

Mesure de la production inclusive de J/psi en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ avec le détecteur ALICE

La chromodynamique quantique est la théorie de jauge utilisée pour décrire les interactions entre les quarks et les gluons, les briques fondamentales de la matière. Elle permet également d'étudier les différentes phases de la matière nucléaire. Lorsqu'une phase ou une transition de phase implique que les quarks et les gluons interagissent sur une grande échelle de distance, la QCD perturbative ne peut pas être appliquée. On peut alors utiliser la QCD sur réseau (IQCD pour «lattice QCD»), un traitement non perturbatif de la chromodynamique quantique. La QCD sur réseau est formulée sur un réseau discret de coordonnées spatio-temporelles et à faible densité de baryons. Elle permet l'extraction des variables thermodynamiques correspondantes aux différentes phases de la matière nucléaire (température, volume, etc) en utilisant la fonction de partition.

Dans l'approximation d'une masse infinie ($m_Q \rightarrow \infty$) et d'une température nulle le confinement des quarks et gluons (ils ne peuvent pas être isolés les uns des autres) peut être modélisé par un potentiel qui augmente linéairement avec la distance r entre un quark et un anti-quark. Pour étudier l'effet de l'augmentation de la température T , on devrait utiliser un paramètre d'ordre appelé la ligne Wilson (L) qui à température finie est liée à l'énergie libre (F) du système quark anti-quark. Pour de grandes séparations entre deux quarks, F est grand et $\langle L \rangle$ est égal à zéro pour $T < T_C$ (confinement), où T_C est la température critique. Lorsque la température est supérieure à T_C , l'énergie libre est finie et $\langle L \rangle$ est supérieur à zéro (déconfinement des quarks et gluons).

La température de transition T_C d'une matière confinée à une matière déconfinée n'a pas été déterminée avec précision, mais les résultats récents de la IQCD ont établi une valeur comprise entre 180 et 200 MeV. Dans cet intervalle, la densité d'énergie du système augmente à cause de la chaleur latente de déconfinement. Son augmentation est déterminée par le rapport entre les degrés de liberté d'un gaz de hadrons à ceux, beaucoup plus élevés, d'une matière formée de quarks et de gluons. La limite de Stefan-Boltzmann (SB) est définie comme une limite pour les particules sans masses et sans interactions et cette limite supérieure n'est jamais atteinte. L'état de matière déconfinée est connu comme le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP pour «Quark Gluon Plasma»). Dans ce nouvel état de matière, la restauration de la symétrie chirale peut avoir lieu.

L'ordre de la transition de phase est fortement dépendant de la masse des quarks. En raison de la faible masse des quarks u et d et de la masse plus importante du quark s , le point physique qui correspond aux masses physiques des quarks légers,

se trouve dans une région qui indique que la transition de phase est un rapide, mais lisse cross-over.

Une transition de phase de premier ordre est attendue à basse température et grande densité baryonique, mais il n'est pas clair à quel valeur elle aurait lieu puisque les calculs de la IQCD ne sont pas adaptés à ce régime. Il est prédit que les noyaux des objets stellaires compacts comme celui des étoiles à neutrons seraient l'endroit approprié pour trouver cet état de la matière (dense et à basse température). Si la densité baryonique est encore plus élevée, des analyses de couplage faible de la QCD indiquent que l'état fondamental de la QCD forme un condensat de paires de Cooper de quarks, comme un supraconducteur de couleur (SCC).

Le point critique dans le diagramme de phase de la QCD marque la fin de la transition de phase du premier ordre. Au-delà se trouve la région de transition de phase cross-over. Le diagramme de phase de la QCD nous indique que la matière nucléaire, à des conditions extrêmes de température et de densité, subit une transition de phase pour obtenir un état de quarks et de gluons déconfinés.

Aujourd'hui, en laboratoire, la seule façon de recréer de la matière à forte densité d'énergie est d'utiliser des collisions de noyaux lourds de grande énergie. Les collisions d'ions lourds ultrarelativistes peuvent reproduire le QGP à des températures élevées et des densités de baryons nettes (nombre de baryons moins nombre de anti-baryons) proches de zéro.

