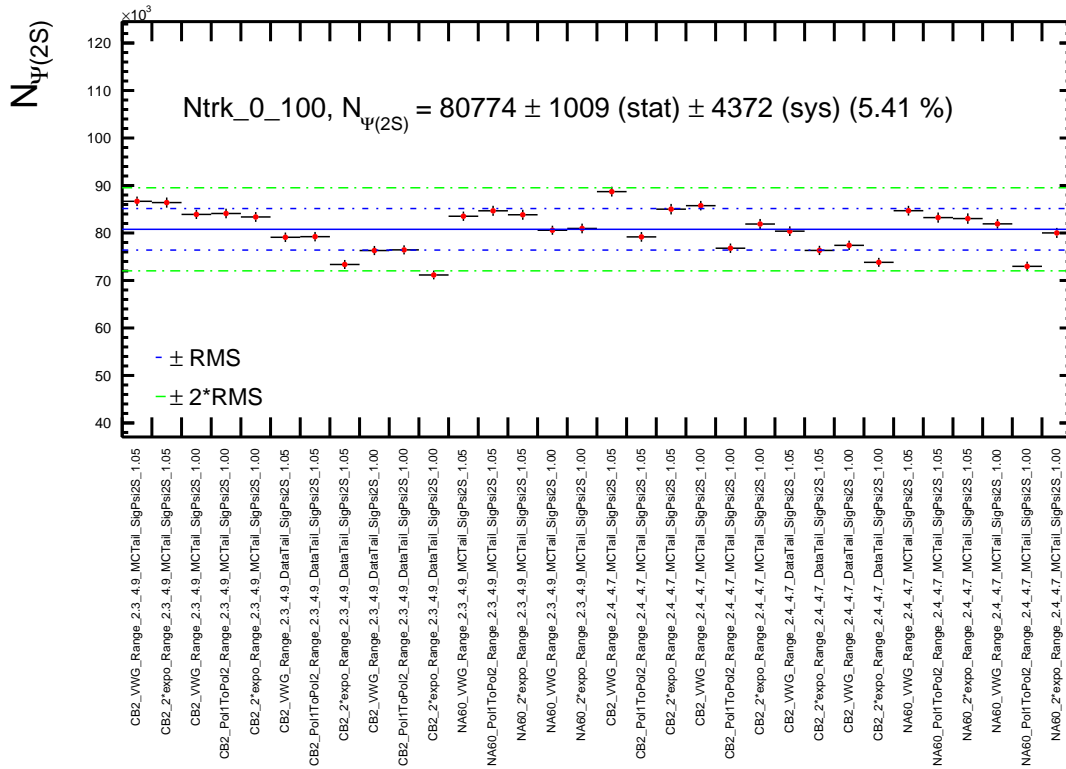


FIGURE 6.5 – Extraction du signal $\psi(2S)$ ($N_{\psi(2S)}$) sur le spectre de masse invariante intégré en multiplicité.

TABLE 6.3 – Résultats de l'extraction de signal pour le nombre de $\psi(2S)$ $N_{\psi(2S)}^i$.

N_{trk}^{Corr}	$N_{\psi(2S)}^i$	Δ^{stat} (%)	σ^{sys} (%)
Intégré	80774	1009 (1.25%)	4372 (5.41%)
[1-8]	15463	334 (2.16%)	830 (5.37%)
[9-14]	15191	388 (2.56%)	767 (5.05%)
[15-20]	15033	414 (2.75%)	779 (5.19%)
[21-25]	8743	366 (4.19%)	456 (5.22%)
[26-33]	11803	426 (3.61%)	625 (5.30%)
[34-41]	7411	351 (4.74%)	408 (5.51%)
[42-50]	3982	280 (7.03%)	203 (5.11%)
[51-60]	1836	202 (11.00%)	84 (4.59%)
[61-100]	1097	153 (13.95%)	55 (5.06%)

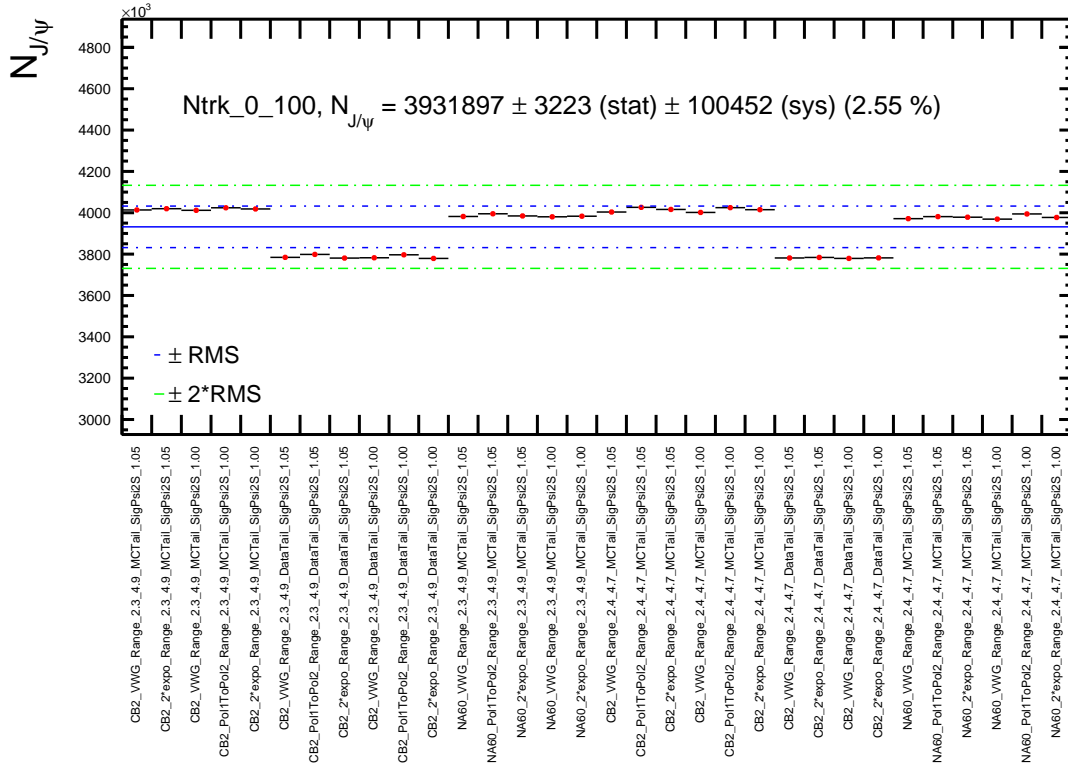


FIGURE 6.6 – Extraction du signal J/ψ ($N_{J/\psi}$) sur le spectre de masse invariante intégré en multiplicité.

TABLE 6.4 – Résultats de l'extraction de signal pour le nombre de J/ψ $N_{J/\psi}^i$.

N_{trk}^{Corr}	$N_{J/\psi}^i$	Δ^{stat} (%)	σ^{sys} (%)
Intégré	3931897	3223 (0.08%)	100452 (2.55%)
[1-8]	673941	1174 (0.17%)	17190 (2.55%)
[9-14]	703203	1291 (0.19%)	18038 (2.57%)
[15-20]	692881	1337 (0.19%)	17810 (2.57%)
[21-25]	499893	1164 (0.23%)	13217 (2.64%)
[26-33]	602421	1324 (0.22%)	15752 (2.61%)
[34-41]	370414	1069 (0.29%)	9513 (2.57%)
[42-50]	214860	840 (0.39%)	5736 (2.67%)
[51-60]	100922	597 (0.59%)	2460 (2.44%)
[61-100]	50494	446 (0.87%)	1333 (2.64%)

Les résultats de l'extraction de signal $\psi(2S)$ et J/ψ sur le spectre intégré en multiplicité et dans les intervalles de multiplicité sont montrés dans l'Annexe E. Ces résultats comprennent également les valeurs des variables permettant de contrôler la qualité des tests et la variation de certains paramètres en fonction de la configuration de chaque test d'ajustement. Comme cela a été évoqué précédemment, la valeur centrale et la largeur du signal J/ψ ($M_{J/\psi}$ et $\sigma_{J/\psi}$) sont des paramètres libres du noyau gaussien des fonctions d'ajustement. Ces paramètres peuvent donc avoir un impact non négligeable sur la mesure de l'intégrale du signal $\psi(2S)$ puisque $M_{\psi(2S)}$ et $\sigma_{\psi(2S)}$ sont fixés à partir de $M_{J/\psi}$ et $\sigma_{J/\psi}$. Les figures 6.7 et 6.8 montrent la variation des paramètres $M_{J/\psi}$ et $\sigma_{J/\psi}$ en fonction des intervalles de multiplicité dans lesquels ils sont calculés sur l'ensemble des tests de l'extraction de signal. Ces résultats montrent la stabilité des tests de l'extraction de signal en fonction de la multiplicité. En effet, d'un intervalle à l'autre, la variation de la valeur centrale moyenne du signal J/ψ est inférieure à 0,03% (avec un écart-type constant à 0,07%) tandis que celle sur la largeur du signal ne dépasse pas 3% (avec un écart-type constant proche de 2,7%).

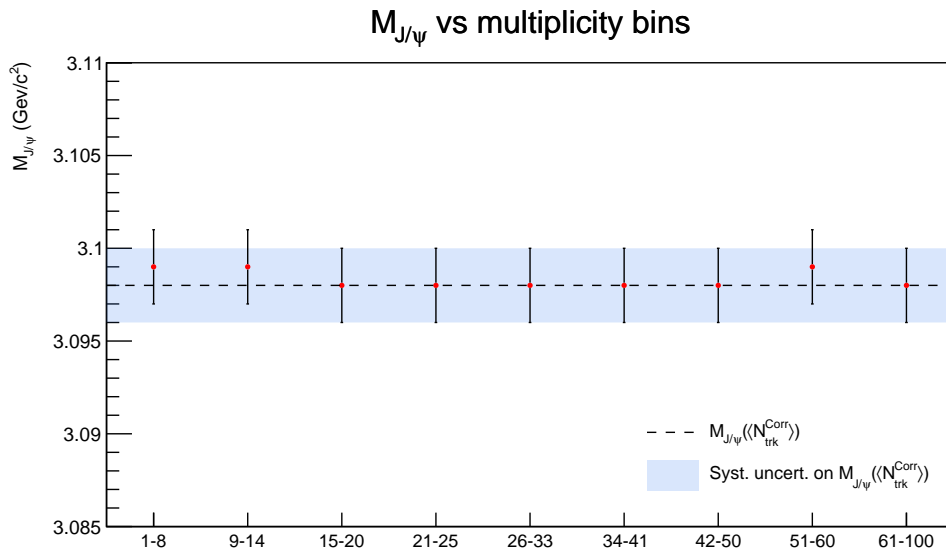


FIGURE 6.7 – Valeur centrale moyenne du signal J/ψ $M_{J/\psi}$ en fonction de l'intervalle en nombre de traces corrigées. Les barres verticales noires représentent l'écart-type calculé sur l'ensemble des tests de l'extraction de signal dans chaque intervalle. La ligne noire en pointillés et la zone bleue représentent respectivement la valeur et l'écart-type de $M_{J/\psi}$ pour le cas intégré en multiplicité ($\langle N_{trk}^{Corr} \rangle$).

De même, l'évolution du paramètre χ^2/ndf en fonction de l'intervalle de multiplicité considéré montré sur la Figure 6.9, illustre la stabilité des tests d'ajustements. Pour l'ensemble des intervalles, les valeurs moyennes de χ^2/ndf sont comprises entre 1,04 (dernier intervalle) et 1,38 (sixième intervalle) avec un écart-type maximal proche de 7% (troisième et sixième intervalles).

Enfin, la dernière variable de contrôle dont les résultats en fonction de l'intervalle de multiplicité sont montrés sur la Figure 6.10 est appelée *significance* du signal $\psi(2S)$ à 3σ et notée $\Sigma_{3\sigma}^{\psi(2S)}$. La signification à 3σ est définie par :

$$\Sigma_{3\sigma}^{\psi(2S)} = S / \sqrt{S + B_{3\sigma}^{\psi(2S)}} \quad (6.10)$$

où S est l'intégrale de la fonction de signal ajustée sur l'intervalle de masse invariante $[-3\sigma_{\psi(2S)}; +3\sigma_{\psi(2S)}]$ et B est l'intégrale de la fonction de bruit de fond ajustée sur le même intervalle. Ainsi définie, la signification permet de valider le choix des bornes des intervalles

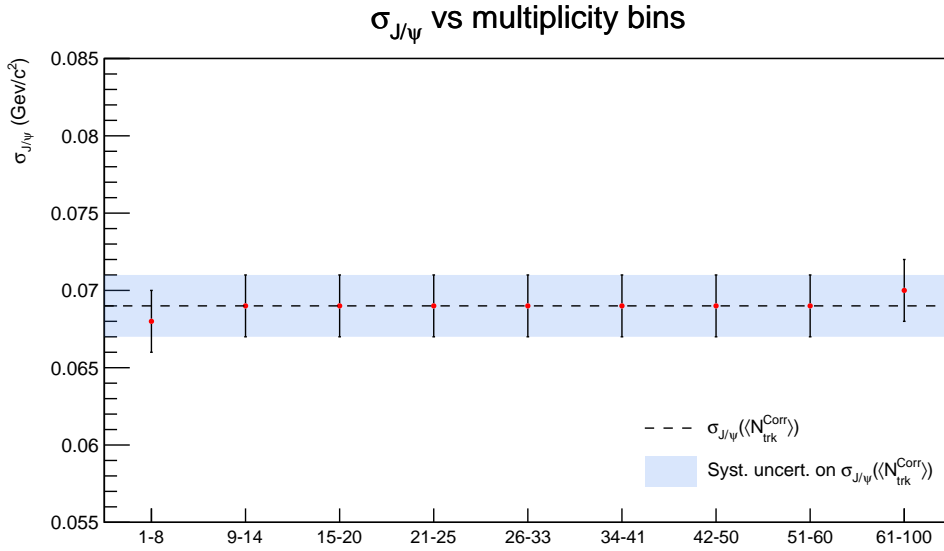


FIGURE 6.8 – Largeur moyenne du signal J/ψ $\sigma_{\psi(2S)}$ en fonction de l'intervalle en nombre de traces corrigées. Les barres verticales noires représentent l'écart-type calculé sur l'ensemble des tests de l'extraction de signal dans chaque intervalle. La ligne noire en pointillés et la zone bleue représentent respectivement la valeur et l'écart-type de $\sigma_{J/\psi}$ pour le cas intégré en multiplicité ($\langle N_{trk}^{Corr} \rangle$).

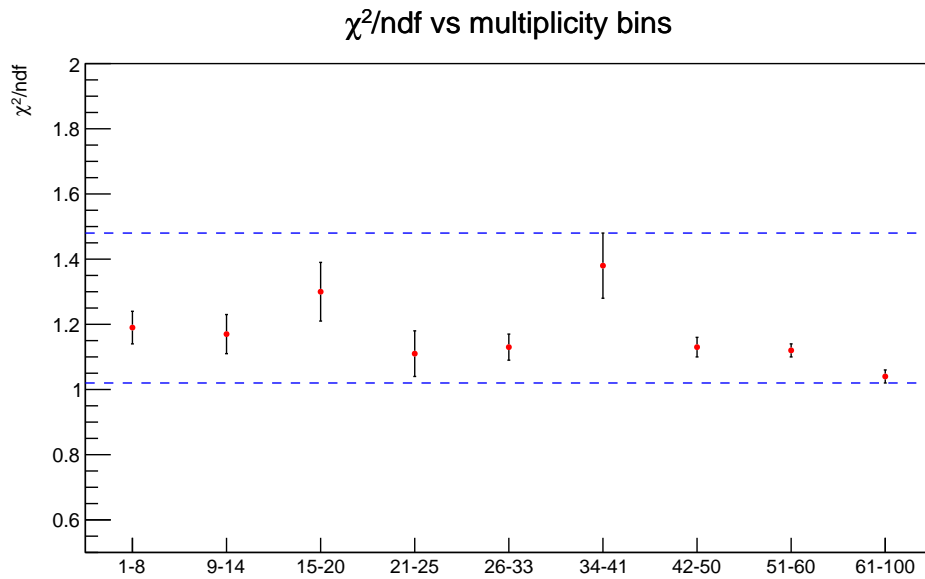


FIGURE 6.9 – χ^2/ndf moyen en fonction de l'intervalle en nombre de traces corrigées. Les barres verticales noires représentent l'écart-type calculé sur l'ensemble des tests de l'extraction de signal dans chaque intervalle.

en nombre de traces corrigées. En effet, une signification trop faible du signal $\psi(2S)$ dans un intervalle donné aurait entraîné l'impossibilité de réaliser une extraction de signal fiable dans cet intervalle puisque dans ce cas, les tests d'ajustement n'auraient pas pu converger.

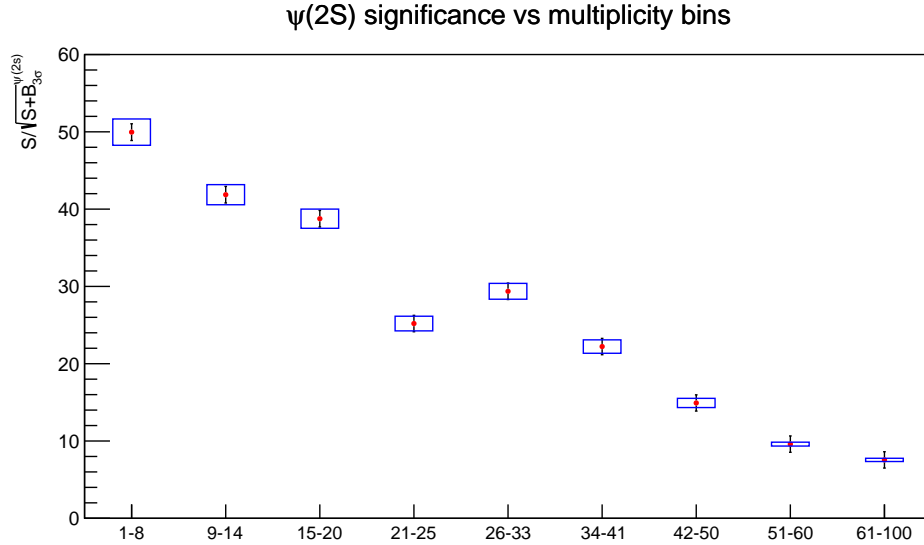


FIGURE 6.10 – Significace moyenne à 3σ sur le signal $\psi(2S)$ en fonction de l’intervalle en nombre de traces corrigées. Les barres verticales noires et les boîtes bleues représentent respectivement les incertitudes statistiques et l’écart-type calculés sur l’ensemble des tests de l’extraction de signal dans chaque intervalle. La largeur des boîtes représentant l’écart-type a été fixée arbitrairement.

6.4 Études systématiques

6.4.1 Taux de production relatif de $\psi(2S)$

Le premier objectif de l’analyse présentée dans ce manuscrit est la mesure du taux de production relatif de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité introduit dans la Section 6.1 comme le rapport entre le nombre de $\psi(2S)$ dans un intervalle de multiplicité donné $N_{\psi(2S)}^i$ et le nombre de $\psi(2S)$ intégré en multiplicité $\langle N_{\psi(2S)} \rangle$. Dans la section précédente, la mesure de $N_{\psi(2S)}^i$ et $\langle N_{\psi(2S)} \rangle$ a été décrite à travers l’extraction du signal $\psi(2S)$ des spectres de masse invariante des paires de muons de signes opposés. Le numérateur et le dénominateur du taux de production relatif sont donc déterminés avec les mêmes jeux de configurations pour les tests d’ajustement. L’incertitude systématique sur la mesure du taux de production relatif dans un intervalle de multiplicité donné est la valeur RMS à laquelle contribuent toutes les valeurs de $Y_{\psi(2S)}^{Rel,i}$ pour toutes les combinaisons de tests d’ajustement entre le numérateur et le dénominateur (36×36 combinaisons). Cependant, parmi toutes les combinaisons possibles, seules celles composées de configurations non corrélées entre le numérateur et le dénominateur contribuent effectivement à l’incertitude systématique. Alors, les tests combinés⁵ devant être pris en compte dans le calcul de l’incertitude systématique sont ceux dont le numérateur et le dénominateur comportent une variation dépendante de la multiplicité. Ainsi, seuls les tests combinés incluant une variation de fonction de bruit de fond et/ou d’intervalle de masse invariante entre le numérateur et le dénominateur sont pris en compte.

Pour la fonction de signal CB2, le nombre de tests combinés non corrélés est donné par :

$$(2 \text{ PQD} \times 2 \sigma_{\psi(2S)}) * (3 \text{ BdF} \times 2 M_{inv}) * (3 \text{ BdF} \times 2 M_{inv}) = 144 \quad (6.11)$$

5. Dans la suite de cette section, les tests combinés désignent les combinaisons de tests d’ajustement au numérateur et au dénominateur de $Y_{\psi(2S)}^{Rel,i}$.

et pour la fonction NA60 :

$$(1 PQD \times 2 \sigma_{\psi(2S)}) * (3 BdF \times 2 M_{inv}) * (3 BdF \times 2 M_{inv}) = 72 \quad (6.12)$$

où les contributions en rouge proviennent du numérateur $N_{\psi(2S)}^i$, celles en bleu viennent du dénominateur $\langle N_{\psi(2S)} \rangle$ et les contributions communes aux deux termes sont en noir. Finalement, le taux de production relatif de $\psi(2S)$ est calculé comme la moyenne des valeurs données par les 216 (144+72) tests combinés dans chaque intervalle en nombre de traces corrigées $N_{trk}^{Corr,i}$. Ce nombre de tests combinés est en réalité légèrement inférieur à 216 car certains tests d'ajustements sont rejetés (voir Section 6.3.3 pour plus de détails sur le rejet des tests). Par conséquent, tous les tests combinés comportant une contribution rejetée au numérateur ou au dénominateur sont ignorés pour l'étude systématique. La Figure 6.11 montre un exemple d'étude systématique sur le taux de production relatif de $\psi(2S)$ dans l'intervalle de nombre de traces corrigées [15;20].

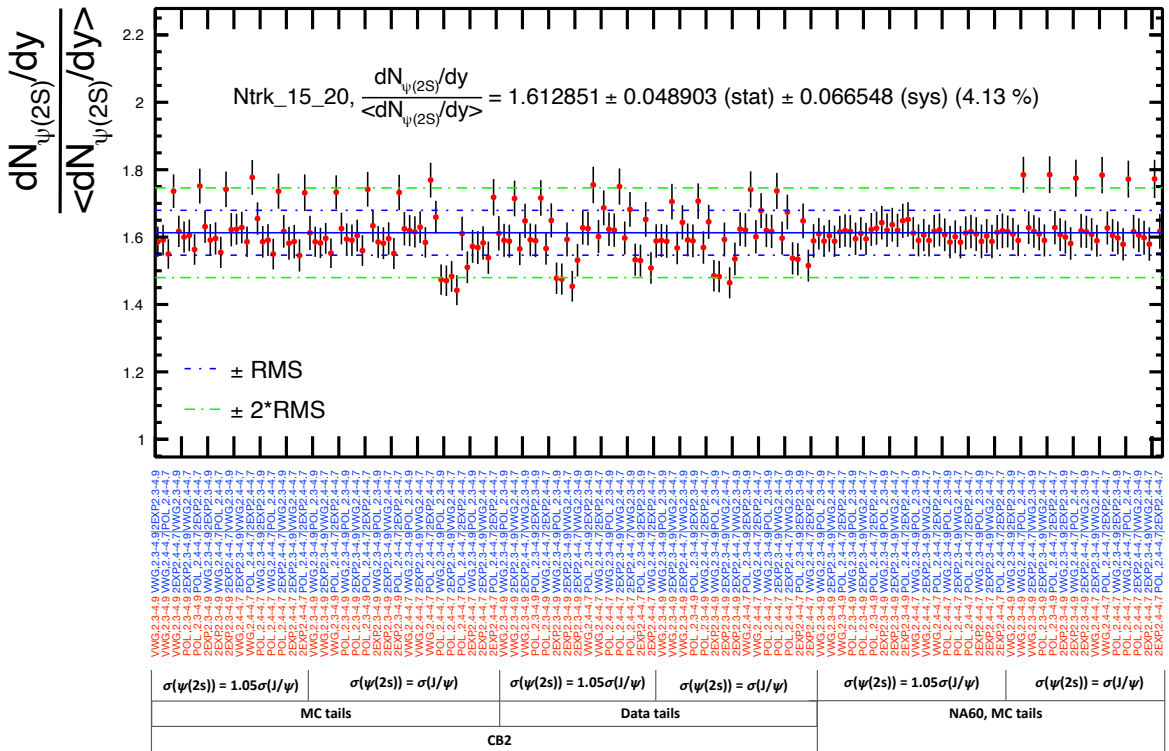


FIGURE 6.11 – Étude systématique sur le taux de production relatif de $\psi(2S)$ dans l'intervalle en nombre de traces corrigées $N_{trk}^{Corr} \in [15;20]$. Tous les facteurs correctifs décrits dans les sections suivantes sont inclus. Les paramètres BdF et M_{inv} colorés en bleu correspondent à l'extraction sur le spectre intégré en multiplicité et ceux colorés en rouge, au spectre dans l'intervalle [15;20]. Chaque label correspond à deux configurations pour la composante intégrée en multiplicité (2 tests combinés).

L'incertitude systématique indiquée sur la Figure 6.11 (4.13%) est calculée sur l'ensemble des tests combinés non corrélés pris en compte telle que :

$$\sigma_{Y_{\psi(2S)}^{Rel,i}}^{sys} = \sqrt{\frac{1}{N_{tests}} \sum_{j=1}^{N_{tests}} \left(\left(\frac{N_{\psi(2S)}}{\langle N_{\psi(2S)} \rangle} \right)^j - \left\langle \frac{N_{\psi(2S)}}{\langle N_{\psi(2S)} \rangle} \right\rangle^i \right)^2} \quad (6.13)$$

où

- N_{tests} est le nombre total de tests combinés dans l'intervalle $N_{trk}^{Corr,i}$,
- $\left(\frac{N_{\psi(2S)}}{\langle N_{\psi(2S)} \rangle} \right)^j$ est le taux de production relatif de $\psi(2S)$ donné par le test combiné j ,
- $\left\langle \frac{N_{\psi(2S)}}{\langle N_{\psi(2S)} \rangle} \right\rangle^i$ est le taux de production relatif de $\psi(2S)$ moyen dans l'intervalle $N_{trk}^{Corr,i}$.

Finalement, l'incertitude statistique associée $\Delta_{Y_{\psi(2S)}^{Rel,i}}^{stat}$ est donnée par :

$$\Delta_{Y_{\psi(2S)}^{Rel,i}}^{stat} = \frac{1}{N_{tests}} \sum_{j=1}^{N_{tests}} \left(\frac{N_{\psi(2S)}}{\langle N_{\psi(2S)} \rangle} \right)^j \sqrt{\left(\frac{\Delta_{N_{\psi(2S)}}^{stat,j}}{N_{\psi(2S)}^j} \right)^2 + \left(\frac{\Delta_{\langle N_{\psi(2S)} \rangle}^{stat,j}}{\langle N_{\psi(2S)} \rangle^j} \right)^2} \quad (6.14)$$

où

- $N_{\psi(2S)}^j$ est le nombre de $\psi(2S)$ donné par le test combiné j dans l'intervalle $N_{trk}^{Corr,i}$,
- $\langle N_{\psi(2S)} \rangle^j$ est le nombre de $\psi(2S)$ intégré en nombre de traces corrigées donné par le test combiné j ,
- $\Delta_{N_{\psi(2S)}}^{stat,j}$ est l'incertitude statistique sur $N_{\psi(2S)}^j$ donnée par le test combiné j ,
- $\Delta_{\langle N_{\psi(2S)} \rangle}^{stat,j}$ est l'incertitude statistique sur $\langle N_{\psi(2S)} \rangle^j$ donnée par le test combiné j .

6.4.2 Production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ

Les mêmes jeux de tests que ceux décrits dans la Section 6.3.3 sont utilisés pour mesurer la production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ en fonction de la multiplicité de particules chargées introduit comme $R_{c\bar{c}}^i$ dans l'Équation 6.5. Dans cette même section, $R_{c\bar{c}}^i$ est défini comme le rapport des taux de production relatifs de $\psi(2S)$ et de J/ψ , ainsi les facteurs correctifs introduits dans le calcul de ces taux de production relatifs s'annulent. Chaque test combiné j décrit à la section précédente est pris en compte dans le calcul de $R_{c\bar{c}}^i$. Cependant, la composante signal extraite de chaque test j est le rapport du nombre de $\psi(2S)$ sur le nombre de J/ψ dans un intervalle en nombre de traces corrigées i , normalisé par ce même rapport mesuré dans l'intervalle intégré en nombre de traces corrigées. Alors, dans un intervalle donné i , la production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ mesurée par un test combiné j est définie par :

$$R_{c\bar{c}}^{i,j} = \left(\frac{\left(\frac{N_{\psi(2S)}}{N_{J/\psi}} \right)^i}{\langle \frac{N_{\psi(2S)}}{N_{J/\psi}} \rangle^i} \right)^j \quad (6.15)$$

Ainsi, l'étude systématique sur R_{cc}^i est identique à celle sur $Y_{\psi(2S)}^{Rel,i}$ présentée à la section précédente. En employant la même extraction de signal et donc les mêmes tests combinés, les incertitudes systématiques et statistiques sur R_{cc}^i sont calculées en utilisant respectivement les définitions des équations 6.13 et 6.14 dans lesquelles le rapport $N_{\psi(2S)}/N_{J/\psi}$ est substitué à $N_{\psi(2S)}$. La Figure 6.12 montre un exemple d'étude systématique sur R_{cc}^i dans l'intervalle $N_{trk}^{Corr} \in [15;20]$.

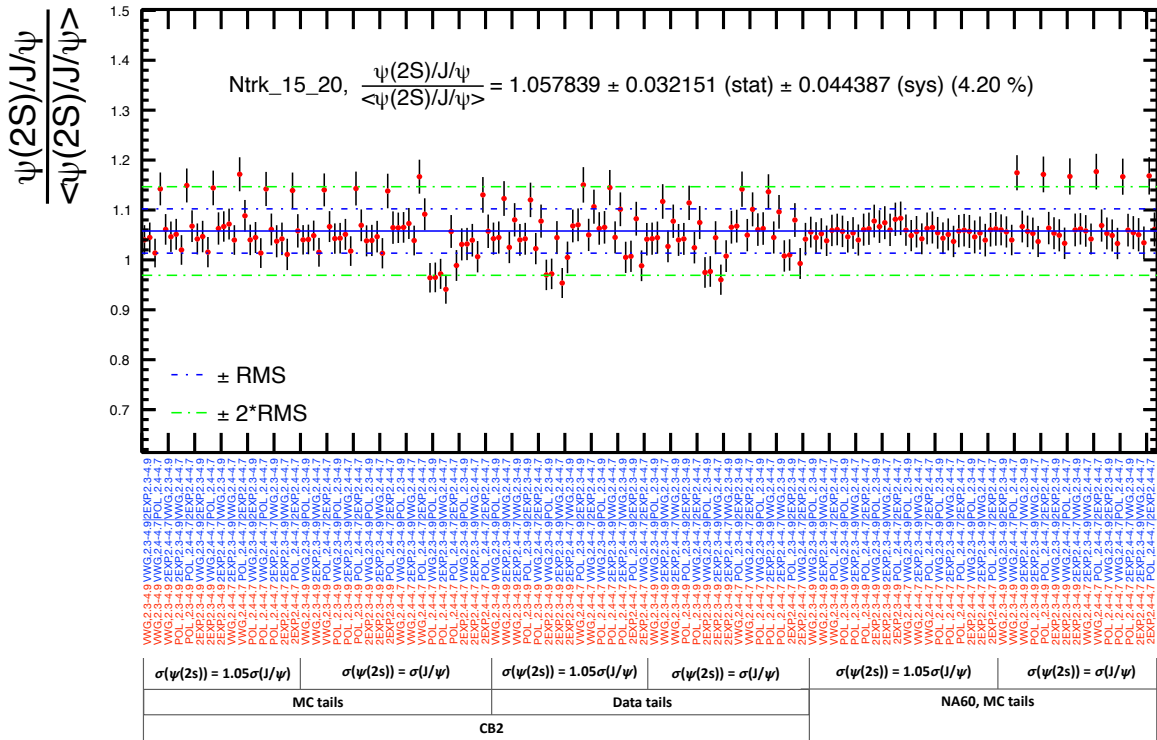


FIGURE 6.12 – Étude systématique sur R_{cc}^i pour l'intervalle $N_{trk}^{Corr} \in [15;20]$. Les paramètres BdF et M_{inv} colorés en bleu correspondent à l'extraction sur le spectre intégré en multiplicité et ceux colorés en rouge, au spectre dans l'intervalle $[15;20]$. Chaque label correspond à deux configurations pour la composante intégrée en multiplicité (2 tests combinés).

