

INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE D'ORSAY

CENTRE UNIVERSITAIRE D'ORSAY - BÂT 100 – 109



MASTER 1 DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

Étude de la production de paires de quarkonia dans les collisions plomb-plomb au LHC

Auteur :
Antoine LIMOUZIN

Tuteur :
Cynthia HADJIDAKIS

université
PARIS-SACLAY

9 mai 2016 – 27 Juillet 2016

Résumé

Le stage que j'effectue porte sur l'étude des doubles J/ψ (le J/ψ est le premier état excité de la famille des charmonia, composés d'une paire de quark/antiquark charmés $c\bar{c}$), produits dans les collisions plomb-plomb ayant eu lieu au LHC (Large Hadron Collider).

Il a lieu à l'IPNO (Institut de Physique Nucléaire d'Orsay), dans l'équipe ALICE (A Large Ion Collider Experiment), composée de quatre chercheurs permanents et de deux doctorants. Il a commencé le 9 mai, et se termine le 27 juillet.

Il s'agit, à l'aide de l'analyse des muons issus de la désintégration des J/ψ , d'obtenir des informations sur ces derniers. L'étude de ceux-ci nous renseigne sur les propriétés du mécanisme de confinement lié à l'interaction forte, une des quatre interactions fondamentales. Une présentation plus détaillée de ces notions et de l'intérêt de l'étude du J/ψ est faite dans la première partie de ce rapport. Les outils et méthodes utilisés lors de ce stage, puis les résultats obtenus sont présentés ensuite.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte scientifique

La matière qui nous entoure est formée d'atomes, qui sont constitués d'un nuage d'électrons et d'un noyau formé de protons et de neutrons. Ces deux derniers sont eux-mêmes formés de ce que l'on appelle des quarks, et des gluons qui véhiculent l'interaction forte entre quarks. Les quarks et les gluons sont, à notre connaissance, des particules élémentaires, c'est à dire qu'elles n'ont pas elle-mêmes de sous-constituants.

Il existe trois "familles" de quarks : *up* et *down*, qui sont les constituants des protons et des neutrons, *charm* et *strange*, et *top* et *bottom*. Toute ces particules sont décrites par le modèle standard, à l'aide de la théorie appelée chromodynamique quantique (QCD).

L'expérience ALICE [1] a pour but principal l'étude de ce que l'on appelle le mécanisme de confinement des quarks : il s'agit d'une propriété de l'interaction forte qui fait que l'on ne puisse pas observer un quark isolé. L'étude d'un état de la matière prédit par la QCD, que l'on appelle Plasma Quark Gluons (abrégié QGP), permet d'étudier ce mécanisme. C'est un état existant dans des conditions de température et de pression extrêmes où les quark et les gluons ne sont plus confinés. Dans le modèle du Big Bang, quelques fractions de secondes après celui-ci, l'univers se trouve dans cet état. Il est recréé dans le LHC lors de collisions Pb-Pb (Plomb-Plomb) ultrarelativistes.

Lors des collisions Pb-Pb sont notamment produits des $c\bar{c}$ comme le J/ψ . Certains J/ψ - les J/ψ primaires - sont créés au moment de la collision, et sont donc présents pendant la phase de QGP : leur étude nous permet donc de sonder les propriétés de cet état de la matière. D'autres J/ψ peuvent être créés après la phase de QGP par recombinaison de quarks c et \bar{c} dans certaines conditions de densité du milieu nucléaire : ces derniers nous informent sur la phase d'hadronisation des quarks charmés.

L'étude des collisions p-p (proton-proton) est aussi très importante : en effet, lors de ces collisions, il ne se forme pas de QGP, donc la comparaison entre les données de ces collisions et des collisions Pb-Pb offre des informations importantes. En particulier, le nombre de J/ψ produits par collision (normalisé par le nombre de collisions binaires) est moins important dans le cas d'une collision Pb-Pb que p-p, et on attribue cette suppression à des effets dus au QGP [2].

Seulement, d'autres effets nucléaires dits de matière froide (Cold Nuclear Matter ou CNM), comme par exemple l'absorption des J/ψ par les noyaux ou des pertes d'énergie par radiation des gluons, peuvent aussi mener à une suppression des J/ψ . Ces effets sont étudiés dans les

collisions p-Pb (proton-Plomb).

Le J/ψ est instable : on l'étudie via les muons produits lors de sa désintégration. Pour ceci, un spectromètre à muons a été mis en place dans le détecteur ALICE. Il sera présenté plus en détail par la suite.