Le processus de collisions multiples nucléon-nucléon survenant entre deux noyaux permet de produire une grande quantité d'énergie dans une très petite région. C'est l'élément clé des collisions d'ions lourds à haute énergie qui permet d'atteindre le déconfinement des quarks et des gluons.

Au cours de ces collisions, les nucléons perdent une partie de leur énergie. À basse énergie, les nucléons sont arrêtés dans la région de la collision, donnant naissance à un état de haute densité baryonique. À très hautes énergies, les nucléons ont assez d'énergie pour poursuivre leurs trajectoires respectives et se déplacer loin du point d'interaction. L'énergie perdue est produite dans la région de la collision et permet de créer une densité de matière nucléaire de haute énergie avec une densité baryonique nette petite.

Si l'énergie de la collision est suffisamment élevée, le QGP peut être créé. Si le plasma atteint l'équilibre thermique, son évolution suivra les lois de la thermodynamique. Après la collision, le système s'étend dans l'espace et sa température diminue, ce qui donne lieu à une transition de phase vers un gaz de hadrons, l'hadronisation.

Donc, si le QGP est créé lors d'une collision de deux noyaux lourds, les détecteurs des expériences ne peuvent que mesurer les débris et les particules créées à

partir de cette collision hadronique après la phase d'hadronisation: une observation directe du QGP n'est donc pas possible.

En Novembre 1974, une résonance à $3,1 \text{ GeV}/c^2$ dans le spectre de masse invariante de deux muons de signe opposés a été observée dans des collisions proton-béryllium et électron-positron par deux groupes de recherche indépendants. La particule a été nommée J par le groupe de travail de l' AGS («Alternance Gradient Synchrotron») au Brookhaven National Laboratory (BNL) et ψ par la groupe de SPEAR («Stanford Positron Electron Asymmetric Rings») à l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC). Deux ans plus tard, les deux chefs de groupe de recherche (Ting et Richter) ont été récompensés par le prix Nobel pour leur découverte simultanée et la particule a été rebaptisée J/ψ .

Cette découverte n'était pas une découverte ordinaire. En effet, à cette époque, on pensait que la matière n'était composée que de trois quarks légers (u, d et s), des électrons et des muons. Peu de temps après la première observation de la nouvelle particule, il est devenu clair que le J/ψ contenait les quarks c prédits par le mécanisme de Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM). Ainsi, la découverte du J/ψ a permis la confirmation d'une nouvelle brique fondamentale pour la construction de la matière nucléaire.

Un quarkonium, qui est une particule composée d'un quark et d'un anti-quark lourds (c pour le charmonium ou b pour le bottomonium), a au moins trois échelles d'impulsion intrinsèques: la masse des quarks lourds m_Q ; la dynamique des quark et antiquark dans le référentiel de repos du quarkonium, qui est de l'ordre $m_Q v$, et l'énergie de liaison de la paire quark-antiquark, qui est de l'ordre $m_Q v^2$. Ici, v est la vitesse typique du quark ou antiquark dans le référentiel de repos du quarkonium. v^2 est à peu près égale à 0,3 pour le J/ψ .

Si un quarkonium est produit dans un procédé de diffusion dure, alors, en plus des échelles intrinsèques du quarkonium, l'échelle de diffusion dure d'impulsion p entre dans la description du processus de production. Dans la hadroproduction du quarkonium, p est habituellement de l'ordre de p_T .

La production de quarkonia peut être comprise en deux étapes: la production de paires quarks et anti-quarks, qui se produit à l'échelle p, et son évolution ultérieure dans le quarkonium. Cette dernière étape implique de plus petites échelles dynamiques $m_Q v$ et $m_Q v^2$. La première étape est calculable dans un développement en puissance de la constante de couplage de l'interaction forte, tandis que la deuxième étape suppose généralement un traitement non-perturbatif. Le terme de courte distance est souvent utilisé pour se référer à l'échelle p (échelle de distance $1/p$), tandis que le terme de longue distance se réfère aux échelles typiques de moment hadronic.

La séparation des effets perturbatifs et non-perturbatifs est connue comme la factorisation du processus de production des quarkonia.

