



## RAPPORT DE STAGE L3/MAG1

15 RUE GEORGES CLEMENCEAU - 91406 ORSAY

---

# Production du charmonium et du double charmonium dans des collisions proton-plomb à $\sqrt{s} = 8.16$ TeV avec le spectromètre à muon de ALICE

---



**ALICE**

MARIUS BERTRAND  
Le 17 Juillet 2019

*Tuteur* : LAURE MASSACRIER

11 Juin 2019 — 19 Juillet 2019

## Remerciements

Je tiens à remercier toutes les personnes ayant eu une part importante dans la réalisation de ce stage.

Je remercie avant tout **Laure MASSACRIER** qui fut pendant ces 6 semaines ma tutrice de stage. Je la remercie pour son temps mis à part pour moi, pour la progression qu'elle m'a aidée à acquérir, sa patience envers mes nombreuses questions et incompréhensions, mais aussi pour avoir accepté ma candidature au départ, afin que je puisse travailler dans son équipe.

C'est donc pour cela que je souhaite aussi remercier l'équipe, en particulier **Christophe SUIRE**, chef d'équipe, qui m'a donc autorisé à participer aux activités de l'équipe, ainsi que **Bruno ESPAGNON** le directeur adjoint du laboratoire. Les autres membres de l'équipe m'ayant été d'une grande aide je tiens à tous les remercier personnellement.

Premièrement, merci aux deux doctorants **Sizar AZIZ** et **Chun Lu HUANG** avec qui j'ai partagé la salle de travail et qui n'ont jamais hésité à m'aider lorsque j'avais un problème ou bien pour m'éclaircir sur certains points physiques. Et je remercie **Cynthia HADJIDAKIS** et **Zaïda CONESA-DEL-VALLE** qui de même ont pu m'aider quand j'en avais besoin dans certaines de mes questions. Je remercie encore l'équipe, pour la vie quotidienne du travail qui s'est très bien déroulée, et pour le plaisir que j'ai eu à venir travailler chaque matin.

Je remercie également les différentes organisations ayant contribué à la réalisation de mon stage, premièrement l'**IPN** m'ayant ouvert ses portes et me prêtant le matériel nécessaire à mon stage. Enfin, je remercie la collaboration **ALICE** pour m'avoir permis d'avoir un accès à ses données, mais aussi, pour le salaire qu'elle m'a permis d'obtenir. Aussi, je remercie le **CERN** pour m'avoir octroyé un compte informatique.

## Résumé

Il existe un état de la matière nucléaire dit déconfiné où les particules élémentaires contenues dans les nucléons sont mises à nus, cet état est appelé plasma de quarks-gluons. Cet état intéresse les scientifiques car il aurait existé quelques micro-secondes après le Big Bang. Au grand collisionneur de hadrons, en Suisse, nous sommes capables de faire collisionner des noyaux lourds assez puissamment pour reproduire ce fameux état. L'étude de ce plasma se fait - entre autre - grâce à l'étude d'une particule appelée  $J/\psi$ . La suppression de cette particule au sein de la collision permet de caractériser le plasma quarks-gluons. Dans ce stage, j'ai étudié la production de cette particule au sein des collisions proton-plomb. Dans ces collisions, le plasma n'est pas créé. Ce sont des collisions de référence qui nous permettent de comprendre la suppression "normale" des  $J/\psi$  par effets nucléaires froids (perte d'énergie, absorption nucléaire), qui peut se produire même en l'absence de QGP. Une des voies de désintégration de la particule est le canal dimuon. Les données que j'ai analysées sont celles du spectromètre à muons de l'expérience ALICE, expérience dédiée à l'étude du QGP au LHC. Ainsi, en essayant de reconstituer les paires de muons possibles, j'ai pu extraire le nombre de  $J/\psi$  produits, environ 356000, dans un lot de données contenant environ 70 millions d'événements. La suite du stage a consisté à chercher un signal beaucoup plus rare qui est la production du double  $J/\psi$ . En effet, dans mes résultats finaux j'ai trouvé un nombre de double  $J/\psi$  de  $8 \pm 6$ . La signification du signal est faible car la statistique collectée en collision pPb/Pbp à l'heure actuelle est encore assez limitée.

## Abstract

A deconfined phase of nuclear matter exists in which its elementary constituents can freely move instead of being bound in the nucleon. Such a state is called quark-gluon plasma. Scientists are interested in that phase because it should have existed at the beginning of the universe few micro-seconds after the Big Bang. The large hadron collider in Switzerland is able to make heavy nuclei collide at high energy enough to reach this state. One of the QGP experimental signature, among others, is the  $J/\psi$  particle suppression in medium. Throughout the internship, I studied this particle in the proton-lead collision. Those collisions are references to understand the  $J/\psi$  "normal" suppression by Cold Nuclear Matter effects (energy loss, nuclear absorption), which can occur even in absence of QGP formation. One of the decay channel of the particle is the dimuon channel and the data I analyzed are the one from the muon spectrometer of the ALICE experiment at the LHC. Hence, by pairing the opposite sign muons, I could highlight the  $J/\psi$  presence and the number of  $J/\psi$  reached about 356 000, in the data sample containing about 70 million events. The second part of the internship was dedicated to the search for a rare double  $J/\psi$  signal. Indeed, in my final results, I found that only  $8 \pm 6$   $J/\psi$  have been created. The signal significance is found to be small because of the scarce statistics collected in pPb/Pbp collisions so far.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>1</b>
<b>Résumés</b>	<b>2</b>
<b>Table des matières</b>	<b>3</b>
<b>1 Présentation du laboratoire et de l'équipe d'accueil</b>	<b>4</b>
<b>2 Présentation du sujet de stage</b>	<b>4</b>
2.1 Intérêt des charmonia pour l'étude du QGP et des effets nucléaires froids (CNM) . . . . .	4
2.2 Intérêt de la production double de $J/\psi$ pour comprendre les mécanismes de formation des charmonia . . . . .	5
<b>3 Outil d'analyse : Présentation du logiciel ROOT</b>	<b>5</b>
<b>4 Le détecteur ALICE au sein du LHC</b>	<b>6</b>
<b>5 Analyse de données et résultats</b>	<b>7</b>
5.1 Propriétés des événements, des muons et définition des variables cinématiques	7
Nombre de muons . . . . .	7
Charge . . . . .	8
Pseudo-rapacité et rapidité . . . . .	8
Impulsion transverse ( $p_T$ ) . . . . .	9
5.2 Analyse du charmonia $J/\psi$ . . . . .	9
Mettre en évidence sa production . . . . .	9
Extraction du signal . . . . .	10
Comparaison des résultats . . . . .	11
5.3 Analyse du double $J/\psi$ . . . . .	12
<b>6 Conclusions</b>	<b>14</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>15</b>
<b>Annexes</b>	<b>16</b>

