

Table des matières

Introduction	1
1 La matière hadronique dans tous ses états	3
1.1 Introduction au modèle standard	3
1.2 L'interaction forte et la QCD	4
1.2.1 Liberté asymptotique et confinement	7
1.3 Le diagramme de phase de la matière hadronique	9
2 Structure des hadrons	11
2.1 Le modèle des partons	12
2.2 Fonctions de distributions partoniques	14
2.3 Modification des distributions partoniques nucléaires	15
3 Etude expérimentale de la matière nucléaire	17
3.1 Variables cinématiques d'une collision nucléaire	17
3.2 Évolution d'une collision nucléaire : scénario de Bjorken	19
3.3 Signatures du QGP	21
3.3.1 Sondes molles : $Q \gtrsim \Lambda_{\text{QCD}}$	22
3.3.2 Sondes dures : $Q \gg \Lambda_{\text{QCD}}$	22
4 Le J/ψ dans les collisions d'ions lourds	25
4.1 États liés quark-antiquark	25
4.2 Production hadronique de J/ψ	26
4.3 Photoproduction de J/ψ	28
4.4 Effets de la matière nucléaire froide	32
4.4.1 Etat initial de la collision nucléaire	33
4.4.2 Diffusions multiples et perte d'énergie	34
4.4.3 Absorption nucléaire	34
4.5 Effets de la matière nucléaire chaude	34

4.5.1	Dissociation séquentielle par écrantage de couleur	35
4.5.2	Régénération de quarkonia	36
4.5.3	Interaction avec les covoyageurs	37
4.6	Mesures récentes avec ALICE	37
4.6.1	Production de J/ψ en collisions pp	38
4.6.2	Production de J/ψ en collisions p–Pb	39
4.6.3	Production de J/ψ en collisions Pb–Pb	41
5	L’expérience ALICE au CERN	45
5.1	Large Hadron Collider	45
5.1.1	Les faisceaux au CERN	45
5.2	A Large Ion Collider Experiment	48
5.2.1	Les détecteurs globaux	49
5.2.2	Le tonneau central	52
5.2.3	Le spectromètre à muons	52
5.2.4	Le système d’acquisition des données	60
5.2.5	Traitements des données	61
6	Mesure inclusive de la production de J/ψ	63
6.1	Définition du facteur de modification nucléaire	63
6.2	Mesure de la centralité d’une collision	65
6.3	Sélection des événements	67
6.4	Extraction de signal	69
6.4.1	Extraction de signal du J/ψ	71
6.4.2	Tests systématiques sur l’extraction de signal du J/ψ	73
6.4.3	Incertitude systématique sur l’extraction de signal du J/ψ	75
6.5	Corrections	75
6.5.1	Normalisation des données	77
6.5.2	Acceptance Efficacité du détecteur	80
6.6	Taux de production et facteur de modification nucléaire	84
6.6.1	Grandeurs et incertitudes associées	85
6.6.2	Résumé des incertitudes systématiques	87
6.6.3	Résultats	88
7	Mesure de l’excès de la production de J/ψ à bas p_T	93
7.1	Particularités de l’extraction de signal	93

7.2	Facteur de modification nucléaire à basse impulsion transverse	95
7.3	Modélisation de la contribution hadronique à basse impulsion transverse	98
7.3.1	Modélisation du facteur de modification nucléaire	99
7.3.2	Modélisation de l'acceptance efficacité	103
7.3.3	Modélisation de la section efficace pp	105
7.3.4	Extraction du nombre de J/ψ hadroniques	106
7.4	Photoproduction cohérente de J/ψ en collisions nucléaires Pb–Pb . . .	108
7.4.1	Taux de J/ψ issus de la photoproduction cohérente	108
7.4.2	Correction d'acceptance efficacité de photoproduction cohérente	109
7.4.3	Luminosité	111
7.4.4	Section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ	112
7.5	Résultats	113
7.6	Discussion	118
Conclusion		121
A Liste des runs de données		125
B Fonctions d'ajustement		127
C Résultats de l'extraction de signal du J/ψ		135
D Résultats de l'acceptance efficacité		141
E Variations de l'acceptance efficacité		145
F Incertitudes systématiques intrinsèques au spectromètre à muons		149
G Resultats du R_{AA}du J/ψ		153
H Combinaisons et résultats de la paramétrisation hadronique		159
Bibliographie		167

Table des figures

1.1	Tableau décrivant les constituants élémentaires du Modèle Standard de la physique subatomique. Figure issue de [4].	5
1.2	Collection de mesures de la constante de couplage de l'interaction forte $\alpha_s(Q^2)$ en fonction de l'énergie de transfert Q . Figure issue de [15].	8
1.3	Diagramme de phase qualitatif des différents états de la matière hadronique. Figure issue de [19].	10
2.1	Diagramme de Feynman pour la diffusion profondément inélastique électron-hadron.	12
2.2	Représentation du PDF d'un nucléon à $Q = 2$ GeV (gauche) et $Q = 100$ GeV (droite). Figures issues de [24].	15
2.3	Illustration de la fonction d'ajustement EPPS16 du facteur de modification nucléaire $R_i^A(x, Q_0^2)$. Figure issue de [26].	16
3.1	Illustration du paramètre d'impact b entre deux noyaux lors d'une collision.	19
3.2	L'évolution d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes dans un diagramme d'espace-temps selon le scénario de Bjorken. Les paraboles représentent le temps propre du système dans le centre de masse tel que $\tau = t^2 - z^2$. Figure issue de [19]	21
4.1	Représentation des charmonia en fonction de leur masse et de leurs nombres quantiques ainsi que leurs modes de décroissances. Figure issue de [19].	26
4.2	Diagrammes de Feynman pour la formation des paires de quarks lourds à l'ordre dominant par annihilation de quarks (gauche) et par fusion de gluons (milieu et droite).	27
4.3	Diagramme de Feynman pour la photoproduction cohérente de J/ψ en collisions d'ions lourds.	29

4.4	Gauche : distribution en p_T des dimuons de signes opposés dans l'intervalle en masse du J/ψ ($2.85 < m_{\mu\mu} < 3.35 \text{ GeV}/c^2$) dans l'intervalle en rapidité $-4 < y < -2.5$. Droite : section efficace de photoproduction de J/ψ en fonction de la rapidité y . Mesure effectuée lors de collisions UPC Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ par la collaboration ALICE [53].	31
4.5	Taux de photoproduction cohérente de J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants N_{part} en collisions (a) Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ et (b) Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ [68]. Les données expérimentales ALICE sont extraites de [62].	33
4.6	Fonctions spectrales du J/ψ et du χ_c issues de simulations lQCD à différentes températures. Figure issue de [37].	36
4.7	Illustration de la contribution de la suppression par écrantage de couleur, de la régénération et de l'interaction avec les covoyageurs sur la probabilité de survie du J/ψ . Figure issue de [19].	37
4.8	Section efficace de production de J/ψ à rapidité avant $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ en fonction de p_T (gauche) et de y (droite). Mesures effectuées lors de collisions pp à différentes énergies de centre de masse par la collaboration ALICE. Figure issue de [89].	38
4.9	Taux de J/ψ auto-normalisé en fonction de la multiplicité à rapidité avant $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ et centrale $ y < 0.9$. Mesures effectuées lors de collisions pp à différentes énergies de centre de masse par la collaboration ALICE. Figure issue de [90].	39
4.10	Facteur de modification nucléaire en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.16 \text{ TeV}$ en fonction de la rapidité mesuré par ALICE et LHCb. Figures issue de [71].	40
4.11	Facteur de modification nucléaire en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.16 \text{ TeV}$ en fonction de p_T à rapidité négative $-4.46 < y_{\text{cms}} < -2.96$ (gauche) et à rapidité positive $2.03 < y_{\text{cms}} < 3.53$ (droite) mesuré par ALICE. Figures issue de [71].	41
4.12	Facteur de modification nucléaire en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ en fonction du nombre de nucléons participants mesuré par ALICE. Figures issue de [82].	42
4.13	Facteur de modification nucléaire en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ en fonction de p_T (gauche) et de y (droite) mesuré par ALICE. Figures issue de [83].	43

5.1	Complexe des accélérateurs du CERN. Figure issue de [92].	46
5.2	Schéma de l'expérience ALICE avec description de ses sous détecteurs. Figure issue de [95].	49
5.3	Vue des disques des scintillateurs V0A (haut gauche) et V0C (haut droite) accompagnée de vues schématiques du design des éléments de détection du V0A (bas gauche) et du V0C (bas droite). Figures issues et adaptées de [94].	50
5.4	Réprésentation schématique des différentes couches de l'ITS. Figure adaptée de [94].	52
5.5	Vue en coupe du spectromètre à muons d'ALICE. Figure issue de [96].	53
5.6	Schéma du principe de détection des chambres de trajectographie du spectromètre à muons. Figure issue de [97].	55
5.7	Photographies des stations de trajectographie 2 (gauche), 4 et 5 (droite) du système de trajectographie du spectromètre à muons. Figures issues de [94].	55
5.8	Représentation schématique du principe des éléments de détection du système de déclenchement du spectromètre à muons. Figure issue et adaptée de [98].	56
5.9	Représentation schématique du principe des chambres de trajectographie et des configurations de traces possibles à travers une station. Figure issue de [99].	57
6.1	Distribution de l'amplitude du V0 dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ ajustée par une fonction NBD-Glauber. Figure issue de [103].	66
6.2	Représentation schématique de l'extrapolation d'une trace de muons sortant de l'absorbeur frontal pour la mesure du DCA et du θ_{abs} . Figure issue de [19].	69
6.3	Distribution en masse invariante des paires de muons de signes opposés lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ après application de la sélection des traces. [This Thesis]	70

6.4	Distribution des paires de muons de charge opposées dans l'intervalle $0 < p_T < 0.3$ GeV/ c et la classe en centralité 0-10% (haut) et 70-90% (bas). La distribution est ajustée avec la somme d'une fonction qVWG pour décrire le bruit de fond et d'une double CB étendue pour décrire les pics de résonance du J/ψ et du $\psi(2S)$. (Voir annexe B pour les fonctions.) [This Thesis]	72
6.5	Synthèse des résultats issus des différents tests systématiques de l'extraction de signal du J/ψ pour $p_T < 15$ GeV/ c et intégré en centralité 0-90%. Haut : Nombre de J/ψ extrait en fonction de la configuration de l'ajustement. La ligne solide représente la moyenne pondérée. Les trois autres distributions montrent (en partant du haut) la masse, la largeur de résonance du J/ψ et le χ^2/NDF de l'ajustement. [This Thesis]	76
6.6	Fonctions de générations normalisées à 1 de la production de J/ψ en fonction de p_T (y) pour la dernière itérations dans chaque classe en centralité à gauche (droite). [This Thesis]	83
6.7	Distributions de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ des J/ψ en fonction de p_T (y) pour la dernière itérations dans chaque classe en centralité à gauche (droite). [This Thesis]	84
6.8	Distribution du taux invariant de J/ψ en fonction du p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ pour chaque classe en centralité. Les incertitudes sur chaque point sont les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélée au p_T est représentée à l'unité. [This Thesis]	89
6.9	Distribution du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ pour chaque classe en centralité. Les incertitudes sur chaque point sont les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélée au p_T est représentée à l'unité. [This Thesis]	91
6.9	Distribution du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ pour chaque classe en centralité. Les incertitudes sur chaque point sont les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélée au p_T est représentée à l'unité. [This Thesis]	92
7.1	Fonction Crystal-Ball étendue pour différents ensembles de paramètres décrivant les côtés de la fonction. [This Thesis]	95

7.2	Distribution du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$. La comparaison avec la composante hadronique est effectuée avec l'intervalle en p_T allant de $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$. Les incertitudes sur chaque points sont les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélée en centralité est représentée à l'unité. Les données sont comparées aux prédictions issues de [107]. Résultats publiés dans [108].	98
7.3	Ajustement de la distribution du $R_{\text{AA}}^{\text{h}} J/\psi$ en fonction du p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ à l'aide d'une fonction s'apparentant au Wood-saxoon pour les collisions centrales (0% à 50%). L'incertitude sur chaque point est la somme quadratique de l'incertitude statistique et des incertitudes systématiques non corrélées et ne correspondant pas aux incertitudes sur la section efficace pp et sur l'acceptance efficacité. [This Thesis]	101
7.3	Ajustement de la distribution du $R_{\text{AA}}^{\text{h}} J/\psi$ en fonction du p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ à l'aide d'une fonction linéaire pour les collisions périphériques (50% à 90%). L'incertitude sur chaque point est la somme quadratique de l'incertitude statistique et des incertitudes systématiques non corrélées et ne correspondant pas aux incertitudes sur la section efficace pp et sur l'acceptance efficacité. [This Thesis]	102
7.4	Ajustement de la distribution $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ en fonction de p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ à l'aide d'un rapport de deux fonctions Levy et d'un polynôme de troisième degré. L'incertitude sur chaque point correspond à l'incertitude statistique. [This Thesis]	104
7.4	Ajustement de la distribution $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ en fonction de p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ à l'aide d'un rapport de deux fonctions Levy et d'un polynôme de troisième degré. L'incertitude sur chaque point correspond à l'incertitude statistique. [This Thesis]	105
7.5	Ajustement de la distribution $d\sigma_{\text{pp}}^{\text{h}} J/\psi / dp_T$ en fonction de p_T à l'aide d'une fonction puissance et d'une fonction Levy. L'incertitude sur chaque point est la somme quadratique de l'incertitude statistique et des incertitudes systématiques non corrélées. [This Thesis]	106
7.6	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{\text{coh}}$ des J/ψ cohérents lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ en fonction de la centralité de la collision dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ et pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$. [This Thesis]	110

7.7	Section efficace de photoproduction de J/ψ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. Les incertitudes sur chaque points sont les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélée en centralité est notée dans la légende. Les données sont comparées aux prédictions issues de [65–67]. Résultats publiés dans [108].	115
7.8	Rapport des sections efficaces de photoproduction de J/ψ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ lors de collisions Pb–Pb à deux énergies ($\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV sur $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV). Les données à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV sont extraites de [62]. Les barres verticales représentent l'incertitude statistique tandis que les incertitudes systématiques non corrélées (corrélées) en centralité sont représentées par des rectangles vides (pleins). Les données sont comparées aux prédictions issues de [65–67]. Résultats publiés dans [108].	117
E.1	Variations de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ autour de la valeur moyenne obtenues en utilisant un paramétrage corrélé en $p_{\text{T}}\text{-}y$ en fonction du p_{T} . [This Thesis] . . .	145
E.2	Variations de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ autour de la valeur moyenne obtenues en utilisant un paramétrage corrélé en $p_{\text{T}}\text{-}y$ en fonction de y . [This Thesis] . . .	146
E.3	Déviation standard de la dispersion de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ après pondération des fonctions de générations tenant compte de la fluctuation statistique. [This Thesis]	147
E.4	Déviation standard de la dispersion de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ après pondération des fonctions de générations tenant compte de la fluctuation statistique. [This Thesis]	148
F.1	Efficacité de trajectographie des muons simples calculé à partir des traces reconstruites dans les données (bleu) et des simulations MC (rouge) pour la classe de déclenchement CMSL7 des périodes LHC18q et LHC18r en fonction du numéro de run (haut gauche), de p_{T} (haut droite), de y (bas gauche) et de ϕ (bas droite). [This Thesis]	150
F.2	Ajustement (ligne solide) de la fonction de réponse du système de déclenchement du spectromètre à muons en fonction de p_{T} dans les données (haut) et les simulations MC (bas). Figures issues de [106].	151

Liste des tableaux

4.1	Masse, énergie de liaison et température de dissociation des trois états de charmonia [37].	35
5.1	Caractéristiques principales du LHC [93].	47
6.1	Intervalle de paramètre d'impact, fonction de recouvrement nucléaire, nombre moyen de collisions binaires nucléon-nucléon et nombre moyen de nucléons participants pour 5 classes en centralité pour les données Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ [103].	66
6.2	Synthèse des informations concernant les données analysées.	68
6.3	Valeurs du facteur de normalisation de biais minimum pour les 3 périodes de prise de données Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ [31].	79
6.4	Fonction de recouvrement nucléaire et nombre moyen de nucléons participants pour chaque interval en centralité. Les incertitudes associées sont systématiques.	87
6.5	Résumé des incertitudes systématiques sur la mesure du facteur de modification nucléaire en pourcentage. Les incertitudes annotées d'une astérisque sont corrélées en fonction du p_T	88
7.1	Nombre de J/ψ obtenu pour chaque classe en centralité et pour les intervals en p_T $[0, 0.3] \text{ GeV}/c$, $[0.3, 1] \text{ GeV}/c$ $[1, 2] \text{ GeV}/c$ et $[1, 8] \text{ GeV}/c$. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.	96
7.2	Résumé des incertitudes systématiques sur la mesure du facteur de modification nucléaire en pourcentage. Les incertitudes annotées d'une astérisque sont corrélées en fonction de la centralité.	97

7.3	Nombre de J/ψ issus de la production hadronique obtenu à l'aide d'une paramétrisation de la contribution hadronique à basse impulsion transverse et nombre correspondant de J/ψ considérés en excès pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$. La dernière colonne correpond au nombre de J/ψ issus de la photoproduction cohérente obtenus à l'aide de l'équation 7.5.	109
7.4	Résumé des incertitudes systématiques sur la mesure de la section efficace de photoproduction cohérente des J/ψ en pourcentage. Les incertitudes annotées d'une astérisque sont corrélées en fonction de la centralité.	113
A.1	Run list LHC15o	125
A.2	Run list LHC18q	126
A.3	Run list LHC18r	126
B.1	Jeux de paramètres des fonctions de signal issus de l'ajustement du spectre de masse invariante provenant de simulations MC enrichies. . .	130
B.2	Jeux de paramètres des fonctions de signal issus de l'ajustement du spectre de masse invariante provenant de simulations MC enrichies. . .	131
B.3	Jeux de paramètres des fonctions de signal issus de l'ajustement du spectre de masse invariante provenant de simulations STARlight.	132
B.4	Jeux de paramètres des fonctions de signal issus de l'ajustement du spectre de masse invariante provenant des données pp data at 13 TeV. .	133
C.1	Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 0-90%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.	135
C.2	Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 0-10%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.	136
C.3	Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 10-30%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.	137
C.4	Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 30-50%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.	138

C.5	Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 50-70%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.	139
C.6	Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 70-90%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.	140
D.1	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ intégré en $2.5 < y < 4$ pour la classe en centralité 0-10%. Les incertitudes associées sont statistiques.	141
D.2	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ intégré en $2.5 < y < 4$ pour la classe en centralité 10-30%. Les incertitudes associées sont statistiques.	142
D.3	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ intégré en $2.5 < y < 4$ pour la classe en centralité 30-50%. Les incertitudes associées sont statistiques.	143
D.4	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ intégré en $2.5 < y < 4$ pour la classe en centralité 50-70%. Les incertitudes associées sont statistiques.	143
D.5	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ intégré en $2.5 < y < 4$ pour la classe en centralité 70-90%. Les incertitudes associées sont statistiques.	144
D.6	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ provenant de simulations STARLIGHT pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ et intégrée en $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont statistiques.	144
F.1	Incertitude systématique sur la réponse du déclencheur du spectromètre à muons intégrée en centralité 0-90%.	149
G.1	Facteur de modification nucléaire du J/ψ pour la classe en centralité 0-10% intégré en rapidité dans $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont les incertitudes statistiques et incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélées en p_T (pas inclue dans la table) vaut 2.6% pour cette classe en centralité.	153
G.2	Facteur de modification nucléaire du J/ψ pour la classe en centralité 10-30% intégré en rapidité dans $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont les incertitudes statistiques et incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélées en p_T (pas inclue dans la table) vaut 2.4% pour cette classe en centralité.	154

G.3 Facteur de modification nucléaire du J/ψ pour la classe en centralité 30-50% intégré en rapidité dans $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont les incertitudes statistiques et incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélées en p_T (pas inclue dans la table) vaut 3.2% pour cette classe en centralité.	155
G.4 Facteur de modification nucléaire du J/ψ pour la classe en centralité 50-70% intégré en rapidité dans $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont les incertitudes statistiques et incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélées en p_T (pas inclue dans la table) vaut 5.0% pour cette classe en centralité.	156
G.5 Facteur de modification nucléaire du J/ψ pour la classe en centralité 70-90% intégré en rapidité dans $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont les incertitudes statistiques et incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélées en p_T (pas inclue dans la table) vaut 7.6% pour cette classe en centralité.	157
H.1 Nombre hadronique de J/ψ pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ pour chaque combinaison de la paramétrisation hadronique dans la classe en centralité 30-50%.	161
H.2 Nombre hadronique de J/ψ pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ pour chaque combinaison de la paramétrisation hadronique dans la classe en centralité 10-30%.	162
H.3 Nombre hadronique de J/ψ pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ pour chaque combinaison de la paramétrisation hadronique dans la classe en centralité 0-10%.	163
H.4 Nombre hadronique de J/ψ pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ pour chaque combinaison de la paramétrisation hadronique dans la classe en centralité 70-90%.	165
H.5 Nombre hadronique de J/ψ pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ pour chaque combinaison de la paramétrisation hadronique dans la classe en centralité 50-70%.	166

Liste des abréviations

ALICE	A Large Ions Collider Experiment
AOD	Analysis Object Data
AP	Anchor Point
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
CERN	Centre Européen pour la Recherche Nucléaire
CGC	Color Glass Condensate
CMS	Compact Muon Solenoid
CTP	Central Trigger Processor
DAQ	Data AcQuisition system
DCA	Distance of Closest Approach
DIS	Deep Inelastic Scattering
ECR	Electron Cyclotron Resonance
ESD	Event Summary Data
FF	Form Factor
GPD	Generalized Parton Distribution
HIC	Heavy Ion Collisions
HLT	High Level Trigger
IP	Interaction Point
ITS	Inner Tracking System
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	Large Hadron Collider beauty
LEIR	Low Energy Ion Ring
LEP	Large Electron Positron collider
lQCD	lattice Quantum ChromoDynamic
MB	Minimum Bias
MC	Monte Carlo
MCH	Muon CHambers
MTR	Muon TRigger
NBD	Negativ Binomial Distribution
nPDF	nuclear Parton Distribution Function
nRQCD	Non-Relativistic Quantum ChromoDynamic
OCDB	Offline Condition Data Base
PDF	Parton Distribution Function
PS	Physics Selection
PS	Protron Synchrotron
PSB	Proton Synchrotron Booster

QA	Quality Assurance
QCD	Quantum ChromoDynamic
QED	Quantum ElectroDynamic
QGP	Quark-Gluon Plasma
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
SPS	Super Protron Synchrotron
UPC	Ultra-Peripheral Collisions
V0	VZERO
ZDC	Zero Degre Calorimeter

Introduction

Notre compréhension de la matière soumise à différentes conditions thermodynamiques est devenue l'une des plus grandes motivations de la physique subatomique de notre époque. Les modèles issus de la ChromoDynamique Quantique (QCD), théorie décrivant l'interaction forte agissant entre les quarks et les gluons, prédisent que, sous des conditions thermodynamiques extrêmes, la matière hadronique existe dans un état de plasma de quarks et de gluons (QGP : *Quark and Gluon Plasma*) dont les constituant sont libres du phénomène de confinement. Avec le développement des techniques expérimentales, nous pouvons aujourd'hui atteindre des systèmes de très hautes températures et hautes densités d'énergies lors de collisions d'ions lourds ultra-relativistes. De telles collisions sont effectuées depuis les années 1980, à différentes énergies de centre de masse allant toujours croissantes, permettant la formation en laboratoire d'un QGP éphémère existant durant quelques fm/ c à des températures supérieures au billions de degrés (\sim 200-300 MeV).

L'étude de ses propriétés est effectuée de manière indirecte à l'aide de sondes dont le comportement est affecté par les effets chaud du QGP. La sonde d'intérêt des travaux présentés dans cette thèse est le J/ψ , premier état excité (1S) de la famille des charmonia, états liés d'un quark charm et d'un anti-quark charm. Sa production est étudiée à l'aide de l'expérience ALICE lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ assurées par le complexe d'accélérateurs du CERN-LHC. Deux analyses sont présentées dans ce manuscrit. La première consiste à comparer le taux de production de J/ψ en collisions Pb–Pb à celui obtenu en collisions pp à la même énergie de centre de masse. Cette étude permet d'étudier l'impact des effets nucléaires chauds sur le taux de production en mesurant sa variation par rapport aux collisions références où l'énergie libérée lors de la collision est supposée insuffisante pour la formation d'un QGP. La deuxième analyse précise la mesure de J/ψ à très basse impulsion transverse en collisions hadroniques. Cette étude est motivée par la présence d'un excès dans la production de J/ψ à $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ mesuré pour la première fois lors de collisions hadroniques Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76 \text{ TeV}$. Attribué à la photoproduction de J/ψ , un

mécanisme de production jusque-là réservé aux collisions ultra-périphériques pour les ions lourds du LHC, les nouvelles données à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ permettent, de par leur statistique, une mesure précise de la photoproduction de J/ψ en collisions hadroniques en fonction de la centralité de la collision.

Les trois premiers chapitres fournissent une introduction progressive aux concepts motivant les analyses présentées dans ce manuscrit. Le chapitre 1 donne les notions générales du modèle standard des particules en mettant l'accent sur l'interaction forte ainsi que la théorie la décrivant ; la chromodynamique quantique. Le second chapitre fournit une brève description des connaissances concernant la structure et caractéristiques des nucléons composant les noyaux incidents au LHC. Enfin, le troisième chapitre introduit les notions physiques utiles à l'étude expérimentale des collisions d'ions lourds. Le chapitre 4 se focalise sur la sonde J/ψ en présentant ses propriétés, mécanismes de production ainsi que les différents effets nucléaires affectant sa production lors de collisions d'ions lourds. Il présente également une partie des résultats les plus récents obtenus par la collaboration ALICE dans les différents systèmes de collision. Le dispositif expérimental ayant permis la prise des données analysées est présenté dans le chapitre 5. Il fournit une brève description du LHC avant de présenter le détecteur ALICE en insistant sur les sous détecteurs utiles à l'analyse. Les chapitres 6 et 7, rapportent respectivement la mesure de la production inclusive de J/ψ et la mesure de la photoproduction de J/ψ en collisions hadroniques Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$. Pour chaque analyse, la sélection des données, la méthodologie et l'extraction des résultats scientifiques sont décrits en détail. Les résultats sont donnés et discutés en fin de chapitre.

Chapitre 1

La matière hadronique dans tous ses états

1.1 Introduction au modèle standard

En l'état des connaissances actuelles, la matière est constituée à son état le plus fondamental de fermions interagissant par le biais de bosons. Les fermions, de spin fractionnaire ($\pm \frac{1}{2}$), sont les briques élémentaires de la matière et peuvent être organisés en trois générations de quarks (u, d), (s, c), (t, b) et trois générations de leptons (e, ν_e), (μ, ν_μ), (τ, ν_τ)¹. À chacune de ces particules est associée son anti-particule de même masse et de nombres quantiques opposés. L'interaction entre ces constituants est assurée par les bosons de jauge, de spin entier (± 1), médiateurs des forces électromagnétique (photon γ), faible (W^\pm, Z^0) et forte (gluon g) [1]. Enfin, cette classification comprend un boson scalaire, de spin nul, le boson de Higgs. L'action du champ de Higgs avec les autres particules élémentaires leur octroite une masse. Une des motivations principales à la construction du LHC au CERN fut la découverte du boson de Higgs, découverte effectuée en 2012 par les expériences ATLAS [2] et CMS [3].

Ces interactions sont décrites par le Modèle Standard, qui est une théorie quantique des champs avec trois interactions qui apparaissent à partir des symétries de gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les particules élémentaires du Modèle Standard sont classifiées tel que présenté dans la figure 1.1. Le Modèle Standard n'est pas une théorie complète et l'objectif le plus important du LHC est la mise en évidence d'une

¹Seules les particules formant la première génération de quarks et de leptons constituent la matière ordinaire. Les générations suivantes, plus lourdes, décroissent vers les générations précédentes afin d'atteindre la stabilité.

nouvelle physique qui permettrait de le compléter.

Dans cette thèse, nous portons un intérêt à l'interaction forte agissant entre les quarks et anti-quarks par l'intermédiaire des gluons et dont l'interaction est basée sur le groupe $SU(3)_C$. L'interaction forte est responsable de la formation des hadrons, états liés de quarks-antiquarks neutres en couleur. L'interaction forte est également responsable de l'interaction résiduelle entre hadrons et finalement de la cohésion des nucléons (protons et neutrons) dans les noyaux atomiques. La théorie la décrivant est la chromodynamique quantique (QCD : *Quantum ChromoDynamic*). À des température de l'ordre de $T \sim \Lambda_{\text{QCD}} \sim 10^{12}$ K, elle prédit la transition vers un état de phase de la matière hadronique appelé plasma de quarks et de gluons (QGP : *Quark and Gluon Plasma*). Nous introduirons donc en premier lieu les bases théoriques de la QCD ainsi que la méthodologie permettant d'étudier le plasma de quarks et de gluons dans les collisions d'ions lourds (HIC : *Heavy Ion Collisions*).

1.2 L'interaction forte et la QCD

Depuis les années 1930, les protons et les neutrons étaient considérés comme des particules élémentaires au même titre que l'électron. Avec le développement des accélérateurs à la fin des années 1940 un grand nombre de ces particules "élémentaires" font leur apparition et ces résonances de courte durée de vie sont appelées hadrons. Ils sont classés en deux catégories, les baryons de masse lourde et de spin demi-entier et les mésons de masse moyenne et de spin entier. La mesure du rayon du proton dans les années 1950 avec les interactions élastiques électron-proton montre que celui ci n'est pas punctiforme. Cette découverte, ainsi que le grand nombre de hadrons, implique que ceux-ci peuvent difficilement continuer à être appelés "élémentaires" et doivent donc répondre à une classification et avoir une structure interne.

La première classification, la voie octuple, est fondée sur le groupe de symétrie $SU(3)$, dit de saveur, et fut proposée en 1961 par Y. Ne'eman [5] et M. Gell-Mann [6]. Elle classe les hadrons de même spin (J) et de même parité (P) en multiplets (J^P) dont les constituants se distinguent par leur composante d'isospin (I_3) et d'hypercharge

three generations of matter (fermions)			interactions / force carriers (bosons)		
	I	II	III		
QUARKS	mass =2.2 MeV/c ² charge $\frac{2}{3}$ spin $\frac{1}{2}$ u up	mass ≈1.28 GeV/c ² charge $\frac{2}{3}$ spin $\frac{1}{2}$ c charm	mass ≈173.1 GeV/c ² charge $\frac{2}{3}$ spin $\frac{1}{2}$ t top	mass 0 charge 0 spin 1 g gluon	mass ≈124.97 GeV/c ² charge 0 spin 0 Higgs Higgs
	mass ≈4.7 MeV/c ² charge $-\frac{1}{3}$ spin $\frac{1}{2}$ d down	mass ≈96 MeV/c ² charge $-\frac{1}{3}$ spin $\frac{1}{2}$ s strange	mass ≈4.18 GeV/c ² charge $-\frac{1}{3}$ spin $\frac{1}{2}$ b bottom	mass 0 charge 0 spin 1 γ photon	
	mass ≈0.511 MeV/c ² charge -1 spin $\frac{1}{2}$ e electron	mass ≈105.66 MeV/c ² charge -1 spin $\frac{1}{2}$ μ muon	mass ≈1.7768 GeV/c ² charge -1 spin $\frac{1}{2}$ τ tau	mass ≈91.19 GeV/c ² charge 0 spin 1 Z Z boson	SCALAR BOSONS
	mass <1.0 eV/c ² charge 0 spin $\frac{1}{2}$ ν_e electron neutrino	mass <0.17 MeV/c ² charge 0 spin $\frac{1}{2}$ ν_μ muon neutrino	mass <18.2 MeV/c ² charge 0 spin $\frac{1}{2}$ ν_τ tau neutrino	mass ≈80.39 GeV/c ² charge ± 1 spin 1 W W boson	
					GAUGE BOSONS VECTOR BOSONS

FIGURE 1.1 : Tableau décrivant les constituants élémentaires du Modèle Standard de la physique subatomique. Figure issue de [4].

$(Y)^2$. Cette classification organise les mésons, en représentations singulet **1** ou octet **8**, tandis que les baryons sont des représentations octet **8** ou décuplet **10**. En 1964, M. Gell-Mann [7], et indépendamment G. Zweig [8], étendent cette classification au "modèle des quarks", en introduisant la représentation fondamentale triplet **3** au groupe $SU(3)$. Ces trois quarks correspondent aux saveurs *up*, *down* et *strange* (u, d, s) dont la représentation conjuguée est le triplet d'antiquarks ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$). Tous les hadrons sont ainsi une représentation de produits directs de la représentation fondamentale, les mésons sont constitués d'une paire quark-antiquark et les baryons de trois quarks (ou trois antiquarks).

Enfin, en 1964 Oscar W. Greenberg introduit le nombre quantique de couleur porté par les quarks qui permet d'expliquer l'existence des 3 baryons du multiplet $\frac{3}{2}^+$ qui violent le principe d'exclusion de Pauli en étant formés de 3 quarks de même saveur [9]. C'est en 1965 que Moo Young Han et Yoichiro Nambu associent à ce nombre de couleur un groupe de symétrie $SU(3)_{couleur}$ [10]. Avec cette nouvelle représentation, chaque saveur de quark peut exister sous 3 couleurs : rouge (R), vert (G) et bleu (B) ainsi que les anticolours associées. Cependant, les états de particules observables dans la nature sont dépourvus de couleur. Ainsi, les hadrons sont donc un état lié de quarks dont la structure ne peut être que $\delta_b^a \bar{q}_a q'_b$ pour les mésons et $\epsilon^{abc} q_a q'_b q''_c$ pour les baryons³ [1]. Ce n'est qu'en 1969 que la structure interne du proton, ce dernier constitué de trois quarks de valence, est confirmée expérimentalement dans les expériences de diffusion profondément inélastiques électron-proton au SLAC [11], ce point sera plus longuement discuté dans le chapitre suivant. Une particularité de l'interaction forte est que son médiateur existe en un octet **8** de gluons bicolores. Le fait que le médiateur porte lui-même la charge de l'interaction fait de la QCD une théorie non abélienne. En outre, sa constante de couplage est de l'ordre de l'unité et, en conséquence, les calculs ab-initio de la QCD perturbative ne fonctionnent pas pour expliquer les propriétés des hadrons voir des noyaux.

²L'hypercharge est un nombre quantique introduit suite à la découverte de particules "étranges" $Y = S+B$, S étant le nombre quantique associé à l'étrangeté et B est le nombre quantique baryonique. Elle est reliée à la charge électrique Q par la relation $Q = I_3 + Y/2$.

³a, b et c sont les indices de couleurs. δ_b^a vaut 1 si $a = b$ et 0 sinon. Enfin ϵ^{abc} vaut 1 si $a \neq b \neq c$ et 0 sinon.

1.2.1 Liberté asymptotique et confinement

Comme dans l'électrodynamique quantique, dans la chromodynamique quantique le vide entourant une particule chargée de couleur est polarisé par cette dernière, modifiant ainsi la charge effective perçue. Dans le cas de l'interaction entre deux charges de couleurs, le vide peut fluctuer en paires de quark-antiquarks ($q\bar{q}$) provoquant un effet d'*écrantage* qui aura pour conséquence de diminuer le couplage entre elles à mesure que l'énergie de transfert diminue. Le fait que les gluons soient eux mêmes porteurs d'une charge de couleur entraîne la possibilité de fluctuations en paires de gluons. À l'inverse des paires $q\bar{q}$, cet *anti-écrantage* engendrera une diminution du couplage lorsque l'échelle d'énergie augmente.

L'évolution de la constante de couplage forte α_s en fonction de l'énergie de transfert Q est donnée par la formule ci-dessous :

$$\alpha_s(|Q^2|) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi}(11n - 2f)\ln\left(\frac{|Q^2|}{\mu^2}\right)} \quad (1.1)$$

avec μ le potentiel chimique du système, n le nombre de couleurs et f le nombre de saveurs. Le nombre de saveurs et de couleurs dans le modèle standard font que $11n > 2f$, ainsi le phénomène d'*anti-écrantage* prédomine sur l'*écrantage* en QCD. Par conséquent l'intensité de l'interaction α_s entre deux quarks diminue avec la distance, soit à grande énergie de transfert ($Q \rightarrow \infty$). Ainsi à courte portée, les quarks sont considérés quasi-libres au sein d'un hadron. C'est le phénomène de liberté asymptotique [12, 13]. Dans ce régime, les calculs perturbatifs permettent d'estimer la constante de couplage de l'interaction forte.

À contrario, à basse énergie ($Q \lesssim \Lambda_{\text{QCD}}$)⁴, l'intensité de l'interaction tend vers l'infini ($\alpha_s \gtrsim 1$). Dans ce régime, les quarks sont contraints d'exister dans un état lié neutre en couleur, il s'agit d'une des propriétés les plus importantes de la QCD. Ce phénomène difficilement calculable par la théorie est appelé confinement. La constante de couplage étant supérieure à l'unité dans ce régime, les calculs perturbatifs ne sont plus applicables. Une méthode développée en 1974 par Kenneth G. Wilson consiste à formaliser la QCD dans un diagramme d'espace-temps discrétilisé en un réseau de points [14]. Cette technique, devenue très puissante avec le développement des ordinateurs, est connue sous le nom de calcul sur réseau des théories de Jauge (*Lattice Gauge*

⁴ $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 200$ MeV est l'échelle de la QCD.

Theory), *lQCD* dans le cas de la QCD. Elle permet notamment l'étude des équations d'états de la matière hadronique à température finie et la transition de phase de la matière hadronique vers le QGP.

L'évolution de la constante de couplage de l'interaction forte ($\alpha_s(Q^2)$) en fonction de l'échelle d'énergie (Q) est illustrée sur la figure 1.2.

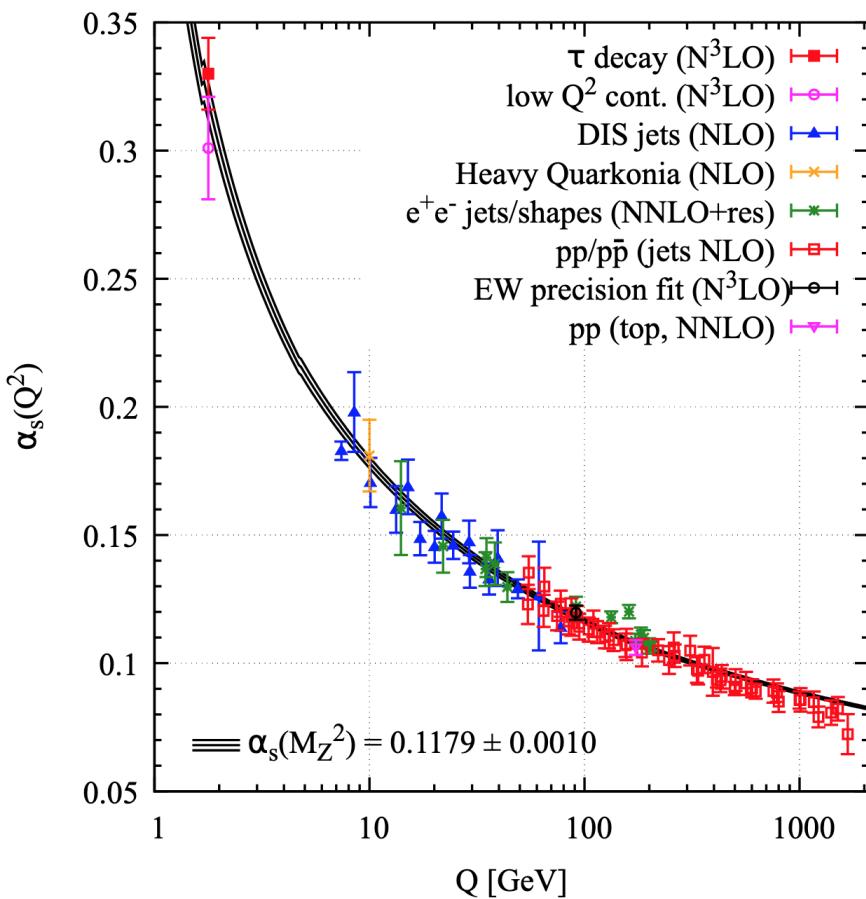


FIGURE 1.2 : Collection de mesures de la constante de couplage de l'interaction forte $\alpha_s(Q^2)$ en fonction de l'énergie de transfert Q . Figure issue de [15].

Les différentes mesures expérimentales montrées sur la figure vérifient la théorie QCD confirmant un couplage important à basses énergies (régime de confinement) et diminuant à mesure que l'énergie de transfert augmente (régime de liberté asymptotique).

1.3 Le diagramme de phase de la matière hadronique

Avec la découverte de la liberté asymptotique s'accompagne la prédition d'un état de phase de la matière hadronique où les quarks et les gluons ne sont plus confinés au sein des hadrons [16]. À basse température, le confinement est responsable de la neutralité en couleur des états et la matière peut être décrite comme un gaz de hadrons. À très haute température, l'intensité de l'interaction forte diminue drastiquement et permet la création d'un milieu coloré déconfiné appelé plasma de quarks et de gluons. Les calculs de *lQCD* ont permis de modéliser le phénomène de transition de phase de la matière hadronique vers le QGP estimant la température de transition autour de 157 MeV à $\mu_B = 0$ [17, 18]. À cette transition s'accompagne une modification des degrés de liberté comprenant le nombre de saveurs, d'états de spin et de couleurs des quarks ainsi que le nombre de gluons. La transition de phase vers le QGP devrait également s'accompagner d'une restauration de la symétrie chirale, symétrie spontanément brisée à basse température et restaurée dans la même gamme de température de T_c [16].

Le diagramme de phase de la matière hadronique est usuellement représenté en fonction de la température et de la densité baryonique μ_B ⁵. Une représentation qualitative de ce diagramme est donnée sur la figure 1.3.

La nature de la transition de la matière hadronique à un état déconfiné n'est pas encore admise et fait l'objet de nombreuses recherches. À densité baryonique nulle ($\mu_B = 0$), les calculs *lQCD* ne prévoient pas une transition de phase mais une transition rapide et continue appelée *cross-over*. Comme il ne sagit pas d'une vraie transition de phase, la détermination de la température de transition va dépendre de l'observable étudié. Cependant cette transition étant rapide, cette température peut être estimée dans un faible intervalle autour de 157 MeV. Bien que ces calculs deviennent plus complexes dans le cas d'un potentiel baryonique non nul, ils montrent l'existence d'un point critique. Ils montrent aussi que pour des valeurs de potentiel baryonique supérieures à ce point critique, la transition entre le gaz de hadrons et le QGP devient une

⁵ μ_B est le potentiel chimique (s'exprime habituellement en GeV) et est lié à la densité de l'excès de baryons par rapport aux anti-baryons. À basse température, comme les baryons et anti-baryons s'annihilent, cette grandeur est liée à la densité baryonique.

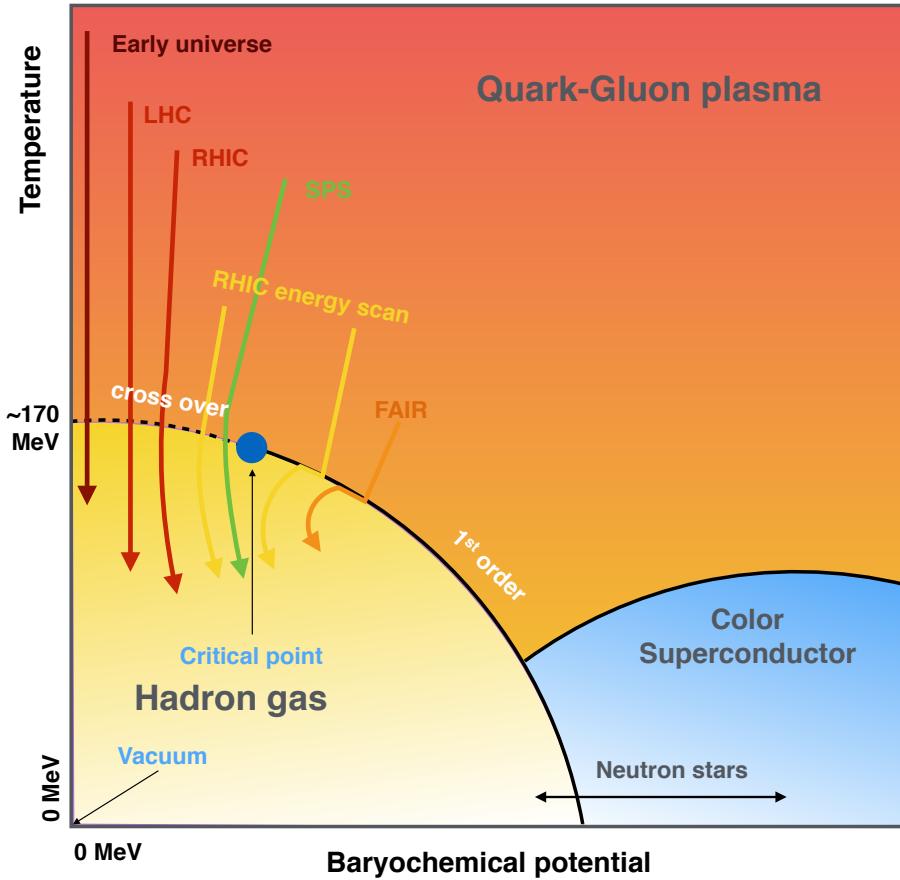


FIGURE 1.3 : Diagramme de phase qualitatif des différents états de la matière hadronique. Figure issue de [19].

vraie transition de phase avec une température de transition qui diminue avec l'augmentation du potentiel baryonnique.

L'étude théorique et expérimentale du diagramme de phases de la matière hadronique, du plasma de quarks et de gluons et la recherche du point critique sont des sujets de recherche phares de la physique nucléaire depuis les années 80s. Cette thèse fait partie des ces travaux de recherche de longue haleine.

Chapitre 2

Structure des hadrons

Avec le développement des accélérateurs à la fin des années 1960, une autre approche se profile pour apporter un formalisme plus rigoureux de la structure des hadrons qui permettrait d'expliquer les expériences de diffusion hadronique à haute énergie. Elle consiste à sonder les hadrons à des énergies toujours plus grandes dans l'objectif d'avoir une résolution suffisamment fine pour "voir" leurs constituants. C'est en 1969 que la structure des hadrons, et plus particulièrement celle des nucléons, est mise en évidence grâce aux collisions profondément inélastiques (DIS : *Deep Inelastic Scattering*) d'électrons sur des cibles de protons à l'accélérateur linéaire SLAC [11].

Bien qu'il existe de nos jours plusieurs manières de représenter la structure hadronique, nous nous concentrerons ici sur les fonctions de distributions partoniques (PDF : *Parton Distribution Function*) grandement utilisées pour définir l'état initial d'une collision hadronique. On pourra tout de même mentionner l'existence des facteurs de forme élastiques (FF : *Form Factor*). Ils fournissent des informations sur la distribution de la charge électrique dans le nucléon tandis que les PDFs fournissent des informations sur la dynamique des quarks au sein du nucléon. Ces deux formes sont des sous-distributions d'une représentation plus complexe de la structure des nucléons appelée distribution partonique généralisée (GPD : *Generalized Parton Distribution*) et qui allie des informations spatiales et dynamiques dans une même distribution. La détermination de ces GPDs sont, selon moi, la prochaine étape de la recherche sur la structure nucléaire. Leur extraction est accessible grâce aux processus exclusifs à haute énergie. On peut mentionner comme exemples la diffusion Compton profondément virtuelle et la photoproduction exclusive de vecteurs mésons, dont le dernier n'est autre que l'enjeu de cette thèse.

2.1 Le modèle des partons

L'expérience fondamentale menant au modèle des partons est la diffusion profondément inélastique du nucléon illustrée figure 2.1. Dans le référentiel du laboratoire, la cinématique peut être définie comme suit :

$$\begin{aligned} \text{hadron } h & \quad P = (M, 0, 0, 0) \\ e^- \text{ entrant} & \quad k = (E, 0, 0, E) \text{ tel que } E \gg m_{e^-} \\ e^- \text{ sortant} & \quad k' = (E', E' \sin \theta, 0, E' \cos \theta) \\ \gamma^* & \quad q = (E - E', -E' \sin \theta, 0, E - E' \cos \theta) \text{ avec } Q^2 = -q^2 \end{aligned}$$

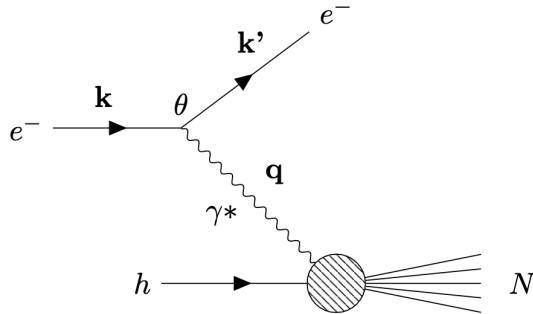


FIGURE 2.1 : Diagramme de Feynman pour la diffusion profondément inélastique électron-hadron.

Expérimentalement, seul l'électron émis est détecté suite à la collision. À l'instar de l'expérience de Rutherford sur la structure atomique, la distribution angulaire des électrons diffusés était importante à grand angle, mettant en évidence la structure granulaire du proton. De façon surprenante, l'augmentation du transfert d'énergie et donc la résolution, ne modifiait pas cette observation. En effet, au lieu d'observer une distribution continue de la charge, on observait des constituants ponctuels, de masse négligeable et agissant séparément. Il s'agit de la propriété d'invariance d'échelle, découlant du phénomène de liberté asymptotique proposée par James D. Bjorken dans un cadre théorique pour les expériences de diffusion hadronique à haut transfert d'énergie [20]. Il suggère qu'aux limites asymptotiques, la dynamique de l'interaction $\gamma^* h$ est entièrement contenue dans les fonctions de structure mesurées en électron-proton DIS et que ces dernières n'ont pas de dépendance explicite en Q^2 .

Le modèle des partons¹ fut formulé la même année par Richard P. Feynman comme moyen d'expliquer les résultats de diffusion hadronique à haute énergie [22]. Il considère que les hadrons sont constitués de sous-particules ponctuelles qu'il nomme partons. Très rapidement, ce modèle fut appliqué aux expériences de diffusions profondément inélastiques électron-proton par James D. Bjorken et Emmanuel A. Paschos [23]. Le postulat consiste donc à reformuler l'interaction $\gamma^* h$ en interaction $\gamma^* \text{parton}$. En se plaçant dans un référentiel d'impulsion infini du proton, l'impulsion du proton peut être vue comme la somme des impulsions portées par les partons i (p_i) tel que $p_i = x_i P$ avec $\sum_i x_i = 1$. On peut ainsi introduire la variable d'échelle de Bjorken x , dont la signification prends tout son sens dans le modèle des partons ; elle caractérise la fraction de l'impulsion longitudinale du nucléon portée par le parton qui subit l'interaction :

$$x = \frac{Q^2}{Pq} = \frac{Q^2}{2M(E - E')} \quad (2.1)$$

Dans ce système où l'énergie de l'électron incident est grande, le temps caractéristique de l'interaction électromagnétique² est petit devant celui de l'interaction forte³ et l'on peut considérer les partons comme "libres" lors de la diffusion. Dans cette première version du modèle des partons, la section efficace électron-proton est une somme incohérente des sections efficaces individuelles électron-partons (i). Les fonctions de structure du hadron prennent la forme de la somme pondérée, par l'impulsion x et la charge e_i^2 , des densités de partons i dans le hadron.

Il faudra néanmoins attendre l'observation expérimentale de l'invariance d'échelle de Bjorken et de la liberté asymptotique pour que les partons de Feynman soient identifiés au quarks et gluons de Gell-Mann et Zweig. Les nombres quantiques du nucléon sont portés par les quarks de valence et l'expérience montre qu'il existe une mer de quarks-antiquarks dont la somme des nombres quantiques est nulle. Les règles de somme de ces distributions de quarks et antiquarks permettent de retrouver les fonctions de structures des nucléons mesurées expérimentalement.

¹Le détail mathématique peut être apprécié dans la thèse de Guillaume Taillepied [21].

² $\tau_{\text{emg}} \sim 1/(xE)$.

³ $\tau_{\text{fort}} \sim E/(M^2)$.

2.2 Fonctions de distributions partoniques

Comme nous l'avons vu précédemment, la QCD présente deux régimes distincts en fonction de Q^2 . Dans le cas des structures hadroniques, la QCD perturbative ne peut être appliquée et il est nécessaire d'introduire le théorème de factorisation dans les calculs. Ce théorème permet de séparer la section efficace de processus à haute énergie de transfert entre une partie décrivant l'interaction à courte distance calculable par la pQCD et une autre caractérisant l'interaction à longue distance contenant les effets non perturbatifs. Ces fonctions d'interaction à longue distance ne sont autres que les distributions de partons mentionnées dans la section précédente. Elles sont déterminées à l'aide d'ajustements de données issues de multiples processus hadroniques et provenant à la fois de collisionneurs et d'expériences sur cible fixe.

Parmi la variété de distributions existantes, nous nous focaliserons sur les fonctions de distributions partoniques. Elles caractérisent la structure du hadron en donnant la probabilité de trouver un parton d'une certaine saveur portant la fraction x de l'impulsion longitudinale du nucléon⁴.