Depuis la découverte des charmonia, de nombreux modèles ont été proposés pour décrire et prédire ses propriétés (distribution en p_T , polarisation, ...). Parmi les modèles proposés, on trouve l'approche de la QCD non relativiste, le modèle singlet de couleur et le modèle d'évaporation de couleur.

En 1986 le charmonium a été proposé pour être utilisé comme une sonde de la matière créée dans les collisions d'ions lourds à haute énergie. Si le QGP est créé, les quarks et les gluons déconfinés sont alors libres de se déplacer dans un volume de quelques fm^3 . Lorsque la température du QGP est supérieure à une température donnée dite de dissociation T_d , le charme et l'anti-charme sont écrantés par les partons (gluons et quarks) déconfinés et leur liaison est cassée. Cet effet est connu comme l'écrantage de Debye et conduit à la suppression de la production de charmonia produits lors des collisions d'ions lourds.

Les résultats quantitatifs peuvent être obtenus en résolvant l'équation de Schrödinger et en utilisant, comme potentiel, l'énergie libre de la paire de charme et anti-charme. De cette façon, l'énergie nécessaire pour séparer la paire de quarks diminue lorsque la température augmente, de même que la distance de séparation à laquelle la rupture de liaison a lieu. Ceci indique qu'avec l'augmentation de la température, l'écrantage de couleur dans le plasma de quarks et de gluons réduit la portée du potentiel. La température de dissociation est alors déterminée lorsque l'état lié disparaît.

Comme les différents états de charmonium (J/ψ , $\psi(2S)$, χ_C) ont des énergies de liaison différentes et compte tenu de la dépendance du rayon d'écrantage avec la température du milieu, il est alors naturel de penser que ces états ont des températures de dissociation différentes également. Une caractéristique essentielle de la suppression du J/ψ à cause du déconfinement est sa nature séquentielle: la dissociation affecte d'abord le J/ψ provenant de la décroissance du $\psi(2S)$, puis ceux du χ_C et enfin le J/ψ produit directement.

L'effet de la suppression de la production de charmonia peut également se manifester par une modification de l'impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$. L'effet basique d'un milieu nucléaire sur le p_T des processus durs est un élargissement du spectre en impulsion du parton incidente, ce qui à son tour conduit à un élargissement de la distribution de quantité de p_T du charmonia formé par des interactions durs de partons.

Cependant, lors de collisions d'ions lourds, la production de charmonia peut être affectée par d'autres effets que ceux du QGP :

- effets de l'état initial :
 - shadowing : comme les nucléons font partis d'un noyau atomique, les fonctions de distribution des partons des nucléons (PDF pour «Parton Distribution Function») sont modifiées par l'environnement nucléaire, ce qui implique que le PDF nucléaire est différent de la somme des PDF de ses nucléons;

- saturation de gluon: de façon équivalente au shadowing, le nombre de gluons dans la fonction d'onde d'un noyau de haute énergie est réduite par rapport à la simple addition du nombre de gluons des nucléons constituants ;
- effets de l'état final : correspondant à l'interaction de l'état de charmonium avec la question nucléaire environnante.
 - absorption nucléaire : une fois que le charmonium (ou son état pré-résonant) a été produit, il est susceptible d'interagir avec l'environnement nucléaire et d'être absorbé.
 - interaction avec des co-voyageurs: le charmonium peut aussi être détruit par la collision avec des particules produites lors de la collision, généralement appelées co-voyageurs.

Les mécanismes responsables de la modification de la production de charmonium en l'absence d'un PQG dans les collisions noyau-noyau sont appelés effets de Matière Nucléaire Froide (CNM pour « Cold Nuclear Matter »). Au LHC ces effets sont quantifiés par l'étude des collisions p-noyau, tout comme à RHIC, les collisions d-Au sont utilisées.