L'ensemble des résultats des études systématiques pour la production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ dans chaque intervalle en nombre de traces corrigées sont reportés dans la Section E.3 de l'Annexe E.

6.5 Normalisation et termes correctifs

Après avoir réalisé l'extraction du signal $\psi(2S)$ et J/ψ à partir du spectre de masse invariante des paires de muons de signes opposés, les facteurs correctifs introduits dans la Section 6.1 doivent être déterminés pour accéder à la mesure des taux de production.

6.5.1 Facteur de normalisation

Le taux de production de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité dans un intervalle en nombre de traces corrigées donné est défini comme le rapport du nombre de $\psi(2S)$ sur le

nombre d'événements dont la multiplicité est comprise dans cette intervalle. Or, la multiplicité est mesurée pour les événements MB (CINT7) tandis que le nombre de $\psi(2S)$ est déterminé grâce à l'extraction de signal pour laquelle les événements ayant déclenché CMUL7 sont considérés. Pour accéder au taux de production, il est donc nécessaire d'estimer le nombre d'événements MB équivalents N_{MB}^{eq} à partir du nombre d'événements CMUL7 dans chaque intervalle de multiplicité. Le facteur N_{MB}^{eq} est introduit dans l'expression du taux de production relatif de $\psi(2S)$ ci-dessous (rappel de l'Équation 6.3) contenant l'ensemble des termes correctifs appliqués à la mesure du nombre de $\psi(2S)$:

$$Y_{\psi(2S)}^{Rel,i} = \frac{N_{\psi(2S)}^i N_{MB}^{eq,tot} \epsilon_{INEL>0}^{MB,i} \epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S)} \epsilon_{vtxQA}^{MB,i} A \times \epsilon^{tot}}{N_{\psi(2S)}^{tot} N_{MB}^{eq,i} \epsilon_{INEL>0}^{MB} \epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S),i} \epsilon_{vtxQA}^{MB} A \times \epsilon^i} \quad (6.16)$$

Le nombre d'événements MB équivalent est défini comme le produit du nombre d'événements CMUL7 (utilisés pour l'extraction de signal) et d'un facteur de normalisation F_{Norm} tel que pour le cas intégré en multiplicité :

$$N_{MB}^{eq,tot} = F_{Norm}^{tot} \times N_{CMUL}^{tot} \quad (6.17)$$

et pour le i^{eme} intervalle de multiplicité :

$$N_{MB}^{eq,i} = F_{Norm}^i \times N_{CMUL}^i \quad (6.18)$$

$N_{MB}^{eq,tot}$ et $N_{MB}^{eq,i}$ peuvent aussi s'écrire :

$$N_{MB}^{eq,tot} = \sum_j^{runs} F_{Norm}^j N_{CMUL}^j \quad (6.19)$$

et

$$N_{MB}^{eq,i} = \sum_j^{runs} F_{Norm}^{i,j} N_{CMUL}^{i,j} \quad (6.20)$$

où le facteur de normalisation pour un run j donné F_{Norm}^j , s'exprime comme :

$$F_{Norm}^j = \frac{N_{CINT7}^j}{N_{CINT7\&0MUL}^j} \quad (6.21)$$

et dans un intervalle de multiplicité :

$$F_{Norm}^j = \frac{N_{CINT7}^{i,j}}{N_{CINT7\&0MUL}^{i,j}} \quad (6.22)$$

où $N_{CINT7\&0MUL}^j$ est le nombre d'événements CINT7 ayant déclenché le signal 0MUL (2 muons de signes opposés dans le MTR, voir Section 3.2.3 pour plus de détails). Cependant, les événements satisfaisant ces conditions sont rares et le manque de statistiques dans de nombreux runs, notamment à haute multiplicité, ne permet pas de calculer directement le facteur de normalisation en utilisant cette définition. L'alternative employée dans cette

étude consiste à exprimer F_{Norm}^j en utilisant le nombre d'événements d'un niveau du déclenchement intermédiaire : CMSL pour pallier au manque de statistiques du niveau MB. Le facteur de normalisation pour un run donné j dans un intervalle de multiplicité donné i s'écrit alors :

$$F_{Norm}^{i,j} = \left(\frac{N_{CINT7}^j}{N_{CINT7\&0MSL}^j} \times \frac{N_{CMSL}^j}{N_{0MSL\&0MUL}^j} \right)^i \quad (6.23)$$

où $N_{CINT7\&0MSL}^j$ est le nombre d'événements CINT7 ayant déclenché le signal 0MSL (un muon détecté par le MTR) et $N_{0MSL\&0MUL}^j$ est le nombre d'événements ayant déclenché les deux signaux 0MSL et 0MUL. La Figure 6.13 montre la distribution des valeurs du facteur de normalisation F_{Norm}^j calculé pour chaque run j . En utilisant l'Équation 6.18 et l'Équation 6.17, le rapport des nombres équivalents d'événements MB s'écrit :

$$\frac{N_{MB}^{eq,tot}}{N_{MB}^{eq,i}} = \frac{F_{Norm}^{tot} \times N_{CMUL}^{tot}}{F_{Norm}^i \times N_{CMUL}^i} \quad (6.24)$$

Les calculs des rapports de nombres équivalents d'événements MB dans chaque intervalle de multiplicité réalisés à partir de l'Équation 6.24 dont les résultats sont reportés sur la Figure 6.14, montrent que ces rapports sont équivalents à ceux des nombres d'événements MB N_{MB}^{tot}/N_{MB}^i (c'est-à-dire $N_{CINT7}^{tot}/N_{CINT7}^i$) pour les 5 premiers intervalles de multiplicité. Cependant, à cause du faible nombre d'événements MB dans les intervalles plus élevés en multiplicité (incertitudes statistiques importantes sur $N_{MB}^{eq,i}$ pour $i > 6$), la différence entre les rapports $N_{MB}^{eq,tot}/N_{MB}^{eq,i}$ et N_{MB}^{tot}/N_{MB}^i augmente avec la multiplicité. L'écart entre les valeurs centrales est de 1% pour le 6^{ème} intervalle avec une incertitude statistique d'environ 8% alors que pour le dernier intervalle de multiplicité, l'écart est d'environ 7% avec une incertitude statistique proche de 23%.

La Figure 6.14 montre que les deux rapports divergent à haute multiplicité à cause du manque de statistiques de certains niveaux de déclenchements intervenant dans le calcul du facteur de normalisation. Alors, en assumant que les deux rapports sont effectivement équivalents indépendamment de la multiplicité, l'Équation 6.24 peut être réécrite telle que :

$$\frac{N_{MB}^{tot}}{N_{MB}^i} = \frac{F_{Norm}^{tot} \times N_{CMUL}^{tot}}{F_{Norm}^i \times N_{CMUL}^i} \quad (6.25)$$

Puis, en substituant $F_{Norm}^{tot} \times N_{CMUL}^{tot}$ ($N_{MB}^{eq,tot}$) par l'expression de l'Équation 6.19, l'Équation 6.25 devient :

$$\frac{N_{MB}^{tot}}{N_{MB}^i} = \frac{\sum_j^{runs} F_{Norm}^j N_{CMUL}^j}{F_{Norm}^i \times N_{CMUL}^i} \quad (6.26)$$

Le facteur de normalisation calculé dans l'intervalle de multiplicité i s'écrit alors :

$$F_{Norm}^i = \frac{1}{N_{CMUL}^i} \sum_j^{runs} F_{Norm}^j N_{CMUL}^j \frac{N_{MB}^{i,j}}{N_{MB}^j} \quad (6.27)$$

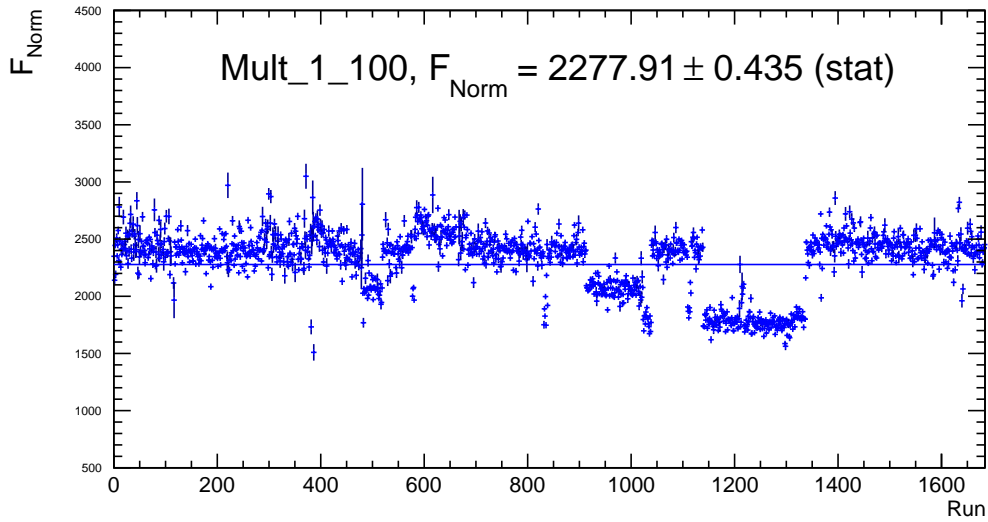


FIGURE 6.13 – Facteur de normalisation F_{Norm}^j en fonction du numéro de run. Les numéros de run constituant l’axe des abscisses ont été réarrangés pour supprimer la discontinuité des numéros réels mais l’ordre chronologique a été préservé.

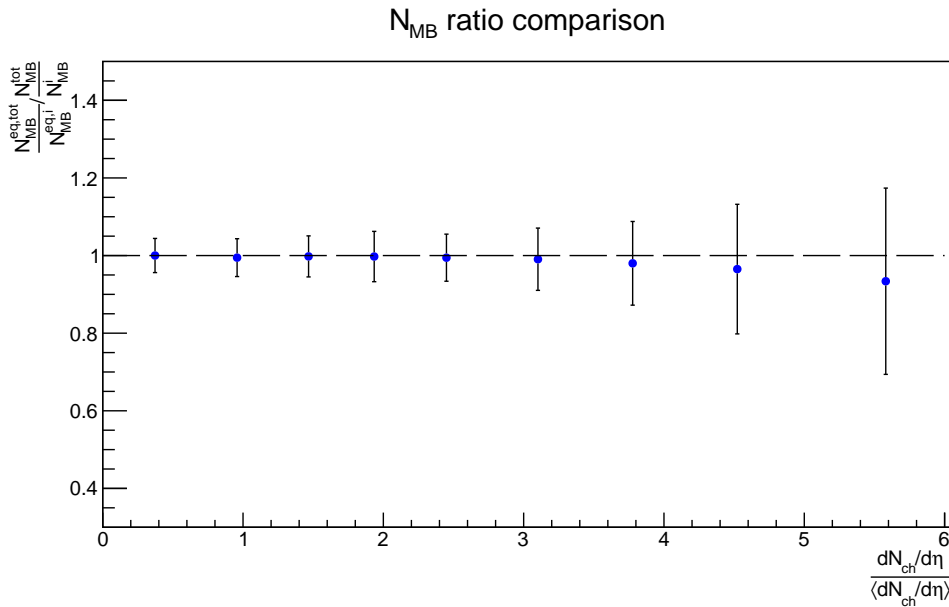


FIGURE 6.14 – Comparaison entre le rapport des nombres équivalents d’événements MB $N_{MB}^{eq,tot} / N_{MB}^{eq,i}$ et le rapport du nombre d’événements MB N_{MB}^{tot} / N_{MB}^i ($N_{CINT7}^{tot} / N_{CINT7}^i$) en fonction de la multiplicité.

En substituant F_{Norm}^i par son expression obtenue à l’Équation 6.27 dans le rapport entre les Équations 6.17 et 6.18, le rapport des nombres équivalents d’événements MB dans l’intervalle de multiplicité i s’écrit :

$$\frac{N_{MB}^{eq,tot}}{N_{MB}^{eq,i}} = \frac{F_{Norm}^{tot} \times N_{CMUL}^{tot}}{F_{Norm}^i \times N_{CMUL}^i} = \frac{\sum F_{Norm}^j N_{CMUL}^j}{\sum F_{Norm}^j N_{CMUL}^j \frac{N_{MB}^{i,j}}{N_{MB}^j}} \quad (6.28)$$

TABLE 6.5 – Moyenne pondérée des facteurs de normalisation, rapports des nombres équivalents d'événements MB et rapport des nombres d'événements MB par intervalle de multiplicité.

N_{trk}^{Corr}	$\frac{1}{N_{CMUL}^i} \sum_j^{runs} F_{Norm}^j N_{CMUL}^j \frac{N_{MB}^{i,j}}{N_{MB}^j}$	$\frac{\sum F_{Norm}^j N_{CMUL}^j}{\sum F_{Norm}^j N_{CMUL}^j \frac{N_{MB}^{i,j}}{N_{MB}^j}}$	$\frac{N_{MB}^{tot}}{N_{MB}^i}$
Integrated	2277.91 ± 0.43483	1	1
[1-8]	6195.33 ± 1.2893	2.02791	2.02755
[9-14]	2638.55 ± 0.65063	4.97386	4.97332
[15-20]	1654.12 ± 0.46616	8.06305	8.06339
[21-25]	1213.38 ± 0.42243	14.9705	14.9761
[26-33]	929.247 ± 0.33134	15.9621	15.9692
[34-41]	710.92 ± 0.34222	33.2430	33.2690
[42-50]	569.548 ± 0.38288	69.4753	69.5369
[51-60]	466.684 ± 0.49172	178.038	178.343
[61-100]	369.678 ± 0.60905	440.797	441.780

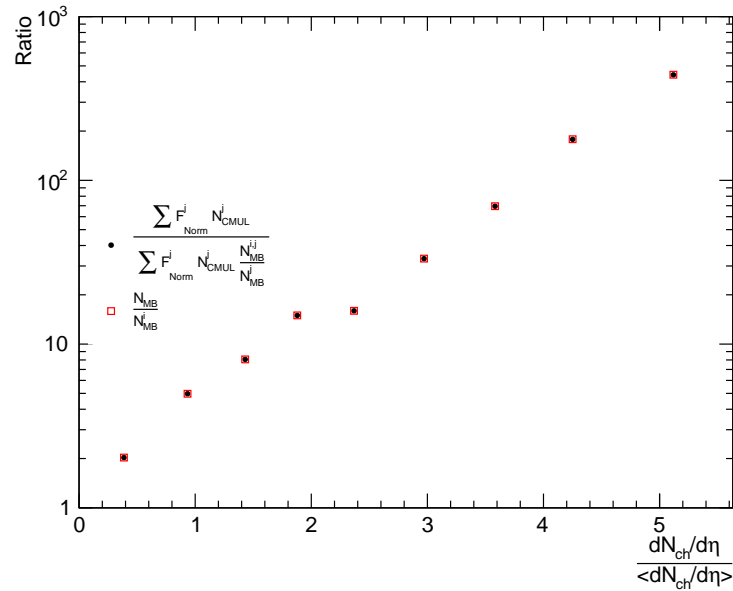


FIGURE 6.15 – Rapport des nombres équivalents d'événements MB et rapport des nombres d'événements MB en fonction de la multiplicité relative de particules chargées.

Les résultats de l'étude présentée dans cette section (Table 6.5 et Figure 6.15) montrent que le rapport des nombres équivalents d'événements MB $N_{MB}^{eq,tot} / N_{MB}^{eq,i}$ exprimés en fonction du nombre d'événements CMUL7 dans chaque intervalle de multiplicité est équivalent au rapport des nombres d'événements MB ($N_{CINT7}^{tot} / N_{CINT7}^i$). En tenant compte de ces résultats, l'expression du taux de production relatif de $\psi(2S)$ peut-être écrite directement en fonction

du nombre d'événements CINT7 comme dans l'Équation 6.29. C'est cette expression qui sera utilisée pour le calcul final du taux de production relatif de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées.

$$Y_{\psi(2S)}^{Rel,i} = \frac{N_{\psi(2S)}^i}{N_{\psi(2S)}^{tot}} \frac{N_{CINT7}^{tot}}{N_{CINT7}^i} \frac{\epsilon_{INEL>0}^{MB,i}}{\epsilon_{INEL>0}^{MB}} \frac{\epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S)}}{\epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S),i}} \frac{\epsilon_{vtxQA}^{MB,i}}{\epsilon_{vtxQA}^{MB}} \frac{A \times \epsilon^{tot}}{A \times \epsilon^i} \quad (6.29)$$

6.5.2 Efficacité du niveau de déclenchement MB

Le premier terme correctif appliqué au taux de production relatif de $\psi(2S)$ est l'efficacité du niveau de déclenchement de biais minimum (MB) pour les événements sélectionnés selon le critère INEL>0 (collision inélastique avec au moins une particule chargée primaire reconstruite avec le SPD). Cette efficacité notée $\epsilon_{INEL>0}^{MB,i}$ dans l'intervalle en nombre de traces corrigées i est défini par l'Équation 6.30.

$$\epsilon_{INEL>0}^{MB,i} = \frac{N^{event}(INEL > 0 \text{ avec } (kINT7 + PS))}{N^{event}(INEL > 0 \text{ sans } (kINT7 + PS))} \quad (6.30)$$

où $kINT7 + PS$ désigne l'association des critères de sélections du niveau de déclenchement MB et de la Physics Selection détaillés dans la Section 5.1.3. L'évaluation de $\epsilon_{INEL>0}^{MB,i}$ est réalisée sur les événements simulés avec le générateur PYTHIA8 et les résultats sont reportés dans la Table 6.6.

TABLE 6.6 – Efficacité du niveau de déclenchement MB pour les événements INEL>0. Les nombres d'événements reportés dans les deux premières colonnes sont extraits des simulations réalisées avec PYTHIA8.

N_{trk}^{Corr}	$N^{event} \text{ avec } (kINT7 + PS)$	$N^{event} \text{ sans } (kINT7 + PS)$	$\epsilon_{INEL>0}^{MB}$
Integrated	354728799	375710232	0.944155
[1-8]	171153801	188646796	0.907271
[9-14]	65705337	66523212	0.987705
[15-20]	39767878	39873748	0.997354
[21-25]	22339838	22368182	0.998733
[26-33]	22269581	22291960	0.998996
[34-41]	11090600	11101227	0.999043
[42-50]	5054988	5059843	0.999040
[51-60]	1689034	1690573	0.999090
[61-100]	474625	475081	0.999040

En suivant la définition du taux de production relatif de l'Équation 6.3, le facteur correctif $\epsilon_{INEL>0}^{MB,i}$ est appliqué au nombre d'événements MB sélectionnés dans chaque intervalle en nombre de traces corrigées ainsi qu'au nombre total d'événements MB N_{MB}^{tot} . Les valeurs de $\epsilon_{INEL>0}^{MB,i}$ reportées dans la Table 6.6 montrent que le premier intervalle [1;8] est le plus affecté par la sélection avec une efficacité d'environ $\sim 91\%$ tandis que dans le second intervalle, cette valeur est proche de 99% et apparaît négligeable à plus haute multiplicité. En tenant compte de ces observations, il est nécessaire d'évaluer également l'effet de cette sélection sur

la mesure de multiplicité. Cette évaluation est présentée dans cette section pour le premier intervalle en nombre de traces corrigées, où l'effet est significatif (l'effet a été contrôlé et trouvé négligeable dans les autres intervalles). Le terme d'efficacité correspondant appliqué à la multiplicité relative dans le premier intervalle $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^1$ est donné par :

$$\epsilon_{INEL>0, \langle N_{ch} \rangle}^1 = \frac{\langle N_{ch} \rangle (N_{ch} > 0 + (kINT7 + PS) + vtxQA)}{\langle N_{ch} \rangle (N_{ch} > 0 + vtxQA)} = 1,033 \quad (6.31)$$

Le facteur $\epsilon_{INEL>0, \langle N_{ch} \rangle}^1 = 1,033$ est appliqué à la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité dans les résultats finaux présentés dans la sections 6.6.

6.5.3 Contamination des événements INEL=0

Le nombre d'événements MB intégré N_{MB}^{tot} ainsi que ceux dans le premier intervalle de multiplicité ($N_{trk}^{Corr} \in [1;8]$) N_{MB}^1 contiennent des événements non-rejetés par les différents critères de sélection et assimilés à des événements INEL>0. Or, aucune collision inélastique ne s'est produite lors de ces événements alors qu'une particule chargée primaire leur a été associée. Ce phénomène peut s'expliquer par la résolution du SPD sur la position du vertex et sur la reconstruction de la trace associée, pouvant être trop proches pour être séparés alors qu'ils ne correspondent pas au même événement. Ce phénomène est appelé "contamination INEL=0" et doit être évalué afin d'appliquer une correction au taux de production relatif de $\psi(2S)$. De la même manière que pour l'efficacité du niveau de déclenchement MB pour les événements INEL>0, la contamination INEL=0 est évaluée grâce à aux événements générés par PYTHIA8 pour lesquels, la multiplicité générée N_{ch} est connue. Ainsi, la contamination INEL=0 dans le premier intervalle $C_{INEL=0}^1$ et dans l'intervalle intégré en multiplicité $C_{INEL=0}^{\langle N_{ch} \rangle}$ sont définies par :

$$C_{INEL=0}^1 = \frac{N_{evt}(N_{trk}^{Corr} \in [1;8] + N_{ch} = 0 + (kINT7 + PS) + vtxQA)}{N_{evt}(N_{trk}^{Corr} \in [1;8] + N_{ch} \geq 0 + (kINT7 + PS) + vtxQA)} = 0,028 \quad (6.32)$$

et

$$C_{INEL=0}^{\langle N_{ch} \rangle} = \frac{N_{evt}(N_{ch} = 0 + (kINT7 + PS) + vtxQA)}{N_{evt}(N_{ch} \geq 0 + (kINT7 + PS) + vtxQA)} = 0,022 \quad (6.33)$$

Les facteurs correctifs d'efficacité $\epsilon_{INEL=0}^1$ et $\epsilon_{INEL=0}^{\langle N_{ch} \rangle}$ s'écrivent :

$$\epsilon_{INEL=0}^1 = 1 - C_{INEL=0}^1 = 0,972 \quad (6.34)$$

et

$$\epsilon_{INEL=0}^{\langle N_{ch} \rangle} = 1 - C_{INEL=0}^{\langle N_{ch} \rangle} = 0,978 \quad (6.35)$$

Pour le taux de production relatif, la correction liée à la contamination INEL=0 dans le premier intervalle est proche de 1 : $\epsilon_{INEL=0}^{\langle N_{ch} \rangle} / \epsilon_{INEL=0}^1 \sim 1$. Cela s'explique par le fait que la contamination INEL=0 n'affecte significativement que N_{MB}^{tot} et N_{MB}^1 avec les mêmes événements contaminants de très basse multiplicité (associés pour la plupart à une seule trace de

particule chargée). Pour les autres intervalles de multiplicité, l'expression du taux de production relatif de $\psi(2S)$ corrigé de la contamination INEL=0 s'écrit :

$$Y_{\psi(2S)}^{Rel,i} = \frac{N_{\psi(2S)}^i}{N_{\psi(2S)}^{tot}} \frac{N_{CINT7}^{tot}}{N_{CINT7}^i} \frac{\epsilon_{INEL>0}^{MB,i}}{\epsilon_{INEL>0}^{MB}} \frac{\epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S)}}{\epsilon_{vtxQA}^{\psi(2S),i}} \frac{\epsilon_{vtxQA}^{MB,i}}{\epsilon_{vtxQA}^{MB}} \frac{A \times \epsilon^{tot}}{A \times \epsilon^i} \epsilon_{INEL=0}^{\langle N_{ch} \rangle} \quad (6.36)$$

6.5.4 Correction d'acceptance-efficacité dimuon

Dans les analyses précédentes sur la mesure de production de J/ψ en fonction de la multiplicité de particules chargées ([92, 93, 158]), une dépendance en multiplicité de l'impulsion transverse moyenne des J/ψ ($\langle p_T \rangle^{J/\psi}$) a été observée. Cette constatation indique que la réponse du détecteur s'agissant des traces des paires dimuons issues de la désintégration des charmonia est également dépendante de la multiplicité. Ainsi, les nombres de $\psi(2S)$ utilisés pour le calcul du taux de production relatif doivent être corrigés d'un facteur appelé acceptance-efficacité dimuon et noté $A \times \epsilon$ dans ce manuscrit. Cette correction d'acceptance-efficacité dimuon dépendante de la multiplicité correspond à la fonction de réponse du détecteur estimée à partir de simulations MC en comparant le nombre de charmonia reconstruits au nombre de charmonia générés. Pour s'assurer de la fidélité des simulations par rapport aux données, la méthode standard utilisée dans les analyses de production inclusive de quarkonia est une procédure itérative visant à corriger l'allure en fonction de p_T et y du taux de production de J/ψ brut⁶ pour qu'elle corresponde à celle mesurée avec le détecteur. Afin de prendre en compte la dépendance en multiplicité, la procédure itérative est appliquée séparément dans chaque intervalle de multiplicité. Dans cette analyse, le nombre de $\psi(2S)$ est trop faible pour pouvoir extraire une mesure de la dépendance en p_T et rapidité (y) dans chaque intervalle. La correction d'acceptance-efficacité est donc estimée à partir du signal J/ψ . Elle est ensuite appliquée au taux de production de $\psi(2S)$ en supposant que la différence de réponse du détecteur en fonction de la multiplicité entre les deux résonances est négligeable.

Afin de corriger l'allure des distributions générées dans les simulations pour qu'elles correspondent aux données, les taux de production de J/ψ brut sont extraits dans chaque intervalle de multiplicité divisés en 20 intervalles en p_T intégrés en rapidité tels que $-4 < y < -2,5$, et 5 intervalles en rapidité intégrés en p_T tels que $0 < p_T < 20 \text{ GeV}/c$. Cette extraction est réalisée dans chaque intervalle en p_T et y à partir des spectres de masse invariante correspondants avec des fonctions d'ajustement dans 4 configurations différentes (fonctions de signal J/ψ : CB2 et NA60, fonctions de bruit de fond : VWG et POL1/POL2 décrites dans l'Annexe D). Les incertitudes systématiques associées à cette extraction de signal ($\sim 3\%$) sont incluses dans le taux de production de J/ψ dans chaque intervalle en p_T et y . Les figures 6.16 et 6.17 montrent respectivement les taux de production corrigés en fonction de p_T et y pour les 9 intervalles de multiplicité utilisés dans cette analyse.

6. Dans ce contexte, brut signifie : non normalisé par le nombre de J/ψ intégré en multiplicité.

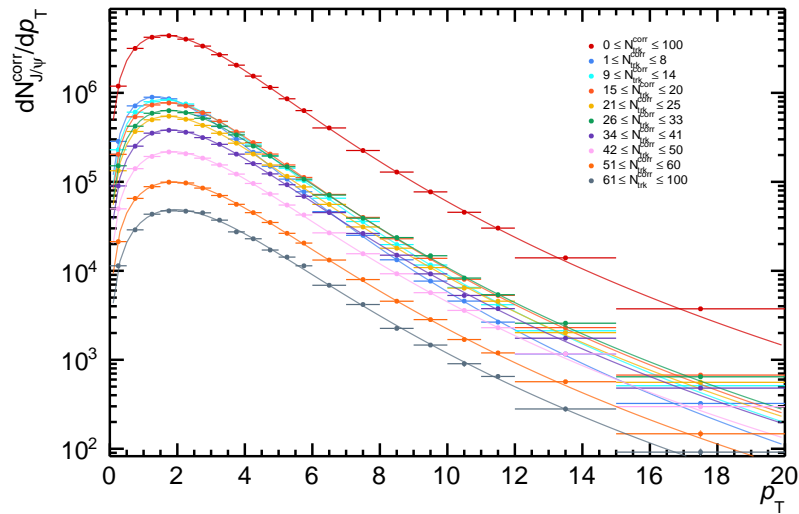


FIGURE 6.16 – Taux de production inclusive de J/ψ différentiels en fonction de p_T dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour 9 intervalles de multiplicité. Les barres verticales représentent la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques associées à l'extraction de signal. Les courbes continues sont le résultat de tests d'ajustement réalisés à partir de la fonction définie par l'Équation 6.37.

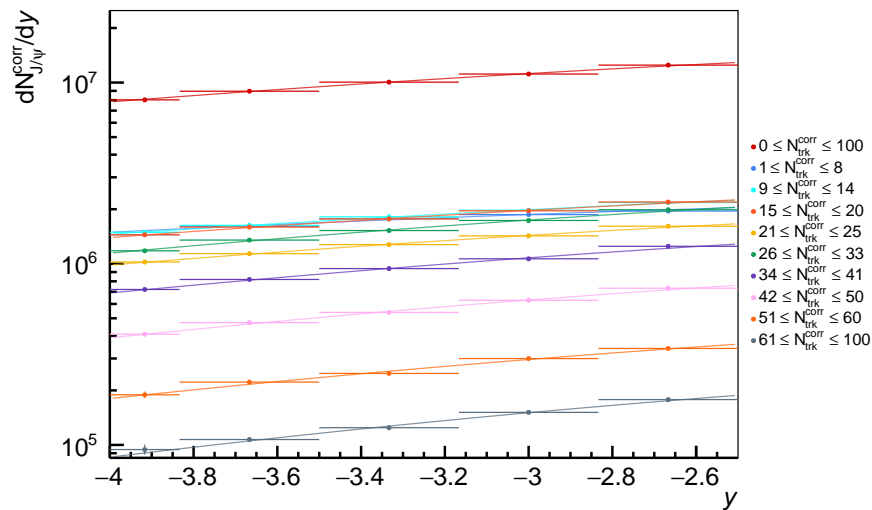


FIGURE 6.17 – Taux de production inclusive de J/ψ différentiels en fonction de y dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour 9 intervalles de multiplicité. Les barres verticales représentent la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques associées à l'extraction de signal. Les courbes continues sont le résultat de tests d'ajustement réalisés à partir d'une fonction Gaussienne centrée en 0.

À ce stade, tous les taux de production sont corrigés avec le facteur d'acceptance-efficacité $A \times \epsilon$ obtenu à partir de la même production de simulations MC : LHCd20a4⁷. Pour chaque

7. Cette production représente 60 millions d'événements charmonia générés et la propagation des paires dimuons à travers les détecteurs du spectromètre à muons est simulée en fonction l'état des détecteurs à chaque run de chaque période de prise de données du Run 2.

intervalle en p_T ou y , le terme $A \times \epsilon$ est calculé comme le rapport du nombre de J/ψ reconstruits divisé par le nombre de J/ψ générés après avoir pondéré chaque run par la fraction d'événements CMUL7 enregistrés dans les données. Les taux différentiels en p_T corrigés sont ajustés avec la fonction définie par :

$$f(p_T) = C \cdot \frac{p_T}{\left(1 + (p_T/p_0)^{p_1}\right)^n}, \quad (6.37)$$

où C , p_0 , p_1 , et n sont des paramètres libres. De la même manière, les taux différentiels en rapidité corrigés sont ajustés à l'aide d'une fonction de type gaussien centré en 0. La Figure 6.18 montre les résultats des tests d'ajustement réalisés dans les différents intervalles de multiplicité en fonction de p_T et de y . Cette même figure illustre le durcissement (c'est-à-dire l'augmentation de $\langle p_T \rangle$) du spectre en p_T avec l'augmentation de la multiplicité. Une légère augmentation de la pente de la distribution en fonction de la rapidité avec l'augmentation de la multiplicité peut également être observée sur la Figure 6.18b.