Notons qu'à de telles énergies, l'impulsion des partons est quasi-colinéaire à l'impulsion du nucléon avec une dépendance en Q^2 . En raison de la variété des résultats utilisés et des méthodes de calculs, il existe plusieurs paramétrages de PDF. Sans donner une liste exhaustive des PDFs existants, nous pouvons tout de même mentionner les collaborations CTEQ-TEA et EPPS dont les résultats les plus récents sont donnés en exemple dans ce chapitre. La figure 2.2 montre les derniers résultats de PDFs de la collaboration CTEQ-TEA (CT18) pour deux échelles d'énergies [24]. À petit Q (~ 2 GeV), les quarks de valence dominent dans le nucléon tandis qu'à grand Q (~ 100 GeV), des paires de quarks anti-quarks semblent se révéler, formant une mer de partons. Par ailleurs, les expériences ont montré qu'environ la moitié de l'impulsion du hadron était portée par les gluons dont la contribution augmente avec l'énergie (grand Q)⁵.

⁴L'orientation du spin du parton n'est pas considérée dans cette distribution.

⁵Par soucis de lisibilité, la contribution des gluons est pondérée par un facteur 1/5 sur les figures.

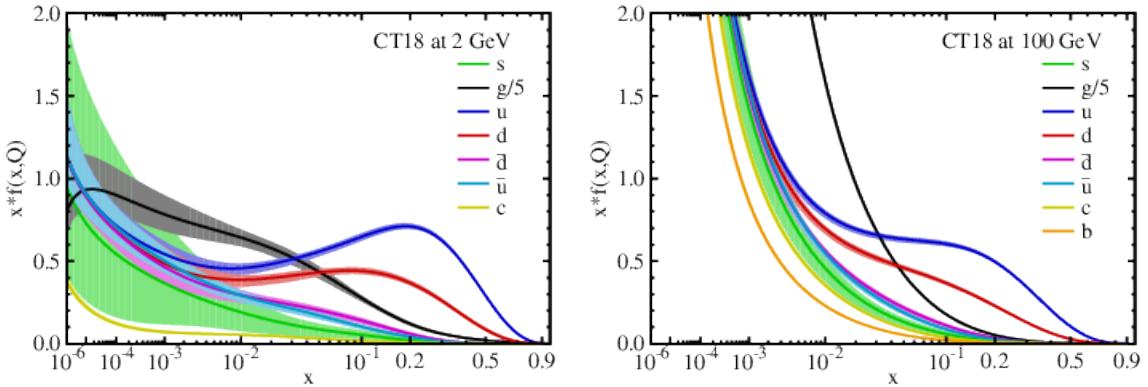


FIGURE 2.2 : Représentation du PDF d'un nucléon à $Q = 2$ GeV (gauche) et $Q = 100$ GeV (droite). Figures issues de [24].

2.3 Modification des distributions partoniques nucléaires

En 1983, la European Muon Colaboration (EMC) proposa une expérience de diffusion de leptons sur des cibles d'hydrogène, de deutérium et de fer [25]. Ils aboutirent au résultat que la PDF d'un nucléon au sein d'un noyau (cible de fer) était différente de la PDF d'un nucléon libre (cible d'hydrogène et de deutérium). Cette différence a permis de mettre en avant les effets nucléaires sur les partons qui peuvent être investigués par l'étude des fonctions de distribution partonique nucléaire (nPDF). Cette étude est cruciale pour comprendre les effets nucléaires froids et ainsi contraindre les modèles nucléaires lors de collisions d'ions lourds.

Pour une énergie donnée Q et pour un parton i portant la fraction x de l'impulsion du nucléon, la nPDF $f_i^A(x, Q^2)$ est donné par la relation :

$$f_i^A(x, Q^2) = R_i^A(x, Q^2) \cdot f_i(x, Q^2) \quad (2.2)$$

où $f_i(x, Q^2)$ est la PDF pour un nucléon libre et $R_i^A(x, Q^2)$ le facteur de modification nucléaire. Il s'agit de la grandeur couramment utilisée pour quantifier les effets nucléaires : une déviation par rapport à l'unité atteste des effets du noyau sur les nucléons. Une illustration de ce ratio en fonction du Bjorken- x est présentée figure 2.3 pour l'ajustement EPPS16 et dont chaque région correspond un effet particulier :

- **Shadowing** ($x \lesssim 0.1$) et **anti-shadowing** ($0.1 \lesssim x \lesssim 0.3$) : Effets résultants

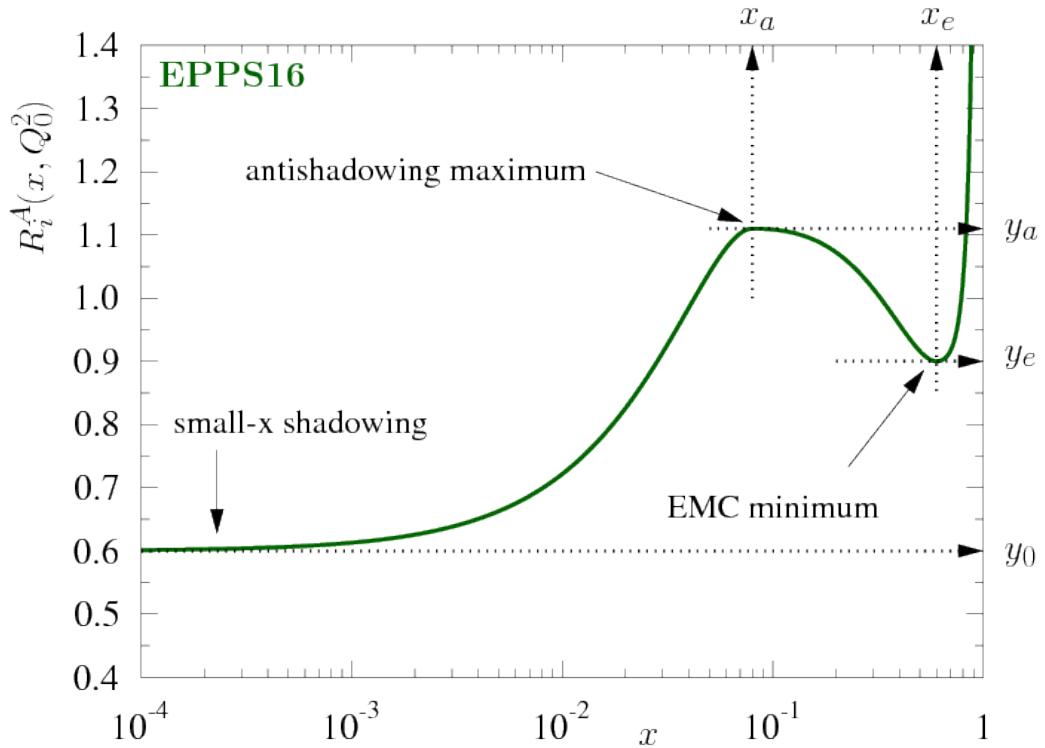


FIGURE 2.3 : Illustration de la fonction d’ajustement EPPS16 du facteur de modification nucléaire $R_i^A(x, Q_0^2)$. Figure issue de [26].

respectivement des interférences destructives et constructives des amplitudes de diffusions multiples des partons dans le nucléon.

- **Effets EMC** ($0.3 \lesssim x \lesssim 0.7$) : ces effets ne sont toujours pas bien compris. Néanmoins, les modèles tiennent compte de la modification du rayon et de la masse du nucléon au sein d’un noyau ainsi que des effets d’interactions de nucléons entre eux.
- **Le mouvement de Fermi** ($x \gtrsim 0.7$) : est un effet résultant de la dynamique des nucléons au sein du noyau.

Chapitre 3

Etude expérimentale de la matière nucléaire

Bien que prédit par la QCD, un état déconfiné de la matière hadronique n'est possible que dans des conditions extrêmes de densité d'énergies comme cela a pu être aux premiers instants de l'univers, rendant donc son étude expérimentale à priori impossible sur Terre. La formation d'un QGP en laboratoire a été rendue possible grâce aux collisions d'ions lourds ultra-relativistes atteignant des densités d'énergies supérieures à la densité critique $\epsilon > \epsilon_c = 1 \text{ GeV/fm}^3$. Aux énergies ultra-relativistes, les ions sont vus dans le centre de masse comme des disques aplatis dans le plan longitudinal grâce à la contraction de Lorentz. Ils se croisent en laissant, derrière eux, un milieu très énergétique et de faible densité baryonique¹.

3.1 Variables cinématiques d'une collision nucléaire

L'étude des caractéristiques des collisons d'ions lourds en laboratoire nécessite l'introduction de certaines variables cinématiques attribuées aux particules émises suite à la collision. Dans la suite de notre manuscrit, la convention instaurée pour le système de coordonnées définit l'axe z comme l'axe des faisceaux incidents.

L'énergie disponible dans le centre de masse \sqrt{s} se définit par la **variable de Mandelstam** s qui a l'avantage d'être invariante sous transformation de Lorentz. Elle est définie comme le carré de la somme des quadri-moments des nucléons incidents. Dans le cas d'une collision impliquant un ou plusieurs noyaux, elle est définie par paire de

¹À de telles énergies, les quarks et gluons de la mer de valence des nucléons deviennent "visibles" et participent à l'interaction.

nucléons et est notée $\sqrt{s_{\text{NN}}}$.

L'énergie d'une particule est notée E et est directement reliée à la masse m et à l'impulsion p de celle ci. Tandis que la composante p_z correspond à l'impulsion longitudinale d'une particule émise, l'**impulsion transverse** d'une particule peut être définie comme $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.

La **rapidité** y est l'analogue relativiste de la vitesse d'une particule. Elle est une information géométrique sur la propagation d'une particule produite lors de la collision.

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

avec E et p_z les composantes du quadri-vecteur impulsion.

La **pseudo-rapidité** η est équivalente à la rapidité pour les limites ultra-relativistes ($p \gg m$).

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|p| + p_z}{|p| - p_z} \right) = -\ln \tan(\theta/2)$$

avec θ l'angle d'émission de la particule par rapport à l'axe du faisceau.

Enfin, la **centralité** d'une collision est une propriété expérimentale des collisions d'ions lourds permettant de définir le recouvrement des noyaux lors de la collision. Elle est directement reliée au paramètre d'impact b , défini comme étant la distance entre les centres des noyaux dans le plan transversal à leur propagation, comme schématisé sur la figure 3.1. Nous parlerons de collisions centrales pour des petits paramètres d'impact, tandis que les collisions périphériques concernent des grands paramètres d'impact. Les collisions ultra-périphériques, quant à elles, concernent les collisions sans recouvrement nucléaires impliquant $b > R_1 + R_2$, avec R_1 et R_2 les rayons des deux noyaux. La centralité d'une collision permet de remonter à des grandeurs comme le nombre de nucléons participants à la collision N_{part} ² dans la zone de recouvrement et au nombre de collisions binaires N_{coll} ³. La méthodologie de mesure de ces grandeurs dans un contexte expérimental est expliquée en introduction de l'analyse dans la section 6.2.

²Un nucléon est dit participant si il participe à au moins une collision, à l'inverse les autres sont dits spectateurs.

³Un nucléon participant peut participer à plusieurs collisions.

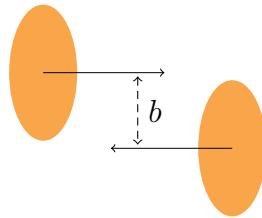


FIGURE 3.1 : Illustration du paramètre d'impact b entre deux noyaux lors d'une collision.

3.2 Évolution d'une collision nucléaire : scénario de Bjorken

En 1983, Bjorken proposa un scénario décrivant l'évolution du milieu produit dans un diagramme d'espace-temps [27]. Dans ce scénario, le milieu produit est traité avec le modèle hydrodynamique de Landau. Certaines hypothèses sur les conditions initiales sont admises pour ce scénario :

- Le temps de croisement doit être inférieur au temps caractéristique de l'interaction forte $\tau_{\text{crois}} \ll \tau_{\text{forte}}$. Le temps de croisement, pour des noyaux incidents subissant une contraction de Lorentz, peut s'écrire en fonction du facteur de Lorentz tel que $\tau_{\text{crois}} = 2R/\gamma$ avec R le rayon des noyaux. Avec $\gamma = \sqrt{s_{\text{NN}}}/2m_p$, la condition $\tau_{\text{crois}} \ll \tau_{\text{forte}}$ est validée pour des énergies dans le centre de masse supérieures à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 30$ GeV par paire de nucléons. Cette condition implique que les partons sont créés après le croisement des noyaux.
- Le modèle de Bjorken postule que le nombre de hadrons créés est tellement grand que l'on crée une petite goutte de matière avec une très grande densité d'énergie.
- La distribution en fonction de la rapidité de la production des partons créés présente un plateau symétrique à mi-rapidité, ce qui simplifie l'évolution hydrodynamique de la goutte de matière créée.

Avant la collision, il est nécessaire de mentionner l'état initial du système. À cette étape, les hadrons incidents sont vus comme des disques plats de partons se mouvant sur des trajectoires collinéaires. Aux énergies du LHC (petits x de Bjorken), les PDFs et nPDFs montrent que les hadrons incidents sont majoritairement composés de gluons dont la densité augmente à mesure que x diminue menant éventuellement à un phénomène de saturation de gluons [28]. Les PDFs ne sont pas des fonctions de

(x, Q) complètement libres. Par exemple, à grande x elles sont contraintes à l'invariance d'échelle de Bjorken. Ensuite à petit x , on observe la violation de l'échelle de Bjorken qui peut être calculée à partir de la QCD et qui est une donnée majeure pour la liberté asymptotique. À très petit x , la densité de gluons augmente fortement car, les gluons étant colorés, ils génèrent eux mêmes des gluons de plus petit x . Ce phénomène est compensé quand la probabilité de recombinaison des gluons devient importante : quand cela arrive, la densité de gluons atteint un régime de saturation. Ce régime perturbatif avec une grande densité de champs de couleurs est décrit dans le cadre théorique du *Color Glass Condensate* (CGC) [29].

En considérant la collision à $\tau = 0$, le milieu produit évolue en suivant les étapes ci-dessous :

1. **Pré-équilibre thermique** : d'un temps propre inférieur au temps caractéristique de l'interaction forte pendant lequel la température du système continue d'augmenter. Il s'agit de la phase durant laquelle ont lieu les processus à haut transfert d'énergie (i.e. processus durs) entre les partons impliqués.
2. **Formation du QGP et thermalisation** : si la densité d'énergie est suffisante, la transition vers le QGP s'effectue. Celui-ci aura une durée de vie de quelques fm/c aux énergies du LHC. Durant cette phase de déconfinement, le système atteint un équilibre thermique pouvant être décrit par les modèles hydrodynamiques.
3. **Expansion longitudinale et hadronisation** : après le modèle de Bjorken, cette expansion est homogène et longitudinale. Le système refroidit imposant aux quarks et aux gluons un reconfinement aussi appelée phase d'hadronisation. Cette transition des quarks aux hadrons étant continue, on observe durant un bref instant une phase mixte de hadrons dans une mer de quarks et de gluons.
4. **Gaz de hadrons** : une fois tous les hadrons formés, le système est assimilé à un gaz de hadrons en expansion dans lequel ces derniers interagissent par collisions élastiques et inélastiques. L'expansion est alors tri-dimensionnelle.
5. **Phase de gel** : le système étant en expansion, la densité d'énergie diminue jusqu'à atteindre une phase de gel appelée freeze-out. Ce gel a deux aspects : le gel chimique atteint lorsque les hadrons cessent les collisions inélastiques conduisant

à la création de nouvelles particules, puis le gel cinétique lorsque les particules n’interagissent plus par collisions élastiques. Les particules issues de ce milieu sont considérées comme libres jusqu’aux détecteurs.

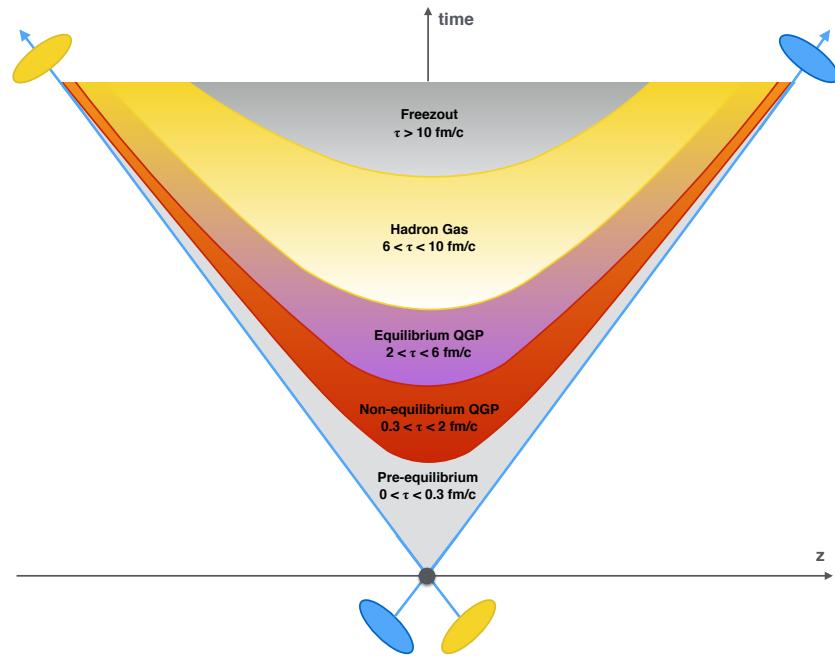


FIGURE 3.2 : L’évolution d’une collision d’ions lourds ultra-relativistes dans un diagramme d’espace-temps selon le scénario de Bjorken. Les paraboles représentent le temps propre du système dans le centre de masse tel que $\tau = t^2 - z^2$. Figure issue de [19]

3.3 Signatures du QGP

Le temps de vie du QGP est trop court pour qu'il puisse être directement étudié. Pour cela, des observables expérimentaux dont les propriétés sont théoriquement perturbées par la présence d'un plasma ont été proposées comme signature de ce dernier. Il est d'abord nécessaire de mesurer cette observable dans des collisions où le QGP n'est pas attendu⁴ : proton-proton (pp) pour connaître ses propriétés élémentaires et proton-noyau (pA) pour étudier son comportement au sein de la matière nucléaire. Ensuite il faut étudier les propriétés de notre observable lors de collisions noyau-noyau (A-A) où le QGP est attendu et mesurer une éventuelle déviation par rapport aux références.

⁴Cette version simpliste est partiellement remise en cause par les résultats du LHC où des effets collectifs sont observés en collisions pp.

Si tel est le cas il faut vérifier qu'aucun modèle déjà connu hors QGP ne puisse être à l'origine de cette modification. Dans le cas où la dernière étape est validée, il ne reste que la présence d'un plasma de quarks et de gluons pour expliquer cette modification.

Cette section a pour objectif de donner une présentation générale des deux catégories majeures de sondes. Il s'agit d'une liste non exhaustive permettant de montrer la variété des observables existants.

3.3.1 Sondes molles : $Q \gtrsim \Lambda_{\text{QCD}}$

Les sondes molles proviennent de processus faiblement énergétiques et sont créées durant les différents états de la collision. On y distingue tout d'abord les observables *globales* permettant l'étude des caractéristiques générales de la collision comme la densité d'énergie initiale et les paramètres géométriques de la collision. L'observable la plus connue est la multiplicité de particules chargées produites.

Le taux de production des hadrons légers dépend quant à lui de l'état du système à la fin de la phase d'hadronisation. En mesurant leur taux relatif de production ou leur distribution en impulsion transverse, ils permettent l'étude de la phase d'hadronisation et du gel chimique. On peut ainsi remonter aux caractéristiques du milieu durant ces phases comme la température du système et le potentiel chimique.

3.3.2 Sondes dures : $Q \gg \Lambda_{\text{QCD}}$

Les sondes dures proviennent de processus très énergétiques ayant lieu aux premiers instants suivant la collision. Produites avant la formation potentielle d'un QGP, ces sondes sont témoins de l'évolution du système dans son ensemble. Par exemple, les partons de haute énergie sont supprimés en raison de la perte d'énergie par collision et radiation se produisant lors de la traversée d'un milieu dense. Un autre exemple concerne les saveurs lourdes ouvertes (mésons B et D) et les quarkonia ($c - \bar{c}$ et $b - \bar{b}$). En raison de leur masse importante, les quarks charmes et beautés ne peuvent être produits qu'au début de la collision par des processus durs parton-parton. Ainsi, comme l'interaction forte conserve la saveur, ils survivent pendant toute l'évolution du milieu, en traversant toutes les phases du QGP. La mesure des saveurs lourdes ouvertes est donc sensible à la perte d'énergie des quarks c et b même à basse impulsion transverse.

En ce qui concerne le quarkonium, au delà de constater son éventuelle création, leur taux de production peut être affecté en fonction des propriétés du milieu. L'état fondamental des charmonia (le J/ψ) est l'objet d'étude de cette thèse, ainsi ses propriétés dans les collisions d'ions lourds seront abordées dans le chapitre 4.

Finalement, il est utile d'étudier des observables qui ne sont pas sensibles à l'interaction forte, car leur production ne dépend que de l'état initial du système⁵. Entre ceux ci, les bosons électrofaibles Z et W^\pm en sont l'observable le plus connu. Leur production repose uniquement sur la distribution des partons au sein de noyaux incidents, leur mesure permet de compléter la base de données servant à contraindre les PDFs et nPDFs. La production des bosons électrofaibles a été mesurée par la collaboration ALICE en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [30] et à $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV [31, 32] ainsi qu'en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [31-33]. Lors de ma thèse, j'ai eu l'occasion de collaborer à la publication présentant les résultats sur la production du boson Z en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV [31], publication faisant suite aux travaux effectués durant mon stage de deuxième année de master.

⁵Pour sonder l'état initial, les produits de désintégrations mesurés par les détecteurs doivent également être insensibles à l'interaction forte.

Chapitre 4

Le J/ψ dans les collisions d'ions lourds

Comme mentionné précédemment, les collisions d'ions lourds sont un moyen unique de créer et étudier le QGP en laboratoire, ainsi que pour étudier la structure nucléaire à haute énergie de transfert. Ces études nécessitent des sondes que l'on peut classifier en fonction de leur échelle d'énergie. Dans ce chapitre nous nous intéresserons aux propriétés de la sonde dure J/ψ ainsi qu'aux interactions la concernant et qui permettent d'apporter une partie des réponses aux problématiques évoquées dans les chapitres précédents.

4.1 États liés quark-antiquark

Les quarkonia sont des mésons dont la composition contient un quark lourd et son antiquark associé. On y distingue les charmonia, états liés charmés $c - \bar{c}$ et les bottomonia, états liés de quarks bottom $b - \bar{b}$. Dans ce chapitre nous nous intéressons au J/ψ , premier état excité des charmonia. Son spin valant 1 fait de lui un méson vecteur, propriété importante pour l'analyse proposée dans cette thèse. Il fut découvert simultanément par deux laboratoires en 1974, le SLAC [34] et BNL [35], lors de l'étude du spectre de masse invariante des dimuons. D'autres états liés $c - \bar{c}$ existent dans la spectroscopie du charmonium, ils se distinguent par leur potentiel d'interaction et sont illustrés figure 4.1 en fonction de leur masse et de leurs nombres quantiques.

Les caractéristiques de ces états liés peuvent être calculées à partir de l'équation de Schrödinger pour un potentiel non-relativiste appelé potentiel de Cornell [36]. À température nulle, le potentiel auquel sont soumis deux quarks à l'intérieur du hadron

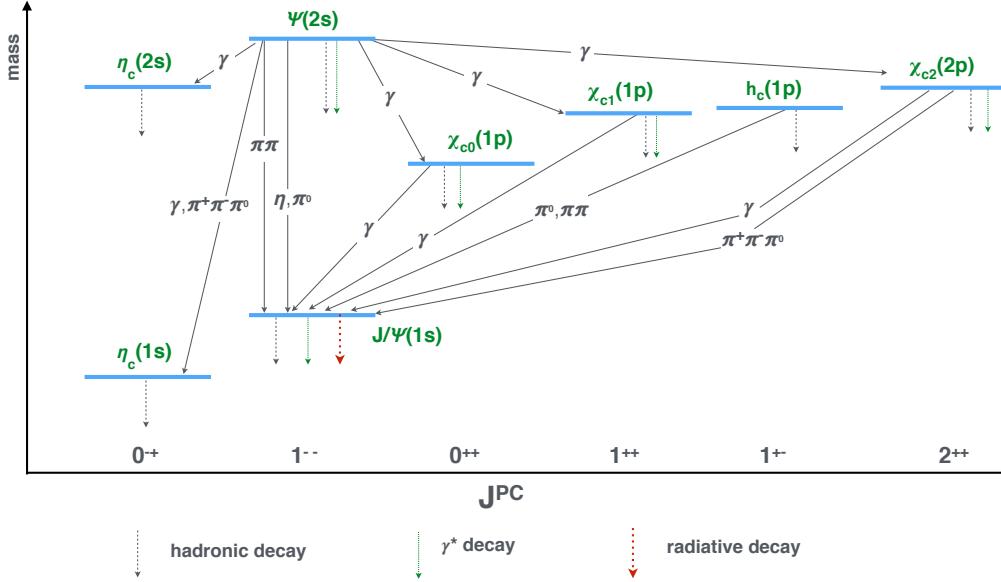


FIGURE 4.1 : Représentation des charmonia en fonction de leur masse et de leurs nombres quantiques ainsi que leurs modes de décroissances.

Figure issue de [19].

peut être écrit :

$$V(r, T = 0) = \sigma r - \frac{\alpha_s}{r} \quad (4.1)$$

avec α_s la constante de couplage de l'interaction forte, σ la tension de corde entre les quarks et r leur distance. En résolvant l'équation de Schrödinger avec le potentiel de Cornell et pour $\sigma \approx 0.2$ GeV et $\alpha_s \approx \pi/12$, on trouve pour le J/ψ : $m = 3.10$ GeV/ c^2 , $\Delta E = 0.64$ GeV et $r_0 = 0.5$ fm [37].

4.2 Production hadronique de J/ψ

Les quarkonia sont créés lors des tous premiers instants de la collision par processus dur avant même la création d'un QGP¹. Son devenir dépend ensuite du milieu dans lequel il évolue. Les mécanismes de production hadronique des quarkonia ($q - \bar{q}$) se déroulent en deux étapes :

¹Le temps de formation d'une paire $c - \bar{c}$ est de l'ordre de $\tau \sim 1/(2m_c) \sim 0.1$ fm/ c . En comparaison le temps de formation d'un QGP est de l'ordre de $\tau \sim 10$ fm/ c aux énergies du LHC.

1. La formation d'une paire $q - \bar{q}$, dominée par la fusion des gluons aux énergies du LHC (petits x). Les diagrammes de Feynman des processus contribuant majoritairement à la productions de paires de quarks lourds lors d'une collision hadronique sont présentés figure 4.2. La formation d'une telle paire est possible uniquement pour une énergie $Q > 2m_q$ correspondant à un domaine d'énergie où il est possible d'appliquer la QCD perturbative. Ces paires de quarks sont produites dans un état coloré (octet de couleur) ou dans un état neutre (singulet de couleur).
2. L'évolution de la paire $q - \bar{q}$ vers un état lié physique, le quarkonium obligatoirement neutre en couleur. Pour une paire colorée, la neutralisation de la couleur se fait par émission ou absorption de gluons. Plusieurs modèles existent pour expliquer ce phénomène d'hadronisation où la paire $q - \bar{q}$ acquiert les nombres quantiques du quarkonia formé lors de processus d'absorption ou d'émission d'un ou plusieurs gluons. Le modèle de l'évaporation de couleur phénoménologique et statistique, le modèle du singulet de couleur et le modèle de l'octet de couleur sont respectivement présentés dans [38, 39],[40] et [41]. Cependant aucun de ces modèles ne reproduit complètement les mesures expérimentales de la production de charmonium.

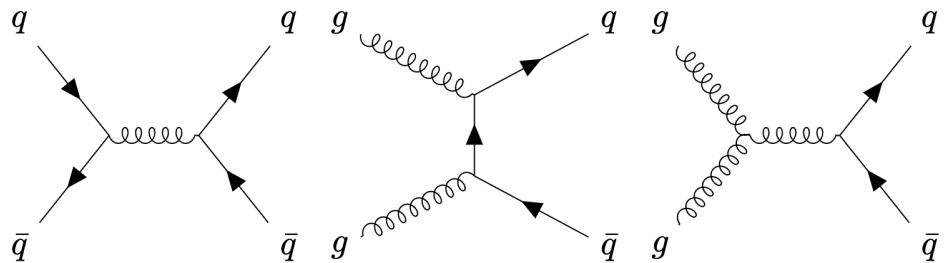


FIGURE 4.2 : Diagrammes de Feynman pour la formation des paires de quarks lourds à l'ordre dominant par annihilation de quarks (gauche) et par fusion de gluons (milieu et droite).

Production secondaire

Finalement, l'état fondamental du charmonium peut être produit aussi par désintégration des états non fondamentaux (χ_c et $\psi(2S)$) aux énergies du LHC) ou par décroissance faible de mésons B . On parle dans ce cas de J/ψ de *feed-down* et de contribution non-prompt, respectivement.

4.3 Photoproduction de J/ψ

En 1924, Enrico Fermi énonça qu'une charge se mouvant à une vitesse relativiste génère un fort champ électromagnétique transverse à la direction de propagation de la charge qui se comporte comme un nuage de quasi-photons cohérents [42]. Le flux équivalent de photons généré par une charge relativiste est décrit à l'aide de l'approximation de photons quasi-réels de Weisäcker-Williams énoncée dix ans plus tard [43, 44]. D'un point de vue mathématique, la distribution des photons générés par la charge est décomposée semi-classiquement en ondes planes à l'aide des fonctions de Bessel tel que présenté dans [45]. Le flux de photons quasi-réels émis à une énergie ω et à un paramètre d'impact b est donné par :

$$n(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha_{\text{QED}}}{\pi^2 \omega} \left| \int_0^\infty dq_\perp q_\perp^2 \frac{F(q^2)}{q^2} J_1(bq_\perp) \right|^2 \quad (4.2)$$

avec Z la charge nucléaire, α_{QED} la constante de structure fine², F le facteur de forme de la particule chargée, J_1 la fonction de Bessel et q_\perp l'impulsion transverse du photon tel que $q^2 = (\omega/\gamma)^2 + q_\perp^2$ avec un facteur de Lorentz $\gamma = \sqrt{s_{\text{NN}}}/(2m_{\text{proton}})$.

Il apparaît que ce flux est proportionnel au carré de la charge du noyau et à la distribution de la charge au sein de celui ci, exprimée à l'aide du facteur de forme³. L'utilisation d'ions lourds ultra-relativistes semble donc donner un accès privilégié à l'étude d'une physique photo-induite, originellement réservée aux collisions e^-e^+ et ep . En particulier, on peut distinguer la production de particules par fusion de deux photons ($\gamma\gamma \rightarrow X$) ainsi que l'interaction d'un photon avec l'autre noyau (γA). Selon le processus occurant lors d'une interaction γ -noyau, ce dernier peut émettre un ou plusieurs nucléons en raison de la dissociation coulombienne suivant l'interaction. Ce phénomène est d'ailleurs la source la plus importante de la perte d'énergie faisceau dans les collisionneurs. En dépit de cet aspect, si le photon est suffisamment dur, il est apte à sonder la distribution partonique du noyau en interagissant directement avec les quarks et gluons. Cette physique a été largement étudiée par processus diffractifs sur cibles de protons au collisionneur HERA à DESY [47, 48]. On peut donner une certaine

²La constante de couplage associée à l'interaction électromagnétique $\alpha_{\text{QED}} \approx 7.3 \times 10^{-3}$.

³La distribution de charge au sein du noyau peut être envisagée par différentes approches, le cas le plus simple étant de considérer le noyau comme une charge ponctuelle. Une représentation plus réaliste est de considérer le potentiel de Wood-Saxon ou de repenser le noyau comme une sphère dure d'un rayon donné convolué à un potentiel de Yukawa [46].

importance aux processus photon-gluon qui peuvent aider à l'étude des distributions gluoniques des nucléons. En collisions γA , ces processus donnent accès à ces distributions dans un milieu nucléaire où le phénomène de saturation et de shadowing à petit x de Bjorken deviennent accessibles. Parmi tous les canaux d'interaction possibles, nous nous intéresserons à la photoproduction de mésons vecteurs, et plus particulièrement du J/ψ , en collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

Le diagramme de Feynman dominant la photoproduction cohérente de J/ψ est présenté sur la figure 4.3. On y voit un photon quasi-réel⁴ d'un premier noyau fluctuant en une paire $c - \bar{c}$ possédant les mêmes nombres quantiques que le photon $J^{PC} = 1^{--}$. Cette paire peut ensuite diffuser sur le noyau cible pour former un état lié grâce à l'interaction avec le champ gluonique de ce dernier. Afin de respecter la neutralité en couleur du vecteur méson produit, le quasi-photon interagit par l'échange de deux gluons dans un état singulet de couleur. Le processus est dit cohérent lorsque le quasi-photon interagit avec le champ de gluons de l'intégralité des nucléons du noyau laissant le noyau diffusé dans son état fondamental. À l'inverse, lors de la photoproduction incohérente, la diffraction s'effectue sur un seul nucléon et laisse le noyau dans un état excité.

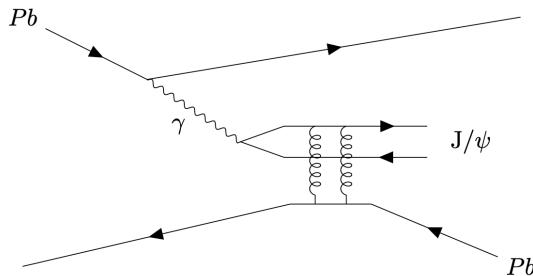


FIGURE 4.3 : Diagramme de Feynman pour la photoproduction cohérente de J/ψ en collisions d'ions lourds.

Une manière simplifiée d'écrire la section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ est présentée ci-dessous :

$$\sigma(AA \rightarrow AA J/\psi) = \int d\omega \frac{dn(\omega)}{d\omega} \sigma(\gamma A \rightarrow A J/\psi) \quad (4.3)$$

⁴La condition de cohérence des charges du noyau émetteur restreint la virtualité au photon à de faibles valeurs tel que $Q^2 \lesssim 1/R^2$. Avec R le rayon de la charge émettrice.

Elle présente une composante purement QED reliée au flux de photons $n(\omega)$ donné par l'équation 4.2. La section efficace totale s'intègre sur toutes les valeurs possibles de l'énergie du photon qui est directement reliée à la rapidité y (dans le laboratoire) du J/ψ produit par la relation :

$$\omega = \frac{1}{2} M_{J/\psi} e^y \quad (4.4)$$

La seconde partie, $\sigma(\gamma A \rightarrow A J/\psi)$ est la section efficace photonucléaire qui peut être traitée en QCD perturbative. Au premier ordre des perturbations, l'interaction se fait par l'échange de deux gluons dans un état singulet de couleur. La section efficace photonucléaire correspondante devrait donc être proportionnelle au carré des fonctions de distribution des gluons ($G(x, Q^2)$). Dans un processus à deux corps ($AB \rightarrow AB + J/\psi$), la variable de Bjorken x peut être réécrite en fonction de propriétés de la particule diffractée :

$$x_{\pm} = \frac{m_{J/\psi}}{\sqrt{s}} e^{\pm y} \quad (4.5)$$

où $m_{J/\psi}$ est la masse du J/ψ ($Q^2 \sim m_{J/\psi}$). L'ambiguité de signe apparaissant devant la rapidité y du J/ψ produit provient du fait qu'en collisions d'ions lourds, chaque noyau peut servir d'émetteur photon ou de noyau diffracté. Aux énergies du LHC, la photoproduction cohérente de J/ψ sonde des valeurs de x de Bjorken allant de $x(-y) \sim 10^{-5}$ à $x(+y) \sim 10^{-2}$. Cela confère un outil précieux à l'étude des effets nucléaires sur la distribution des gluons, en particulier le shadowing [46].

La photoproduction de mésons vecteurs est un processus bien connu au moyen de diverses études au collisionneur électron-proton HERA à DESY [49] et lors de collisions d'ions lourds ultra-périphériques au LHC [50-57] et au RHIC [58-60]. Ces collisions ultra-périphériques (UPC : *Ultra-Peripheral Collisions*) se caractérisent par un paramètre d'impact supérieur à la somme des rayons des noyaux incidents ($b > R_1 + R_2$). Elles sont un système idéal pour étudier les interactions induites par des photons sans contamination d'interactions hadroniques. Une revue détaillée de la physique UPC au LHC est disponible dans [61]. La photoproduction de vecteurs mésons en UPC possède une signature expérimentale très claire d'une production exclusive à très basse impulsion transverse. En effet, la condition de cohérence lors la photoproduction de mésons vecteurs lourds impose une impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ de l'ordre de $1/R_T$ avec R_T le rayon transverse de l'objet diffusé. Dans le cas de la photoproduction cohérente où le photon se couple au noyau, on trouve $\langle p_T \rangle \simeq 60 \text{ MeV}/c$ tandis que cette valeur

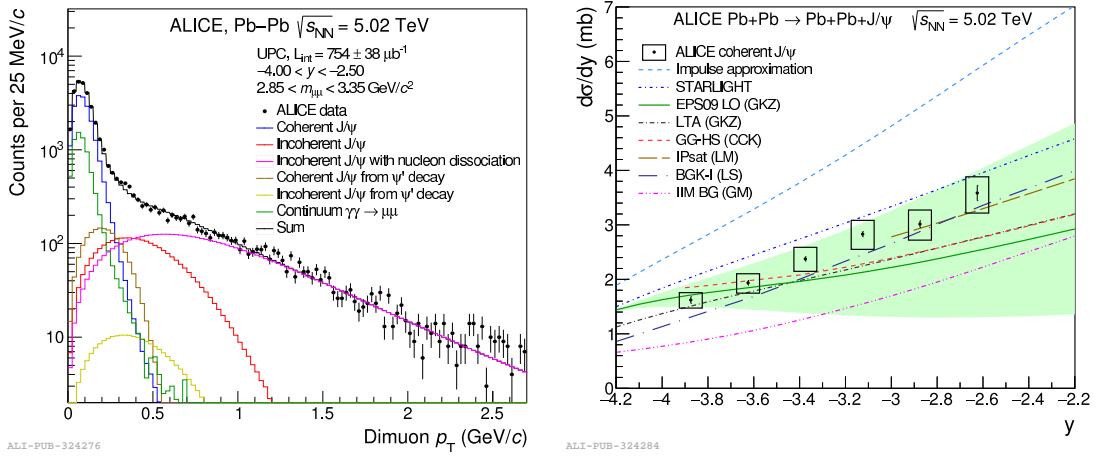


FIGURE 4.4 : Gauche : distribution en p_T des dimuons de signes opposés dans l'intervalle en masse du J/ψ ($2.85 < m_{\mu\mu} < 3.35 \text{ GeV}/c^2$) dans l'intervalle en rapidité $-4 < y < -2.5$. Droite : section efficace de photoproduction de J/ψ en fonction de la rapidité y . Mesure effectuée lors de collisions UPC Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ par la collaboration ALICE [53].

augmente pour la photoproduction incohérente où le couplage s'effectue avec un nucléon, $\langle p_T \rangle \simeq 500 \text{ MeV}/c$. Le panel gauche de la figure 4.4 montre la dernière mesure de la distribution en p_T des dimuons de signes opposés lors de collisions UPC Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ effectuée par la collaboration ALICE. Un modèle d'ajustement est appliqué à la distribution mesurée afin d'extraire les multiples contributions de processus photo-induits dans l'intervalle en masse du J/ψ ($2.85 < m_{\mu\mu} < 3.35 \text{ GeV}/c^2$). Outre la photoproduction cohérente et incohérente, des J/ψ de basse impulsion transverse peuvent également être produits par décroissance de $\psi(2S)$ photoproduits. La photoproduction incohérente distingue la contribution incohérente et la contribution incohérente avec dissociation. La première peut être vue comme un abus de langage dans la mesure où le photon se couple de façon cohérente avec un nucléon tandis que dans le cas dissociatif, il s'agit d'une interaction incohérente sur le nucléon, pouvant être vue comme une interaction γ -parton. À droite de la figure 4.4, la section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ est mesurée en fonction de la rapidité y lors de collisions UPC Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ par la collaboration ALICE.

En 2015, la collaboration ALICE fit état de l'existence d'un excès de J/ψ à très basse impulsion transverse ($p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$) lors de collisions Pb–Pb avec recouvrement nucléaire ($b < R_1 + R_2$) par rapport aux prévisions pour de la production hadronique [62].

Cette observation a été confirmée par la collaboration STAR dans des collisions Au-Au et U-U à des énergies inférieures [63]. L'allure de la distribution en p_T de cet excès suggère que la photoproduction cohérente de J/ψ soit le processus physique sous-jacent.

En partant de cette conjecture, plusieurs enjeux théoriques se dessinent. L'approche la plus simple consiste à étendre les modèles appliqués en UPC aux collisions périphériques avec une partie QED traitant le flux de photons et une section efficace photonucléaire $\gamma A \rightarrow A J/\psi$. La plupart des calculs actuellement disponibles définissent un flux de photons effectif dépendant du paramètre d'impact complété par des restrictions géométriques : seuls les γ qui atteignent la zone géométrique du noyau cible sont considérés et on néglige les γ qui atteignent la zone de recouvrement nucléaire [64-66]. Selon le modèle employé, la section efficace photonucléaire peut également être modifiée pour tenir compte de la taille du fragment nucléaire participant à l'interaction cohérente γA [67, 68]. Dans ce dernier modèle, les auteurs s'interrogent sur l'effet des fortes interactions hadroniques dans la région de recouvrement sur la section efficace de photoproduction cohérente. Contrairement aux autres modèles, l'émetteur γ n'est plus seulement le noyau mais peut également être le fragment de nucléons spectateurs ne participant pas à la collision hadronique, laissant la possibilité à de multiples scénarios de couplage comme présenté sur la figure 4.5. Les différents scénarios de couplage, exprimés comme émetteur+cible, sont comparés aux premières données expérimentales d'ALICE sur la photoproduction cohérente de J/ψ en collisions périphériques [62]. De plus, ce modèle tient compte des effets d'interférence lors du croisement de deux noyaux et qui a tendance à diminuer la photoproduction cohérente à très bas p_T à mesure que le paramètre d'impact diminue. Finalement, le modèle présenté dans [46] suggère que la section efficace photonucléaire peut être extraite en utilisant des mesures expérimentales issues de collisions périphériques et UPC dans le même intervalle en rapidité.

4.4 Effets de la matière nucléaire froide

D'après leurs propriétés, les J/ψ sont majoritairement créés aux premiers instants qui suivent la collision. Leur temps de vie suffisamment grand leur permet de faire l'expérience du milieu créé lors de la collision. Nous verrons dans le chapitre suivant que le J/ψ est un observable dont les propriétés sont grandement affectées lors de la création d'un milieu chaud déconfiné. Néanmoins, la multiplicité de particules produites ainsi

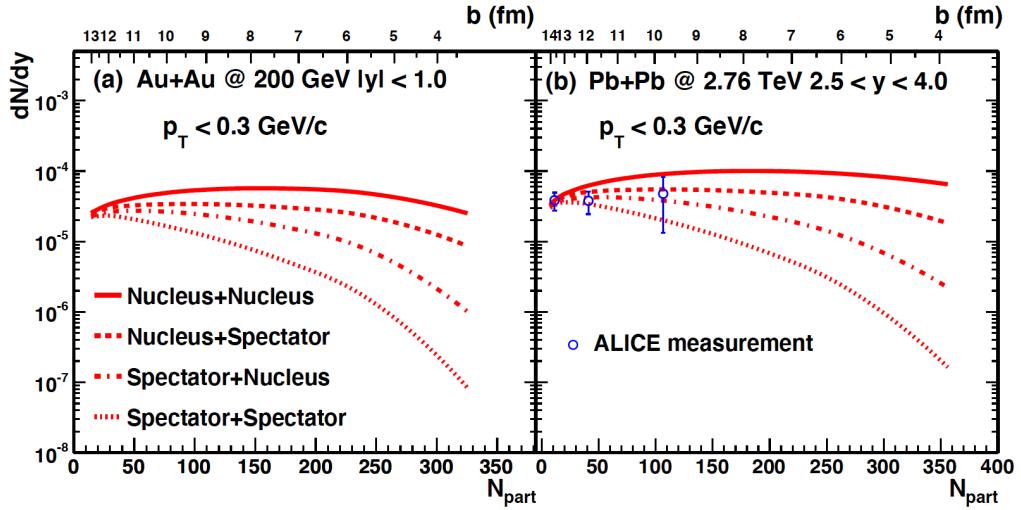


FIGURE 4.5 : Taux de photoproduction cohérente de J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants N_{part} en collisions (a) Au-Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV et (b) Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV [68]. Les données expérimentales ALICE sont extraites de [62].

que l'utilisation d'ions lourds comme particules incidentes peuvent avoir un effet sur sa production. Ces effets dus à la matière nucléaire dite "froide" sont brièvement présentés dans cette section. Ils sont majoritairement étudiés en collisions p-Pb où le QGP n'est pas attendu. Des études menées avec ALICE de 2013 à 2020 attestent de ces phénomènes dans [69-72].

4.4.1 Etat initial de la collision nucléaire

Comme nous l'avons vu dans la section 4.2, la production hadronique de J/ψ est majoritairement dominée par le mécanisme de fusion de gluons aux énergies du LHC. Leur production dépend donc des PDFs des gluons des particules incidentes. En collisions d'ions lourds, les effets nucléaires modifient cette distribution comme expliqué dans la section 2.3. La production de J/ψ est sensible à une région cinématique où la fonction de distribution gluonique est grandement diminuée (zone de shadowing). Il en résulte que le facteur de modification nucléaire gluonique $R_g^A(x, Q^2) < 1$ peut baisser jusqu'à près d'un facteur 2 pour des énergies de transfert de quelques GeV. On s'attend donc à observer une diminution du taux de J/ψ produits dans l'état initial de la collision.

4.4.2 Diffusions multiples et perte d'énergie

Lors de leur propagation dans un milieu nucléaire, les partons et paires $c - \bar{c}$ peuvent perdre de l'énergie par radiation de gluons aux différentes étapes de la formation d'un charmonium [73, 74]. Cette perte d'énergie est linéaire avec la longueur du milieu traversé ($\sim R_A$). De plus, l'interférence des radiations de gluons dans l'état initial et final crée une perte d'énergie cohérente qui affecte la distribution cinématique des charmonia [75, 76]. Ces pertes d'énergie auront pour effet de diminuer la section efficace de production des charmonia. De plus, les partons incidents peuvent subir des diffusions multiples avec les partons du noyau cible. À chaque interaction élastique, les partons incidents acquièrent de l'impulsion transverse. On observe comme conséquence une augmentation de la valeur et de la dispersion du $\langle p_T \rangle$ des J/ψ dans l'état final. Cet effet, appelé effet Cronin, est également proportionnel à la longueur du milieu traversé [77].

4.4.3 Absorption nucléaire

Lorsqu'une paire de $c - \bar{c}$ est produite, elle est susceptible d'interagir avec les autres nucléons des noyaux impliqués dans la collision et de se dissocier avant son temps d'hadronection. Il s'agit d'une dissociation nucléaire qui dépend à la fois de la longueur de matière nucléaire traversée et de la section efficace effective d'absorption [78, 79]. Aux énergies du LHC, il est attendu que cette interaction soit négligeable en raison du temps de croisement des noyaux qui est très petit devant le temps d'hadronection de la paire $c - \bar{c}$.

4.5 Effets de la matière nucléaire chaude

Cette section est consacrée aux effets nucléaires qui affectent la production de J/ψ lors de la création d'un milieu hadronique chaud. Ces effets sont visibles lors de collisions Pb–Pb où la densité initiale d'énergie est suffisante pour créer un QGP. Ces effets, dus à la matière nucléaire "chaude", sont quantifiés en comparant la production de J/ψ en collisions Pb–Pb à sa production en collisions pp en p–Pb. Des études menées avec ALICE de 2013 à 2019 attestent de ces phénomènes dans [80-83].

4.5.1 Dissociation séquentielle par écrantage de couleur

Elle fut introduite par T. Matzui et H. Satz en 1986. Ils prédirent une suppression anormale des J/ψ dans un milieu coloré déconfiné $T > T_c$ [84]. La présence de charges colorées au sein d'un QGP provoque un phénomène d'écrantage qui prévient la formation d'un état lié $c - \bar{c}$. Le potentiel auquel sont soumis deux quarks au sein d'un hadron se ré-écrit avec l'introduction d'un terme d'écrantage de Debye tel que :

$$V(r, T) = \sigma R \left(\frac{1 - e^{-\mu r}}{\mu r} \right) - \frac{\alpha_s}{r} \times e^{-\mu r} \quad (4.6)$$

où $\mu(T) = 1/r_D(T)$ est la masse d'écrantage du milieu avec $r_D(T)$ le rayon de Debye qui est donc inversement proportionnel à la densité de charge de couleur du milieu. Ainsi lorsque la température du milieu augmente, r_D diminue impliquant une faible portée d'interaction entre les quarks du hadron jusqu'à atteindre un état déconfiné lorsque le rayon hadronique de l'état lié devient plus grand que $r_D(T)$. La température à laquelle $r > r_D(T)$ est appelée température de dissociation T_d pour laquelle aucun état lié n'est observé. La résolution de l'équation de Schrödinger avec l'introduction du potentiel d'écrantage donne une première approximation des valeurs relatives des températures de dissociation des charmonia par rapport à la température critique de déconfinement (T_c) [37]. Ces valeurs sont reportées dans la table 4.1.

État	J/ψ	χ_c	$\psi(2S)$
Masse (GeV/c^2)	3.10	3.53	3.68
ΔE (GeV)	0.64	0.20	0.05
T_d	$\sim 1.2 T_c$	$\sim T_c$	T_c

TABLE 4.1 : Masse, énergie de liaison et température de dissociation des trois états de charmonia [37].

Une autre approche consiste à utiliser les calculs de QCD sur réseau à température finie pour estimer la probabilité de survie des charmonia exprimée à l'aide des fonctions spectrales $\sigma_i(M, T)$ du charmonia i en fonction de la température T du milieu et de la masse M de la paire $c - \bar{c}$ [85, 86]. La figure 4.6 présente les fonctions spectrales du J/ψ et du χ_c issues de simulations lQCD à différentes températures. Visuellement on peut estimer une température de dissociation du J/ψ tel que $1.5 T_c < T_d < 2.3 T_c$

tandis que le χ_c est supprimé dès $T_d < 1.1 T_c$ [37].

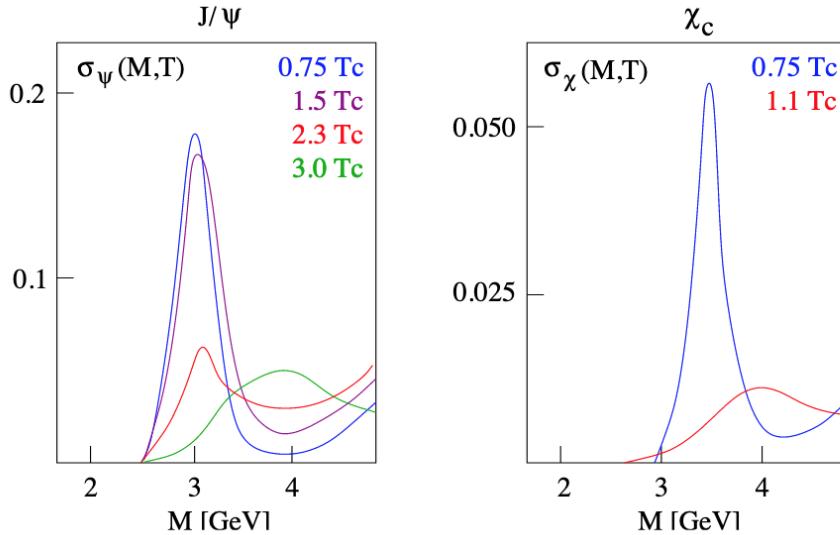


FIGURE 4.6 : Fonctions spectrales du J/ψ et du χ_c issues de simulations lQCD à différentes températures. Figure issue de [37].

La suppression par écrantage de couleur est dite séquentielle car le J/ψ peut être indirectement produit lors de la décroissance des χ_c et des $\psi(2S)$ qui ont tout deux des températures de dissociation plus faibles que le J/ψ . Ainsi la probabilité de production de J/ψ décroît par paliers en fonction des températures de dissociation des différents états des charmonia.

4.5.2 Régénération de quarkonia

Le J/ψ peut être régénéré pendant ou à la fin de la phase de déconfinement par recombinaison de quarks lourds initialement issus de paires $c - \bar{c}$ non corrélées [87, 88]. Il est attendu que la probabilité de recombinaison augmente avec la densité de quarks charmés produits lors des processus durs initiaux et donc avec l'énergie de la collision et la centralité. Il est attendu que les J/ψ issus de la recombinaison résident à une faible impulsion transverse ($p_T < 4$ GeV/c). Le phénomène de régénération est un processus qui entre en compétition avec la suppression séquentielle par écrantage de couleur comme illustré figure 4.7.