Dans un milieu formé par la superposition d'un grand nombre de collisions nucléon-nucléon (NN), comme un QGP, un quark de charme produit lors d'une collision NN peut, en principe, se lier également avec un quark anti-charme d'une autre collision NN. Cela peut conduire à la production de J/ψ par régénération, à condition que la densité de charme du milieu soit suffisamment élevée. Au LHC, le nombre de quarks de charme et anti-charme produits par collision central Plomb-Plomb est, environ, dix fois supérieur à celui du RHIC. Si la régénération a lieu, la suppression de la production de charmonia ne peut plus être considérée comme un thermomètre pour le QGP. Néanmoins, la régénération peut également avoir lieu même si aucun QGP n'est créé.

Dans ce qui suit, les modèles qui ont une composante de (ré)génération, et qui seront plus tard confrontés aux données expérimentales, sont décrits.

Le modèle Statistique suppose que le nombre total de quarks charmés reste constant jusqu'à l'étape d'hadronisation. Il suppose également l'équilibre thermique dans le QGP, du moins lorsque la température du milieu est proche de la température critique, et que l'hadronisation de quarks lourds a lieu près de la limite de phase, juste avant la formation du gaz de hadrons. La formation de hadrons avec des quarks de masse lourds est déterminée en utilisant des fonctions de pondération à partir d'un ensemble thermique. Comme le nombre de quarks charmés produits directement s'écarte de la valeur déterminée par l'équilibration chimique, un facteur est introduit par la contrainte de la conservation de charme. Le modèle a les paramètres suivants :

- caractéristiques du gel (freeze-out) chimique: température, potentiel baryochimique et volume correspondant à une unité de rapidité. Ces valeurs sont extraites des ajustements des données de la production de hadrons non-charmés.

- Section efficace de la production totale de charme dans les collisions pp: si aucun résultat expérimental n'est disponible, les calculs de la pQCD à l'ordre supérieur (NLO pour «Next to Leading Order») sont considérés. Cette valeur est utilisée pour calculer le nombre de paires charm-anticharm produites directement.

Les Modèles de Transport traitent de façon dynamique la production de J/ψ . Ces modèles permettent d'extraire des informations sur le milieu chaud et dense créé dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes. Les J/ψ ne sont pas, selon ces modèles, pleinement thermalisés avec le milieu et leur répartition dans l'espace des phases est traitée avec une équation de transport :

- dans le modèle de Zhao et al., une équation comprenant les composantes de dissociation et de formation est obtenue après intégration de l'équation de Boltzmann. L'énergie de liaison du charmonium est obtenue à partir des résultats de IQCD, assurant une hiérarchie réaliste entre l'état de base et des états excités.
- dans l'équation de transport de Liu et al., la composante de dissociation comprend deux fonctions d'étape, l'une d'elles est contrôlée par la température critique de la transition de phase de déconfinement et implique que la dissociation ne se produise que dans la phase QGP. La deuxième fonction d'étape se caractérise par une température de dissociation et indique que tout état charmonium ne peut survivre lorsque la température est plus élevée que la température de dissociation.

Finalement, le modèle appelé «Comovers plus recombinaison» considère une forte contribution du shadowing comme le seul effet d'état initial, ne suppose pas l'équilibre thermique de la matière créée dans la collision (la formation de QGP, comme un plasma à l'équilibre, n'est donc pas nécessaire) et considère une composante non négligeable d'absorption nucléaire. La recombinaison est incorporée en ajoutant un terme de gain proportionnel au carré de la densité de charme ouvert produite dans la collision.

Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) est le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules du monde. Il est situé dans un tunnel utilisé par le grand collisionneur d'électron-positron (LEP) sous la frontière de la France et de la Suisse, à une profondeur de 50 à 175 mètres. Le LHC a une circonférence de 27 kilomètres et héberge quatre grandes expériences. Parmi elles, ALICE (pour «A Large Ion Collider Experiment») est la seule expérience qui a été conçue et construite dans le but d'étudier des collisions d'ions lourds à haute énergie.