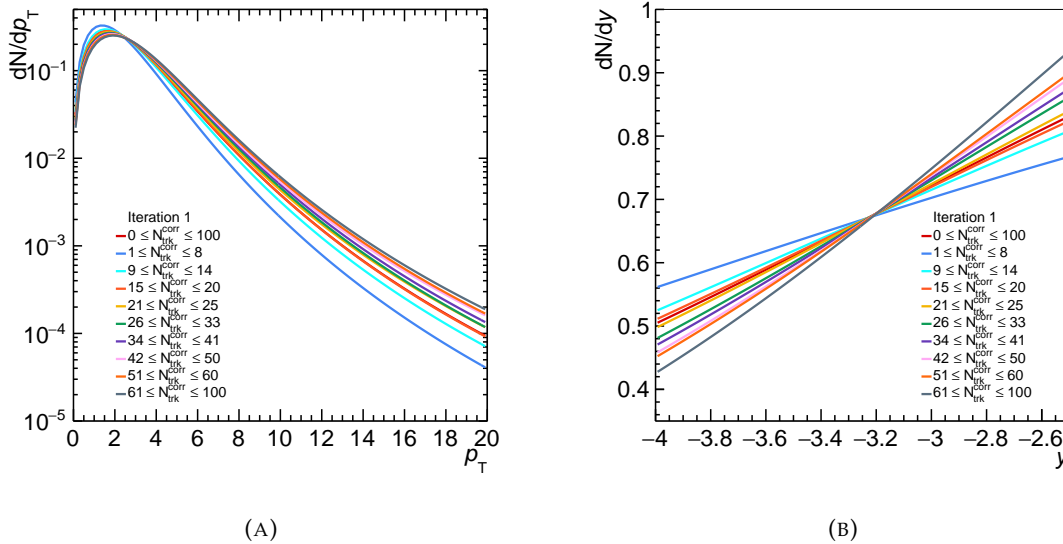


FIGURE 6.18 – Allure du taux de production de J/ψ corrigé en fonction de p_T (A) et en fonction de y (B) obtenu par l'ajustement des distributions de taux de production corrigés dans chaque intervalle de multiplicité. La mention "Iteration 1" signifie que tous les taux de productions sont corrigés avec le même facteur $A \times \epsilon$.

La procédure itérative utilisée pour corriger les allures extraites des simulations est représentée de façon schématisée sur la Figure 6.19. Pour chaque intervalle de multiplicité, le taux de production différentiel en p_T et rapidité est corrigé à chaque itération n par le facteur $A \times \epsilon$ obtenu à l'itération $n - 1$. Les distributions sont ensuite ajustées et le poids $w_n = w_n(p_T) \times w_n(y)$ est extrait. Dans cette définition du poids w_n , $w_n(p_T)$ et $w_n(y)$ sont respectivement les rapports des fonctions normalisées obtenues en ajustant les taux de production corrigés aux itérations n et $n - 1$. Finalement, le nombre de J/ψ reconstruits dans la simulations à l'itération $n - 1$ est pondéré par w_n . Cette procédure est répétée jusqu'à convergence, c'est-à-dire pour n tel que $w_n \sim 1$. En pratique, pour tous les intervalles de multiplicité, la convergence est atteinte après 2 itérations. Cependant, une itération supplémentaire est réalisée pour s'assurer de la stabilité de la procédure. La Figure 6.20 montre les allures en fonction de p_T et de y obtenues après de multiples itérations pour 2 intervalles de multiplicité différents.

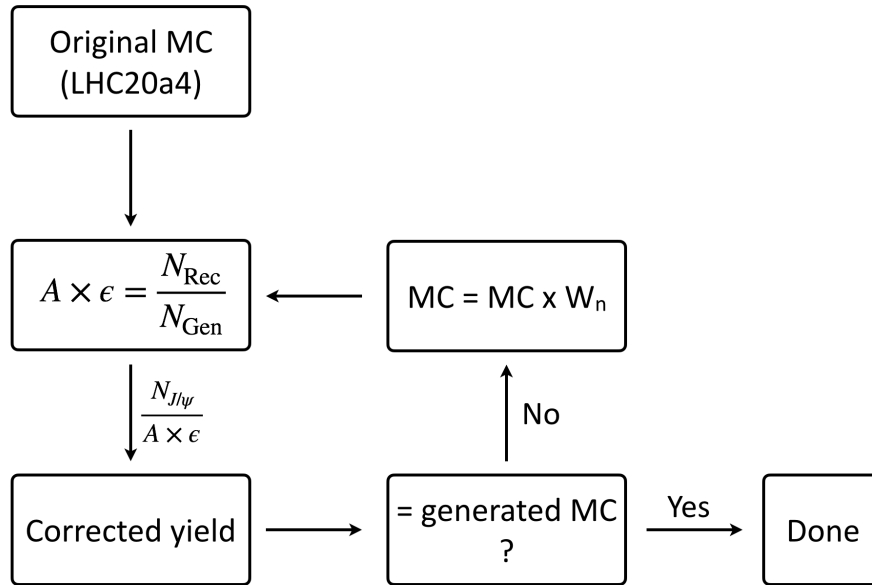


FIGURE 6.19 – Représentation schématique de la procédure itérative de correction des simulations pour assurer la correspondance avec les données.

La Figure 6.21 montre la dépendance en multiplicité de la correction $A \times \epsilon$ pour différentes itérations. Les valeurs finales (à la dernière itération) des facteurs de corrections appliqués au taux de production relatif de $\psi(2S)$ sont reportés dans la Table 6.7. Le rapport entre les facteurs de correction $A \times \epsilon$ dans les intervalles de multiplicité et la correction $A \times \epsilon$ dans l'intervalle intégré en multiplicité montrent un effet sur le taux de production de production relatif de $\psi(2S)$ allant jusqu'à 4% dans l'intervalle de plus haute multiplicité ($60 \leq N_{trk}^{Corr} \leq 100$).

TABLE 6.7 – Résultats de la méthode de correction (à la troisième itération) pour le facteur $A \times \epsilon$ du J/ψ dans chaque intervalle de multiplicité. La troisième colonne présente le rapport entre le facteur $A \times \epsilon$ dans les intervalles de multiplicité et celui calculé pour l'intervalle intégré en multiplicité.

N_{trk}^{Corr}	$A \times \epsilon$	$\frac{A \times \epsilon}{A \times \epsilon([0,100])}$
Integrated	0.2593 ± 0.0001	1.0000
[1-8]	0.2652 ± 0.0001	1.0228
[9-14]	0.2628 ± 0.0001	1.0136
[15-20]	0.2593 ± 0.0001	0.9999
[21-25]	0.2567 ± 0.0001	0.9901
[26-33]	0.2545 ± 0.0001	0.9815
[34-41]	0.2521 ± 0.0001	0.9722
[42-50]	0.2501 ± 0.0001	0.9644
[51-60]	0.2503 ± 0.0001	0.9652
[61-100]	0.2501 ± 0.0001	0.9646

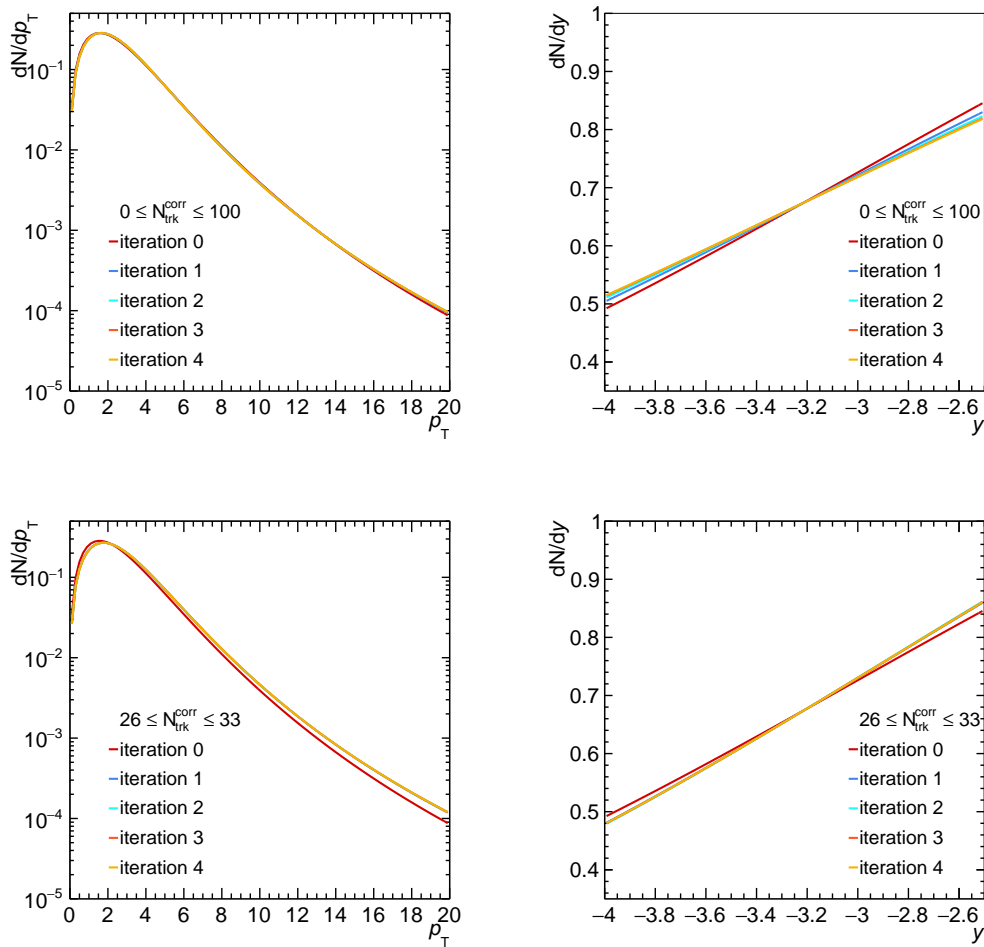


FIGURE 6.20 – Évolution de l'allure en fonction de p_T (gauche) et de y (droite) avec les itérations de la méthode de correction pour les intervalles de multiplicité $0 \leq N_{trk}^{Corr} \leq 100$ (haut) et $26 \leq N_{trk}^{Corr} \leq 33$ (bas).

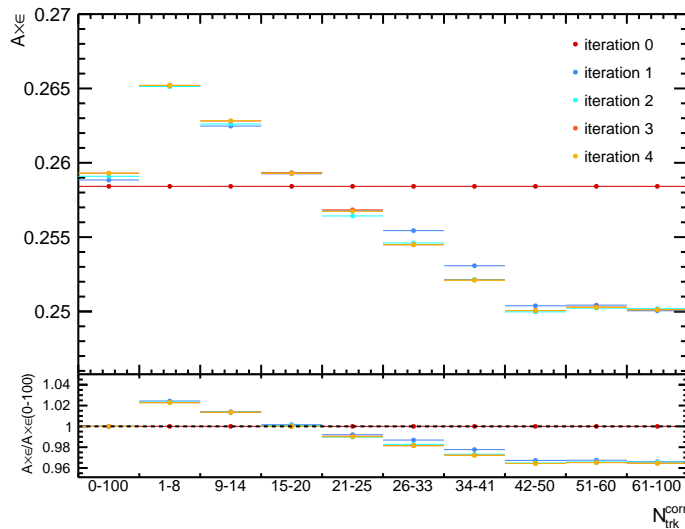


FIGURE 6.21 – Évolution de la correction $A \times \epsilon$ du J/ψ en fonction de la multiplicité à différentes itérations de la méthode de correction.

6.5.5 Bilan

Les sources d'incertitudes systématiques ainsi que les différents facteurs correctifs d'efficacité sont reportés dans la Table 6.8 ci-dessous. Les résultats de l'analyse décrite dans le Chapitre 5 pour la mesure de multiplicité et dans ce chapitre pour la mesure de production de charmonia sont présentés dans les sections suivantes. Ces mesures seront comparées à d'autres résultats expérimentaux et à des prédictions théoriques.

TABLE 6.8 – Résumé des incertitudes systématiques et termes correctifs d'efficacité pour le taux de production relatif de $\psi(2S)$ et la multiplicité relative de particules chargées. Les termes représentant des incertitudes systématiques sont accompagnés de la mention (sys) et les termes d'efficacité par la mention (eff).

sys/eff	Min-max, intervalles $N_{trk}^{Corr,i}$ (%) ($\langle N_{trk}^{Corr} \rangle$ (%))
Taux de production relatif de $\psi(2S)$	
Extraction de signal (sys)	3,9 - 5,2
ϵ_{vtxQA}^{MB} (eff)	0 - 1,1 (3,6)
$\epsilon_{INEL>0}^{MB}$ (eff)	0 - 9,3 (5,6)
$\epsilon_{INEL=0}$ (eff)	0 - 2,8 (2,2)
$A \times \epsilon$ (eff)	0 - 3,6
Multiplicité de particules chargées	
Corrélation $N_{ch} = f(N_{trk}^{Corr})$ (sys)	0,9 - 5,2 (1,4)
$(dN_{ch}/d\eta)^i / \langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ (sys)	1,6 - 5,4
$\epsilon_{INEL>0}^{MB}$ (eff)	0-3,3

6.6 Production de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité

En prenant en compte les résultats de l'extraction du signal $\psi(2S)$ décrite dans la Section 6.3 et tous les termes correctifs définis dans l'Équation 6.3, le taux de production relatif de $\psi(2S)$ en fonction de la densité relative de particules chargées par unité de pseudo-rapacité est tracé sur la Figure 6.22. Les valeurs correspondantes à ces résultats sont reportées dans l'Annexe F. Les incertitudes systématiques sur la production de charmonia proviennent de l'extraction de signal et sont comprises approximativement entre 4 et 5% dans tous les intervalles de multiplicité. Ces incertitudes sont dominantes jusqu'à ~ 3 fois la multiplicité moyenne. Dans la région de haute multiplicité, les incertitudes statistiques deviennent dominantes en atteignant 11 et 14% pour les deux derniers intervalles de multiplicité. Ce degré de précision a pu être atteint grâce à l'analyse de l'ensemble de données le plus important récolté par l'expérience ALICE. Ces données ont été récoltées au cours des trois années du Run 2 du LHC (2016-2018). Au total, 186 millions d'événements MB et 365 millions d'événements CMUL7 ont été analysés parmi lesquels environ 80000 $\psi(2S)$ ont été mesurés. Cette grande quantité de données a permis de réaliser la première mesure de ce type pour la résonance $\psi(2S)$ avec l'expérience ALICE. Ce résultat montre que le taux de production relatif de $\psi(2S)$ est compatible avec une croissance linéaire en fonction de multiplicité relative mesurée jusqu'à $\sim 5,5$ fois la multiplicité moyenne dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Il est important de rappeler que les $\psi(2S)$ et la multiplicité sont mesurés dans deux régions de rapidité différentes : à rapidité avant ($2,5 < y < 4$) et à rapidité centrale ($|\eta| < 1$) respectivement.

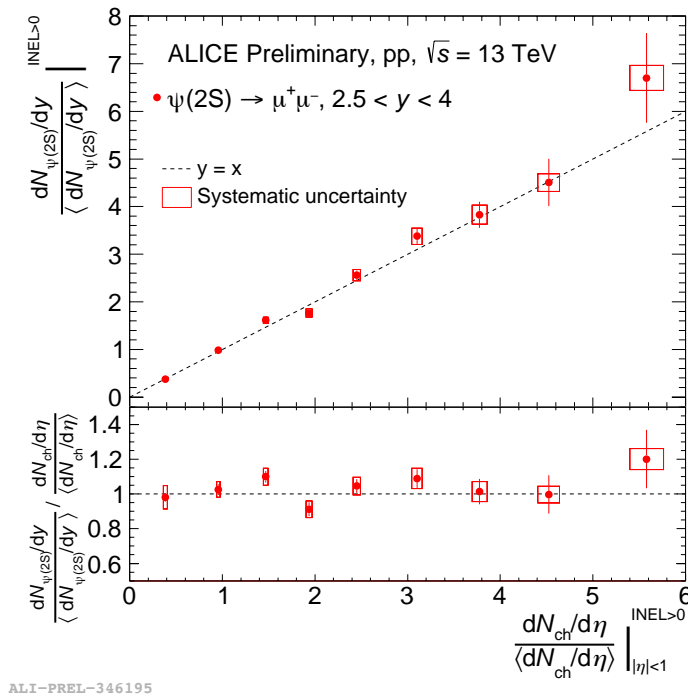


FIGURE 6.22 – Haut : taux de production relatif inclusif de $\psi(2S)$ en fonction de la densité relative de particules chargées par unité de pseudo-rapacité dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Bas : rapport entre le taux de production relatif de $\psi(2S)$ (axe des ordonnées de l’histogramme du haut) et la multiplicité relative (axe des abscisses).

Cette dépendance linéaire correspond au comportement attendu dans un scénario simple des interactions partoniques multiples (MPI). Dans cette hypothèse, chaque interaction (ou groupe d’interactions) parton-parton initiale, a une certaine probabilité de produire un $\psi(2S)$ (reliée à la section efficace de production), accompagnée de la multiplicité moyenne $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$. La production relative de $\psi(2S)$ (normalisée par la production moyenne) augmente donc proportionnellement à mesure que la multiplicité relative, c’est-à-dire le nombre d’interactions partoniques, augmente. Si aucun effet d’état final n’influence la production de $\psi(2S)$, une dépendance linéaire est attendue. Au niveau de l’état initial, le scénario des MPIs ne s’applique pas seulement au $\psi(2S)$ mais également aux autres quarkonia. La Figure 6.23 montre l’ensemble des mesures de production de quarkonia réalisées par ALICE dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Conformément au scénario simple des MPIs décrit précédemment, les quatre mesures effectuées à rapidité avant : J/ψ , $Y(1S)$, $Y(2S)$ et $\psi(2S)$ (cette thèse) sont compatibles avec une croissance linéaire en fonction de la multiplicité. En revanche, le taux de production de J/ψ mesuré à rapidité centrale ($|y| < 0,9$) croît plus fortement. Nous avons évoqué cette particularité dans le Chapitre 2 en abordant notamment la dépendance en rapidité des mesures de quarkonia en fonction de la multiplicité. Dans l’article décrivant cette mesure, les auteurs l’ont comparée aux prédictions de différents modèles théoriques. Ces comparaisons sont montrées sur la Figure 6.24. Les différentes approches théoriques à l’origine de ces prédictions reproduisent toutes la tendance de l’évolution du taux de production de J/ψ . Cependant, les prédictions des générateurs EPOS3 et PYTHIA8 sous-estiment les données tandis que le modèle de percolation les surestiment légèrement.

Certains mécanismes inclus dans les différentes approches théoriques peuvent expliquer le comportement des données. Parmi ces mécanismes, la *Color Reconnection* (CR) prédit

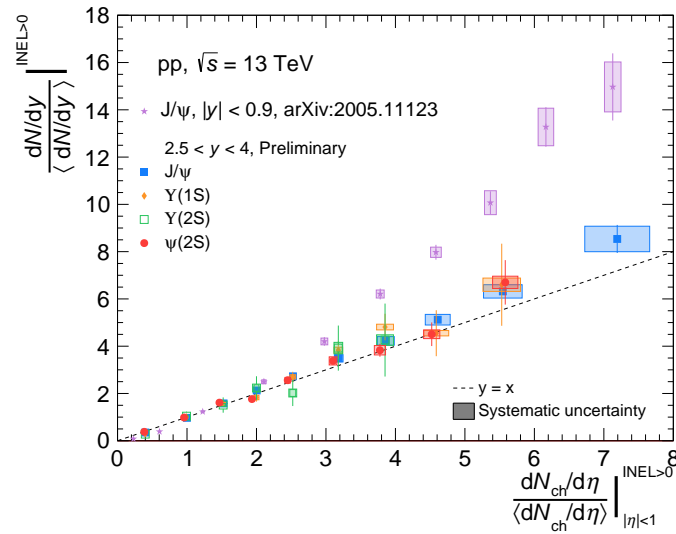


FIGURE 6.23 – Taux de production de J/ψ , $\psi(2S)$ (cette thèse), $Y(1S)$ et $Y(2S)$ mesurés à rapidité avant [93, 95] et à rapidité centrale [2] en fonction de la multiplicité relative de particules chargées mesurée à rapidité centrale en collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

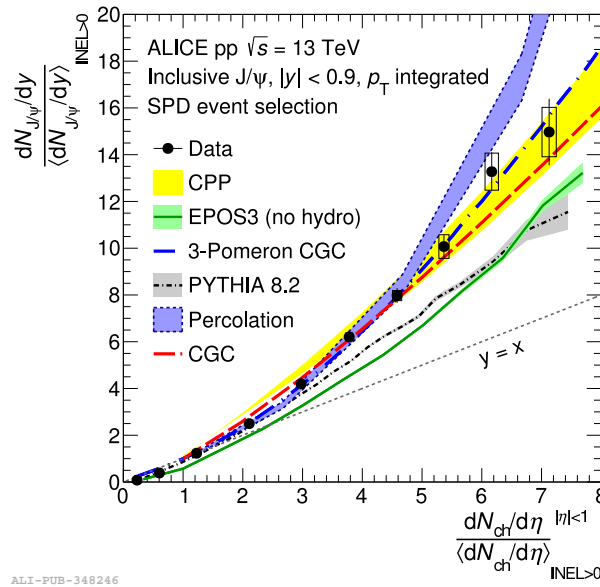


FIGURE 6.24 – Taux de production de J/ψ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV à rapidité centrale mesuré par ALICE [2]. Les prédictions pour le modèle de percolation sont issues de [73].

une diminution relative de la multiplicité dans les événements produisant un nombre important de J/ψ , via des échanges de flux de couleur entre les partons avant la phase d'hadronisation. L'effet de la CR sur la multiplicité de particules chargées est illustré par la Figure 6.25. Lorsque le mécanisme de CR est inclus dans les simulations de PYTHIA8 (courbe verte à comparer à la courbe rouge), la probabilité des événements à haute multiplicité diminue fortement. Cette même figure montre également le rôle des MPI dans la production de particules chargées. Sans ces interactions multiples (courbe bleue à comparer à la courbe verte), il ne serait pas possible d'atteindre la multiplicité mesurée dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

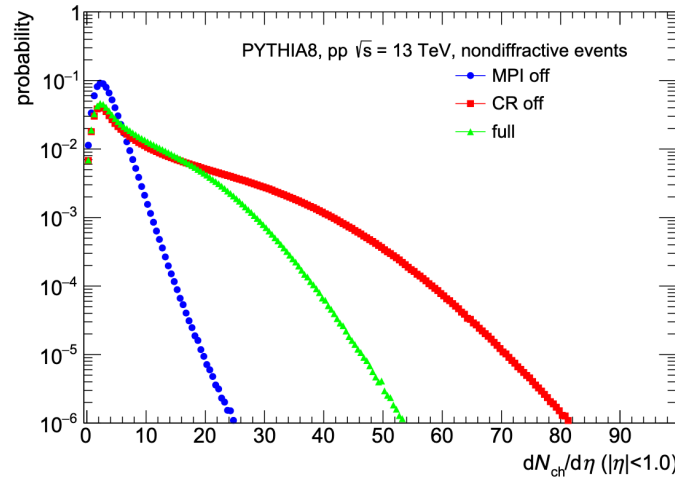


FIGURE 6.25 – Multiplicité de particules chargées à rapidité centrale ($|\eta| < 1$) pour les collisions pp non-diffractives à $\sqrt{s} = 13$ TeV dans PYTHIA8 sans les MPIs (bleu), sans le mécanisme de CR (rouge) et avec ces deux mécanismes inclus (vert) [164].

La Figure 6.26 montre les prédictions de simulations réalisées avec PYTHIA8 sur le taux de production de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité relative avec (zone verte) et sans (zone bleu) le mécanisme de CR. Sur la gamme de multiplicité couverte (jusqu'à ~ 4 -5 fois la multiplicité moyenne), l'effet de la CR sur les prédictions est faible. Un léger décalage vers les basses multiplicités peut être observé lorsque le mécanisme est inclus mais les deux jeux de simulations sont compatibles avec la mesure. Cette comparaison suggère que pour la configuration considérée (multiplicité mesurée à rapidité centrale et $\psi(2S)$ mesurés à rapidité avant), le scénario des MPIs est suffisant pour expliquer la production de $\psi(2S)$ et des particules qui l'accompagnent.

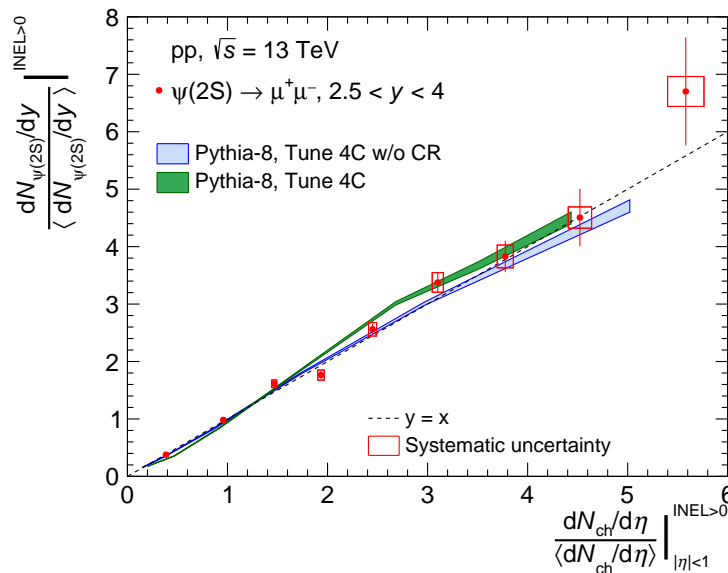


FIGURE 6.26 – Comparaison entre la mesure de production de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité et les prédictions de PYTHIA8 [94].

6.7 Production de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité

Comme elle a été introduite dans la Section 6.1, la production relative de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ est définie comme le rapport des taux de production relatifs de $\psi(2S)$ et de J/ψ . Ces deux grandeurs comportent différents termes correctifs et de normalisation considérés équivalents pour les deux mésons. Ces hypothèses, décrites dans les chapitres 5 et 6 incluent également la correction d'acceptance-efficacité dont l'évaluation est réalisée dans le cas du J/ψ car le nombre de $\psi(2S)$ produits à haute multiplicité est insuffisant pour permettre de mesurer des taux de production différentiels en p_T et rapidité dans chaque intervalle de multiplicité. Pour ces raisons, la mesure de production relative de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ est directement construite à partir l'extraction de signal. La Figure 6.27 montre les résultats de l'analyse présentée dans ce manuscrit sur la mesure de la production relative de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées. Les valeurs numériques correspondant à ces résultats sont reportées dans l'Annexe F. Les incertitudes statistiques sont équivalentes à celles décrites précédemment pour la production de $\psi(2S)$. En effet, ces incertitudes sont dominées par l'extraction du signal $\psi(2S)$ (~ 80000 $\psi(2S)$ contre ~ 4 millions de J/ψ dans l'ensemble des données analysées).

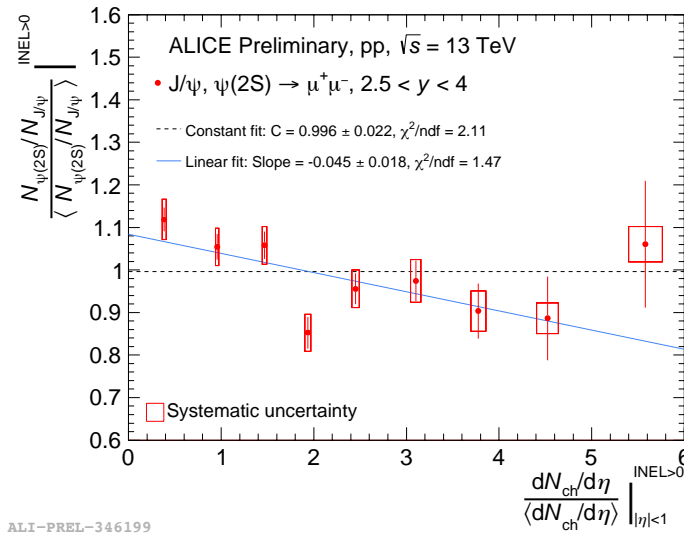


FIGURE 6.27 – Production relative inclusive de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Pour la mesure réalisée dans cette thèse, la déviation maximale par rapport à l'unité de la production de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité est de $2,2\sigma$ au-dessus de l'unité dans le premier intervalle et $2,6\sigma$ en dessous dans le quatrième intervalle. Des tests d'ajustements ont été réalisés sur la mesure obtenue. Le résultat du test effectué avec une constante indique que la distribution est compatible avec l'unité (constante = 0,996) avec $\chi^2/ndf = 2,11$, tandis que le test d'ajustement linéaire décrit une faible pente négative avec un coefficient de $-0,045 \pm 40\%$ avec $\chi^2/ndf = 1,47$. Compte tenu des incertitudes, il n'est pas possible de conclure fermement sur l'observation d'une éventuelle corrélation entre le rapport des taux de production de charmonia et la multiplicité relative. Cependant, il est intéressant de remarquer qu'une meilleure description de la mesure est obtenue avec le test d'ajustement linéaire.

Dans le scénario simple des MPIs décrit dans la section précédente, une augmentation de la production de quarkonia proportionnelle à la multiplicité relative est attendue pour le $\psi(2S)$ comme pour le J/ψ . La différence de masse entre les résonances étant faible, la probabilité de formation d'un $\psi(2S)$ dans les processus plus durs (transfert d'impulsion Q^2 plus important) des événements à haute multiplicité, ne devrait pas augmenter significativement par rapport à celle du J/ψ . Ainsi, en l'absence de phénomène susceptible d'affecter différemment l'état excité et l'état fondamental, aucune corrélation entre le rapport de production des charmonia et la multiplicité ne devrait être observée à haute multiplicité. C'est ce que montre la Figure 6.28a sur laquelle sont tracées les prédictions de PYTHIA8. Ces simulations prédisent un rapport constant à haute multiplicité. Dans la région de basse multiplicité, l'écart entre les simulations et les données est plus important. Cette différence peut être associée au seuil de production du $\psi(2S)$. Les événements de très basse multiplicité n'impliquent pas de processus suffisamment durs pour produire cette résonance.

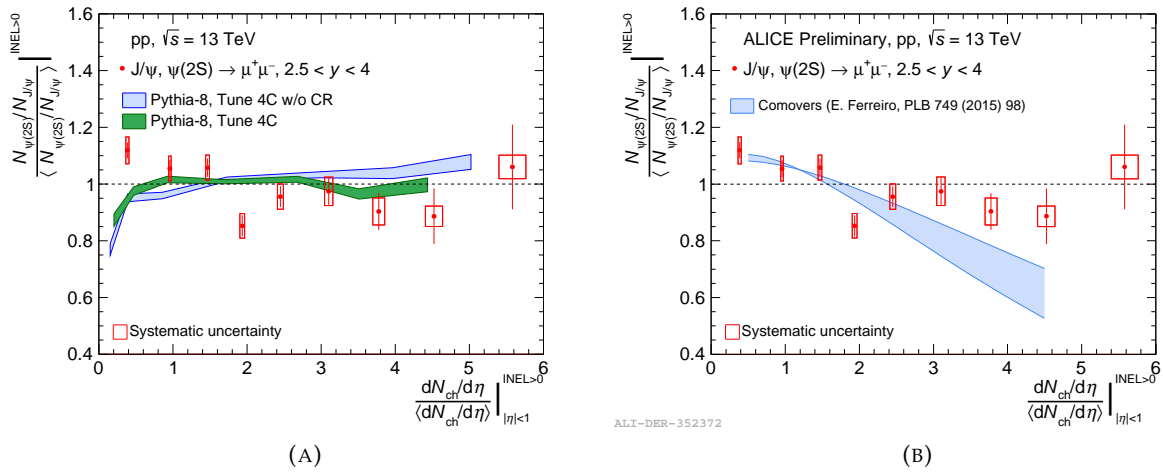


FIGURE 6.28 – Comparaison entre la mesure de production relative de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité et les prédictions de PYTHIA8 [94] (A) et du modèle des co-voyageurs [76] (B).

La Figure 6.28b montre les prédictions du modèle des co-voyageurs sur la production de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ . Ce modèle a été introduit dans la Section 2.3.2 du Chapitre 2. Il propose une description des interactions entre la résonance et les particules de l'état final susceptibles de la dissocier. Dans le scénario des interactions avec le milieu co-voyageur, la probabilité de dissociation d'un état lié dépend notamment de son énergie de liaison. Celle du $\psi(2S)$ étant approximativement 15 fois moins importante que celle du J/ψ , il serait nettement plus sensible à ce type d'effet d'état final. Les calculs du modèle des co-voyageurs présentée sur la Figure 6.28b prédisent une suppression relative des $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ importante à haute multiplicité. Bien que les données soient compatibles avec le modèle à moins de un σ sur la gamme de multiplicité couverte par la prédiction, la suppression forte attendue dans le scénario des co-voyageurs n'est pas observée. La densité de co-voyageurs augmentant avec la multiplicité, la suppression relative attendue par le modèle seraient de plus en plus importante à mesure que la multiplicité augmente. Or, malgré les incertitudes importantes sur la mesure, cette tendance de suppression forte de l'état excité par rapport à l'état fondamental n'apparaît pas à haute multiplicité.