# 1 Présentation du laboratoire et de l'équipe d'accueil

L'Institut de physique Nucléaire d'Orsay est un centre de recherche accueillant 350 employés étant chercheurs, ingénieurs ou bien personnels administratifs. L'IPNO est un laboratoire réputé, à envergure internationale grâce à la taille des projets qui y sont mis en place et des collaborations qu'il entretient avec de grands pôles scientifiques. Un de ces grands pôles est le CERN, c'est avec celui-ci, que collabore l'équipe dans laquelle j'ai été accueilli. Plus exactement, l'équipe est membre de la collaboration ALICE travaillant sur le détecteur éponyme. Actuellement, l'équipe de recherche est composée de 7 personnes. L'équipe de recherche travaille en étroite collaboration avec les ingénieurs du laboratoire sur les aspects techniques du projet ALICE dans lequel le laboratoire est engagé. Dirigée par Christophe SUIRE, elle est composée de quatre chercheurs CNRS permanents étant : lui même, Cynthia HADJIDAKIS, Zaïda CONESA-DEL-VALLE et Laure MASSACRIER qui fut ma tutrice pendant ce stage. Il y a aussi deux étudiants doctorants qui sont Sizar AZIZ et Chun Lu HUANG étant respectivement en première et deuxième année de thèse. Enfin Bruno ESPAGNON est professeur et directeur-adjoint du laboratoire. Tous travaillent sur le détecteur ALICE, que ce soit dans l'analyse des données ou bien pour s'occuper d'une partie du détecteur : le trajectographe du spectromètre à muons (que ce fut pour la conception de la première station du détecteur ou encore maintenant pour ses améliorations et son entretien).

## 2 Présentation du sujet de stage

L'expérience ALICE<sup>1</sup> est spécialisée dans l'étude du Plasma Quark Gluon (QGP), un état spécial où la matière nucléaire est déconfinée et où ses constituants subatomiques tels que les quarks et gluons (constituants élémentaires des protons et neutrons) peuvent évoluer quasi-librement. Cet état de la matière intéresse les chercheurs, car il serait apparu juste après le Big Bang avant qu'ensuite l'univers ne se refroidisse et que la matière ne se combine en formant des hadrons<sup>2</sup>.

### 2.1 Intérêts des charmonia<sup>3</sup> pour l'étude du QGP et des effets nucléaires froids<sup>4</sup>

Le QGP ne peut être produit en laboratoire que lors de collisions très énergétiques. Et les seules collisions permettant cela sont celles affrontant deux atomes lourds tels que le plomb ou le xénon. C'est pourquoi, ces collisions sont très importantes dans l'étude du QGP, elles permettent de mieux comprendre les propriétés de celui-ci en étudiant particulièrement la modification du taux de production du charmonia  $J/\psi$  (par rapport à sa production dans des collisions de référence). La suppression de cette particule est considérée comme la signature d'un état de QGP dans une collision. Les collisions p-p et p-Pb sont des collisions de références pour étudier les taux de production du charmonia  $J/\psi$  en l'absence de QGP. Dans les collisions p-Pb, le taux de production du  $J/\psi$  peut lui-aussi être modifié de

---

1. A Large Ion Collider Experiment

2. Particule composée de quarks, anti-quarks et gluons formant ainsi une particule "blanche" aux yeux de la chromo-dynamique quantique. On trouve dans cette classification : les neutrons, protons, pions,  $J/\psi$  ...

3. C'est un méson constitué de deux particules, l'une étant un quark charme (c) et l'autre, son anti-particule ( $\bar{c}$ ).

4. Cold Nuclear Matter effect

part la présence d'un noyau de Plomb (absorption nucléaire, perte d'énergie). Ces effets sont appelés effets nucléaires froids, et doivent être compris pour pouvoir interpréter les modifications du taux de production du  $J/\psi$  observées en collisions Pb-Pb qui sont dues à la fois aux effets nucléaires froids et au QGP. Et d'ailleurs, en présence de QGP, on a pu remarquer une suppression des  $J/\psi$  par rapport au nombre qu'il devrait y avoir. La suppression du  $J/\psi$  dans le QGP est due à un mécanisme appelé "écranage de couleur" au cours duquel l'état pré-résonant  $c\bar{c}$  se voit "écranter" par le grand nombre de charges de couleurs (les quarks et gluons) déconfinés dans le QGP, empêchant la formation d'un  $J/\psi$  à partir de cette paire  $c\bar{c}$ .

## 2.2 Intérêt de la production double de $J/\psi$ pour comprendre les mécanismes de formation des charmonia

Durant ce stage, nous nous sommes d'abord intéressés à la production de  $J/\psi$  dans les collisions p-Pb, afin d'étudier ensuite la production de double  $J/\psi$ . Les doubles  $J/\psi$  peuvent être produits soit par diffusion simple de partons<sup>5</sup> (SPS), ou par diffusion double de partons (DPS). Dans la diffusion simple de partons, un parton de chaque hadron entrant en collision est à l'origine de la production de deux  $J/\psi$  (voir figure 1 gauche). Lors de la diffusion double de partons, deux partons dans chaque hadron entrent en collision et sont à l'origine de la production de deux  $J/\psi$  (voir figure 1 droite). Étudier la double production de  $J/\psi$  à la fois dans les collisions pPb et pp nous permet d'en savoir plus sur les contributions relatives des processus SPS et DPS, par comparaison avec des prédictions théoriques.

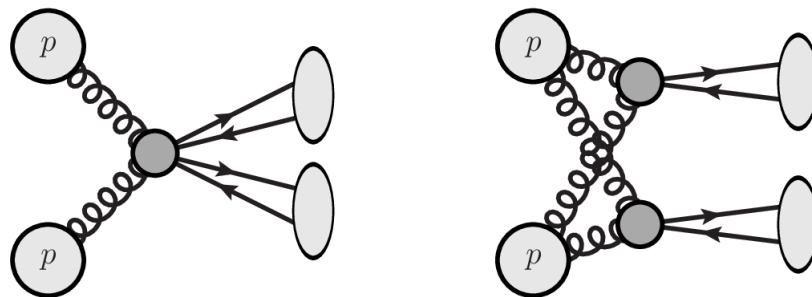


FIGURE 1 – Représentation schématique de la production double de  $J/\psi$  par le processus SPS (gauche) et DPS (droite)

## 3 Outil d'analyse : Présentation du logiciel ROOT

La première partie de ce stage a consisté à comprendre le fonctionnement du logiciel ROOT (1). Il fut conçu par des chercheurs du CERN et fonctionne sur la base du C++. Sa conception a été réfléchi afin de développer des outils pour l'analyse statistique de grands lots de données, telles que celles collectées dans les expériences du CERN. Dans le logiciel développé par la collaboration ALICE (alroot), les données de l'expérience sont sauvegardées dans un format ROOT. Afin de réaliser ce stage, les données de l'expérience ont été filtrées et sauvegarder dans des objets TTree (1), run<sup>6</sup> par run. Un TTree représente un jeu de données en colonnes. Souvent appelé arbre, il est une liste de colonnes, ou