Les détecteurs de l'expérience ALICE peuvent être divisés en trois groupes :

- les détecteurs du tonneau central: les détecteurs décrits ici couvrent un angle de 45° à 135° par rapport à l'axe du faisceau et sont intégrés dans un aimant solénoïdal utilisé à l'origine par l'expérience L3 du LEP. De l'intérieur à l'extérieur, le tonneau contient le système de trajectographie interne (Inner Tracking System ou ITS), la chambre à projection temporelle (Time

Projection Chamber ou TPC), les détecteurs de temps de vol (Time Of Flight ou TOF), les détecteurs de rayonnement de transition (Transition Radiation Detector ou TRD), les détecteurs d'identifications des particules de hautes impulsions (High Momentum Particle IDentification ou HMPID), le spectromètre à photons (PHOTon Spectrometer ou PHOS) et le calorimètre électromagnétique (ElectroMagnetic Calorimeter ou EMCal). Chacun d'entre eux (à l'exception de HMPID, PHOS et EMCal) ont une couverture azimutale totale. Enfin, le détecteur ALICE de rayons cosmiques (ACORDE) est situé sur l'aimant L3;

- les détecteurs à l'avant : un groupe de petits détecteurs est situé aux petits angles pour la caractérisation globale des collisions et pour déclencher la prise des données : les calorimètres à zéro degré (Zero Degree Calorimeter ou ZDC), le détecteur de multiplicité de photons (Multiplicity Detector ou PMD), le détecteur de multiplicité à l'avant (Forward Multiplicity Detector ou FMD), les hodoscopes à scintillation (V0) et le détecteur de temps zéro (T0);
- le spectromètre à muons.

Le spectromètre à muons d'ALICE est localisé à l'avant. Il a été conçu pour étudier la famille des quarkonia, les mésons vecteurs de basses masses et la production de saveurs lourdes ouvertes. Il est composé de :

- l'absorbeur frontal : utilisé pour filtrer la quantité importante des hadrons produits dans les collisions d'ions, les matériaux choisis pour constituer l'absorbeur devaient remplir les conditions suivantes : avoir une petite longueur d'interaction pour absorber efficacement les hadrons tout en minimisant la diffusion multiple avec une grande longueur de radiation;
- le blindage du faisceau : il protège les chambres de particules produites à grandes rapidités. Il est composé de tungstène et de plomb, ce qui permet un absorbeur à faible coût. Il est également recouvert d'une couche d'acier inoxydable;
- le blindage arrière : il protège les chambres de déclenchement (trigger chamber ou MTR) du bruit de l'accélérateur. Celui-ci est proportionnel à la luminosité du faisceau et, est par conséquent, non négligeable pendant les collisions en pp.
- l'aimant dipolaire : il dévie les particules chargées et la reconstruction de leurs trajectoires permet de mesurer les charges et les impulsions des particules. La structure dipolaire est également utilisée comme support pour l'absorbeur frontal et le blindage du faisceau. Le champ magnétique est le long de l'axe X (horizontal, perpendiculaire à l'axe des faisceaux), de sorte que la déviation des particules est dans le plan YZ (vertical) ;
- le mur de fer : il absorbe les hadrons produits dans l'absorbeur frontal, il est composé d'une épaisseur de 1,2 m de fer correspondante à sept longueurs d'interaction ;
- les chambres de trajectographie: les 10 chambres proportionnelles, groupées par paires en 5 stations, sont responsables de la reconstruction de la trajectoire parcourue par les particules. Pourvues de plan de cathodes segmentées (Cathode Pad Chambers), elles peuvent être segmentées en fonction de la densité de particules qui est plus importante au centre des

chambres (la plus grande occupation du détecteur se trouve dans la région entourant le tube de faisceau) et diminue proportionnellement au rayon des chambres. Chaque chambre est composée d'un plan d'anode central avec les fils régulièrement espacés et parallèles au plan de déviation. Les pads en cuivre et or sont ensuite gravés directement sur la carte de circuit imprimé. Une trame interne de haute densité assure la rigidité et évite la diffusion multiple. Enfin un cadre extérieur est utilisé pour renforcer la rigidité de l'ensemble ;

- les chambres de déclenchement : elles font la sélection d'évènements contenant un ou deux muons. Les Chambres à Plaques Résistives (Resistive Plate Chamber ou RPC) ont été choisies par les expériences du LHC en tant que déclencheurs des muons. Ces détecteurs sont basés sur la technique des chambres à étincelles, où une particule chargée traversant un gaz plongé dans un champ électrique entre deux plaques métalliques et parallèles crée une étincelle. Un procédé de multiplication est alors créé, les électrons sont amenés à l'anode et les ions vers la cathode.