Une autre mesure a été réalisée dans le but d'étudier la dépendance en multiplicité des états excités de quarkonia par rapport à l'état fondamental. La production relative d' $Y(2S)$ et $Y(3S)$ par rapport à l'état fondamental $Y(1S)$ en fonction de la multiplicité de particules

chargées, a été mesurée par la collaboration CMS dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [1]. La Figure 6.29a montre ces résultats pour lesquels la production de bottomonia et la multiplicité (exprimée en nombre de traces) ont été mesurés à rapidité centrale. Pour les deux états excités (2S et 3S), une suppression relative par rapport à l'état fondamentale 1S est observée en fonction de la multiplicité.

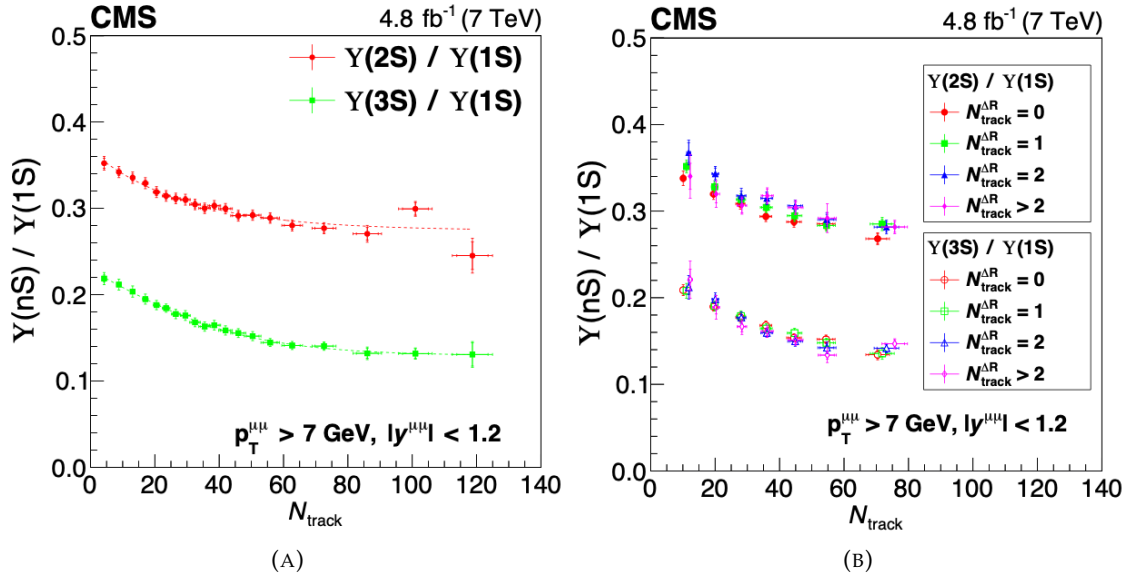


FIGURE 6.29 – Taux de production relatif d' $Y(2S)$ et $Y(3S)$ par rapport à l' $Y(1S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées (nombre de traces) mesurée à rapidité centrale en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec $p_T^{\mu^+\mu^-} > 7$ GeV (A), pour différentes valeurs de multiplicité locale $N_{\text{track}}^{\Delta R}$ (B) [1].

Pour étudier l'origine de cet effet, des mesures différentielles, introduites dans la Section 2.5.4 du Chapitre 2, ont été réalisées. La Figure 6.29b montre l'évolution du rapport $Y(nS)/Y(1S)$ en fonction du nombre de traces pour différentes valeurs de $N_{\text{track}}^{\Delta R}$ ⁸. Ces résultats ne montrent pas de dépendance notable des rapports $Y(nS)/Y(1S)$ au nombre de particules émises dans la direction des résonances. Cette observation ne semble pas compatible avec le scénario des interactions avec les co-voyageurs dans l'état final. En effet, pour interagir avec la résonance et potentiellement la dissocier, les particules du milieu co-voyageurs doivent être émises dans la même région de rapidité. Dans cette hypothèse, une dépendance des rapports $Y(nS)/Y(1S)$ à $N_{\text{track}}^{\Delta R}$ est attendue. En particulier, la suppression relative des états excités devrait être faible voire nulle pour $N_{\text{track}}^{\Delta R} = 0$.

La Figure 6.30 montre la mesure du rapport de production $Y(2S)/Y(1S)$ mesuré à rapidité avant par la collaboration ALICE dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Ces résultats sont compatibles avec ceux obtenus dans cette thèse pour les charmonia et ne font pas apparaître de suppression relative de l'état excité par rapport à l'état fondamental. Il n'est cependant pas possible de conclure sur les éventuels mécanismes pouvant affecter ce rapport différemment de celui des charmonia, compte tenu des incertitudes sur la mesure des bottomonia.

L'étude de la dépendance en multiplicité de la production des états excités de quarkonia comparée à celle des états fondamentaux pourrait permettre d'améliorer la compréhension

8. Cette grandeur correspond au nombre de traces reconstruites dans un cône d'ouverture $\Delta R = 0,5$ autour de la direction de l'impulsion de la résonance.

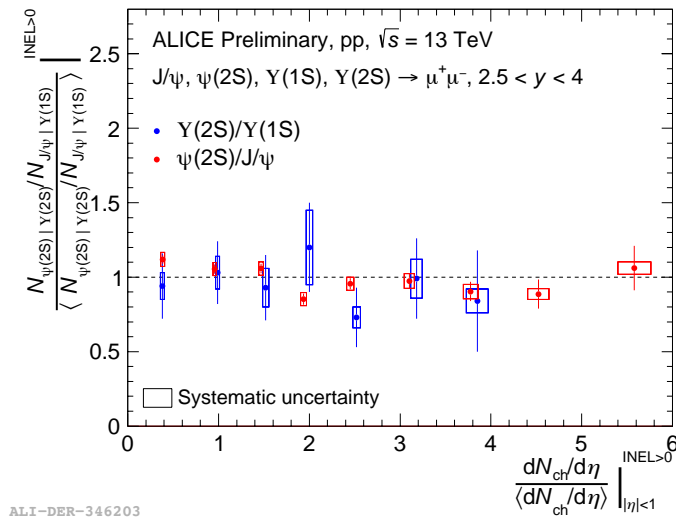


FIGURE 6.30 – Production relative inclusive de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ et d' $Y(2S)$ par rapport aux $Y(1S)$ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

des mécanismes en jeu dans les états initial et final des collisions hadroniques. Des comportements non-triviaux ont été observés dans les mesures discutées dans cette section, réalisées dans les collisions pp aux énergies du LHC. Le scénario des interactions partoniques multiples seul ne semble pas prévoir de suppression relative des états excités par rapport à l'état fondamental. Une description plus précise de la dynamique de l'état initial en termes de répartition de l'énergie entre les MPIs pourrait représenter une piste intéressante pour expliquer la production des quarkonia et de la multiplicité dans les collisions hadroniques. D'autre part, d'éventuels effets dans l'état final décrits par le scénario des co-voyageurs par exemple, ne semblent pas compatibles avec la mesure en fonction de $N_{track}^{\Delta R}$ rapportée par CMS. Ce modèle prédit également une suppression relative du $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ plus forte à haute multiplicité que celle observée sur les résultats obtenus dans cette thèse. D'autres mesures sont nécessaires pour étudier la présence potentielle d'effets collectifs dans les petits systèmes collisionnels.

Conclusions

Les travaux de recherche menés durant nos trois années de thèse dans la collaboration ALICE ont été rapportés dans ce manuscrit. Ces travaux portent sur l'étude des charmonia $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV, à travers la mesure de leur taux de production relatif et sa comparaison avec celui de l'état fondamental J/ψ . Cette mesure a été réalisée grâce à l'analyse de l'ensemble des données récoltées par le détecteur ALICE au cours du Run 2 du LHC. Dans le cadre du vaste programme d'améliorations de l'expérience mis en place durant le second arrêt long du LHC, l'installation du *Muon Forward Tracker* (MFT) permettra à l'expérience ALICE d'accéder à de nouvelles mesures et d'améliorer significativement les performances de trajectographie à rapidité avant en vue des Runs 3 et 4. Une partie des travaux de cette thèse a été consacrée à la phase de qualification et de mise en service du MFT. Le développement d'un logiciel de test fonctionnel des capteurs ALPIDE a été présenté. En 2018, un prototype de disque du MFT a été exposé pour la première fois à un faisceau de pions au CERN. Les données récoltées à cette occasion ont permis de franchir une étape importante dans le processus de mise en service du nouveau détecteur.

L'étude du plasma de quarks et de gluons (QGP) est au cœur du programme de recherche de l'expérience ALICE. Les collisions d'ions lourds ultrarelativistes permettent d'atteindre les conditions de densité d'énergie nécessaires à la formation de cet état extrême de la matière. Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons évoqué l'impossibilité d'observer directement le QGP. Pour en étudier les propriétés, des mesures de production de sondes dures comme les quarkonia, susceptibles d'être affectées par sa présence, sont réalisées. Cependant, l'environnement des collisions d'ions lourds est complexe. De nombreux effets, non reliés à la présence d'un milieu déconfiné, doivent être quantifiés. Pour cela, la production de quarkonia est également mesurée dans les collisions proton-proton notamment, pour lesquelles la formation de QGP n'est pas attendue. Dans ce contexte, les mesures effectuées dans les petits systèmes collisionnels permettent d'étudier l'état initial des collisions hadroniques, par exemple, sous le prisme des interactions multiples entre les partons incidents (MPI). D'autre part, l'importante multiplicité atteinte dans les petits systèmes aux énergies du LHC est susceptible d'engendrer des effets dits collectifs, pouvant également affecter la production des quarkonia dans l'état final de la collision. C'est dans ce cadre de motivations que s'inscrit la mesure de production de charmonia en fonction de la multiplicité de particules chargées rapportées dans ce manuscrit.

Après avoir introduit la chaîne d'accélérateurs du CERN, nous avons présenté les différents détecteurs, systèmes de déclenchements et outils logiciels de l'expérience ALICE utilisés pour acquérir et traiter les données. Dans la troisième partie de ce manuscrit, nous avons d'abord présenté la mesure de multiplicité à rapidité centrale. Pour cela, les événements de biais minimum (MB), ont été sélectionnés selon des critères d'assurance qualité, reposant

notamment sur la reconstruction de leur vertex d'interaction. Une procédure d'égalisation du nombre de traces en fonction de la position du vertex a été appliquée. Puis, la multiplicité (désignant ici la densité de particules chargées par unité de pseudorapidité) a été extraite en comparant des jeux de simulations générés par PYTHIA8 et EPOS3, analysés de la même manière que les données, avec l'estimation du nombre de traces fournie par le *Silicon Pixel Detector* (SPD). Nous avons ensuite présenté la mesure de production des charmonia à partir des traces des muons issus de leur désintégration, reconstruites avec le spectromètre à muons à rapidité avant. Le nombre de charmonia produits dans différents intervalles de multiplicité a été extrait du spectre des paires de muons de signes opposés. En associant les résultats de cette extraction de signal avec les différents facteurs correctifs liés à la sélection des événements et traces et à l'acceptance-efficacité du détecteur, le taux de production relatif de $\psi(2S)$ a été obtenu en fonction de la multiplicité de particules chargées. La dépendance en multiplicité du rapport de production de $\psi(2S)$ divisé par celui des J/ψ a également été mesuré. Ces résultats ont été approuvés par la collaboration ALICE.

La mesure de production relative de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité est compatible avec les autres mesures de production de quarkonia (J/ψ , $Y(1S)$ et $Y(2S)$) à rapidité avant dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV réalisées avec l'expérience ALICE. Toutes ces mesures sont compatibles avec un scénario simple des MPIs dans lequel une croissance linéaire de la production relative de quarkonia en fonction de la multiplicité relative est attendue. Nous avons vu cependant que le comportement des J/ψ mesurés à rapidité centrale est différent. Une croissance supérieure à la linéarité, pouvant être attribuée au mécanisme de *Color Reconnection* (CR), est observée. Compte tenu des incertitudes associées à l'extraction du signal $\psi(2S)$, la mesure du rapport de production de $\psi(2S)$ comparé aux J/ψ ne montre pas de corrélation significative avec la multiplicité. Toutefois, une légère pente décroissante décrit mieux les résultats obtenus qu'une constante proche de l'unité. Cette mesure a été notamment comparée à des prédictions du modèle des co-voyageurs décrivant la probabilité de dissociation des quarkonia dans l'état final, causé par des interactions avec les particules émises dans la même région de rapidité. Le modèle des co-voyageurs prédit, à haute multiplicité, une forte suppression relative du $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ . Si ce phénomène est présent, son importance prédite par le modèle n'est pas observée dans les données. Une mesure de production relative d'états excités bottomonia par rapport à l'état fondamental a également été réalisée par la collaboration CMS dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Ces résultats montrent une suppression relative des $Y(2S)$ et $Y(3S)$ par rapport aux $Y(1S)$ à rapidité centrale en fonction de la multiplicité. Ces rapports de production, également mesurés pour différentes valeurs de multiplicité locale proche de la direction d'impulsion des résonances, ne semblent pas compatibles avec le scénario décrit par le modèle des co-voyageurs. Une description plus précise de la dynamique de l'état initial en termes de répartition du transfert d'énergie entre les MPIs pourrait permettre d'améliorer la compréhension de la production de quarkonia et des particules chargées dans les collisions hadroniques.

Des mesures telles que celles rapportées dans ce manuscrit bénéficieront des nombreuses améliorations de l'expérience ALICE pour les Runs 3 et 4 du LHC. En particulier, l'ajout du MFT permettra d'augmenter significativement la précision sur les mesures de quarkonia à rapidité avant en éliminant certaines sources de bruit de fond. Dans cette nouvelle configuration, la résolution du MFT associé au spectromètre à muons permettra de distinguer les charmonia prompts de ceux issus de décroissances des hadrons beaux. Une mesure directe de la multiplicité à rapidité avant sera également rendue accessible par l'installation du MFT.

Annexe **A**

Ensembles de données et liste de runs

TABLE A.1 – Périodes et liste des runs sélectionnés.

Période	Nombre de runs	Liste des runs
LHC16h (pass1) AOD208	72	255467, 255466, 255465, 255463, 255447, 255442, 255440, 255415, 255402, 255398, 255352, 255351, 255350, 255283, 255280, 255276, 255275, 255256, 255255, 255253, 255252, 255251, 255249, 255248, 255247, 255242, 255240, 255182, 255180, 255177, 255176, 255173, 255171, 255167, 255162, 255159, 255154, 255111, 255091, 255086, 255085, 255082, 255079, 255076, 255075, 255074, 255073, 255071, 255068, 255042, 255010, 255009, 255008, 254984, 254983, 254654, 254653, 254652, 254651, 254649, 254648, 254646, 254644, 254640, 254632, 254630, 254629, 254621, 254608, 254606, 254604, 254419
LHC16j (pass1) AOD208	49	256420, 256418, 256417, 256415, 256373, 256372, 256371, 256368, 256366, 256365, 256364, 256363, 256362, 256361, 256356, 256311, 256307, 256302, 256298, 256297, 256295, 256292, 256290, 256289, 256287, 256284, 256283, 256282, 256281, 256231, 256228, 256227, 256223, 256222, 256219, 256215, 256213, 256212, 256210, 256204, 256169, 256161, 256158, 256157, 256156, 256149, 256148, 256147, 256146
Suite à la page suivante		

TABLE A.1 – Suite de la page précédente

Période	Nombre de runs	Liste des runs
LHC16k (pass1) AOD	171	258537, 258499, 258498, 258477, 258456, 258454, 258452, 258426, 258399, 258393, 258391, 258388, 258387, 258359, 258336, 258332, 258307, 258306, 258303, 258302, 258301, 258299, 258280, 258278, 258274, 258273, 258271, 258270, 258258, 258257, 258256, 258204, 258203, 258202, 258197, 258178, 258117, 258114, 258113, 258109, 258108, 258107, 258063, 258062, 258060, 258059, 258049, 258048, 258045, 258042, 258041, 258039, 258019, 258017, 258014, 258012, 258008, 257989, 257986, 257979, 257963, 257960, 257958, 257957, 257939, 257937, 257936, 257932, 257912, 257901, 257893, 257892, 257737, 257735, 257734, 257733, 257727, 257725, 257724, 257697, 257694, 257688, 257687, 257685, 257684, 257682, 257644, 257642, 257636, 257635, 257632, 257630, 257606, 257605, 257604, 257601, 257595, 257594, 257592, 257590, 257588, 257587, 257566, 257565, 257564, 257563, 257562, 257561, 257560, 257541, 257540, 257531, 257530, 257492, 257491, 257490, 257488, 257487, 257474, 257468, 257457, 257433, 257364, 257358, 257330, 257322, 257320, 257318, 257260, 257224, 257095, 257092, 257086, 257084, 257083, 257082, 257080, 257077, 257071, 257026, 257021, 257012, 257011, 256944, 256942, 256941, 256697, 256695, 256694, 256691, 256684, 256681, 256677, 256676, 256658, 256620, 256619, 256591, 256567, 256565, 256564, 256561, 256560, 256557, 256556, 256554, 256552, 256512, 256510, 256506, 256504
LHC16o (pass1) AOD208	101	264035, 264033, 263985, 263984, 263981, 263979, 263978, 263977, 263923, 263920, 263917, 263916, 263905, 263866, 263863, 263861, 263830, 263829, 263824, 263823, 263813, 263810, 263803, 263793, 263792, 263790, 263787, 263786, 263785, 263784, 263744, 263743, 263741, 263739, 263738, 263737, 263691, 263690, 263689, 263682, 263662, 263657, 263654, 263653, 263652, 263647, 263529, 263497, 263496, 263490, 263487, 263332, 262858, 262855, 262853, 262849, 262847, 262844, 262842, 262841, 262778, 262777, 262776, 262768, 262760, 262727, 262725, 262723, 262719, 262717, 262713, 262705, 262635, 262632, 262628, 262594, 262593, 262583, 262578, 262574, 262572, 262571, 262570, 262569, 262568, 262567, 262563, 262537, 262533, 262532, 262528, 262492, 262487, 262451, 262430, 262428, 262424, 262423, 262422, 262419, 262418
Suite à la page suivante		

TABLE A.1 – Suite de la page précédente

Période	Nombre de runs	Liste des runs
LHC16p (pass1) AOD208	38	264347, 264346, 264345, 264341, 264336, 264312, 264305, 264281, 264279, 264277, 264273, 264267, 264266, 264265, 264264, 264262, 264261, 264260, 264259, 264238, 264233, 264232, 264198, 264197, 264194, 264188, 264168, 264164, 264138, 264137, 264129, 264110, 264109, 264086, 264085, 264082, 264078, 264076
LHC17h (muon_calor_pass2) AOD	103	273103, 273101, 273100, 273099, 273077, 273010, 273009, 272985, 272983, 272976, 272949, 272947, 272939, 272935, 272934, 272933, 272932, 272905, 272903, 272880, 272873, 272871, 272870, 272836, 272835, 272834, 272833, 272829, 272828, 272784, 272783, 272782, 272762, 272760, 272749, 272747, 272746, 272692, 272691, 272620, 272619, 272608, 272607, 272585, 272577, 272575, 272574, 272521, 272469, 272468, 272466, 272463, 272462, 272461, 272414, 272413, 272411, 272400, 272394, 272360, 272359, 272335, 272194, 272156, 272155, 272154, 272153, 272152, 272151, 272123, 272101, 272100, 272076, 272075, 272042, 272041, 272040, 272039, 272038, 272036, 272034, 272030, 272029, 272025, 272020, 271970, 271969, 271962, 271955, 271953, 271946, 271925, 271921, 271915, 271912, 271886, 271879, 271878, 271874, 271873, 271871, 271870, 271868
LHC17i (muon_calor_pass1) AOD	56	274442, 274390, 274387, 274385, 274364, 274363, 274360, 274357, 274355, 274329, 274283, 274281, 274280, 274278, 274276, 274271, 274270, 274269, 274268, 274266, 274264, 274263, 274259, 274232, 274212, 274148, 274147, 274125, 274094, 274092, 274064, 274063, 274058, 273986, 273985, 273946, 273942, 273918, 273889, 273887, 273886, 273885, 273825, 273824, 273719, 273711, 273709, 273695, 273690, 273689, 273687, 273654, 273653, 273593, 273592, 273591
Suite à la page suivante		

TABLE A.1 – Suite de la page précédente

Période	Nombre de runs	Liste des runs
LHC17k (muon_calor_pass2) AOD	100	276508, 276507, 276506, 276500, 276462, 276461, 276439, 276438, 276437, 276435, 276434, 276432, 276429, 276351, 276348, 276302, 276297, 276294, 276292, 276291, 276290, 276259, 276230, 276205, 276178, 276177, 276170, 276169, 276166, 276145, 276141, 276140, 276108, 276105, 276104, 276102, 276099, 276098, 275664, 275661, 275657, 275650, 275648, 275624, 275559, 275558, 275515, 275472, 275471, 275467, 275459, 275457, 275453, 275452, 275448, 275406, 275404, 275401, 275369, 275361, 275360, 275357, 275332, 275328, 275283, 275247, 275246, 275245, 275188, 275177, 275175, 275174, 275173, 275151, 275150, 275149, 275076, 275075, 275073, 275070, 275068, 275067, 274979, 274978, 274886, 274884, 274883, 274882, 274822, 274817, 274815, 274811, 274807, 274806, 274803, 274802, 274801, 274743, 274736, 274708
LHC17l (pass1) AOD208	118	278216, 278215, 278191, 278189, 278167, 278166, 278165, 278164, 278163, 278130, 278127, 278126, 278123, 278122, 278121, 277996, 277991, 277989, 277988, 277987, 277952, 277930, 277907, 277904, 277903, 277901, 277900, 277899, 277898, 277897, 277876, 277870, 277848, 277847, 277842, 277841, 277836, 277834, 277801, 277800, 277799, 277795, 277794, 277749, 277747, 277746, 277725, 277577, 277576, 277575, 277574, 277537, 277536, 277531, 277530, 277479, 277478, 277476, 277473, 277472, 277470, 277418, 277417, 277389, 277386, 277384, 277383, 277360, 277314, 277312, 277310, 277293, 277262, 277256, 277197, 277196, 277194, 277193, 277189, 277188, 277184, 277183, 277182, 277181, 277180, 277155, 277121, 277117, 277091, 277087, 277082, 277079, 277076, 277073, 277037, 277017, 277016, 277015, 276972, 276971, 276970, 276969, 276920, 276917, 276916, 276762, 276675, 276674, 276672, 276671, 276670, 276669, 276644, 276608, 276557, 276553, 276552, 276551
Suite à la page suivante		

TABLE A.1 – Suite de la page précédente

Période	Nombre de runs	Liste des runs
LHC17m (muon_calor_pass1) AOD	117	280140, 280135, 280134, 280131, 280126, 280118, 280114, 280111, 280108, 280066, 280052, 280051, 280049, 279955, 279954, 279952, 279893, 279890, 279886, 279884, 279880, 279879, 279855, 279854, 279853, 279830, 279827, 279826, 279773, 279749, 279747, 279719, 279718, 279715, 279689, 279688, 279684, 279683, 279682, 279679, 279677, 279676, 279642, 279641, 279600, 279598, 279597, 279583, 279565, 279564, 279563, 279562, 279561, 279560, 279559, 279488, 279487, 279483, 279441, 279439, 279435, 279410, 279391, 279355, 279354, 279349, 279348, 279344, 279342, 279312, 279310, 279309, 279274, 279273, 279270, 279268, 279267, 279265, 279264, 279242, 279238, 279235, 279234, 279208, 279207, 279201, 279199, 279157, 279155, 279130, 279125, 279123, 279122, 279117, 279106, 279075, 279074, 279073, 279068, 279044, 279043, 279041, 279038, 279037, 279036, 279008, 279007, 279005, 278999, 278964, 278963, 278959, 278941, 278939, 278936, 278915, 278914
Suite à la page suivante		

TABLE A.1 – Suite de la page précédente

Période	Nombre de runs	Liste des runs
LHC17o (muon_calor_pass1) AOD203	170	281961, 281956, 281953, 281946, 281940, 281939, 281931, 281928, 281918, 281916, 281915, 281894, 281893, 281892, 281755, 281754, 281753, 281751, 281750, 281741, 281713, 281709, 281707, 281706, 281705, 281672, 281667, 281664, 281658, 281655, 281654, 281651, 281645, 281642, 281640, 281635, 281634, 281633, 281592, 281583, 281581, 281580, 281574, 281569, 281568, 281563, 281562, 281557, 281511, 281509, 281477, 281475, 281450, 281449, 281446, 281444, 281441, 281415, 281321, 281301, 281277, 281275, 281244, 281243, 281242, 281241, 281240, 281213, 281212, 281191, 281190, 281181, 281180, 281179, 281081, 281080, 281079, 281062, 281061, 281060, 281036, 281035, 281033, 281032, 280998, 280997, 280996, 280994, 280990, 280947, 280943, 280940, 280936, 280897, 280890, 280881, 280880, 280856, 280848, 280847, 280845, 280844, 280842, 280793, 280792, 280786, 280768, 280767, 280766, 280765, 280764, 280763, 280761, 280756, 280755, 280754, 280753, 280706, 280705, 280681, 280679, 280676, 280671, 280650, 280648, 280647, 280645, 280639, 280637, 280634, 280613, 280583, 280581, 280576, 280575, 280574, 280551, 280550, 280547, 280546, 280519, 280518, 280448, 280447, 280446, 280445, 280443, 280419, 280418, 280415, 280413, 280412, 280406, 280405, 280403, 280375, 280374, 280352, 280351, 280350, 280349, 280348, 280312, 280310, 280290, 280286, 280285, 280284, 280283, 280282
LHC17r (muon_calor_pass1) AOD	32	282704, 282703, 282702, 282700, 282677, 282676, 282673, 282671, 282670, 282668, 282667, 282666, 282653, 282651, 282629, 282622, 282620, 282618, 282615, 282609, 282608, 282607, 282606, 282580, 282579, 282575, 282573, 282546, 282545, 282544, 282528, 282504
LHC18c (muon_calor_pass1) AOD	48	285958, 285957, 285946, 285917, 285893, 285892, 285869, 285851, 285830, 285812, 285811, 285810, 285806, 285805, 285804, 285781, 285778, 285777, 285756, 285755, 285754, 285753, 285752, 285751, 285722, 285698, 285697, 285664, 285663, 285662, 285659, 285643, 285642, 285641, 285640, 285639, 285603, 285602, 285601, 285599, 285578, 285577, 285576, 285575, 285557, 285515, 285497, 285496

Suite à la page suivante

TABLE A.1 – Suite de la page précédente

Période	Nombre de runs	Liste des runs
LHC18d (muon_calor_pass1) AOD	45	286350, 286349, 286348, 286345, 286340, 286337, 286336, 286314, 286313, 286312, 286311, 286310, 286309, 286308, 286289, 286288, 286287, 286284, 286282, 286261, 286258, 286257, 286254, 286230, 286229, 286203, 286202, 286201, 286199, 286198, 286159, 286130, 286129, 286127, 286124, 286064, 286028, 286027, 286026, 286025, 286018, 286014, 285980, 285979, 285978
LHC18e (muon_calor_pass1) AOD	44	286937, 286936, 286933, 286932, 286931, 286930, 286911, 286910, 286908, 286907, 286877, 286876, 286874, 286852, 286850, 286848, 286846, 286810, 286809, 286805, 286801, 286799, 286731, 286695, 286661, 286653, 286633, 286594, 286592, 286591, 286569, 286568, 286567, 286566, 286509, 286508, 286502, 286501, 286455, 286454, 286428, 286427, 286426, 286380
LHC18f (muon_calor_pass1) AOD	68	287977, 287975, 287941, 287923, 287784, 287783, 287658, 287657, 287656, 287654, 287578, 287576, 287575, 287573, 287524, 287521, 287520, 287518, 287517, 287516, 287513, 287486, 287484, 287481, 287480, 287451, 287413, 287389, 287388, 287387, 287385, 287381, 287380, 287360, 287358, 287356, 287355, 287353, 287349, 287347, 287346, 287344, 287343, 287325, 287324, 287323, 287283, 287254, 287251, 287250, 287249, 287248, 287209, 287208, 287204, 287203, 287202, 287201, 287155, 287137, 287077, 287072, 287071, 287066, 287064, 287063, 287021, 287000
LHC18l (muon_calor_pass1) AOD	85	289971, 289966, 289943, 289941, 289940, 289935, 289931, 289928, 289888, 289884, 289880, 289857, 289856, 289855, 289852, 289849, 289830, 289816, 289815, 289814, 289811, 289808, 289775, 289757, 289731, 289729, 289724, 289723, 289721, 289666, 289664, 289660, 289659, 289658, 289657, 289654, 289632, 289626, 289625, 289582, 289581, 289579, 289577, 289576, 289574, 289547, 289494, 289493, 289468, 289466, 289465, 289463, 289462, 289444, 289426, 289373, 289370, 289369, 289368, 289367, 289366, 289365, 289363, 289356, 289355, 289354, 289353, 289309, 289308, 289306, 289303, 289300, 289280, 289278, 289277, 289276, 289275, 289254, 289253, 289249, 289247, 289243, 289242, 289241, 289240
Suite à la page suivante		

TABLE A.1 – Suite de la page précédente

Période	Nombre de runs	Liste des runs
LHC18m (muon_calor_pass1) AOD	187	292397, 292298, 292274, 292273, 292270, 292269, 292265, 292242, 292241, 292240, 292192, 292168, 292167, 292166, 292164, 292163, 292162, 292161, 292160, 292140, 292115, 292114, 292109, 292108, 292107, 292106, 292081, 292080, 292077, 292075, 292062, 292061, 292060, 292040, 292012, 291982, 291976, 291953, 291948, 291945, 291944, 291943, 291942, 291803, 291796, 291795, 291769, 291760, 291756, 291755, 291729, 291706, 291698, 291697, 291694, 291692, 291690, 291665, 291661, 291657, 291626, 291625, 291624, 291622, 291618, 291615, 291614, 291590, 291485, 291484, 291482, 291481, 291457, 291456, 291453, 291451, 291447, 291446, 291420, 291419, 291417, 291416, 291402, 291400, 291399, 291397, 291375, 291373, 291363, 291362, 291361, 291360, 291286, 291285, 291284, 291283, 291282, 291265, 291263, 291110, 291100, 291066, 291065, 291041, 291037, 291035, 291006, 291005, 291004, 291003, 291002, 290980, 290979, 290976, 290975, 290948, 290944, 290943, 290935, 290932, 290895, 290894, 290892, 290862, 290860, 290853, 290848, 290790, 290787, 290776, 290774, 290769, 290766, 290764, 290742, 290721, 290699, 290696, 290692, 290687, 290665, 290660, 290658, 290645, 290632, 290627, 290615, 290614, 290613, 290612, 290590, 290553, 290550, 290549, 290544, 290540, 290539, 290538, 290501, 290499, 290469, 290467, 290459, 290458, 290456, 290428, 290427, 290425, 290423, 290421, 290420, 290418, 290411, 290404, 290401, 290375, 290374, 290350, 290327, 290324, 290323, 290300, 290297, 290293, 290254, 290223, 290222
LHC18o (muon_calor_pass2) AOD	39	293898, 293896, 293893, 293891, 293886, 293856, 293831, 293830, 293829, 293809, 293807, 293806, 293805, 293802, 293799, 293776, 293774, 293773, 293741, 293740, 293698, 293696, 293695, 293692, 293691, 293588, 293587, 293497, 293496, 293494, 293475, 293474, 293424, 293413, 293392, 293391, 293388, 293386, 293368
Suite à la page suivante		

TABLE A.1 – Suite de la page précédente

Période	Nombre de runs	Liste des runs
LHC18p (muon_calor_pass2) AOD	78	294925, 294916, 294884, 294883, 294880, 294877, 294875, 294852, 294818, 294817, 294816, 294815, 294813, 294809, 294775, 294774, 294772, 294769, 294749, 294747, 294743, 294742, 294741, 294722, 294721, 294718, 294716, 294715, 294710, 294703, 294653, 294636, 294634, 294633, 294632, 294593, 294591, 294590, 294588, 294587, 294586, 294563, 294558, 294556, 294553, 294531, 294530, 294529, 294527, 294526, 294525, 294524, 294503, 294502, 294310, 294308, 294307, 294305, 294242, 294241, 294212, 294210, 294208, 294205, 294201, 294200, 294199, 294156, 294155, 294154, 294152, 294131, 294128, 294013, 294012, 294011, 294010, 294009

Annexe **B**

Comparaisons par groupe de runs pour la mesure de multiplicité

B.1 Comparaison données Run2 - simulations

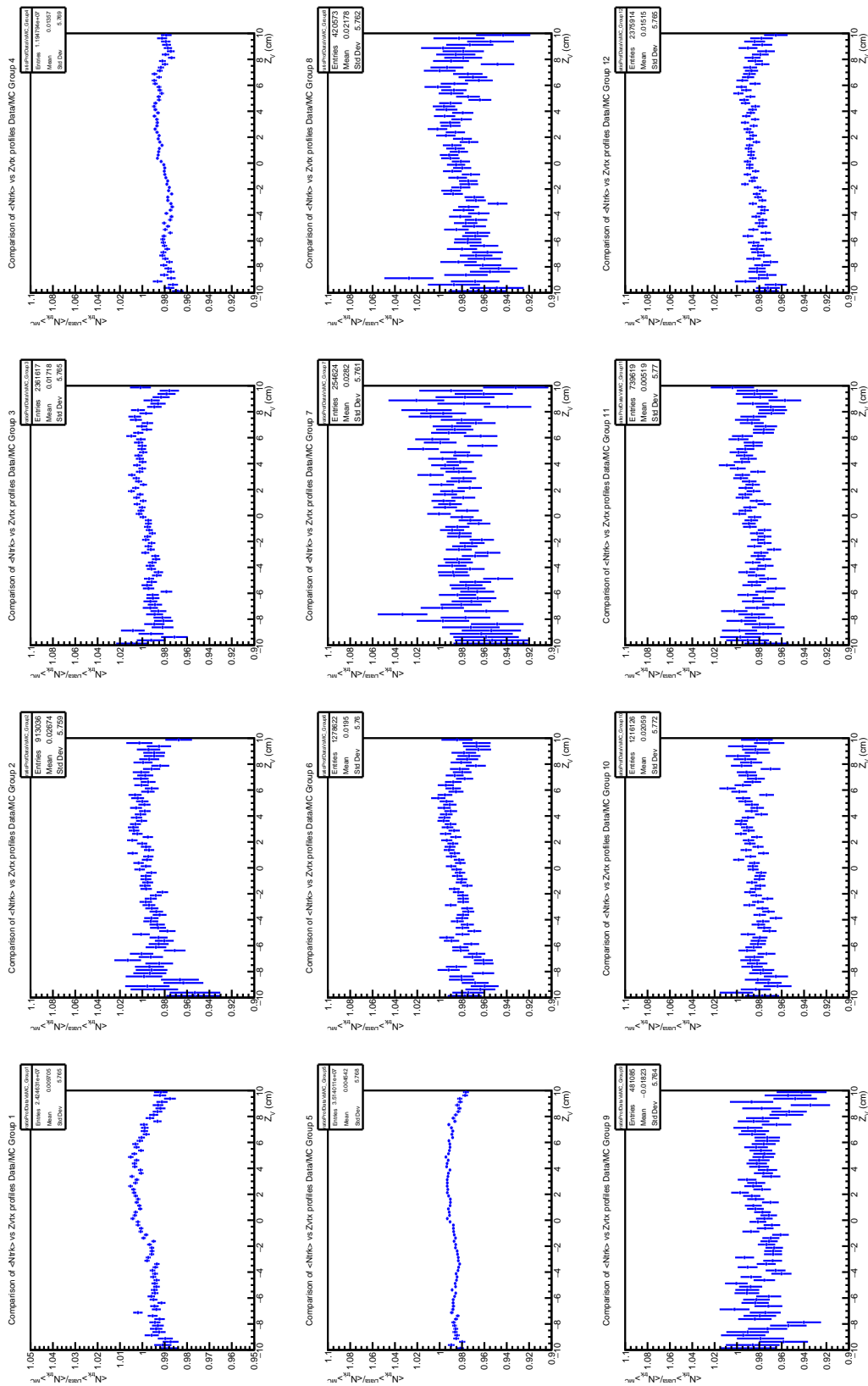


FIGURE B.1 – Rapport entre les profils **non corrigés** $\langle N_{irk} \rangle = f(Z_V)$ des événements CINT7 des données du Run 2 et les simulations réalisées avec PYTHIA8 pour l'ensemble des groupes de runs basés sur l'état du SPD.