5. Ce sont les particules qui constituent le noyau atomique, ce sont en fait les gluons et les quarks.

6. Un run est une période de prise de données pouvant aller de quelques minutes à plusieurs heures

bien branches, indépendantes représentées par la classe TBranch (1). À chaque branche est attribué automatiquement un tampon par ROOT. Il est ensuite rempli automatiquement jusqu'à la limite de stockage qu'on lui a attribué. Les variables d'une branche sont écrites dans ce même tampon dans ce que l'on nomme des feuilles. Dans chacune des feuilles, sont enregistrées par événements, les caractéristiques générales de la collision, et les propriétés des traces reconstruites. Ce peut, par exemple, être la liste des impulsions selon l'axe x de chaque particule détectée, ou encore le nombre de muons détectés etc. Le logiciel dispose d'une interface graphique. Chaque TTree est individuellement lisible graphiquement avec une commande appelée TBrowse (1). Mais on peut aussi (et c'est ce qu'on fera pour toute la suite) utiliser des macros C++ pour analyser les informations enregistrées dans l'ensemble des TTree, et afficher les résultats. ROOT possède des outils permettant de produire des histogrammes à partir des variables cinématiques enregistrées dans le TTree. Ainsi en abscisse, il est possible d'afficher la valeur de la variable et en ordonnée le nombre de fois que cette valeur a été obtenue. La commande permettant de sommer tous ces TTree est nommée TChain (1), elle rassemble en fait toutes les données de tous les TTree sélectionnés dans une structure similaire à celle du TTree. Une fois que toutes nos données sont disponibles ainsi, il ne reste plus qu'à les analyser. ROOT est déjà muni de plusieurs outils informatiques pour les analyses de physique. L'un dont je me suis beaucoup servi est TLorentzVector (1) dans lequel on peut stocker le 4-vecteur d'une particule choisie. Ce 4-vecteur est soit de la forme impulsion-énergie, soit de la forme position-temps. Quoiqu'il soit, à partir de celui-ci on peut calculer beaucoup de variables cinématiques directement comme la rapidité, la pseudo-rapidité<sup>7</sup>, la masse invariante de Lorentz (qui sera très importante pour tout les résultats qui suivront dans ce rapport) et beaucoup d'autres quantités physiques.

## 4 Le détecteur ALICE au sein du LHC

ALICE (2) est l'un des quatre détecteurs du LHC<sup>8</sup>, les autres étant CMS (3)(4), LHCb (5) et ATLAS (6). Le LHC est le plus puissant accélérateur de particules au monde. c'est un anneau de presque 27 km de circonférence, dans lequel des paquets de protons ou d'ions sont accélérés à une vitesse atteignant 11 245 tours par seconde. Les paquets de particules collisionnent environ toutes les 25 ns dans les expériences. C'est ainsi que le LHC produit un nombre incroyable de données et permet d'obtenir une grande statistique pour observer des événements rares. Le LHC fait collisionner des protons et des noyaux de plomb à des énergies  $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$  TeV<sup>9</sup>. La trajectoire circulaire des particules est maintenue grâce à des aimants supra-conducteurs très puissants refroidis à une température de 2 K. Une fois que la collision a eu lieu, les détecteurs d'ALICE reçoivent différentes informations quant à la nature des particules produites, leur énergie, impulsion, position etc. Ces informations, une fois analysées permettent d'accéder aux propriétés de la collision. ALICE est munie de plusieurs détecteurs différents ayant chacun un rôle contribuant à la diversité des particules détectées. On compte en tout 16 détecteurs voir (7). Le détecteur utilisé principalement pour l'analyse des données de ce stage, est le spectromètre à muons. Un schéma du plan du détecteur se trouve en annexe à la [Figure 11], on y voit le spectromètre à muons en question sur la droite avec le "Muon Filter", les "Tracking Chambers" et les "Trigger Chambers. Il est constitué d'un absorbeur, de cinq stations de trajectographie,

7. Ces deux termes de rapidité et pseudo-rapidité seront expliqués un peu plus loin

8. Large Hadron Collider

9. pour les collisions p-Pb que nous avons étudiées. Les collisions pp sont encore plus énergétiques, le LHC ayant la capacité de les faire collisionner jusqu'à  $\sqrt{s} = 14$  TeV

d'un aimant dipolaire, d'un filtre de fer, et de deux stations de déclenchement (voir [Figure 2]). Il permet la détection des muons.

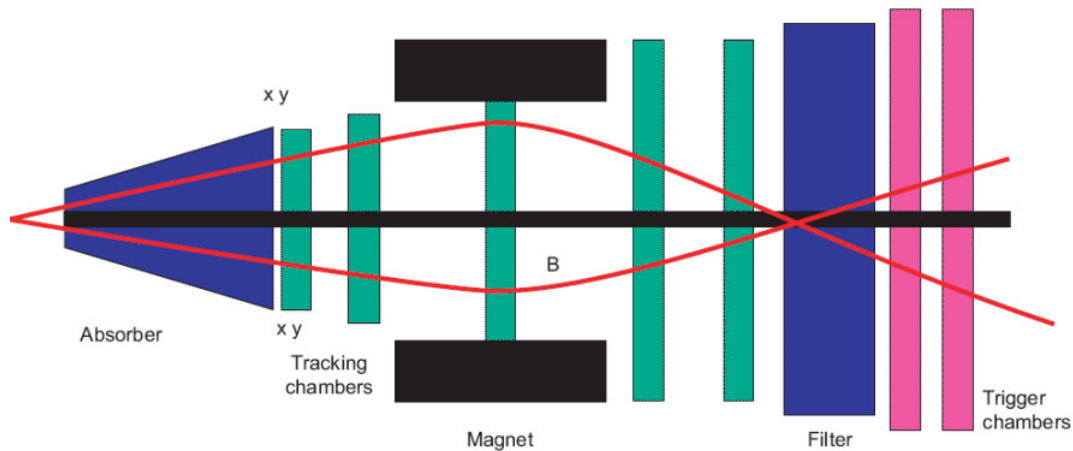


FIGURE 2 – Spectromètres à muon de l'expérience ALICE

Les données analysées dataient de 2016<sup>10</sup> et sont des collisions Proton-Plomb et Plomb-Proton que l'on notera respectivement pPb et Pbp. Dans les collisions pPb le faisceau de proton se déplace depuis le point d'interaction vers le spectromètre à muons, et inversement pour les Pbp. Le but de ce stage est d'étudier la production des charmonia  $J/\psi$  dans ces collisions. Le  $J/\psi$  n'étant pas détectable directement, car se désintégrant rapidement, on étudie ses produits de désintégration pour mesurer son taux de production. En effet, le  $J/\psi$  se désintègre environ une fois sur vingt en dimuon ( $\mu^- \mu^+$ ), ce qui permet d'observer, grâce à notre détecteur à muons, sa désintégration.

Ainsi, en menant une études sur l'ensemble des muons détectés j'ai pu m'intéresser à la production des charmonia. Il faut savoir que ce lot de données analysées contenait une centaine de runs qui sont eux même composés de parfois plus d'un million d'évènements. C'est donc grâce à cette multitude de données que l'on peut mettre en évidence des évènements rares comme par exemple la production de paires de  $J/\psi$  que nous étudierons aussi par la suite. Notons que les collisions de plomb ne se font qu'un mois dans l'année ce qui fait qu'il y a beaucoup moins de données que pour les collisions p-p.

## 5 Analyse de données et résultats

### 5.1 Propriétés des événements, des muons et définition des variables cinématiques

**Nombre de muons** On peut compter le nombre de muons détectés par collision. Afin d'avoir un lot de muons avec la plus grande pureté possibles, des coupures sont appliquées. Typiquement, les muons qui se trouvent sur le bord du spectromètre. La [Figure 3] montre le nombre de muons par événement avant et après filtrage des muons. Les coupure de "qualité" rejette une fraction importante des muons. Un programme m'a permis de voir que 72% des muons ont été gardés.