L'acceptance (A) et l'efficacité (ϵ) du spectromètre à muons est limité, donc le nombre de J/ψ reconstruits est une fraction de la quantité totale des J/ψ produits dans une collision. Afin de calculer un Facteur de Modification Nucléaire (R_{AA}), il faut déterminer une valeur de $A \times \epsilon$ qui est extraite des simulations. Donc, il faut vérifier l'exactitude avec laquelle les simulations reproduisent les données. Les différences observées sont utilisées pour établir les incertitudes systématiques.

Pour les collisions Pb-Pb en 2011, l'efficacité des chambres de trajectographie est de 81% dans l'intervalle en centralité 30-90%. Une baisse de 7% de l'efficacité a été mesurée pour les collisions les plus centrales à cause de la haute multiplicité. L'analyse des données est alors limitée à l'intervalle 30-90% en centralité lorsque les données sont comparées aux simulations, qui n'incluent pas une occupation réaliste des chambres. La simulation est basée sur une paramétrisation (un ajustement) des distributions cinématiques de muons.

L'efficacité a aussi été mesurée en fonction des 134 runs. L'efficacité est constante pour les 107 premières runs, mais après une chute de tension dans la chambre 8, il y a une première baisse de 6%. Après 16 runs, l'efficacité présente une seconde baisse de 7%, toujours en raison d'une chute de tension mais cette fois dans la chambre 10. Après 5 runs, ce dernier problème étant résolu, l'efficacité augmente de 6% pour les 6 derniers runs. En dépit de ces variations dans la configuration des runs, l'efficacité de reconstruction des simulations suit toujours la tendance des données, ce qui indique que les problèmes de tension décrits ci-dessus sont bien reproduits dans les simulations des conditions expérimentales. L'incertitude systématique liée à l'efficacité des chambres de trajectographie au niveau des muons est de 4% et a été estimée à 9% pour le J/ψ .

La comparaison de l'efficacité (données réelles et simulation) en fonction de p_T et de la rapidité montre qu'il n'y a pas un bon accord entre les deux ensembles de

données: des écarts entre 3 et 9% en fonction de p_T et entre 1 et 10% en fonction de la rapidité ont été mesurés. Pour le J/ψ et en fonction de p_T , l'incertitude systématique varie entre 9% à bas p_T et 7% à haut p_T .

Les études sur l'efficacité des chambres de trajectographie ont été effectuées durant une année de prise de données dans le spectromètre à muons d'ALICE :

- LHC10h : collisions Pb-Pb (Novembre-Décembre 2010).
- LHC11a : collisions pp (Mars 2011).
- LHC11h : collisions Pb-Pb (Novembre-Décembre 2011)

Il est intéressant d'étudier l'évolution en temps de l'efficacité. Pendant ces années, l'efficacité des chambres a varié d'une période à l'autre, sauf pour les chambres 1 et 2. L'efficacité était toujours meilleure au début de l'année, après l'arrêt de l'hiver une fois que les chambres aient été réparées. En particulier, une efficacité de 96% a été mesurée pour la chambre 3 en début d'année (LHC11a), tandis que pour les collisions Pb-Pb à la fin de la même année (LHC11h), cette valeur est tombée à 58%. Les chambres de la station 4 et 5 ont eu une mauvaise performance et leurs efficacités étaient toujours en dessous de 90%.

L'efficacité de trajectographie des données diffère de 3% de celle calculée à partir des simulations, et la différence est plus importante pour les chambres 3, 9 et 10. Ce résultat montre que lorsqu'une chambre est très endommagée, cela devient plus difficile de la reproduire dans les simulations.