1.2 Présentation de l'expérience

Le LHC est actuellement le plus grand (et plus puissant) accélérateur de particules au monde. Les faisceaux de particules circulent dans plusieurs sous-systèmes avant d'arriver dans le LHC. Parmi les buts de cette expérience figure l'étude du plasma quark-gluon présenté précédemment.

A l'intérieur de l'accélérateur, les collisions se font en quatre points, correspondant à quatre expériences : ATLAS, CMS, LHCb et ALICE. C'est ici ALICE (A Large Ion Collider Experiment) qui nous intéresse, et qui est abordé dans la section suivante.

1.2.1 ALICE : A Large Ion Collider Experiment

L'expérience ALICE a pour but d'étudier le plasma quark-gluon à l'aide des collisions d'ions lourds, mais aussi des collisions p-Pb et p-p. Les différents sous-systèmes le constituant permettent de reconstruire et d'identifier très efficacement les particules, pour des impulsions de moins de 0,1 GeV/c jusqu'à 100 GeV/c. Le système qui nous intéresse ici est le spectromètre à muons, situé à l'avant.

Le système de trajectographie est constitué de cinq stations placées le long du faisceau, et permettent, en combinant leurs acquisitions, de reconstruire les trajectoires des particules qui les traversent. Sont aussi disposés de part et d'autre du faisceau deux stations de déclenchement, qui détectent l'impact de particules chargées (en l'occurrence, des muons, puisque des absorbeurs sont placés le long de la trajectoire afin de ne garder que ceux-ci).

Afin d'éliminer les traces indésirables, c'est à dire celles issues des hadrons, des absorbeurs sont placés le long du système. De plus, le déclenchement ne se fait que pour des particules ayant une impulsion transverse (au faisceau) p_T supérieure à 1 ou 4 GeV/c.

1.2.2 Production de paires de J/ψ

Motivation

Comme dit précédemment, l'étude de la production des J/ψ se fait à l'aide de calculs de chromodynamique quantique perturbatifs (pQCD) pour la production de $c\bar{c}$ par fusion de gluons, et par un calcul non perturbatif pour la formation des J/ψ . A haute énergie, la fusion de gluons domine la production de $c\bar{c}$. Les calculs utilisés dépendent des propriétés quantiques de la paire $c\bar{c}$ avant la production : selon son état de couleur [3] (singlet ou octet de couleur, ou une superposition quantique des deux), la production de J/ψ est sujette à des variations. L'étude de la production de J/ψ , et plus particulièrement de la production de paires de J/ψ , pourrait permettre d'estimer la contribution de chaque terme.

Dans les collisions p-p, deux processus peuvent contribuer à la création de paires de J/ψ : le "simple parton scattering" (SPS) et le "double parton scattering" (DPS) [4]. Il s'agit respectivement de l'interaction simple entre un gluon dans chaque nucléon et de l'interaction entre deux gluons par nucléon. Dans le cas d'une collision Pb-Pb, un autre processus, le "double

nucleon scattering” (DNS), qui est l’interaction entre deux partons de chaque noyau mais issus de nucléons différents, peut aussi créer des paires de J/ψ : c’est ce processus qui domine dans les collisions Pb-Pb. Dans les collisions du LHC, le DPS et le DNS sont des processus fréquents mais peu compris, car les calculs de QCD perturbatifs les décrivent difficilement : l’étude de la production de paires de J/ψ pourrait permettre de mieux comprendre ces processus.

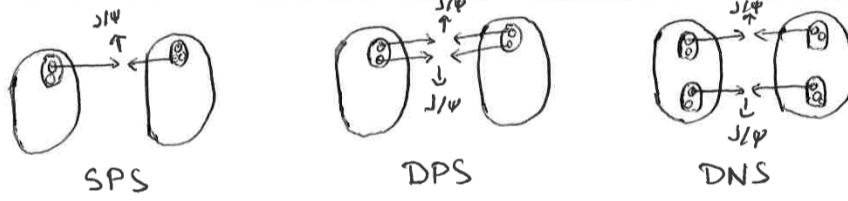


FIGURE 1.1 – Illustration de différentes interactions possibles lors d’une collision Pb-Pb

Précédemment, la production de double J/ψ a été étudiée expérimentalement par la collaboration NA3 [5] pour des collisions p-Pt et π -Pt avec $\sqrt{s_{NN}} = 17$ et 23 GeV, et à LHCb [6] pour les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les sections efficaces correspondantes sont 18 ± 8 pb à 17 GeV et 30 ± 10 pb à 23 GeV (pour le faisceau de pions) et $\sigma = 5.1 \pm 2.1$ nb à LHCb. Aux énergies de NA3, au SPS, le processus dominant la production de paires de J/ψ est l’annihilation d’un quark avec son antiquark, tandis qu’au LHC, c’est le processus de fusion de deux gluons qui domine.