10. Période LHC16r et LHC16s



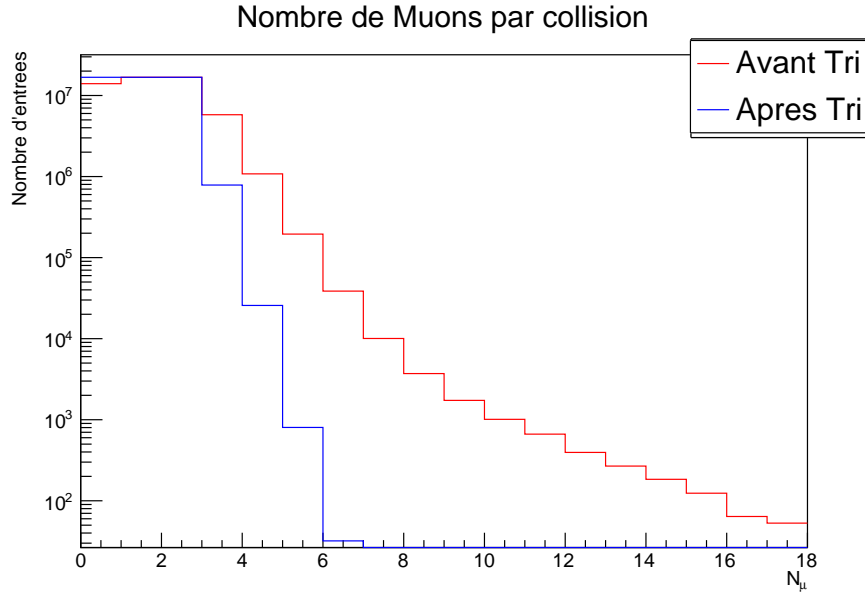


FIGURE 3 – Nombre de muons détectés par collision

**Charge** Grâce au champ magnétique dipolaire de spectromètre, on peut aussi déterminer la charge du muon.

La [Figure 4] montre le nombre de fois ou un muon négatif ou un anti-muon positif ont été détectés (après un premier filtrage des données). Les valeurs possibles sont soit 1 soit -1. Nous voyons ici qu'il y a approximativement autant de l'un que de l'autre.

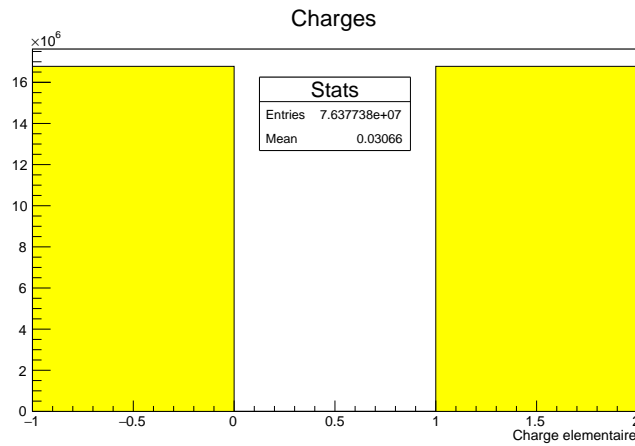


FIGURE 4 – Charge des muons détectés

**Pseudo-rapacité et rapidité** La pseudo-rapacité (8) est reliée à l'angle de propagation des particules, plus exactement  $\eta = \ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$  où  $\eta$  est la pseudo-rapacité et  $\theta$  l'angle polaire d'émission des particules, par rapport à l'axe du faisceau. Le spectromètre à muons couvrant les angles compris entre environ 2 et 9 degrés, son acceptation en pseudo-rapacité est de  $-4 < \eta < -2.5$ <sup>11</sup>. Afin d'éliminer les muons sur les bords de l'acceptance, une coupure stricte est appliquée sur la pseudo-rapacité entre ces deux valeurs, comme confirmé par

11. La pseudo-rapacité est par convention négative pour le spectromètre à muons

la [Figure 5a]. La rapidité (8) est définie par  $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$ . Dans la limite relativiste, pour des vitesses proches de la vitesse de la lumière, et pour lesquelles la masse d'une particule devient négligeable, la pseudo-rapidité devient équivalente à la rapidité, voir [Figure 5b]. L'avantage de la pseudo-rapidité par rapport à la rapidité est qu'elle peut être mesurée même quand la masse et l'impulsion de la particule ne sont pas connues. En physique des collisionneurs de hadrons, la rapidité ou la pseudo-rapidité est préférée par rapport à l'angle polaire, puisque la production de particule est une fonction constante de la rapidité, et parce que les différences de rapidités et de pseudo-rapidités sont des invariants de Lorentz. Une mesure de la différence de rapidité de particules ne dépend donc pas du référentiel choisi, tel que le référentiel du centre de masse ou le référentiel de repos d'une particule.

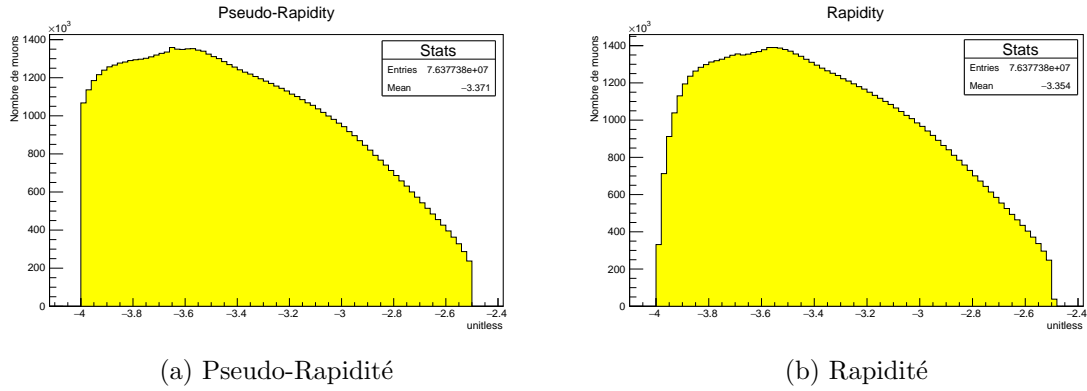


FIGURE 5 – Pseudo-rapidité et rapidité des muons

**Impulsion transverse ( $p_T$ )** Lors de la collision les faisceaux de particules arrivent face à face suivant l'axe que nous appellerons toujours  $z$ . Dans les collisions dites "dures", les particules seront émises loin de la direction initiale du faisceau. Ces événements sont intéressants car ils sont le signe qu'une collision "dure" s'est produite entre deux partons des protons ou noyaux initiaux. Afin d'étudier le mouvement des particules produites dans le plan transverse à l'axe du faisceau, on introduit  $p_T$  l'impulsion transverse (8), définie comme  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ . La [Figure 6] montre la distribution en impulsion transverse des muons détectés, dans tous les événements analysés.

## 5.2 Analyse du charmonia $J/\psi$

**Mettre en évidence sa production** Comme nous l'avons déjà dit, le  $J/\psi$  n'est pas directement détectable. Il possède plusieurs canaux de désintégration, principalement de hadrons (à 87.7%) ou bien -celui qui nous intéresse- en dimuon (6%), les autres étant beaucoup moins courants. Ainsi, nous allons combiner toutes les paires de muons de signes opposés, dans chaque événement afin de reconstituer tous les dimuons possibles. Ensuite nous calculons la masse invariante de Lorentz des dimuons :

$$M_{\mu^+\mu^-} = \sqrt{\left(\frac{E_{\mu^+\mu^-}}{c^2}\right)^2 - \left(\frac{\vec{p}_{\mu^+\mu^-}}{c}\right)^2}$$

Le résultat est affiché ci-dessous en [Figure 7a].