La période de prise de données de LHC11h a été divisée en plusieurs périodes afin de connaître l'évolution des effets corrélés (Correlated Dead Area ou CDA). Pour la première période aucune correction n'a été nécessaire, le CDA (Elément de Détection 18 des chambres 7 et 8) apparaît à la fin de la seconde période, donc la correction globale est petite. Les périodes trois à six sont affectées par cette même CDA, mais à la fin de la période LHC11h il y a une augmentation du montant de la correction : à partir de 2% dans la sixième période jusqu'à 9% dans la dernière. La raison de cette augmentation est l'apparition d'une nouvelle CDA (Elément de Détection 25 de la station 5, comme dans LHC10h) qui apparaît à la fin de la septième période.

La même procédure a été réalisée à partir des simulations, avec des résultats similaires aux données réelles. La différence entre l'efficacité mesurée et l'efficacité corrigée dans la simulation est de 5%.

L'incertitude systématique à cause des effets corrélés est donc de 1% pour les muons et 2% pour les dimuons. L'incertitude systématique totale intégrée est de 11%.

Le Facteur de Modification Nucléaire de la production inclusive de J/ψ mesurée est de $R_{AA} = 0.574 \pm 0.010 \pm 0.089$. La mesure de R_{AA} vs N_{part} montre une claire suppression du J/ψ qui n'a pas de dépendance en centralité pour $N_{part} > 70$. La comparaison avec les résultats de PHENIX indique que pour les collisions les plus centrales, le R_{AA} mesuré par ALICE est environ trois fois plus large qu'à PHENIX.

La dépendance du R_{AA} en fonction de p_T montre que la suppression est plus importante de 50% à haut p_T qu'à petit p_T .

La dépendance du R_{AA} en fonction de y indique que le Facteur de Modification Nucléaire diminue de 30% en passant de $y = 2.5$ à $y = 4$. La comparaison avec le R_{AA} mesuré à rapidité central suggère une tendance à la baisse à grande rapidité.

La dépendance du R_{AA} en fonction de p_T pour différents intervalles en centralité présente une suppression qui augmente entre les petits et les grands p_T dans les collisions les plus centrales. Toutefois, ce comportement est moins prononcé pour l'intervalle en centralité intermédiaire et, pour les collisions périphériques, la différence entre petit et grand p_T n'est pas significative. Bien que la couverture en rapidité et les effets MNF peuvent jouer un rôle important, la différence entre les résultats d'ALICE et de PHENIX est évidente et est aussi un indicateur possible que la production du J/ψ à petit p_T est favorisée au LHC.

La dépendance de R_{AA} en fonction de N_{part} pour différents intervalles en p_T montre que pour le J/ψ à petit p_T ($0 < p_T < 2$ GeV/c), il n'y a pas de dépendance en centralité pour $N_{part} > 100$. Cette indépendance en centralité commence à disparaître quand le p_T du J/ψ augmente, et, pour les J/ψ de grands p_T ($5 < p_T < 8$ GeV/c), il y a une forte dépendance en centralité. En fait, la suppression pour les J/ψ de grands p_T quand $N_{part} > 150$ est plus importante que pour les J/ψ de bas p_T . La comparaison entre les résultats d'ALICE et de CMS pour les grands p_T , malgré la différence de couverture en rapidité et en p_T , donnent la même dépendance en centralité et la même suppression.

La dépendance de R_{AA} en fonction de N_{part} pour différents intervalles de rapidité présente une faible dépendance en centralité quand $N_{part} > 150$ et une suppression moins importante à valeur de rapidités plus petites, c'est à dire, à rapidités plus centrales.

Les résultats expérimentaux obtenus ont été comparés avec les modèles théoriques. Pour le Modèle de Hadronisation Statistique, il y a deux prédictions obtenues à partir de deux sections efficaces différentes de production totale de charme dans les collisions Pb-Pb. Les Modèles de Transport sont présentés comme des bandes où la limite inférieure (supérieure) est le résultat obtenu par les modèles avec (sans) shadowing. En considérant les grandes incertitudes liées à la section efficace de production totale de charme, les modèles reproduisent assez bien les données.