La section efficace de production d’un double J/ψ dans le cas du DNS est exprimée par $\sigma_{PbPb}^{J/\psi J/\psi} = \frac{1}{2} \frac{\sigma_{pp}^{J/\psi} \cdot \sigma_{pp}^{J/\psi}}{\sigma_{eff, PbPb}}$ [7]. $\sigma_{pp}^{J/\psi}$ est la section efficace de production d’un simple J/ψ dans le cas d’une collision p-p, et $\sigma_{eff, PbPb}$ est un facteur qui prend en compte la géométrie des particules entrant en jeu dans la collision. Pour deux atomes de plomb, on a $\sigma_{eff} \simeq 15$ nb, ce qui donne une section efficace $\sigma_{PbPb}^{J/\psi J/\psi}$ d’environ 10 mb.

Si l’on suppose que les deux J/ψ sont indépendants, on a $N_{J/\psi J/\psi} = \sigma_{PbPb}^{J/\psi J/\psi} \times \mathcal{L} \times \mathcal{B}_{\mu^+ \mu^-}^2 \times [A \times \epsilon]^2$, où $A \times \epsilon$ est l’acceptance fois l’efficacité du détecteur, obtenue par des simulations, qui vaut environ 13 %, BR est le facteur d’embranchement, une valeur propre à la réaction de désintégration du J/ψ , qui vaut 5.93 ± 0.6 %, et \mathcal{L} la luminosité du faisceau, qui vaut ici $225 \mu b^{-1}$: avec les données du LHC sur lesquelles je travaille, on s’attend donc à environ une centaine d’évènements avec une paire de J/ψ .

Chapitre 2

Analyse de données

L'étude des données issues de l'expérience ALICE s'est faite à l'aide de la bibliothèque C++ *ROOT*, et notamment avec le framework *AliROOT* créé spécifiquement pour cette expérience.

2.1 Analyse des événements

Sur la grille de calcul d'ALICE, on a accès aux données des collisions, notamment les traces détectées par le spectromètre à muons. Parmi ces traces, on cherche à éliminer celles qui ne nous intéressent pas, c'est à dire les traces ne correspondant pas à des muons ou correspondant à des muons issus de la désintégration de pions ou de kaons.

On ne travaille que sur les événements ayant déclenché le trigger CMUL, c'est-à-dire des événements où l'on a au moins deux muons de signes opposés avec un seuil de déclenchement de $p_T \simeq 1$ GeV/c.

On ne travaille de plus que sur les collisions de centralité comprise entre 0 et 90 % (La centralité vaut 0 % lorsque les deux noyaux arrivent pile en face l'un de l'autre, et s'approche de 100 % lorsque la collision est périphérique).

On applique ensuite trois coupures sur les muons :

- On fait une coupure sur la pseudorapidité η des particules (une variable reliée à l'angle θ qu'elles font avec le faisceau par $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$) pour se placer dans l'acceptance du détecteur : $2.5 < \eta < 4$,
- On effectue aussi une coupure sur la distance radiale R_{abs} entre la trace à la sortie de l'absorbeur et l'axe du faisceau car celles trop loin du faisceau ont trop interagi avec l'absorbeur,
- On élimine enfin les traces pour lesquelles les trajectoires reconstruites dans les chambres de trajectographie (tracker) et de déclenchement (trigger) ne correspondent pas.

Coupures	Aucune	η	$\eta + R_{abs}$	$\eta + R_{abs} + \text{match tracker/trigger}$
Nombre d'événements	$1.322 \cdot 10^{10}$	$4.910 \cdot 10^9$	$4.607 \cdot 10^9$	$5.324 \cdot 10^7$

On voit que la coupure qui élimine le plus de traces indésirables est le match tracker/trigger.

Ensuite, on associe ensemble les muons ayant un signe opposé pour former des paires de muons. Dans les événements avec quatre muons ou plus, les dimuons sont finalement associés en paires $(\mu^+ \mu^-)_1 (\mu^+ \mu^-)_2$, ordonnées par impulsion transverse.

Les événements avec plus de quatre dimuons représentent 0.14 % des détections. La distribution des événements par nombre de muons, obtenue sur une partie des données, est représentée en annexe 2.15 : le nombre d'événements à quatre muons y est de 20.

2.2 Analyse des distributions

La figure 2.1 illustre la distribution des muons selon leur masses invariantes $M_{\mu\mu,1}$ et $M_{\mu\mu,2}$.