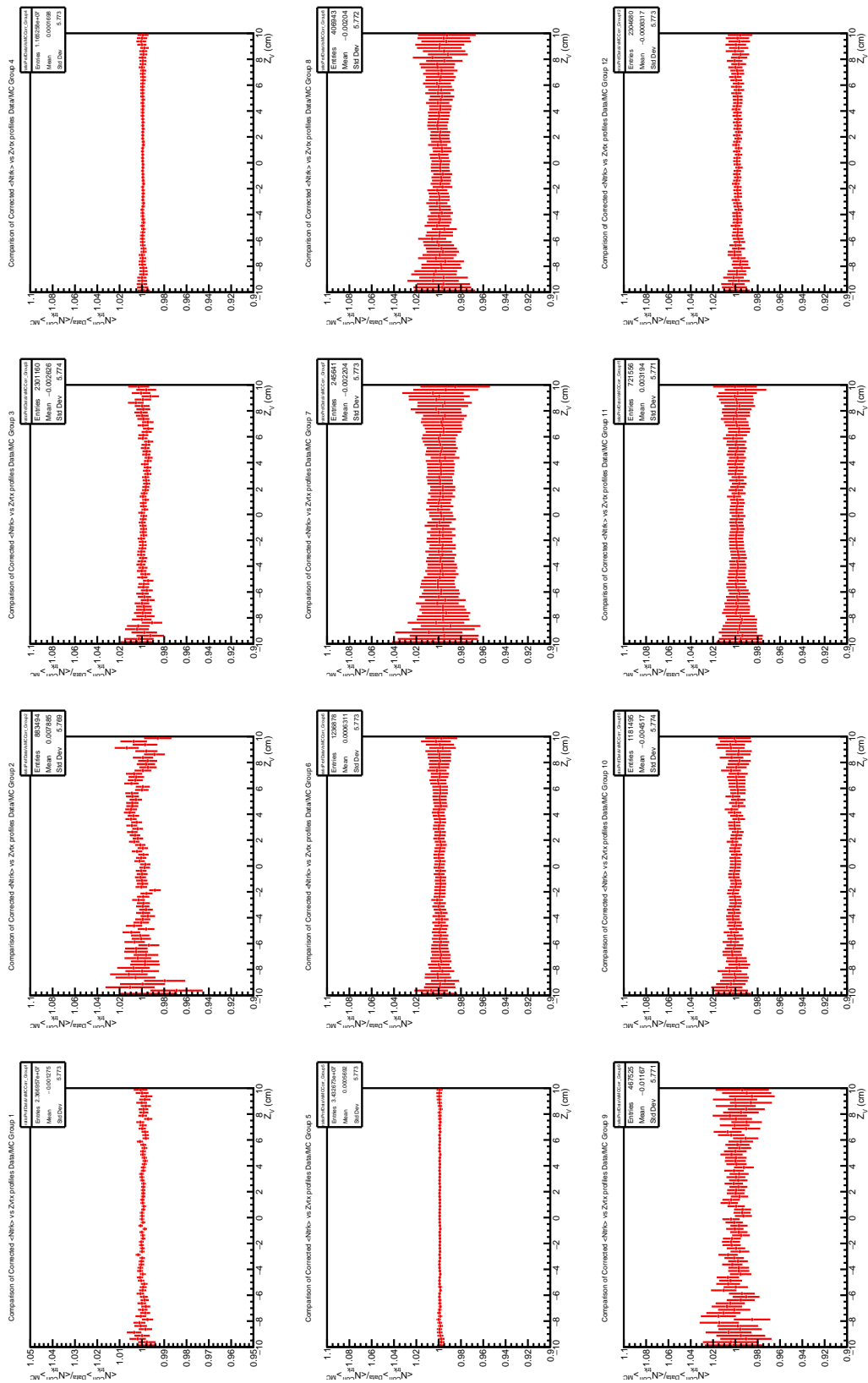


FIGURE B.2 – Rapport entre les profils corrigés $\langle N_{trk}^{Corr} \rangle = f(Z_V)$ des événements CINT7 des données du Run 2 et les simulations réalisées avec PYTHIA8 pour l'ensemble des groupes de runs basés sur l'état du SPD.

B.2 Comparaison des profiles $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_V)$ CINT7 et CMUL7

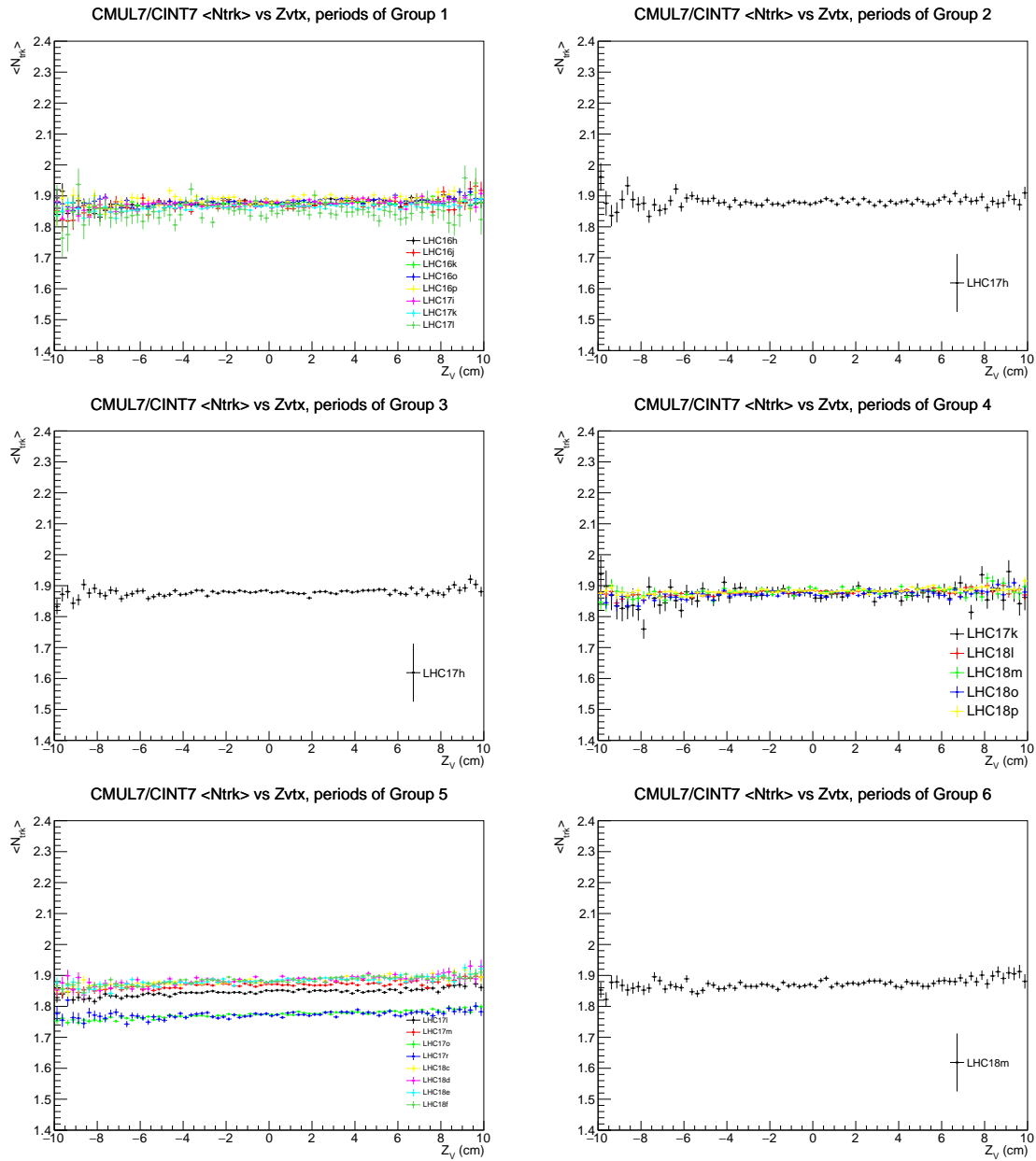


FIGURE B.3 – Rapport entre les profils **non corrigés** $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_V)$ pour les événements CINT7 et les événements CMUL7 pour les groupes de runs basés sur l'état du SPD 1 à 6.

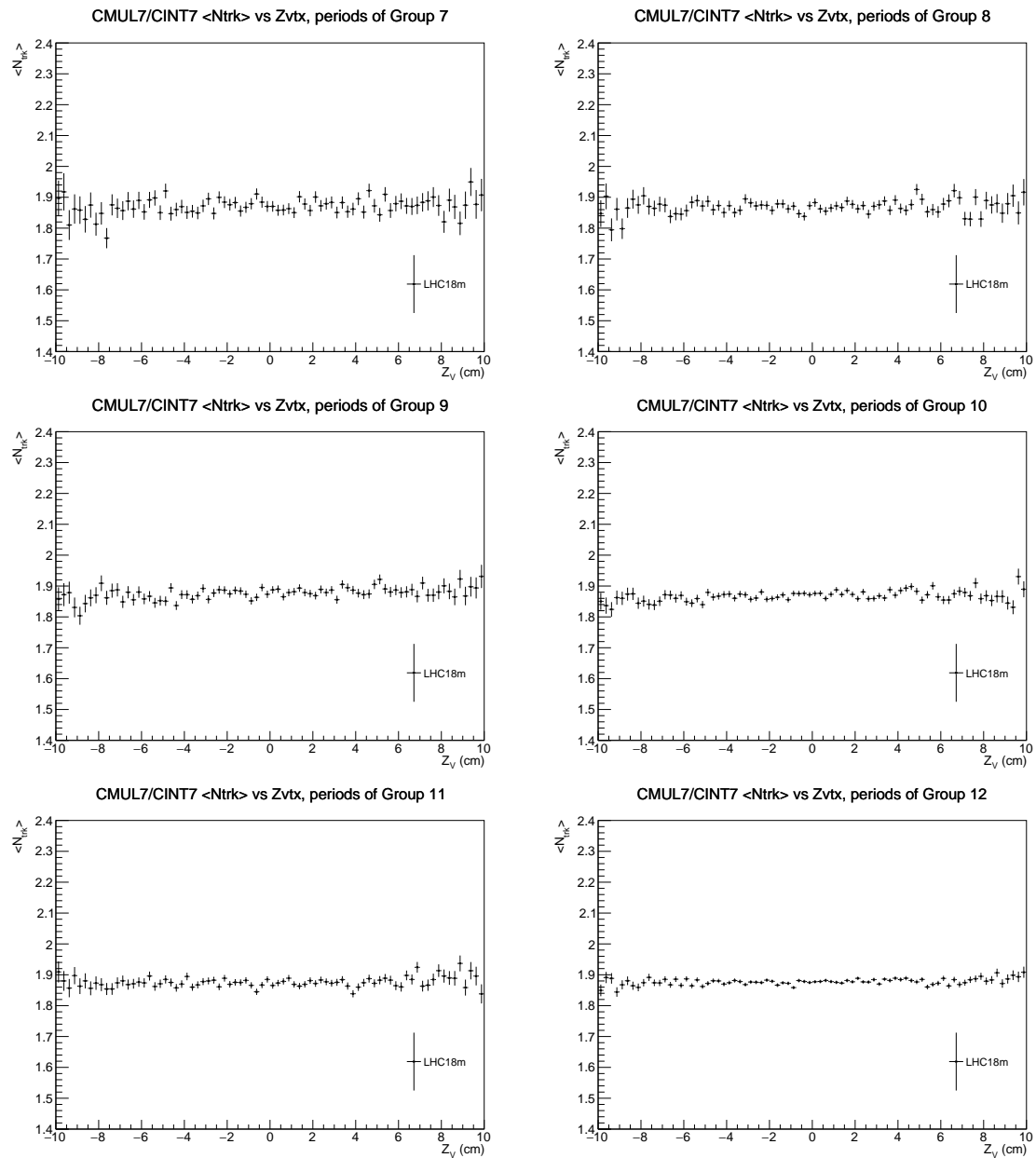


FIGURE B.4 – Rapport entre les profils **non corrigés** $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_V)$ pour les événements CINT7 et les événements CMUL7 pour les groupes de runs basés sur l'état du SPD 7 à 12.

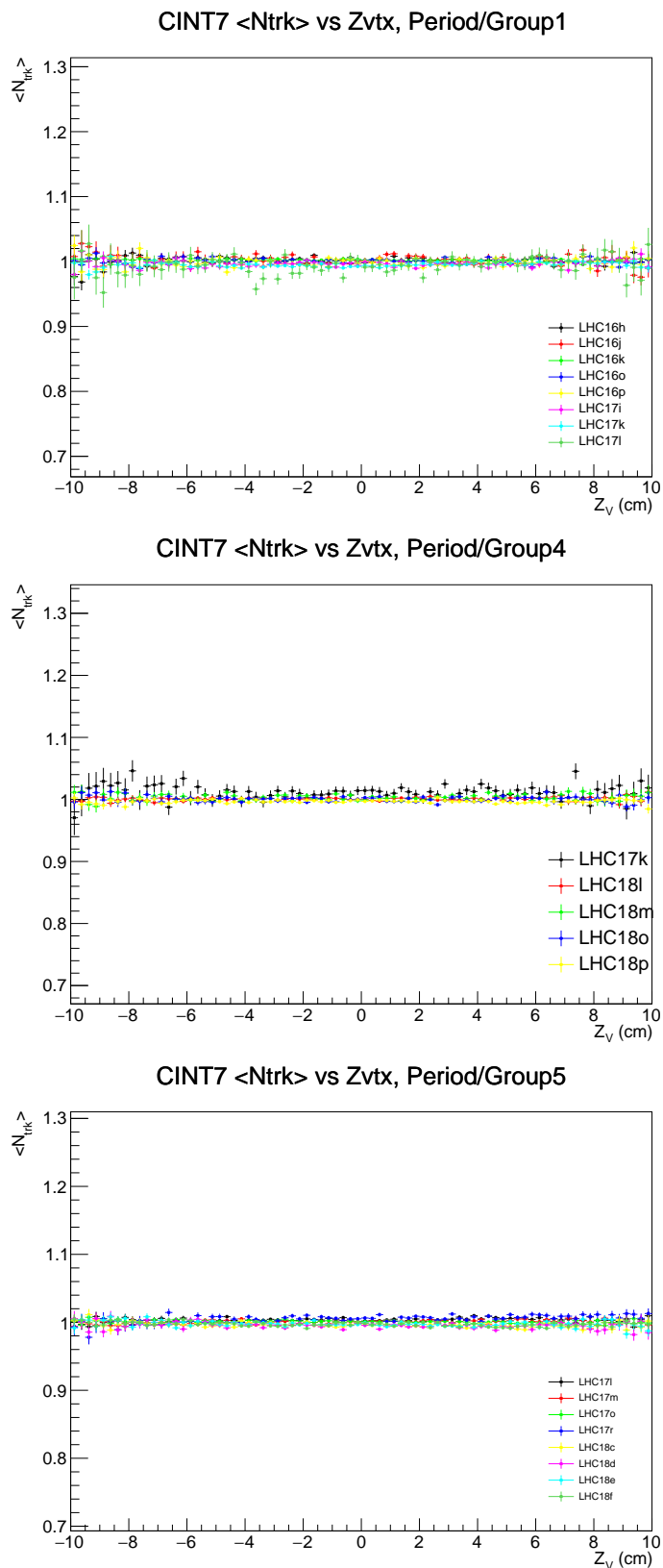


FIGURE B.5 – Rapport entre les profils $\langle N_{trk} \rangle = f(Z_V)$ des événements CINT7 pour chaque période de prise de données et le profil du groupe correspondant. La comparaison est réalisée seulement pour les groupes de runs contenant plus d'une période : groupe 1 (8 périodes), 4 (5 périodes) et 5 (8 périodes)).

Annexe **C**

Résultats des études systématiques sur la mesure de multiplicité

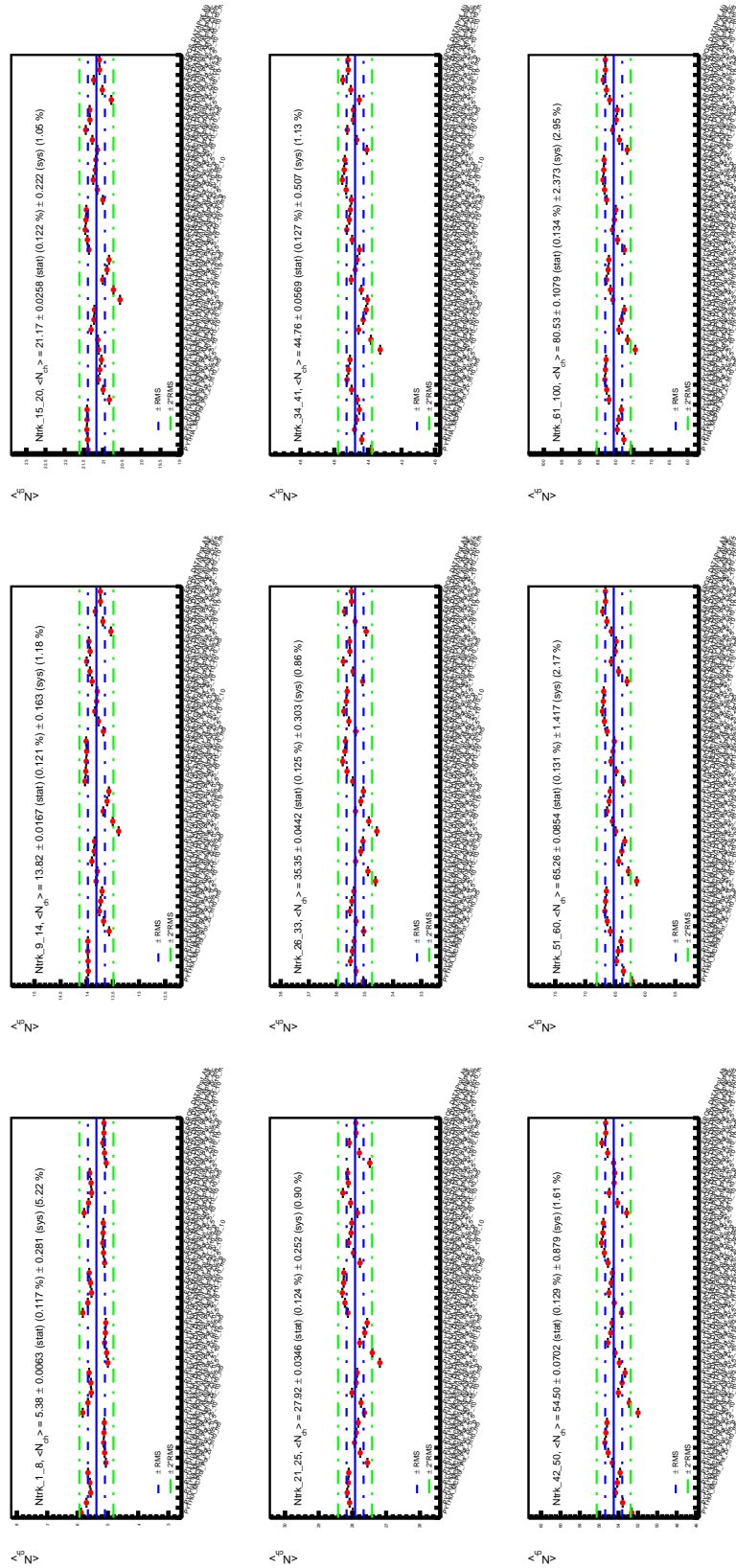


FIGURE C.1 – Résultats des études systématiques sur $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i$ dans chaque intervalle de nombre de traces corrigées N_{trk}^{Corr} , i .

Annexe **D**

Définitions des fonctions pour l'extraction de signal

D.1 Fonctions de signal

Double Crystal-Ball (CB2)

La fonction CB2 est composée d'un facteur de normalisation N , deux paramètres pour le noyau gaussien \bar{x} et σ et 4 paramètres pour les queues de distribution α , n , α' and n' . Elle est définie par l'expression :

$$CB2(x) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(\frac{-(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{for } \alpha' > \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot (B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n} & \text{for } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \\ C \cdot (D + \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n'} & \text{for } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \geq \alpha' \end{cases}$$

avec

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right), B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$

$$C = \left(\frac{n'}{|\alpha'|}\right)^{n'} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha'|^2}{2}\right), D = \frac{n'}{|\alpha'|} - |\alpha'|$$

NA60

La fonction NA60 possède, à l'image de la CB2, un facteur de normalisation N et deux paramètres pour le noyau gaussien \bar{x} and σ mais plus de paramètres pour les queues de distribution. Ces paramètres, au nombre de 8 sont notés α^L , p_1^L , p_2^L , p_3^L , α^R , p_1^R , p_2^R et p_3^R . La fonction NA60 est définie par :

$$NA60(x) = N \cdot \exp\left(-0.5 \left(\frac{t}{t_0}\right)^2\right)$$

avec

$$t = \frac{x - \bar{x}}{\sigma}$$

et

$$\begin{cases} t_0 = 1 + p_1^L (\alpha^L - t)^{(p_2^L - p_3^L \sqrt{\alpha^L - t})} & \text{for } t < \alpha^L \\ t_0 = 1 & \text{for } \alpha^L < t < \alpha^R \\ t_0 = 1 + p_1^R (t - \alpha^R)^{(p_2^R - p_3^R \sqrt{t - \alpha^R})} & \text{for } t > \alpha^R \end{cases}$$

D.2 Fonctions de bruit de fond

Variable Width Gaussian

La fonction VWG (Gaussienne à largeur variable), est composée d'un facteur de normalisation N et de 3 paramètres \bar{x} , α et β telle qu'elle est définie dans l'expression :

$$VWG(x) = N \cdot \exp\left(\frac{-(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), \text{ where } \sigma = \alpha + \beta \left(\frac{x - \bar{x}}{\bar{x}}\right)$$

Polynomial ratio (Pol1/Pol2)

En plus du facteur de normalisation N , la fonction POL1/POL2 (rapport de deux polynômes du premier et du second degré) comporte 3 paramètres notés a_1 , b_1 et b_2 . Elle est définie par :

$$Pol1/Pol2(x) = N \cdot \frac{1 + a_1 x}{b_1 x + b_2 x^2}$$

Double exponential (DoubleExpo)

La fonction DoubleExpo (addition de deux fonctions exponentielles) dispose de 3 paramètres α , β^1 et β^2 . Elle est définie par :

$$DoubleExpo(x) = e^{\beta^1 * x} + \alpha * e^{\beta^2 * x}$$

Annexe E

Résultats de l'extraction de signal

E.1 Résultats pour le cas intégré en multiplicité

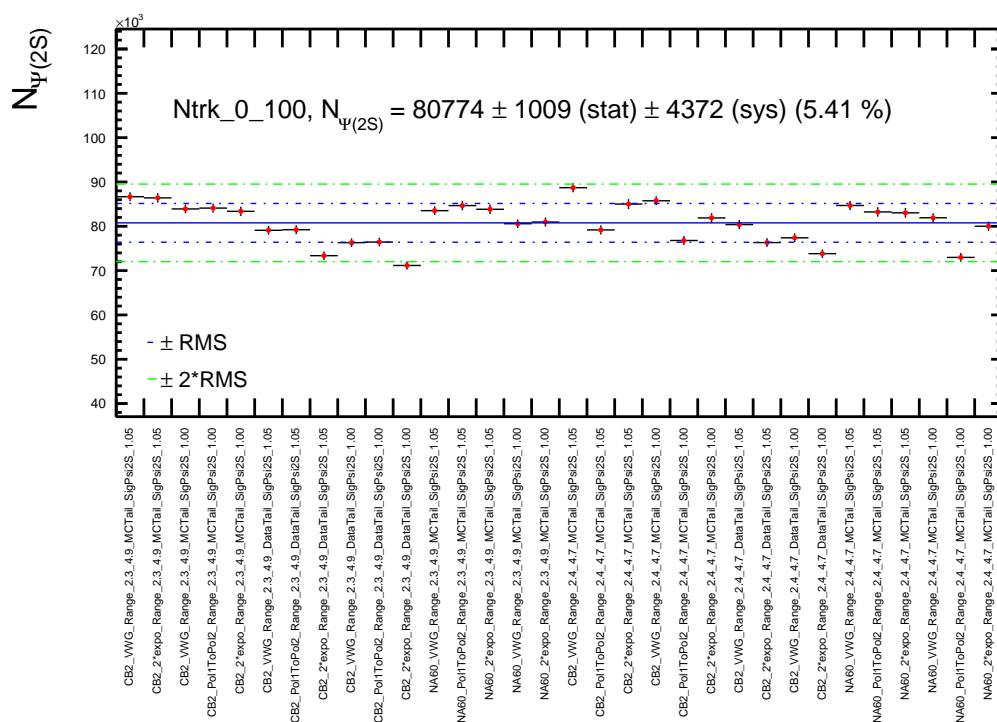


FIGURE E.1 – Extraction du signal $\psi(2S)$ ($N_{\psi(2S)}$) sur le spectre de masse invariante intégré en multiplicité.

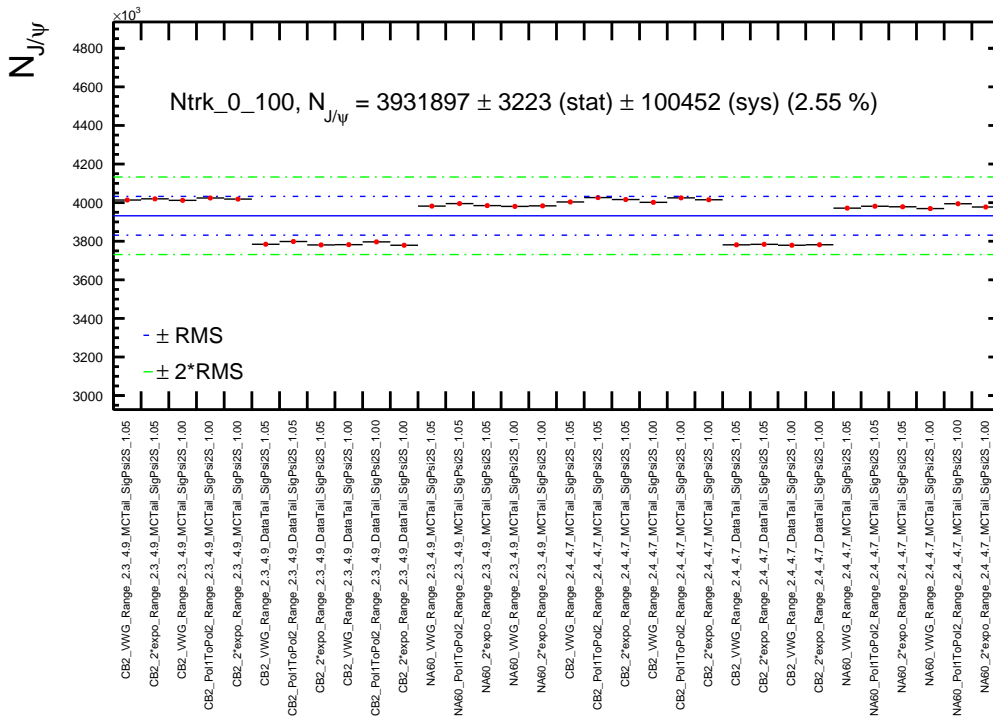


FIGURE E.2 – Extraction du signal J/ψ ($N_{J/\psi}$) sur le spectre de masse invariante intégré en multiplicité.