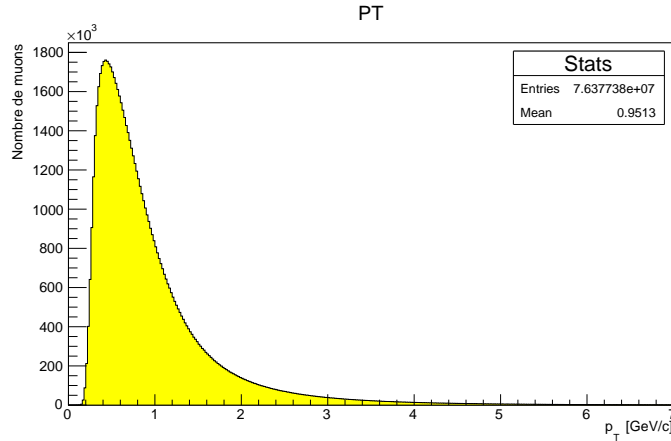
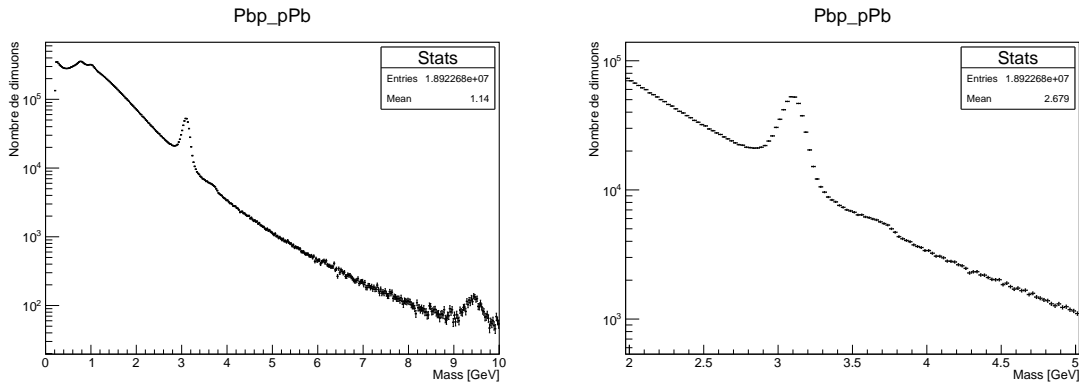


FIGURE 6 – Impulsion transverse des muons



(a) Graph de 0 à 10

(b) Graph de 2 à 5

FIGURE 7 – Masse des différents dimuons

On distingue plusieurs pics dans le spectre en masse. Chaque pic correspond à une particule se désintégrant en dimuon. On voit aussi un continuum dans le spectre en masse. C'est le bruit de fond. Il provient essentiellement de la désintégration non corrélée de pions et kaons émettant chacun un muon. Mais ce qui nous intéressera ici sont évidemment les pics qui correspondent à du signal. On voit donc 5 pics sur ce graphique, correspondant aux particules suivantes :

1.  $M \sim 0.78 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow \rho(770)$  et  $\omega(782)$  (constitués de  $u, d, \bar{u}$  et  $\bar{d}$ )
2.  $M \sim 1.01 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow \phi(1020) s\bar{s}$
3.  $M \sim 3.09 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow J/\psi(1S) c\bar{c}$
4.  $M \sim 3.70 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow \psi(2S) c\bar{c}$
5.  $M \sim 9.46 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow \Upsilon(1S) b\bar{b}$

Mais les deux qui nous intéresseront ici sont  $J/\psi(1S)$  car c'est lui que nous étudions et  $\psi(2S)$  car il influe sur les taux de comptage étant proche du  $J/\psi$  en masse.

**Extraction du signal** Nous aimerions à présent savoir le taux de production du  $J/\psi$  et donc soustraire le bruit de fond et la contribution du  $\psi(2S)$ . Pour cela on modélise le bruit de fond par une gaussienne à largeur variable de la forme qui suit :  $a \cdot \exp(-\frac{(x-b)^2}{2\sigma^2(x)})$  où  $\sigma(x) = c + d(\frac{x-b}{b}) + e(\frac{x-b}{b})^2$  et (a,b,c,d,e) sont des paramètres libres de l'ajustement qui sont

décrits par une fonction appelée Crystal Ball. Les paramètres d'une telle fonction sont : la masse de la particule, la largeur sigma de la résonance puis quatre autres paramètres fixés à l'avance. Les paramètres du signal  $\psi(2S)$  sont reliés à ceux du  $J/\psi$ , hormis sa normalisation. La Masse du  $\psi(2S)$  est fixée à la somme de la masse du  $J/\psi$  et de la différence en masse entre le  $J/\psi$  et  $\psi(2S)$  donnée dans le PDG [(9)]. La largeur du  $\psi(2S)$  est de 1.01 fois celle du  $J/\psi$ . Et les valeurs des queues de distribution du  $\psi(2S)$  sont les mêmes que pour le  $J/\psi$ . L'ajustement total du bruit de fond et des signaux se fait avec 13 paramètres dont 9 libres. Afin d'obtenir une convergence facilement, l'ajustement est réalisé en deux temps. D'abord on trouve les paramètres du bruit de fond en étudiant les intervalles en dehors des pics puis ensuite on insère ces paramètres dans l'ajustement total. Une fois que l'ajustement converge, il ne faut plus que calculer l'intégrale des signaux afin de savoir combien de  $J/\psi$  ou de  $\psi$  ont été produits. Voici les deux graphiques obtenus ci-dessous [FIGURE 8]. J'ai étudié pour les collisions Pbp puis pPb séparément afin de comparer mes résultats à ceux de la note d'analyse ALICE, dans laquelle la même étude a été réalisée par un autre groupe de chercheurs (10).

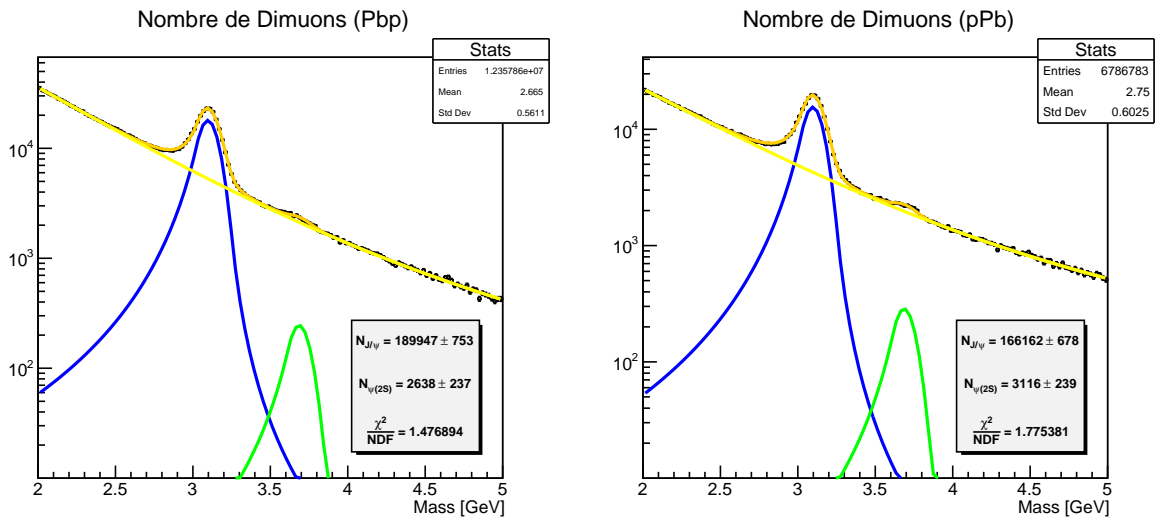


FIGURE 8 – Ajustement des spectres en masse invariante pour les collisions Pbp (gauche) et pPb (droite)