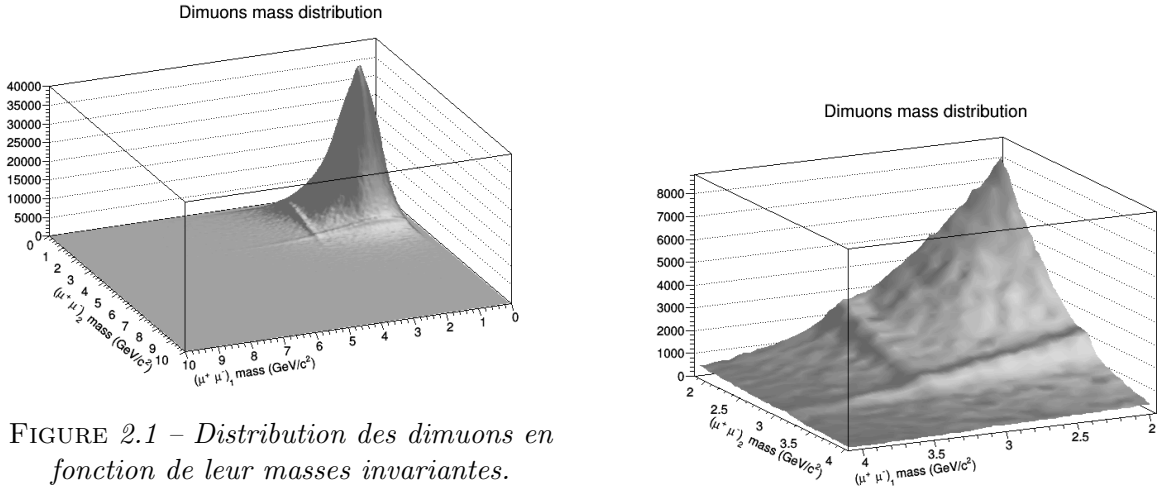


FIGURE 2.1 – Distribution des dimuons en fonction de leur masses invariantes.

On voit la résonance correspondant à la création de paires de J/ψ pour $M_{\mu\mu,1}$ et $M_{\mu\mu,2}$ autour de $3.1 \text{ GeV}/c^2$, et les traînées autour de 3.1 GeV correspondent à la production de J/ψ simple. On voit aussi que plus la masse invariante des muons est petite, plus on est dominé par le bruit. On travaille d'abord sur des distributions à une dimension : pour un intervalle en masse invariante donnée d'un dimuon, on a sa distribution selon la masse de l'autre dimuon.

A partir des celles-ci, on voudrait notamment obtenir le nombre de J/ψ produits à différentes valeurs de $M_{\mu\mu,1}$ (resp. $M_{\mu\mu,2}$). Ce nombre s'obtient en intégrant sur $M_{\mu\mu,2}$ (resp. $M_{\mu\mu,1}$) la résonance que l'on voit à 3.1 GeV . Pour ceci, il faut paramétrer le signal de la résonance mais aussi le bruit.

Pour paramétrer le bruit, on utilise une gaussienne à σ variable (VWG, pour Variable Width Gaussian) définie par $f(x) = N \cdot e^{-\frac{(x-\alpha)^2}{2\sigma^2}}$, où $\sigma = \beta + \gamma \times (\frac{x-\alpha}{\alpha})$. N , α , β et γ sont des paramètres du fit : α est la moyenne, β est la valeur moyenne autour de laquelle la largeur à mi hauteur varie, et γ l'amplitude de cette variation. Pour le signal, on utilise une fonction appelée *extended crystal ball* [8] (abrégé CB2) définie par :

$$f(x) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{si } \alpha' > \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot (B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n} & \text{si } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \\ C \cdot (D + \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n'} & \text{si } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \geq \alpha' \end{cases}$$

Les deux termes non gaussiens décrivent les queues de la distribution : elles sont dues à des effets radiatifs dans la désintégration du J/ψ , d'effets de l'absorbeur et du spectromètre, ou encore de la reconstruction. A , B , C et D dépendent de n , n' , α et α' , qui ont été obtenus par simulation et sont fixés : le bruit est trop important pour pouvoir les déterminer avec le fit. \bar{x} et σ représentent la masse moyenne de la résonance et sa largeur à mi-hauteur : on s'attend à $\bar{x} \simeq 3.1$ et $\sigma \simeq 0.07$. Ce sont des paramètres libres du fit, tout comme N .

Afin de paramétrer le bruit seul, on ajuste d'abord la distribution par la VWG en ignorant la partie de la courbe où se situe la résonance (entre 2.9 et 3.3). On récupère ensuite les paramètres de ce fit pour les utiliser comme paramètres initiaux du fit avec CB2 + VWG.