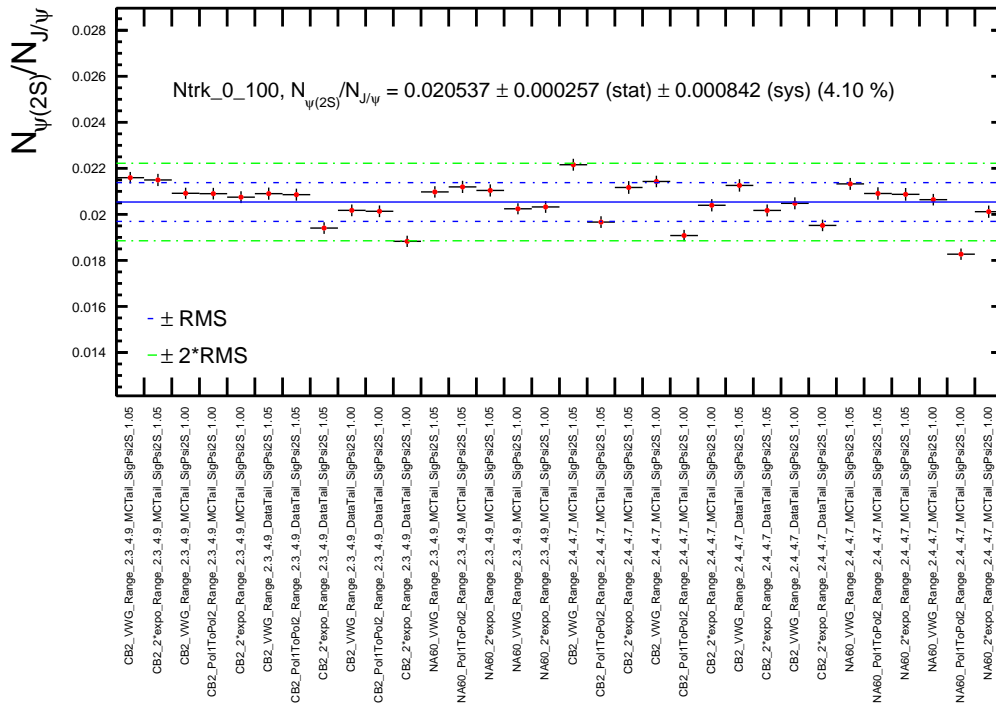


FIGURE E.3 – Extraction du rapport $N_{\psi(2S)}/N_{J/\psi}$ sur le spectre de masse invariante intégré en multiplicité.

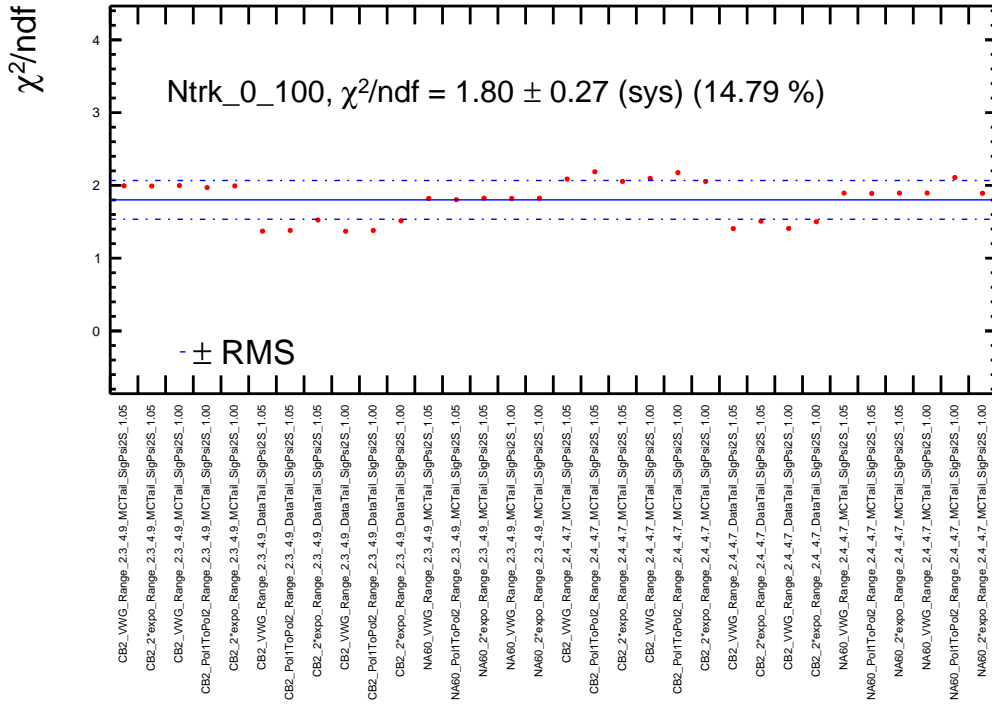


FIGURE E.4 – χ^2/ndf en fonction de la configuration des tests d’ajustement pour l’intervalle $N_{trk}^{Corr} \in [0;100]$ (intégré).

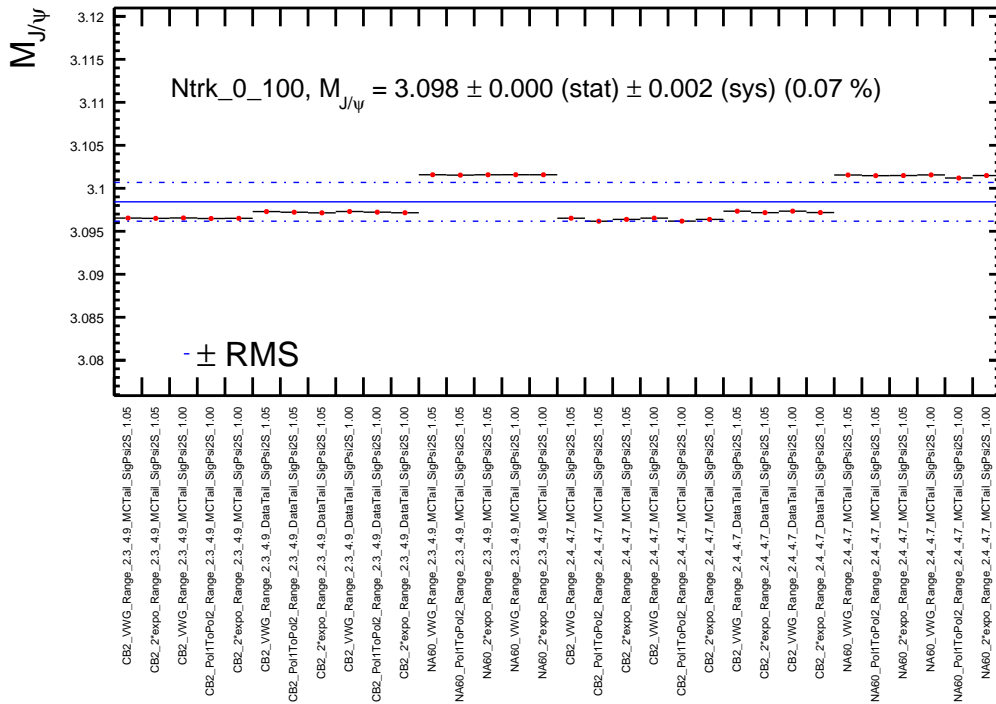


FIGURE E.5 – Valeur centrale du signal J/ψ $M_{J/\psi}$ en fonction de la configuration des tests d’ajustement pour l’intervalle $N_{trk}^{Corr} \in [0;100]$ (intégré).

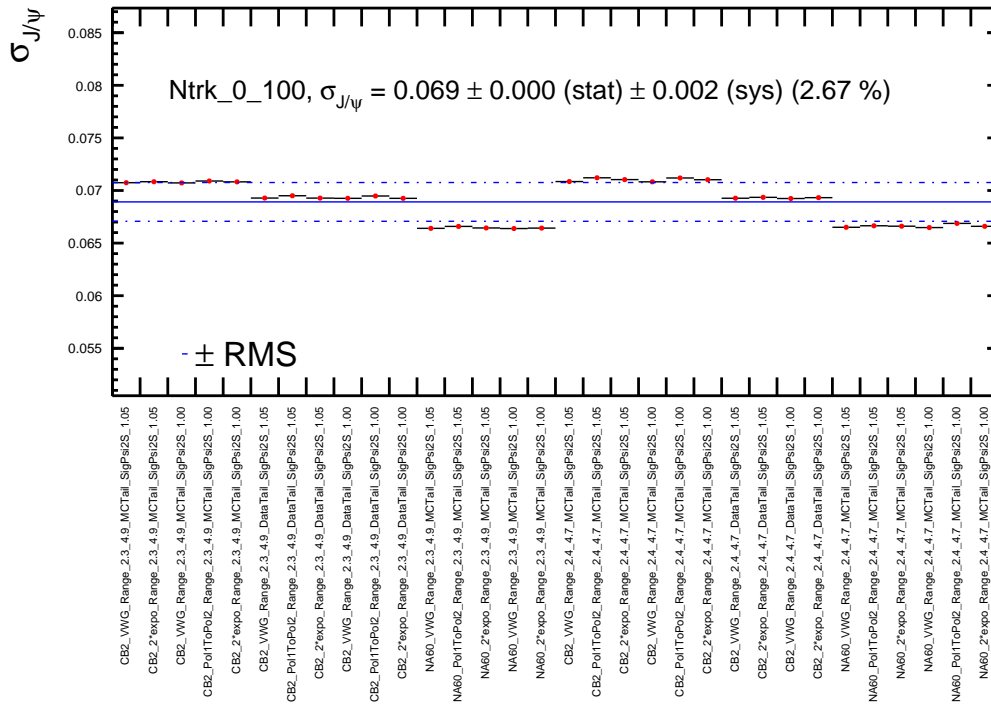


FIGURE E.6 – Largeur du signal J/ψ $\sigma_{\psi(2S)}$ en fonction de la configuration des tests d’ajustement pour l’intervalle $N_{trk}^{Corr} \in [0;100]$ (intégré).

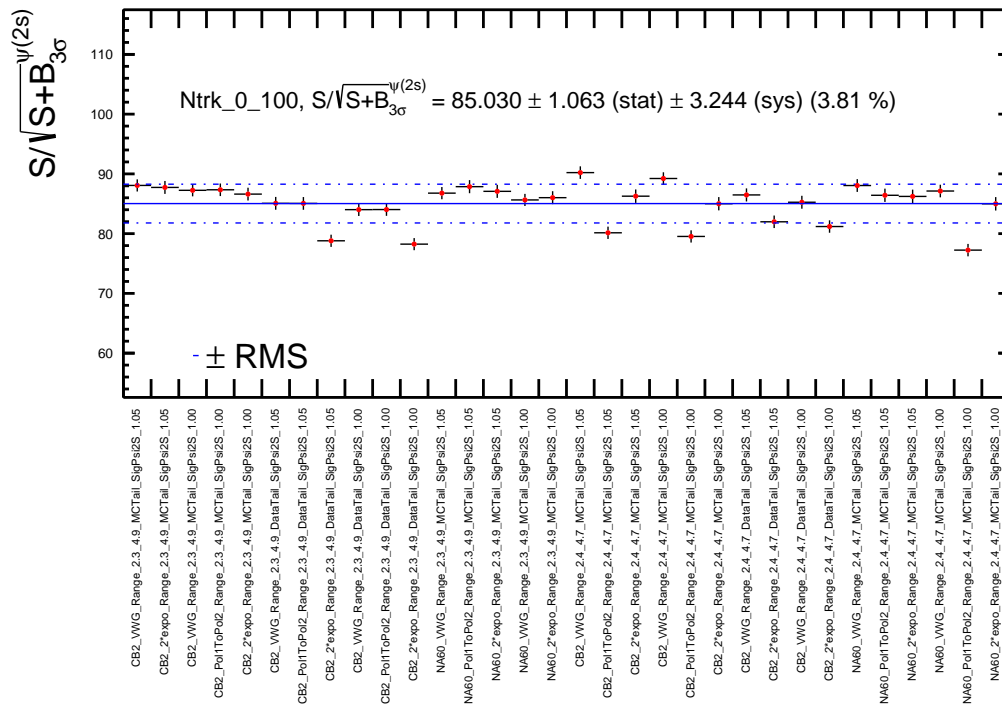
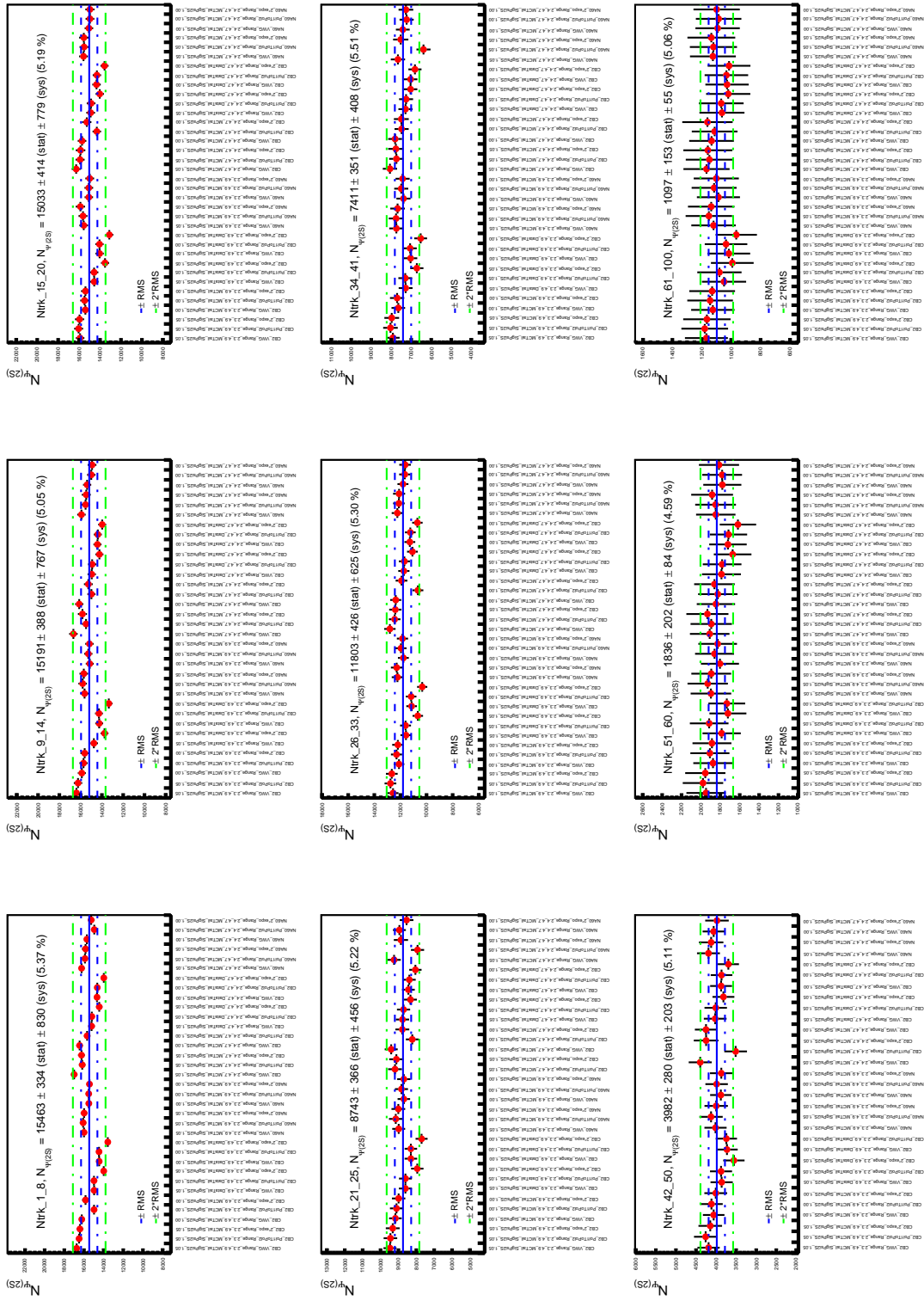


FIGURE E.7 – Significane à 3σ sur le signal $\psi(2S)$ en fonction de la configuration des tests d’ajustement pour l’intervalle $N_{trk}^{Corr} \in [0;100]$ (intégré).

E.2 Résultats pour les intervalles de multiplicité

FIGURE E.8 – Extraction du signal $\psi(2S)$ ($N_{\psi(2S)}$) sur le spectre de masse invariante dans les intervalles de multiplicité.

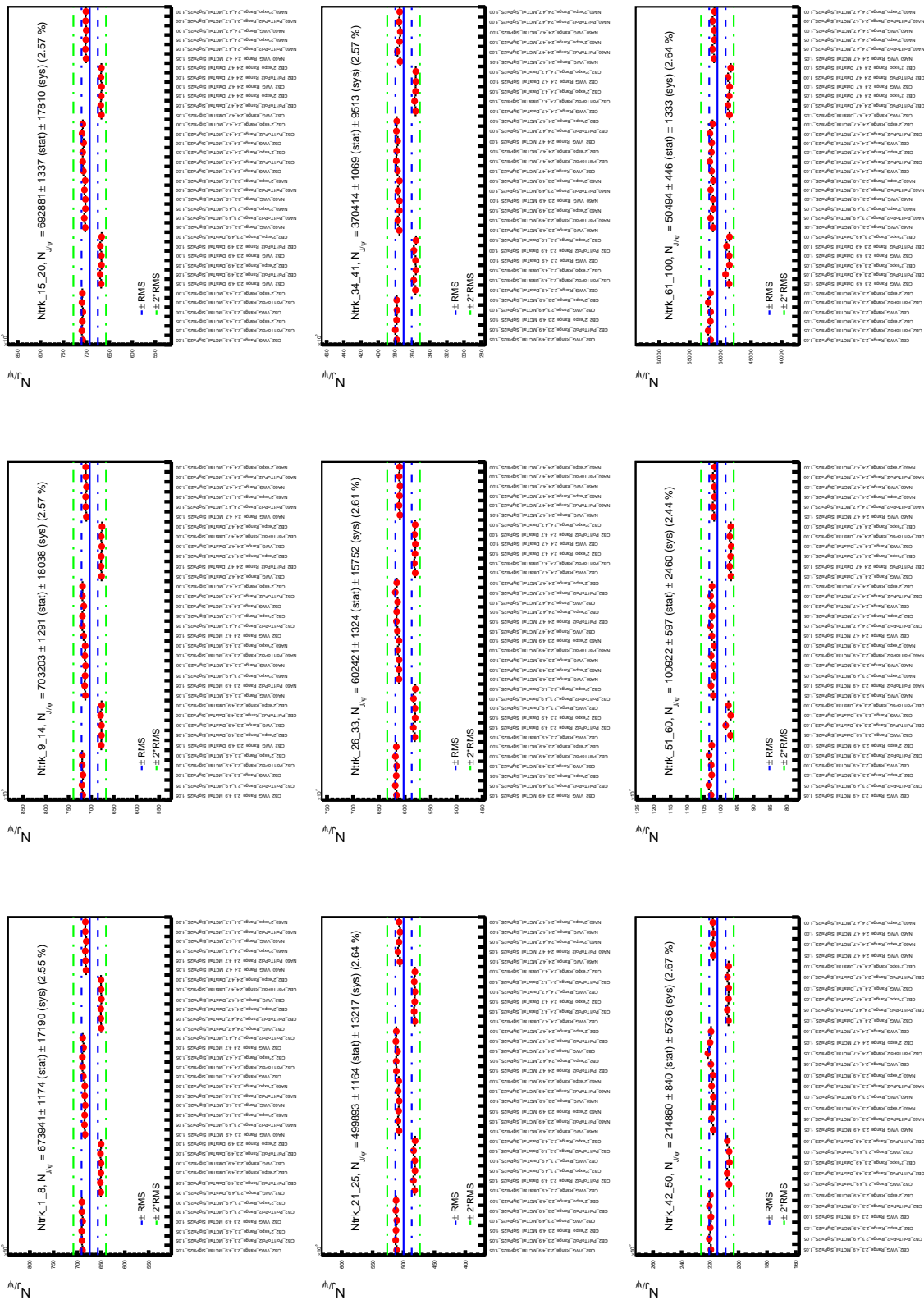


FIGURE E.9 – Extraction du signal J/ψ ($N_{J/\psi}$) sur le spectre de masse invariante dans les intervalles de multiplicité.

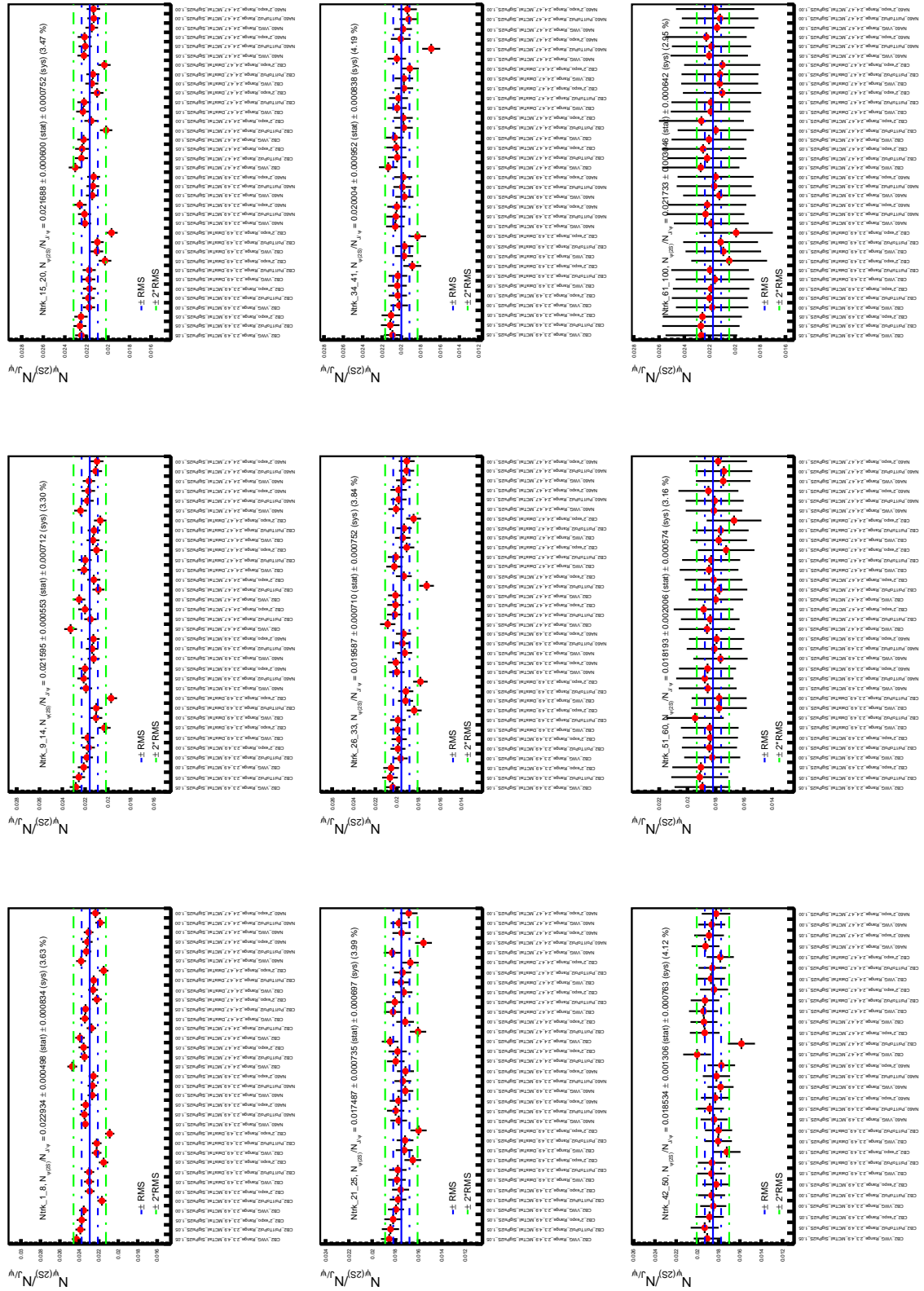


FIGURE E.10 – Extraction du rapport $N_{\psi(2S)}/N_{J/\psi}$ sur le spectre de masse invariante dans les intervalles de multiplicité.

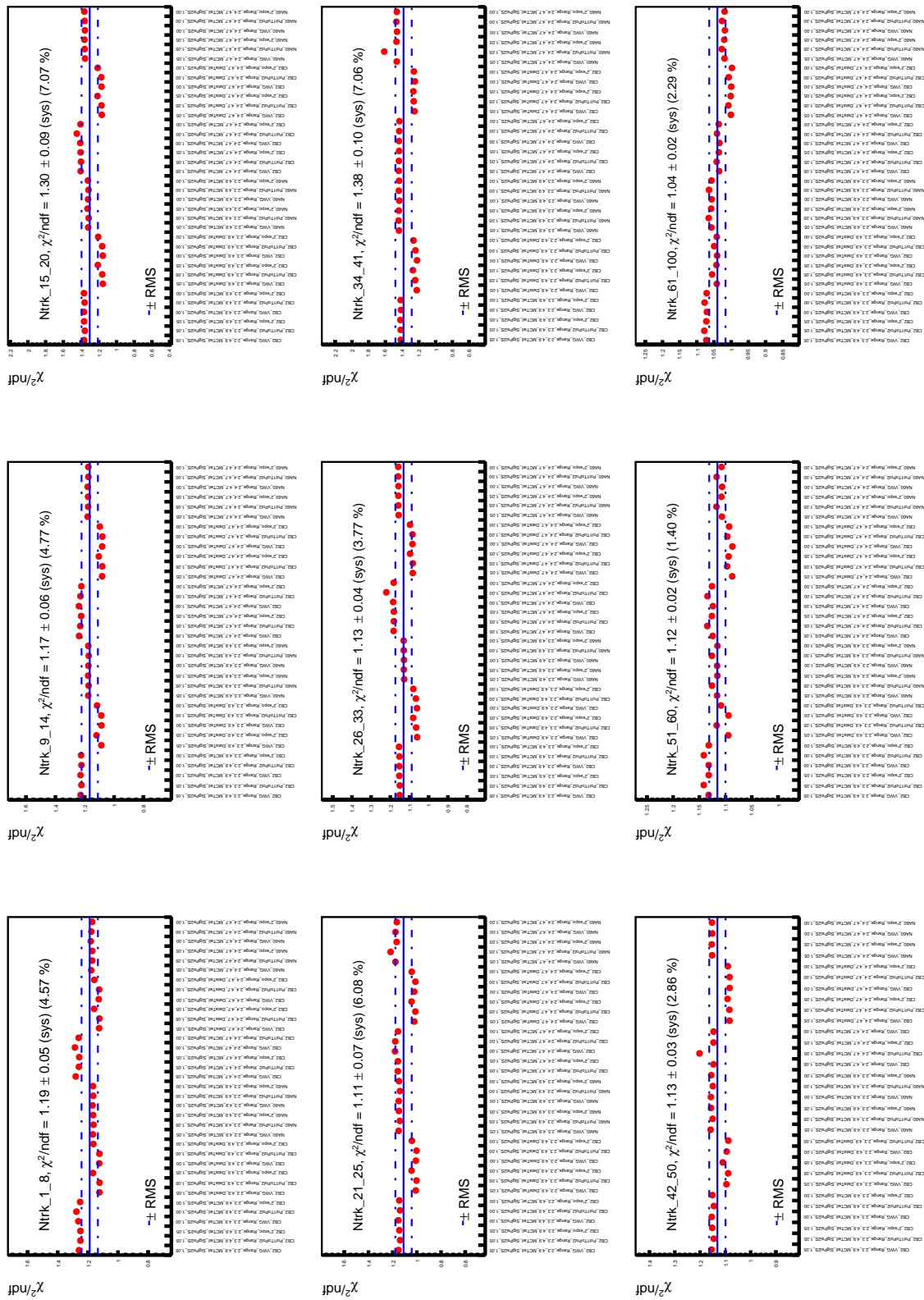


FIGURE E.11 – χ^2/ndf en fonction de la configuration des tests d'ajustement dans les intervalles de multiplicité.

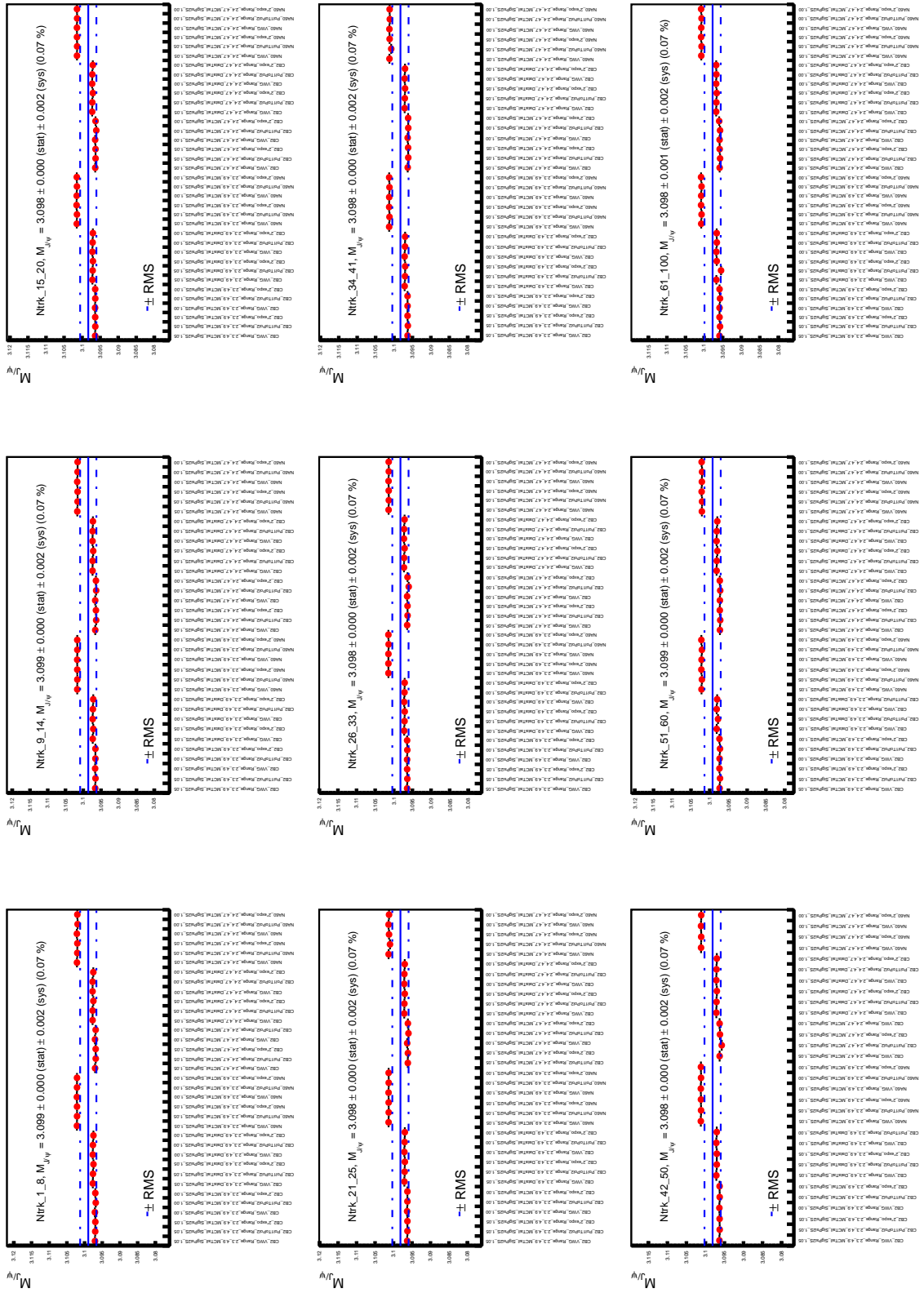


FIGURE E.12 – Valeur centrale du signal $J/\psi M_{J/\psi}$ en fonction de la configuration des tests d'ajustement dans les intervalles de multiplicité.