4.5.3 Interaction avec les covoyageurs

Les covoyageurs sont les constituants du milieu hadronique susceptibles d’interagir avec les paires $c - \bar{c}$ ou les états de charmonia issus de processus initiaux. La probabilité que la paire liée survive à l’interaction dépend de la vélocité de la paire, de la densité de covoyageurs et de la section efficace de diffusion $c\bar{c}$ – covoyageurs. Le nombre de covoyageurs augmente de façon continue avec la densité d’énergie du milieu hadronique et donc le nombre de J/ψ produit décroît de façon proportionnelle. En principe de telles interactions sont possibles dans un milieu hadronique déconfiné.

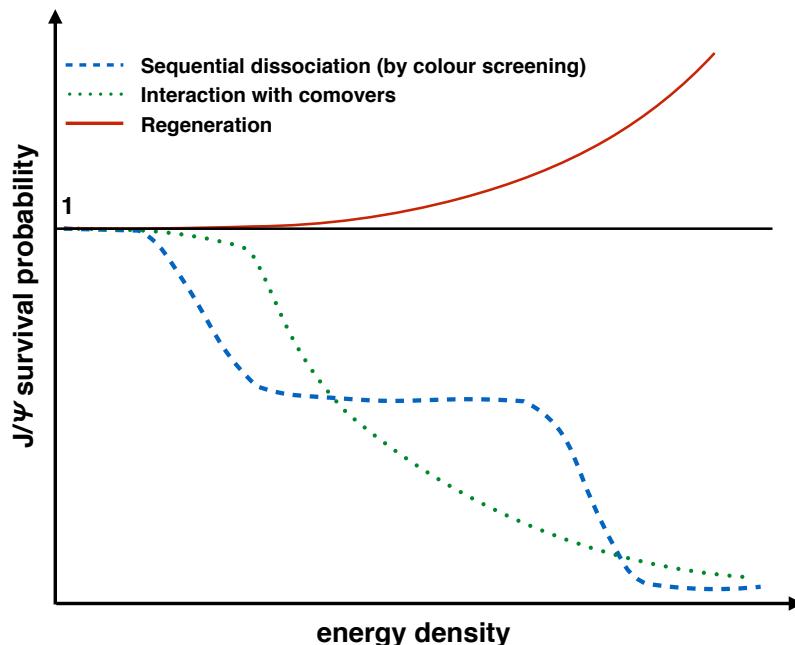


FIGURE 4.7 : Illustration de la contribution de la suppression par écran-tage de couleur, de la régénération et de l’interaction avec les covoyageurs sur la probabilité de survie du J/ψ . Figure issue de [19].

4.6 Mesures récentes avec ALICE

Cette section a pour objectif de fournir une brève mise en contexte de la mesure inclusive du J/ψ avec l’expérience ALICE. Les résultats qui y sont montrés sont les plus récentes mesures concernant la production de J/ψ en collisions hadroniques et attestant des effets nucléaires sur sa production en HIC.

4.6.1 Production de J/ψ en collisions pp

L'objectif principal de la mesure du J/ψ en collisions pp avec ALICE, est de servir de système de référence pour la production de J/ψ sans effets nucléaires. La mesure de la section efficace de production hadronique permet de contraindre les modèles de production initiale. La figure 4.8 présente la mesure de la section efficace de production de J/ψ en fonction de p_T (gauche) et de y (droite) aux énergies de centre de masse 2.76, 5.02, 7, 8, et 13 TeV. La comparaison avec des modèles dans [89] montre une bonne adéquation avec les résultats pour des calculs NRQCD (*Non Relativistic Quantum ChromoDynamic*) de la composante prompt des J/ψ à bas p_T . En augmentant l'énergie dans le centre de masse, les prédictions tendent à sous-évaluer la production inclusive de J/ψ . L'écart à haute impulsion transverse s'explique bien par l'ajout d'un modèle de production non-prompt.

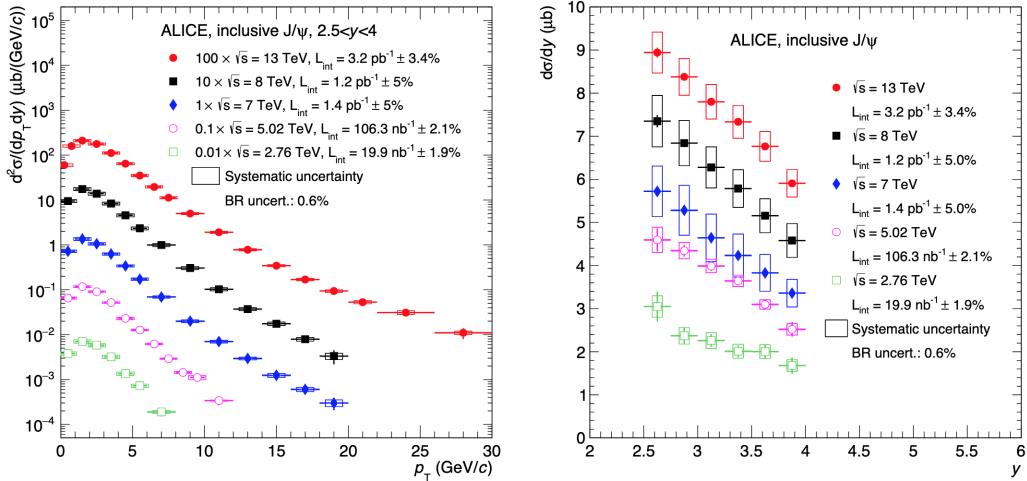


FIGURE 4.8 : Section efficace de production de J/ψ à rapidité avant $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ en fonction de p_T (gauche) et de y (droite). Mesures effectuées lors de collisions pp à différentes énergies de centre de masse par la collaboration ALICE. Figure issue de [89].

Récemment, de nouvelles études cherchent à explorer les effets potentiels des petits systèmes sur la production du J/ψ . La dépendance en multiplicité du taux de J/ψ auto-normalisé est montrée sur la figure 4.9. On constate une dépendance linéaire de la production à rapidité avant et ce indépendamment de l'énergie de la collision.

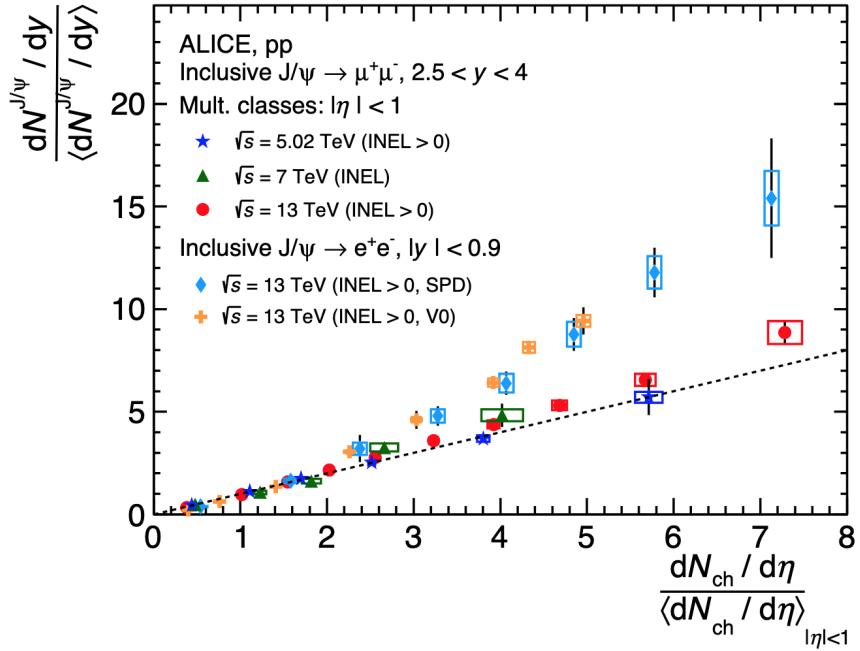


FIGURE 4.9 : Taux de J/ψ auto-normalisé en fonction de la multiplicité à rapidité avant $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ et centrale $|y| < 0.9$. Mesures effectuées lors de collisions pp à différentes énergies de centre de masse par la collaboration ALICE. Figure issue de [90].

4.6.2 Production de J/ψ en collisions p–Pb

La mesure de la production de J/ψ en collisions p–Pb permet de quantifier les effets nucléaires froids tandis que les effets nucléaires chauds ne sont pas attendus dans ce système. L'observable d'intérêt principal est le facteur de modification nucléaire $R_{p\text{Pb}}$ qui permet d'évaluer le taux relatif de production en collisions p–Pb par rapport aux collisions pp. À ce jour, cette analyse a été effectuée par la collaboration à deux énergies de centre de masse, 5.02 et 8.16 TeV.

La figure 4.10 montre le $R_{p\text{Pb}}$ à $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV en fonction de la rapidité. En raison de l'asymétrie de la collision, la rapidité du centre de masse (y_{cms}) est décalée par rapport à la rapidité du laboratoire (y_{lab}). Les deux configurations faisceaux, proton allant vers le spectromètre à muons (p–Pb) et plomb allant vers le spectromètre à muons (Pb–p), permettent d'investiguer deux domaines en rapidité correspondant chacun à un régime particulier des distributions partoniques nucléaires (c.f. section 2.3). La mesure effectuée par ALICE montre un bon accord avec celle de l'expérience LHCb.

On observe une suppression significative des J/ψ dans la région de rapidité positive, qui sonde les nPDFs à petits x des noyaux de plomb. Les données sont comparées à des prédictions théoriques. Les calculs se basant sur une approche CGC donnent une bonne description de l'amplitude de la suppression à rapidité avant. Les scénarios de shadowing se basant sur l'utilisation des nPDFs nCTEQ15 et EPPS16 montrent un bon accord avec les données. Le modèle de perte d'énergie cohérente des partons et les modèles implémentant l'interaction des paires $c - \bar{c}$ avec le milieu hadronique dans l'état final décrivent correctement l'allure de la dépendance en rapidité du $R_{p\text{Pb}}$.

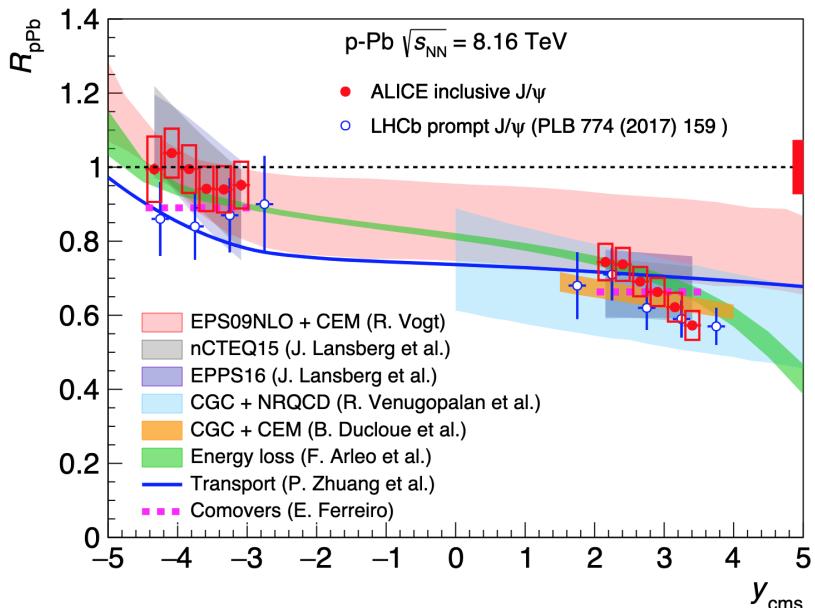


FIGURE 4.10 : Facteur de modification nucléaire en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8.16$ TeV en fonction de la rapidité mesuré par ALICE et LHCb. Figures issue de [71].

La dépendance en p_T du $R_{p\text{Pb}}$ du J/ψ à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8.16$ TeV est montrée sur la figure 4.11 avec les modèles décrits précédemment. À rapidité positive, figure de droite, la suppression agit à bas p_T . Le rapport devient compatible avec l'unité à partir de $p_T \gtrsim 5$ GeV/ c . À rapidité négative, on observe une augmentation du $R_{p\text{Pb}}$ de 0 GeV/ c à 6 GeV/ c mais sans suppression significative à bas p_T . Les prédictions théoriques illustrées fournissent une bonne description de la dépendance en p_T .

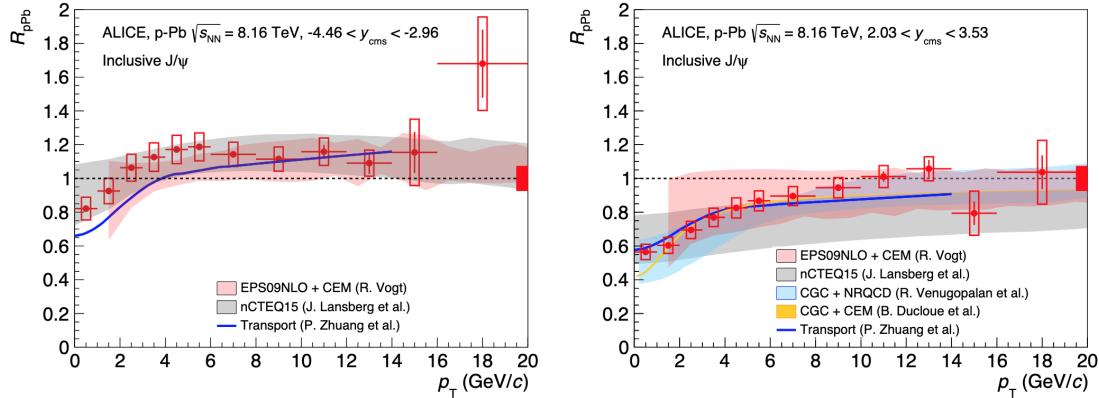


FIGURE 4.11 : Facteur de modification nucléaire en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV en fonction de p_T à rapidité négative $-4.46 < y_{\text{cms}} < -2.96$ (gauche) et à rapidité positive $2.03 < y_{\text{cms}} < 3.53$ (droite) mesuré par ALICE. Figures issue de [71].

4.6.3 Production de J/ ψ en collisions Pb–Pb

La collaboration ALICE a étudié la production de J/ ψ en collisions Pb–Pb avec l’objectif d’étudier les mécanismes de suppression et de régénération lors de collisions d’ions lourds. À l’instar des collisions p–Pb, le facteur de modification nucléaire R_{AA} permet de quantifier ces effets en collisions noyau–noyau (AA) par rapport aux collisions pp. La mesure du R_{AA} du J/ ψ en collisions Pb–Pb aux deux énergies disponibles au LHC, $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV et $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, est montrée sur la figure 4.12 en fonction de la centralité de la collision et sur la figure 4.13 en fonction de p_T (gauche) et de y (droite).

La dépendance en centralité montre un excès de J/ ψ en collisions périphériques (petit N_{part}) qui peut être attribué à la photoproduction cohérente de J/ ψ à très basse impulsion transverse. Il s’agit du sujet principal de ce manuscrit, qui sera discuté en détail dans le chapitre 7. En allant vers des collisions plus centrales, la suppression des J/ ψ augmente avec le nombre de nucléons participants à la collision puis sature à partir de $N_{\text{part}} \sim 100$ suggérant une compétition entre les mécanismes de suppression et de régénération lors des collisions les plus centrales. Il est intéressant de noter que l’amplitude de la suppression ne semble pas significativement dépendre de l’énergie de la collision.

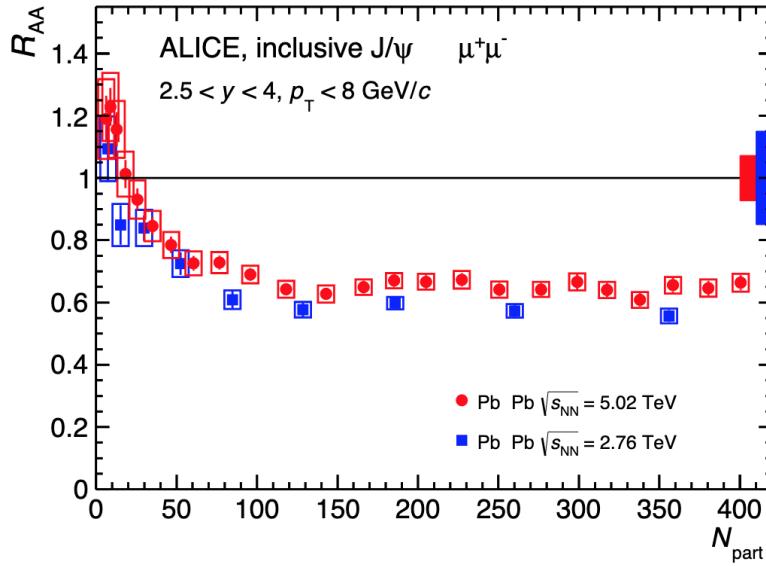


FIGURE 4.12 : Facteur de modification nucléaire en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ en fonction du nombre de nucléons participants mesuré par ALICE. Figures issue de [82].

La dépendance en p_{T} du R_{AA} offre une autre vision des différents effets sur la production de J/ψ . Bien que significative pour toutes les valeurs de p_{T} , la suppression des J/ψ est nettement moins importante à basse impulsion transverse où les mécanismes de régénération prennent place. Cet effet est d'autant plus visible en collisions centrales où la densité initiale de charmes est grande [83]. Cette étude montre également que la dépendance en p_{T} du R_{AA} devient plus faible en collisions semi-centrales pour devenir négligeable en collisions périphériques. Enfin, le panel droit de la figure 4.13 confirme la suppression mais sans dépendance explicite en rapidité. Comme pour l'étude en centralité, les mesures aux deux énergies sont compatibles dans la limite de leurs incertitudes. Le modèle de transport présenté sur la figure 4.13 semble bien décrire l'amplitude et l'allure de la suppression. Ce modèle tient compte des effets de suppression et de régénération sur la production de J/ψ prompts et non-prompts.

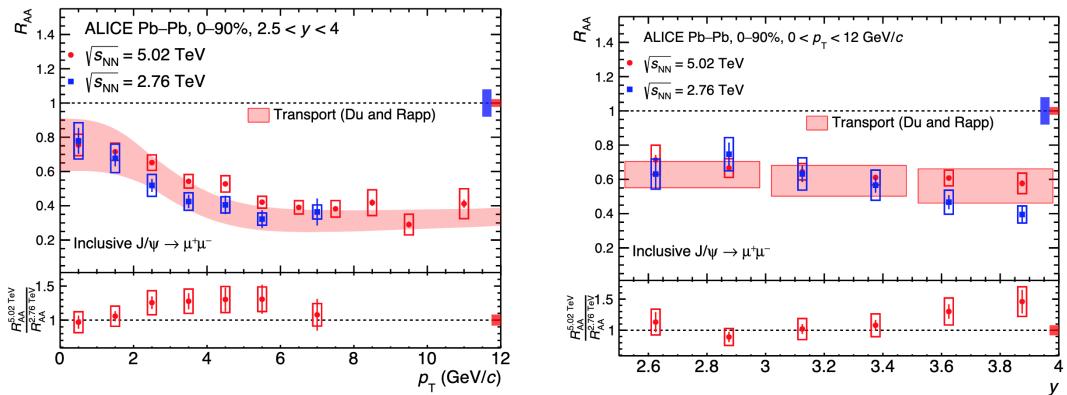


FIGURE 4.13 : Facteur de modification nucléaire en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ en fonction de p_T (gauche) et de y (droite) mesuré par ALICE. Figures issue de [83].

Chapitre 5

L'expérience ALICE au CERN

La matière hadronique est étudiée expérimentalement lors de collisions de protons et d'ions lourds permises par des accélérateurs de particules et analysées par des détecteurs spécialisés. Les données de cette étude ont été enregistrées par l'expérience ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) lors de campagnes de collisions d'ions lourds du grand collisionneur de hadrons (*LHC : Large Hadron Collider*).

5.1 Large Hadron Collider

Situé sous Genève à la frontière franco-suisse, le LHC est le plus grand et puissant accélérateur de particules existant actuellement. D'une circonférence de 26,67 km, il est installé à une profondeur moyenne de 50 m sous terre dans la cavité anciennement occupée par le LEP (*LEP : Large Electron Positron collider*) [91]. Sa construction fut motivée par la recherche du boson de Higgs mais également pour l'étude de la super symétrie, l'asymétrie matière-antimatière, la matière noire et la physique hadronique à hautes énergies. Le LHC délivra son premier faisceau en 2008.

5.1.1 Les faisceaux au CERN

Deux faisceaux de paquets de particules circulent dans le LHC en sens opposé afin de produire des collisions frontales en 4 points de croisement, lieux des 4 expériences du LHC : ATLAS, CMS, LHCb et ALICE.

Le complexe d'accélération du CERN, présenté figure 5.1, produit et accélère des faisceaux de protons et d'ions de plomb atteignant des énergies nominales respectives

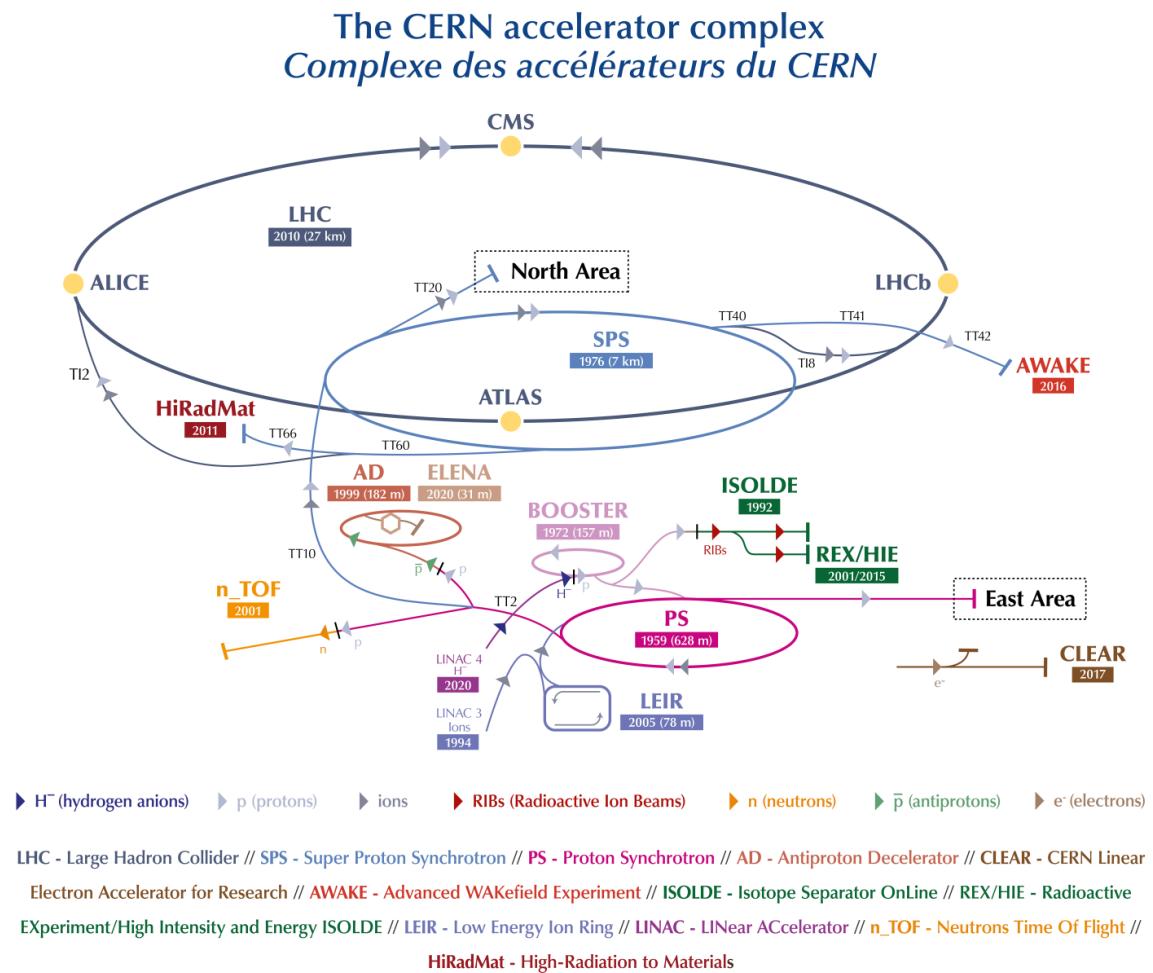


FIGURE 5.1 : Complexe des accélérateurs du CERN. Figure issue de [92].

de 6,5 TeV et 2,56 TeV/nucléon dans le LHC. Récemment, des faisceaux d'ions de Xénon ont été expérimentés au LHC.

Dans le LHC, les particules circulent dans des tubes ultravides où elles sont respectivement guidées sur leur trajectoire, focalisées et accélérées par des dipôles, quadrupôles et cavités radiofréquence. La structure comprend également un système de cryogénie maintenant la température à moins de 2 K afin de permettre l'utilisation des dipôles supraconducteurs.

Caractéristiques	Valeurs
Circonférence	26659 m
Nombre d'aimants	9593
Nombre de dipôles principaux	1232
Nombre de quadripôles principaux	392
Nombre de cavités radiofréquence (par faisceau)	8
Énergie nominale des faisceaux :	
Mode protons	6.5 TeV
Mode noyaux de plomb	2.56 TeV par nucléon
Nombre de paquet par faisceau de protons	2808
Nombre de protons par paquet (à l'injection)	$\sim 1.2 \times 10^{11}$
Nombre de tours par seconde	11245
Nombre de collisions par seconde	1 milliard

TABLE 5.1 : Caractéristiques principales du LHC [93].

Faisceau de protons

Le faisceau de protons produit dans le Linac2 est injecté dans le Proton Synchrotron Booster (PSB) à une énergie de 50 MeV puis est accéléré à 1.4 GeV. Il passe ensuite par le Proton Synchrotron (PS) et le Super Proton Synchrotron (SPS) où il atteint des énergies de 25 GeV et 450 GeV avant d'être injecté dans le LHC pour atteindre son énergie finale.

Faisceau d'ions de Plomb

Plus complexe, le faisceau d'ions est initialement un échantillon d'ions de différents états de charge produit dans le Electron Cyclotron Resonance (ECR). Il est accéléré

à 4.5 MeV/nucléon dans le Linac3 et passe par une première feuille de carbone pour retirer les électrons jusqu'à Pb^{54+} . Il est ensuite accéléré à 72 MeV/nucléon dans le Low Energy Ion Ring (LEIR) puis passe par une seconde feuille de carbone pour retirer les derniers électrons. Les ions Pb^{82+} sont injectés dans le PS et le SPS atteignant des énergies de 5.9 GeV/nucléon puis 177 GeV/nucléon avant d'aboutir dans le LHC.

5.2 A Large Ion Collider Experiment

L'expérience ALICE est la seule expérience du LHC spécialement conçue pour étudier la physique des ions lourds. Une collaboration d'environ 1800 personnes comprenant des physiciens, des ingénieurs de recherches et des techniciens, répartis dans 42 pays, travaillent ensemble pour assurer la construction et l'entretien du détecteur ainsi que l'analyse des données récoltées durant les périodes de collision du LHC.

Le design d'ALICE a été imaginé afin de mesurer avec une grande précision l'ensemble des signatures connues du QGP lors de collisions Pb–Pb ainsi que des références expérimentales obtenues lors de collisions p–Pb et pp. Une description complète du détecteur est présentée dans [94]. L'origine du système cartésien dans ALICE est défini au point d'interaction (IP). L'axe z étant parallèle à l'axe du faisceau et dirigé de la face C (spectromètre à muons) vers la face A. Le détecteur est illustré figure 5.2.

Il comprend un tonneau central ($|\eta| < 0.9$) placé dans un solénoïde délivrant un champ magnétique intégré en z de $B = 0.5$ T.m. Les sous détecteurs du tonneau central ont pour but d'identifier et de trajectographier les particules chargées et les photons jusqu'à basse impulsion. Le spectromètre à muons est placé à pseudo-rapidité vers l'avant $-4.0 < \eta < -2.5$. Le spectromètre possède son propre champ magnétique pour le traçage des muons et la reconstruction. Les détecteurs globaux, de part et d'autre du point d'interaction, mesurent les quantités générales telles que la centralité de la collision, la multiplicité et le temps de collision. Une rapide description des éléments de détection nécessaires à l'étude de la production de quarkonia dans leur canal de décroissance en dimuons est présentée ci-dessous.

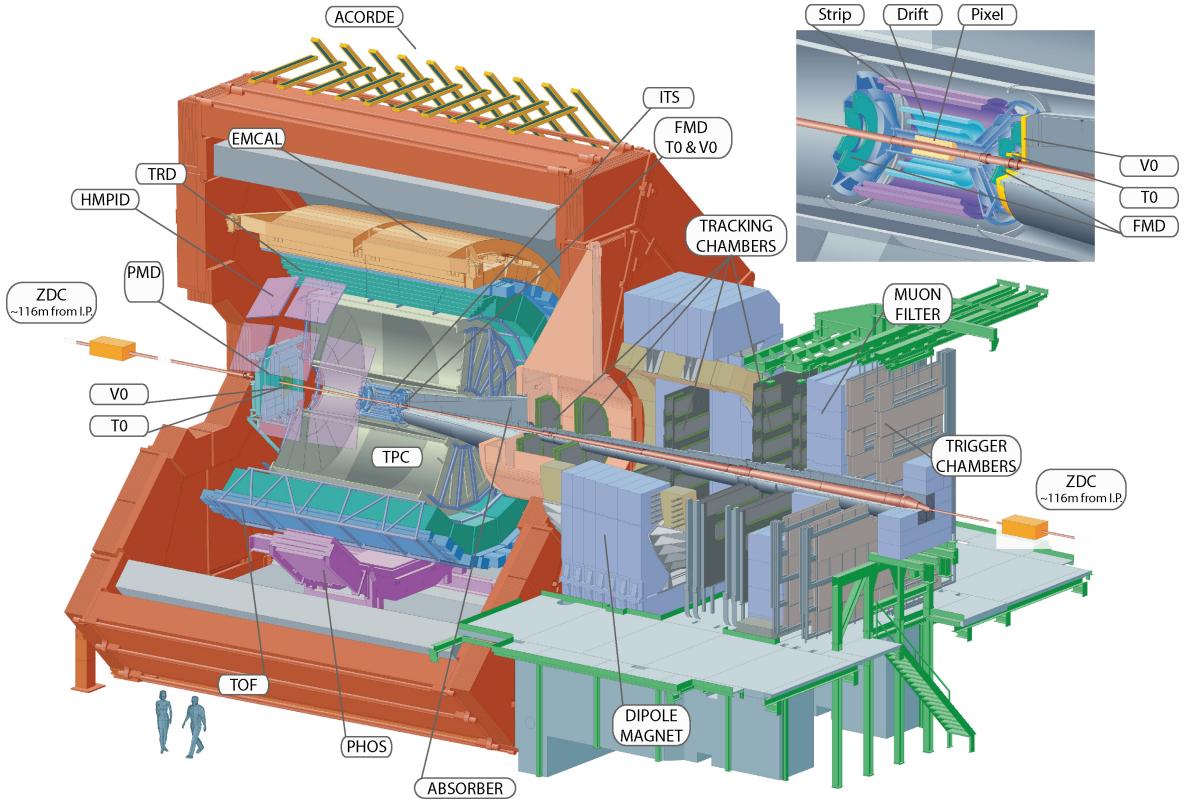


FIGURE 5.2 : Schéma de l'expérience ALICE avec description de ses sous détecteurs. Figure issue de [95].

5.2.1 Les détecteurs globaux

VZERO (V0)

Le V0 est un détecteur faibles angles comportant deux disques de scintillateurs (V0A et V0C) comprenant chacun 4 anneaux segmentés en 8 secteurs. Une vue des disques et une représentation des éléments des détections (secteurs) sont présentés figure 5.3. Le V0A est placé à $z = +340$ cm et le V0C à $z = -90$ cm couvrant respectivement les domaines $2.8 < \eta < 5.1$ et $-3.7 < \eta < -1.7$. Lorsqu'un signal est déposé dans le scintillateur, il est transmis par fibre optique (WLS : *Wave-Length-Shifting*) à un photo-multiplicateur (PM) qui amplifie le signal. Le V0 est utilisé pour fournir un signal rapide de déclenchement de biais minimum (Minimum Bias (MB) trigger), pour estimer la centralité et pour contrôler la luminosité. Il est également utilisé pour rejeter les événements provenant des interactions faisceau-gaz en mesurant la différence de temps entre V0A et V0C avec une résolution de 1 ns.

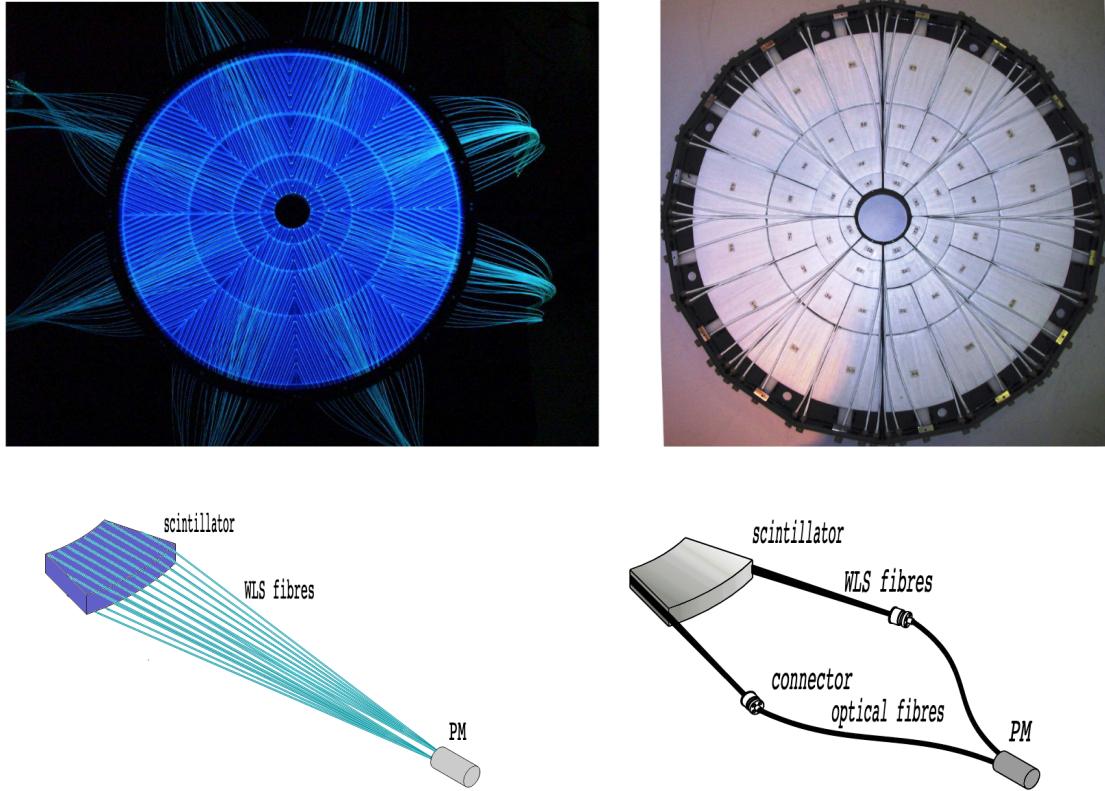


FIGURE 5.3 : Vue des disques des scintillateurs V0A (haut gauche) et V0C (haut droite) accompagnée de vues schématiques du design des éléments de détection du V0A (bas gauche) et du V0C (bas droite).

Figures issues et adaptées de [94].

Zero-Degree Calorimeter (ZDC)

Le ZDC se compose de deux ensembles de calorimètres à protons ZP et de calorimètres à neutrons ZN ainsi que de deux calorimètres électromagnétiques ZEM.

Les ZP et ZN sont placés autour de l'axe faisceaux à $z = \pm 112.5$ m du point d'interaction (IP). Ils mesurent l'énergie déposée par les neutrons et protons spectateurs¹ grâce à une matrice de fibres en quartz formant l'élément actif de détection. La mesure du nombre de spectateurs diminuant à mesure que la collision devienne centrale, il apporte des informations sur la géométrie de la collision.

Les deux calorimètres électromagnétiques ZEM sont quant à eux placés $z = +7$ m de l'IP et mesurent les particules électromagnétiques émises à rapidité avant d'ALICE. Lors de collisions très périphériques, le grand nombre de nucléons spectateurs peut rester sous forme de fragments liés qui restent dans les tubes faisceaux. Par conséquent, ces fragments ne sont pas détectés par les ZDC, faisant de l'évènement très périphérique un évènement à faible énergie dans le ZDC à l'instar des évènements centraux. Les calorimètres ZEM viennent en complément des calorimètres hadroniques. Il est attendu que l'énergie déposées par interaction électromagnétique des particules émises à l'avant croît de manière monotone avec la centralité de la collision, permettant ainsi de distinguer les évènements centraux des évènements très périphériques.

TZERO (T0)

Comme le V0, le T0 est un détecteur à faibles angles composé de deux parties, T0A et T0C, placées de part et d'autre de l'IP à des distances respectives de $z = +3.75$ m et $z = -0.73$ m de ce dernier. Ces deux détecteurs sont des disques positionnés autour de l'axe faisceau et composés de 12 compteurs Cherenkov à quartz couplés à des photomultiplicateurs. Avec une résolution en temps de 25 ps, il fournit le temps $t = 0$ de la collision. Il fournit également une mesure du vertex primaire avec une précision de 1.5 cm. Enfin sa capacité à mesurer la multiplicité de particules chargées fait de lui un candidat pour le déclenchement de biais minimum et pour la mesure de la luminosité.

¹Sont appelés spectateurs les nucléons ne participant pas à la collision en opposition aux nucléons participants.

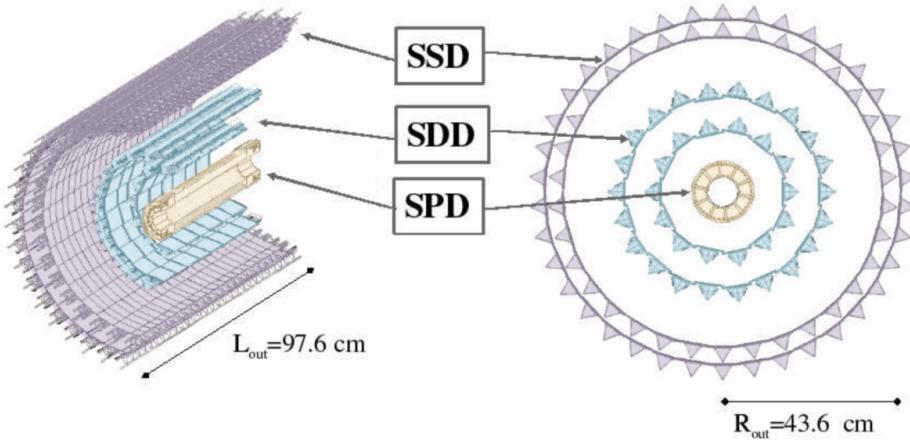


FIGURE 5.4 : Réprésentation schématique des différentes couches de l'ITS. Figure adaptée de [94].

5.2.2 Le tonneau central

Inner Tracking System (ITS)

L'ITS est le détecteur du tonneau central le plus proche du point d'interaction. Il est composé de 6 couches cylindriques de détecteur en silicium. Une représentation schématique de ses différentes couches est donnée figure 5.4. Dans cette analyse, le Silicon Pixel Detectors (SPD), correspondant aux deux premières couches de l'ITS, est utilisé pour la reconstruction du vertex primaire. La première et deuxième couche couvrent respectivement des domaines $|\eta| < 2.0$ et $|\eta| < 1.4$.

5.2.3 Le spectromètre à muons

Il a été spécialement conçu pour l'étude de la production de quarkonia (J/ψ , $\psi(2S)$, $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$) et de mésons vecteurs légers (ρ , ω , ϕ) via leur canal de décroissance en dimuons ($\mu^+ \mu^-$) à très basse impulsion transverse (p_T). Son système de trajectographie offre une résolution en masse de l'ordre de $100 \text{ MeV}/c$ à environ $10 \text{ GeV}/c^2$ dans le but de distinguer les différentes résonances des quarkonia. Il est également utilisé pour mesurer la production de saveurs lourdes ouvertes (mésons D et B) et des bosons électrofaibles (W^\pm , Z^0). Sa couverture en pseudo-rapidité est $-4.0 < \eta < -2.5$ en accord avec l'orientation d'ALICE. Une vue en coupe du spectromètre à muons est présentée figure 5.5. Les éléments le composant sont décrits à la suite de cette section.

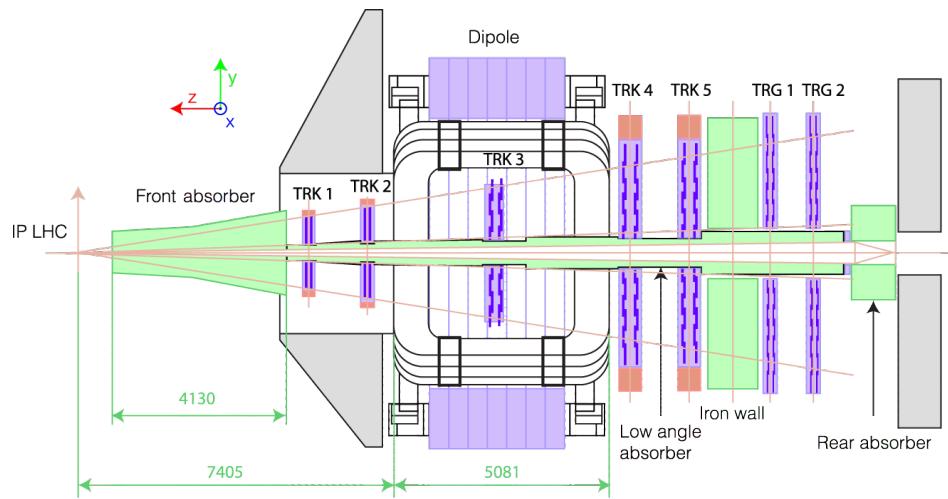


FIGURE 5.5 : Vue en coupe du spectromètre à muons d’ALICE. Figure issue de [96].

5.2.3.a Système d’absorbeurs

L’absorbeur frontal

Il s’agit de l’absorbeur situé en aval du spectromètre à muons à l’intérieur de l’aimant solénoïde L3. Placé à 90 cm de l’IP et d’une longueur de 4.13 m, correspondant à environ 10 longueurs d’interaction (λ_i), il est composé de matériaux divers afin d’atténuer le flux de hadrons provenant du point d’interaction tout en protégeant le tonneau central d’ALICE des particules rétro-diffusées et en minimisant la perte d’énergie et la diffusion des muons. Dans cette optique, l’absorbeur frontal est composé de sections de matériaux d’une densité croissante. Les sections se situant au plus proche du point d’interaction sont composées de carbone puis de béton, tandis que la partie arrière est une succession de plomb et de polyéthylène.

Le blindage du tube faisceau

Un blindage du faisceau en tungstène et en plomb présent sur toute la longueur du détecteur protège les chambres du bruit de fond induit par les particules issues des interactions faisceau-gaz et des interactions de particules de grande rapidité avec le tube faisceau.

Le filtre à muons

Il s’agit d’un alliage de fer d’une épaisseur de 1.2 m ($7.2\lambda_i$) placé entre les chambres de trajectographie et de déclenchement afin d’arrêter les hadrons qui se seraient échappés

de l'absorbeur frontal ainsi que les muons de faible impulsion provenant principalement de la décroissance de hadrons légers.

L'absorbeur arrière

Enfin, un mur d'alliage de fer est placé derrière le système de déclenchement permettant de limiter le bruit de fond d'interactions faisceau-gaz provenant du tube faisceau à l'arrière du spectromètre.

Seuls les muons ayant une impulsions totale d'au moins $4 \text{ GeV}/c$ auront l'énergie cinétique suffisante pour atteindre le système de déclenchement à la suite de ce jeu d'absorbeurs.

5.2.3.b Système de trajectographie

Il est composé de 10 chambres à fils à cathodes segmentées composant par paires les 5 stations de détection. Chaque chambre est composée de deux plans de cathodes segmentées au centre desquelles se trouve le plan de fils anodiques, comme montré dans le schéma figure 5.6. Le volume entre les deux plans de cathodes est occupé par un mélange gazeux Ar(80%)/CO₂(20%). Lors du passage d'une particule chargée, le gaz contenu dans la chambre est ionisé. Une différence de potentiel d'environ 1650 V dévie les électrons vers le plan de fils tandis que les ions sont attirés par les cathodes. La position est mesurée à partir des signaux déposés sur les deux plans cathodiques avec une résolution d'environ $40 \mu\text{m}$.

Les 5 stations sont respectivement placées à 5.4 m, 6.8 m, 9.7 m, 12.65 m et 14.25 m de l'IP. Une photographie des stations 2, 4 et 5 est montrée figure 5.7. Les chambres appartenant aux deux premières stations ont une structure en quadrant dont l'électronique de lecture est répartie sur leur surface. Les autres chambres sont composées de lattes et l'électronique est disposée au bord de leur longueur. La troisième station est placée à l'intérieur d'un dipôle magnétique produisant un champ de 3 T.m intégré en z et placé à 7 m du point d'interaction. La déviation qu'il induit sur la trajectoire des particules chargées permet de mesurer l'impulsion de celles-ci à partir de la valeur du champ magnétique (B) et du rayon de courbure (ρ) de la trajectoire.

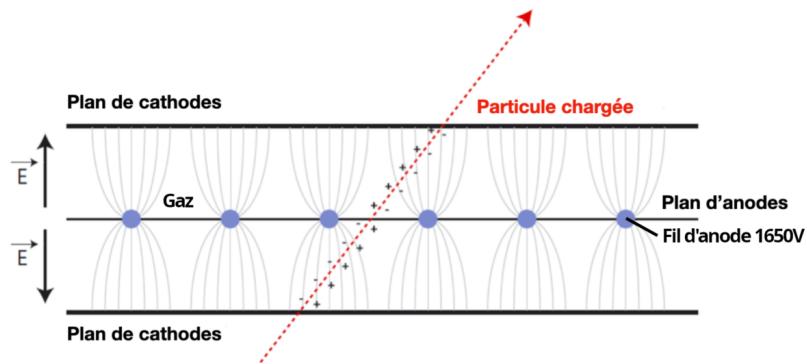


FIGURE 5.6 : Schéma du principe de détection des chambres de trajectographie du spectromètre à muons. Figure issue de [97].

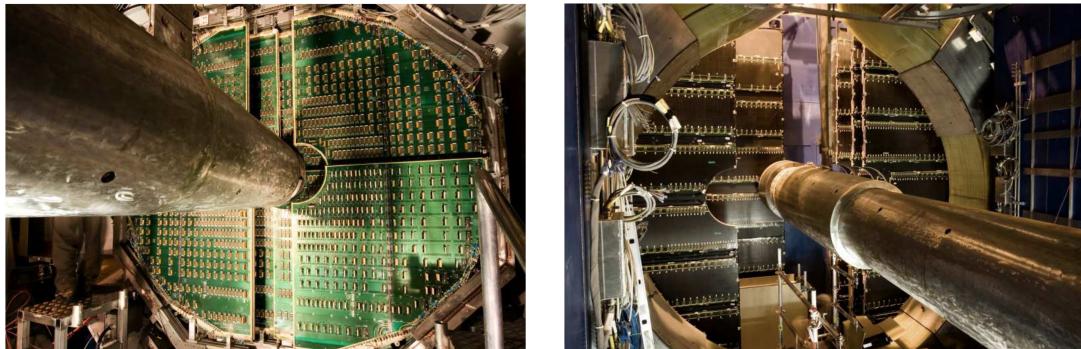


FIGURE 5.7 : Photographies des stations de trajectographie 2 (gauche), 4 et 5 (droite) du système de trajectographie du spectromètre à muons. Figures issues de [94].

5.2.3.c Système de déclenchement

Le système de déclenchement du spectromètre à muons est composé de deux stations placées à 16 et 17 m de l'IP et chacune composées de deux chambres résistives dont le schéma est montré figure 5.8. Elles mesurent la position en x , y avec une résolution de l'ordre du cm, donnant accès à la charge et à une première estimation de l'impulsion transverse des muons. Cette première estimation permet la sélection des événements à enregistrer durant l'acquisition : muons simple, dimuons de même charge ou de charge opposée avec une coupure en p_T prédéfinie.

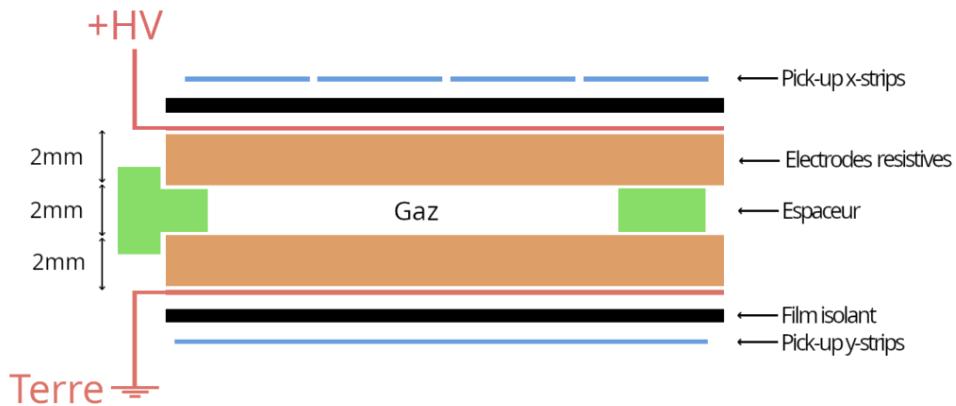


FIGURE 5.8 : Représentation schématique du principe des éléments de détection du système de déclenchement du spectromètre à muons. Figure issue et adaptée de [98].

5.2.3.d Efficacité du spectromètre à muons

Les systèmes de trajectographie et de déclenchement possèdent chacun une réponse différente au passage des particules. Il est nécessaire de maîtriser cette réponse en connaissant la capacité des sous-détecteurs à détecter l'ensemble des particules qui les traversent.

Efficacité de trajectographie

L'efficacité du système de déclenchement dépend de l'efficacité intrinsèque des chambres de détection. Durant la prise de données, les éléments de détection des chambres peuvent voir leur efficacité affectée par des éléments inactifs, des sauts de la haute tension, du bruit électronique, etc. L'idée est donc de générer des simulations tenant compte de l'évolution temporelle des chambres en y implémentant toutes les imperfections du détecteur observées dans les données. Toutes les imperfections perçues sont ajoutées dans l'algorithme de reconstruction à la fois pour les données et les simulations MC. Le réalisme des simulations concerne également les distributions cinématiques des muons générés dans la simulation. Ces dernières sont pondérées à l'aide d'une procédure itérative utilisant les distributions des données mesurées jusqu'à ce que ces distributions convergent. Cette procédure est décrite en détail pour le cas spécifique des J/ψ dans la section 6.5.2. La différence résiduelle entre les données et les MC est utilisée comme incertitude systématique sur l'efficacité de trajectographie.

Estimer cette différence nécessite une méthode d'estimation de l'efficacité applicable à la fois aux données et aux MC. La mesure de l'efficacité intrinsèque de chaque chambre s'appuie sur la redondance des clusters² reconstruits entre les chambres d'une même station et en supposant l'efficacité des chambres indépendantes les unes des autres. Pour les trois premières stations, l'algorithme de reconstruction requiert au moins un cluster par station tandis qu'il exige au moins trois clusters sur l'ensemble des deux dernières stations.

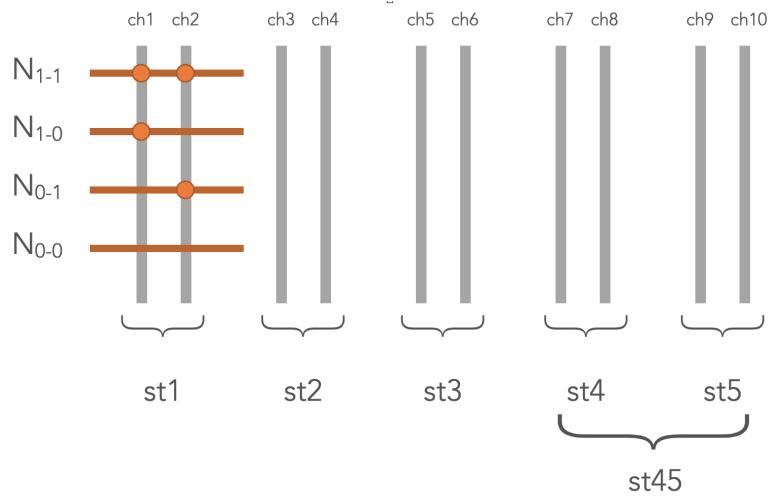


FIGURE 5.9 : Représentation schématique du principe des chambres de trajectographie et des configurations de traces possibles à travers une station. Figure issue de [99].