La dépendance en rapidité du R_{AA} a aussi été comparée avec les estimations de shadowing pour le Color Singlet Model à l'ordre dominant (Leading Order ou LO) et au Color Evaporation Model au NLO. Le shadowing est calculé avec les paramétrisations de nDSg et EPS09 des PDF nucléaires, respectivement. Pour nDSG (EPS09) les limites supérieures et inférieures correspondent à l'incertitude de l'échelle de factorisation (incertitude des nPDF). Dans les deux cas, selon les

modèles, l'effet du shadowing est plus faible aux rapidités plus élevées. Par conséquent, le R_{AA} corrigé du shadowing aux rapidités centrales présenteraient une suppression très petite voire nulle à cause des effets liés au PQG.

Pour la dépendance du R_{AA} en fonction de p_T , les Modèles de Transport indiquent que la contribution des J/ψ provenant de la régénération à bas p_T est de 25% et 50%, selon le modèle, et devient zéro à grand p_T . La contribution qui reste provient de la production initiale des J/ψ . Une différence importante entre les modèles est que, pour l'un d'eux, l'élément primordial domine la production de J/ψ sur l'ensemble de p_T et uniquement pour une impulsion transverse inférieure à 3 GeV/c il y a une recombinaison importante. Pour l'autre modèle, la production de J/ψ due à la recombinaison domine clairement pour $p_T < 2$ GeV/c et dépasse la production primordiale de 60% dans ce régime. Les deux modèles sous-estiment les données quand l'impulsion transverse est inférieure à 3 GeV/c.

Pour la dépendance du R_{AA} en fonction de p_T pour les différents intervalles en centralités, les Modèles de Transport indiquent que la contribution de la régénération est présente dans le régime de bas p_T , alors qu'elle disparaît à grande impulsion transverse. La différence entre les modèles provient de la contribution de la production provenant de la régénération en fonction de p_T : Liu et al. proposent 50% de recombinaison, alors que, Zhao et al. proposent 25%. Pour les collisions plus centrales, les deux modèles peuvent reproduire les données avec une impulsion transverse supérieure à 5 GeV/c alors qu'en-dessous de cette valeur, la prédiction de Liu et al. sous-estime systématiquement les mesures.

Pour la dépendance du R_{AA} en fonction de la centralité de la collision et l'impulsion transverse des J/ψ inférieur à 2 GeV/c, le premier Modèle de Transport (Liu et al.), indique que la contribution de la régénération (primaire) est dominante quand $N_{part} > 150$ ($N_{part} < 100$), néanmoins, la prédiction globale du modèle sous-estime les données. Dans le modèle de Zhao et al. la contribution due à la régénération est essentiellement constante quand $N_{part} > 50$, mais la partie plus importante vient de la production primaire. La contribution des J/ψ primaires atteint 90% pour les collisions plus périphériques. Ce modèle fournit une très bonne description des données quand le nombre des participants est inférieur à 170. Pour les J/ψ pour lesquels $2 < p_T < 5$ GeV/c, les deux modèles présentent une quantité similaire de contribution due à la régénération qui diminue jusqu'à s'annuler dans les collisions périphériques. La différence entre les prédictions dépend de la composante primaire: elle est plus grande dans les cas périphériques. Quand $5 < p_T < 8$ GeV/c, les deux modèles reproduisent les données indiquant que la contribution de J/ψ régénérée est négligeable (même dans les collisions les plus centrales). La différence est encore une fois la contribution de la production primaire dans les collisions les plus périphériques.

Pour la dépendance du R_{AA} en fonction de la rapidité, le modèle de Comovers plus Recombinaison présente une grande incertitude mais aussi une bonne description des données.

Finalement, la distribution $d^2\sigma/dydp_T$ a été étudiée pour trois intervalles en centralité : 0-20%, 20-40% and 40-90%. Dans le dernier intervalle en centralité et à bas p_T ($p_T < 0.5$ GeV/c) la distribution présente une augmentation ce qui diffère de la dépendance attendue dans le cas de la production hadronique du J/ψ . Ce comportement est dû à la photoproduction de J/ψ .

Les valeurs de $\langle p_T \rangle$ extraits indiquent une tendance à la baisse quand la centralité augmente. La dépendance du $\langle p_T \rangle$ du J/ψ en fonction de N_{part} mesurée par ALICE présentent une différence très importante par rapport à celle mesurée par l'expérience PHENIX en collisions Au-Au et Cu-Cu à plus basse énergie.