**Comparaison des résultats** Pour pouvoir comparer les résultats il faut connaître le nombres d'évènements analysés dans chacune des analyses indépendantes. Car, bien qu'ayant le même lot de données, voici donc dans ce tableau les différentes valeurs qui vont permettre de comparer les résultats :

Analyse	Pb-p		p-Pb	
	Cette analyse	Note d'analyse	Cette analyse	Note d'analyse
$N_{J/\psi}$	$189\,947 \pm 753$	$251\,788 \pm 8\,533$	$166\,162 \pm 678$	$167\,455 \pm 5\,196$
$N_{\psi(2S)}$	$2\,638 \pm 237$	$3\,688 \pm 337$	$3\,116 \pm 239$	$3\,052 \pm 256$
Nombre d'évènements	$53\,321\,264$	$72\,300\,000$	$25\,112\,770$	$25\,800\,000$
$J/\psi$ par évènement	$(3.56 \pm 0.01)e-3$	$(3.48 \pm 0.12)e-3$	$(6.62 \pm 0.03)e-3$	$(6.49 \pm 0.20)e-3$
$\psi(2S)$ par évènement	$(4.95 \pm 0.44)e-5$	$(5.10 \pm 0.47)e-5$	$(1.24 \pm 0.10)e-4$	$(1.18 \pm 0.09)e-4$

Les taux sont calculés en divisant le nombre de particules ( $J/\psi$  ou  $\psi(2S)$ ) par le nombre d'évènements. On voit ainsi que l'écart relatif entre nos données et celles de la note d'analyse est assez faible, ce qui permet donc de confirmer ce résultat. En effet, les deux valeurs obtenues pour le nombre de  $J/\psi$  par évènement est bien inclu dans l'erreur systématique de la note d'analyse. De plus, la qualité de l'ajustement réalisé est confirmée par la valeur proche de 1 du  $\frac{\chi^2}{NDF}$ . Concernant les paramètres obtenus par l'ajustement, il serait intéressant de s'arrêter sur quelques-uns d'entre eux. Par exemple nous avons obtenu une masse pour le  $J/\psi$  de  $3096.46 \pm 0.30$  MeV en collision Pb-p et de  $3096.25 \pm 0.32$  MeV pour le p-Pb. Ces valeurs sont proches des valeurs mesurées référencées dans le PDG (9)  $3096.916 \pm 0.011$  MeV. De même, on trouve que la largeur sigma du pic  $J/\psi$  vaut  $70.13 \pm 0.32$  MeV en Pb-p et  $71.04 \pm 0.33$  MeV en p-Pb, comme entendu d'après la résolution de l'appareillage.

### 5.3 Analyse du double $J/\psi$

A présent, nous allons essayer de trouver au sein de chaque collision si un double  $J/\psi$  a été créé. Pour cela il a donc fallu premièrement ne sélectionner que les évènements comptant au moins quatre muons. Et parmi ces muons, deux au moins doivent être positifs ainsi qu'au moins deux négatifs afin de pouvoir reconstruire les dimuons. Ensuite, on constitue une liste de tous les dimuons de signes opposés possibles au sein d'une seule collision. On retire après tous ceux qui ont peu de chance d'être un  $J/\psi$  en effectuant une coupure sur la masse et ne gardant que ceux compris entre 2.8 et 3.4  $GeV/c^2$ . De même on enlève les dimuons dont la rapidité n'est pas comprise entre -4 et -2.5. Puis enfin, si il en reste au moins deux, on s'assure que les dimuons sont compatibles entre eux, c'est à dire qu'aucun muon n'est utilisé deux fois dans deux dimuons différents. Quand deux dimuons sont compatibles, on appelle  $(\mu^+\mu^-)_1$  le premier dimuon, celui qui aura le plus petit  $p_T$  et  $(\mu^+\mu^-)_2$  l'autre dimuon. Une fois que ceci a été fait pour toute les données, nous traçons dans un histogramme à 2 dimensions la masse du premier dimuon en fonction de celle du deuxième [Figure 9 à gauche], pour ensuite projeter le nombre de dimuons  $(\mu^+\mu^-)_1$  dans un histogramme à une dimension selon la masse du deuxième dimuon  $(\mu^+\mu^-)_2$  [Figure 9 à droite].

On peut voir un pic comme on s'attendait à 3,1 GeV environ. Mais comme on peut le remarquer, il y a très peu de données, la double production de  $J/\psi$  étant un phénomène très rare. On peut tout de même essayer d'ajuster les points comme on l'a précédemment fait avec les  $J/\psi$  simples. On modélise donc les doubles  $J/\psi$  avec une Crystal Ball et pour ce qui est du bruit de fond, nous essaierons 3 manières de le modéliser [Figure 10] : En

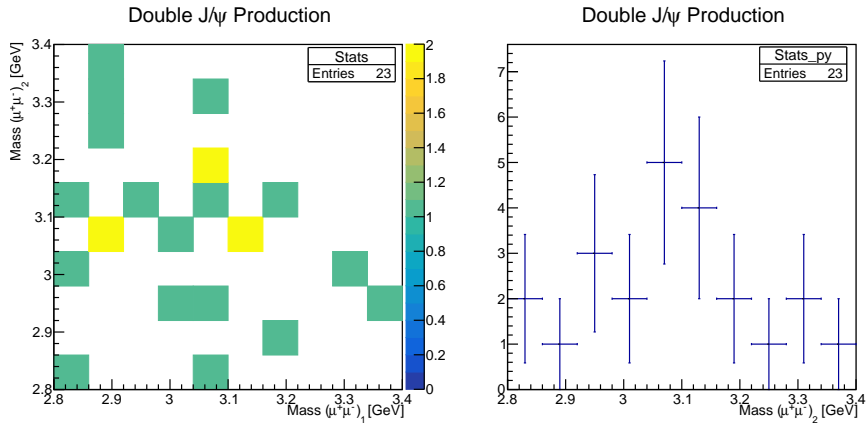


FIGURE 9 – Mass de  $(\mu^+\mu^-)_1$  en fonction de la masse de  $(\mu^+\mu^-)_2$  (gauche). Projection du nombre de  $(\mu^+\mu^-)_1$  en fonction de la masse de  $(\mu^+\mu^-)_2$  (droite). La taille des intervalles en masse est de  $60 \text{ MeV}/c^2$

le négligeant dans un premier temps, avec une régression linéaire puis une exponentielle décroissante.