Les différentes possibilités de clusters lors du passage d'une particule à travers une des trois premières stations sont présentées sur la figure 5.9. On peut ainsi exprimer le nombre de traces en fonction des efficacités ϵ_i^{ch} et ϵ_j^{ch} des chambres i et j composant une même station.

$$N_{i-j} = \epsilon_i^{\text{ch}} \cdot \epsilon_j^{\text{ch}} \cdot N_{\text{tot}} \quad N_{i-0} = \epsilon_i^{\text{ch}} \cdot (1 - \epsilon_j^{\text{ch}}) \cdot N_{\text{tot}} \quad N_{0-j} = (1 - \epsilon_i^{\text{ch}}) \cdot \epsilon_j^{\text{ch}} \cdot N_{\text{tot}} \quad (5.1)$$

avec $N_{\text{tot}} = N_{i-j} + N_{i-0} + N_{0-j} + N_{0-0}$ le nombre total de traces dans la station. À partir de ces équations, on peut écrire l'efficacité d'une chambre indépendamment du nombre de traces non détectées N_{0-0} par la station tel que :

²Un cluster est défini comme un impact ayant déposé suffisamment d'énergie pour être mesuré par l'élément de détection.

$$\epsilon_i^{\text{ch}} = \frac{N_{i-j}}{N_{i-j} + N_{0-j}} \quad \epsilon_j^{\text{ch}} = \frac{N_{i-j}}{N_{i-j} + N_{i-0}} \quad (5.2)$$

Après avoir déterminé l'efficacité intrinsèque de chaque chambre, l'efficacité des stations est donnée en fonction des conditions de l'algorithme de reconstruction. Pour les stations 1, 2 et 3 nous avons :

$$\epsilon_{1(2)(3)}^{\text{st}} = 1 - (1 - \epsilon_{1(3)(5)}^{\text{ch}}) (1 - \epsilon_{2(4)(6)}^{\text{ch}}) \quad (5.3)$$

Pour les stations 4 et 5, l'efficacité totale est donnée par :

$$\epsilon_{45}^{\text{st}} = \prod_{i=7}^{i=10} \epsilon_i^{\text{ch}} + \sum_{i=7}^{i=10} \left((1 - \epsilon_i^{\text{ch}}) \prod_{j=7; j \neq i}^{j=10} \epsilon_j^{\text{ch}} \right) \quad (5.4)$$

L'efficacité intrinsèque totale de trajectographie est donnée par :

$$\epsilon_{\text{tracking}} = \epsilon_1^{\text{st}} \cdot \epsilon_2^{\text{st}} \cdot \epsilon_3^{\text{st}} \cdot \epsilon_{45}^{\text{st}} \quad (5.5)$$

La différence entre l'efficacité mesurée à partir des données et des simulations est étudiée en fonction de l'échantillon de données, de la rapidité, de l'impulsion transverse et de l'angle ϕ du muon. Un exemple d'efficacité des données Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV est disponible en annexe sur la figure F.1. L'incertitude systématique sur l'efficacité de trajectographie à l'échelle des muons est choisie de telle manière que les rapports d'efficacité données/MC soient compris dans 3σ . L'analyse des corrélations entre la centralité, la rapidité et l'impulsion transverse montre que cette systématique est corrélée en fonction de la centralité et non en fonction de y et p_T . L'incertitude sur une étude dimuons est prise comme le double de l'incertitude sur les muons simples en considérant que les deux muons sont complètement indépendants. Cette incertitude dépendant uniquement de l'efficacité du trajectographe durant une certaine période de prise de données et étant mesurée à l'échelle des muons simples, sa valeur est la même pour toute analyse effectuée sur l'échantillon de données considéré. Les valeurs correspondantes à l'analyse effectuée dans cette thèse sont données dans la section 6.6.1.

Efficacité de déclenchement

L'efficacité du système de déclenchement comprend l'efficacité intrinsèque des chambres

de déclenchement à l'instar du trajectographe. À celle-ci s'ajoute l'efficacité de l'algorithme de réponse qui sélectionne le p_T de la trace du muon.

L'efficacité des chambres de déclenchement est estimée à partir des données, en propageant les traces du trajectographe et en vérifiant la présence d'un signal correspondant sur chaque chambre du déclencheur. La carte des valeur d'efficacité ainsi déterminée est utilisée dans les simulations MC pour estimer l'Acceptance-Efficacité ($(\mathcal{A} \times \epsilon)$). Cette carte d'efficacité possède une incertitude statistique qui dépend de la quantité de données utilisées pour l'estimer. L'incertitude systématique est estimée en utilisant les traces du système de déclenchement à la place de la propagation des traces du trajectographe pour l'estimation de l'efficacité intrinsèque des chambres. Une deuxième carte d'efficacité est ainsi produite en utilisant la valeur centrale à laquelle on ajoute ou soustrait la plus grande incertitude entre l'incertitude statistique et systématique. Cette carte est utilisée dans de nouvelles simulations fournissant une nouvelle estimation de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$. La différence entre cette $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ et celle obtenue avec la carte d'efficacité standard est utilisée comme incertitude systématique sur l'efficacité intrinsèque des chambres de déclenchement.

Le système de déclenchement sélectionne des muons avec une impulsion transverse au dessus d'un certain seuil. Par construction, le seuil minimal est d'environ $0.5 \text{ GeV}/c$ (Apt). En collision Pb–Pb, un seuil de $1 \text{ GeV}/c$ (Lpt) et de $4.2 \text{ GeV}/c$ (Hpt) sont respectivement utilisés pour les classes de déclenchement "Low- p_T " et "High- p_T ". Le rapport Lpt/Apt en fonction du p_T du muon est mesuré à la fois dans les données et les simulations MC et est ajusté par une fonction. Un exemple d'ajustement est disponible en annexe sur la figure F.2. L' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ est ensuite estimée dans des simulations MC où les traces qui passent la sélection Apt sont pondérées par la fonction de réponse Lpt/Apt obtenue des données dans un premier cas, et des simulations dans le second. La différence observée entre ces deux $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ est l'incertitude systématique associée à la réponse du système de déclenchement. La différence entre les réponses du détecteur s'observe principalement à très bas p_T ($p_T < 1 \text{ GeV}/c$) pour devenir négligeable au delà de $4 \text{ GeV}/c$. Les valeurs correspondantes à l'analyse effectuée dans cette thèse sont données dans la section 6.6.1.

5.2.4 Le système d'acquisition des données

Le grand nombre de collisions générées par le LHC ainsi que la grande multiplicité de particules issues de chaque collision ne permettent pas le stockage de toutes les informations en raison de la capacité de stockage limitée du système d'acquisition de données (*Data AcQuisition system* : DAQ) et du temps de traitement des différents sous détecteurs. Pour cela un système complexe de déclenchement permet une reconstruction partielle des événements de manière à sélectionner les évènements d'intérêt.

Central Trigger Processor (CTP)

Il s'agit du système de déclenchement central de l'expérience ALICE. Il a pour rôle de sélectionner les évènements à enregistrer à partir des entrées des différents déclencheurs en fonction de la physique à étudier. Cela a pour but d'optimiser la bande passante de la DAQ et d'optimiser l'acquisition en tenant compte des temps de traitement des différents sous-détecteurs. En raison des différences de rapidité des sous-détecteurs, le CTP est divisée en trois niveaux L0, L1 et L2 ayant respectivement une latence de $1.2\mu\text{s}$, $6.5\mu\text{s}$ et $88\mu\text{s}$ [94].

Des classes de déclenchement sont ensuite définies par des opérations logique ET et OU entre les différentes entrées des détecteurs. Enfin, des groupes de classes, appelés *cluster*, peuvent être construits par association de classes. Ces *clusters* regroupent les détecteurs nécessaires à l'étude d'une physique donnée. Ainsi, l'acquisition des données d'un même *cluster* peut se faire tant que tous les détecteurs lui appartenant sont disponibles et en dépit de l'état des autres détecteurs.

Classes de déclenchements

Les données analysées dans ces travaux nécessitent des signaux de déclenchements provenant du V0 et du déclencheur à muons, qui sont tout deux des détecteurs rapides appartenant au niveau L0. Les évènements d'intérêt exigent la condition de biais minimum (*Minimum Bias* : MB). Cette classe correspond à l'association simultanée d'une entrée V0-A et V0-C. Lorsque le CTP reçoit un signal MB du détecteur V0, il envoie un signal à la DAQ signifiant que les détecteurs appartenant au *cluster* peuvent recueillir des informations de l'évènement. Selon le signal reçu par le déclencheur muons, cet évènement pourra aussi être enregistré dans la classe de déclenchement correspondante. Les classes d'événements utilisées dans cette thèse sont reportées ci dessous.

- **Déclencheur MB CINT7-B** : correspond à la combinaison logique AND entre les signaux du V0-A et du V0-C.
- **Déclencheur MB CINT7ZAC-B** : correspond à la combinaison de CINT7 et du déclencheur 1ZAC. Ce dernier nécessite un signal du ZNA et du ZNC³ rejetant les contributions électromagnétiques.
- **Déclencheur MB C0V0M-B** : correspond à la somme des déclencheurs V0-A et V0-C avec une condition de seuil minimum dans ces derniers.
- **Déclencheur de muons simples à bas p_T CMSL-B** : nécessite seulement un muon passant le seuil du déclencheur $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$ en addition du déclencheur CINT7.
- **Déclencheur de dimuons à bas p_T CMUL-B** : nécessite une paire de muons de signes opposés, passant chacun le seuil $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$ en addition du déclencheur CINT7.

Dans la nomenclature d’ALICE, le **-B** signifie qu’il s’agit d’un évènement en collision faisceaux de paquets de hadrons (*Beam-Beam*).

5.2.5 Traitement des données

Les données des fichiers bruts provenants de la DAQ ne sont pas suffisamment reconstruites pour les analyses physiques. La reconstruction des données se fait en plusieurs étapes, appelées PASS, effectuées par le framework hors ligne d’ALICE. Ce framework est une extension de ROOT développée par les membres de la collaboration ALICE.

La première étape de reconstruction fournit des fichiers appelés *Event Summary Data* (ESD). Ces fichiers contiennent les informations physiques détaillées qui ont été mesurées par l’ensemble des détecteurs. Bien qu’encore volumineux, les ESD sont adaptés aux analyses. À cette étape de la reconstruction, la tâche d’assurance qualité (*Quality Assurance* : QA) est effectuée. Celle-ci a pour but de s’assurer du bon fonctionnement des sous-détecteurs durant la prise de données. Elle vérifie également qu’aucun problème n’est survenu durant la reconstruction des ESD en se basant sur

³Calorimètres à neutrons ZN respectivement situés faces A et C du détecteur ALICE.

des paramètres de référence. Si un problème est reporté, il peut être corrigé pour une nouvelle reconstruction, sinon les données du run concerné sont rejetées.

La deuxième étape de reconstruction fournit des fichiers appelés *Analysis Object Data* (AOD). Ils sont l'équivalent de fichiers ESD filtrés pour des analyses physiques spécifiques. Dans le cadre de cette thèse, les fichiers de données utilisés proviennent d'AOD-muons.

Il existe un dernier type d'informations pouvant être utilisées : les *Offline Conditions DataBase* (OCDB). Elles contiennent toutes les informations sur l'état du détecteur durant la prise de données. Les OCDB sont principalement utilisées pour implémenter les conditions réelles de l'acquisition dans le code qui simule le transport des particules dans le détecteur. Cela permet de fournir des simulations avec une réponse réaliste.

Chapitre 6

Mesure inclusive de la production de J/ψ

Dans les chapitres précédents, les motivations de mesurer expérimentalement la production de quarkonia, et plus particulièrement du J/ψ , lors de collisions d'ions lourds ont été introduites. Cette introduction fut suivi d'une description du dispositif expérimental ayant permis la prise de données. Ce chapitre est consacré à la méthode d'analyse employée pour effectuer la mesure inclusive de production de J/ψ lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$. Ces résultats servent de référence pour la mesure de l'excès de J/ψ observé à basse impulsion transverse, enjeu initial de ces travaux, qui sera présentée dans le chapitre suivant.

6.1 Définition du facteur de modification nucléaire

Expérimentalement, le taux de production de J/ψ dans l'intervalle en centralité i , pour un intervalle en impulsion transverse Δp_{T} et dans l'intervalle en rapidité Δy est définie dans l'équation suivante :

$$Y_{\text{J}/\psi}^i(p_{\text{T}}, y) = \frac{N_{\text{J}/\psi}^i(p_{\text{T}}, y)}{BR(\text{J}/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times (A \times \epsilon)_{\text{J}/\psi}^i(p_{\text{T}}, y) \times N_{\text{MB}}^i} \quad (6.1)$$

où

- $N_{\text{J}/\psi}^i(p_{\text{T}}, y)$ est le nombre brut de J/ψ reconstruits dans le canal dimuon,
- $BR_{\text{J}/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} = (5.961 \pm 0.033)\%$ est le rapport d'embranchement du canal de décroissance du J/ψ en dimuons [100],

- $(A \times \epsilon)_{J/\psi}^i(p_T, y)$ est la correction d'acceptance efficacité du détecteur liée à la sélection d'événements et de traces décrite dans la section 6.3,
- N_{MB}^i est le nombre équivalent d'événements de biais minimum. Plus de détails sont donnés dans la section 6.5.1.

Lors de collisions d'ions lourds A-A, les effets non triviaux sur la production de J/ψ sont étudiés par la mesure du facteur de modification nucléaire $R_{\text{AA}}^i(p_T, y)$. Il s'agit de la production relative dans des collisions d'ions lourds par rapport à la production dans des collisions pp normalisées par le nombre moyen de collisions binaires nucléon-nucléon dans une collision A-A¹ dans une classe en centralité i tel que :

$$R_{\text{AA}}^i(p_T, y) = \frac{Y_{J/\psi}^i(p_T, y)}{\langle T_{\text{AA}}^i \rangle \times \sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}(p_T, y)} \quad (6.2)$$

où,

- $\langle T_{\text{AA}}^i \rangle$ est la fonction de recouvrement nucléaire dans l'intervalle en centralité considérée. Ces valeurs sont données dans la table 6.1.
- $\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}(p_T, y)$ est la section efficace de production de J/ψ lors de collisions pp à la même énergie de centre de masse nucléon-nucléon [101].

Par construction, la valeur du R_{AA} est 1 si la collision d'ions lourds est une superposition incohérente de collisions nucléon-nucléon. Une déviation de l'unité est donc due à la présence d'effets non triviaux, qui peuvent réduire ($R_{\text{AA}} < 1$) ou augmenter ($R_{\text{AA}} > 1$) la production de particules par rapport aux collisions pp.

La formule 6.2 peut être ré-écrite avec la définition du taux de production de J/ψ montrant ainsi les quantités qui seront déterminées dans ce chapitre :

$$R_{\text{AA}}^i(p_T, y) = \frac{N_{J/\psi}^i(p_T, y)}{BR(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times (A \times \epsilon)_{J/\psi}^i(p_T, y) \times N_{\text{MB}}^i \times \langle T_{\text{AA}}^i \rangle \times \sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}(p_T, y)} \quad (6.3)$$

¹Dans la formule, le nombre moyen de collisions binaires dans une collisions d'ions lourds est exprimé à travers la fonction de recouvrement nucléaire $\langle T_{\text{AA}}^i \rangle$.

Les mesures effectuées dans cette analyse sont intégrées dans l'acceptance du spectromètre à muons : $2.5 < y < 4$. Pour plus de clarté, la dépendance en rapidité y ne sera plus notée dans les fonctions ou les résultats.

6.2 Mesure de la centralité d'une collision

La géométrie de la collision est généralement décrite par le modèle de Glauber [102] qui traite les collisions d'ions lourds comme la superposition d'interactions indépendantes nucléon-nucléon. Pour un paramètre d'impact donné, le modèle permet d'associer le nombre moyen de participants à la collisions $\langle N_{\text{part}} \rangle$, défini comme les nucléons qui ont donné au moins une interaction inélastique, ainsi que le nombre de collisions binaires $\langle N_{\text{coll}} \rangle$. Le paramètre de recouvrement nucléaire $\langle T_{\text{AA}} \rangle$ est défini comme $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ divisé par la section efficace nucléon-nucléon.

Expérimentalement, ces grandeurs ne sont pas directement mesurables. Dans cette analyse, l'observable utilisée est l'amplitude du signal mesurée par le V0, qui est proportionnelle à la multiplicité des particules chargées produites. Cette multiplicité est corrélée de façon monotone au nombre de collisions binaires. L'observable expérimentale (ici l'amplitude du signal mesurée par le V0) est reliée aux paramètres géométriques du modèle de Glauber ($N_{\text{part}}, b, \dots$) grâce à un générateur apte à reproduire la multiplicité des particules chargées produites lors des collisions pp (une distribution binomiale négative (NBD)) et à la simulation de la fonction réponse du V0. L'amplitude mesurée par le V0 est ensuite ajustée à l'aide de la distribution MC de Glauber obtenue. La méthodologie ainsi que les valeurs utilisées dans cette analyse sont présentées en détail dans [103]. L'ajustement des prédictions NBD-Glauber à l'amplitude mesurée par les détecteurs V0 est montré figure 6.1.

Dans ALICE, la centralité c est exprimée comme un pourcentage de la section efficace hadronique totale σ_{AA} correspondant à une valeur de multiplicité donnée N_{ch} .

$$c = \frac{1}{\sigma_{\text{AA}}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db' \approx \frac{1}{\sigma_{\text{AA}}} \int_{N_{\text{ch}}^{\text{THR}}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dN'_{\text{ch}}} dN'_{\text{ch}} \quad (6.4)$$

Néanmoins, la multiplicité de particules chargées est contaminée lors des collisions les plus périphériques où la section efficace des processus QED augmente aux énergies du LHC. Pour éviter ces contaminations, la centralité est définie par rapport à un point

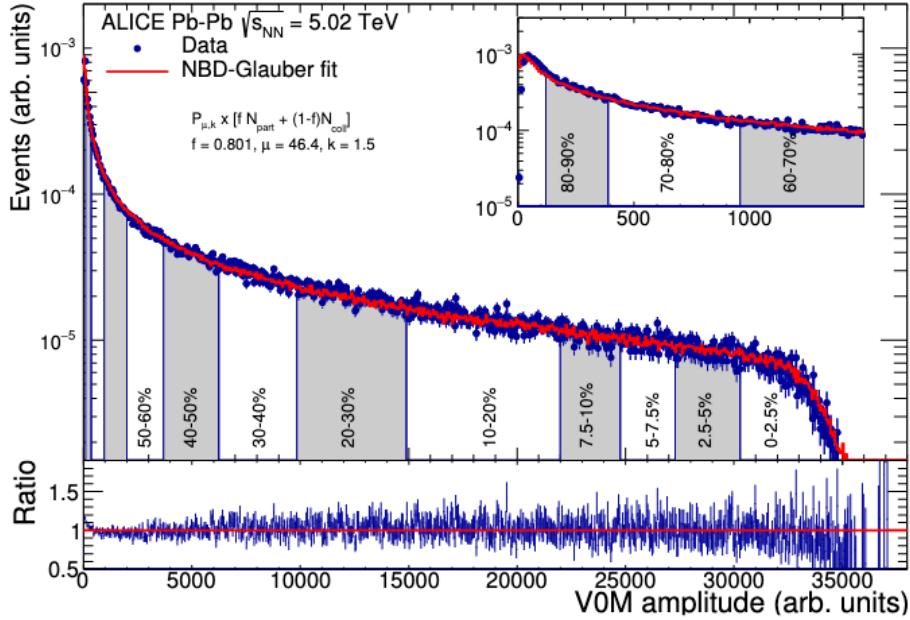


FIGURE 6.1 : Distribution de l'amplitude du V0 dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ajustée par une fonction NBD-Glauber.

Figure issue de [103].

d'ancrage (AP) lui même défini comme l'amplitude du V0 pour laquelle la pureté des données et l'efficacité de sélection sont à 100%. Les études effectuées [103] montrent que ces caractéristiques sont atteintes pour une amplitude du V0 qui correspond à 90% de la section efficace de biais minimum (MB).

Le tableau 6.1 présente une synthèse de ces grandeurs pour les 5 classes en centralité choisies pour cette étude.

Centralité	b (fm)	$\langle T_{AA} \rangle$ (mb^{-1})	$\langle N_{\text{coll}} \rangle$	$\langle N_{\text{part}} \rangle$
0-10%	0 – 4.96	23.26 ± 0.17	1572 ± 233	357.3 ± 0.75
10-30%	4.96 – 8.59	11.58 ± 0.11	783.1 ± 9.755	225.0 ± 1.245
30-50%	8.59 – 11.1	3.917 ± 0.065	264.8 ± 4.545	109.0 ± 1.129
50-70%	11.1 – 13.1	0.9756 ± 0.0234	65.96 ± 1.57	42.66 ± 0.686
70-90%	13.1 – 15.0	0.1612 ± 0.00365	10.89 ± 0.2205	11.35 ± 0.157

TABLE 6.1 : Intervalle de paramètre d'impact, fonction de recouvrement nucléaire, nombre moyen de collisions binaires nucléon-nucléon et nombre moyen de nucléons participants pour 5 classes en centralité pour les données Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [103].

6.3 Sélection des évènements

Les travaux présentés dans cette thèse portent sur l'ensemble des données récoltées par l'expérience ALICE lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ au cours du Run 2 du LHC. La prise de données est répartie sur 3 périodes s'étendant entre 2015 et 2018. En tout, 365 runs ayant validé la tâche d'assurance qualité (QA), évoquée dans la section 5.2.5, ont été analysés.

Notre analyse se focalise sur la classe de déclenchement CMUL7-B, qui pour rappel, requiert deux muons de signes opposés dans le système de déclenchement du spectromètre à muons d'ALICE chacun au delà du seuil de déclenchement ($p_T \gtrsim 1 \text{ GeV}/c$). Cette classe de déclenchement requiert également une coïncidence avec le déclencheur MB étant défini par la présence simultanée de signaux dans les détecteurs V0-A et V0-C (voir la section 5.2.4).

La première sélection physique appliquée aux données est connue sous le nom de "Physics-Selection" (PS). Pour chaque classe de déclenchement, elle rejette les événements considérés comme du bruit de fond en se basant sur les informations mesurées par les détecteurs du V0 et du ZDC². On applique également une sélection sur la centralité des collisions en rejetant les événements d'une centralité supérieure à 90% pour lesquels le déclencheur MB n'est pas totalement efficace. Cette perte d'efficacité pour les collisions les plus périphériques est due au seuil de déclenchement des scintillateurs du V0 plus exigeant en collisions A-A pour des questions de bruit de fond, notamment électromagnétiques, mais aussi en raison de contaminations résiduelles issues de processus électromagnétiques elles mêmes qui sont moins discernables que lors de collisions UPC.

Au final ce sont près de 4 millions d'événements issus de la classe de déclenchement CMUL7 et après sélection physique qui ont été analysés. Cela correspond à une luminosité intégrée d'environ $750 \mu\text{b}^{-1}$. Ces informations sont résumées dans le tableau 6.2 et les runs correspondants sont listés dans l'annexe A.

Vient ensuite la sélection des traces reconstruites par les chambres de trajectographies (MCH) du spectromètre à muons. Cette sélection est celle communément appliquée pour les analyses de quarkonia à rapidité vers l'avant avec l'expérience ALICE.

²La PS enlève une faible quantité des événements, de l'ordre de 5% (voir table 6.2)

Période	Nb runs	Luminosité	Nb CMUL avant PS	Nb CMUL après PS
LHC15o	137	$\sim 225 \mu\text{b}^{-1}$	126628551	126395768
LHC18q	130	$\sim 215 \mu\text{b}^{-1}$	111413323	111006434
LHC18r	98	$\sim 320 \mu\text{b}^{-1}$	163470807	162979305

TABLE 6.2 : Synthèse des informations concernant les données analysées.

- **Association à une trace dans le système de déclenchement (MTR) :** cette sélection assure qu'une trace reconstruite dans le MCH est associée à une trace dans le MTR en tenant compte du seuil de déclenchement CMUL7 ($p_T \gtrsim 1 \text{ GeV}/c$) . Elle assure aussi que la trace reconstruite soit un muon.
- **Sélection sur la pseudo-rapidité des muons :** $-4 < \eta < -2.5$ sur les traces de muons simples pour s'assurer qu'ils sont dans l'acceptance du spectromètre.
- **Sélection sur l'angle à la sortie de l'absorbeur frontal :** il s'agit d'une coupure sur l'angle entre l'axe du faisceau et la trace à la sortie de l'absorbeur extrapolée au vertex d'interaction primaire, θ_{abs} . La condition à satisfaire $2^\circ < \theta_{\text{abs}} < 10^\circ$ permet de rejeter les traces passant par les parties de l'absorbeur composés de matériaux de grand numéro atomique Z où les diffusions multiples de type Coulombien sont plus importantes.
- **Coupure sur le $p \times DCA$ à 6σ :** cette grandeur est le produit de l'impulsion du muon p et du DCA défini comme la distance au vertex primaire dans le plan transverse à la direction des faisceaux de l'extrapolation de la trace reconstruite par MCH (Figure 6.2). Cette coupure permet de rejeter des traces ne provenant pas du vertex d'interaction comme par exemple des traces issues d'interactions faisceau-gaz.

Les résonances étudiées dans leur canal de décroissance en dimuons sont obtenues en combinant par paires les traces de muons de signes opposés qui satisfont les critères de sélection dénommés ci-dessus. Les propriétés des dimuons reconstruits sont obtenues en additionnant les quadri-moments des deux muons impliqués. Une dernière coupure sur la rapidité de la paire reconstruite ($2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ ³) assure qu'elle est dans l'acceptance du spectromètre à muons.

³Le spectromètre à muons se trouve à rapidité négative dans le système de coordonnées d'ALICE. Mais, comme les systèmes Pb-Pb et pp sont symétriques en y , on utilise conventionnellement la rapidité positive pour les résultats de physique.

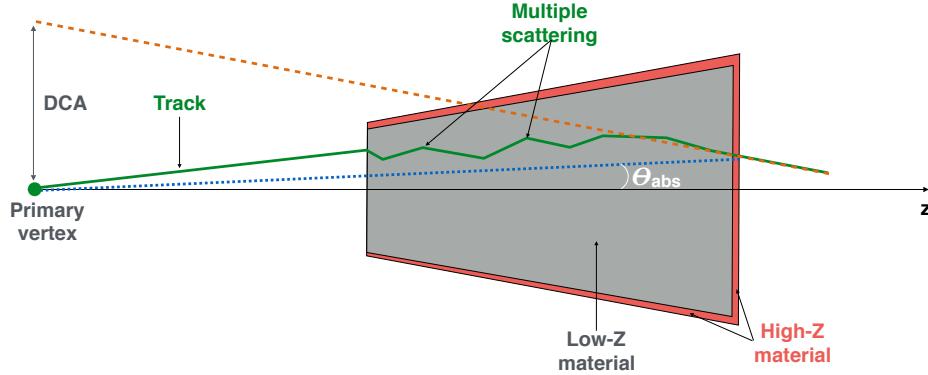


FIGURE 6.2 : Représentation schématique de l'extrapolation d'une trace de muons sortant de l'absorbeur frontal pour la mesure du DCA et du θ_{abs} . Figure issue de [19].

6.4 Extraction de signal

L'analyse du spectre de masse invariante des paires de dimuons de signes opposés permet de faire ressortir les résonances des particules mères dans ce canal de décroissance. La masse invariante de la paire de muons μ^+, μ^- avec quadri-impulsions : $(E_{\mu^+}, \vec{p}_{\mu^+})$ et $(E_{\mu^-}, \vec{p}_{\mu^-})$ séparés d'un angle θ s'écrit :

$$m_{\mu^+\mu^-} = \sqrt{2m_\mu^2 + 2(E_{\mu^+} \cdot E_{\mu^-} - |\vec{p}_{\mu^+}| \cdot |\vec{p}_{\mu^-}| \cdot \cos \theta)} \quad (6.5)$$

avec $m_\mu = 105.7 \text{ MeV}/c^2$ la masse du muon [100]. Ce calcul est effectué pour toutes les paires de muons de signes opposés détectés durant chaque événement et qui respectent la sélection des traces. La figure 6.3 montre la distribution en masse invariante des paires de muons de signes opposés obtenue lors des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ après sélection des traces pour la région $1 < m_{\mu\mu} < 10 \text{ GeV}/c^2$, $0 < p_{T\mu\mu} < 15 \text{ GeV}/c$, $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ et l'intervalle de centralité 0-90%.

Dans l'intervalle de masse invariante montré dans la figure on observe les résonances des particules mères suivantes :

- Les charmonia J/ψ et le $\psi(2S)$ entre $2.8 < m_{\mu\mu} < 3.4 \text{ GeV}/c^2$.
- Les bottomonia $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ et $\Upsilon(3S)$ entre $9 < m_{\mu\mu} < 11 \text{ GeV}/c^2$.

Les états fondamentaux (J/ψ et $\Upsilon(1S)$) sont bien visibles. D'un autre côté, en raison des coupures cinétiques, d'un bruit de fond important et de leur forte suppression

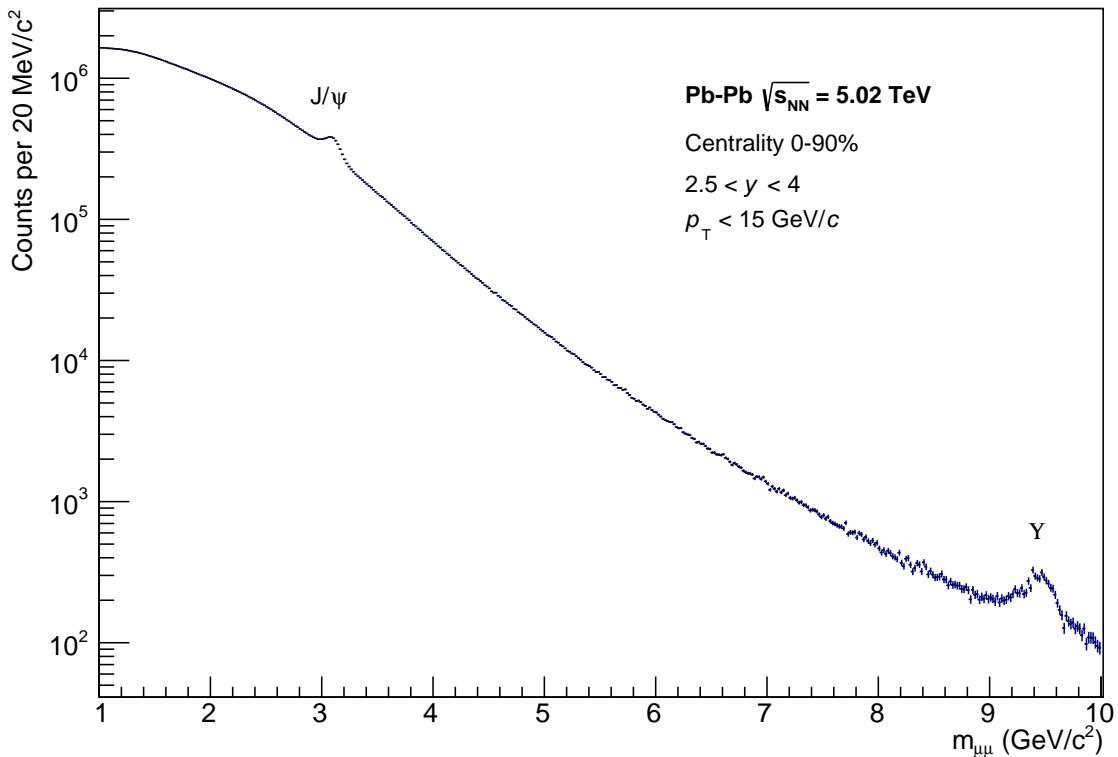


FIGURE 6.3 : Distribution en masse invariante des paires de muons de signes opposés lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ après application de la sélection des traces. [This Thesis]

(particulièrement dans les collisions les plus centrales), les états excités ne sont pas visibles dans les distributions de biais minimum.

Le continuum visible sur la figure constitue le bruit de fond. Dans les collisions les plus centrales il est dominé par une combinaison de muons issus de la désintégration de pions et de kaons. Entre $2 < m_{\mu\mu} < 12 \text{ GeV}/c^2$ il y a une contribution des muons corrélés issus de la désintégration des hadrons D et B en provenance de paires $c - \bar{c}$ et $b - \bar{b}$. La contribution relative du fond corrélé augmente avec la masse invariante et vers les collisions les plus périphériques du fait que le fond combinatoire non corrélé augmente avec le carré du nombre de muons produits dans la collision tandis que le fond corrélé augmente avec le nombre de muons produits.

La suite de cette section est consacrée à la méthodologie employée pour isoler et quantifier le signal de résonance du J/ψ . La région d'intérêt choisie pour la suite de

l'analyse est $2 < m_{\mu\mu} < 5 \text{ GeV}/c^2$.

6.4.1 Extraction de signal du J/ψ

L'extraction de signal de la résonance est effectuée en ajustant une fonction mathématique à la distribution de masse invariante des paires de muons de signes opposés à l'aide d'un algorithme statistique. Cette fonction mathématique est choisie de manière à décrire l'allure des résonances des deux états de charmonium les plus légers (J/ψ et $\psi(2S)$) et la forme du bruit de fond. Le nombre de J/ψ est ensuite donné par l'intégrale de la fonction signal lui correspondant.

Un exemple d'ajustement sur le spectre dimuon pour l'extraction de signal du J/ψ est montré figure 6.4. La figure du haut présente un ajustement choisi pour les données les plus centrales (i.e. classe en centralité 0-10%) tandis que la figure du bas correspond aux données les plus périphériques (i.e. 70-90%). Cette illustration montre les données de dimuons de signes opposés intégrées dans le domaine en rapidité du spectromètre à muons avec une coupure sur l'impulsion transverse des paires de muons tel que $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$. En effet, bien que l'extraction de signal fût effectuée pour une quinzaine d'intervalles allant de 0 à $15 \text{ GeV}/c$, un intérêt particulier est accordé aux données de très basse impulsion transverse pour l'étude montrée dans le chapitre suivant.

Pour ces deux exemples, les mêmes fonctions décrivant le bruit de fond et les signaux du J/ψ et du $\psi(2S)$ sont présentées. Néanmoins, plusieurs tests ont été effectués pour extraire le nombre de J/ψ et son incertitude statistique. Ces tests sont les combinaisons entre les différentes fonctions de signal et de bruit de fond, d'intervalle d'ajustement et de paramètres de fonctions comme listé ci-dessous. Ces tests permettent d'extraire une incertitude systématique pour tenir compte des biais de mesure. Le nombre final de J/ψ pour un intervalle donné est défini par la moyenne pondérée⁴ des résultats individuels des tests, tout comme son incertitude statistique est donnée par la moyenne pondérée des incertitudes individuelles. Enfin, l'incertitude systématique associée au nombre de J/ψ mesuré est donnée par la déviation standard des résultats.

⁴La pondération est effectuée de manière à donner autant de poids aux paramétrisations issues des données qu'aux paramétrisations basées sur des simulations (voir paragraphe 6.4.2).

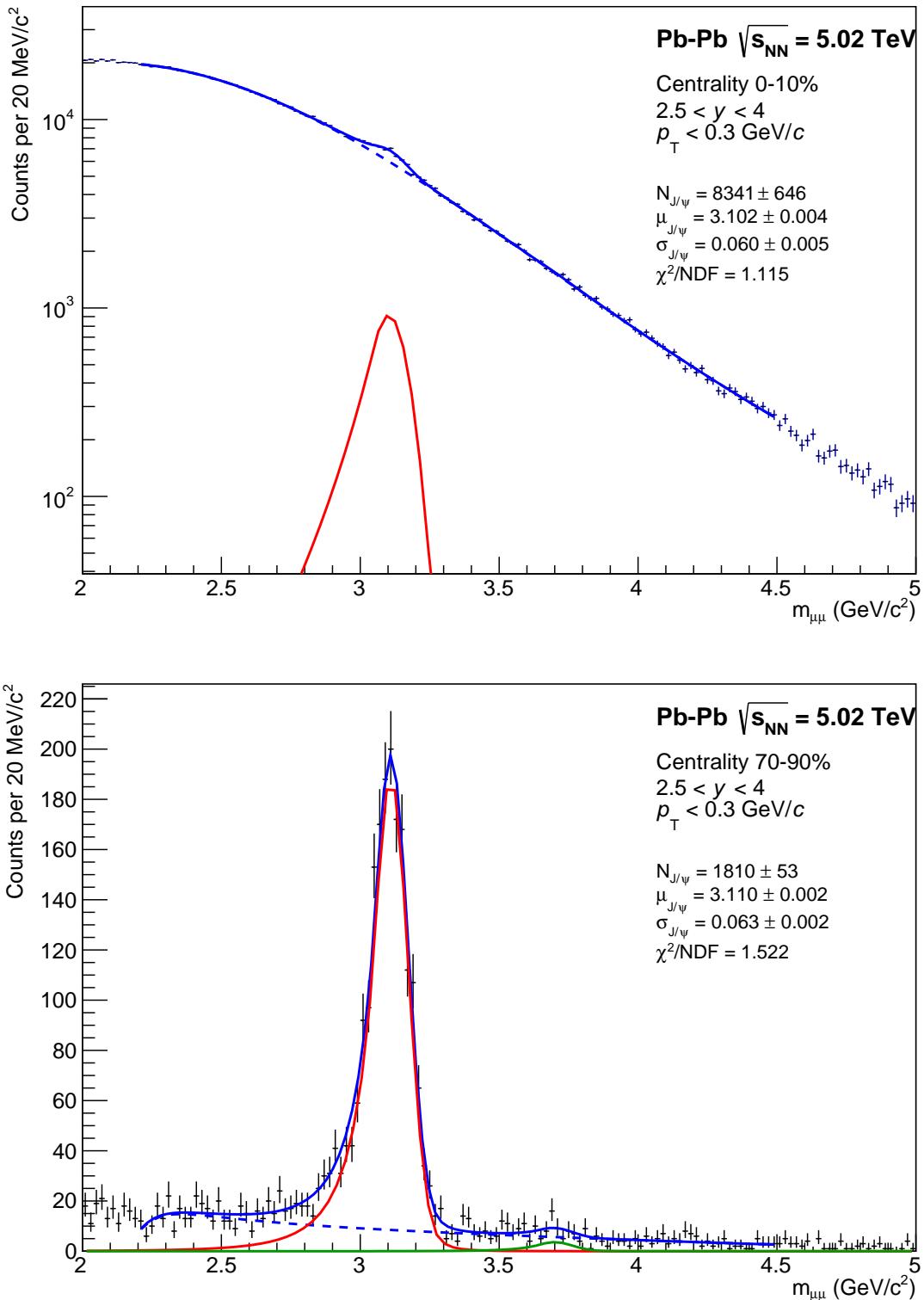


FIGURE 6.4 : Distribution des paires de muons de charge opposées dans l'intervalle $0 < p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ et la classe en centralité 0-10% (haut) et 70-90% (bas). La distribution est ajustée avec la somme d'une fonction qVWG pour décrire le bruit de fond et d'une double CB étendue pour décrire les pics de résonance du J/ψ et du $\psi(2S)$. (Voir annexe B pour les fonctions.) [This Thesis]

6.4.2 Tests systématiques sur l'extraction de signal du J/ψ

Caractérisation des signaux

Dans le cas d'un détecteur parfait, l'allure de la masse invariante des muons de la résonance seraient décrite par une courbe de Breit-Wigner centrée sur la masse de la particule. Cependant, la réponse du détecteur modifie considérablement son allure en raison de la résolution spatiale du système de trajectographie, des diffusions coulombiennes et des pertes d'énergie des muons dans l'absorbeur frontal ainsi qu'à la détermination du vertex de l'interaction.

Expérimentalement, on choisit donc des formes fonctionnelles empiriques. Les fonctions choisies se composent d'un sommet gaussien dont les côtés sont modifiés afin de tenir compte des effets de détecteur. La même fonction de signal est utilisée pour décrire à la fois les signaux du J/ψ et du $\psi(2S)$. La moyenne et la largeur du corps gaussien du premier signal correspondent respectivement à la masse du J/ψ et à la résolution du trajectographe autour de la masse du J/ψ . Ces deux paramètres sont laissés libres lors de l'ajustement. Pour faciliter la convergence de l'ajustement, les paramètres de masse et de largeur de résonance du second signal, correspondant au $\psi(2S)$, sont contraints à ceux du J/ψ tel que : $m_{\psi(2S)} = m_{J/\psi} + (m_{\psi(2S)} - m_{J/\psi})_{\text{PDG}}$ et $\sigma_{\psi(2S)} = \sigma_{J/\psi} * 1.05$ ⁵. Avec $m_{J/\psi}^{\text{PDG}} = 3096.9 \text{ MeV}/c^2$ et $m_{\psi(2S)}^{\text{PDG}} = 3686.1 \text{ MeV}/c^2$ [100].

Deux fonctions ont été sélectionnées pour caractériser la forme des signaux dans cette analyse : la double Crystal Ball étendue (CB2) et la fonction NA60. Les formes analytiques sont présentées en annexe B.

Paramétrisation des fonctions de signal

Lorsque tous les paramètres des fonctions sont laissés libres, la probabilité de convergence de l'algorithme est nettement restreinte. Afin de palier à ce problème, les paramètres des queues de distribution sont contraints. Ces jeux de paramètres peuvent être obtenu en ajustant les fonctions de signal au spectre dimuon issu de simulations réalistes ou de données pp, où la forte réduction du fond combinatoire et la statistique élevée facilitent la convergence. Ces paramètres sont extraits pour tous les intervalles en p_T et en y de cette analyse.

⁵Valeur extraite des ajustements des données pp à 13 TeV.

Les sources de jeux de paramètres sont listés ci-dessous :

- Paramètres obtenus en ajustant la distribution en masse invariante de paires de muons issus d'une simulation MC enrichies⁶ en utilisant comme générateur la production hadronique de J/ψ .
- Paramètres obtenus en ajustant la distribution en masse invariante de paires de muons issus des collisions pp à 13 TeV. Ces paramètres sont extraits uniquement pour la fonction CB2 pour chaque intervalle d'ajustement et pour chaque fonction de bruit de fond.

Dans le cas où la source des paramètres sont des simulations, ces productions sont pondérées "run-par-run" pour respecter le nombre d'événements CMUL7 mesurés dans les données. Les paramètres extraits de simulations sont obtenus en ajustant un signal de masse invariante dans l'intervalle 1-5 GeV/c^2 .

Tous ces jeux de paramètres sont dépendants en p_T et en y mais n'ont pas de dépendance en centralité. Les valeurs des paramètres des queues de distribution déterminés à partir de tous ces tests sont reportées en annexe B.

Caractérisations du bruit de fond

La forme du bruit de fond des spectres de masse invariante est décrite par des fonctions empiriques. Deux fonctions ont été sélectionnées pour caractériser le bruit de fond dans cette analyse : la gaussienne à largeur variable (qVWG) et un rapport de polynômes de deuxième et troisième ordre (POL2/POL3). Les formes analytiques sont présentées en annexe B.

Intervalle d'ajustement en masse

Enfin, l'intervalle de masse invariante choisi pour l'ajustement induit des fluctuations du rapport signal sur bruit autour de la région d'intérêt. Les variations de ce biais de mesure sont estimées en effectuant l'ajustement sur deux intervalles de masse invariante :

- $2.2 < m_{\mu\mu} < 4.5 \text{ GeV}/c^2$
- $2.4 < m_{\mu\mu} < 4.7 \text{ GeV}/c^2$

⁶Les simulations dites enrichies permettent de tenir compte dans les simulations de l'effet de l'occupation des chambres sur la prise de données. Plus de détails sont donnés dans 6.5.2.

6.4.3 Incertitude systématique sur l'extraction de signal du J/ψ

En considérant toutes les combinaisons possibles pour la configuration des tests d'ajustement, on obtient 12 tests pour chaque classe en centralité. Pour chaque test, la fonction est ajustée en maximisant le logarithme de vraisemblance. Cette approche permet de correctement prendre en compte les intervalles possédant une faible statistique. Pour être considéré comme acceptable, un ajustement doit avoir convergé, sa matrice covariante correctement calculée et le χ^2/NDF doit être inférieur à 2.5.

La synthèse des résultats, issue des différents tests pour un $p_T < 15 \text{ GeV}/c$ et intégré en centralité 0-90%, est montré sur la figure 6.5. En haut, le nombre de J/ψ pour chaque test est obtenu en intégrant la fonction signal issue de l'ajustement. Les autres distributions montrent, en partant du haut : la masse, la largeur de résonance du J/ψ et le χ^2/NDF .

Le nombre final de J/ψ , pour un intervalle en p_T , y et centralité donné, est calculé comme la valeur moyenne sur l'ensemble des tests de ce même intervalle. Il en est de même pour l'incertitude statistique associée. Enfin, l'incertitude systématique est définie comme la déviation standard sur l'ensemble des tests (valeur RMS).

Les résultats de l'extraction de signal du J/ψ peuvent être trouvés dans l'annexe C. Le nombre brut de J/ψ a été extrait pour cinq classes de centralité : 0-10%, 10-30%, 30-50%, 50-70% et 70-90%. Ces résultats sont intégrés dans le domaine en rapidité du spectromètre à muon ($2.5 < y_{\mu\mu} < 4$) et ont été mesurés en fonction de p_T allant de 0 de 15 GeV/c .

6.5 Corrections

Cette section présente la méthodologie de l'obtention des facteurs correctifs introduits dans la section 6.3 permettant de corriger le nombre brut de J/ψ afin d'obtenir les taux de production.

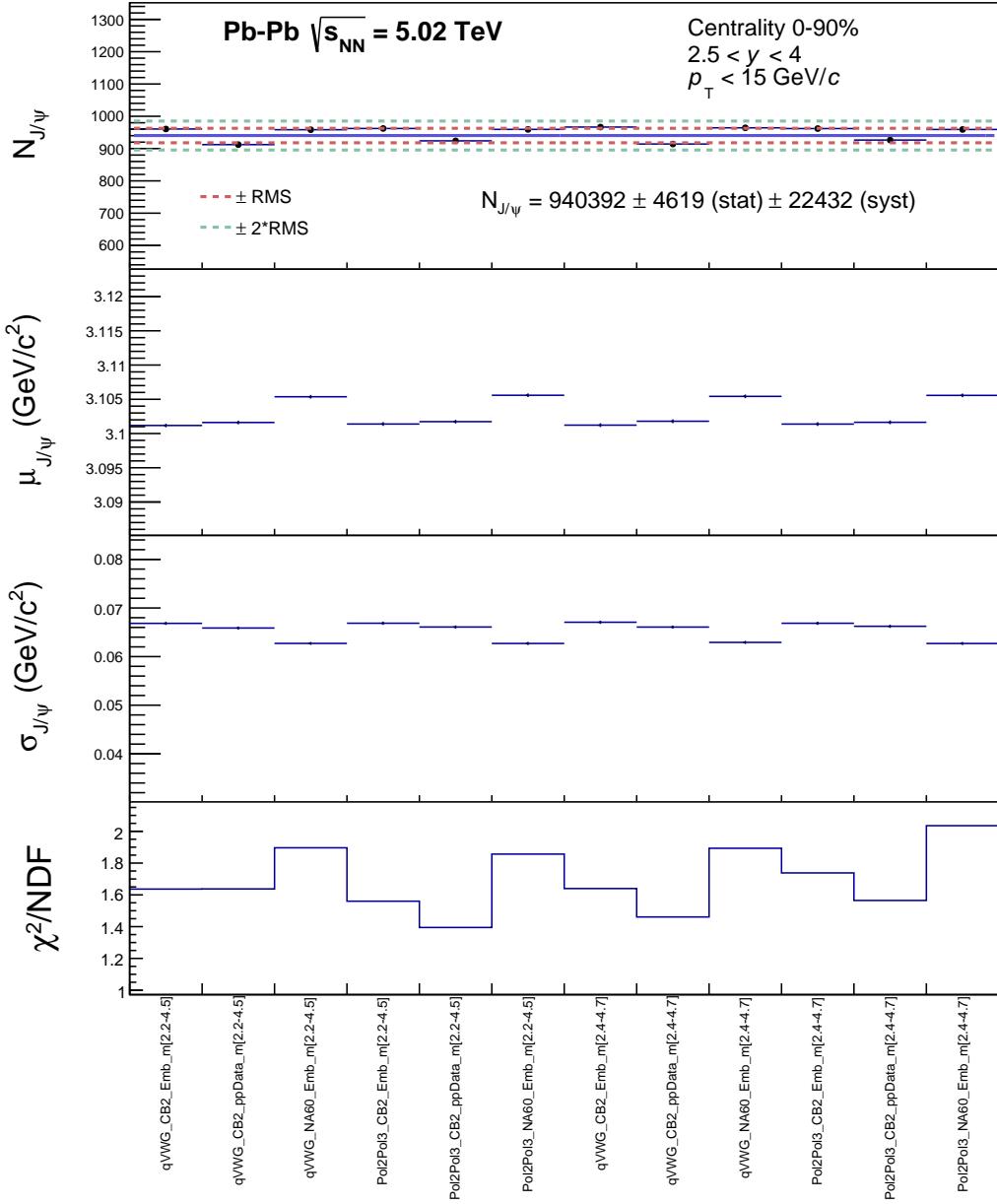


FIGURE 6.5 : Synthèse des résultats issus des différents tests systématiques de l'extraction de signal du J/ψ pour $p_T < 15 \text{ GeV}/c$ et intégré en centralité 0-90%. Haut : Nombre de J/ψ extrait en fonction de la configuration de l'ajustement. La ligne solide représente la moyenne pondérée. Les trois autres distributions montrent (en partant du haut) la masse, la largeur de résonance du J/ψ et le χ^2/NDF de l'ajustement. [This Thesis]

6.5.1 Normalisation des données

L'analyse présentée est basée sur des événements contenant deux muons de signes opposés dans l'acceptance du spectromètre à muons. Par conséquent, les observables calculées à partir de ces données présentent un biais de sélection qui doit être corrigé pour permettre la comparaison de nos résultats avec ceux obtenus dans d'autres expériences ou sur des échantillons de données différents.

La méthode consiste à calculer le nombre d'événements de biais minimum (MB) associé à l'échantillon d'événements issu de la classe de déclenchement utilisé dans cette analyse. Pour chaque run i , le nombre de collisions MB est donné en terme d'événements ayant déclenché CMUL7 tel que :

$$N_{\text{MB}}^{\text{eq}} = F_{\text{Norm}}^i \times N_{\text{CMUL7}} \quad (6.6)$$

Le facteur de normalisation F_{Norm} peut être déterminé par deux méthodes.

Méthode hors-ligne

Cette première méthode est basée sur les données de déclenchement enregistrées dans les données hors-ligne (AOD) avec les informations des entrées du déclencheur envoyées à le CTP. Pour chaque run i , le facteur de normalisation hors-ligne est défini par :

$$F_{\text{Norm}}^{\text{off1},i} = \frac{N_{\text{MB}}^i}{N_{\text{MB}\&0\text{MUL}}^i} \quad (6.7)$$

où N_{MB}^i est le nombre total d'événements de biais minimum et $N_{\text{MB}\&0\text{MUL}}^i$ est le nombre total de ces événements de biais minimum où les conditions pour le déclencheur dimuon (0MUL) sont satisfaites.

Le facteur de normalisation hors-ligne peut être calculé en deux étapes pour améliorer la précision en utilisant un déclencheur intermédiaire possédant une plus grande statistique. Ici nous utilisons les informations de la classe de déclenchement CMSL, ainsi la formule 6.7 peut être ré-écrite tel que :

$$F_{\text{Norm}}^{\text{off2},i} = \frac{N_{\text{MB}}^i}{N_{\text{MB}\&0\text{MSL}}^i} \times \frac{N_{\text{CMSL}}^i}{N_{\text{CMSL}\&0\text{MUL}}^i} \quad (6.8)$$

où N_{CMSL}^i est le nombre total d'événements CMSL et $N_{\text{MB}\&\text{0MSL}}^i$ ($N_{\text{CMSL}\&\text{0MUL}}^i$) sont respectivement le nombre d'événements MB(CMSL) où une entrée 0MSL(0MUL) a été enregistrée.

Méthode des scalers

Cette méthode consiste à utiliser directement les entrées des compteurs de déclenchement qui sont enregistrés avant le traitement par le CTP contenu dans les fichiers OCDB. Ces compteurs contiennent tous les signaux des déclencheurs, que les événements soient enregistrés ou non. Les signaux sont appelés scalers et sont notés $L0b$ en accord avec le niveau $L0$ des déclencheurs utilisés et b signifie avant le CTP. Cette méthode présente l'avantage d'avoir une erreur statistique plus faible que la méthode précédente. Le facteur de normalisation scalers est calculé pour chaque run i tel que :

$$F_{\text{Norm}}^{\text{on},i} = \frac{P_{\text{MB}}^i \times L0b_{\text{MB}}^i}{P_{\text{MUL}}^i \times L0b_{\text{MUL}}^i} \quad (6.9)$$

où $L0b_{\text{MB}}^i$ et $L0b_{\text{MUL}}^i$ sont respectivement les entrées $L0b$ des déclencheurs MB et MUL.