Enfin, on ajuste les données avec la somme du bruit et du signal. Le résultat d'un de ces fits (pour la distribution à $M_{\mu\mu,1}$ entre 2.35 et $2.40 \text{ GeV}/c^2$ en fonction de $M_{\mu\mu,2}$) est présenté

en annexe 2.9. La courbe rouge est la somme du bruit de fond et du signal, et la courbe bleue est le signal seul. On a bien des valeurs autour de celles attendues pour \bar{x} et σ , et le rapport signal sur bruit calculé est d'environ 0.13.

Les courbes 2.10 et 2.11 présentent la variation de \bar{x} et σ avec $M_{\mu\mu,1}$: on reste assez proche des valeurs attendues, sauf pour quelques points pour σ , qui sont des points pour lesquels le fit n'a pas convergé et qui ne sont donc pas pertinents.

On obtient le nombre de J/ψ produits en intégrant la résonance : le résultat en fonction de la masse invariante de la première paire est présenté en annexe 2.2 : dans le cas de la production de paires de J/ψ , on s'attend à un pic à 3.1 GeV/c^2 . On ajuste CB2 + VWG avec les données, en fixant la position et la largeur du pic :

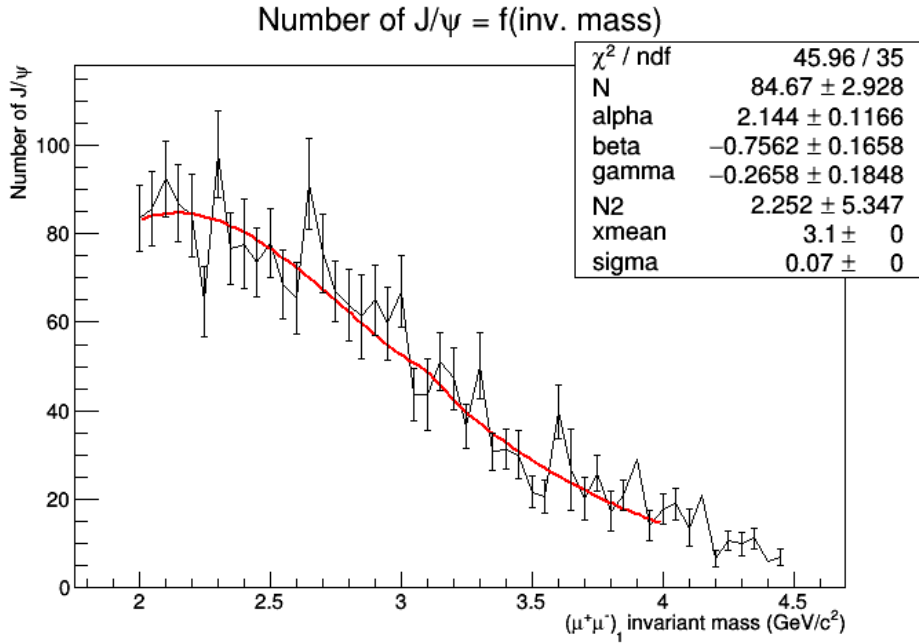


FIGURE 2.2 – Nombre de J/ψ extraits en fonction de $M_{\mu\mu,1}$.

On obtient $N_{J/\psi J/\psi} = 17.6 \pm 20$ et un rapport signal sur bruit $\frac{S}{N} = 0.022 \pm 0.79$: on ne détecte pas de doubles J/ψ avec cette méthode.

2.2.1 Étude du pDCA

Un moyen supplémentaire de sélectionner les muons provenant du point d'interaction de la collision est par l'étude du DCA et du $pDCA$ [9] (impulsion \times distance d'approche minimale). Cette méthode permet notamment d'éliminer de traces dues à l'interaction du faisceau avec le gaz contenu dans le tube, et d'autres n'ayant pas de signification physique.

DCA est la distance entre le point où a eu lieu la collision et l'intersection de la trace reconstruite de la particule avec le plan xy (en considérant l'axe du faisceau comme l'axe z). Les muons provenant de la collision auront un DCA inférieur à ceux issus d'autres désintégrations, comme illustré sur la figure ??fig :dca).