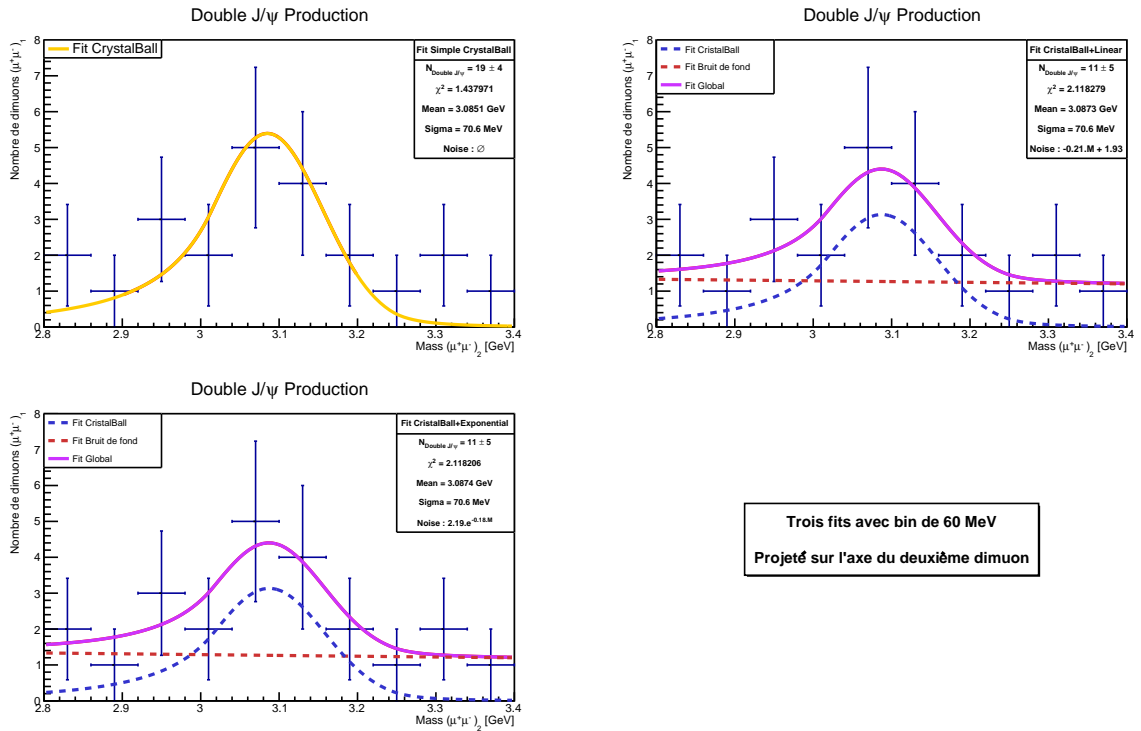


FIGURE 10 – Ajustement du signal double  $J/\psi$

Les résultats des trois ajustements sont compatibles dans les barres d'erreurs statistiques. On remarque que la signification du signal double  $J/\psi$  est faible, car le nombre obtenu n'est pas loin d'être compatible avec zéro dans les barres d'erreurs des ajustements où le bruit de fond est pris en compte. Nous sommes actuellement limités par la trop faible statistique pour extraire le signal. Pour confirmer ces résultats on peut essayer de projeter le nombre de  $(\mu^+\mu^-)_2$  selon la masse du  $(\mu^+\mu^-)_1$  [Figure 12], ou encore on peut modifier la taille

choisie pour l'échantillonnage de la masse (de  $60 \text{ MeV}/c^2$  à  $50 \text{ MeV}/c^2$ ) voir [Figure 13].

## 6 Conclusions

J'ai étudié la production simple et double de  $J/\psi$  dans les collisions pPb et Pb, collectée dans l'expérience ALICE. Le but de ces études est de chercher à comprendre un peu mieux les mécanismes de production des charmonia. Il a été intéressant de constater que nos résultats concordaient bien à ceux de la note d'analyse (10). Pour ce qui est de la suite sur les doubles  $J/\psi$  une plus grande statistique aurait aidé à confirmer les résultats.

Ce stage m'a permis de découvrir une partie du monde de la physique des particules pour la première fois, et il vient bien confirmer que c'est ce que je souhaite faire dans la suite. Ce stage a vraiment été une très bonne expérience y compris sur le plan professionnel, j'ai pu ainsi connaître ce monde que j'ai beaucoup apprécié, et dans lequel je me suis épanoui durant ces quelques semaines. Je referai sans hésiter un stage de ce genre aussitôt que je le pourrai.

## Bibliographie

- [1] “A root guide for beginners.” [Online]. Available : <https://d35c7d8c.web.cern.ch/sites/d35c7d8c.web.cern.ch/files/ROOT5Primer.pdf>
- [2] C. Fabjan and J. Schukraft, “The Story of ALICE : Building the dedicated heavy ion detector at LHC,” in *'The Large Hadron Collider : A marvel technology', EPFL-Press Lausanne, Switzerland, 2009 (Editor : L. Evans), chapter 5.4, 2011.*
- [3] G. L. Bayatian *et al.*, “CMS Physics : Technical Design Report, volume I : Detector performance and software,” 2006.
- [4] —, “CMS technical design report, volume II : Physics performance,” *J. Phys.*, vol. G34, no. 6, pp. 995–1579, 2007.
- [5] S. Amato *et al.*, “LHCb technical proposal,” 1998.
- [6] G. Aad *et al.*, “Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics,” 2009.
- [7] K. Aamodt *et al.*, “The ALICE experiment at the CERN LHC,” *JINST*, vol. 3, p. S08002, 2008.
- [8] R. Sahoo, “Relativistic Kinematics,” 2016.
- [9] C. Patrignani *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Chin. Phys.*, vol. C40, no. 10, p. 100001, 2016.
- [10] B. E. R. Arnaldi, L. Micheletti, “Inclusive  $j/\psi$  production in p-pb collisions as  $\sqrt{s_{NN}}=8.16$  tev,” 2018.