P_{MB}^i et P_{MUL}^i sont les facteurs de pureté calculés hors-ligne dans le but de corriger les $L0b$ obtenus des OCDB où la sélection physique n'est pas encore appliquée. Ils sont calculés comme la fraction des événements ayant passés la sélection physique et la sélection en centralité (0-90%) pour chaque déclencheur.

$$P_{\text{trigger}}^i = \frac{N_{\text{trigger}}^i(\text{PS})}{N_{\text{trigger}}^i(\text{ALL})} \quad (6.10)$$

Facteur correctif de "Pile-up"

Le facteur de Pile-up est une correction appliquée au F_{Norm} de chaque méthode pour prendre en compte la probabilité d'avoir plus d'une interaction par événement. Il est estimé par :

$$PU^i = \frac{\mu^i}{1 - e^{-\mu^i}} \quad (6.11)$$

Où μ^i est le nombre moyen de croisement de paquet durant le run i :

$$\mu^i = -\ln \left(1 - \frac{P_{\text{MB}}^i \times L0b_{\text{MB}}^i}{N_{\text{colliding}}^i \times f_{\text{LHC}}} \right) \quad (6.12)$$

Où $N_{\text{colliding}}^i$ est le nombre de paquet de faisceaux qui collisionnent et f_{LHC} la fréquence de révolution du LHC.

Résultats

Le facteur de normalisation produit pour chaque méthode est calculé comme la moyenne des facteurs obtenus run-par-run, pondérée par le nombre d'événements CMUL7 enregistrés durant le run considéré.

$$F_{\text{Norm}} = \frac{\sum_i F_{\text{Norm}}^i * N_{\text{CMUL}}^i}{\sum_i N_{\text{CMUL}}^i} \quad (6.13)$$

Le tableau 6.3 résume les valeurs numériques pour les trois périodes de prise de données et pour chaque méthode. Ces résultats ont été calculés dans le cadre de la mesure de production du boson Z lors de collision Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ [31]. La classes de déclenchement MB qui a été choisie pour les données prises en 2015 est la classe CINT7. Concernant les données recueillies en 2018 la classe CINT7ZAC a été préférée pour la méthode hors ligne car celle-ci présente une meilleure statistique que CINT7. En outre la classe C0V0M a été choisie pour la méthode des scalers. [104]. Une description de ces classes de déclenchement est donnée dans la section 5.2.4.

	Hors-ligne directe	Hors-ligne indirecte	Scalers	F_{Norm}
15o	11.845 ± 0.012	11.851 ± 0.007	11.8754 ± 0.0010	11.88 ± 0.03
18q	13.488 ± 0.006	13.504 ± 0.006	13.5496 ± 0.0012	13.55 ± 0.06
18r	13.633 ± 0.008	13.639 ± 0.006	13.6511 ± 0.0010	13.65 ± 0.02

TABLE 6.3 : Valeurs du facteur de normalisation de biais minimum pour les 3 périodes de prise de données Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ [31].

La valeur de F_{Norm} obtenue par la méthode des scalers est utilisée pour calculer le nombre équivalent d'événements MB en raison de sa faible incertitude statistique. L'incertitude systématique associée à la normalisation est prise comme la plus grande différence entre la méthode des scalers et les méthodes hors-ligne. Finalement, l'erreur

statistique associée à la normalisation est négligée devant l'incertitude systématique. Le nombre équivalent d'événements MB associés au nombre d'événements CMUL7 a été calculé pour chaque période en utilisant les valeurs reportées dans le tableau 6.3 et le nombre d'événements CMUL7 reportés dans le tableau 6.2. Le nombre total d'événements MB pour les trois périodes vaut $N_{\text{MB}} = 5.2303864 \times 10^9 \pm 13711845$ (syst.).

6.5.2 Acceptance Efficacité du détecteur

Après avoir effectué des simulations MC pour le processus donné ($J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$), la correction d'Acceptance-Efficacité⁷ ($\mathcal{A} \times \epsilon$) est définie par la fraction du nombre de J/ψ reconstruits sur le nombre de J/ψ générés dans la production MC. La forme analytique de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ pour une classe en centralité i , dans un intervalle en impulsion transverse Δp_T et intégrée en $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ est donnée par :

$$(\mathcal{A} \times \epsilon)^i(\Delta p_T, \Delta y) = \frac{N_{\text{rec}}^i(\Delta p_T, \Delta y)}{N_{\text{gen}}^i(\Delta p_T, \Delta y)} \quad (6.14)$$

Les coupures cinématiques ayant été appliquées aux données réelles (c.f. section 6.3) sont également appliquées aux données MC reconstruites. La sélection physique a également été appliquée aux simulations reconstruites.

Simulations Monte Carlo (MC)

L' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ du détecteur pour un processus donné est estimée à partir de productions Monte Carlo (MC). Ces simulations sont produites en trois étapes. Tout d'abord la particule primaire est produite et décroît dans un état final donné en utilisant un code générateur. Dans notre cas, le processus simulé correspond à un J/ψ donnant deux muons de signes opposés. Ces derniers sont envoyés dans un code de transport (GEANT3 [105]) définissant la géométrie du détecteur. La propagation des particules simulées dans le détecteur va créer des signaux sur les éléments actifs de détection. L'état du détecteur durant la période d'acquisition (tel que l'alignement des chambres et les zones de detections inactives) est bien pris en compte dans la simulation. Aussi,

⁷L'acceptance permet de définir une région de l'espace dans laquelle les particules peuvent être détectées tandis que l'efficacité représente la capacité du détecteur à effectivement détecter les particules qui le traversent.

le nombre d'événements simulés est pondéré proportionnellement au nombre d'événements déclenchés CMUL7.

Lors de collision Pb–Pb, la réponse du détecteur est affectée par son taux d'occupation. En effet, les événements de haute multiplicité notamment lors des collisions centrales peuvent réduire l'efficacité de la reconstruction. Pour tenir compte de l'évolution du taux de J/ψ par événement MB en fonction de la centralité, les particules simulées sont incorporées dans les données d'un événement réel, reproduisant ainsi la réponse du détecteur en fonction de son taux d'occupation. De plus, un poids proportionnel au nombre brut de J/ψ extraits dans $0.3 < p_T < 15 \text{ GeV}/c$ dans chaque sous-intervalle en centralité (intervalles de 10%) est appliqué.

Enfin, ces particules sont reconstruites à partir des informations des signaux enregistrés durant le transport en utilisant le même algorithme de reconstruction que celui utilisé pour les données réelles.

Estimation des distributions de générations

La réponse du détecteur est dépendante du p_T et du y de la particule détectée, ainsi l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ est sensible aux distributions cinématiques du taux de production brut des J/ψ . Pour rendre les simulations MC les plus réalistes possible, les distributions cinématiques des particules générées sont ajustées à celles obtenues par le détecteur.

La méthode utilisée est une procédure itérative consistant à corriger l'allure des fonctions de génération en fonction de p_T et de y pour chaque classe en centralité à l'aide du nombre brut de J/ψ mesuré dans la section 6.4. Pour tenir compte de la dépendance en centralité de la réponse du détecteur, cette procédure itérative est effectuée pour chaque classe en centralité. Les distributions cinématiques sont ajustées séparément en fonction de p_T et de y . Dans le premier cas nous utilisons une mesure du nombre brut de J/ψ intégrée dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ et distribuée dans 13 sous-intervalles en p_T allant de 0 à $15 \text{ GeV}/c$. Dans le second cas nous utilisons une mesure de nombre brut de J/ψ intégrée dans $0.3 < p_T < 15 \text{ GeV}/c$ ⁸ distribuée dans 6 sous-intervalles en y allant de 2.5 à 4.

⁸Les données telles que $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ sont exclues de l'ajustement de manière à ce que l'excès observé dans cette région n'affecte pas la distribution en rapidité de la production hadronique de J/ψ .

Procédure itérative :

À la première étape, l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ est obtenue en utilisant des simulations MC enrichies produites par un générateur utilisant des fonctions d'entrées sans dépendance en centralité. Les distributions MC générées sont ajustées à l'aide des fonctions ci-dessous et les jeux de paramètres obtenus sont utilisés comme point de départ pour les itérations suivantes ($f_0^{\text{MC}}(p_T^{\text{gen}})$ et $f_0^{\text{MC}}(y^{\text{gen}})$). Ces fonctions sont très proches de celles utilisées par le générateur. Les formes en p_T et y du taux de J/ψ produit sont décrites pour chaque classe en centralité par :

$$f(p_T) = A \times \frac{p_T}{\left(1 + \left(\frac{p_T}{B}\right)^{n_1}\right)^{n_2}} \quad (6.15)$$

$$f(y) = A \times e^{-0.5 \times \left(\frac{y}{B}\right)^2} \quad (6.16)$$

où A , B , n_1 et n_2 sont des paramètres libres.

Pour les itérations $i > 0$, la distribution brute de J/ψ est corrigée par l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ obtenue à l'itération précédente. Ces distributions corrigées sont ensuite ajustées fourniissant ainsi les fonctions de génération à l'itération i ($f_i^{\text{data}}(p_T^{\text{eq. gen}})$ et $f_i^{\text{data}}(y^{\text{eq. gen}})$). Ceci nous permet d'évaluer un poids qui sera appliqué à la fois aux distributions MC générées et reconstruites avant d'évaluer une nouvelle $(\mathcal{A} \times \epsilon)$. Le poids calculé à une itération i donnée est défini par l'opération suivante :

$$w_i(p_T) = \frac{f_i^{\text{data}}(p_T^{\text{eq. gen}})}{f_0^{\text{MC}}(p_T^{\text{eq. gen}})} \quad (6.17)$$

$$w_i(y) = \frac{f_i^{\text{data}}(y^{\text{eq. gen}})}{f_0^{\text{MC}}(y^{\text{gen}})} \quad (6.18)$$

Finalement, le poids appliqué aux distributions MC est le produit des poids en p_T et en y . L' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ obtenue avec les distributions pondérées est comparée à celle issue de l'itération précédente.

La procédure est réalisée jusqu'à ce que les fonctions issues de deux itérations consécutives convergent (i.e le ratio d' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ entre deux itérations ne doit pas dévié de l'unité de plus 0.2%). Deux itérations furent suffisantes pour obtenir des résultats convergents dans toutes les classes en centralité hormis pour la classe 50-70% où une troisième itération fut nécessaire. Les distributions de génération finales sont montrées

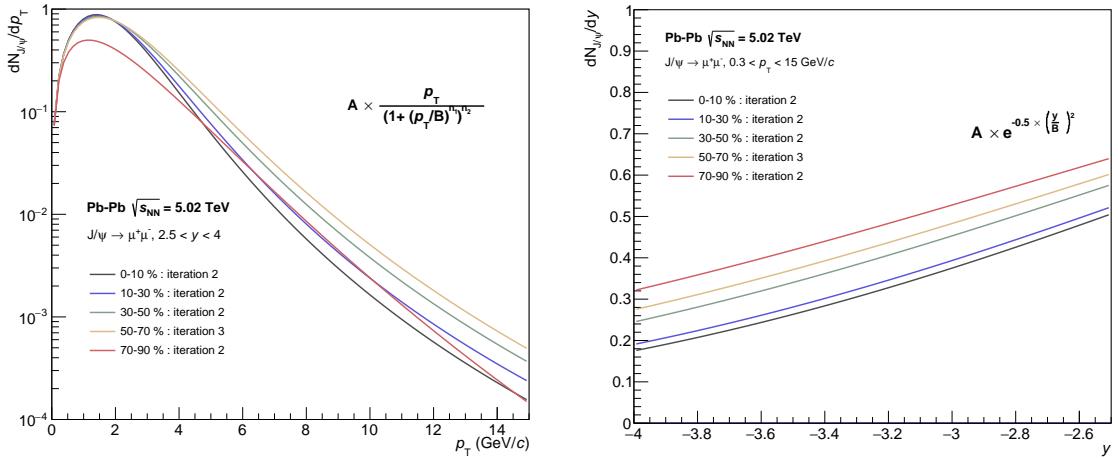


FIGURE 6.6 : Fonctions de générations normalisées à 1 de la production de J/ψ en fonction de p_T (y) pour la dernière itération dans chaque classe en centralité à gauche (doite). [\[This Thesis\]](#)

sur la figure 6.6. Les valeurs d' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ obtenues à la dernière itération sont celle utilisées pour corriger le taux brut de J/ψ . Ces résultats d' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ sont montrés sur la figure 6.7 en fonction de p_T et y . Les valeurs numériques peuvent être trouvées en annexe D. L'incertitude statistique associée est choisie comme la plus grande valeur entre $1/N_{\text{gen}}$ et l'erreur binomiale donnée par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{N_{\text{rec}}}{N_{\text{gen}}} * \frac{1 - N_{\text{rec}}/N_{\text{gen}}}{N_{\text{gen}}}} \quad (6.19)$$

Incertitudes systématiques associées aux distributions MC :

La méthode itérative utilisée pour obtenir les fonctions de génération en fonction de p_T et de y est effectuée séparément pour ces deux quantités. Par conséquent, cette méthode néglige les possibles corrélations $p_T - y$ des formes fonctionnelles. Une incertitude systématique est déterminée en utilisant comme entrées des formes fonctionnelles en fonction de p_T (y) obtenus dans des sous intervalles fins de y (p_T). Pour cela, nous avons utilisé des fonctions de génération obtenues dans les données pp à 13 TeV [89] en faisant l'hypothèse que l'ordre de grandeur de l'incertitude dûe aux corrélations est la même pour les deux systèmes de collisions et pour les deux énergies. Pour chaque distribution d'entrée, le signal était donc corrigé avec la même procédure itérative décrite

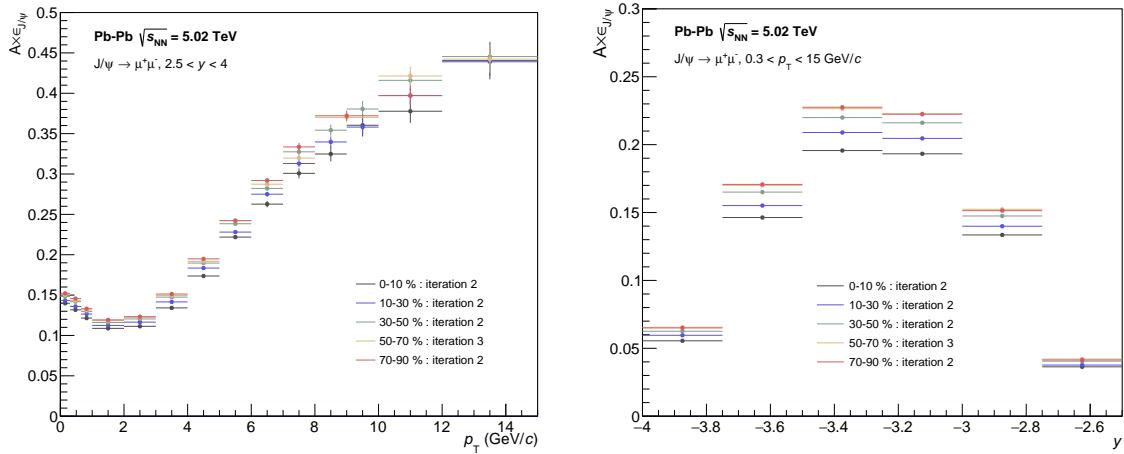


FIGURE 6.7 : Distributions de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ des J/ψ en fonction de p_T (y) pour la dernière itérations dans chaque classe en centralité à gauche (doite). [\[This Thesis\]](#)

précendemment. L'incertitude systématique est choisie comme la plus grande déviation de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ dans chaque intervalle en p_T . La dépendance en centralité de cette incertitude est négligeable.

Nous avons aussi considéré les effets d'une statistique limitée dans les données sur l'ajustement. Pour estimer une incertitude, nous avons produit 50 fonctions de générations en ajustant les distributions en fonction de p_T et y après avoir fait varier les valeurs des données de façon aléatoire dans leur incertitude statistique. La dispersion de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ obtenue avec toutes ces fonctions fournit un incertitude systématique évaluée à 0.4%.

6.6 Taux de production et facteur de modification nucléaire

Pour chaque variable utilisée dans le calcul du taux de production (c.f. équation 6.1) ou du facteur de modification nucléaire (c.f. équation 6.2) du J/ψ , une estimation des incertitudes associées à leur mesure a été effectuée. Ces grandeurs ainsi que leurs incertitudes sont résumées en première partie de cette section et seront suivies par les résultats expérimentaux sur la mesure du J/ψ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

6.6.1 Grandeurs et incertitudes associées

Nombre brut de J/ψ reconstruits dans le canal dimuon : $N^i(\Delta p_{\text{T}}, \Delta y)$.

L'extraction de signal a été discutée dans la section 6.4. L'incertitude systématique correspond à la variation sur le nombre brut de J/ψ mesurés en utilisant les différentes configurations de l'ajustement. Cette incertitude contribue aux incertitudes systématisques non corrélées en fonction de la centralité, de p_{T} et de y .

Rapport d'embranchement du canal de décroissance du J/ψ en dimuons.

Sa valeur ainsi que son incertitude sont données par le PDG [15] tel que $BR(\text{J}/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 5.961 \pm 0.033\%$. Son incertitude est corrélée en fonction de la centralité, de p_{T} et de y .

Correction d'acceptance efficacité du détecteur :

$$(A \times \epsilon)^i(\Delta p_{\text{T}}, \Delta y).$$

Sa mesure est décrite dans la section 6.5.2, les résultats qui y sont présentés s'accompagnent d'une incertitude statistique. Les incertitudes systématisques sont multiples et ont été discutées dans différentes sections.

L'incertitude sur l'efficacité du système de trajectographie a été mesurée dans le cadre de cette analyse pour les données prises en 2018. Une illustration des résultats est disponible en annexe sur la figure F.1. La méthodologie n'étant pas spécifique à cette analyse, elle a été montrée dans la section 5.2.3.d. La même valeur de 3% pour les dimuons avait été mesurée pour l'ensemble des données Pb–Pb prises en 2015 [83]. Cette incertitude est corrélée en fonction de la centralité mais pas en fonction de p_{T} et de y . Une systématique ultérieure s'ajoute à celle-ci pour tenir compte de la perte d'efficacité liée à la centralité de la collision. Elle vaut entre 1% pour les collisions les plus centrales et 0.5% pour les collisions semi-centrales [83]. Cette contribution est corrélée en fonction de p_{T} et de y .

L'incertitude sur l'efficacité du système de déclenchement comprend l'efficacité intrinsèque des chambres de déclenchement, l'incertitude sur la réponse du détecteur et la perte d'efficacité en fonction de la centralité. Les méthodes employées pour mesurer les deux premières composantes sont décrites dans la section 5.2.3.d. Les valeurs utilisées ici ont été mesurées dans [82] ([31]) pour les données 2015 (2018). Des incertitudes systématisques de 1.5% et 1% ont respectivement été mesurées pour les données prises en 2015 et 2018. Une valeur conservatrice de 1.5% a été choisie pour l'ensemble des

données Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. Cette incertitude est corrélée en fonction de la centralité mais pas en fonction de p_T et de y . L'incertitude liée à la réponse du déclencheur est donnée en fonction du p_T en annexe F.1. Les valeurs qui y sont montrées ont été mesurées pour l'ensemble des données dans l'analyse différentielle de la production inclusive de J/ψ dont la publication est actuellement en préparation dans la collaboration ALICE. Tout comme la systématique précédente, celle-ci est corrélée en fonction de la centralité mais pas en fonction de p_T et de y . Finalement, une incertitude systématique supplémentaire considère la perte d'efficacité du système de déclenchement en fonction de la centralité. Elle est similaire à celle appliquée à l'efficacité du système de trajectographie.

L'incertitude sur l'appariement des traces reconstruites dans le trajectographe avec celles détectées par le système de déclenchement a été mesurée dans [82] et vaut 1% pour l'ensemble des données du Run 2. Elle est corrélée en fonction de la centralité mais décorrélée en fonction de p_T et de y .

Enfin, les incertitudes sur la paramétrisation des MC ont été discutées dans la section 6.5.2. Elles permettent de prendre en compte les effets de possibles corrélations $p_T - y$ sur les formes fonctionnelles utilisées pour la paramétrisation des distributions cinématiques des MC ainsi que les effets d'une statistique limitée lors de l'ajustement des données dont sont issues les paramétrisations. Ces incertitudes sont complètement décorrélées en fonction de la centralité, de p_T et de y .

Nombre équivalent d'événements de biais minimum : $N_{\text{MB}}^{\text{eq},i}$.

La normalisation entre le nombre d'événements CMUL7 et d'événements MB a été discutée dans la section 6.5.1. L'incertitude associée à la mesure est négligée devant l'incertitude systématique dont la valeur de 0.3% est totalement corrélée en fonction de la centralité, de p_T et de y .

Fonction de recouvrement nucléaire : $\langle T_{\text{AA}}^i \rangle$.

Le calcul de la fonction de recouvrement nucléaire est effectué à l'aide de simulations MC basées sur le modèle de Glauber comme discuté dans 6.2. Les valeurs sont issues de [103] et sont données dans la table 6.1.

Centralité	$\langle T_{AA} \rangle$ (mb $^{-1}$)	$\langle N_{\text{part}} \rangle$
0-10%	23.26 ± 0.17 (0.7%)	357.3 ± 0.8
10-30%	11.58 ± 0.11 (1.0%)	225.0 ± 1.2
30-50%	3.92 ± 0.07 (1.7%)	109.0 ± 1.1
50-70%	0.98 ± 0.02 (2.4%)	42.7 ± 0.7
70-90%	0.161 ± 0.003 (2.3%)	11.3 ± 0.2

TABLE 6.4 : Fonction de recouvrement nucléaire et nombre moyen de nucléons participants pour chaque interval en centralité. Les incertitudes associées sont systématiques.

Incertitude sur la centralité

Le point d'ancrage correspondant à une centralité de 90% a été estimée avec une incertitude de 1%. Cette incertitude est propagée en extrayant le nombre de J/ψ pour chaque classe en centralité après avoir fait varier ses limites de 1%.

Section efficace de production de J/ψ lors de collisions pp : $\sigma^{\text{pp}}(\Delta p_T, \Delta y)$.

La section efficace de référence de J/ψ lors de collisions pp à la même énergie de centre de masse nucléon-nucléon $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV a été mesurée dans [101].

Les incertitudes associées à la mesure de la section efficace de référence pp sont de trois types. La première est statistique, la seconde correspond aux incertitudes systématiques décorrélées en fonction de p_T et y tandis que la dernière, comprenant les incertitudes systématiques sur le rapport d'embranchement et sur la luminosité, est considérée comme corrélée en fonction de p_T et y .

6.6.2 Résumé des incertitudes systématiques

L'ensemble des incertitudes systématiques s'appliquant aux mesures du taux de production et du facteur de modification nucléaire sont résumées dans le tableau 6.5. Les incertitudes annotées d'un astérisque sont celles considérées corrélées en fonction du p_T .

Source	0-10%	10-30%	30-50%	50-70%	70-90%
N_{MB}			0.3*		
Extraction de signal	1.4 – 5.1	1.2 – 3.3	1.5 – 3.1	1.7 – 4.1	1.4 – 6.6
Centralité	0.8*	0.2*	1.8*	4*	7*
Paramétrisation MC		0.4 + 1.1 – 2.5			
MCH	3 + 1*	3 + 0.5*	3 + 0.5*	3	3
MTR	1.5 – 2.8 + 1*	1.5 – 2.8 + 1*	1.5 – 2.8 + 0.5*	1.5 – 2.8	1.5 – 2.8
Association			1		
T_{AA}	0.72*	0.98*	1.66*	2.39*	2.26*
Section efficace pp		3.5 – 5.6 + 1.8*			

TABLE 6.5 : Résumé des incertitudes systématiques sur la mesure du facteur de modification nucléaire en pourcentage. Les incertitudes annoncées d'une astérisque sont corrélées en fonction du p_T .

6.6.3 Résultats

Cette section a pour objectif de présenter les résultats de la mesure inclusive du J/ψ en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ à l'aide du spectromètre à muons de l'expérience ALICE. Comme expliqué en introduction de ce chapitre, cette étude a été réalisée dans l'objectif de servir de référence hadronique pour l'évaluation de la contribution de la photoproduction cohérente. Ainsi, les résultats présentés ci-après, ne correspondent pas à une étude complète et approfondie des effets nucléaires chauds sur la production de J/ψ en HIC⁹.

Taux de production de J/ψ

Le taux de production invariant de J/ψ est calculé à l'aide de la formule 6.1 pour l'ensemble des données Pb–Pb à 5 TeV en fonction du p_T pour 5 classes en centralité. Les résultats sont illustrés sur la figure 6.8. Pour éviter la duplication de la figure, un ajustement en fonction de p_T qui sera utile pour la méthode décrite dans la section 7.3.1 est présenté ici.

Facteur de modification nucléaire

Le facteur de modification nuléaire du J/ψ en collision Pb–Pb est calculé à l'aide de

⁹Une analyse complète de ces données a été effectuée dans le cadre de la thèse de Chun Lu Huang [106].

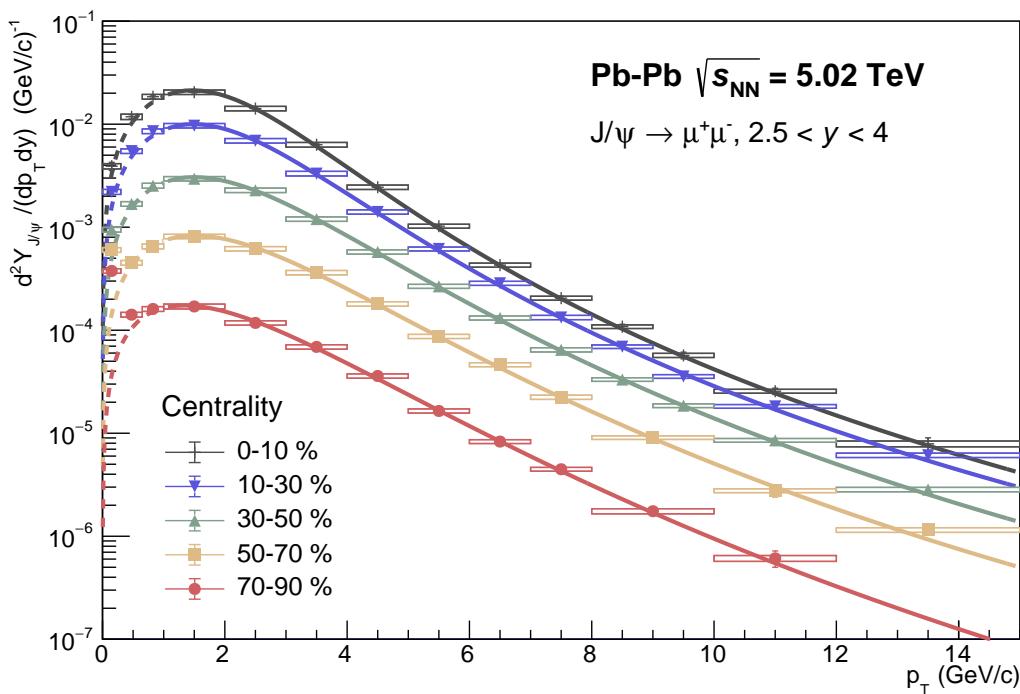


FIGURE 6.8 : Distribution du taux invariant de J/ψ en fonction du p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ pour chaque classe en centralité. Les incertitudes sur chaque point sont les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélée au p_T est représentée à l'unité. [This Thesis]

la formule 6.2 en fonction du p_T pour 5 classes en centralité. Les valeurs numériques sont montrées en annexe G.

La figure 6.9 montre la dépendance en p_T du R_{AA} du J/ψ lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ pour 5 classes en centralité dans l'intervalle cinématique ($2.5 < y_{\mu\mu} < 4$). Les barres verticales représentent l'incertitude statistique tandis que les rectangles correspondent à l'incertitude systématique non corrélée en p_T . L'incertitude systématique corrélée est représentée par un rectangle plein à l'unité.

Pour toutes les classes en centralité, on observe un R_{AA} inférieur à l'unité à l'exception des données à très basse impulsion transverse ($p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$) pour des centralités allant de 30% à 70% et à basse impulsion transverse ($p_T < 1 \text{ GeV}/c$) pour les collisions les plus périphériques (70-90%). Ce phénomène est associé à la contribution de processus de photoproduction de J/ψ , qui sont négligeables en collisions pp. Ce point sera discuté plus en détails dans la section suivante et sera l'objet de l'étude

présentée dans le chapitre 7.

Dans les collisions les plus centrales (0-10%), le R_{AA} décroît d'un facteur 3 entre les J/ψ de basse impulsion transverse ($p_T < 1 \text{ GeV}/c$) et ceux de haute impulsion transverse ($p_T > 6 \text{ GeV}/c$) et reste ensuite approximativement constant et significativement inférieur à l'unité. La dépendance en p_T du R_{AA} s'observe ainsi pour les collisions allant jusqu'à 50% en centralité, bien qu'elle devienne de plus en plus faible à mesure que le paramètre d'impact de la collision augmente. Pour les collisions périphériques (50-90%), le R_{AA} est constant en fonction du p_T et l'écart par rapport à l'unité est moins significatif.

Ce comportement, déjà observé lors des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$, est interprété comme une combinaison des effets de dissociation et de régénération des J/ψ lors de collisions de haute multiplicité. La suppression devient plus importante à mesure que la densité d'énergie du système augmente en allant vers les collisions les plus centrales. D'autre part, la forte multiplicité des particules produites lors des collisions les plus centrales, permet la régénération des J/ψ , notamment à basse impulsion transverse où la probabilité d'avoir des paires de quarks c et \bar{c} proches dans l'espace des phases est plus importante.

En ce qui concerne les données de très basse impulsion transverse ($p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$), on observe un excès déviant de l'unité de 0.6σ , 6σ et 7.4σ dans les classes en centralité 30-50%, 50-70% et 70-90%, respectivement. La première étude des J/ψ de très basse impulsion transverse effectuée par l'expérience ALICE lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ [62] avait montré une augmentation significative du R_{AA} , qui est confirmée par la mesure à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ et est expliquée par la présence du processus de photoproduction de J/ψ lors de collisions hadroniques. La mesure à 5.02 TeV, en outre, met en évidence une déviation de 2.1σ par rapport à l'unité pour l'intervalle $0.3 < p_T < 0.65 \text{ GeV}/c$ dans les collisions les plus périphériques (i.e. 70-90%) où la photoproduction incohérente est importante.

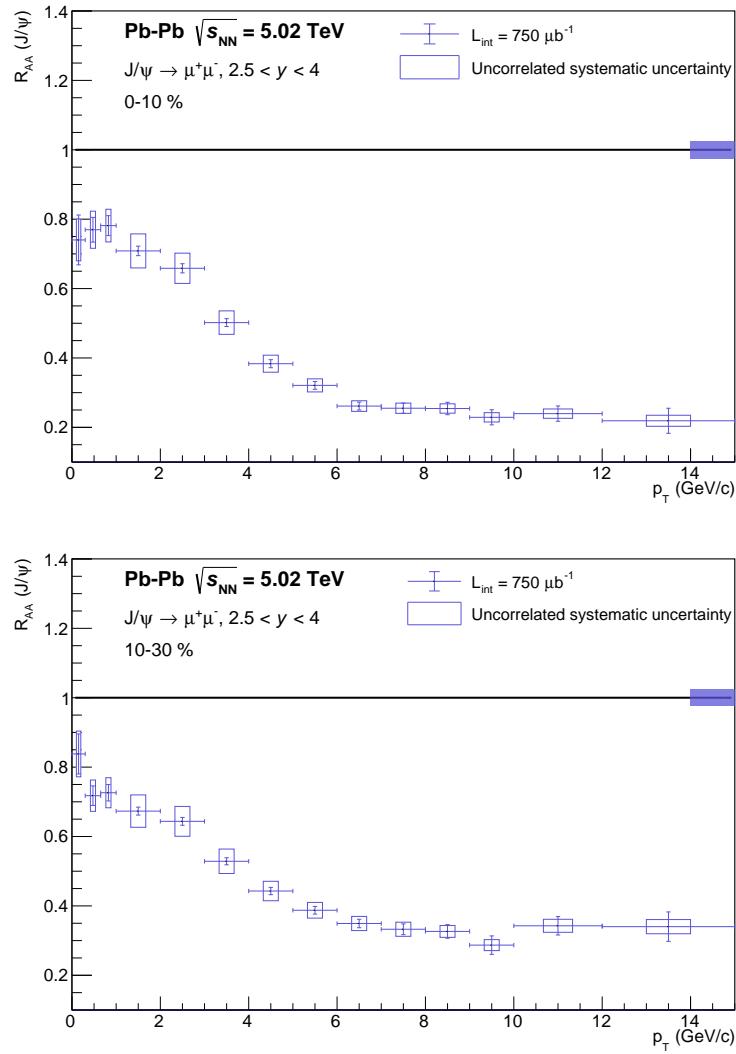


FIGURE 6.9 : Distribution du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ pour chaque classe en centralité. Les incertitudes sur chaque point sont les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélée au p_T est représentée à l'unité. [This Thesis]

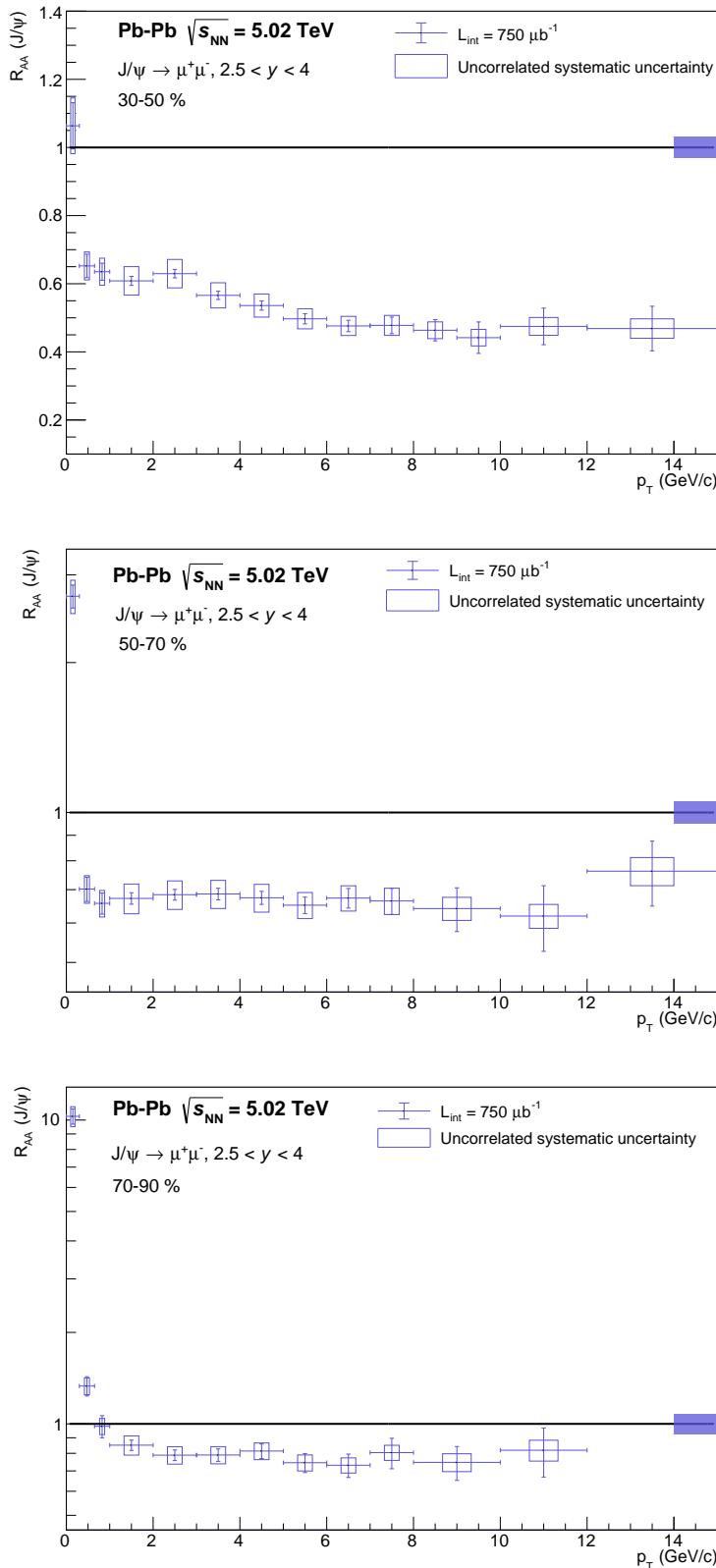


FIGURE 6.9 : Distribution du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ pour chaque classe en centralité. Les incertitudes sur chaque point sont les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélée au p_T est représentée à l'unité. [This Thesis]

Chapitre 7

Mesure de l'excès de la production de J/ψ à basse impulsion transverse

Les résultats présentés à la fin du chapitre précédent confirment la présence d'un excès de J/ψ à très bas p_T qui avait été observé pour la première fois en 2015 dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV par l'expérience ALICE [62]. La distribution en impulsion transverse de l'excès montrait une tendance similaire à celle observée en UPC, où la production de J/ψ est dominée par des processus électromagnétiques comme la photoproduction cohérente de J/ψ résidant à très bas p_T ($\langle p_T \rangle \sim 60$ MeV/c). Dans cette seconde partie d'analyse, nous chercherons à isoler cet excès avec pour objectif d'en extraire la section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ . Avec une énergie disponible dans le centre de masse deux fois plus importante, la significativité de l'excès devrait permettre d'atteindre une meilleure précision ainsi qu'élargir la mesure aux collisions plus centrales.

7.1 Particularités de l'extraction de signal

L'analyse de l'excès de J/ψ fait suite au chapitre 6. En l'occurrence, nous utilisons les mêmes données et appliquons la même sélection des événements que dans ce dernier. La même méthodologie est employée pour l'extraction de signal, plus de détails peuvent être trouvés dans la section 6.4. En comparaison avec cette dernière, de nouvelles conjectures sont faites sur la paramétrisation des fonctions de signal décrivant la résonance.

Dans l'intervalle en p_T $[0, 0.3]$ GeV/c, trois hypothèses sont considérées concernant le processus de production : hadronique, photoproduction cohérente et photoproduction

incohérente. Dans l'intervalle $[0.3, 1]$ GeV/c , les hypothèses sont réduites à la production hadronique et à la photoproduction incohérente. Tandis que dans les intervalles supérieures à $1 \text{ GeV}/c$, seule la production hadronique est considérée.

Les sources de jeux de paramètres correspondants à la production hadronique de J/ψ sont les mêmes que décrits dans la sous-section 6.4.2. Deux jeux de paramètres sont ajoutés afin de tenir compte de la photoproduction de J/ψ marquée à très basse impulsion transverse :

- Paramètres obtenus en ajustant la distribution de photoproduction cohérente de J/ψ issue de simulations STARlight (non enrichies). Ces paramètres sont utilisés seulement pour les ajustements tels que $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$.
- Paramètres obtenus en ajustant la distribution de photoproduction incohérente de J/ψ issue de simulations STARlight (non enrichies). Ces paramètres sont utilisés seulement pour les ajustements tels que $p_T < 1 \text{ GeV}/c$.

Les valeurs des paramètres sont reportées en annexe B. Avec ces nouvelles conjectures, le nombre total de tests pour chaque classe en centralité s'élève à 28 pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ et 20 pour $0.3 < p_T < 1 \text{ GeV}/c$. Tout comme pour la section 6.4, les simulations sont pondérées en fonction des événements CMUL7 et le signal est ajusté dans l'intervalle en masse $[1, 5] \text{ GeV}/c^2$.

La figure 7.1 montre les quatre jeux de paramètres utilisés pour la fonction CB2 pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$. Tenir compte des distributions STARlight lors de l'extraction de signal à très bas p_T modifie de façon notable la dispersion des résultats par rapport aux tests basés sur une distribution purement hadronique. En effet, on remarque que la largeur de résonance est moins importante pour des jeux de paramètres issus de simulations STARlight. Cela a pour effet de diminuer le nombre de J/ψ mesuré dans ce chapitre tout en augmentant la systématique associée (perte de l'ordre de $\sim 2\%$). La différence observée avec les résultats de l'extraction de signal obtenus dans le chapitre précédent où les tests STARlight ne sont pas considérés reste néanmoins dans les incertitudes.

Les résultats de l'extraction de signal correspondant à ce chapitre peuvent être trouvés dans le tableau 7.1.

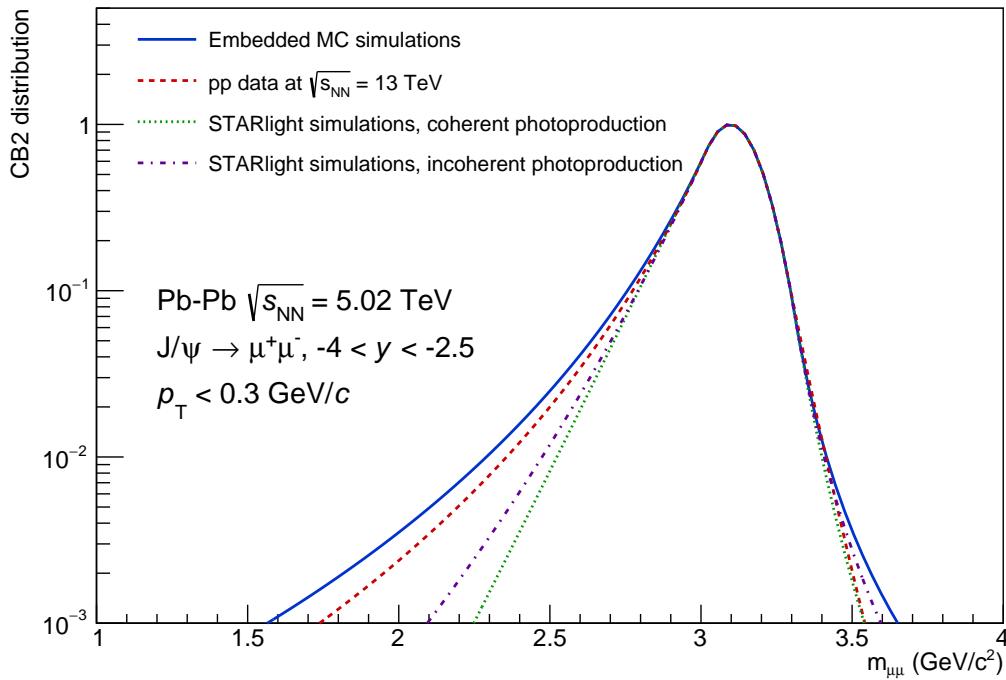


FIGURE 7.1 : Fonction Crystal-Ball étendue pour différents ensembles de paramètres décrivant les côtés de la fonction. [[This Thesis](#)]

7.2 Facteur de modification nucléaire à basse impulsion transverse

Le facteur de modification nucléaire du J/ψ a été recalculé à basse impulsion transverse en tenant compte des nouveaux jeux de paramètres correspondants à la photoproduction. L'ensemble des incertitudes systématiques s'appliquant aux mesures du taux de production et du facteur de modification nucléaires sont résumées dans le tableau 7.2. Les incertitudes annotées d'une astérisque sont celles considérées corrélées en fonction de la centralité.

La figure 7.2 montre la dépendance en centralité du R_{AA} lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV dans l'intervalle cinématique $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ pour des J/ψ de basse impulsion transverse : $p_T < 0.3$ GeV/ c , $0.3 < p_T < 1$ GeV/ c et $1 < p_T < 2$ GeV/ c . Les barres verticales représentent l'incertitude statistique tandis que les rectangles correspondent à l'incertitude systématique non corrélée en centralité. L'incertitude systématique corrélée est représentée par un rectangle plein à l'unité.

Centralité	0-0.3 GeV/ c	0.3-1 GeV/ c
0-10%	8351 \pm 762 \pm 312	67969 \pm 1840 \pm 1494
10-30%	9624 \pm 571 \pm 278	65644 \pm 1636 \pm 1265
30-50%	4280 \pm 225 \pm 105	20358 \pm 636 \pm 452
50-70%	2763 \pm 98 \pm 68	5519 \pm 192 \pm 185
70-90%	1758 \pm 57 \pm 32	1506 \pm 64 \pm 23
	1-2 GeV/ c	1-8 GeV/ c
0-10%	115505 \pm 1971 \pm 3014	285842 \pm 2807 \pm 7675
10-30%	112970 \pm 1629 \pm 2993	299523 \pm 2174 \pm 7934
30-50%	35643 \pm 693 \pm 879	107119 \pm 974 \pm 2790
50-70%	10008 \pm 244 \pm 243	31455 \pm 366 \pm 831
70-90%	2108 \pm 76 \pm 72	6258 \pm 119 \pm 169

TABLE 7.1 : Nombre de J/ψ obtenu pour chaque classe en centralité et pour les intervalles en p_T [0, 0.3] GeV/ c , [0.3, 1] GeV/ c [1, 2] GeV/ c et [1, 8] GeV/ c . Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.

L'intervalle $1 < p_T < 2$ GeV/ c fût choisi comme intervalle de référence pour la production hadronique où aucune contamination de photoproduction n'est attendue mais où les mécanismes de suppression et de régénération sont d'amplitude similaire aux J/ψ de très basse impulsion transverse ($p_T < 1$ GeV/ c). Il est comparé au R_{AA} pour $p_T < 0.3$ GeV/ c , intervalle pour lequel la photoproduction cohérente est la plus importante, et pour $0.3 < p_T < 1$ GeV/ c où la photoproduction incohérente est susceptible de contribuer.

La mesure du R_{AA} pour $p_T < 0.3$ GeV/ c montre un excès significatif de J/ψ pour les centralités supérieures à 30% (i.e. $\langle N_{\text{part}} \rangle \lesssim 110$), tandis que la mesure la plus centrale est de même amplitude que la référence hadronique. La mesure pour $0.3 < p_T < 1$ GeV/ c montre la même tendance avec la même amplitude que pour la référence hadronique à l'exception des collisions les plus périphériques où une déviation d'environ 2σ est observée.

Les mesures expérimentales du R_{AA} sont comparées aux prédictions issues de [107]. Ce modèle contient la photoproduction cohérente de J/ψ en plus de la production initiale hadronique tout en tenant compte des effets d'écrantages et des mécanismes de régénération sur la production de J/ψ pour $p_T < 0.3$ GeV/ c . Le mécanisme de dissociation par le QGP est également considéré sur les J/ψ issus de la photoproduction.

Source	0-0.3 GeV/c	0.3-1 GeV/c	1-2 GeV/c
N_{MB}	0.3*		
Extraction de signal	1.8 – 3.7	1.5 – 3.4	2.4 – 3.4
Centralité	0.2 – 7		
Paramétrisation des MC	2.5 + 0.4		
MCH	3* + 0 – 1		
MTR	2.8* + 0 – 1	2.0* + 0 – 1	1.5* + 0 – 1
Association	1*		
T_{AA}	0.7 – 2.4		
Section efficace pp	5.8*	5.4*	5.1*

TABLE 7.2 : Résumé des incertitudes systématiques sur la mesure du facteur de modification nucléaire en pourcentage. Les incertitudes annoncées d'une astérisque sont corrélées en fonction de la centralité.

L'incertitude donnée sur les modèles correspond à une variation du facteur de shadowing appliqué à la production initiale. Les modèles décrivent bien l'allure et l'amplitude du R_{AA} mesuré pour chaque interval en p_{T} considéré.

Cette comparaison reste néanmoins limitée par la méthodologie employée pour effectuer la mesure expérimentale. Deux améliorations pourraient être envisagées pour préciser la mesure du R_{AA} à très basse impulsion transverse. Premièrement, un poids proportionnel au taux de J/ψ issus de la photoproduction cohérente pourrait être appliqué lors de l'extraction du signal aux paramétrisations issues de simulations MC STARlight et ce en fonction de la centralité étudiée. Ensuite, le R_{AA} est pour l'instant corrigé par l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ de J/ψ purement hadroniques. Cette correction ne tient donc pas compte des effets de la polarisation des J/ψ photoproduits sur l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ du détecteur (voir section 7.4.2). Tout comme pour le premier point, cette correction devrait être pondérée selon la classe en centralité, mais cela nécessiterait de connaître dès cette étape la proportion de J/ψ photoproduits correspondante.

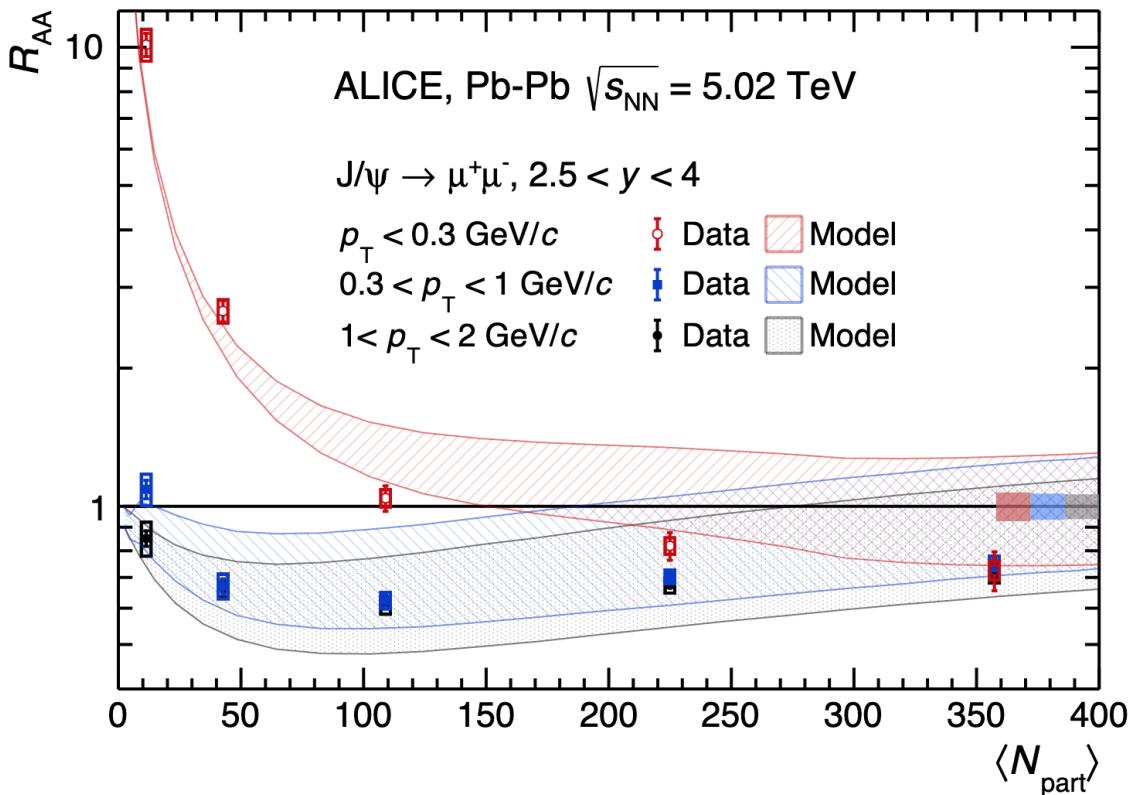


FIGURE 7.2 : Distribution du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$. La comparaison avec la composante hadronique est effectuée avec l'intervalle en p_T allant de $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$. Les incertitudes sur chaque points sont les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélée en centralité est représentée à l'unité. Les données sont comparées aux prédictions issues de [107]. Résultats publiés dans [108].

7.3 Modélisation de la contribution hadronique à basse impulsion transverse

L'excès du taux de J/ψ à très bas p_T peut être isolé en soustrayant le nombre de J/ψ issus de la production hadronique. La méthode utilisée fut proposée dans la référence [62]. Elle consiste à modéliser la distribution en p_T de la production hadronique en faisant l'hypothèse d'une évolution douce du R_{AA} à $p_T = 0$. Le nombre de J/ψ hadroniques attendus dans un intervalle $[p_{T1}, p_{T2}]$ donné peut être obtenu en intégrant l'équation suivante :

$$\int_{p_{T1}}^{p_{T2}} \frac{dN_{AA}^h}{dp_T} dp_T = \mathcal{N} \times \int_{p_{T1}}^{p_{T2}} \frac{d\sigma_{pp}^h}{dp_T} \times R_{AA}^h(p_T) \times (\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^h(p_T) dp_T \quad (7.1)$$

où

- $\frac{d\sigma_{pp}^h}{dp_T}$ est la paramétrisation en fonction de p_T de la section efficace de production de J/ψ lors de collisions pp à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV mesurée par ALICE [101],
- $R_{AA}^h(p_T)$ est la paramétrisation en fonction de p_T du facteur de modification nucléaire du J/ψ dont les résultats sont présentés dans la section 6.6.3,
- $(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^h(p_T)$ est la paramétrisation en fonction de p_T de l'acceptance efficacité des J/ψ issus de la production hadronique dont la mesure est présentée dans la section 6.5.2,
- la normalisation \mathcal{N} de la distribution des J/ψ hadroniques est obtenue à partir du nombre de J/ψ mesurés dans l'intervalle $1 < p_T < 8$ GeV/ c , où la composante hadronique est dominante, tel que :

$$\mathcal{N} = N_{J/\psi}(1 - 8) / \int_1^8 \frac{d\sigma_{pp}^h}{dp_T} \times R_{AA}^h(p_T) \times (\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^h(p_T) dp_T \quad (7.2)$$

Cette distribution nécessite d'obtenir en premier lieu une paramétrisation des trois grandeurs décrites ci-dessus en fonction de p_T . La méthode employée pour y parvenir est décrite dans la suite de cette section.