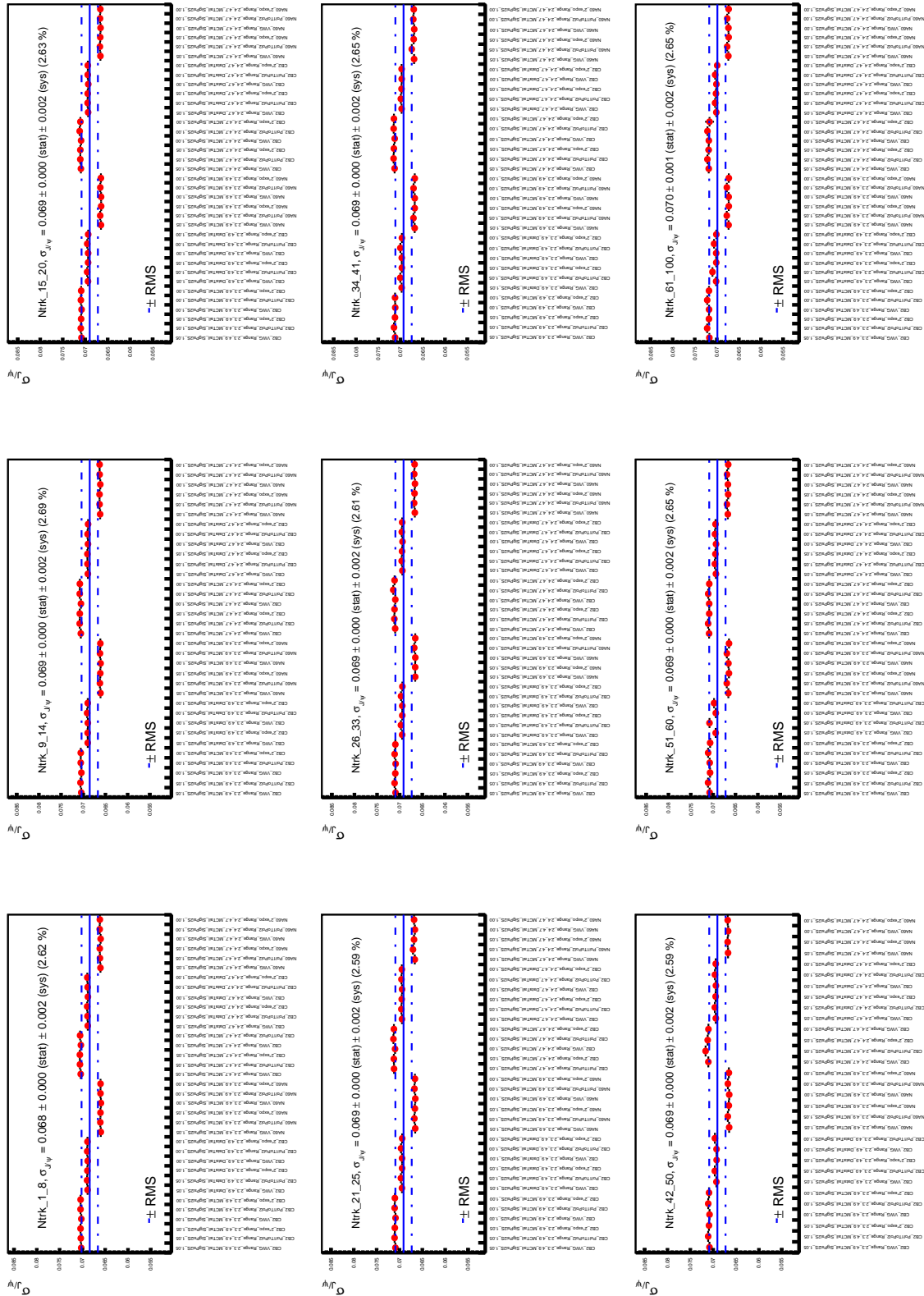


FIGURE E.13 – Largeur du signal $J/\psi \sigma_{J/\psi}$ en fonction de la configuration des tests d'ajustement dans les intervalles de multiplicité.

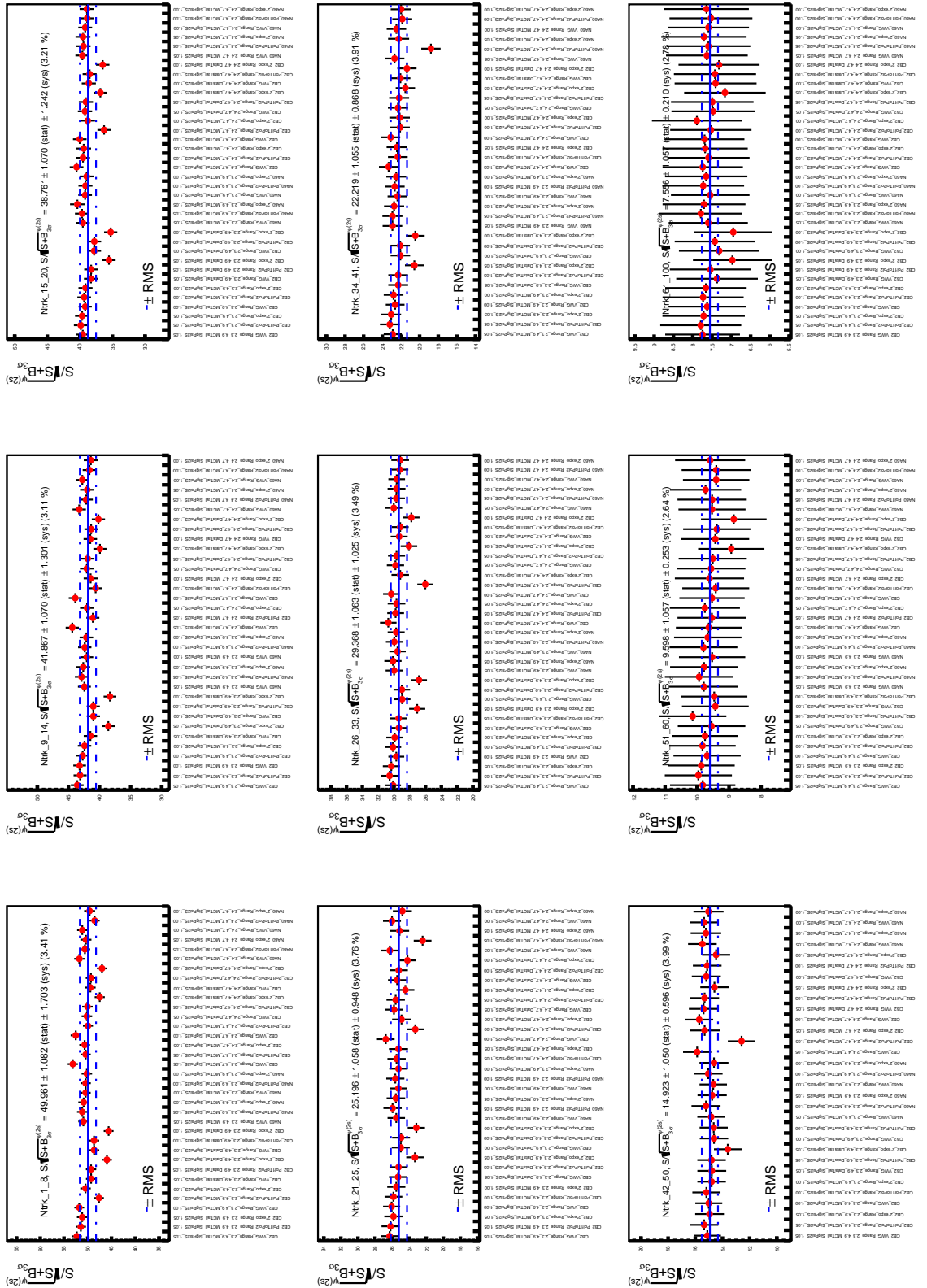


FIGURE E.14 – Significace à 3σ sur le signal $\psi(2S)$ en fonction de la configuration des tests d’ajustement dans les intervalles de multiplicité.

E.3 Résultats des études systématiques

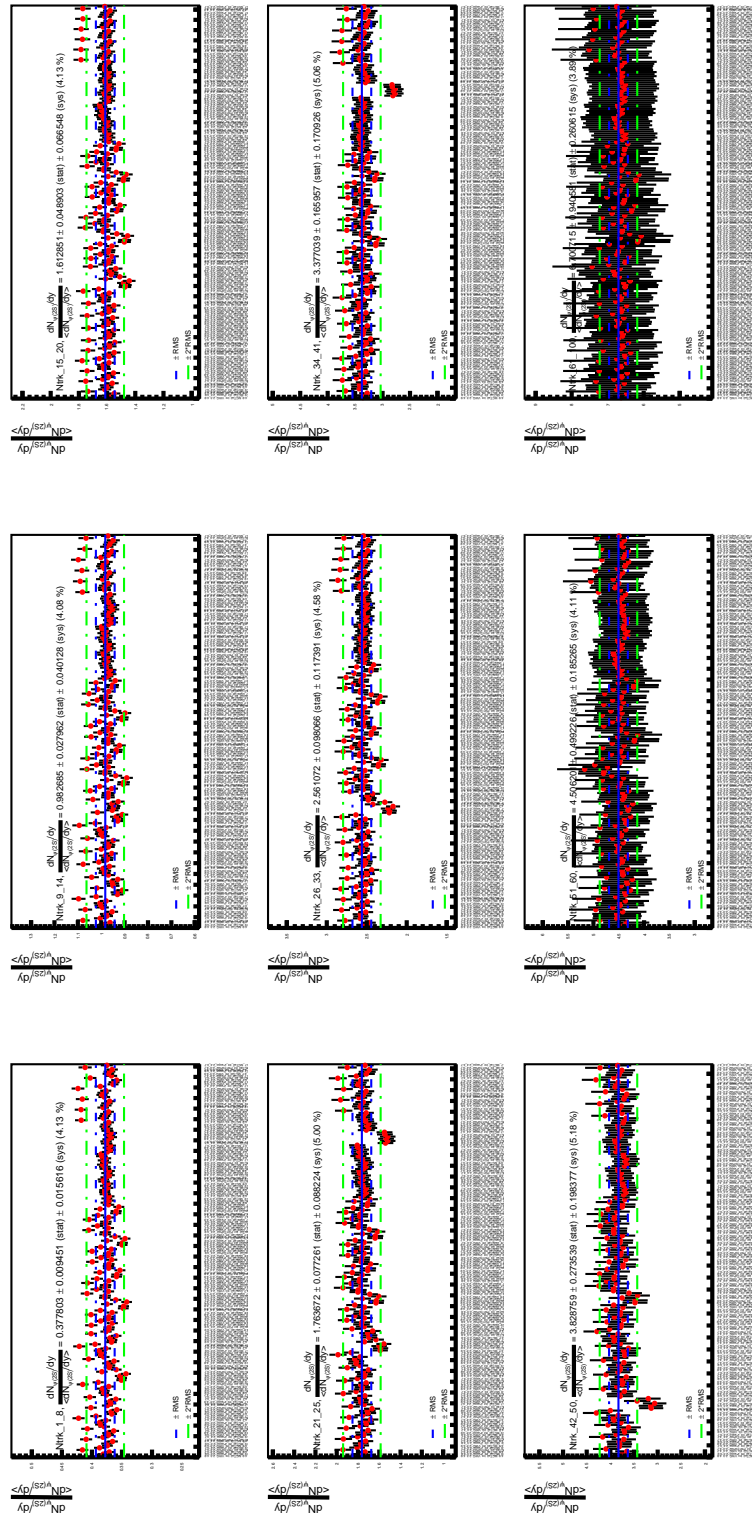


FIGURE E.15 – Étude systématique sur le taux de production relatif de $\psi(2S)$ dans les intervalles de multiplicité.

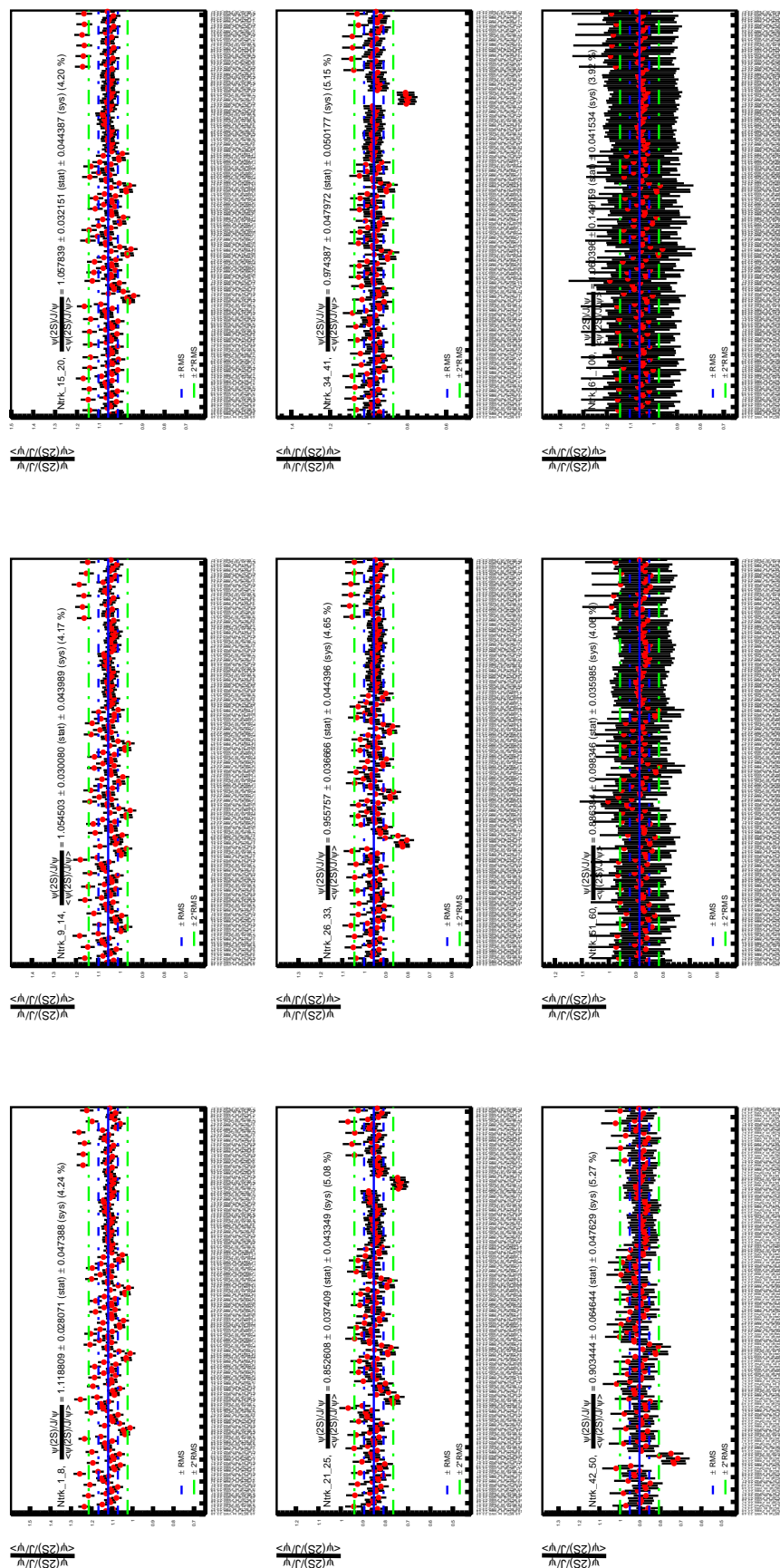


FIGURE E.16 – Étude systématique sur la production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ dans les intervalles de multiplicité.

Annexe F

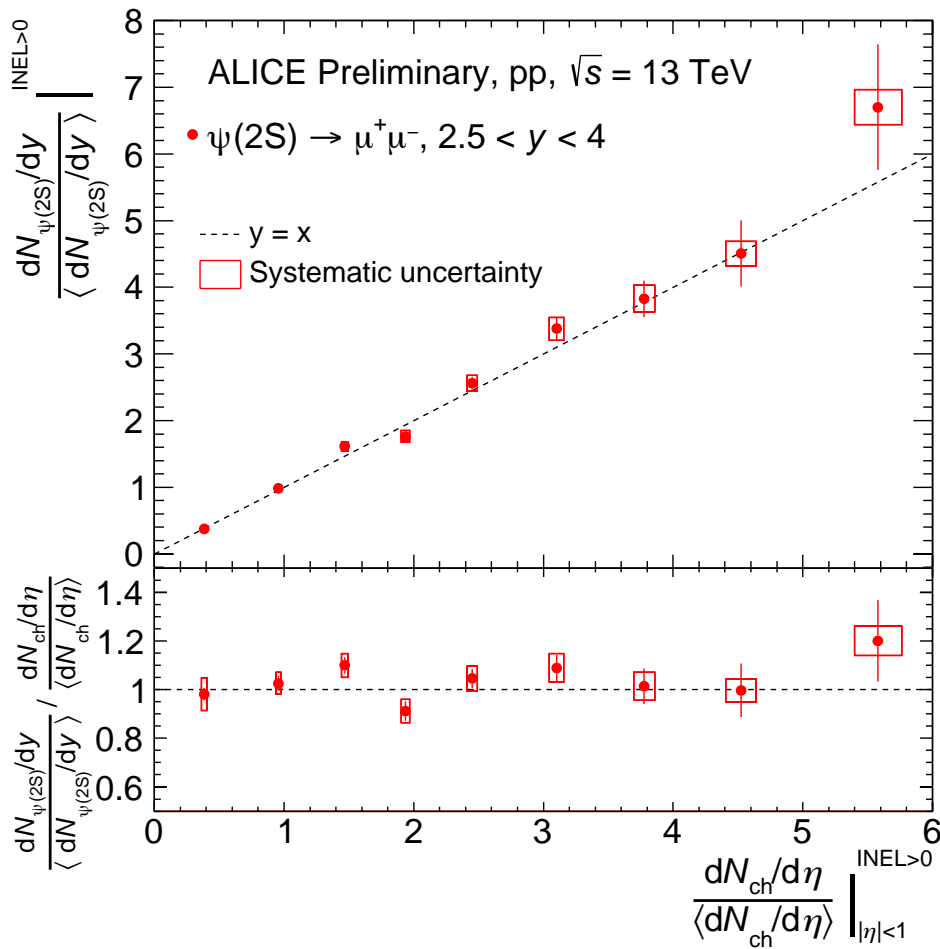
Mesure de la production de charmonia en fonction de la multiplicité

F.1 Production de $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité

En prenant en compte les résultats de l'extraction du signal $\psi(2S)$ décrite dans la Section 6.3 et tous les termes correctifs définis dans l'Équation 6.3, le taux de production relatif de $\psi(2S)$ en fonction de la densité relative de particules chargées par unité de pseudo-rapacité est tracé sur la Figure F.1. Les valeurs correspondantes à ces résultats sont reportées dans la Table F.1.

TABLE F.1 – Densité relative de particules chargées par unité de pseudo-rapacité et taux de production relatif de $\psi(2S)$ incluant toutes les sources d'incertitudes et facteurs correctifs évalués dans les chapitres 5 et 6. Les valeurs reportées correspondent aux résultats présentés sur la Figure F.1.

N_{trk}^{Corr}	$\frac{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle} \pm \Delta^{stat} (\%) \pm \sigma^{syst} (\%)$	$Y_{\psi(2S)}^{Rel,i} \pm \Delta^{stat} (\%) \pm \sigma^{syst} (\%)$
[1-8]	$0.385 \pm 6.60e-04 (0.17) \pm 0.0208 (5.40)$	$0.378 \pm 0.0095 (2.50) \pm 0.0156 (4.13)$
[9-14]	$0.957 \pm 1.67e-03 (0.17) \pm 0.0175 (1.83)$	$0.983 \pm 0.0280 (2.85) \pm 0.0401 (4.08)$
[15-20]	$1.47 \pm 2.57e-03 (0.17) \pm 0.0256 (1.74)$	$1.61 \pm 0.0489 (3.03) \pm 0.0665 (4.13)$
[21-25]	$1.93 \pm 3.41e-03 (0.18) \pm 0.0321 (1.66)$	$1.76 \pm 0.0773 (4.38) \pm 0.0882 (5.00)$
[26-33]	$2.45 \pm 4.34e-03 (0.18) \pm 0.0401 (1.64)$	$2.56 \pm 0.0980 (3.83) \pm 0.117 (4.58)$
[34-41]	$3.10 \pm 5.54e-03 (0.18) \pm 0.0557 (1.80)$	$3.38 \pm 0.166 (4.91) \pm 0.171 (5.06)$
[42-50]	$3.78 \pm 6.79e-03 (0.18) \pm 0.0804 (2.13)$	$3.83 \pm 0.274 (7.14) \pm 0.198 (5.18)$
[51-60]	$4.52 \pm 8.20e-03 (0.18) \pm 0.117 (2.58)$	$4.51 \pm 0.499 (11.08) \pm 0.185 (4.11)$
[61-100]	$5.58 \pm 1.02e-02 (0.18) \pm 0.182 (3.26)$	$6.70 \pm 0.941 (14.04) \pm 0.261 (3.89)$



ALI-PREL-346195

FIGURE F.1 – Haut : taux de production relatif inclusif de $\psi(2S)$ en fonction de la densité relative de particules chargées par unité de pseudo-rapidité dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Bas : rapport entre le taux de production relatif de $\psi(2S)$ (axe des ordonnées de l’histogramme du haut) et la multiplicité relative (axe des abscisses).

F.2 Production de $\psi(2S)$ par rapport aux J/ψ en fonction de la multiplicité

Comme elle a été introduite dans la Section 6.1, la production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ est définie comme le rapport des taux de production relatifs de $\psi(2S)$ et de J/ψ . Or, ces deux grandeurs comportent différents termes correctifs et de normalisation considérés équivalents pour les deux mésons. Ces hypothèses, décrites dans les chapitres 5 et 6 incluent également la correction d’acceptance-efficacité dont l’évaluation est réalisée dans le cas du J/ψ car le nombre de $\psi(2S)$ produits à haute multiplicité est insuffisant pour permettre de mesurer des taux de production différentiels en p_T et rapidité dans chaque intervalle de multiplicité. Pour ces raisons, la mesure de production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ est directement construite à partir l’extraction de signal. La Figure F.2 montre les résultats de l’analyse présentée dans ce manuscrit sur la mesure de la production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées. Les valeurs numériques correspondant à ces résultats sont reportées dans la Table F.2.

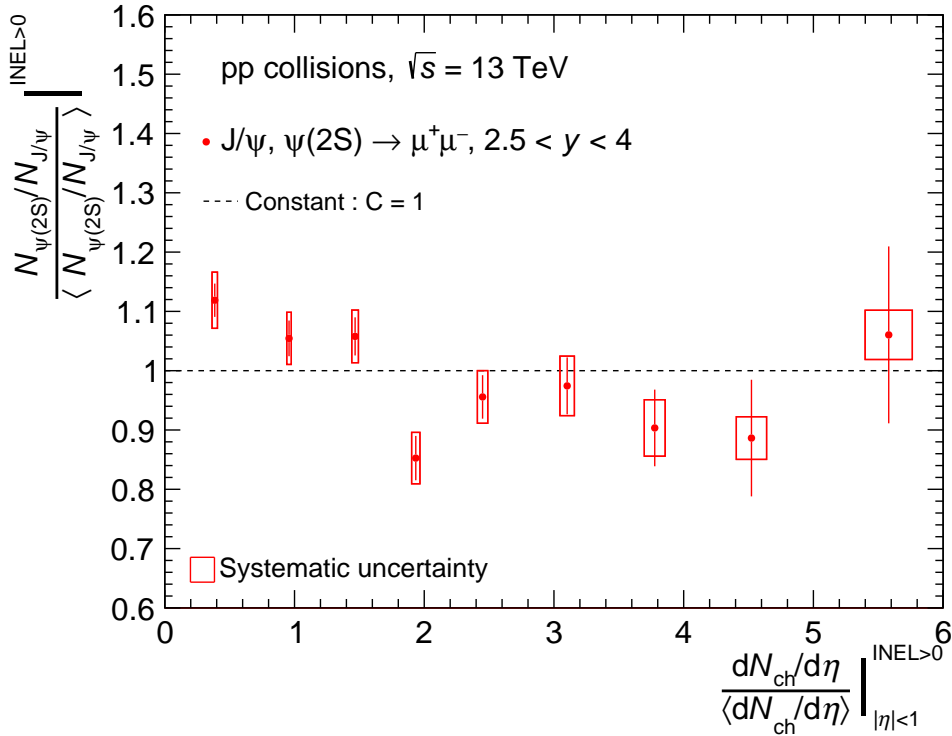


FIGURE F.2 – Production relative inclusive de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ en fonction de la multiplicité relative de particules chargées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

TABLE F.2 – Densité relative de particules chargées par unité de pseudo-rapacité et production relative de $\psi(2S)$ par rapport au J/ψ . Les valeurs reportées correspondent aux résultats présentés par la Figure F.2.

N_{trk}^{Corr}	$\frac{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^i}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle} \pm \Delta^{stat} (\%) \pm \sigma^{syst} (\%)$	$R_{c\bar{c}}^i \pm \Delta^{stat} (\%) \pm \sigma^{syst} (\%)$
[1-8]	$0.385 \pm 6.60e-04 (0.17) \pm 0.0208 (5.40)$	$1.12 \pm 0.0281 (2.51) \pm 0.0474 (4.24)$
[9-14]	$0.957 \pm 1.67e-03 (0.17) \pm 0.0175 (1.83)$	$1.05 \pm 0.0301 (2.85) \pm 0.0440 (4.17)$
[15-20]	$1.47 \pm 2.57e-03 (0.17) \pm 0.0256 (1.74)$	$1.06 \pm 0.0374 (3.04) \pm 0.0444 (4.20)$
[21-25]	$1.93 \pm 3.41e-03 (0.18) \pm 0.0321 (1.66)$	$0.853 \pm 0.0374 (4.39) \pm 0.0433 (5.08)$
[26-33]	$2.45 \pm 4.34e-03 (0.18) \pm 0.0401 (1.64)$	$0.956 \pm 0.0367 (3.84) \pm 0.0444 (4.64)$
[34-41]	$3.10 \pm 5.54e-03 (0.18) \pm 0.0557 (1.80)$	$0.974 \pm 0.0480 (4.92) \pm 0.0501 (5.14)$
[42-50]	$3.78 \pm 6.79e-03 (0.18) \pm 0.0804 (2.13)$	$0.903 \pm 0.0646 (7.16) \pm 0.0476 (5.27)$
[51-60]	$4.52 \pm 8.20e-03 (0.18) \pm 0.117 (2.58)$	$0.886 \pm 0.0983 (11.10) \pm 0.0360 (4.06)$
[61-100]	$5.58 \pm 1.02e-02 (0.18) \pm 0.182 (3.26)$	$1.06 \pm 0.149 (14.07) \pm 0.0415 (3.92)$

Bibliographie

- [1] CMS COLLABORATION. *Investigation into the event-activity dependence of $Y(nS)$ relative production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. 2020. arXiv : [2007.04277](https://arxiv.org/abs/2007.04277) [[hep-ex](#)].
- [2] ALICE COLLABORATION. *Multiplicity dependence of J/ψ production at midrapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*. 2020. arXiv : [2005.11123](https://arxiv.org/abs/2005.11123) [[nucl-ex](#)].
- [3] C.C.W. TAYLOR. *The Atomists, Leucippus and Democritus : Fragments : a Text and Translation with a Commentary*. Phoenix Pre-socratics; Volume 5/ Phoenix : Supplementary Volume 36. University of Toronto Press, 2010. ISBN : 9781442612129.
- [4] J DALTON. « III. On the absorption of gases by water and other liquids ». In : *The Philosophical Magazine* 24.93 (1896), p. 15–24. DOI : [10.1080/14786440608563325](https://doi.org/10.1080/14786440608563325). eprint : <https://doi.org/10.1080/14786440608563325>. URL : <https://doi.org/10.1080/14786440608563325>.
- [5] D. I. MENDELEIEV. « The experiment of a system of elements based on their atomic weight and chemical similarity ». In : (1869).
- [6] H BECQUEREL. « Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents ». In : *Comptes-rendus de l'Académie des sciences, séance du 24 février 1896* (1896).
- [7] M. CURIE. « Rayons émis par les composés de l'uranium et du thorium ». In : (1898). Note de M. Curie. C.R. T.126 (1898) 1101-1103. URL : https://www.academie-sciences.fr/archivage_site/activite/archive/dossiers/Curie/Curie_pdf/CR1898_p1101.pdf.
- [8] J. J. THOMSON. « XL. Cathode Rays ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 44.269 (1897), p. 293–316. DOI : [10.1080/14786449708621070](https://doi.org/10.1080/14786449708621070).
- [9] J. J. THOMSON. « XXIV. On the structure of the atom : an investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle; with application of the results to the theory of atomic structure ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 7.39 (1904), p. 237–265. DOI : [10.1080/14786440409463107](https://doi.org/10.1080/14786440409463107).
- [10] E. RUTHERFORD. « LXXIX. The scattering of I_{\pm} and I^2 particles by matter and the structure of the atom ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 21.125 (1911), p. 669–688. DOI : [10.1080/14786440508637080](https://doi.org/10.1080/14786440508637080).
- [11] E. RUTHERFORD. « LII. Collision of I_{\pm} particles with light atoms II. Velocity of the hydrogen atom ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 37.222 (1919), p. 562–571. DOI : [10.1080/14786440608635917](https://doi.org/10.1080/14786440608635917).

- [12] N. BOHR. « I. On the constitution of atoms and molecules ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 26.151 (1913), p. 1–25. DOI : [10.1080/14786441308634955](https://doi.org/10.1080/14786441308634955).
- [13] E. SCHRÖDINGER. « An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules ». In : *Phys. Rev.* 28 (6 1926), p. 1049–1070. DOI : [10.1103/PhysRev.28.1049](https://doi.org/10.1103/PhysRev.28.1049).
- [14] F. ENGLERT et R. BROUT. « Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (9 1964), p. 321–323. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321).
- [15] P.W. HIGGS. « Broken symmetries, massless particles and gauge fields ». In : *Physics Letters* 12.2 (1964), p. 132–133. ISSN : 0031-9163. DOI : [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)91136-9](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)91136-9).
- [16] G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN et T. W. B. KIBBLE. « Global Conservation Laws and Massless Particles ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (20 1964), p. 585–587. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.585](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585).
- [17] A. EINSTEIN. « Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie ». In : *Annalen der Physik* 354.7 (1916), p. 769–822. DOI : [10.1002/andp.19163540702](https://doi.org/10.1002/andp.19163540702).
- [18] M.E. PESKIN et D.V. SCHROEDER. *An Introduction To Quantum Field Theory*. Frontiers in Physics. Avalon Publishing, 1995. ISBN : 9780813345437. URL : <https://books.google.fr/books?id=EVeNNcslvX0C>.
- [19] F. HALZEN et Alan D. MARTIN. *Quarks and leptons : an introductory course in modern particle Physics*. Jan. 1984. ISBN : 978-0-471-88741-6.
- [20] A. SALAM et J. C. WARD. « Weak and electromagnetic interactions ». In : *Il Nuovo Cimento (1955-1965)* 11 (1959), p. 568–577. DOI : [10.1007/BF02726525](https://doi.org/10.1007/BF02726525).
- [21] Steven WEINBERG. « A Model of Leptons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 19 (21 1967), p. 1264–1266. DOI : [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264).
- [22] David J. GROSS et Frank WILCZEK. « Asymptotically Free Gauge Theories. I ». In : *Phys. Rev. D* 8 (10 1973), p. 3633–3652. DOI : [10.1103/PhysRevD.8.3633](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.8.3633).
- [23] David J. GROSS et Frank WILCZEK. « Asymptotically free gauge theories. II ». In : *Phys. Rev. D* 9 (4 1974), p. 980–993. DOI : [10.1103/PhysRevD.9.980](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.980).
- [24] ATLAS COLLABORATION. « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ». In : *Physics Letters B* 716.1 (2012), p. 1–29. ISSN : 0370-2693. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>.
- [25] CMS COLLABORATION. « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC ». In : *Physics Letters B* 716.1 (2012), p. 30–61. ISSN : 0370-2693. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>.
- [26] « Standard Model of particle physics ». In : *Wikipedia* (2015). URL : https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model.
- [27] M. GELL-MANN. « A schematic model of baryons and mesons ». In : *Physics Letters* 8.3 (1964), p. 214–215. ISSN : 0031-9163. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0031-9163\(64\)92001-3](https://doi.org/10.1016/S0031-9163(64)92001-3).
- [28] G. ZWEIG. « An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1 ». In : (jan. 1964).
- [29] C. J. MAXWELL. *Perturbative and non-perturbative QCD*. 2006. arXiv : [hep-ph/0611120](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0611120) [hep-ph].