Seulement, l'absorbeur évoqué plus haut induit des changements de la distance d'approche minimale des traces, plus important même que leur DCA d'origine. Ce sont des interactions coulombiennes qui sont responsables de cette déviation. Le modèle de Molière [10] représente bien celles-ci, et prévoit un angle de déviation proportionnel à $1/p$ où p est l'impulsion. C'est

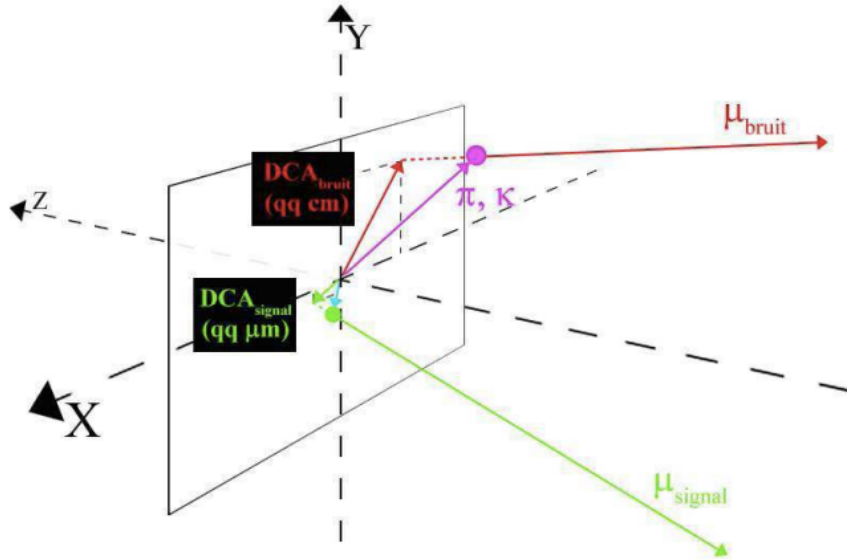


FIGURE 2.3 – DCA de différentes traces

pour cela qu'on étudie le produit $p \times DCA$. Les données dont je me sers n'incluent pas de coupures à l'aide du pDCA .

Avec les données obtenues précédemment, on a les distributions du pDCA pour les évènements à deux et quatre dimuons, et le rapport des courbes normalisées par rapport au nombre d'évènements de ces deux dernières, présentés sur les figures 2.4, 2.5 et 2.6. Le deuxième "pic" sur les deux distributions est dû aux interactions faisceau-gaz dans le détecteur. Avant un pDCA de 250 GeV.cm/c, on voit que les deux distributions ont la même forme. On voit aussi que le nombre d'interactions faisceau-gaz a l'air plus important pour les évènements à 4 muons, bien que cela puisse être dû au manque de statistique.

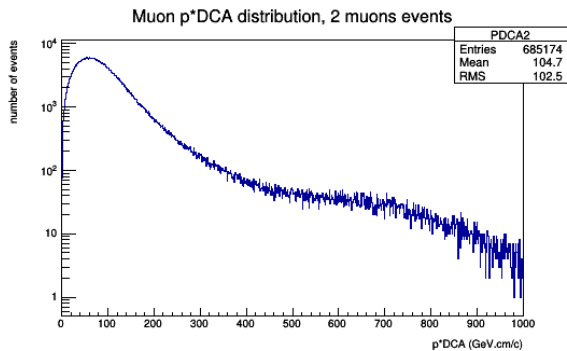


FIGURE 2.4 – distribution du pDCA pour les évènements à deux muons

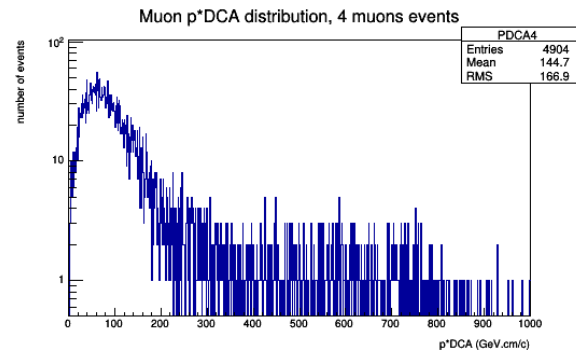


FIGURE 2.5 – distribution du pDCA pour les évènements à quatre muons

2.2.2 Extraction du nombre de double J/ψ avec un fit 2D

Ajuster les données directement sur la distribution des muons à deux dimensions permettrait d'extraire le nombre de paires de J/ψ produites en prenant mieux en compte la dépendance des paramètres selon les masses invariantes des deux dimuons.