## Annexes

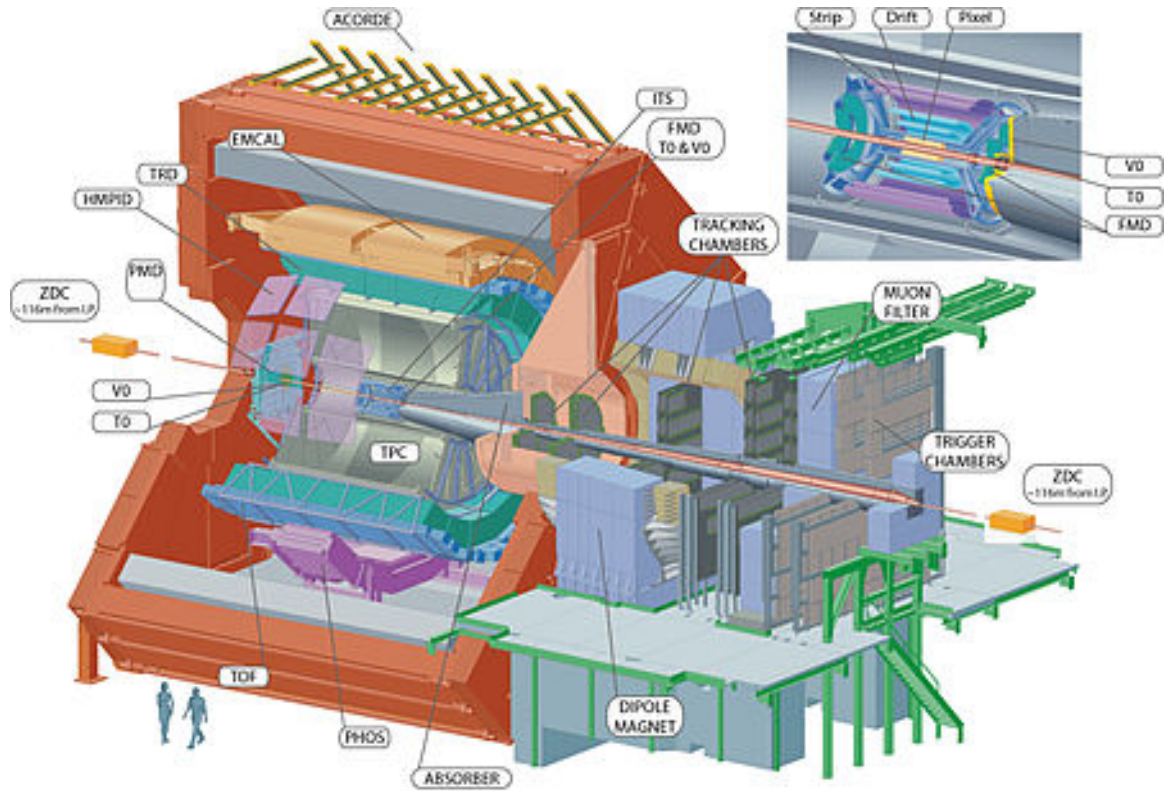


FIGURE 11 – Schéma du détecteur d'ALICE au CERN

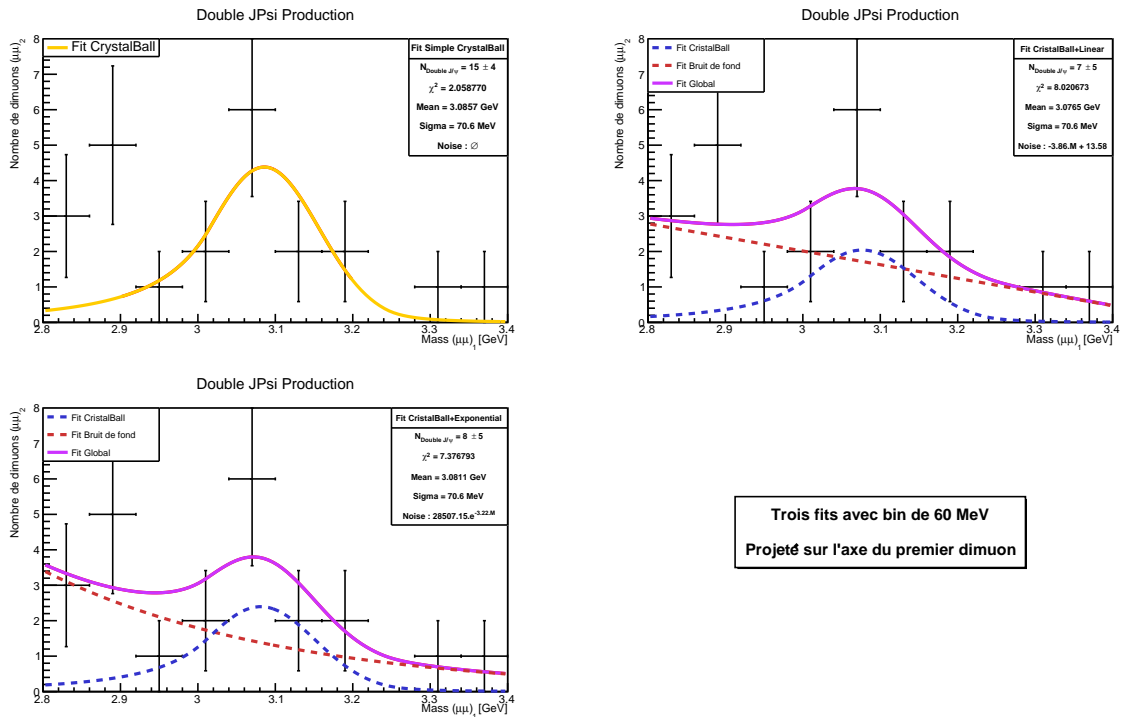


FIGURE 12 – Ajustement du signal double  $J/\psi$  (échantillonnage en masse de  $60 \text{ MeV}/c^2$ ). Projection selon la masse du  $(\mu^+\mu^-)_1$

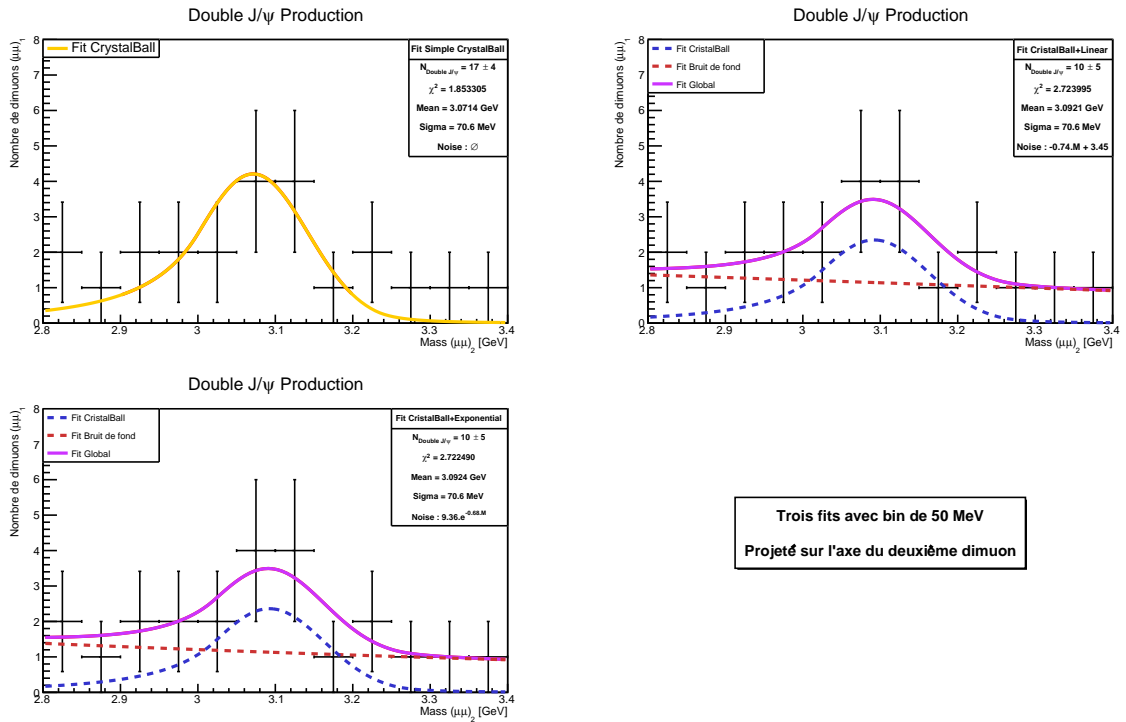


FIGURE 13 – Ajustement du signal double  $J/\psi$  (échantillonnage en masse de  $50 \text{ MeV}/c^2$ ). Projection selon la masse du  $(\mu^+\mu^-)_2$