- [30] S. BETHKE. « $\alpha(s)$ 2016 ». In : *Nuclear and Particle Physics Proceedings* 282-284 (2017). 19th International Conference in Quantum Chromodynamics, p. 149 –152. ISSN : 2405-6014. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2016.12.028>.
- [31] N. CABIBBO et G. PARISI. « Exponential hadronic spectrum and quark liberation ». In : *Physics Letters B* 59.1 (1975), p. 67 –69. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(75\)90158-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(75)90158-6).
- [32] Kenneth G. WILSON. « Confinement of quarks ». In : *Phys. Rev. D* 10 (8 1974), p. 2445–2459. DOI : [10.1103/PhysRevD.10.2445](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.10.2445).
- [33] A. BAZAVOV et al. « Chiral crossover in QCD at zero and non-zero chemical potentials ». In : *Physics Letters B* 795 (2019), p. 15 –21. ISSN : 0370-2693. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.05.013>.
- [34] Z. FODOR et S.D. KATZ. « Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses ». In : *JHEP* 04 (2004), p. 050. DOI : [10.1088/1126-6708/2004/04/050](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/04/050). arXiv : [hep-lat/0402006](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0402006).
- [35] Mohamad TARHINI. « Mesure de la production du boson Z et du J/ψ dans les collisions p-Pb et Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV avec ALICE ». Thèse de Doctorat. Thèse de doct. 2017. URL : <http://www.theses.fr/2017SACLS283>.
- [36] M. BALDO et al. « Neutron stars and the transition to color superconducting quark matter ». In : *Physics Letters B* 562.3-4 (2003), 153–160. ISSN : 0370-2693. DOI : [10.1016/s0370-2693\(03\)00556-2](https://doi.org/10.1016/s0370-2693(03)00556-2).
- [37] Erwann MASSON. « Measurement of the isolated photon production in proton-proton and proton-lead collisions at the LHC with the ALICE experiment ». Theses. Ecole nationale supérieure Mines-Télécom Atlantique, 2019. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02383220>.
- [38] J.D. BJORKEN. « Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region ». In : *Phys. Rev. D* 27 (1983), p. 140–151. DOI : [10.1103/PhysRevD.27.140](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.27.140).
- [39] Michael STRICKLAND. « Anisotropic Hydrodynamics : Three lectures ». In : *Acta Phys. Polon. B* 45.12 (2014). Sous la dir. de Michal PRASZALOWICZ, p. 2355–2394. DOI : [10.5506/APhysPolB.45.2355](https://doi.org/10.5506/APhysPolB.45.2355). arXiv : [1410.5786 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/1410.5786).
- [40] R. SNELLINGS. « Collective expansion at the LHC : selected ALICE anisotropic flow measurements ». In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 41.12 (2014), p. 124007. ISSN : 1361-6471. DOI : [10.1088/0954-3899/41/12/124007](https://doi.org/10.1088/0954-3899/41/12/124007).
- [41] Richard P. FEYNMAN. « Very High-Energy Collisions of Hadrons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 23 (24 1969), p. 1415–1417. DOI : [10.1103/PhysRevLett.23.1415](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.1415).
- [42] Z. KOBA, H.B. NIELSEN et P. OLESEN. « Scaling of multiplicity distributions in high energy hadron collisions ». In : *Nuclear Physics B* 40 (1972), p. 317 –334. ISSN : 0550-3213. DOI : [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(72\)90551-2](https://doi.org/10.1016/0550-3213(72)90551-2).
- [43] A. BREAKSTONE et al. « Charged multiplicity distribution in pp interactions at CERN ISR energies ». In : *Phys. Rev. D* 30 (3 1984), p. 528–535. DOI : [10.1103/PhysRevD.30.528](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.30.528).
- [44] G.J. ALNER et al. « Scaling violations in multiplicity distributions at 200 and 900 GeV ». In : *Physics Letters B* 167.4 (1986), p. 476 –480. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(86\)91304-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91304-3).
- [45] M. BIYAJIMA et al. « Analyses of multiplicity distributions at Tevatron by a two-component stochastic model. No leading particle effect in E735 experiment ». In : *Physics Letters B* 515.3-4 (2001), 470–476. ISSN : 0370-2693. DOI : [10.1016/s0370-2693\(01\)00874-7](https://doi.org/10.1016/s0370-2693(01)00874-7).

- [46] Jan Fiete GROSSE-OETRINGHAUS et Klaus REYGERS. « Charged-particle multiplicity in proton–proton collisions ». In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 37.8 (2010), p. 083001. ISSN : 1361-6471. DOI : [10.1088/0954-3899/37/8/083001](https://doi.org/10.1088/0954-3899/37/8/083001).
- [47] G.J. ALNER et al. « Multiplicity distributions in different pseudorapidity intervals at a CMS energy of 540 GeV ». In : *Physics Letters B* 160.1 (1985), p. 193–198. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)91491-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)91491-1).
- [48] A. GIOVANNINI et R. UGOCCIONI. « Possible scenarios for soft and semihard component structure in central hadron-hadron collisions in the TeV region ». In : *Phys. Rev. D* 59 (9 1999), p. 094020. DOI : [10.1103/PhysRevD.59.094020](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.59.094020).
- [49] R.E. ANSORGE et al. « Charged Particle Multiplicity Distributions at 200-GeV and 900-GeV Center-Of-Mass Energy ». In : *Z. Phys. C* 43 (1989). Sous la dir. de R. KOTTHAUS et Johann H. KUHN, p. 357. DOI : [10.1007/BF01506531](https://doi.org/10.1007/BF01506531).
- [50] T. ALEXOPOULOS et al. « The role of double parton collisions in soft hadron interactions ». In : *Phys. Lett. B* 435 (1998), p. 453–457. DOI : [10.1016/S0370-2693\(98\)00921-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00921-6).
- [51] Steve JACOBS, M.G. OLSSON et III SUCHYTA Casimir. « Comparing the Schrodinger and Spinless Salpeter Equations for Heavy Quark Bound States ». In : *Phys. Rev. D* 33 (1986), p. 3338. DOI : [10.1103/PhysRevD.33.3338](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.33.3338).
- [52] E. EICHTEN et al. « Charmonium : The Model ». In : *Phys. Rev. D* 17 (1978). [Erratum : *Phys.Rev.D* 21, 313 (1980)], p. 3090. DOI : [10.1103/PhysRevD.17.3090](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.17.3090).
- [53] J. J. AUBERT et al. « Experimental Observation of a Heavy Particle J ». In : *Phys. Rev. Lett.* 33 (23 1974), p. 1404–1406. DOI : [10.1103/PhysRevLett.33.1404](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1404).
- [54] J. E. AUGUSTIN et al. « Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation ». In : *Phys. Rev. Lett.* 33 (23 1974), p. 1406–1408. DOI : [10.1103/PhysRevLett.33.1406](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1406).
- [55] B. RICHTER. « Discovery of the ψ particles : a personal perspective ». In : *SLAC Beam Line* 7 (11 1976), p. 1406–1408. URL : <https://www.slac.stanford.edu/history/pubs/richterdis.pdf>.
- [56] LHCb COLLABORATION. *Measurement of $\psi(2S)$ production cross-sections in proton-proton collisions at 7 and 13 TeV*. 2019. arXiv : [1908.03099](https://arxiv.org/abs/1908.03099) [hep-ex].
- [57] M. TANABASHI et al. « Review of Particle Physics ». In : *Phys. Rev. D* 98 (3 2018 and 2019 update), p. 030001. URL : http://pdg.lbl.gov/2019/html/authors_2019.html.
- [58] H. SATZ. « Colour deconfinement and quarkonium binding ». In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 32.3 (2006), R25–R69. ISSN : 1361-6471. DOI : [10.1088/0954-3899/32/3/r01](https://doi.org/10.1088/0954-3899/32/3/r01).
- [59] S. W. HERB, D. C. HOM et L. M. LEDERMAN. « Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400 GeV Proton-Nucleus Collisions ». In : *Phys. Rev. Lett.* 39 (5 1977), p. 252–255. DOI : [10.1103/PhysRevLett.39.252](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.39.252).
- [60] M. STRICKLAND. « Anisotropic Hydrodynamics : Three Lectures ». In : *Acta Physica Polonica B* 45.12 (2014), p. 2355. ISSN : 1509-5770. DOI : [10.5506/aphyspolb.45.2355](https://doi.org/10.5506/aphyspolb.45.2355).
- [61] A. ANDRONIC et al. « Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era : from proton–proton to heavy-ion collisions ». In : *Eur. Phys. J. C* 76.3 (2016), p. 107. DOI : [10.1140/epjc/s10052-015-3819-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3819-5). arXiv : [1506.03981](https://arxiv.org/abs/1506.03981) [nucl-ex].
- [62] Harald FRITZSCH. « Producing heavy quark flavors in hadronic collisions : A test of quantum chromodynamics ». In : *Physics Letters B* 67.2 (1977), p. 217–221. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90108-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90108-3).

- [63] R. BAIER et R. RUCKL. « Hadronic Collisions : A Quarkonium Factory ». In : *Z. Phys. C* 19 (1983), p. 251. DOI : [10.1007/BF01572254](https://doi.org/10.1007/BF01572254).
- [64] G.P. LEPAGE et B.A. THACKER. « Effective lagrangians for simulating of heavy quark systems ». In : *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 4 (1988), p. 199–203. ISSN : 0920-5632. DOI : [https://doi.org/10.1016/0920-5632\(88\)90102-8](https://doi.org/10.1016/0920-5632(88)90102-8).
- [65] Geoffrey T. BODWIN, Eric BRAATEN et Jungil LEE. « Comparison of the color-evaporation model and the nonrelativistic QCD factorization approach in charmonium production ». In : *Physical Review D* 72.1 (2005). ISSN : 1550-2368. DOI : [10.1103/physrevd.72.014004](https://doi.org/10.1103/physrevd.72.014004).
- [66] Bin GONG et al. « Polarization for Prompt J/ψ and $\psi(2S)$ Production at the Tevatron and LHC ». In : *Physical Review Letters* 110.4 (2013). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.110.042002](https://doi.org/10.1103/physrevlett.110.042002).
- [67] Bernd A. KNIEHL et Gustav KRAMER. « Colour-octet contributions to photoproduction via fragmentation at HERA ». In : *Physics Letters B* 413.3-4 (1997), 416–421. ISSN : 0370-2693. DOI : [10.1016/s0370-2693\(97\)01126-x](https://doi.org/10.1016/s0370-2693(97)01126-x).
- [68] R.P. FEYNMAN. « The behavior of hadron collisions at extreme energies ». In : *Conf. Proc. C* 690905 (1969), p. 237–258.
- [69] T. SJÖSTRAND, S. MRENNNA et P. SKANDS. « A brief introduction to PYTHIA 8.1 ». In : *Computer Physics Communications* 178.11 (2008), 852–867. ISSN : 0010-4655. DOI : [10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036>.
- [70] J. ADAM et al. « Measurement of charm and beauty production at central rapidity versus charged-particle multiplicity in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ». In : *Journal of High Energy Physics* 2015.9 (2015). ISSN : 1029-8479. DOI : [10.1007/jhep09\(2015\)148](https://doi.org/10.1007/jhep09(2015)148).
- [71] K. WERNER et al. « Analyzing radial flow features in p-Pb and pp collisions at several TeV by studying identified-particle production with the event generator EPOS3 ». In : *Phys. Rev. C* 89 (6 2014), p. 064903. DOI : [10.1103/PhysRevC.89.064903](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.064903).
- [72] Drescher H.J. et al. « Parton-based Gribov Regge theory ». In : *Physics Reports* 350.2 (2001), p. 93–289. ISSN : 0370-1573. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(00\)00122-8](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(00)00122-8).
- [73] E. G. FERREIRO et C. PAJARES. « High multiplicity pp events and J/ψ production at energies available at the CERN Large Hadron Collider ». In : *Physical Review C* 86.3 (2012). ISSN : 1089-490X. DOI : [10.1103/physrevc.86.034903](https://doi.org/10.1103/physrevc.86.034903).
- [74] B. Z. KOPELIOVICH et al. « Heavy quarkonium in the saturated environment of high-multiplicity pp collisions ». In : *Physical Review D* 101.5 (2020). ISSN : 2470-0029. DOI : [10.1103/physrevd.101.054023](https://doi.org/10.1103/physrevd.101.054023).
- [75] Angelo ESPOSITO et al. « The nature of $X(3872)$ from high-multiplicity pp collisions ». In : (juin 2020). arXiv : [2006.15044 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2006.15044).
- [76] E.G. FERREIRO. « Excited charmonium suppression in proton-nucleus collisions as a consequence of comovers ». In : *Physics Letters B* 749 (2015), p. 98–103. ISSN : 0370-2693. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.07.066>.
- [77] E. G. FERREIRO et J. P. LANSBERG. « Is bottomonium suppression in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at LHC energies due to the same effects? » In : *Journal of High Energy Physics* 2018.10 (2018). ISSN : 1029-8479. DOI : [10.1007/jhep10\(2018\)094](https://doi.org/10.1007/jhep10(2018)094).

- [78] K. H. ACKERMANN, N. ADAMS et C. ADLER. « Elliptic Flow in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV ». In : *Physical Review Letters* 86.3 (2001), 402–407. ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.86.402](https://doi.org/10.1103/physrevlett.86.402).
- [79] K. AAMODT, B. ABELEV et A. ABRAHANTES QUINTANA. « Higher Harmonic Anisotropic Flow Measurements of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV ». In : *Physical Review Letters* 107.3 (2011). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.107.032301](https://doi.org/10.1103/physrevlett.107.032301).
- [80] Alver B. et AL. « System size dependence of cluster properties from two-particle angular correlations in Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ». In : *Physical Review C* 81.2 (2010). ISSN : 1089-490X. DOI : [10.1103/physrevc.81.024904](https://doi.org/10.1103/physrevc.81.024904).
- [81] V. KHACHATRYAN. « Measurement of long-range near-side two-particle angular correlations in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». In : *Physical Review Letters* 116.17 (2016). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.116.172302](https://doi.org/10.1103/physrevlett.116.172302).
- [82] P. KOCH, Berndt MULLER et Johann RAFELSKI. « Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions ». In : *Phys. Rept.* 142 (1986), p. 167–262. DOI : [10.1016/0370-1573\(86\)90096-7](https://doi.org/10.1016/0370-1573(86)90096-7).
- [83] « Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton–proton collisions ». In : *Nature Physics* 13.6 (2017), 535–539. ISSN : 1745-2481. DOI : [10.1038/nphys4111](https://doi.org/10.1038/nphys4111).
- [84] D.S.D. ALBUQUERQUE. « Hadronic resonances, strange and multi-strange particle production in Xe-Xe and Pb-Pb collisions with ALICE at the LHC ». In : *Nuclear Physics A* 982 (2019), 823–826. ISSN : 0375-9474. DOI : [10.1016/j.nuclphysa.2018.08.033](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.08.033).
- [85] J. ADAM et al. « Centrality dependence of inclusive J/ψ production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *Journal of High Energy Physics* 2015.11 (2015). ISSN : 1029-8479. DOI : [10.1007/jhep11\(2015\)127](https://doi.org/10.1007/jhep11(2015)127).
- [86] R. VOGT. *Cold Nuclear Matter Effects on Open and Hidden Heavy Flavor Production at the LHC*. 2015. arXiv : [1508.01286](https://arxiv.org/abs/1508.01286) [hep-ph].
- [87] J. ADAM et al. « Measurement of D-meson production versus multiplicity in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *Journal of High Energy Physics* 2016.8 (2016). ISSN : 1029-8479. DOI : [10.1007/jhep08\(2016\)078](https://doi.org/10.1007/jhep08(2016)078). URL : [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2016\)078](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2016)078).
- [88] Nirupam DUTTA et Nicolas BORGHINI. *Sequential suppression of quarkonia and high-energy nucleus-nucleus collisions*. 2012. arXiv : [1206.2149](https://arxiv.org/abs/1206.2149) [nucl-th].
- [89] S. CHATRCHYAN et al. « Event activity dependence of $Y(nS)$ production in $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV p-Pb and $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV pp collisions ». In : *Journal of High Energy Physics* 2014.4 (2014). ISSN : 1029-8479. DOI : [10.1007/jhep04\(2014\)103](https://doi.org/10.1007/jhep04(2014)103).
- [90] D. ADAMOVIĆ et al. « production as a function of charged-particle pseudorapidity density in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *Physics Letters B* 776 (2018), 91–104. ISSN : 0370-2693. DOI : [10.1016/j.physletb.2017.11.008](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.11.008).
- [91] ALICE COLLABORATION. *J/ψ production as a function of charged-particle multiplicity in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV*. 2020. arXiv : [2004.12673](https://arxiv.org/abs/2004.12673) [nucl-ex].
- [92] A. KHATUN. « J/ψ and $\psi(2S)$ production as a function of charged particle multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV and $\sqrt{s} = 5.02$ TeV ». Note d’analyse interne ANA-648.
- [93] D. THAKUR. « J/ψ production as function of charged-particle multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV at forward rapidity ». Note d’analyse interne ANA-734.

- [94] T. SJÖSTRAND et al. « An introduction to PYTHIA 8.2 ». In : *Computer Physics Communications* 191 (2015), 159–177. ISSN : 0010-4655. DOI : [10.1016/j.cpc.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024).
- [95] T. CHOWDHURY et Y. DING. « Y production as a function of charged particle multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with ALICE muon spectrometer ». Note d'analyse interne ANA-839.
- [96] CERN. « Le Synchrocyclotron ». In : *Site officiel du CERN* (Mise en service : 1957). URL : <https://home.cern/fr/science/accelerators/synchrocyclotron>.
- [97] CERN. « PS - le synchrotron à protons ». In : *Site officiel du CERN* (Mise en service : 1959). URL : <https://home.cern/fr/science/accelerators/proton-synchrotron>.
- [98] CERN. « Les anneaux de stockage à intersections ». In : *Site officiel du CERN* (Mise en service : 1971). URL : <https://home.cern/fr/science/accelerators/intersecting-storage-rings>.
- [99] CERN. « Le SPS - le supersynchrotron à protons ». In : *Site officiel du CERN* (Mise en service : 1976). URL : <https://home.cern/fr/science/super-proton-synchrotron>.
- [100] G. ARNISON et al. « Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider ». In : *Physics Letters B* 126.5 (1983), p. 398–410. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90188-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90188-0).
- [101] P. BAGNAIA et al. « Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $p\bar{p}$ collider ». In : *Physics Letters B* 129.1 (1983), p. 130–140. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90744-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90744-X).
- [102] CERN. « Grand collisionneur électron-positon ». In : *Site officiel du CERN* (Mise en service : 1989). URL : <https://home.cern/fr/science/large-electron-positron-collider>.
- [103] CERN. « Accélérateur linéaire 2 ». In : *Site officiel du CERN* (Mise en service : 1978). URL : <https://home.cern/fr/science/accelerators/linear-accelerator-2>.
- [104] CERN. « Le Booster du Synchrotron à protons ». In : *Site officiel du CERN* (Mise en service : 1972). URL : <https://home.cern/fr/science/proton-synchrotron-booster>.
- [105] Esma MOBS. « The CERN accelerator complex - August 2018. Complexe des accélérateurs du CERN - Août 2018 ». In : (2018). General Photo. URL : <https://cds.cern.ch/record/2636343>.
- [106] CERN. « Chiffres clés du LHC ». In : *Site officiel du CERN* (FAQ). URL : <https://home.cern/fr/resources/faqs/facts-and-figures-about-lhc>.
- [107] The ATLAS COLLABORATION. « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08003–S08003. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/s08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08003).
- [108] The CMS COLLABORATION. « The CMS experiment at the CERN LHC ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08004–S08004. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/s08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08004).
- [109] The LHCb COLLABORATION. « The LHCb Detector at the LHC ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08005–S08005. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/s08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08005).
- [110] The ALICE COLLABORATION. « The ALICE experiment at the CERN LHC ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08002–S08002. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/s08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08002).
- [111] Jean-Luc CARON. « LHC Layout.. Schema general du LHC. » AC Collection. Legacy of AC. Pictures from 1992 to 2002. 1997. URL : <https://cds.cern.ch/record/841567>.

- [112] LHCb COLLABORATION. *Physics case for an LHCb Upgrade II - Opportunities in flavour physics, and beyond, in the HL-LHC era*. 2018. arXiv : 1808.08865 [hep-ex].
- [113] CERN. « Des travaux visant à doper la luminosité du LHC ». In : *Site officiel du CERN* (2018). URL : <https://home.cern/fr/news/press-release/accelerators/major-work-starts-boost-luminosity-lhc>.
- [114] Emma WARD. « LHC and HL-LHC timeline for ATLAS website ». General Photo. 2018. URL : <http://cds.cern.ch/record/2652466>.
- [115] ALICE COLLABORATION. *ALICE Inner Tracking System (ITS) : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. Geneva : CERN, 1999. URL : <https://cds.cern.ch/record/391175>.
- [116] ALICE COLLABORATION. *ALICE time projection chamber : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. Geneva : CERN, 2000. URL : <https://cds.cern.ch/record/451098>.
- [117] ALICE COLLABORATION. *ALICE transition-radiation detector : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. Geneva : CERN, 2001. URL : <https://cds.cern.ch/record/519145>.
- [118] ALICE COLLABORATION. *ALICE Time-Of-Flight system (TOF) : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. Geneva : CERN, 2000. URL : <https://cds.cern.ch/record/430132>.
- [119] ALICE COLLABORATION. *ALICE high-momentum particle identification : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. Geneva : CERN, 1998. URL : <https://cds.cern.ch/record/381431>.
- [120] ALICE COLLABORATION. *ALICE Photon Spectrometer (PHOS) : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. Geneva : CERN, 1999. URL : <https://cds.cern.ch/record/381432>.
- [121] ALICE COLLABORATION. *ALICE Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*. CERN-LHCC-2008-014. ALICE-TDR-14. 2008. URL : <https://cds.cern.ch/record/1121574>.
- [122] ALICE COLLABORATION. *ALICE DCal : An Addendum to the EMCal Technical Design Report Di-Jet and Hadron-Jet correlation measurements in ALICE*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2010-011. ALICE-TDR-14-add-1. 2010. URL : <https://cds.cern.ch/record/1272952>.
- [123] A. FERNANDEZ, S. KARTAL et C. PAGLIARONE. *ACORDE - A Cosmic Ray Detector for ALICE*. 2006. arXiv : physics/0612051 [physics.ins-det].
- [124] ALICE COLLABORATION. *ALICE dimuon forward spectrometer : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. Geneva : CERN, 1999. URL : <https://cds.cern.ch/record/401974>.
- [125] ALICE COLLABORATION. *ALICE Photon Multiplicity Detector (PMD) : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. Geneva : CERN, 1999. URL : <https://cds.cern.ch/record/451099>.
- [126] ALICE COLLABORATION. *ALICE forward detectors : FMD, TO and VO : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. Submitted on 10 Sep 2004. Geneva : CERN, 2004. URL : <https://cds.cern.ch/record/781854>.
- [127] ALICE COLLABORATION. *ALICE Zero-Degree Calorimeter (ZDC) : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. Geneva : CERN, 1999. URL : <https://cds.cern.ch/record/381433>.

- [128] Abraham VILLATORO TELLO. « AD, the ALICE diffractive detector ». In : *AIP Conf. Proc.* 1819.1 (2017), p. 040020. DOI : [10.1063/1.4977150](https://doi.org/10.1063/1.4977150).
- [129] Arturo TAURO. « ALICE Schematics ». General Photo. 2017. URL : <https://cds.cern.ch/record/2263642>.
- [130] P. KUIJER. « The inner tracking system of the Alice experiment ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 530.1 (2004). Proceedings of the 6th International Conference on Large Scale Applications and Radiation Hardness of Semiconductor Detectors, p. 28 –32. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.05.042>.
- [131] Antonin MAIRE et David DOBRIGKEIT CHINELLATO. « ALICE sub-detectors highlighted (LHC runs 1+2 and runs 3+4) ». General Photo. 2017. URL : <https://cds.cern.ch/record/2302924>.
- [132] ALICE COLLABORATION. « Dimuon Forward Spectrometer : Tracking Chambers ». URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/MuonTracking>.
- [133] Christophe SUIRE. « Installation of station 1 of the tracking chambers of the ALICE Muon Spectrometer ». ALICE Collection. 2007. URL : <http://cds.cern.ch/record/1046255>.
- [134] ALICE COLLABORATION. *ALICE trigger data-acquisition high-level trigger and control system : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. Geneva : CERN, 2004. URL : <https://cds.cern.ch/record/684651>.
- [135] F. CARENA et al. « The ALICE data acquisition system ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 741 (2014), p. 130–162. DOI : [10.1016/j.nima.2013.12.015](https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.12.015).
- [136] Rene BRUN et Fons RADEMAKERS. « ROOT : An object oriented data analysis framework ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389.1 (1997). New Computing Techniques in Physics Research V, p. 81 –86. ISSN : 0168-9002. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X).
- [137] ALICE COLLABORATION. « ALICE Analysis repository ». Dépôt GitHub. 2020. URL : <https://github.com/alisw/AliRoot>.
- [138] R. BRUN et al. *GEANT : Detector Description and Simulation Tool; Oct 1994*. CERN Program Library. Long Writeup W5013. Geneva : CERN, 1993. DOI : [10.17181/CERN.MUHF.DMJ1](https://doi.org/10.17181/CERN.MUHF.DMJ1). URL : <http://cds.cern.ch/record/1082634>.
- [139] ALICE COLLABORATION. « ALICE Analysis repository ». Dépôt GitHub. 2020. URL : <https://github.com/alisw/AliPhysics/>.
- [140] CERN. « Stockage des données ». In : *Site officiel du CERN* (). URL : <https://home.cern/fr/science/storage>.
- [141] Jamie SHIERS. « The Worldwide LHC Computing Grid (worldwide LCG) ». In : *Computer Physics Communications* 177.1 (2007). Proceedings of the Conference on Computational Physics 2006, p. 219 –223. ISSN : 0010-4655. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2007.02.021>.
- [142] The ALICE COLLABORATION. « Upgrade of the ALICE Experiment : Letter Of Intent ». In : *J. Phys. G* 41 (2014), p. 087001. DOI : [10.1088/0954-3899/41/8/087001](https://doi.org/10.1088/0954-3899/41/8/087001).
- [143] The ALICE COLLABORATION. *Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2013-024. ALICE-TDR-017. 2013. DOI : [10.1088/0954-3899/41/8/087002](https://doi.org/10.1088/0954-3899/41/8/087002). URL : <https://cds.cern.ch/record/1625842>.

- [144] The ALICE COLLABORATION. *Technical Design Report for the Muon Forward Tracker*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2015-001. ALICE-TDR-018. 2015. URL : <https://cds.cern.ch/record/1981898>.
- [145] The ALICE COLLABORATION. *Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2013-020. ALICE-TDR-016. 2013. URL : <http://cds.cern.ch/record/1622286>.
- [146] P ANTONIOLI, A KLUGE et W RIEGLER. *Upgrade of the ALICE Readout and Trigger System*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2013-019. ALICE-TDR-015. 2013. URL : <https://cds.cern.ch/record/1603472>.
- [147] P BUNCIC, M KRZEWICKI et P VANDE VYVRE. *Technical Design Report for the Upgrade of the Online-Offline Computing System*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2015-006. ALICE-TDR-019. 2015. URL : <http://cds.cern.ch/record/2011297>.
- [148] *Addendum of the Letter of Intent for the upgrade of the ALICE experiment : The Muon Forward Tracker*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2013-014. LHCC-I-022-ADD-1. Geneva : CERN, 2013. URL : <https://cds.cern.ch/record/1592659>.
- [149] C. VUILLEMIN. « MFT Ladder assembly status ». Internal presentation : 12th ALICE ITS upgrade, MFT and O2 asian workshop, Seoul (Korea). 2018. URL : <https://indico.cern.ch/event/756081/contributions/3211410>.
- [150] ALICE COLLABORATION et M. MAGER. « ALPIDE, the Monolithic Active Pixel Sensor for the ALICE ITS upgrade ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 824 (2016). Frontier Detectors for Frontier Physics : Proceedings of the 13th Pisa Meeting on Advanced Detectors, p. 434–438. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.09.057>.
- [151] S. MATTIAZZO et al. « iMPACT : An Innovative Tracker and Calorimeter for Proton Computed Tomography ». In : *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences* 2.4 (2018), p. 345–352. DOI : [10.1109/TRPMS.2018.2825499](https://doi.org/10.1109/TRPMS.2018.2825499).
- [152] G. AGLIERI et ALICE ITS Project TEAM. « Overview of the ALPIDE Pixel Sensor Features ». COMPASSE Front-End, Trigger and DAQ Workshop, Internal presentation. 2020.
- [153] S. KUSHPIL, F. KRIZEK et A. ISAKOV. « Recent Results From Beam Tests of the ALPIDE Pixel Chip for the Upgrade of the ALICE Inner Tracker ». In : *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 66.11 (2019), p. 2319–2323. DOI : [10.1109/TNS.2019.2945234](https://doi.org/10.1109/TNS.2019.2945234).
- [154] CERN. « CERNBox ». Espace de stockage en ligne pour les utilisateurs du CERN.
- [155] The Qt COMPANY. « Qt framework ». Logiciel de développement d’interfaces graphiques. URL : <https://www.qt.io/product/framework>.
- [156] Volker BLOBEL et Claus KLEINWORT. *A New Method for the High-Precision Alignment of Track Detectors*. 2002. arXiv : [hep-ex/0208021](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0208021) [hep-ex].
- [157] T. PIEROG et al. « EPOS LHC : Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider ». In : *Physical Review C* 92.3 (2015). ISSN : 1089-490X. DOI : [10.1103/physrevc.92.034906](https://doi.org/10.1103/physrevc.92.034906). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.92.034906>.
- [158] J. CRKOVSKA. « Forward J/ψ production as a function of charged particle multiplicity at mid-rapidity p-Pb and Pb-p at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV ». Note d’analyse interne ANA-648.
- [159] S. WEBER. « Inclusive J/ψ production as a function of charged particle density at mid-rapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». Note d’analyse interne ANA-594.

- [160] S. DASH et AL. « Pile-up tagging with SPD vertexers ». Note interne ALICE-INT-2009-026.
- [161] F. PRINO et R. SHAHOYAN. « Selection of vertex from triggered interactions and Pile-up with vertexer tracks. » ALICE Physics Week, Jyvaskyla 2011.
- [162] E. BRUNA et al. « Vertex reconstruction for proton-proton collisions in ALICE ». ALICE Internal NOTE, ALICE-INT-2009-018. Oct. 2009.
- [163] J. MARTIN BLANCO. « Study of J/ψ production dependence with the charged particle multiplicity in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV and pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ALICE experiment at the LHC ». Thèse de doct. 2015. URL : <http://www.theses.fr/2015NANT2051>.
- [164] S. G. WEBER et al. « Elucidating the multiplicity dependence of J/ψ production in proton-proton collisions with PYTHIA8 ». In : *The European Physical Journal C* 79.1 (2019). ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-018-6531-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6531-4).

Titre : Étude du $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 13$ TeV au LHC avec le détecteur ALICE. Caractérisation et tests sous faisceau du Muon Forward Tracker d'ALICE

Mots clés : ALICE, LHC, QCD, charmonia, collisions proton-proton, multiplicité, MFT

Résumé : Au CERN, l'expérience ALICE est dédiée à l'étude de la matière hadronique à haute température et densité d'énergie. Pour en identifier les propriétés, la production de sondes composées de quarks lourds comme les charmonia J/ψ et $\psi(2S)$ est mesurée dans différents systèmes collisionnels. La production des charmonia dans les collisions proton-proton à haute énergie au LHC permet de mettre à l'épreuve la description théorique de leurs mécanismes de production en l'absence de matière hadronique chaude. L'environnement de haute multiplicité de particules chargées créé par ces collisions permet d'étudier le rôle des interactions partoniques multiples et de potentiels effets collectifs dans les petits systèmes. Dans ce contexte, la mesure des $\psi(2S)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV

au cours du Run 2 du LHC, est présentée dans cette thèse. La mesure de production relative de $\psi(2S)$ par rapport à l'état fondamental J/ψ est également présentée et comparée à différentes mesures et prédictions théoriques visant à améliorer la compréhension des corrélations constatées entre les processus en jeu à différentes échelles d'énergie. Au Run 3, le Muon Forward Tracker (MFT) sera l'une des importantes améliorations prévues pour le détecteur ALICE. Il permettra d'étendre son programme de physique et d'accroître significativement la précision de ses mesures. Le processus de caractérisation des capteurs du MFT et les résultats des tests sous faisceau réalisés dans le cadre de la phase de mise en service du détecteur sont également présentés.

Title: Study of $\psi(2S)$ as a function of charged particle multiplicity in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV at the LHC with the ALICE detector. Characterization and beam tests of the ALICE Muon Forward Tracker

Keywords: ALICE, LHC, QCD, charmonia, proton-proton collisions, multiplicity, MFT

Abstract: At CERN, the ALICE experiment is dedicated to the study of hadronic matter at high temperature and energy density. In order to identify its properties, the production of probes made of heavy quarks such as the two charmonium states J/ψ and $\psi(2S)$, is measured in different collision systems. The charmonium production in high energy proton-proton collisions at the LHC allows to test the theoretical description of their production mechanisms without hot hadronic matter. The high charged-particle multiplicity environment created in such collisions allows to study the role of multiple partonic interactions and some potential collective effects in small systems. In this context, the measurement of $\psi(2S)$ as a function of charged-particle multiplicity in pp collisions

at $\sqrt{s} = 13$ TeV during the LHC Run 2 is presented in this thesis. The measurement of the relative production of $\psi(2S)$ with respect to the fundamental state J/ψ is also presented and compared to different measurements and theoretical predictions aiming to improve the understanding of the correlations observed between the processes occurring at different energy scales. During the Run 3, the Muon Forward Tracker (MFT) will be one of the important upgrades of the ALICE detector. It will extend its physics program and will significantly increase the precision of its measurements. The characterization process of the MFT sensors and the results of the beam tests performed during the detector commissioning phase are also presented.