7.3.1 Modélisation du facteur de modification nucléaire

Le facteur de modification nucléaire calculé dans le chapitre 6 a été modélisé à l'aide d'une fonction s'apparentant au Wood-Saxon pour les classes en centralité allant de 0 à 50%. Cette fonction a été choisie de manière empirique car elle décrit correctement les prédictions issues de modèles de transport pour la production de J/ψ dans des collisions d'ions lourds [109, 110]. En effet, il est attendu que le mécanisme de recombinaison soit maximal pour la plus grande densité de quarks $c - \bar{c}$. Cela à lieu pour un p_T de l'ordre du GeV et en particulier de l'ordre de la masse du J/ψ comme cela est observé pour les collisions les plus centrales. La fonction Wood-Saxon a cette propriété d'être constante et de faible amplitude à grand p_T . À mesure que l'impulsion transverse diminue, l'amplitude du Wood-Saxon augmente autour de p_{T0} , région pour laquelle la densité de paires $c - \bar{c}$ est maximale. Elle sature ensuite pour $p_T < p_{T0}$ comme cela est

attendu par le mécanisme de recombinaison. La description analytique du Wood-Saxon est donnée en annexe B. Plusieurs choix ont été faits concernant le paramètre p_{T0} , qui peut être laissé libre lors de l'ajustement ou être fixé aux valeurs de $m_{J/\psi}$, $m_{J/\psi}/2$, $\langle p_T \rangle$ et $2 * \langle p_T \rangle$, valeurs phénoménologiques pour décrire la région où la recombinaison est maximale.

Pour les collisions périphériques, en absence du mécanisme de recombinaison, l'utilisation de la fonction Wood-Saxon n'est plus nécessaire. Le R_{AA} peut être décrit par une constante ou un polynôme de premier degré, afin de laisser possible une faible variation du R_{AA} à bas p_T .

L'impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ de la production de J/ψ pour chaque classe en centralité a été calculée à partir des distributions du taux invariant de J/ψ montré sur la figure 6.8. La méthode consiste à ajuster les résultats expérimentaux à l'aide d'une forme fonctionnelle empirique. La distribution en p_T de la production de J/ψ peut être décrite à l'aide d'une fonction en puissance (voir annexe B). L'ajustement a été effectué sur l'intervalle $1 < p_T < 15 \text{ GeV}/c$ de manière à exclure les données à basse impulsion transverse qui sont contaminées par des processus de création de J/ψ autres que la production hadronique. La fonction est ensuite extrapolée à $p_T = 0 \text{ GeV}/c$. Les incertitudes statistiques et systématisques ont été sommées quadratiquement afin d'être considérées lors de l'ajustement.

La valeur moyenne de la fonction fournit le $\langle p_T \rangle$ de la production de J/ψ pour chaque classe en centralité. Les valeurs obtenues sont $2.10 \text{ GeV}/c$, $2.19 \text{ GeV}/c$, $2.34 \text{ GeV}/c$, $2.43 \text{ GeV}/c$ et $2.34 \text{ GeV}/c$ dans les intervalles 0-10%, 10-30%, 30-50%, 50-70% et 70-90%, respectivement.

L'ajustement du R_{AA} est effectué sur deux intervalles en p_T qui excluent la région contaminée par l'excès ($[0.65, 15]$ et $[1, 15] \text{ GeV}/c$). Puis la fonction est extrapolée à $p_T = 0$. L'incertitude considérée sur chaque point est la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématisques issues de l'extraction de signal ainsi que les incertitudes systématisques non corrélées provenant de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$. Pour ne pas être considérées plusieurs fois dans la paramétrisation 7.1, les incertitudes sur la section efficace pp (σ_{pp}) et l'incertitude statistique sur l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ sont prises en compte dans les paramétrisations présentées respectivement en section 7.3.2 et 7.3.3. Les résultats des

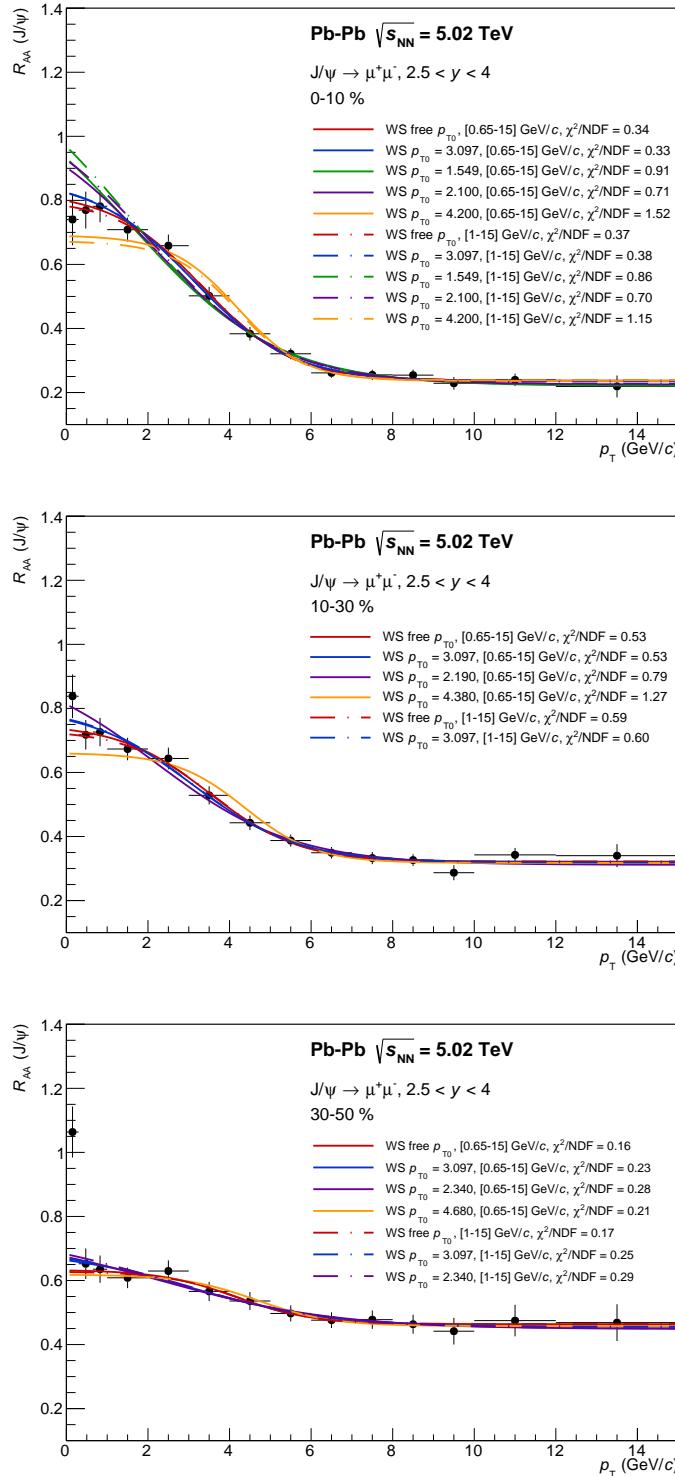


FIGURE 7.3 : Ajustement de la distribution du $R_{AA}^h J/\psi$ en fonction du p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ à l'aide d'une fonction s'apparentant au Wood-saxoon pour les collisions centrales (0% à 50%). L'incertitude sur chaque point est la somme quadratique de l'incertitude statistique et des incertitudes systématiques non corrélées et ne correspondant pas aux incertitudes sur la section efficace pp et sur l'acceptance efficacité. [This Thesis]

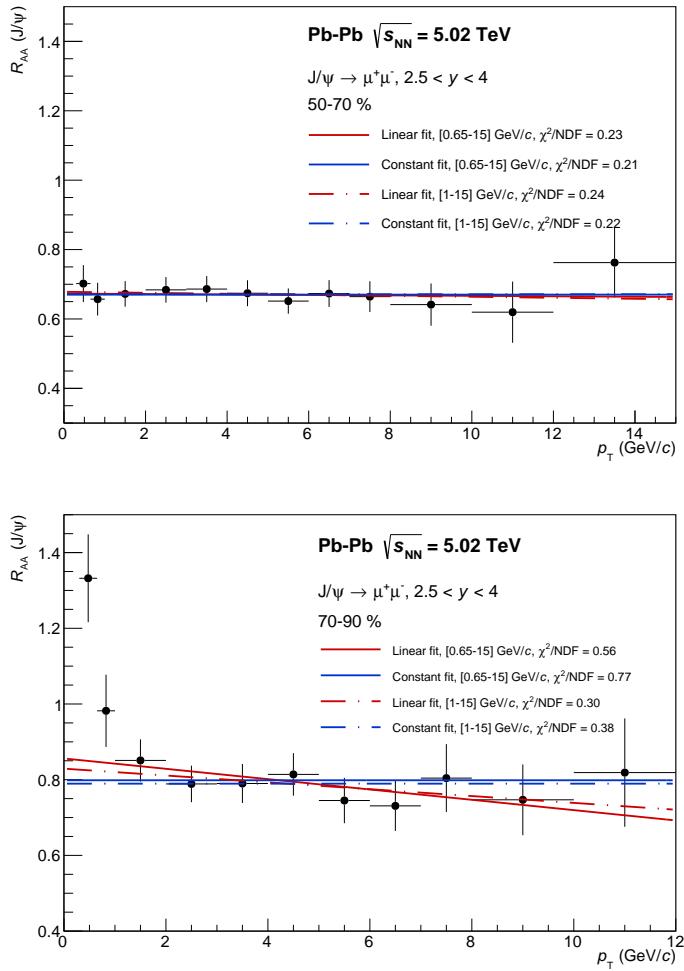


FIGURE 7.3 : Ajustement de la distribution du $R_{\text{AA}}^h J/\psi$ en fonction du p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ à l'aide d'une fonction linéaire pour les collisions périphériques (50% à 90%). L'incertitude sur chaque point est la somme quadratique de l'incertitude statistique et des incertitudes systématiques non corrélées et ne correspondant pas aux incertitudes sur la section efficace pp et sur l'acceptance efficacité. [\[This Thesis\]](#)

ajustements du R_{AA} en fonction de p_T sont présentés pour les 5 classes en centralité sur la figure 7.3¹.

Pour chaque paramétrisation, la qualité de l'extrapolation à bas p_T est évaluée en regardant le χ^2 pour $0 < p_T < 1 \text{ GeV}/c$ dans la classe en centralité 0-10% où aucun excès significatif n'est observé d'après la figure 7.2. Pour un nombre de degrés de libertés valant 3, soit le nombre de données dans l'intervalle considéré, et pour un intervalle de confiance de 5%, l'hypothèse nulle peut être rejetée pour $\chi^2 > 7.8$. Après vérification, les paramétrisations ne passant pas le test du χ^2 sont celles qui considèrent $m_{J/\psi}/2$ pour les deux intervalles d'ajustement et les paramétrisations qui considèrent $\langle p_T \rangle$ et $2 * \langle p_T \rangle$ pour un ajustement à partir de $1 \text{ GeV}/c$. Ces formes fonctionnelles ont donc été rejetées pour la paramétrisation hadronique dans les 3 classes les plus centrales.

7.3.2 Modélisation de l'acceptance efficacité

L'acceptance efficacité de la production de J/ψ hadroniques calculée dans la section 6.5.2 a été modélisée à l'aide d'un polynôme du troisième degré ou d'un rapport de deux fonctions Levy (voir annexe B). Il a été vérifié dans une analyse précédente que la fonction Levy décrit correctement la distribution en p_T des J/ψ générés et reconstruits issus des simulations MC.

L'ajustement a été effectué dans l'intervalle $[0, 10] \text{ GeV}/c$. Au delà de $10 \text{ GeV}/c$, les fonctions décrivant la distribution en p_T de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ diffèrent de la distribution MC. Cela rend la convergence de l'ajustement difficile, notamment avec le rapport de fonctions Levy qui est d'autant plus sensible aux fluctuations en raison de son nombre de paramètres libres élevé. Seule l'incertitude statistique est prise en compte pour l'ajustement, les incertitudes systématisques non corrélées en p_T étant considérées dans l'ajustement du R_{AA} (voir section 7.3.1). Les résultats des ajustements de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ en fonction de p_T sont présentés pour les 5 classes en centralité sur la figure 7.4.

Le polynôme ne décrivant pas correctement l'allure de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ à très basse impulsion transverse, cette fonction ne sera pas conservée pour la paramétrisation hadronique.

¹Le χ^2/NDF inscrit dans la légende correspond à celui calculé lors de l'ajustement dans l'intervalle indiqué.

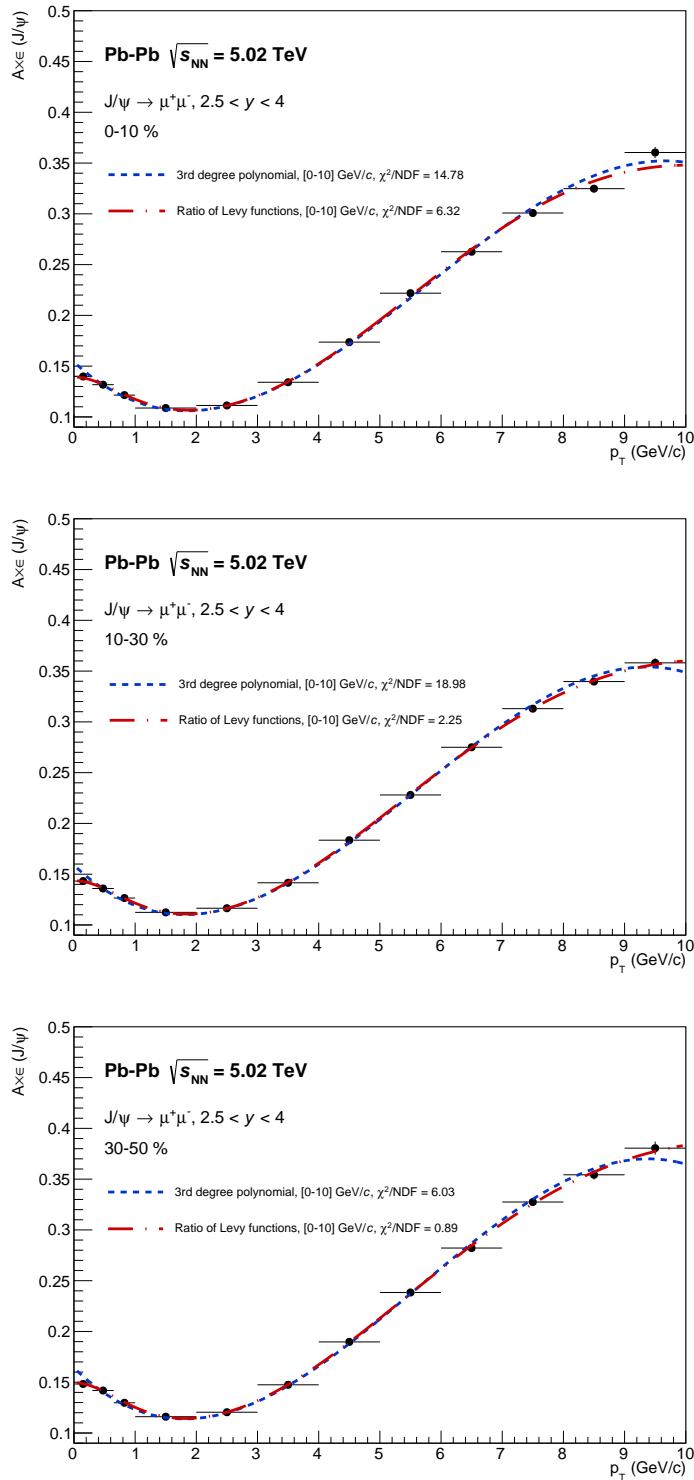


FIGURE 7.4 : Ajustement de la distribution ($\mathcal{A} \times \epsilon$) en fonction de p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ à l'aide d'un rapport de deux fonctions Levy et d'un polynôme de troisième degré. L'incertitude sur chaque point correspond à l'incertitude statistique. [\[This Thesis\]](#)

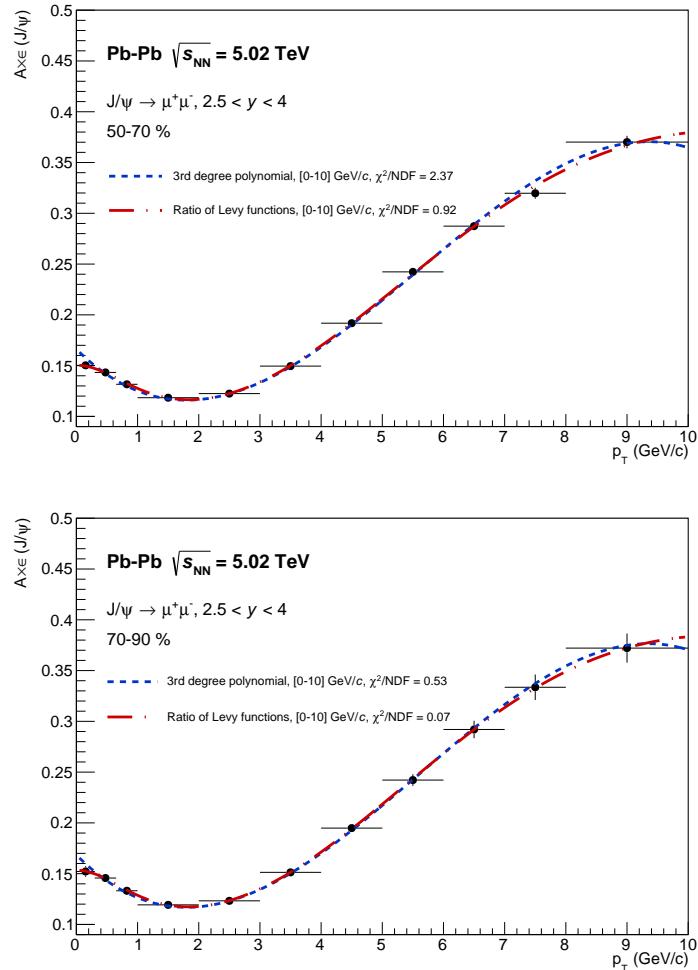


FIGURE 7.4 : Ajustement de la distribution ($\mathcal{A} \times \epsilon$) en fonction de p_T dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ à l'aide d'un rapport de deux fonctions Levy et d'un polynôme de troisième degré. L'incertitude sur chaque point correspond à l'incertitude statistique. [This Thesis]

7.3.3 Modélisation de la section efficace pp

La section efficace différentielle de production de J/ψ a été calculée avec les données collectées lors des collisions pp à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ par l'expérience ALICE en 2017 [101]. Elle a été modélisée pour cette analyse à l'aide d'une fonction puissance et d'une fonction Levy (voir annexe B).

L'ajustement a été effectué dans l'intervalle $[0, 15] \text{ GeV}/c$, la région à très basse impulsion transverse n'étant pas contaminée par des processus de photoproduction en collisions pp. L'incertitude considérée sur chaque point lors de l'ajustement est la

somme quadratique de l'incertitude statistique et des incertitudes systématiques non corrélées en p_T . Les résultats des ajustements sont présentés sur la figure 7.5.

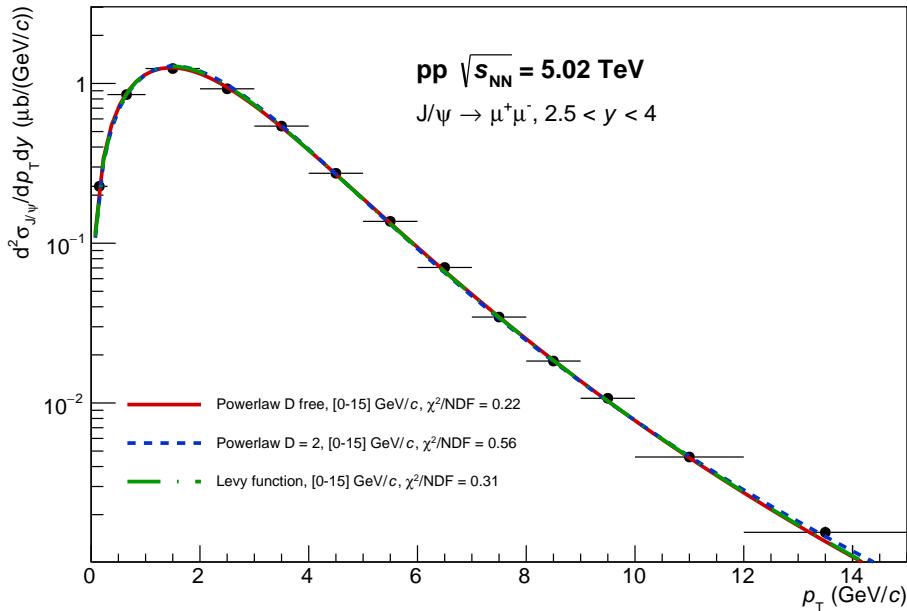


FIGURE 7.5 : Ajustement de la distribution $d\sigma_{\text{pp}}^{\text{h}} J/\psi / dp_T$ en fonction de p_T à l'aide d'une fonction puissance et d'une fonction Levy. L'incertitude sur chaque point est la somme quadratique de l'incertitude statistique et des incertitudes systématiques non corrélées. [\[This Thesis\]](#)

7.3.4 Extraction du nombre de J/ψ hadroniques

Pour chaque classe en centralité, plusieurs combinaisons des modélisations décrites précédemment ont été testées afin d'extraire le nombre attendu de J/ψ issus de la production hadronique dans $[0, 0.3]$ GeV/c en utilisant l'équation 7.1.

Comme expliqué dans la modélisation de R_{AA} , certaines incertitudes issues de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ et de σ_{pp} ont été uniquement considérées dans la modélisation de ces derniers afin de ne pas être prises en compte deux fois. De plus, la paramétrisation finale ne tient pas compte des corrélations entre la modélisation du R_{AA} avec celles de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ et de σ_{pp} .

L'équation 7.1 peut être néanmoins reformulée pour propager l'incertitude sur la paramétrisation tout en tenant compte de la corrélation entre l'intégrale entre $[p_{\text{T}1}, p_{\text{T}2}]$ et le facteur de normalisation \mathcal{N} :

$$\int_{p_{\text{T}1}}^{p_{\text{T}2}} \frac{dN_{\text{AA}}^{\text{h}}}{dp_{\text{T}}} dp_{\text{T}} = N_{J/\psi}(1 - 8) \times R(p_{\text{T}}) \quad (7.3)$$

où $R(p_{\text{T}})$ est le ratio de l'intégrale entre $[p_{\text{T}1}, p_{\text{T}2}]$ sur l'intégrale entre $[1, 8]$ GeV/c.

L'incertitude sur $R(p_{\text{T}})$ a été évaluée à l'aide de la matrice de covariance de la paramétrisation (cov) ainsi que de la matrice Jacobienne (J) du ratio R à $p_{\text{T}} = 0.15$ GeV/c, milieu de l'intervalle d'intégration $[0, 0.3]$ GeV/c. La matrice covariante de la paramétrisation hadronique étant remplie à partir des matrices de covariance individuelles des modélisations du R_{AA} , de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ et de σ_{pp} , ces trois grandeurs sont considérées comme non corrélées dans l'équation 7.1. L'incertitude systématique sur $R(p_{\text{T}})$ est donnée par² :

$$\sigma_R = \sqrt{J \text{cov} J^T} \quad (7.4)$$

Pour chaque combinaison de paramétrisation, l'incertitude systématique sur $N_{J/\psi}(1 - 8)$ est sommée en quadrature avec σ_R . Seule l'incertitude statistique sur $N_{J/\psi}(1 - 8)$ contribue à celle de la paramétrisation hadronique.

Les 18 (12) combinaisons possibles pour les classes en centralité allant de 0% à 50% (50% à 90%) sont listées en annexe H. Pour chaque combinaison, l'équation 7.1 est intégrée dans $[0, 0.3]$ GeV/c afin d'estimer le nombre attendu des J/ψ hadroniques dans la région d'observation de l'excès. Les résultats de chaque test sont présentés dans les tables associées en annexe. Finalement, le nombre de J/ψ estimés comme provenant de processus de production hadronique pour $p_{\text{T}} < 0.3$ GeV/c et pour chaque classe en centralité est obtenu comme la moyenne des résultats issus de tous les tests. L'incertitude statistique associée provient de celle sur $N_{J/\psi}(1 - 8)$. L'incertitude systématique totale est définie comme la somme quadratique de la déviation standard de l'ensemble des tests d'une centralité donnée avec la moyenne des incertitudes systématiques individuelles provenant de chaque test. Le nombre de J/ψ hadroniques obtenu et utilisé pour extraire l'excès de J/ψ à très bas p_{T} est reporté tableau 7.3.

² J^T étant la matrice transposée de J

7.4 Photoproduction cohérente de J/ψ en collisions nucléaires Pb–Pb

Grâce à l'estimation du nombre de J/ψ issus de la production hadronique, l'excès à très basse impulsion transverse peut être quantifié. Il est obtenu en soustrayant le nombre de J/ψ hadroniques au nombre brut mesuré dans la section 7.1. Les résultats sont reportés dans le tableau 7.3. Nous trouvons un nombre de J/ψ excédant la production hadronique pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ de 24σ dans la classe en centralité 70-90%, 16σ dans 50-70%, 5.6σ dans 30-50% et enfin 1.4σ dans 10-30%. Pour ces quatre classes en centralité, une mesure de la section efficace de photoproduction cohérente a été effectuée. Dans les collisions les plus centrales où l'excès n'est pas significatif, un interval de confiance de 95% est donné.

7.4.1 Taux de J/ψ issus de la photoproduction cohérente

En supposant que la photoproduction cohérente est le processus de production sous-jacent à l'excès, le nombre de J/ψ issus de la photoproduction cohérente pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ peut être obtenu en corrigeant l'excès tel que :

$$N_{\text{coh}} = \frac{N_{\text{excess}}}{1 + f_I + f_D} = \frac{N_{\text{raw}} - N_{\text{hadro}}}{1 + f_I + f_D} \quad (7.5)$$

où f_I est la fraction de J/ψ issus de la photoproduction incohérente et f_D la fraction de J/ψ provenants de la décroissance de $\psi(2S)$ issus de la photoproduction cohérente dans le même intervalle d'étude. En effet, bien que la photoproduction cohérente de J/ψ soit le processus dominant l'excès pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$, les études en collisions ultra-périphériques montrent que ces deux processus contribuent à l'excès à très basse impulsion transverse. Les valeurs de f_I et f_D ont été mesurées en collisions UPC à la même énergie de centre de masse, avec une coupure sur l'impulsion transverse légèrement différente ($p_T < 0.25 \text{ GeV}/c$) dans [53]. Cependant, ces fractions ont été recalculées par le groupe UPC pour s'accorder à la coupure utilisée dans cette analyse. Les valeurs obtenues ainsi que les incertitudes systématiques associées sont $f_I = 0.089 \pm 0.034$ et $f_D = 0.066 \pm 0.013$. Les incertitudes statistiques sont négligées devant les incertitudes systématiques. Pour la suite, nous ferons l'hypothèse que ces fractions n'ont pas de dépendance en centralité. En ce qui concerne f_D , l'hypothèse selon laquelle la production relative de $\psi(2S)$ cohérents par rapport aux J/ψ cohérents n'évolue pas en fonction du

paramètre d'impact semble robuste. En revanche, on pourrait s'attendre à ce que la section efficace photonucléaire $\sigma_{\gamma A}$ soit affectée par l'interaction hadronique, notamment pour la photoproduction cohérente où la conservation de la cohérence en collisions nucléaires n'est pas encore expliquée par la théorie. Faire ainsi la même hypothèse sur f_1 est donc une limite à cette analyse et nécessiterait de futures discussions avec des théoriciens dans l'optique de calculer l'évolution relative de la production incohérente par rapport au taux cohérent. Dans la mesure où de tels calculs ne sont pas encore envisageables, l'ajout d'une incertitude systématique sur cette hypothèse semble être la meilleure option pour les prochaines analyses.

Le nombre de J/ψ provenant de la photoproduction cohérente pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ est reporté tableau 7.3. Pour la classe en centralité 0-10% un intervalle de confiance de 95% est donné.

Centralité	$N_{J/\psi}^{hadro}$	$N_{J/\psi}^{excess}$	$N_{J/\psi}^{coh}$
0-10%	$8713 \pm 86 \pm 873$	< 2406	< 2084
10-30%	$8274 \pm 60 \pm 742$	$1350 \pm 574 \pm 792$	$1169 \pm 497 \pm 687$
30-50%	$2562 \pm 23 \pm 178$	$1718 \pm 226 \pm 207$	$1487 \pm 197 \pm 185$
50-70%	$674 \pm 8 \pm 40$	$2089 \pm 98 \pm 79$	$1808 \pm 88 \pm 88$
70-90%	$138 \pm 3 \pm 9$	$1620 \pm 57 \pm 33$	$1402 \pm 52 \pm 52$

TABLE 7.3 : Nombre de J/ψ issus de la production hadronique obtenu à l'aide d'une paramétrisation de la contribution hadronique à basse impulsion transverse et nombre correspondant de J/ψ considérés en excès pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$. La dernière colonne correspond au nombre de J/ψ issus de la photoproduction cohérente obtenus à l'aide de l'équation 7.5.

7.4.2 Correction d'acceptance efficacité de photoproduction cohérente

La correction d' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ du détecteur pour les J/ψ issus de la photoproduction cohérente a été calculée à partir de simulations enrichies dans des données et utilisant STARlight [111] comme générateur d'événements. L'utilisation du générateur STARlight permet de correctement tenir compte des effets de la polarisation attendue des J/ψ cohérents sur l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$. Comme pour l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ hadronique, un poids proportionnel

aux nombres d'évènements CMUL7 est appliqué aux évènements simulés. Contrairement aux simulations MC de la production hadronique de J/ψ qui sont basées sur des paramétrisations empiriques, ici le générateur utilise une prédiction MC fournie par STARlight. La procédure itérative n'est donc pas nécessaire dans ce cas.

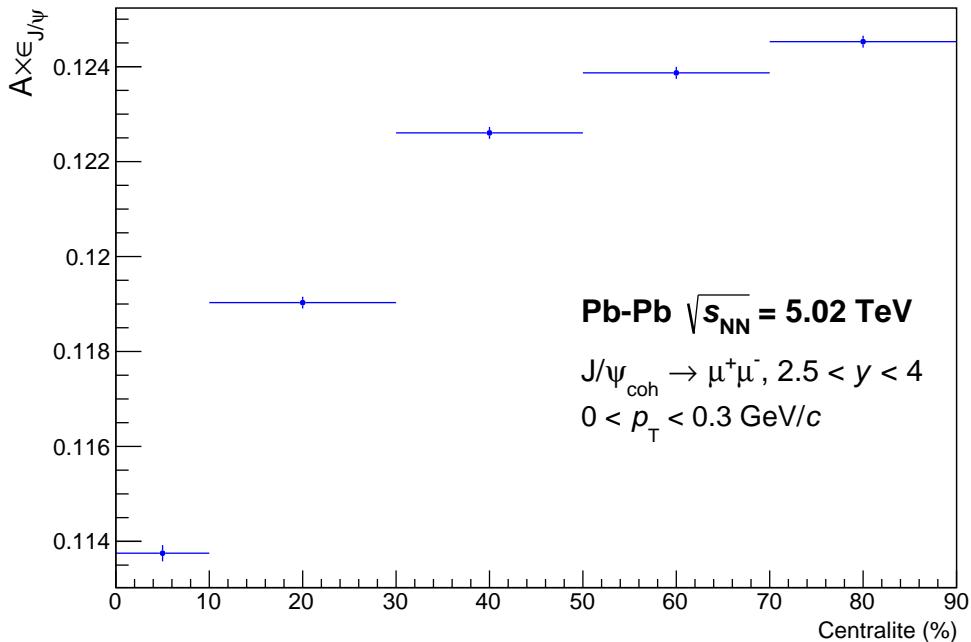


FIGURE 7.6 : $(\mathcal{A} \times \epsilon)_{\text{coh}}$ des J/ψ cohérents lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ en fonction de la centralité de la collision dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ et pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$. [This Thesis]

La dépendance en centralité de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ des J/ψ cohérents est montrée sur la figure 7.6 et les valeurs sont données en annexe dans la table D.6. L'incertitude statistique est choisie comme la plus grande valeur entre $1/N_{\text{gen}}$ et l'erreur binomiale. Les incertitudes systématiques sur l'efficacité de trajectographie et sur l'association des traces sont les mêmes que données dans la section 6.6. Les incertitudes systématiques liées à l'efficacité du système de déclenchement sont également les mêmes à l'exception de celle sur la réponse du détecteur qui a été réévaluée avec la même méthodologie pour les simulations STARlight. Elle a été évaluée à 4% pour les données 2015 et 3% pour les données 2018. L'incertitude associée à la distribution en p_T des J/ψ générés a été estimée dans l'analyse UPC [53] en faisant varier le spectre en p_T d'après le modèle présenté dans [112]. Cette incertitude a été estimée à 0.1%. Finalement, une incertitude systématique additionnelle de 2% a été estimée en comparant l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ obtenue

avec et sans coupure à 0.3 GeV/c pour tenir compte de la résolution en p_T du détecteur.

7.4.3 Luminosité

La luminosité permet de relier un nombre d'événements par unité de temps d'un processus donné à sa section efficace. Ici nous cherchons à déterminer la luminosité intégrée sur l'ensemble de l'échantillon de données analysé. Elle sera utilisée pour calculer la section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ à partir du taux mesuré dans la section 7.4.1.

Dans ALICE, la détermination de la luminosité est basée sur l'utilisation d'une section efficace de référence mesurée par la méthode du scan de van der Meer [113, 114]. Cette méthode consiste à mesurer le taux d'un processus de référence tout en faisant varier la séparation dans le plan transverse des faisceaux incidents du LHC. En connaissant l'intensité des faisceaux et la fréquence de révolution de l'accélérateur, la section efficace visible du processus de référence peut être mesurée. Le processus de référence choisi pour cette étude est une collision MB mesurée par la coïncidence de signaux dans les deux parties du V0 dont la somme des amplitudes doit dépasser un certain seuil pour remplir la condition de déclenchement. La mesure de sa section efficace σ_{V0M} a été effectuée dans [115].

Tout comme nous l'avions fait dans la section 6.5.1, nous devons normaliser notre échantillon de données déclenchées CMUL7 aux événements déclenchés V0M. La méthode consiste à utiliser la classe de déclenchement de biais minimum CINT7 pour faire le lien entre les déclencheurs 0MUL et 0V0M. La luminosité intégrée sur l'ensemble des runs i analysés est donnée par :

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \sum_i N_{\text{CMUL7}(0-90\%)}^i \times \frac{N_{\text{CINT7}\&0V0M}^i}{N_{\text{CINT7}\&0MUL}^i(0-90\%) \times \sigma_{V0M}} \quad (7.6)$$

où N_{CMUL7}^i est le nombre total d'événements CMUL7 intégré en centralité dans 0-90% et $N_{\text{CINT7}\&0V0M}^i$ ($N_{\text{CINT7}\&0MUL}^i$) sont respectivement le nombre d'événements CINT7 où une entrée 0V0M (0MUL) a été enregistrée.

La luminosité intégrée sur l'ensemble de notre échantillon de données vaut $\mathcal{L}_{\text{int}} = 756 \pm 17 \mu\text{b}^{-1}$. L'incertitude systématique provient des incertitudes sur la mesure de la section efficace σ_{V0M} et est donnée par [115].

7.4.4 Section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ

La section efficace de photoproduction cohérente des J/ψ est calculée pour chaque classe en centralité en suivant l'équation :

$$\frac{d\sigma_{\text{coh}}}{dy} = \frac{N_{\text{coh}}}{BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} \times (\mathcal{A} \times \epsilon)_{\text{coh}} \times \mathcal{L}_{\text{int}} \times \Delta y} \quad (7.7)$$

où

- N_{coh} est le nombre de J/ψ cohérents calculé d'après l'équation 7.5,
- $BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} = (5.961 \pm 0.033)\%$ est le rapport d'embranchement du canal de décroissance du J/ψ en dimuons [100],
- $(\mathcal{A} \times \epsilon)_{\text{coh}}$ est la correction d'acceptance efficacité du détecteur pour les J/ψ cohérents mesurée dans la section 7.4.2,
- \mathcal{L}_{int} est la luminosité intégrée de l'échantillon de données calculée dans la section 7.4.3,
- $\Delta y = 1.5$ est la largeur de l'intervalle en rapidité dans lequel la mesure a été effectuée.

Les incertitudes systématiques associées à la mesure sont résumées dans le tableau 7.4. Les incertitudes annotées d'une astérisque sont corrélées en fonction de la centralité.

Les incertitudes systématiques sur la définition de la centralité et sur le rapport d'embranchement sont les mêmes que celles décrites pour la mesure du R_{AA} hadronique dans la section 6.6. Les incertitudes sur le nombre de J/ψ en excès proviennent à la fois de l'extraction de signal (voir section 7.1) et de la paramétrisation hadronique (voir section 7.3.4). Les incertitudes sur f_I et f_D ont été calculées comme présenté dans [53]. Les incertitudes sur la paramétrisation des fonctions d'entrées des simulations MC STARlight, sur les systèmes de trajectographie et de déclenchement du spectromètre à

muons, sur l'association des traces et sur la sélection en p_T sont discutées dans la section dédiée au calcul de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ (voir section 7.4.2). Finalement, l'incertitude systématique liée à la luminosité intégrée a été évaluée dans [115].

Source	Valeur
BR	0.5*
$N_{J/\psi}^{\text{excess}}$	2 – 58.7
f_I	2.9*
f_D	1.1*
Centralité	0.2 – 7
Paramétrisation des MC	0.1*
MCH	3* + 0 – 0.5
MTR	3.6* + 0 – 0.5
Association	1*
Sélection p_T	2*
\mathcal{L}_{int}	2.2*

TABLE 7.4 : Résumé des incertitudes systématiques sur la mesure de la section efficace de photoproduction cohérente des J/ψ en pourcentage. Les incertitudes annotées d'une astérisque sont corrélées en fonction de la centralité.

7.5 Résultats

La section efficace de photoproduction de J/ψ en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV a été calculée pour quatre classes en centralité (10-30%, 30-50%, 50-70% et 70-90%) pour $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ et $p_T < 0.3$ GeV/ c . Pour les données les plus centrales (i.e. 0-10%) un intervalle de confiance à 95% a été calculé. Les résultats sont présentés sous la forme $d\sigma_{\text{coh}}^{J/\psi}/dy \pm \text{stat.} (\%) \pm \text{syst. non corr.} (\%) \pm \text{syst. corr.} (\%)$.

$$d\sigma_{\text{coh}}^{J/\psi}/dy \quad (0 - 10\%) < 230 \text{ } \mu\text{b}$$

$$d\sigma_{\text{coh}}^{J/\psi}/dy \quad (10 - 30\%) = (145 \pm 62 \text{ (42.5\%)} \pm 85 \text{ (58.7\%)} \pm 9 \text{ (6.5\%)}) \text{ } \mu\text{b}$$

$$d\sigma_{coh}^{J/\psi}/dy \text{ (30 - 50\%)} = (179 \pm 24 \text{ (13.2\%)} \pm 22 \text{ (12.2\%)} \pm 12 \text{ (6.5\%)}) \mu b$$

$$d\sigma_{coh}^{J/\psi}/dy \text{ (50 - 70\%)} = (216 \pm 10 \text{ (4.7\%)} \pm 12 \text{ (5.5\%)} \pm 14 \text{ (6.5\%)}) \mu b$$

$$d\sigma_{coh}^{J/\psi}/dy \text{ (70 - 90\%)} = (167 \pm 6 \text{ (3.5\%)} \pm 12 \text{ (7.3\%)} \pm 11 \text{ (6.5\%)}) \mu b$$

Les valeurs de la mesure sont montrées sur la figure 7.7 en fonction du nombre moyen de nucléons participants à la collision. Les barres verticales représentent l'incertitude statistique tandis que les rectangles correspondent à l'incertitude systématique non corrélée. L'incertitude systématique corrélée en centralité est notée dans la légende. Le maximum de la section efficace mesurée est observé pour la classe en centralité 50-70%, correspondant à une valeur de $\langle N_{part} \rangle \sim 50$. La section efficace semble ensuite chuter avec l'augmentation de $\langle N_{part} \rangle$. Néanmoins, on ne peut conclure à aucune dépendance en centralité dans la limite des incertitudes.

La distribution en centralité de la section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ est comparée à divers calculs théoriques se basant sur une description effective de modèles UPC étendus aux collisions périphériques.

- **IIM et GBW [67]** : Le calcul IIM est basé sur une approche du CGC tandis que le calcul GBW utilise le formalisme du dipôle de couleur du cône de lumière. Dans ce modèle, un flux de photons effectif est contraint géométriquement de telle manière que seuls les photons atteignant la zone de non-recouvrement nucléaire participent à l'interaction. Ce flux est dépendant du paramètre d'impact par l'utilisation de l'aire effective d'interaction dans la construction du flux. Ces deux modèles sont présentés pour deux scénarios. Tandis que le scénario 2 (S2) ne considère que le flux de photons effectif, le scénario 3 (S3) introduit une modification de la section efficace photonucléaire $\sigma_{\gamma Pb}$. Cet ajout considère que la zone de recouvrement ne contribue pas à la photoproduction cohérente lors du calcul de $\sigma_{\gamma Pb}$.

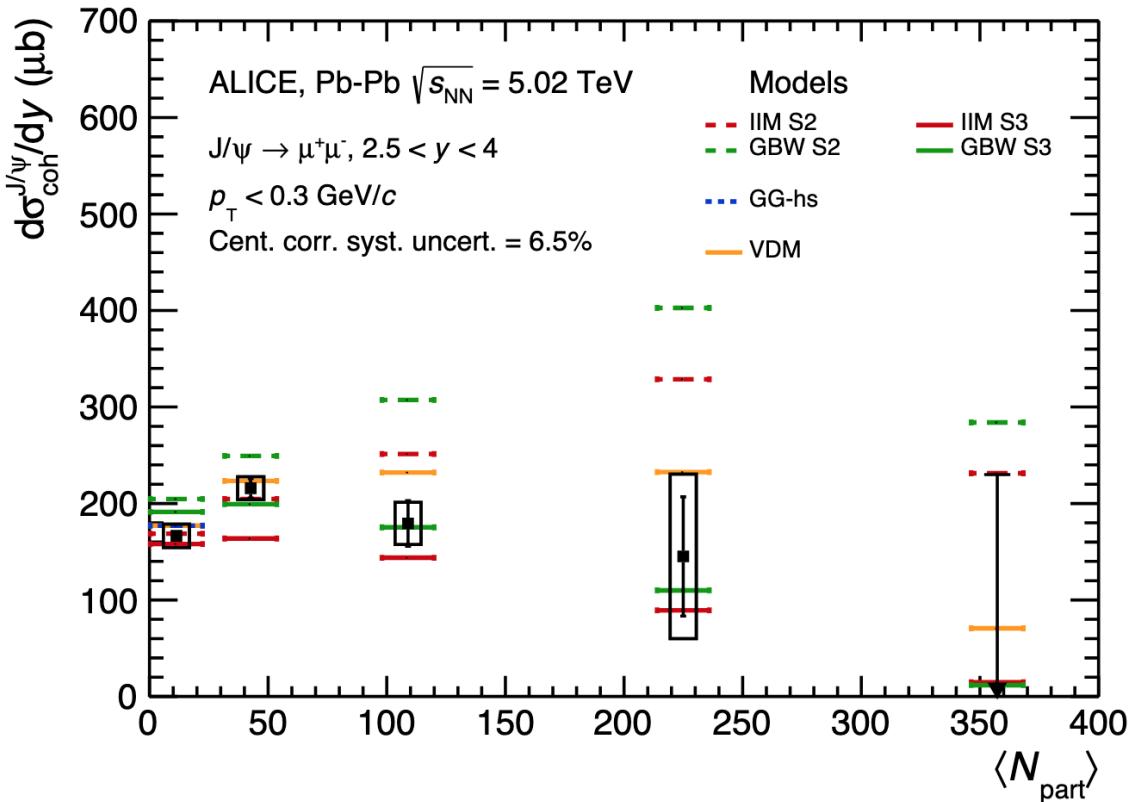


FIGURE 7.7 : Section efficace de photoproduction de J/ψ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. Les incertitudes sur chaque point sont les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélée en centralité est notée dans la légende. Les données sont comparées aux prédictions issues de [65-67]. Résultats publiés dans [108].

- **VDM [65]** : Le calcul VDM est un *vector dominance model* dans lequel l'interaction entre le photon et la cible hadronique se fait par l'échange d'un méson vecteur. Ici, le flux de photons est modifié en rejetant la zone de recouvrement comme dans les modèles précédents. Il diffère néanmoins car que la zone d'interaction est normalisée par l'aire fixe du noyau cible dans le plan longitudinal à la collision. La centralité de la collision est décrite à l'aide d'un modèle optique de Glauber.
- **GG-hs [66]** : Le calcul GG-hs se base sur un modèle énergétiquement dépendant qui considère les sous-degrés de liberté du nucléon comme des points chauds (*energy-dependent hot spots model*). Le modèle est étendu du proton à une cible nucléaire à l'aide du formalisme de Glauber-Gribov. Le flux de photons est adapté

des collisions UPC avec une limitation sur le paramètre d'impact correspondant à la classe en centralité considérée.

Les modèles IIM et GBW du scénario S2 prédisent une augmentation de la section efficace vers les collisions centrales. Tandis que le modèle IIM est en accord avec les données pour les deux premiers intervalles, le modèle GBW tend à surestimer les données pour toutes les classes en centralité. L'introduction d'une section efficace photonucléaire effective dans le scénario S3 fournit des calculs prédisant une décroissance de la section efficace de photoproduction cohérente des événements semi-centraux vers les événements centraux. L'allure et l'amplitude de la version S3 des modèles IIM et GBW sont compatibles avec les données dans tous les intervalles en centralité dans la limite des incertitudes expérimentales. Le modèle VDM prédit une légère augmentation de la section efficace dans les événements périphériques et une évolution plate dans les événements semi-centraux. Ce modèle reproduit correctement les données. Le modèle GG-hs, fournissant une prédition uniquement pour l'intervalle le plus périphérique (70-90%), est compatible avec la mesure expérimentale.

La mesure de la section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV est disponible dans le même intervalle en rapidité pour les classes en centralité de 30% à 90% [62]. Le rapport des mesures à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV et $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV est présenté en fonction de la centralité sur la figure 7.8. Les barres verticales représentent l'incertitude statistique et les incertitudes systématiques non corrélées (corrélées) en centralité sont représentées par un rectangle vide (plein). Les incertitudes systématiques appliquées au rapport sont la somme quadratique des incertitudes individuelles des deux mesures. L'incertitude systématique corrélée en centralité est dominée par celles sur f_I et f_D . Par ailleurs, les incertitudes sur le rapport d'embranchement et sur l'efficacité d'association des traces s'annulent dans le rapport. L'augmentation de la section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ avec l'énergie de centre de masse ne semble pas montrer une dépendance explicite en centralité en raison des incertitudes importantes.

Le rapport est comparé aux prédictions des modèles précédemment décrits. Ces prédictions semblent correctement décrire l'augmentation de la section efficace pour toutes les classes en centralité au sein des incertitudes expérimentales, à l'exception du modèle GG-hs qui tend à sous estimer la mesure aux événements les plus périphériques. La dépendance en énergie des scénarios avec et sans modification de la section efficace

photonucléaire dans les modèles IIM et GBW est identique.

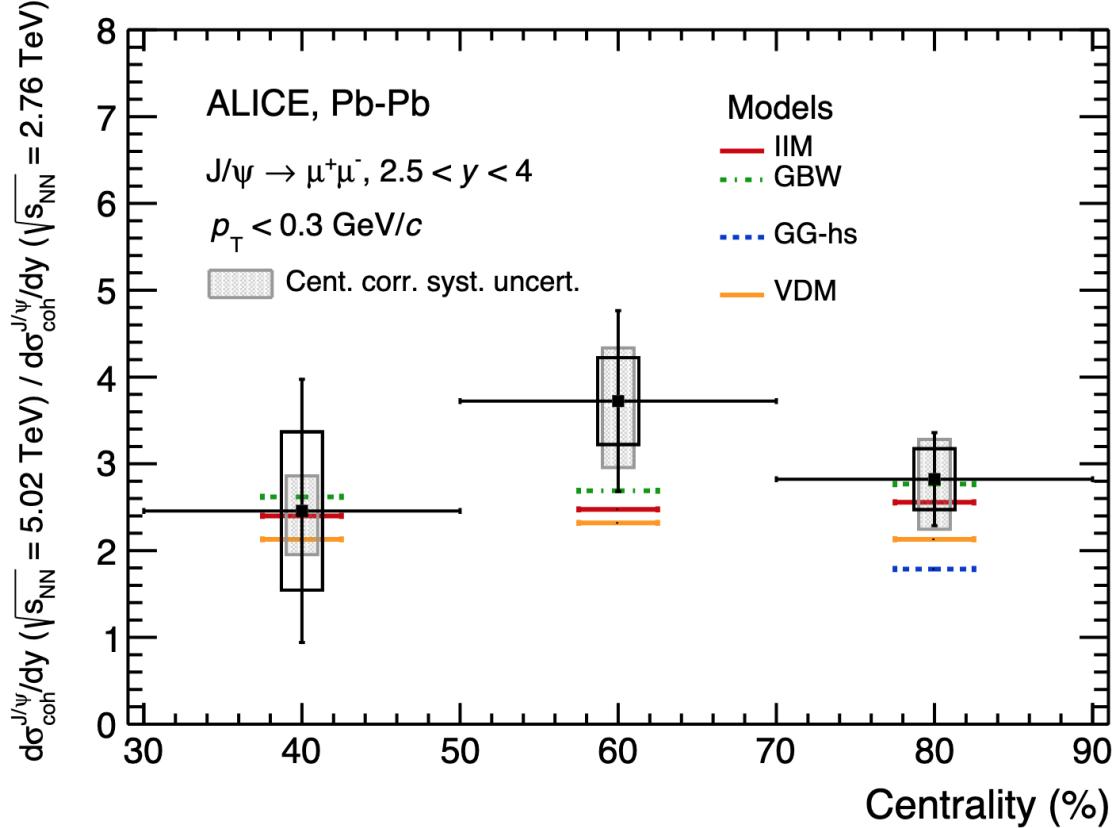


FIGURE 7.8 : Rapport des sections efficaces de photoproduction de J/ψ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ dans $2.5 < y_{\mu\mu} < 4$ lors de collisions Pb–Pb à deux énergies ($\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV sur $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV). Les données à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV sont extraites de [62]. Les barres verticales représentent l'incertitude statistique tandis que les incertitudes systématiques non corrélées (corrélées) en centralité sont représentées par des rectangles vides (pleins). Les données sont comparées aux prédictions issues de [65-67]. Résultats publiés dans [108].

7.6 Discussion

Il y a 7 ans, la collaboration ALICE mettait en lumière un excès de J/ψ à très bas p_T lors de collisions d'ions lourds avec recouvrement nucléaire [62]. L'hypothèse formulée suggérait que la photoproduction cohérente de vecteurs mésons était le mécanisme de production contribuant à l'excès. Depuis lors, cette observation est confirmée par d'autres analyses, toujours plus nombreuses. On peut citer les mesures effectuées par la collaboration STAR dans des collisions Au–Au et U–U [63] ainsi que la récente publication de LHCb [116] lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$. Au sein de la collaboration ALICE, la mesure effectuée durant ma thèse lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ est en cours de publication [108] et une mesure, dans le même système, est en cours d'analyse à rapidité centrale ($|y| < 0.9$)³. Ces récents résultats tendent à confirmer l'hypothèse de l'existence des mécanismes de photoproduction cohérente lors de collisions nucléaires d'ions lourds. La mesure de la polarisation de ces J/ψ en excès serait un élément supplémentaire pour la validation de cette hypothèse. En effet, il est attendu que les J/ψ issus de la photoproduction cohérente conservent la polarisation transverse du photon diffracté tandis que les J/ψ issus de processus hadroniques durs n'arborent aucune polarisation privilégiée.

Au delà d'adapter les modèles théoriques aux collisions hadroniques, la question principale reste de comprendre le maintien de la condition de cohérence (couplage avec un noyau entier) en présence d'une région de recouvrement soumise à de fortes interactions hadroniques. Les prédictions théoriques présentées dans [68] suggèrent que l'émission cohérente du photon ainsi que son couplage avec le noyau cible peuvent se faire avec les fragments de spectateurs ne participant pas à la collision. Si tel est le cas, l'amplitude de la section efficace de photoproduction cohérente diminuerait plus ou moins fortement en collisions centrales et semi-centrales selon le scénario de couplage émetteur-cible. Une mesure précise de la dépendance en centralité de la section efficace semble donc être la première étape d'étude cette nouvelle physique. De plus, la condition de couplage cohérent du photon avec la matière hadronique cible constraint l'impulsion du vecteur méson à $p_T \sim 1/R_{\text{cible}}$. Ainsi, l'interaction avec le fragment de spectateurs devrait induire un élargissement de la distribution en p_T des J/ψ issus de la photoproduction cohérente à mesure que le paramètre d'impact diminue.

³Les résultats préliminaires ont été présentés lors des grandes conférences du printemps 2022.