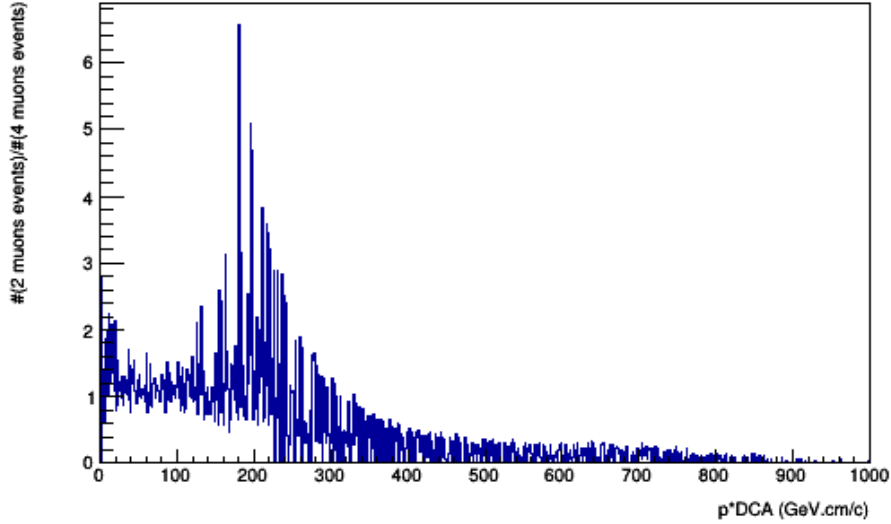


FIGURE 2.6 – rapport des deux distributions normalisées

On utilise pour ceci la bibliothèque *RooFit*. Il s'agit d'abord de décrire la distribution en $M_{\mu\mu,1}$ à une masse $M_{\mu\mu,2}$ donnée $F(M_{\mu\mu,1}|M_{\mu\mu,2}) = CB2(M_{\mu\mu,1}, M_{\mu\mu,2}) + VWG(M_{\mu\mu,1}, M_{\mu\mu,2})$.

Il faut pour ceci regarder la dépendance en $M_{\mu\mu,2}$ des paramètres du fit obtenus précédemment. La variation des paramètres de normalisation N des deux fonctions (signal et bruit) peut être décrite par une exponentielle décroissante : $N(M_{\mu\mu,2}) = N_0 \times e^{-a \cdot M_{\mu\mu,2}}$ où a et N_0 sont des paramètres libres.

β et γ semblent ne pas être constants en fonction de la masse invariante de la seconde paire (voir les figures 2.12 et 2.13), mais leur variation est négligée par la suite. Les autres paramètres ne semblent pas dépendre de $M_{\mu\mu,2}$. Il faut ensuite décrire la distribution G selon $M_{\mu\mu,2}$, ce que l'on connaît déjà : $G(M_{\mu\mu,2}) = CB2(M_{\mu\mu,2}) + VWG(M_{\mu\mu,2})$. On ajuste ensuite les données avec $F(M_{\mu\mu,1}|M_{\mu\mu,2}) \times G(M_{\mu\mu,2})$: on obtient le résultat présenté sur la figure 2.7.

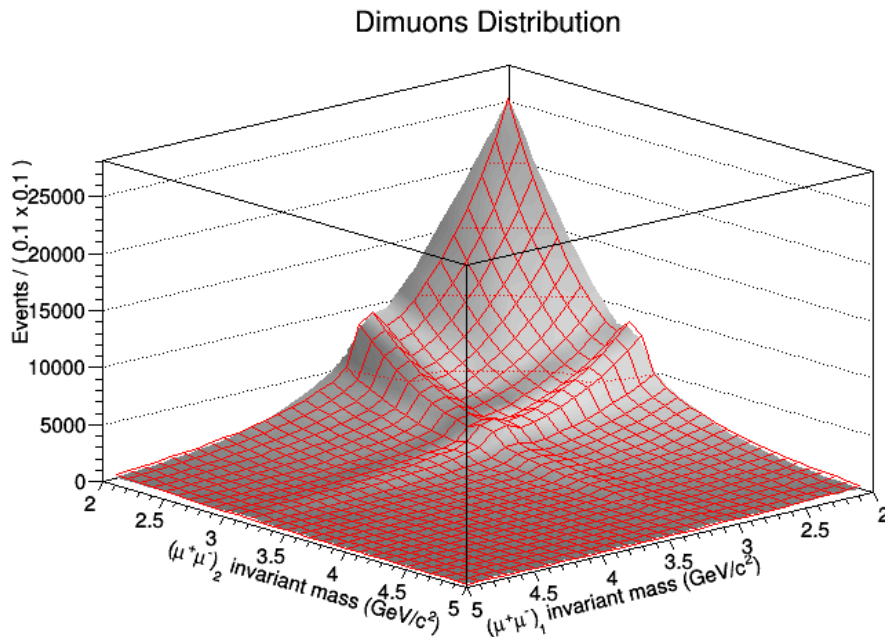


FIGURE 2.7 – Fit de la distribution des deux muons selon leur masse

Le nombre de J/ψ ainsi que le χ^2/ndf n'ont pas pu être extrait, notamment à cause de la prise en compte de la normalisation effectuée par RooFit. Sur la figure 2.8 est présenté le rapport données/fit en fonction de $M_{\mu\mu,2}$ pour une masse invariante de la première paire entre 3.1 et 3.15. Dans le cas d'un fit correct, il devrait se situer autour de 1. La prise en compte de la variation de β et γ pourrait permettre d'obtenir un meilleur fit.