La section efficace photonucléaire $\sigma_{\gamma\text{Pb}}$ étant proportionnelle au carré de la distribution des gluons⁴ au sein du noyau, des mesures plus précises en collisions d’ions lourds peuvent aider à contraindre les nPDFs des gluons. Une analyse différentielle en fonction de la rapidité dans les évènements les plus périphériques pourrait aider à contraindre les nPDFs des gluons comme effectué lors de collisions UPC [53]. Aux énergies du LHC, la photoproduction de J/ψ devrait être sensible aux effets de shadowing des gluons. Dans [46], les auteurs suggèrent l’utilisation de la mesure de la section efficace de photoproduction cohérente dans les évènement périphériques et UPC de manière à extraire la section efficace photonucléaire $\sigma_{\gamma\text{Pb}}$ à très petit x de Bjorken, qui est pour l’instant très peu connue.

Avec une luminosité intégrée attendue de $\mathcal{L}_{\text{int}} \sim 10 \text{ nb}^{-1}$ pour les runs 3 et 4 du LHC, le signal de photoproduction cohérente du J/ψ devrait être suffisamment significatif pour envisager ces analyses.

⁴Cette affirmation est valable au premier ordre en QCD perturbative.

Conclusion

La production de J/ψ en collisions d'ions lourds est intensivement étudiée depuis le début de ces dernières, à différentes énergies et dans différents systèmes de collision, en raison du faible temps de formation des quarks charmés, faisant du J/ψ une observable pouvant sonder toute l'évolution de la collision. Les résultats mesurés par la collaboration ALICE lors de collisions Pb–Pb aux énergies de centre de masse de $\sqrt{s} = 2.76$ TeV et $\sqrt{s} = 5.02$ TeV ont montré une suppression significative des J/ψ mais qui s'est avérée finalement moins prononcée que celle observée aux énergies plus faibles du RHIC et du SPS. Cette observation suggère la présence du mécanisme de régénération de quarkonia entrant en compétition avec le mécanisme de suppression aux énergies du LHC. Les mesures différentielles effectuées par la collaboration ALICE lors des premières collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV obtenues en 2015 ont permis d'affiner cette observation aux collisions les plus centrales pour les J/ψ de basse impulsion transverse. Dans cette thèse, est présentée ma contribution à l'étude de la production de J/ψ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV mesurée avec le spectromètre à muons situé à rapidité avant ($2.5 < y < 4$) de l'expérience ALICE au LHC. La grande quantité de données, cumulant les prises de 2015 et de 2018, a permis la mesure double différentielle p_{T} -centralité du facteur de modification nucléaire du J/ψ (R_{AA}) en fonction de son impulsion transverse jusqu'à 15 GeV/ c et étendue à de nouveaux intervalles en centralité. Les résultats confirment une suppression significative des J/ψ lors de collisions d'ions lourds mais dont l'amplitude est moins prononcée lors des collisions périphériques où la densité d'énergie du système produit est plus faible. De plus, la dépendance en p_{T} montre une faible suppression à basse impulsion transverse pour les collisions centrales, qui contraste avec la grande amplitude de la suppression dans ces mêmes collisions. Cette observation tend à confirmer que la régénération prends place à bas p_{T} lors de collisions les plus centrales. La séparation de ces deux mécanismes pourrait être effectuée en comparant les résultats expérimentaux aux calculs théoriques.

Les précédents travaux effectués par la collaboration ALICE sur la mesure du J/ψ

en collisions d’ions lourds ont mis en évidence un taux de J/ψ produits étonnamment élevé à très basses impulsions transverses ($p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$) dans les collisions périphériques. L’allure de la distribution en impulsion transverse de cet excès rappelle celle obtenue en collisions ultra-périphériques pour lesquelles la production de J/ψ est dominée par la photoproduction de mésons vecteurs. Jusque là réservée aux collisions électron-proton et aux collisions d’ions lourds ultrapériphérique, son observation ouvre de nouveaux défis à la fois théoriques et expérimentaux dans notre compréhension des collisions hadroniques. Pour répondre à ces nouvelles problématiques, j’ai présenté dans cette thèse la première mesure de la section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ en collisions hadroniques Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$. La production de J/ψ a été mesurée à rapidité avant ($2.5 < y < 4$) pour des J/ψ dont l’impulsion transverse est inférieure à $0.3 \text{ GeV}/c$ en fonction de la centralité de la collision. Avec un nombre de J/ψ excédant la production hadronique de 24σ dans la classe en centralité 70-90%, 16σ dans 50-70% et 5.6σ dans 30-50%, cette nouvelle mesure vient compléter la première effectuée à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76 \text{ TeV}$ et soutiens la présence de photoproduction cohérente de J/ψ en collisions hadroniques. Par ailleurs, un excès significatif à 1.4σ dans l’intervalle 10-30%, nous a permis d’étendre les précédentes mesures aux collisions centrales pour la première fois. Pour ces quatres classes en centralité, la section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ a été extraite tandis qu’un intervalle de confiance est fourni pour les collisions les plus centrales (0-10%). Un ensemble de prédictions théoriques, issues de modèles UPC modifiés de manière à tenir compte des contraintes géométriques de la zone de recouvrement, est comparé aux résultats expérimentaux. Un bon accord est observé entre la mesure expérimentale et les prédictions théoriques dans la majeure partie des cas dans la limite des incertitudes expérimentales.

La mesure de la section efficace de photoproduction cohérente de J/ψ en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ est actuellement en cours de publication [108]. Cette mesure renforce l’hypothèse selon laquelle le mécanisme de photoproduction cohérente de mésons vecteurs peut survivre lors de collisions dominées par les interactions hadroniques et fournie de nouvelles données pour le développement des modèles théoriques. Ce travail ouvre également la voie à de futurs progrès dans notre compréhension de la structure hadronique lors de collisions d’ions lourds, plus spécifiquement les distribution de partons généralisées qui sont accessibles grâce aux processus exclusifs à haute énergie. La mesure inclusive de la production de J/ψ présentée dans le chapitre 6 n’a pas pour vocation d’être publiée. Bien que présentée comme une analyse à part

entière, elle constituait initiallement une étape à l'extraction de la composante issue de la photoproduction. Elle a néanmoins été effectuée durant ma thèse pour que les résultats servant de référence pour la production hadronique correspondent au mieux aux intervalles en centralité choisis pour l'analyse principale. Cette mesure ayant été effectuée avec une toute nouvelle précision apporte néanmoins de bonnes perspectives pour les futures recherches sur la production de J/ψ en collisions d'ions lourds.

Annexe A

Liste des runs de données

244918	244980	244982	244983	245064	245066	245068	245145	245146
245151	245152	245231	245232	245233	245253	245259	245343	245345
245346	245347	245353	245401	245407	245409	245410	245446	245450
245496	245501	245504	245505	245507	245535	245540	245542	245543
245554	245683	245692	245700	245705	245729	245731	245738	245752
245759	245766	245775	245785	245793	245829	245831	245833	245949
245952	245954	245963	245996	246001	246003	246012	246036	246037
246042	246048	246049	246053	246087	246089	246113	246115	246148
246151	246152	246153	246178	246181	246182	246217	246220	246222
246225	246272	246275	246276	246390	246391	246392	246424	246428
246431	246433	246434	246487	246488	246493	246495	246675	246676
246750	246751	246755	246757	246758	246759	246760	246763	246765
246804	246805	246806	246807	246808	246809	246844	246845	246846
246847	246851	246855	246859	246864	246865	246867	246871	246930
246937	246942	246945	246948	246949	246980	246982	246984	246989
246991	246994							

TABLE A.1 : Run list LHC15o

295584	295585	295586	295587	295588	295589	295612	295615	295665
295666	295667	295668	295671	295673	295675	295676	295677	295714
295716	295717	295718	295719	295723	295725	295753	295754	295755
295758	295759	295762	295763	295786	295788	295791	295816	295818
295819	295822	295825	295826	295829	295831	295854	295855	295856
295859	295860	295861	295863	295881	295908	295909	295910	295913
295936	295937	295941	295942	295943	295945	295947	296061	296062
296063	296065	296066	296068	296123	296128	296132	296133	296134
296135	296142	296143	296191	296192	296194	296195	296196	296197
296198	296241	296242	296243	296244	296246	296247	296269	296270
296273	296279	296280	296303	296304	296307	296309	296312	296376
296377	296378	296379	296380	296381	296383	296414	296419	296420
296423	296424	296433	296472	296509	296510	296511	296514	296516
296547	296548	296549	296550	296551	296552	296553	296615	296616
296618	296619	296622	296623					

TABLE A.2 : Run list LHC18q

296690	296691	296694	296749	296750	296752	296781	296784	296785
296786	296787	296791	296793	296794	296799	296836	296838	296839
296848	296849	296850	296851	296852	296890	296894	296899	296900
296903	296930	296931	296932	296934	296935	296938	296941	296966
296967	296968	296969	296971	296975	296976	296979	297029	297031
297035	297085	297117	297118	297119	297123	297124	297128	297129
297132	297133	297193	297194	297196	297218	297219	297221	297222
297278	297310	297312	297315	297317	297363	297366	297367	297372
297379	297380	297405	297408	297413	297414	297415	297441	297442
297446	297450	297451	297452	297479	297481	297483	297512	297537
297540	297541	297542	297544	297558	297588	297590	297595	

TABLE A.3 : Run list LHC18r

Annexe B

Fonctions d'ajustement

Cette annexe présente les fonctions analytiques utilisées pour les différents ajustements de l'analyse.

Fonctions pour l'extraction de signal du J/ ψ

Les fonctions permettant l'extraction de signal du J/ ψ se composent de deux parties. La première concerne le bruit de fond qui accompagne le signal de résonance. Ce bruit de fond est décrit par des fonctions empiriques. La seconde partie décrit le pic de résonance des particules. Expérimentalement, la description classique gaussienne est modifiée pour tenir compte des effets de détecteurs qui affectent la forme des côtés de la gaussienne.

Gaussienne à largeur variable (VWG)

Cette fonction se compose d'un facteur de normalisation N et trois paramètres (\bar{x} , α et β), quatre dans le cas de sa version quadratique (γ). Cette fonction est définie par :

$$f(x) = N \times \exp\left(\frac{-(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{B.1})$$

avec

$$\sigma = \alpha + \beta \left(\frac{x - \bar{x}}{\bar{x}}\right)$$

ou, dans le cas de sa version quadratique (qVWG)

$$\sigma = \alpha + \beta \left(\frac{x - \bar{x}}{\bar{x}}\right) + \gamma \left(\frac{x - \bar{x}}{\bar{x}}\right)^2$$

Ratio de polynômes (Pol2/Pol3)

Cette fonction se compose d'un facteur de normalisation N et cinq paramètres (a_1, a_2, b_1, b_2 et b_3). Cette fonction est définie par :

$$f(x) = N \times \frac{1 + a_1x + a_2x^2}{1 + b_1x + b_2x^2 + b_3x^3} \quad (\text{B.2})$$

Crystal-Ball étendue (CB2)

Cette fonction se compose d'un facteur de normalisation N et deux paramètres (\bar{x} et σ) pour le coeur gaussien de la fonction ainsi que 4 paramètres définissant les lois en puissances de part et d'autre du coeur gaussien (α^L, n^L et α^R, n^R). Cette fonction est définie par :

$$f(x) = N \times \begin{cases} \exp\left(\frac{-(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{pour } -\alpha^L < \frac{x-\bar{x}}{\sigma} < -\alpha^R \\ A \times \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n^L} & \text{pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha^L \\ C \times \left(D + \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n^R} & \text{pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \geq \alpha^R \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

avec

$$\begin{aligned} A &= \left(\frac{n^L}{|\alpha^L|}\right)^{n^L} \times \exp\left(-\frac{|\alpha^L|^2}{2}\right), & B &= \frac{n^L}{|\alpha^L|} - |\alpha^L| \\ C &= \left(\frac{n^R}{|\alpha^R|}\right)^{n^R} \times \exp\left(-\frac{|\alpha^R|^2}{2}\right), & D &= \frac{n^R}{|\alpha^R|} - |\alpha^R| \end{aligned}$$

Fonction NA60

Comme pour la fonction Crystall-Ball étendue, la fonction NA60 dispose d'un facteur de normalisation, N et deux paramètres (\bar{x} et σ) pour le coeur gaussien. Elle possède cependant deux paramètres de plus pour la description de chacun des côtés (α^L, p_1^L , p_2^L, p_3^L et $\alpha^R, p_1^R, p_2^R, p_3^R$). Cette fonction est définie par :

$$f(x) = N \times \exp\left(-0.5 \left(\frac{t}{t_0}\right)^2\right) \quad (\text{B.4})$$

avec

$$t = \frac{x - \bar{x}}{\sigma}$$

et

$$t_0 = \begin{cases} 1 + p_1^L (\alpha^L - t)^{(p_2^L - p_3^L) \sqrt{\alpha^L - t}} & \text{pour } t < \alpha^L \\ 1 & \text{pour } \alpha^L < t < \alpha^R \\ 1 + p_1^R (t - \alpha^R)^{(p_2^R - p_3^R) \sqrt{t - \alpha^R}} & \text{pour } t > \alpha^R \end{cases}$$

Fonctions de modélisation de la section efficace de production de J/ψ

Ces fonctions fournissent une forme analytique de la production de particules en fonction de l'impulsion transverse de celles-ci. Elles sont utilisées dans cette analyse pour ajuster la section efficace de production des J/ψ lors de collisions pp ainsi que le taux de production de J/ψ en collisions Pb–Pb.

Loi en puissance

La loi en puissance possède un facteur de normalisation, N ainsi que 3 paramètres $\langle p_T \rangle$, D et n . Elle est définie par :

$$f(p_T) = N \times \frac{p_T}{\left(1 + \left(\frac{p_T}{\langle p_T \rangle}\right)^D\right)^n} \quad (\text{B.5})$$

Fonction Levy

La fonction Levy possède un facteur de normalisation, N , deux paramètres libres, n et T , la masse m étant fixée à la masse du J/ψ . Elle est définie par :

$$f(p_T) = N \times \frac{p_T(n-1)(n-2)}{nT \times (nT + m(n-2))} \times \left(1 + \frac{\sqrt{m^2 p_T^2} - m}{nT}\right)^{-n} \quad (\text{B.6})$$

Fonctions de modélisation du facteur de modification nucléaire du J/ψ

Fonction s'apparentant au potentiel Woods-Saxon

$$f(p_T) = R_{AA}^0 \left(1 + \frac{\Delta R_{AA}}{1 + \exp\left(\frac{p_T - p_T^0}{\sigma_{p_T}}\right)} \right) \quad (\text{B.7})$$

Paramètres des fonctions de signal

Fonction		0-0.3 GeV/c	0.3-1 GeV/c	0.3-0.65 GeV/c	0.65-1 GeV/c	1-8 GeV/c
CB Extended	α_L	0.8374	0.8519	0.8391	0.8615	0.9629
	n_L	5.2199	5.1445	5.2508	5.0695	3.8195
	α_R	2.3261	2.3228	2.3531	2.3024	2.2411
	n_R	3.3130	3.2138	3.1621	3.2483	2.9928
NA60	α_L	-0.7307	-0.6251	-0.5086	-0.5772	-0.8920
	$p1_L$	0.0050	0.0045	0.0049	0.0041	0.0033
	$p2_L$	0.5156	0.5071	0.5291	0.4937	0.4657
	$p3_L$	0.2542	0.2468	0.2564	0.2398	0.2291
	α_R	2.7208	2.5762	2.3614	2.3699	2.5835
	$p1_R$	0.0047	0.0066	0.0087	0.0079	0.0047
	$p2_R$	0.5524	0.6351	0.7466	0.7063	0.5574
	$p3_R$	0.2417	0.2772	0.3193	0.3038	0.2486

TABLE B.1 : Jeux de paramètres des fonctions de signal issus de l'ajustement du spectre de masse invariante provenant de simulations MC enrichies.

Fonction		1-2 GeV/c	2-3 GeV/c	3-4 GeV/c	4-5 GeV/c
CB Extended	α_L	0.9031	0.9576	0.9870	1.0282
	n_L	4.5206	3.7199	3.4040	3.3088
	α_R	2.2809	2.2245	2.2442	2.2231
	n_R	3.0589	3.0278	2.8653	2.9864
NA60	α_L	-0.8386	-0.8839	-0.9159	-0.9174
	$p1_L$	0.0037	0.0031	0.0033	0.0033
	$p2_L$	0.4702	0.4517	0.4660	0.4731
	$p3_L$	0.2315	0.2234	0.2308	0.2328
	α_R	2.5907	2.5843	2.5686	2.2577
	$p1_R$	0.0051	0.0055	0.0045	0.0058
	$p2_R$	0.5779	0.5742	0.5564	0.6588
	$p3_R$	0.2553	0.2577	0.2489	0.2851
Fonction		5-6 GeV/c	6-7 GeV/c	7-8 GeV/c	8-9 GeV/c
CB Extended	α_L	1.1001	1.1555	1.2143	1.2072
	n_L	3.2623	3.2112	3.2187	3.2742
	α_R	2.1688	1.9898	1.9583	1.9227
	n_R	2.9832	3.2413	3.1981	2.8138
NA60	α_L	-1.0958	-1.1620	-1.0435	-1.3990
	$p1_L$	0.0035	0.0040	0.0037	0.0031
	$p2_L$	0.4844	0.5136	0.5199	0.4599
	$p3_L$	0.2368	0.2484	0.2456	0.2240
	α_R	2.2726	2.3981	1.7852	2.0206
	$p1_R$	0.0053	0.0031	0.0051	0.0046
	$p2_R$	0.6260	0.4842	0.6591	0.5977
	$p3_R$	0.2732	0.2182	0.2823	0.2669
Fonction		8-10 GeV/c	10-12 GeV/c	12-15 GeV/c	0.3-15 GeV/c
CB Extended	α_L	1.2118	1.1697	1.2524	0.9474
	n_L	3.2383	3.4044	3.5375	3.9884
	α_R	1.9481	1.7962	1.7904	2.2536
	n_R	3.0116	2.9175	2.4443	2.9881
NA60	α_L	-1.1203	-0.9780	-1.1602	-0.6341
	$p1_L$	0.0036	0.0037	0.0039	0.0033
	$p2_L$	0.5132	0.5248	0.5268	0.4772
	$p3_L$	0.2434	0.2470	0.2470	0.2314
	α_R	1.9348	1.7940	1.5407	2.1135
	$p1_R$	0.0048	0.0037	0.0045	0.0072
	$p2_R$	0.6209	0.5621	0.6200	0.7289
	$p3_R$	0.2718	0.2503	0.2769	0.3113

TABLE B.2 : Jeux de paramètres des fonctions de signal issus de l'ajustement du spectre de masse invariante provenant de simulations MC enrichies.

Fonction		0-0.3 GeV/c		0.3-1 GeV/c
		J/ ψ coherent	J/ ψ incoherent	J/ ψ incoherent
CB Extended	α_L	0.8096	0.8597	0.9068
	n_L	135.747	12.76	8.0909
	α_R	2.3248	2.3387	2.3203
	n_R	7.3228	4.2698	3.4396
NA60	α_L	-0.3421	-0.4578	-0.6001
	$p1_L$	0.1865	0.2011	0.2090
	$p2_L$	1.2562	1.1764	1.0602
	$p3_L$	0.1534	0.0789	0.0311
	α_R	2.1151	2.2534	2.2904
	$p1_R$	0.0990	0.1654	0.1791
	$p2_R$	1.6543	1.4355	1.3589
	$p3_R$	0.4629	0.1397	0.1068

TABLE B.3 : Jeux de paramètres des fonctions de signal issus de l'ajustement du spectre de masse invariante provenant de simulations STAR-light.

CB Extended		0-1 GeV/c		1-8 GeV/c	
		2.2 < $m_{\mu\mu}$ < 4.5	2.4 < $m_{\mu\mu}$ < 4.7	2.2 < $m_{\mu\mu}$ < 4.5	2.4 < $m_{\mu\mu}$ < 4.7
quad VWG	α_L	0.874	0.860	0.877	0.844
	n_L	5.830	9.799	8.942	18.489
	α_R	1.980	1.994	1.891	1.872
	n_R	21.225	21.419	21.540	21.990
Pol2/Pol3	α_L	0.891	0.939	0.890	0.843
	n_L	6.641	6.125	8.735	18.866
	α_R	1.953	1.957	3.043	1.885
	n_R	21.823	30.825	15.323	21.901
CB Extended		8-15 GeV/c		0-15 GeV/c	
		2.2 < $m_{\mu\mu}$ < 4.5	2.4 < $m_{\mu\mu}$ < 4.7	2.2 < $m_{\mu\mu}$ < 4.5	2.4 < $m_{\mu\mu}$ < 4.7
quad VWG	α_L	1.011	0.993	0.882	0.869
	n_L	8.658	12.843	10.657	15.203
	α_R	1.326	1.320	1.838	1.836
	n_R	12.011	12.637	30.757	28.427
Pol2/Pol3	α_L	1.011	1.041	0.891	0.910
	n_L	9.917	5.761	8.345	6.863
	α_R	1.299	1.333	1.833	1.844
	n_R	30.680	11.040	20.105	35.608

TABLE B.4 : Jeux de paramètres des fonctions de signal issus de l’ajustement du spectre de masse invariante provenant des données pp data at 13 TeV.

Annexe C

Résultats de l'extraction de signal du \mathbf{J}/ψ

0-90%		
p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi}^{raw}$	$dN_{J/\psi}/dp_T$
0-0.3	27532 \pm 978 \pm 626	91774 \pm 3260 \pm 2087
0.3-1	162340 \pm 2555 \pm 2832	231915 \pm 3651 \pm 4046
0.3-0.65	67045 \pm 1747 \pm 1484	191558 \pm 4992 \pm 4240
0.65-1	96171 \pm 1916 \pm 1723	274775 \pm 5475 \pm 4923
1-2	274988 \pm 2675 \pm 6871	274988 \pm 2676 \pm 6872
2-3	202664 \pm 1945 \pm 6306	202664 \pm 1946 \pm 6306
3-4	117950 \pm 1173 \pm 4081	117950 \pm 1174 \pm 4082
4-5	64611 \pm 798 \pm 1878	64612 \pm 798 \pm 1878
5-6	35594 \pm 493 \pm 764	35594 \pm 494 \pm 764
6-7	19394 \pm 312 \pm 434	19394 \pm 312 \pm 434
7-8	10650 \pm 215 \pm 246	10650 \pm 216 \pm 246
8-9	6023 \pm 147 \pm 81	6024 \pm 148 \pm 82
9-10	3454 \pm 118 \pm 119	3454 \pm 118 \pm 120
10-12	3509 \pm 109 \pm 71	1755 \pm 55 \pm 36
12-15	1916 \pm 90 \pm 33	639 \pm 30 \pm 12
0-15 (sum)	931501 \pm 12716 \pm 24717	
0-15 (fit)	940392 \pm 4619 \pm 22432	

TABLE C.1 : Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 0-90%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.

0-10%		
p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi}^{raw}$	$dN_{J/\psi}/dp_T$
0-0.3	8519 \pm 771 \pm 283	28397 \pm 2570 \pm 944
0.3-1	68751 \pm 1854 \pm 1442	98216 \pm 2649 \pm 2060
0.3-0.65	28274 \pm 1275 \pm 975	80783 \pm 3643 \pm 2786
0.65-1	40819 \pm 1456 \pm 770	116626 \pm 4160 \pm 2200
1-2	115505 \pm 1971 \pm 3014	115506 \pm 1972 \pm 3014
2-3	82025 \pm 1430 \pm 2332	82026 \pm 1430 \pm 2332
3-4	44022 \pm 842 \pm 1528	44022 \pm 842 \pm 1528
4-5	22053 \pm 573 \pm 644	22054 \pm 574 \pm 644
5-6	11791 \pm 345 \pm 255	11792 \pm 346 \pm 256
6-7	5850 \pm 204 \pm 133	5850 \pm 204 \pm 134
7-8	3200 \pm 146 \pm 70	3200 \pm 146 \pm 70
8-9	1827 \pm 97 \pm 26	1828 \pm 98 \pm 26
9-10	1067 \pm 78 \pm 30	1068 \pm 78 \pm 30
10-12	1004 \pm 69 \pm 23	502 \pm 35 \pm 12
12-15	542 \pm 77 \pm 27	181 \pm 26 \pm 10
0-15 (sum)	366498 \pm 9334 \pm 10110	
0-15 (fit)	370453 \pm 3335 \pm 9128	

TABLE C.2 : Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 0-10%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.

10-30%		
p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi}^{raw}$	$dN_{J/\psi}/dp_T$
0-0.3	9840 \pm 583 \pm 254	32800 \pm 1944 \pm 847
0.3-1	66379 \pm 1657 \pm 1210	94828 \pm 2368 \pm 1729
0.3-0.65	27092 \pm 1026 \pm 484	77406 \pm 2932 \pm 1383
0.65-1	39344 \pm 1237 \pm 672	112412 \pm 3535 \pm 1921
1-2	112970 \pm 1629 \pm 2993	112970 \pm 1630 \pm 2994
2-3	83586 \pm 1208 \pm 2494	83586 \pm 1208 \pm 2494
3-4	48732 \pm 725 \pm 1613	48732 \pm 726 \pm 1614
4-5	26806 \pm 491 \pm 744	26806 \pm 492 \pm 744
5-6	14570 \pm 308 \pm 300	14570 \pm 308 \pm 300
6-7	8152 \pm 197 \pm 184	8152 \pm 198 \pm 184
7-8	4325 \pm 136 \pm 125	4326 \pm 136 \pm 126
8-9	2443 \pm 96 \pm 28	2444 \pm 96 \pm 28
9-10	1324 \pm 93 \pm 26	1324 \pm 94 \pm 26
10-12	1504 \pm 72 \pm 29	752 \pm 36 \pm 15
12-15	836 \pm 78 \pm 24	279 \pm 26 \pm 8
0-15 (sum)	381524 \pm 7879 \pm 9970	
0-15 (fit)	383663 \pm 2940 \pm 8939	

TABLE C.3 : Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 10-30%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.

30-50%		
p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi}^{raw}$	$dN_{J/\psi}/dp_T$
0-0.3	4372 \pm 230 \pm 87	14574 \pm 767 \pm 290
0.3-1	20591 \pm 644 \pm 449	29416 \pm 921 \pm 642
0.3-0.65	8689 \pm 448 \pm 154	24826 \pm 1280 \pm 440
0.65-1	11935 \pm 454 \pm 300	34100 \pm 1298 \pm 858
1-2	35643 \pm 693 \pm 879	35644 \pm 694 \pm 880
2-3	28588 \pm 482 \pm 817	28588 \pm 482 \pm 818
3-4	18378 \pm 321 \pm 556	18378 \pm 322 \pm 556
4-5	11340 \pm 223 \pm 314	11340 \pm 224 \pm 314
5-6	6608 \pm 149 \pm 153	6608 \pm 150 \pm 154
6-7	3855 \pm 91 \pm 92	3856 \pm 92 \pm 92
7-8	2197 \pm 80 \pm 64	2198 \pm 80 \pm 64
8-9	1223 \pm 60 \pm 18	1224 \pm 60 \pm 18
9-10	732 \pm 62 \pm 14	732 \pm 62 \pm 14
10-12	738 \pm 70 \pm 15	370 \pm 36 \pm 8
12-15	395 \pm 44 \pm 12	132 \pm 15 \pm 4
0-15 (sum)	134693 \pm 3407 \pm 3475	
0-15 (fit)	135593 \pm 1198 \pm 3353	

TABLE C.4 : Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 30-50%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.

50-70%		
p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi}^{raw}$	$dN_{J/\psi}/dp_T$
0-0.3	2820 \pm 99 \pm 57	9400 \pm 330 \pm 190
0.3-1	5580 \pm 194 \pm 187	7972 \pm 278 \pm 268
0.3-0.65	2353 \pm 127 \pm 49	6723 \pm 363 \pm 140
0.65-1	3119 \pm 147 \pm 69	8912 \pm 420 \pm 198
1-2	10008 \pm 244 \pm 243	10008 \pm 244 \pm 244
2-3	7863 \pm 172 \pm 215	7864 \pm 172 \pm 216
3-4	5628 \pm 129 \pm 167	5628 \pm 130 \pm 168
4-5	3592 \pm 89 \pm 107	3592 \pm 90 \pm 108
5-6	2193 \pm 69 \pm 55	2194 \pm 70 \pm 56
6-7	1383 \pm 49 \pm 31	1384 \pm 50 \pm 32
7-8	743 \pm 35 \pm 21	744 \pm 36 \pm 22
8-10	698 \pm 60 \pm 11	350 \pm 30 \pm 6
10-12	243 \pm 33 \pm 5	122 \pm 17 \pm 3
12-15	159 \pm 19 \pm 6	54 \pm 7 \pm 2
0-15 (sum)	40802 \pm 1272 \pm 1036	
0-15 (fit)	40873 \pm 439 \pm 977	

TABLE C.5 : Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 50-70%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.

70-90%

p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi}^{raw}$	$dN_{J/\psi}/dp_T$
0-0.3	1785 ± 56 ± 25	5950 ± 187 ± 84
0.3-1	1518 ± 65 ± 21	2169 ± 93 ± 31
0.3-0.65	750 ± 52 ± 15	2143 ± 149 ± 43
0.65-1	779 ± 63 ± 17	2226 ± 180 ± 49
1-2	2108 ± 76 ± 72	2108 ± 76 ± 72
2-3	1508 ± 55 ± 41	1508 ± 56 ± 42
3-4	1083 ± 46 ± 32	1084 ± 46 ± 32
4-5	728 ± 36 ± 20	728 ± 36 ± 20
5-6	414 ± 27 ± 11	414 ± 28 ± 12
6-7	252 ± 20 ± 5	252 ± 20 ± 6
7-8	155 ± 16 ± 3	156 ± 16 ± 4
8-10	135 ± 15 ± 6	68 ± 8 ± 4
10-12	50 ± 8 ± 3	26 ± 4 ± 2
0-12 (sum)	9747 ± 470 ± 250	
0-12 (fit)	9758 ± 148 ± 229	

TABLE C.6 : Nombre de J/ψ obtenu pour chaque intervalle en p_T dans la classe en centralité 70-90%. Les incertitudes associées sont statistiques et systématiques.

Annexe D

Résultats de l'acceptance efficacité

0-10%	
p_T (GeV/c)	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{J/\psi} \pm \text{stat} (\%)$
0-0.3	0.1398 \pm 0.0009 (0.6)
0.3-1	0.1255 \pm 0.0003 (0.2)
0.3-0.65	0.1318 \pm 0.0005 (0.3)
0.65-1	0.1215 \pm 0.0004 (0.3)
1-2	0.1088 \pm 0.0002 (0.2)
2-3	0.1113 \pm 0.0002 (0.2)
3-4	0.1341 \pm 0.0004 (0.3)
4-5	0.1737 \pm 0.0006 (0.4)
5-6	0.2219 \pm 0.0011 (0.5)
6-7	0.2627 \pm 0.0018 (0.7)
7-8	0.3008 \pm 0.0027 (0.9)
8-9	0.3248 \pm 0.0039 (1.2)
9-10	0.3604 \pm 0.0055 (1.5)
10-12	0.3778 \pm 0.0059 (1.6)
12-15	0.4404 \pm 0.0087 (2.0)

TABLE D.1 : $(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ intégré en $2.5 < y < 4$ pour la classe en centralité 0-10%. Les incertitudes associées sont statistiques.

10-30%

p_T (GeV/c)	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{J/\psi} \pm \text{stat } (\%)$
0-0.3	0.1432 \pm 0.0009 (0.6)
0.3-1	0.1302 \pm 0.0003 (0.2)
0.3-0.65	0.1359 \pm 0.0005 (0.3)
0.65-1	0.1265 \pm 0.0004 (0.3)
1-2	0.1124 \pm 0.0002 (0.2)
2-3	0.1165 \pm 0.0002 (0.2)
3-4	0.1415 \pm 0.0004 (0.3)
4-5	0.1835 \pm 0.0006 (0.3)
5-6	0.2280 \pm 0.0010 (0.4)
6-7	0.2750 \pm 0.0015 (0.6)
7-8	0.3130 \pm 0.0023 (0.7)
8-9	0.3397 \pm 0.0033 (1.0)
9-10	0.3581 \pm 0.0045 (1.3)
10-12	0.3972 \pm 0.0049 (1.2)
12-15	0.4390 \pm 0.0072 (1.6)

TABLE D.2 : $(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ intégré en $2.5 < y < 4$ pour la classe en centralité 10-30%. Les incertitudes associées sont statistiques.

30-50%	
p_T (GeV/c)	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{J/\psi} \pm \text{stat} (\%)$
0-0.3	0.1483 \pm 0.0016 (1.1)
0.3-1	0.1345 \pm 0.0005 (0.4)
0.3-0.65	0.1418 \pm 0.0008 (0.6)
0.65-1	0.1298 \pm 0.0006 (0.5)
1-2	0.1161 \pm 0.0003 (0.3)
2-3	0.1205 \pm 0.0004 (0.3)
3-4	0.1475 \pm 0.0006 (0.4)
4-5	0.1897 \pm 0.0009 (0.5)
5-6	0.2384 \pm 0.0015 (0.6)
6-7	0.2822 \pm 0.0022 (0.8)
7-8	0.3275 \pm 0.0033 (1.0)
8-9	0.3543 \pm 0.0046 (1.3)
9-10	0.3805 \pm 0.0064 (1.7)
10-12	0.4160 \pm 0.0068 (1.6)
12-15	0.4455 \pm 0.0100 (2.2)

TABLE D.3 : $(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ intégré en $2.5 < y < 4$ pour la classe en centralité 30-50%. Les incertitudes associées sont statistiques.

50-70%	
p_T (GeV/c)	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{J/\psi} \pm \text{stat} (\%)$
0-0.3	0.1503 \pm 0.0030 (2.0)
0.3-1	0.1362 \pm 0.0010 (0.7)
0.3-0.65	0.1433 \pm 0.0016 (1.1)
0.65-1	0.1316 \pm 0.0012 (0.9)
1-2	0.1184 \pm 0.0006 (0.5)
2-3	0.1225 \pm 0.0007 (0.6)
3-4	0.1495 \pm 0.0011 (0.7)
4-5	0.1918 \pm 0.0016 (0.9)
5-6	0.2423 \pm 0.0025 (1.0)
6-7	0.2874 \pm 0.0038 (1.3)
7-8	0.3197 \pm 0.0054 (1.7)
8-10	0.3701 \pm 0.0062 (1.7)
10-12	0.4214 \pm 0.0111 (2.6)
12-15	0.4423 \pm 0.0161 (3.6)

TABLE D.4 : $(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ intégré en $2.5 < y < 4$ pour la classe en centralité 50-70%. Les incertitudes associées sont statistiques.

70-90%

p_T (GeV/c)	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{J/\psi} \pm \text{stat} (\%)$
0-0.3	0.1522 \pm 0.0052 (3.4)
0.3-1	0.1385 \pm 0.0019 (1.4)
0.3-0.65	0.1457 \pm 0.0029 (2.0)
0.65-1	0.1332 \pm 0.0025 (1.8)
1-2	0.1193 \pm 0.0014 (1.2)
2-3	0.1233 \pm 0.0017 (1.4)
3-4	0.1513 \pm 0.0025 (1.6)
4-5	0.1949 \pm 0.0038 (1.9)
5-6	0.2422 \pm 0.0058 (2.4)
6-7	0.2920 \pm 0.0086 (2.9)
7-8	0.3336 \pm 0.0126 (3.8)
8-10	0.3721 \pm 0.0143 (3.9)
10-12	0.3971 \pm 0.0271 (6.8)

TABLE D.5 : $(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ intégré en $2.5 < y < 4$ pour la classe en centralité 70-90%. Les incertitudes associées sont statistiques.

Centralité (%)	$(\mathcal{A} \times \epsilon)_{J/\psi} \pm \text{stat} (\%)$
0-10	0.1138 \pm 0.0002 (0.15)
10-30	0.1190 \pm 0.0001 (0.1)
30-50	0.1226 \pm 0.0001 (0.1)
50-70	0.1239 \pm 0.0001 (0.1)
70-90	0.1245 \pm 0.0001 (0.1)

TABLE D.6 : $(\mathcal{A} \times \epsilon)_{AA}^{J/\psi}(\Delta y, \Delta p_T)$ provenant de simulations STAR-LIGHT pour $p_T < 0.3$ GeV/c et intégrée en $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont statistiques.

Annexe E

Variations de l'acceptance efficacité

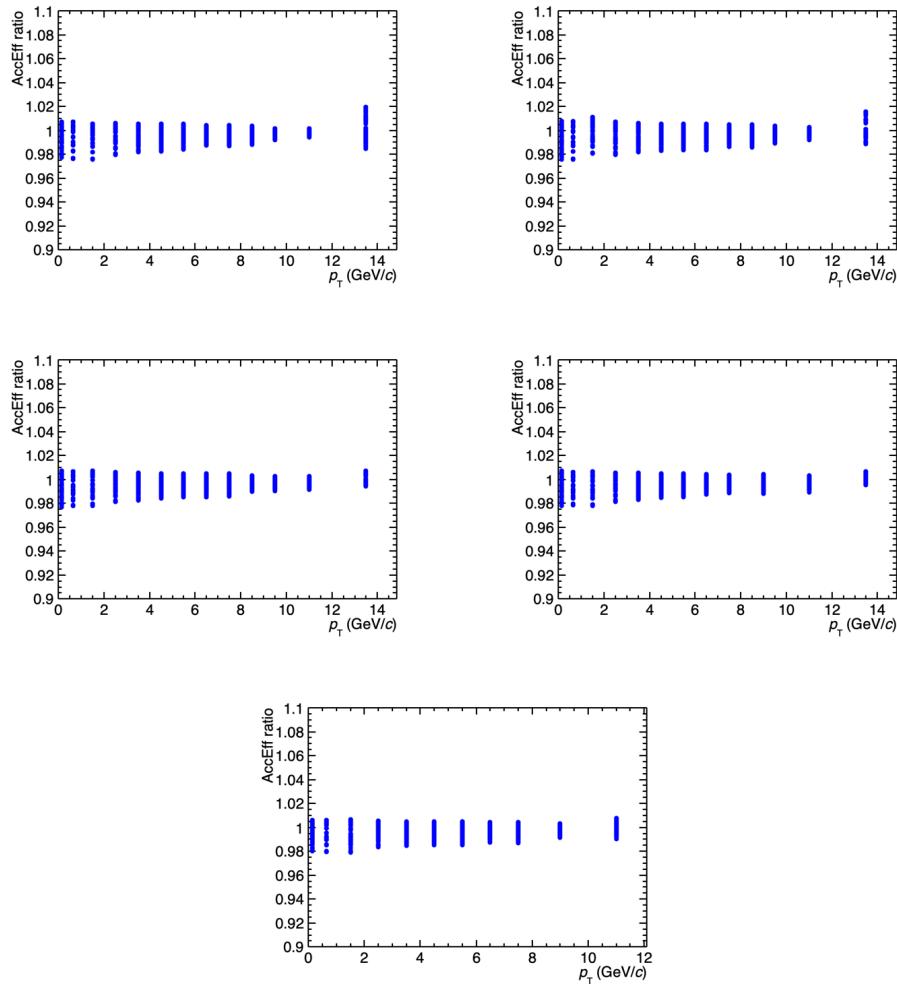


FIGURE E.1 : Variations de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ autour de la valeur moyenne obtenues en utilisant un paramétrage corrélé en p_T - y en fonction du p_T .

[\[This Thesis\]](#)

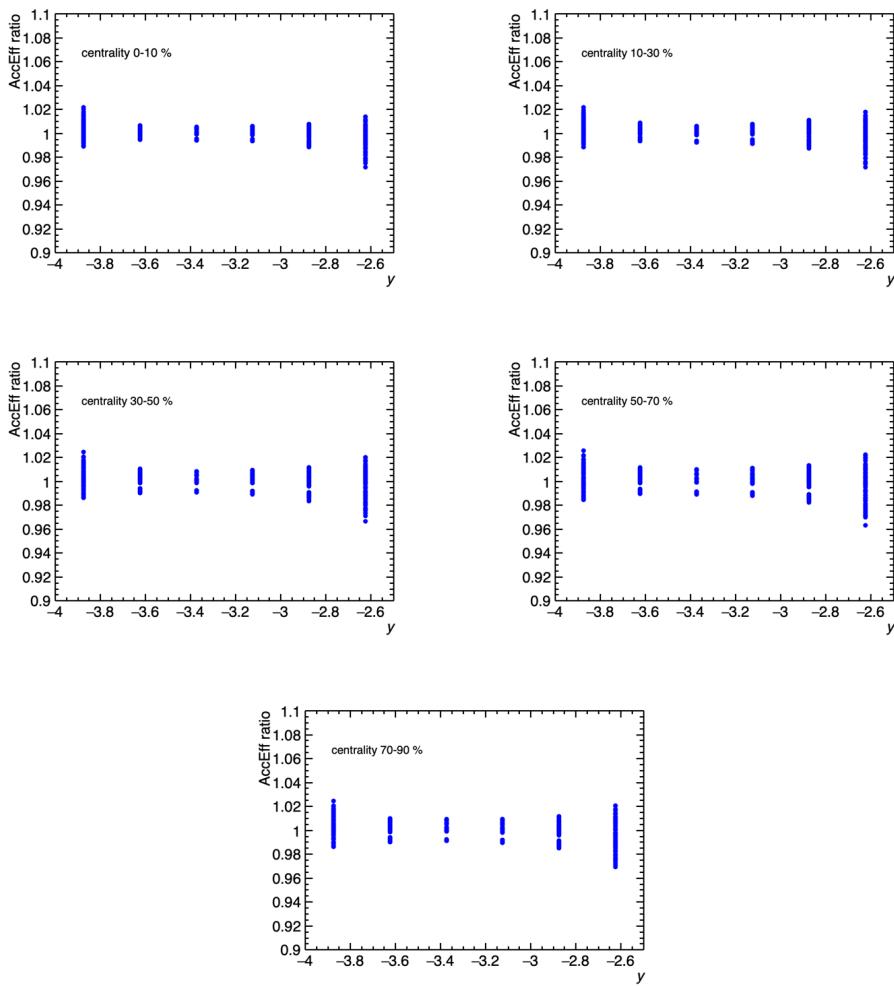


FIGURE E.2 : Variations de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ autour de la valeur moyenne obtenues en utilisant un paramétrage corrélé en p_T - y en fonction de y . [[This Thesis](#)]

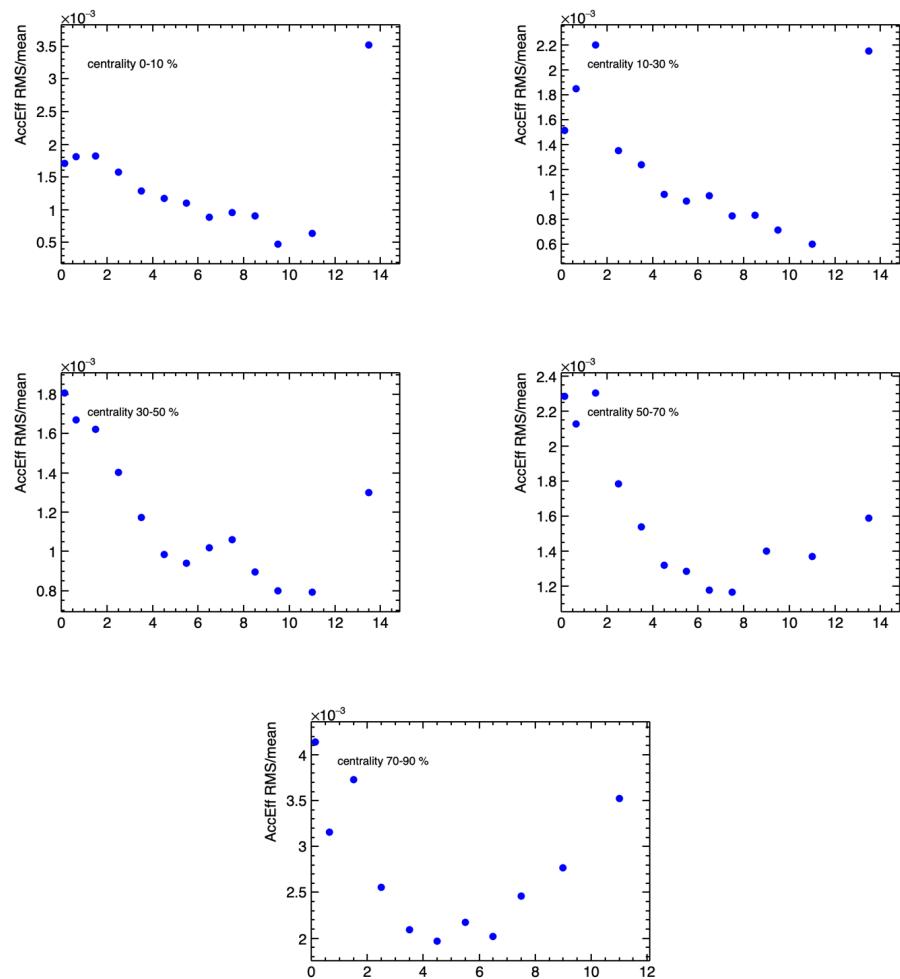


FIGURE E.3 : Déviation standard de la dispersion de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ après pondération des fonctions de générations tenant compte de la fluctuation statistique. [\[This Thesis\]](#)

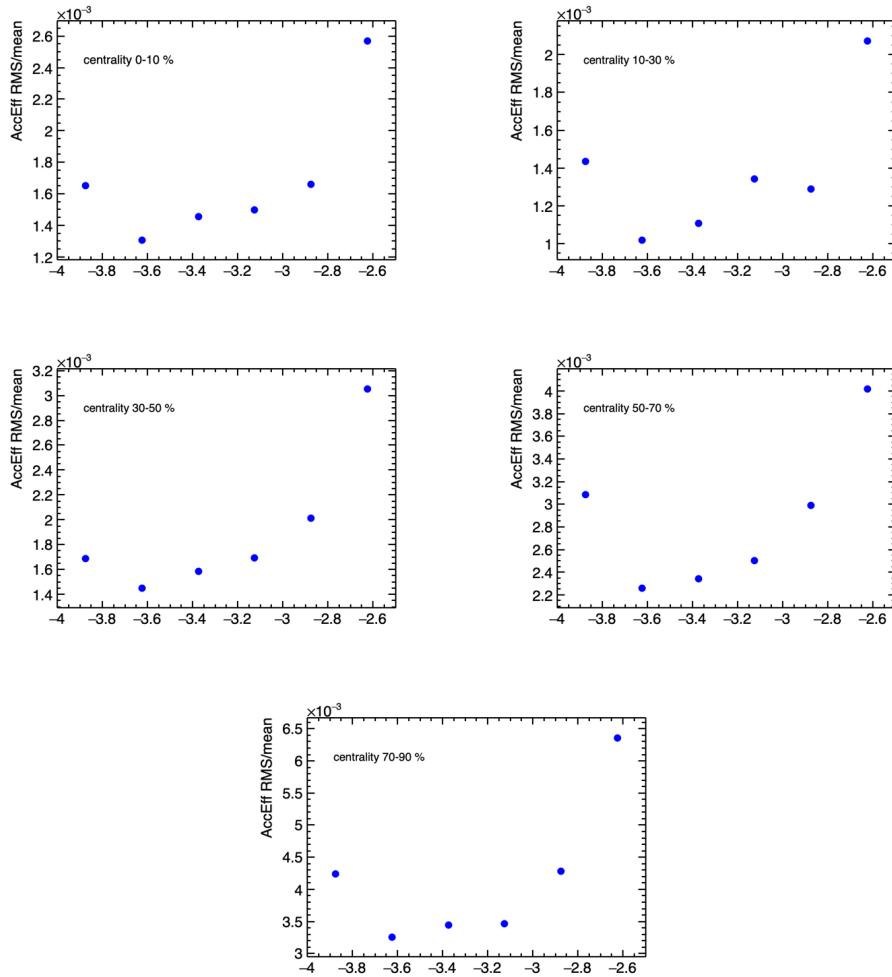


FIGURE E.4 : Déviation standard de la dispersion de l' $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ après pondération des fonctions de générations tenant compte de la fluctuation statistique. [\[This Thesis\]](#)

Annexe F

Incertitudes systématiques intrinsèques au spectromètre à muons

0-90%	
p_T (GeV/c)	Incertitude systématique (%)
0-0.3	2.38
0.3-1	1.38
1-2	0.14
2-3	0.03
3-4	0.15
4-5	0.15
5-6	0.12
6-7	0.12
7-8	0.13
8-9	0.11
9-10	0.13
10-12	0.13
12-15	0.12

TABLE F.1 : Incertitude systématique sur la réponse du déclencheur du spectromètre à muons intégrée en centralité 0-90%.

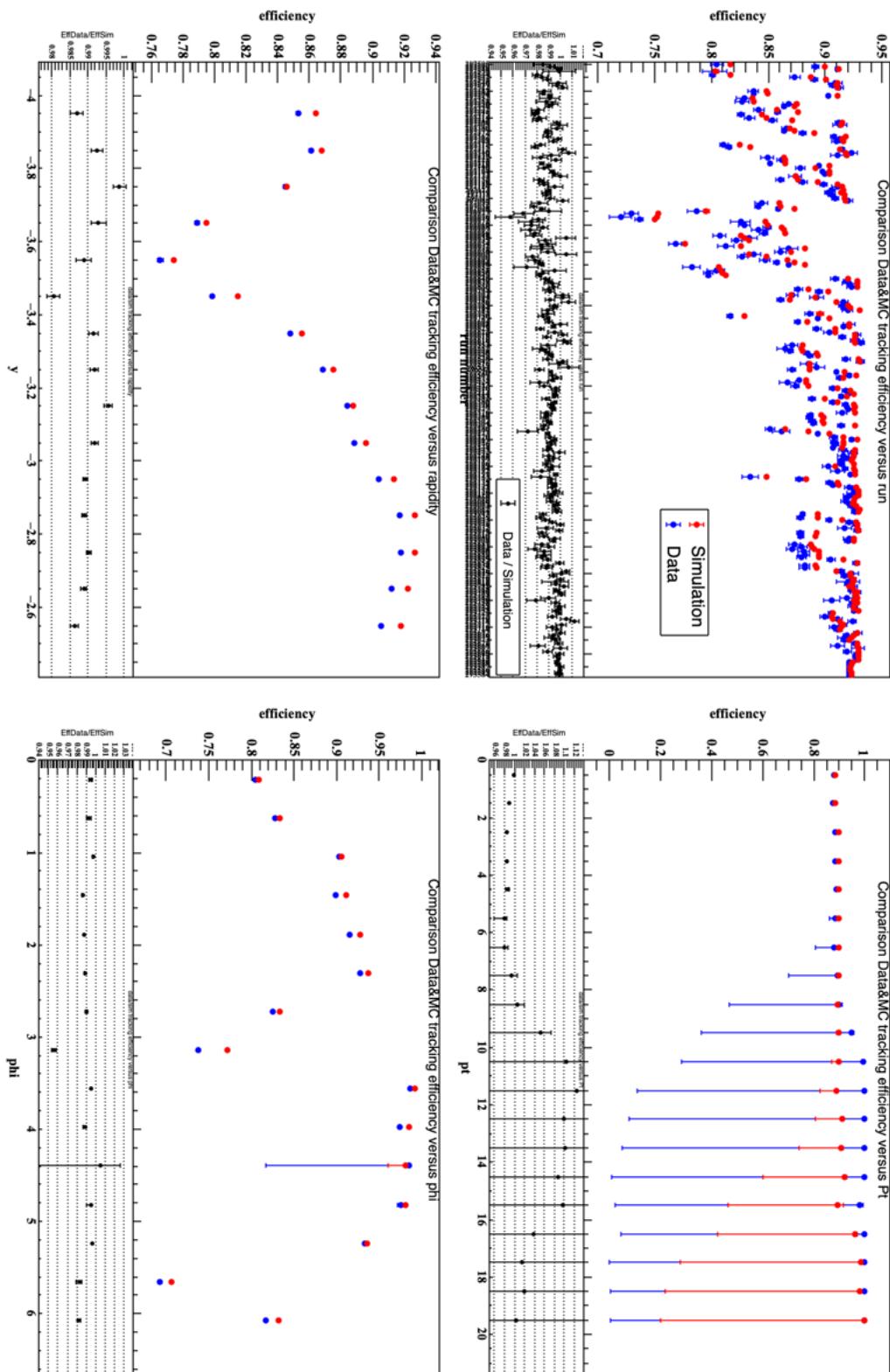


FIGURE F.1 : Efficacité de trajectographie des muons simples calculé à partir des traces reconstruites dans les données (bleu) et des simulations MC (rouge) pour la classe de déclenchement CMSI7 des périodes LHC18q et LHC18r en fonction du numéro de run (haut gauche), de p_T (haut droit), de y (bas gauche) et de ϕ (bas droit). [This Thesis]

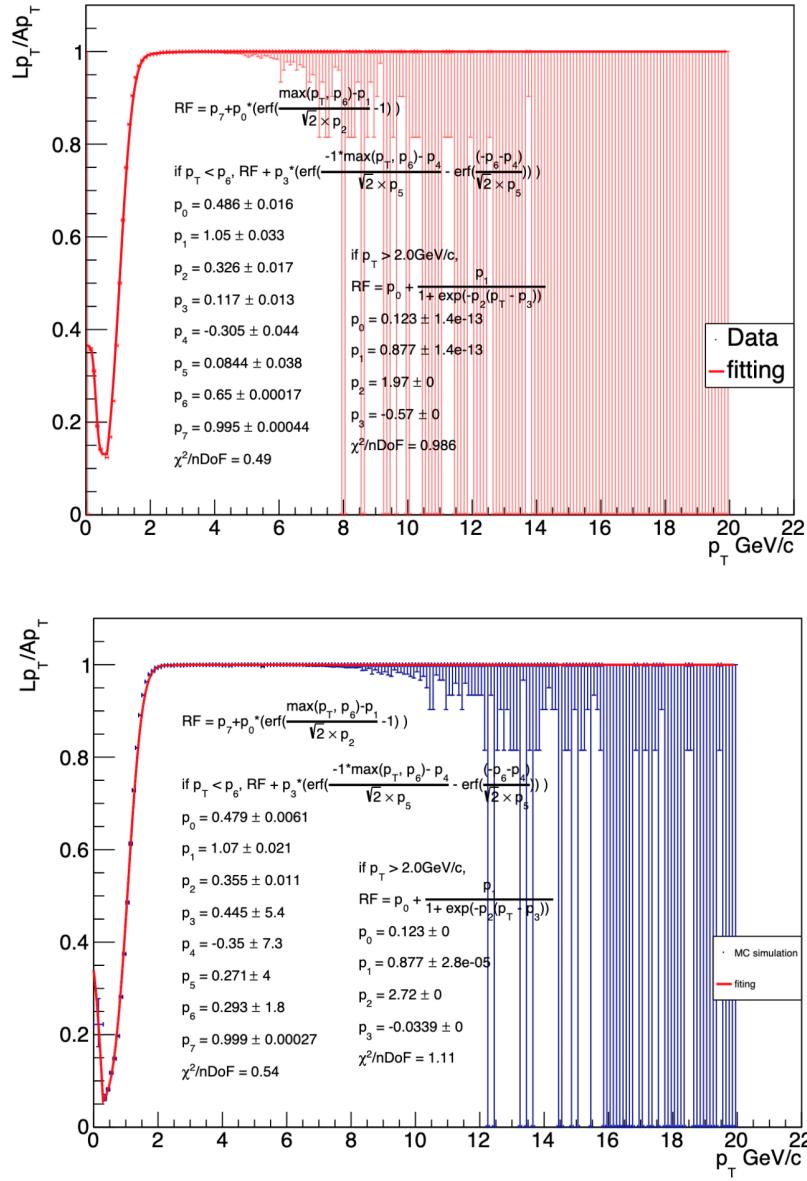


FIGURE F.2 : Ajustement (ligne solide) de la fonction de réponse du système de déclenchement du spectromètre à muons en fonction de p_T dans les données (haut) et les simulations MC (bas). Figures issues de [106].

Annexe G

Resultats du R_{AA} du J/ψ

0-10%			
p_{T} (GeV/c)	$R_{\text{AA}}^{\text{J}/\psi}$	\pm stat (%)	\pm syst (%)
0-0.3	0.74	\pm 0.07 (9.7)	\pm 0.06 (8.1)
0.3-1	0.76	\pm 0.02 (3.0)	\pm 0.05 (7.1)
0.3-0.65	0.77	\pm 0.04 (4.6)	\pm 0.05 (6.9)
0.65-1	0.78	\pm 0.03 (3.7)	\pm 0.05 (6.0)
1-2	0.71	\pm 0.01 (1.9)	\pm 0.05 (6.9)
2-3	0.66	\pm 0.01 (2.0)	\pm 0.04 (6.6)
3-4	0.50	\pm 0.01 (2.3)	\pm 0.03 (6.7)
4-5	0.38	\pm 0.01 (3.0)	\pm 0.02 (6.4)
5-6	0.32	\pm 0.01 (3.5)	\pm 0.02 (5.9)
6-7	0.26	\pm 0.01 (4.3)	\pm 0.02 (5.8)
7-8	0.26	\pm 0.01 (5.8)	\pm 0.01 (5.8)
8-9	0.25	\pm 0.02 (7.0)	\pm 0.01 (5.3)
9-10	0.23	\pm 0.02 (9.5)	\pm 0.01 (5.9)
10-12	0.24	\pm 0.02 (9.2)	\pm 0.01 (5.6)
12-15	0.22	\pm 0.04 (16.5)	\pm 0.02 (7.3)

TABLE G.1 : Facteur de modification nucléaire du J/ψ pour la classe en centralité 0-10% intégré en rapidité dans $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont les incertitudes statistiques et incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélées en p_{T} (pas inclue dans la table) vaut 2.6% pour cette classe en centralité.

10-30%			
p_{T} (GeV/c)	$R_{\text{AA}}^{\text{J}/\psi}$	\pm stat (%)	\pm syst (%)
0-0.3	0.84	\pm 0.06 (6.9)	\pm 0.07 (7.9)
0.3-1	0.71	\pm 0.02 (2.8)	\pm 0.05 (7.0)
0.3-0.65	0.72	\pm 0.03 (3.9)	\pm 0.05 (6.3)
0.65-1	0.73	\pm 0.02 (3.3)	\pm 0.04 (6.0)
1-2	0.67	\pm 0.01 (1.7)	\pm 0.05 (6.9)
2-3	0.64	\pm 0.01 (1.8)	\pm 0.04 (6.7)
3-4	0.53	\pm 0.01 (1.9)	\pm 0.04 (6.7)
4-5	0.44	\pm 0.01 (2.4)	\pm 0.03 (6.3)
5-6	0.39	\pm 0.01 (2.8)	\pm 0.02 (5.8)
6-7	0.35	\pm 0.01 (3.5)	\pm 0.02 (5.8)
7-8	0.33	\pm 0.02 (4.7)	\pm 0.02 (6.1)
8-9	0.33	\pm 0.02 (6.0)	\pm 0.02 (5.2)
9-10	0.29	\pm 0.03 (9.3)	\pm 0.02 (5.5)
10-12	0.34	\pm 0.03 (7.7)	\pm 0.02 (5.5)
12-15	0.34	\pm 0.04 (12.5)	\pm 0.02 (6.0)

TABLE G.2 : Facteur de modification nucléaire du J/ψ pour la classe en centralité 10-30% intégré en rapidité dans $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont les incertitudes statistiques et incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélées en p_{T} (pas inclue dans la table) vaut 2.4% pour cette classe en centralité.

30-50%			
p_{T} (GeV/c)	$R_{\text{AA}}^{\text{J}/\psi}$	\pm stat (%)	\pm syst (%)
0-0.3	1.06	\pm 0.07 (6.4)	\pm 0.08 (7.7)
0.3-1	0.63	\pm 0.02 (3.4)	\pm 0.04 (7.1)
0.3-0.65	0.65	\pm 0.03 (5.3)	\pm 0.04 (6.3)
0.65-1	0.64	\pm 0.02 (3.9)	\pm 0.04 (6.2)
1-2	0.61	\pm 0.01 (2.2)	\pm 0.04 (6.9)
2-3	0.63	\pm 0.01 (2.0)	\pm 0.04 (6.6)
3-4	0.57	\pm 0.01 (2.1)	\pm 0.04 (6.5)
4-5	0.54	\pm 0.01 (2.5)	\pm 0.03 (6.3)
5-6	0.50	\pm 0.01 (3.0)	\pm 0.03 (5.9)
6-7	0.48	\pm 0.02 (3.5)	\pm 0.03 (5.9)
7-8	0.48	\pm 0.02 (5.1)	\pm 0.03 (6.1)
8-9	0.46	\pm 0.03 (6.7)	\pm 0.02 (5.3)
9-10	0.44	\pm 0.05 (10.5)	\pm 0.02 (5.5)
10-12	0.47	\pm 0.05 (11.3)	\pm 0.03 (5.5)
12-15	0.47	\pm 0.07 (14.0)	\pm 0.03 (6.1)

TABLE G.3 : Facteur de modification nucléaire du J/ψ pour la classe en centralité 30-50% intégré en rapidité dans $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont les incertitudes statistiques et incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélées en p_{T} (pas inclue dans la table) vaut 3.2% pour cette classe en centralité.

50-70%			
p_T (GeV/c)	$R_{AA}^{J/\psi}$	\pm stat (%)	\pm syst (%)
0-0.3	2.72	\pm 0.14 (5.3)	\pm 0.21 (7.7)
0.3-1	0.68	\pm 0.03 (3.8)	\pm 0.05 (7.6)
0.3-0.65	0.70	\pm 0.04 (5.6)	\pm 0.04 (6.4)
0.65-1	0.66	\pm 0.03 (4.9)	\pm 0.04 (6.1)
1-2	0.67	\pm 0.02 (2.6)	\pm 0.05 (6.9)
2-3	0.68	\pm 0.02 (2.5)	\pm 0.04 (6.6)
3-4	0.69	\pm 0.02 (2.7)	\pm 0.04 (6.5)
4-5	0.67	\pm 0.02 (3.0)	\pm 0.04 (6.4)
5-6	0.65	\pm 0.02 (3.8)	\pm 0.04 (6.0)
6-7	0.67	\pm 0.03 (4.5)	\pm 0.04 (5.8)
7-8	0.66	\pm 0.04 (6.0)	\pm 0.04 (6.1)
8-10	0.64	\pm 0.06 (10.1)	\pm 0.03 (5.3)
10-12	0.62	\pm 0.09 (15.1)	\pm 0.03 (5.5)
12-15	0.76	\pm 0.11 (14.9)	\pm 0.05 (6.5)

TABLE G.4 : Facteur de modification nucléaire du J/ψ pour la classe en centralité 50-70% intégré en rapidité dans $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont les incertitudes statistiques et incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélées en p_T (pas inclue dans la table) vaut 5.0% pour cette classe en centralité.

70-90%			
p_T (GeV/ c)	$R_{\text{AA}}^{\text{J}/\psi}$	\pm stat (%)	\pm syst (%)
0-0.3	10.28	\pm 0.59 (5.8)	\pm 0.78 (7.6)
0.3-1	1.10	\pm 0.05 (4.7)	\pm 0.08 (6.9)
0.3-0.65	1.33	\pm 0.10 (7.3)	\pm 0.08 (6.4)
0.65-1	0.98	\pm 0.08 (8.3)	\pm 0.06 (6.1)
1-2	0.85	\pm 0.03 (3.9)	\pm 0.06 (7.3)
2-3	0.79	\pm 0.03 (4.0)	\pm 0.05 (6.6)
3-4	0.79	\pm 0.04 (4.7)	\pm 0.05 (6.5)
4-5	0.81	\pm 0.04 (5.5)	\pm 0.05 (6.3)
5-6	0.74	\pm 0.05 (7.2)	\pm 0.05 (6.1)
6-7	0.73	\pm 0.06 (8.8)	\pm 0.04 (5.7)
7-8	0.80	\pm 0.09 (11.5)	\pm 0.05 (5.7)
8-10	0.75	\pm 0.10 (12.8)	\pm 0.05 (6.8)
10-12	0.82	\pm 0.15 (18.4)	\pm 0.06 (7.9)

TABLE G.5 : Facteur de modification nucléaire du J/ψ pour la classe en centralité 70-90% intégré en rapidité dans $2.5 < y < 4$. Les incertitudes associées sont les incertitudes statistiques et incertitudes systématiques non corrélées. L'incertitude systématique corrélées en p_T (pas inclue dans la table) vaut 7.6% pour cette classe en centralité.

Annexe H

Combinaisons et résultats de la paramétrisation hadronique

Combinaisons possibles dans les classes en centralité 0-10%, 10-30% et 30-50%

1. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon libre ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance libre et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
2. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon libre ajustée dans $[1, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance libre et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
3. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $m_{J/\psi}$ ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance libre et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
4. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $m_{J/\psi}$ ajustée dans $[1, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance libre et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
5. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $\langle p_T \rangle$ ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance libre et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
6. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $2 * \langle p_T \rangle$ ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance libre et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.

7. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon libre ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance fixée à 2 et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
8. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon libre ajustée dans $[1, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance fixée à 2 et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
9. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $m_{J/\psi}$ ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance fixée à 2 et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
10. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $m_{J/\psi}$ ajustée dans $[1, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance fixée à 2 et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
11. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $\langle p_T \rangle$ ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance fixée à 2 et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
12. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $2 * \langle p_T \rangle$ ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance fixée à 2 et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
13. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon libre ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec Levy et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
14. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon libre ajustée dans $[1, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec Levy et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
15. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $m_{J/\psi}$ ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec Levy et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
16. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $m_{J/\psi}$ ajustée dans $[1, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec Levy et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
17. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $\langle p_T \rangle$ ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/ c , section efficace de référence pp avec Levy et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.

	Syst. non corr. sur $R(p_T)$ (%)	Syst. non corr. sur $N_{J/\psi}(1 - 8 \text{ GeV}/c)(\%)$	Total Syst. non corr. (%)	$N_{hadro}^{J/\psi}$ $\pm(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$
1	5.80	2.60	6.36	$2611 \pm 24 \pm 166$
2	5.81	2.60	6.37	$2597 \pm 24 \pm 165$
3	5.41	2.60	6.01	$2747 \pm 25 \pm 165$
4	5.50	2.60	6.08	$2755 \pm 25 \pm 168$
5	5.77	2.60	6.33	$2788 \pm 25 \pm 177$
6	5.54	2.60	6.12	$2559 \pm 23 \pm 157$
7	4.01	2.60	4.79	$2409 \pm 22 \pm 115$
8	4.03	2.60	4.80	$2396 \pm 22 \pm 115$
9	3.43	2.60	4.30	$2535 \pm 23 \pm 109$
10	3.55	2.60	4.41	$2543 \pm 23 \pm 112$
11	3.97	2.60	4.75	$2573 \pm 23 \pm 122$
12	3.64	2.60	4.48	$2362 \pm 21 \pm 106$
13	3.79	2.60	4.60	$2478 \pm 23 \pm 114$
14	3.81	2.60	4.61	$2465 \pm 22 \pm 114$
15	3.18	2.60	4.11	$2607 \pm 24 \pm 107$
16	3.31	2.60	4.22	$2615 \pm 24 \pm 110$
17	3.76	2.60	4.57	$2646 \pm 24 \pm 121$
18	3.39	2.60	4.28	$2430 \pm 22 \pm 104$
Total				$2562 \pm 23 \pm 178$

TABLE H.1 : Nombre hadronique de J/ψ pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ pour chaque combinaison de la paramétrisation hadronique dans la classe en centralité 30-50%.

18. R_{AA} avec fonction Wood-Saxon fixée à $2 * \langle p_T \rangle$ ajustée dans $[0.65, 15] \text{ GeV}/c$, section efficace de référence pp avec Levy et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.

	Syst. non corr. sur $R(p_T)$ (%)	Syst. non corr. sur $N_{J/\psi}(1 - 8 \text{ GeV}/c)(\%)$	Total Syst. non corr. (%)	$N_{hadro}^{J/\psi}$ $\pm(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$
1	7.35	2.65	7.81	$8523 \pm 62 \pm 666$
2	8.19	2.65	8.61	$8401 \pm 61 \pm 723$
3	5.18	2.65	5.81	$8888 \pm 65 \pm 517$
4	5.21	2.65	5.85	$8899 \pm 65 \pm 520$
5	5.52	2.65	6.12	$9461 \pm 69 \pm 579$
6	5.25	2.65	5.88	$7732 \pm 56 \pm 455$
7	5.99	2.65	6.55	$7852 \pm 57 \pm 514$
8	7.00	2.65	7.48	$7739 \pm 56 \pm 579$
9	2.92	2.65	3.94	$8189 \pm 59 \pm 323$
10	2.98	2.65	3.99	$8199 \pm 60 \pm 327$
11	3.50	2.65	4.39	$8719 \pm 63 \pm 383$
12	3.06	2.65	4.04	$7124 \pm 52 \pm 288$
13	5.84	2.65	6.42	$8080 \pm 59 \pm 518$
14	6.87	2.65	7.36	$7964 \pm 58 \pm 586$
15	2.64	2.65	3.74	$8426 \pm 61 \pm 315$
16	2.71	2.65	3.79	$8436 \pm 61 \pm 319$
17	3.27	2.65	4.21	$8970 \pm 65 \pm 378$
18	2.77	2.65	3.83	$7332 \pm 53 \pm 281$
Total				$8274 \pm 60 \pm 742$

TABLE H.2 : Nombre hadronique de J/ψ pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ pour chaque combinaison de la paramétrisation hadronique dans la classe en centralité 10-30%.

	Syst. non corr. sur $R(p_T)$ (%)	Syst. non corr. sur $N_{J/\psi}(1 - 8 \text{ GeV}/c)(\%)$	Total Syst. non corr. (%)	$N_{hadro}^{J/\psi}$ $\pm(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$
1	7.59	2.69	8.05	$9025 \pm 89 \pm 727$
2	8.57	2.69	8.98	$8890 \pm 87 \pm 799$
3	5.12	2.69	5.78	$9311 \pm 91 \pm 539$
4	5.14	2.69	5.80	$9314 \pm 91 \pm 540$
5	5.46	2.69	6.08	$10231 \pm 100 \pm 623$
6	5.22	2.69	5.87	$7912 \pm 78 \pm 465$
7	6.25	2.69	6.80	$8308 \pm 82 \pm 565$
8	7.41	2.69	7.89	$8183 \pm 80 \pm 645$
9	2.74	2.69	3.84	$8572 \pm 84 \pm 329$
10	2.78	2.69	3.86	$8574 \pm 84 \pm 331$
11	3.35	2.69	4.29	$9422 \pm 93 \pm 404$
12	2.93	2.69	3.97	$7282 \pm 72 \pm 289$
13	6.11	2.69	6.67	$8550 \pm 84 \pm 571$
14	7.29	2.69	7.77	$8422 \pm 83 \pm 655$
15	2.45	2.69	3.64	$8821 \pm 87 \pm 321$
16	2.49	2.69	3.66	$8824 \pm 87 \pm 323$
17	3.12	2.69	4.11	$9693 \pm 95 \pm 399$
18	2.64	2.69	3.77	$7497 \pm 74 \pm 282$
Total				$8713 \pm 86 \pm 873$

TABLE H.3 : Nombre hadronique de J/ψ pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ pour chaque combinaison de la paramétrisation hadronique dans la classe en centralité 0-10%.

Combinaisons possibles dans les classes en centralité 50-70 % et 70-90 %

1. R_{AA} avec une constante ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance libre et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
2. R_{AA} avec une constante ajustée dans $[1, 15]$ GeV/c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance libre et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
3. R_{AA} avec une fonction linéaire ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance libre et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
4. R_{AA} avec une fonction linéaire ajustée dans $[1, 15]$ GeV/c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance libre et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
5. R_{AA} avec une constante ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance fixée à 2 et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
6. R_{AA} avec une constante ajustée dans $[1, 15]$ GeV/c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance fixée à 2 et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
7. R_{AA} avec une fonction linéaire ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance fixée à 2 et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
8. R_{AA} avec une fonction linéaire ajustée dans $[1, 15]$ GeV/c , section efficace de référence pp avec une fonction puissance fixée à 2 et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
9. R_{AA} avec une constante ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/c , section efficace de référence pp avec Levy et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
10. R_{AA} avec une constante ajustée dans $[1, 15]$ GeV/c , section efficace de référence pp avec Levy et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.
11. R_{AA} avec une fonction linéaire ajustée dans $[0.65, 15]$ GeV/c , section efficace de référence pp avec Levy et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.

	Syst. non corr. sur $R(p_T)$ (%)	Syst. non corr. sur $N_{J/\psi}(1 - 8 \text{ GeV}/c)(\%)$	Total Syst. non corr. (%)	$N_{hadro}^{J/\psi}$ $\pm(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$
1	5.60	2.70	6.22	$141 \pm 3 \pm 9$
2	5.60	2.70	6.22	$141 \pm 3 \pm 9$
3	6.31	2.70	6.86	$148 \pm 3 \pm 10$
4	6.43	2.70	6.98	$146 \pm 3 \pm 10$
5	3.79	2.70	4.65	$130 \pm 2 \pm 6$
6	3.79	2.70	4.65	$130 \pm 2 \pm 6$
7	4.74	2.70	5.46	$137 \pm 3 \pm 7$
8	4.91	2.70	5.61	$134 \pm 3 \pm 8$
9	3.56	2.70	4.47	$134 \pm 3 \pm 6$
10	3.56	2.70	4.47	$134 \pm 3 \pm 6$
11	4.56	2.70	5.30	$140 \pm 3 \pm 7$
12	4.74	2.70	5.46	$138 \pm 3 \pm 8$
Total				$138 \pm 3 \pm 9$

TABLE H.4 : Nombre hadronique de J/ψ pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ pour chaque combinaison de la paramétrisation hadronique dans la classe en centralité 70-90%.

12. R_{AA} avec une fonction linéaire ajustée dans $[1, 15] \text{ GeV}/c$, section efficace de référence pp avec Levy et $(\mathcal{A} \times \epsilon)$ avec un ratio de fonctions Levy.

	Syst. non corr. sur $R(p_T)$ (%)	Syst. non corr. sur $N_{J/\psi}(1 - 8 \text{ GeV}/c)(\%)$	Total Syst. non corr. (%)	$N_{hadro}^{J/\psi}$ $\pm(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$
1	5.18	2.64	5.82	$702 \pm 8 \pm 41$
2	5.18	2.64	5.82	$702 \pm 8 \pm 41$
3	5.57	2.64	6.17	$704 \pm 8 \pm 43$
4	5.64	2.64	6.22	$707 \pm 8 \pm 44$
5	3.14	2.64	4.11	$649 \pm 8 \pm 27$
6	3.14	2.64	4.11	$649 \pm 8 \pm 27$
7	3.74	2.64	4.58	$651 \pm 8 \pm 30$
8	3.83	2.64	4.65	$653 \pm 8 \pm 30$
9	2.86	2.64	3.89	$667 \pm 8 \pm 26$
10	2.86	2.64	3.89	$667 \pm 8 \pm 26$
11	3.51	2.64	4.39	$669 \pm 8 \pm 29$
12	3.60	2.64	4.47	$671 \pm 8 \pm 30$
Total				$674 \pm 8 \pm 40$

TABLE H.5 : Nombre hadronique de J/ψ pour $p_T < 0.3 \text{ GeV}/c$ pour chaque combinaison de la paramétrisation hadronique dans la classe en centralité 50-70%.

Bibliographie

- [1] Francis HALZEN et Alan MARTIN. *Quarks & Leptons : An introductory course in modern particle physics*. New York, USA : John Wiley & Sons, 1984.
- [2] Georges AAD et al. « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ». In : *Phys. Lett. B* 716 (2012), p. 1-29. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020). arXiv : [1207.7214 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1207.7214).
- [3] Serguei CHATRCHYAN et al. « Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC ». In : *Phys. Lett. B* 716 (2012), p. 30-61. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). arXiv : [1207.7235 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1207.7235).
- [4] *Standard Model* Wikipedia. https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model. Accessed : 2021-12-01.
- [5] Yuval NE’EMAN. « Derivation of strong interactions from a gauge invariance ». In : *Nucl. Phys.* 26 (1961), p. 222-229. DOI : [10.1016/0029-5582\(61\)90134-1](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90134-1).
- [6] Murray GELL-MANN. « The Eightfold Way : A Theory of strong interaction symmetry ». In : (mars 1961). DOI : [10.2172/4008239](https://doi.org/10.2172/4008239).
- [7] Murray GELL-MANN. « A Schematic Model of Baryons and Mesons ». In : *Phys. Lett.* 8 (1964), p. 214-215. DOI : [10.1016/S0031-9163\(64\)92001-3](https://doi.org/10.1016/S0031-9163(64)92001-3).
- [8] G. ZWEIG. « An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2 ». In : *DEVELOPMENTS IN THE QUARK THEORY OF HADRONS. VOL. 1. 1964 - 1978*. Fév. 1964, p. 22-101.
- [9] O. W. GREENBERG. « Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), p. 598-602. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.598](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.598).
- [10] M. Y. HAN et Yoichiro NAMBU. « Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry ». In : *Phys. Rev.* 139 (1965), B1006-B1010. DOI : [10.1103/PhysRev.139.B1006](https://doi.org/10.1103/PhysRev.139.B1006).

- [11] Martin BREIDENBACH et al. « Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering ». In : *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969), p. 935-939. DOI : [10.1103/PhysRevLett.23.935](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.935).
- [12] H. David POLITZER. « Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ? ». In : *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973), p. 1346-1349. DOI : [10.1103/PhysRevLett.30.1346](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1346).
- [13] David J. GROSS et Frank WILCZEK. « Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories ». In : *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973), p. 1343-1346. DOI : [10.1103/PhysRevLett.30.1343](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1343).
- [14] Kenneth G. WILSON. « Confinement of Quarks ». In : *Phys. Rev. D* 10 (1974), p. 2445-2459. DOI : [10.1103/PhysRevD.10.2445](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.10.2445).
- [15] P.A. ZYLA et al. « Review of Particle Physics ». In : *PTEP* 2020.8 (2020), p. 083C01. DOI : [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104).
- [16] N. CABIBBO et G. PARISI. « Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation ». In : *Phys. Lett. B* 59 (1975), p. 67-69. DOI : [10.1016/0370-2693\(75\)90158-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(75)90158-6).
- [17] A. BAZAVOV et al. « Chiral crossover in QCD at zero and non-zero chemical potentials ». In : *Phys. Lett. B* 795 (2019), p. 15-21. DOI : [10.1016/j.physletb.2019.05.013](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.05.013). arXiv : [1812.08235 \[hep-lat\]](https://arxiv.org/abs/1812.08235).
- [18] Szabolcs BORSANYI et al. « QCD Crossover at Finite Chemical Potential from Lattice Simulations ». In : *Phys. Rev. Lett.* 125.5 (2020), p. 052001. DOI : [10.1103/PhysRevLett.125.052001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.052001). arXiv : [2002.02821 \[hep-lat\]](https://arxiv.org/abs/2002.02821).
- [19] Mohamad TARHINI. « Measurement of Z-boson and J/ψ production in p-Pb and Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with ALICE at the LHC ». Theses. Université Paris-Saclay, juin 2017. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01691725>.
- [20] J. D. BJORKEN. « Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum ». In : *Phys. Rev.* 179 (5 mars 1969), p. 1547-1553. DOI : [10.1103/PhysRev.179.1547](https://doi.org/10.1103/PhysRev.179.1547).
- [21] Guillaume TAILLEPIED. « Electroweak-boson production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV with ALICE ». Theses. Université Clermont Auvergne, sept. 2021. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03622933>.
- [22] R. P. FEYNMAN. « The behavior of hadron collisions at extreme energies ». In : *Conf. Proc. C* 690905 (1969), p. 237-258.

- [23] J. D. BJORKEN et Emmanuel A. PASCHOS. « Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon ». In : *Phys. Rev.* 185 (1969), p. 1975-1982. DOI : [10.1103/PhysRev.185.1975](https://doi.org/10.1103/PhysRev.185.1975).
- [24] Tie-Jiun HOU et al. « New CTEQ global analysis of quantum chromodynamics with high-precision data from the LHC ». In : *Phys. Rev. D* 103.1 (2021), p. 014013. DOI : [10.1103/PhysRevD.103.014013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.014013). arXiv : [1912.10053 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1912.10053).
- [25] J. J. AUBERT et al. « The ratio of the nucleon structure functions F_{2n} for iron and deuterium ». In : *Phys. Lett. B* 123 (1983), p. 275-278. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)90437-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90437-9).
- [26] Kari J. ESKOLA et al. « EPPS16 : Nuclear parton distributions with LHC data ». In : *Eur. Phys. J. C* 77.3 (2017), p. 163. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-4725-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4725-9). arXiv : [1612.05741 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1612.05741).
- [27] 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).
- [28] Alfred H. MUELLER et Jian-wei QIU. « Gluon Recombination and Shadowing at Small Values of x ». In : *Nucl. Phys. B* 268 (1986), p. 427-452. DOI : [10.1016/0550-3213\(86\)90164-1](https://doi.org/10.1016/0550-3213(86)90164-1).
- [29] Francois GELIS et al. « The Color Glass Condensate ». In : *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 60 (2010), p. 463-489. DOI : [10.1146/annurev.nucl.010909.083629](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.010909.083629). arXiv : [1002.0333 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1002.0333).
- [30] Jaroslav ADAM et al. « W and Z boson production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *JHEP* 02 (2017), p. 077. DOI : [10.1007/JHEP02\(2017\)077](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2017)077). arXiv : [1611.03002 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1611.03002).
- [31] Shreyasi ACHARYA et al. « Z-boson production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *JHEP* 09 (2020), p. 076. DOI : [10.1007/JHEP09\(2020\)076](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2020)076). arXiv : [2005.11126 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2005.11126).
- [32] « W^\pm -boson production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV and PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : (avr. 2022). arXiv : [2204.10640 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2204.10640).
- [33] S. ACHARYA et al. « Measurement of Z^0 -boson production at large rapidities in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *Phys. Lett. B* 780 (2018), p. 372-383. DOI : [10.1016/j.physletb.2018.03.010](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.03.010). arXiv : [1711.10753 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1711.10753).

- [34] J. E. AUGUSTIN et al. « Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation ». In : *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974), p. 1406-1408. DOI : [10.1103/PhysRevLett.33.1406](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1406).
- [35] J. J. AUBERT et al. « Experimental Observation of a Heavy Particle J ». In : *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974), p. 1404-1406. DOI : [10.1103/PhysRevLett.33.1404](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1404).
- [36] E. EICHTEN et al. « Spectrum of Charmed Quark-Antiquark Bound States. ». In : *Phys. Rev. Lett.* 36 (21 mai 1976), p. 1276-1276. DOI : [10.1103/PhysRevLett.36.1276](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.1276).
- [37] Louis KLUBERG et Helmut SATZ. « Color Deconfinement and Charmonium Production in Nuclear Collisions ». In : *Relativistic Heavy Ion Physics*. Sous la dir. de R. STOCK. 2010. DOI : [10.1007/978-3-642-01539-7_13](https://doi.org/10.1007/978-3-642-01539-7_13). arXiv : [0901.3831 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0901.3831).
- [38] F. HALZEN. « CVC for gluons and hadroproduction of quark flavours ». In : *Physics Letters B* 69.1 (1977), p. 105-108. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90144-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90144-7).
- [39] 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).
- [40] Chao-Hsi CHANG. « Hadronic Production of J/ψ Associated With a Gluon ». In : *Nucl. Phys. B* 172 (1980), p. 425-434. DOI : [10.1016/0550-3213\(80\)90175-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(80)90175-3).
- [41] 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).
- [42] Enrico FERMI. « On the theory of collisions between atoms and electrically charged particles ». In : *Nuovo Cim.* 2 (1925), p. 143-158. DOI : [10.1007/BF02961914](https://doi.org/10.1007/BF02961914). arXiv : [hep-th/0205086](https://arxiv.org/abs/hep-th/0205086).
- [43] C. F. von WEIZSACKER. « Radiation emitted in collisions of very fast electrons ». In : *Z. Phys.* 88 (1934), p. 612-625. DOI : [10.1007/BF01333110](https://doi.org/10.1007/BF01333110).

- [44] E. J. WILLIAMS. « Applications of the Method of Impact Parameter in Collisions ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 139.837 (1933), p. 163-186. ISSN : 09501207. URL : <http://www.jstor.org/stable/95954>.
- [45] F. KRAUSS, M. GREINER et G. SOFF. « Photon and gluon induced processes in relativistic heavy ion collisions ». In : *Prog. Part. Nucl. Phys.* 39 (1997), p. 503-564. DOI : [10.1016/S0146-6410\(97\)00049-5](https://doi.org/10.1016/S0146-6410(97)00049-5).
- [46] J. G. CONTRERAS. « Gluon shadowing at small x from coherent J/ψ photo-production data at energies available at the CERN Large Hadron Collider ». In : *Phys. Rev.* C96.1 (2017), p. 015203. DOI : [10.1103/PhysRevC.96.015203](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.015203). arXiv : [1610.03350 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1610.03350).
- [47] Nicolo CARTIGLIA. « Diffraction at HERA ». In : *24th Annual SLAC Summer Institute on Particle Physics : The Strong Interaction, From Hadrons to Protons*. Août 1996, p. 337-363. arXiv : [hep-ph/9703245](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9703245).
- [48] Amanda M. COOPER-SARKAR. « Low x physics at HERA ». In : *30th International Symposium on Multiparticle Dynamics*. Fév. 2001, p. 73-79. arXiv : [hep-ph/0102151](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0102151).
- [49] I. P. IVANOV, N. N. NIKOLAEV et A. A. SAVIN. « Diffractive vector meson production at HERA : From soft to hard QCD ». In : *Phys. Part. Nucl.* 37 (2006), p. 1-85. DOI : [10.1134/S1063779606010011](https://doi.org/10.1134/S1063779606010011). arXiv : [hep-ph/0501034 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0501034).
- [50] Betty ABELEV et al. « Coherent J/ψ photoproduction in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV ». In : *Phys. Lett.* B718 (2013), p. 1273-1283. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.11.059](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.11.059). arXiv : [1209.3715 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1209.3715).
- [51] Betty Bezverkhny ABELEV et al. « Exclusive J/ψ photoproduction off protons in ultra-peripheral p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *Phys. Rev. Lett.* 113.23 (2014), p. 232504. DOI : [10.1103/PhysRevLett.113.232504](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.232504). arXiv : [1406.7819 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1406.7819).
- [52] Jaroslav ADAM et al. « Coherent $\psi(2S)$ photo-production in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV ». In : *Phys. Lett. B* 751 (2015), p. 358-370. DOI : [10.1016/j.physletb.2015.10.040](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.10.040). arXiv : [1508.05076 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1508.05076).

- [53] Shreyasi ACHARYA et al. « Coherent J/ψ photoproduction at forward rapidity in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *Phys. Lett.* B798 (2019), p. 134926. DOI : [10.1016/j.physletb.2019.134926](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.134926). arXiv : [1904.06272 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1904.06272).
- [54] Shreyasi ACHARYA et al. « Coherent photoproduction of ρ^0 vector mesons in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *JHEP* 06 (2020), p. 035. DOI : [10.1007/JHEP06\(2020\)035](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2020)035). arXiv : [2002.10897 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2002.10897).
- [55] Shreyasi ACHARYA et al. *Coherent J/ψ and ψ' photoproduction at midrapidity in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*. Jan. 2021. arXiv : [2101.04577 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2101.04577).
- [56] Shreyasi ACHARYA et al. « Coherent J/ψ and ψ' photoproduction at midrapidity in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *Eur. Phys. J. C* 81.8 (2021), p. 712. DOI : [10.1140/epjc/s10052-021-09437-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09437-6). arXiv : [2101.04577 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2101.04577).
- [57] Shreyasi ACHARYA et al. « First measurement of the $|t|$ -dependence of coherent J/ψ photonuclear production ». In : *Phys. Lett. B* 817 (2021), p. 136280. DOI : [10.1016/j.physletb.2021.136280](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136280). arXiv : [2101.04623 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2101.04623).
- [58] C. ADLER et al. « Coherent rho0 production in ultraperipheral heavy ion collisions ». In : *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), p. 272302. DOI : [10.1103/PhysRevLett.89.272302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.272302). arXiv : [nucl-ex/0206004 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0206004).
- [59] B. I. ABELEV et al. « ρ^0 photoproduction in ultraperipheral relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ». In : *Phys. Rev. C* 77 (2008), p. 034910. DOI : [10.1103/PhysRevC.77.034910](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.034910). arXiv : [0712.3320 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/0712.3320).
- [60] S. AFANASIEV et al. « Photoproduction of J/ψ and of high mass e+e- in ultra-peripheral Au+Au collisions at $s^{**}(1/2) = 200$ -GeV ». In : *Phys. Lett.* B679 (2009), p. 321-329. DOI : [10.1016/j.physletb.2009.07.061](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.07.061). arXiv : [0903.2041 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/0903.2041).
- [61] A. J. BALTZ. « The Physics of Ultraperipheral Collisions at the LHC ». In : *Phys. Rept.* 458 (2008). Sous la dir. de G. BAUR et al., p. 1-171. DOI : [10.1016/j.physrep.2007.12.001](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.12.001). arXiv : [0706.3356 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/0706.3356).

- [62] Jaroslav ADAM et al. « Measurement of an excess in the yield of J/ψ at very low p_T in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV ». In : *Phys. Rev. Lett.* 116.22 (2016), p. 222301. DOI : [10.1103/PhysRevLett.116.222301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.222301). arXiv : [1509.08802 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1509.08802).
- [63] J. ADAM et al. « Observation of excess J/ψ yield at very low transverse momenta in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV ». In : *Phys. Rev. Lett.* 123.13 (2019), p. 132302. DOI : [10.1103/PhysRevLett.123.132302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.132302). arXiv : [1904.11658 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1904.11658).
- [64] M. B. GAY DUCATI et S. MARTINS. « J/Ψ photoproduction in peripheral AA collisions ». In : *Phys. Rev. D* 96.5 (2017), p. 056014. DOI : [10.1103/PhysRevD.96.056014](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.056014). arXiv : [1705.05053 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1705.05053).
- [65] Mariola KŁUSEK-GAWENDA et Antoni SZCZUREK. « Photoproduction of J/ψ mesons in peripheral and semicentral heavy ion collisions ». In : *Phys. Rev. C* 93 (4 avr. 2016), p. 044912. DOI : [10.1103/PhysRevC.93.044912](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.044912).
- [66] Jan CEPILA, Jesus Guillermo CONTRERAS et Michal KRELINA. « Coherent and incoherent J/ψ photonuclear production in an energy-dependent hot-spot model ». In : *Phys. Rev. C* 97.2 (2018), p. 024901. DOI : [10.1103/PhysRevC.97.024901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.024901). arXiv : [1711.01855 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1711.01855).
- [67] M. B. GAY DUCATI et S. MARTINS. « Heavy meson photoproduction in peripheral AA collisions ». In : *Phys. Rev. D* 97.11 (2018), p. 116013. DOI : [10.1103/PhysRevD.97.116013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.116013). arXiv : [1804.09836 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1804.09836).
- [68] W. ZHA et al. « Coherent J/ψ photoproduction in hadronic heavy-ion collisions ». In : *Phys. Rev. C* 97.4 (2018), p. 044910. DOI : [10.1103/PhysRevC.97.044910](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.044910). arXiv : [1705.01460 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/1705.01460).
- [69] Betty Bezverkhny ABELEV et al. « J/ψ production and nuclear effects in p-Pb collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *JHEP* 02 (2014), p. 073. DOI : [10.1007/JHEP02\(2014\)073](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2014)073). arXiv : [1308.6726 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1308.6726).
- [70] Jaroslav ADAM et al. « Rapidity and transverse-momentum dependence of the inclusive J/ψ nuclear modification factor in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *JHEP* 06 (2015), p. 055. DOI : [10.1007/JHEP06\(2015\)055](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2015)055). arXiv : [1503.07179 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1503.07179).

- [71] Shreyasi ACHARYA et al. « Inclusive J/ψ production at forward and backward rapidity in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV ». In : *JHEP* 07 (2018), p. 160. DOI : [10.1007/JHEP07\(2018\)160](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2018)160). arXiv : [1805.04381 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1805.04381).
- [72] Shreyasi ACHARYA et al. « Centrality dependence of J/ψ and $\psi(2S)$ production and nuclear modification in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV ». In : *JHEP* 02 (2021), p. 002. DOI : [10.1007/JHEP02\(2021\)002](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2021)002). arXiv : [2008.04806 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2008.04806).
- [73] Ivan VITEV. « Non-Abelian energy loss in cold nuclear matter ». In : *Phys. Rev. C* 75 (2007), p. 064906. DOI : [10.1103/PhysRevC.75.064906](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.064906). arXiv : [hep-ph/0703002](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0703002).
- [74] Rishi SHARMA et Ivan VITEV. « High transverse momentum quarkonium production and dissociation in heavy ion collisions ». In : *Phys. Rev. C* 87.4 (2013), p. 044905. DOI : [10.1103/PhysRevC.87.044905](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.87.044905). arXiv : [1203.0329 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1203.0329).
- [75] Francois ARLEO et Stephane PEIGNE. « Heavy-quarkonium suppression in p-A collisions from parton energy loss in cold QCD matter ». In : *JHEP* 03 (2013), p. 122. DOI : [10.1007/JHEP03\(2013\)122](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2013)122). arXiv : [1212.0434 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1212.0434).
- [76] François ARLEO et Stéphane PEIGNÉ. « Quarkonium suppression in heavy-ion collisions from coherent energy loss in cold nuclear matter ». In : *JHEP* 10 (2014), p. 073. DOI : [10.1007/JHEP10\(2014\)073](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2014)073). arXiv : [1407.5054 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1407.5054).
- [77] J. HÜFNER, Y. KURIHARA et H.J. PIRNER. « Gluon multiple scattering and the transverse momentum dependence of J/ψ production in nucleus-nucleus collisions ». In : *Physics Letters B* 215.2 (1988), p. 218-222. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(88\)91423-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)91423-2).
- [78] R ARNALDI et al. « J/ψ production in proton-nucleus collisions at 158 and 400 GeV ». In : *Phys. Lett. B* 706 (2012), p. 263-267. DOI : [10.1016/j.physletb.2011.11.042](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.11.042). arXiv : [1004.5523 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1004.5523).
- [79] E. G. FERREIRO et al. « Upsilon production in p(d)A collisions at RHIC and the LHC ». In : *Eur. Phys. J. C* 73 (2013), p. 2427. DOI : [10.1140/epjc/s10052-013-2427-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2427-5). arXiv : [1110.5047 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1110.5047).
- [80] Betty Bezverkhny ABELEV et al. « Centrality, rapidity and transverse momentum dependence of J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV ». In : *Phys. Lett. B* 734 (2014), p. 314-327. DOI : [10.1016/j.physletb.2014.05.064](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.05.064). arXiv : [1311.0214 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1311.0214).

- [81] Jaroslav ADAM et al. « Differential studies of inclusive J/ψ and $\psi(2S)$ production at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV ». In : *JHEP* 05 (2016), p. 179. DOI : [10.1007/JHEP05\(2016\)179](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2016)179). arXiv : [1506.08804 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1506.08804).
- [82] Jaroslav ADAM et al. « J/ψ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ». In : *Phys. Lett.* B766 (2017), p. 212-224. DOI : [10.1016/j.physletb.2016.12.064](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.12.064). arXiv : [1606.08197 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1606.08197).
- [83] Shreyasi ACHARYA et al. *Studies of J/ψ production at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*. 2019. arXiv : [1909.03158 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1909.03158).
- [84] T. MATSUI et H. SATZ. « J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation ». In : *Phys. Lett.* B178 (1986), p. 416-422. DOI : [10.1016/0370-2693\(86\)91404-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91404-8).
- [85] A. JAKOVAC et al. « Quarkonium correlators and spectral functions at zero and finite temperature ». In : *Phys. Rev. D* 75 (2007), p. 014506. DOI : [10.1103/PhysRevD.75.014506](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.014506). arXiv : [hep-lat/0611017](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0611017).
- [86] Alexander ROTHKOPF. « Heavy Quarkonium in Extreme Conditions ». In : *Phys. Rept.* 858 (2020), p. 1-117. DOI : [10.1016/j.physrep.2020.02.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.02.006). arXiv : [1912.02253 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1912.02253).
- [87] Robert L. THEWS, Martin SCHROEDTER et Johann RAFELSKI. « Enhanced J/ψ production in deconfined quark matter ». In : *Phys. Rev.* C63 (2001), p. 054905. DOI : [10.1103/PhysRevC.63.054905](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.63.054905). arXiv : [hep-ph/0007323 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0007323).
- [88] P. BRAUN-MUNZINGER et J. STACHEL. « (Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at J/ψ suppression ». In : *Phys. Lett.* B490 (2000), p. 196-202. DOI : [10.1016/S0370-2693\(00\)00991-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00991-6). arXiv : [nucl-th/0007059 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0007059).
- [89] Shreyasi ACHARYA et al. « Energy dependence of forward-rapidity J/ψ and $\psi(2S)$ production in pp collisions at the LHC ». In : *Eur. Phys. J. C* 77.6 (2017), p. 392. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-4940-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4940-4). arXiv : [1702.00557 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1702.00557).
- [90] Shreyasi ACHARYA et al. « Forward rapidity J/ψ production as a function of charged-particle multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ and 13 TeV ». In : *JHEP* 06 (2022), p. 015. DOI : [10.1007/JHEP06\(2022\)015](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2022)015). arXiv : [2112.09433 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2112.09433).

- [91] Oliver S. BRUNING et al. *LHC Design Report Vol.1 : The LHC Main Ring*. Juin 2004. DOI : [10.5170/CERN-2004-003-V-1](https://doi.org/10.5170/CERN-2004-003-V-1).
- [92] Ewa LOPIENSKA. « The CERN accelerator complex, layout in 2022. Complexe des accélérateurs du CERN en janvier 2022 ». In : (fév. 2022). General Photo. URL : <https://cds.cern.ch/record/2800984>.
- [93] CERN. *Chiffres clés du LHC*. URL : <https://home.cern/fr/resources/faqs/facts-and-figures-about-lhc> (visité le 14/06/2022).
- [94] K. AAMODT et al. « The ALICE experiment at the CERN LHC ». In : *JINST* 3 (2008), S08002. DOI : [10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002).
- [95] ALICE COLLABORATION. *3D ALICE Schematic - with Description*. URL : <https://alice-figure.web.cern.ch/node/3400> (visité le 14/06/2022).
- [96] ALICE COLLABORATION. *Dimuon Forward Spectrometer : Tracking Chambers*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/MuonTracking> (visité le 14/06/2022).
- [97] Manuel GUILTIÈRE. « 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 ». Theses. Ecole nationale supérieure Mines-Télécom Atlantique, oct. 2020. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03064980>.
- [98] ALICE COLLABORATION. « ALICE dimuon forward spectrometer : Technical Design Report ». In : Technical design report. ALICE (1999). URL : [http://cds.cern.ch/record/401974](https://cds.cern.ch/record/401974).
- [99] O. BUGNON. Presentation in Workshop. URL : https://indico.cern.ch/event/796503/contributions/3359823/attachments/1822060/2980665/MuonTrackingEfficiency_PbPb5TeV.pdf.
- [100] M. TANABASHI et al. « Review of Particle Physics ». In : *Phys. Rev. D* 98.3 (2018), p. 030001. DOI : [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001).
- [101] Shreyasi ACHARYA et al. *Inclusive quarkonium production in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV*. Sept. 2021. arXiv : [2109.15240 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2109.15240).
- [102] Michael L. MILLER et al. « Glauber modeling in high energy nuclear collisions ». In : *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57 (2007), p. 205-243. DOI : [10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020). arXiv : [nucl-ex/0701025](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0701025).

- [103] Shreyasi ACHARYA et al. *Centrality determination in heavy ion collisions*. Août 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2636623>.
- [104] Sizar AZIZ. « Z-boson and double charm production with ALICE at the LHC ». Theses. Université Paris-Saclay, sept. 2021. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03436024>.
- [105] René BRUN et al. *GEANT Detector Description and Simulation Tool*. Oct. 1994. DOI : [10.17181/CERN.MUHF.DMJ1](https://doi.org/10.17181/CERN.MUHF.DMJ1).
- [106] Chun Lu HUANG. « Inclusive J/ψ production in pp and Pb-Pb collisions at forward rapidity at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV in ALICE at the LHC ». Theses. Université Paris-Saclay, oct. 2020. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03101236>.
- [107] Wei SHI, Wangmei ZHA et Baoyi CHEN. « Charmonium Coherent Photoproduction and Hadroproduction with Effects of Quark Gluon Plasma ». In : *Phys. Lett. B* 777 (2018), p. 399-405. DOI : [10.1016/j.physletb.2017.12.055](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.12.055). arXiv : [1710.00332 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/1710.00332).
- [108] ALICE COLLABORATION. « Photoproduction of low- p_T J/ψ from peripheral to central Pb–Pb collisions at 5.02 TeV ». In : (2022). arXiv : [2204.10684v1 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2204.10684v1).
- [109] Xingbo ZHAO et Ralf RAPP. « Medium Modifications and Production of Charmonia at LHC ». In : *Nucl. Phys. A* 859 (2011), p. 114-125. DOI : [10.1016/j.nuclphysa.2011.05.001](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2011.05.001). arXiv : [1102.2194 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1102.2194).
- [110] Yun-peng LIU et al. « J/ψ Transverse Momentum Distribution in High Energy Nuclear Collisions at RHIC ». In : *Phys. Lett. B* 678 (2009), p. 72-76. DOI : [10.1016/j.physletb.2009.06.006](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.06.006). arXiv : [0901.2757 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/0901.2757).
- [111] Spencer R. KLEIN et al. « STARlight : A Monte Carlo simulation program for ultra-peripheral collisions of relativistic ions ». In : *Comput. Phys. Commun.* 212 (2017), p. 258-268. DOI : [10.1016/j.cpc.2016.10.016](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2016.10.016). arXiv : [1607.03838 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1607.03838).
- [112] V. GUZEY, M. STRIKMAN et M. ZHALOV. « Accessing transverse nucleon and gluon distributions in heavy nuclei using coherent vector meson photoproduction at high energies in ion ultraperipheral collisions ». In : *Phys. Rev. C* 95.2 (2017), p. 025204. DOI : [10.1103/PhysRevC.95.025204](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.025204). arXiv : [1611.05471 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1611.05471).

- [113] S van der MEER. *Calibration of the effective beam height in the ISR*. Rapp. tech. Geneva : CERN, 1968. URL : <http://cds.cern.ch/record/296752>.
- [114] Vladislav BALAGURA. « Notes on van der Meer Scan for Absolute Luminosity Measurement ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 654 (2011), p. 634-638. DOI : [10.1016/j.nima.2011.06.007](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.06.007). arXiv : [1103.1129 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1103.1129).
- [115] *ALICE luminosity determination for Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$* . Jan. 2021. URL : <https://cds.cern.ch/record/2749127>.
- [116] Roel AAIJ et al. « J/ψ photoproduction in Pb-Pb peripheral collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5 \text{ TeV}$ ». In : *Phys. Rev. C* 105.3 (2022), p. L032201. DOI : [10.1103/PhysRevC.105.L032201](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.105.L032201). arXiv : [2108.02681 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2108.02681).

Titre : Mesure de la production de J/ψ lors de collisions Pb–Pb à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV avec le spectro-mètre à muons de l'expérience ALICE-CERN.

Mot clés : ALICE, LHC, charmonia, collisions d'ions lourds, plasma de quarks et de gluons, photoproduction

Résumé : Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont un outil unique pour créer et étudier en laboratoire la matière hadronique à hautes températures et hautes densités d'énergie. D'après la QCD, un état déconfiné de la matière hadronique, le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP), devrait être créé à des températures excédant les 200 MeV. La production des états de charmonia (J/ψ et $\psi(2S)$) est l'une des multiples sondes étudiées pour accéder aux propriétés du QGP. En présence d'un milieu dense interagissant fortement, son taux de production est affecté par différents mécanismes variant avec l'énergie de la collision. De plus, la collaboration ALICE a rapporté en 2015 une première mesure d'un excès de J/ψ résidant à très basse impulsion transverse lors de collisions Pb–Pb à

$\sqrt{s} = 2.76$ TeV. La photoproduction cohérente fut proposée comme mécanisme sous-jacent, bien qu'inattendu lors de collisions dominées par les interactions hadroniques. Dans cette thèse, la production inclusive de J/ψ a été mesurée avec les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV à l'aide du spectromètre à muons de l'expérience ALICE. La mesure de son facteur de modification nucléaire (R_{AA}) a été étendue à l'ensemble des données correspondant à une luminosité intégrée record de $750 \mu b^{-1}$ et permettant une meilleure précision en centralité. Enfin, la section efficace de photoproduction cohérente a été extraite à partir d'un taux significativement supérieur à 5σ dans les collisions d'une centralité de 30-50%, 50-70% et 70-90%.

Title: Measurement of the J/ψ production in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV with the muon spectrometer of the ALICE-CERN experiment.

Keywords: ALICE, LHC, charmonia, heavy ion collisions, quark and gluon plasma, photoproduction

Abstract: Ultra-relativistic heavy ion collisions aim at creating and studying, in the laboratory, the hadronic matter at high temperature and energy density. According to the QCD, a deconfined state of partonic matter, the Quark-Gluon Plasma (QGP), should be created at temperatures exceeding 200 MeV. The production of charmonium states (J/ψ and $\psi(2S)$) is one of the various probes studied to access to the QGP properties. In the presence of a strongly interacting medium, its production rate is affected by different mechanisms varying with the energy of the collision. Also, the ALICE Collaboration reported in 2015 the first measurement of an excess in the yield of J/ψ at very low transverse momentum in

Pb–Pb collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV. The coherent photoproduction was proposed as the potential, although unexpected, underlying mechanism in collisions dominated by hadronic interactions. In this thesis, the inclusive J/ψ production was measured in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV with the muon spectrometer of the ALICE experiment . The measurement of its nuclear modification factor (R_{AA}) has been extended to the full data set corresponding to an integrated luminosity of $750 \mu b^{-1}$ and allowing for a better accuracy in centrality. Finally, the coherent photoproduction cross section has been extracted from a yield with a significance greater than 5σ in the 30-50%, 50-70% and 70-90% centrality ranges.