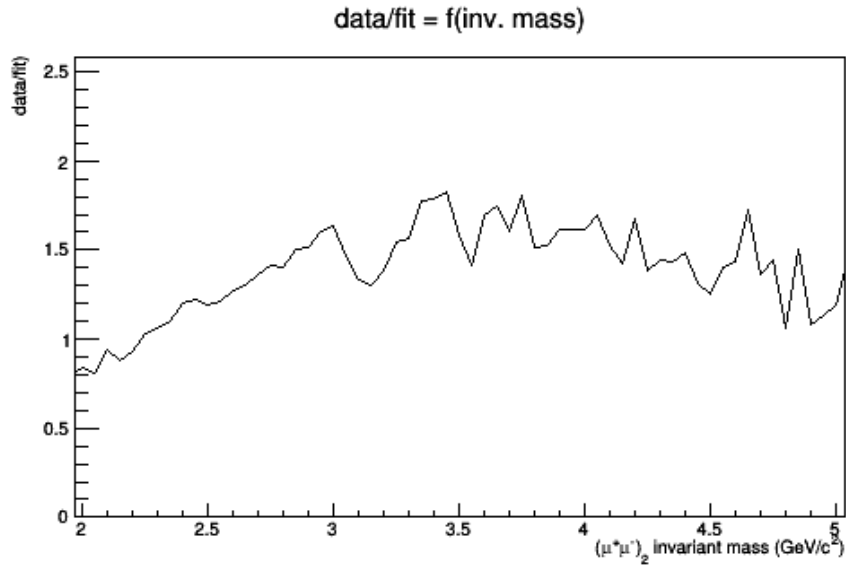


FIGURE 2.8 – rapport données/fit en fonction de $M_{\mu\mu,2}$ avec $M_{\mu\mu,1}$ entre 3.1 et 3.15

Conclusion

Le but de ce stage était d'étudier la production de J/ψ : j'ai d'abord extrait les données des collisions à partir de la grille de calcul d'ALICE en effectuant différentes coupures pour ne garder que les données intéressantes, puis extrait le nombre de J/ψ à l'aide de fits. J'ai aussi démarré l'étude du pDCA et l'extraction des informations à partir de la distribution 2D via un fit.

Pour finir l'analyse, il aurait fallu affiner ce fit et extraire le nombre de doubles J/ψ , l'erreur correspondante, et le χ^2/ndf , ainsi que déterminer s'il était pertinent d'effectuer une coupure en pDCA.

J'ai trouvé ce stage très enrichissant, car il m'a permis de mieux connaître le milieu de la recherche en physique nucléaire, qui est l'un des domaines de recherche qui m'intéresse. J'ai pu discuter avec différentes personnes des spécialités de ce domaine, de l'activité de recherche ou des études y menant, et voir le quotidien d'un chercheur.

Je tiens à remercier l'équipe ALICE de l'IPN pour leur accueil et leur bonne humeur, notamment Cynthia pour m'avoir accepté comme stagiaire et pour toute l'aide et les connaissances qu'elle m'a apporté, ainsi que Mohamad et Jana pour leur aide, notamment les données et les codes de Mohamad qui m'ont été donnés.

Annexes

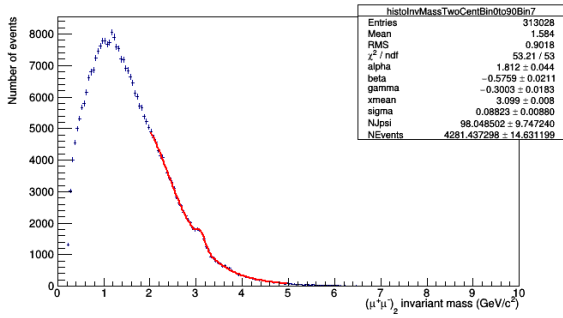


FIGURE 2.9 – Résultat d'un fit d'une du bruit de fond + signal sur une distribution en masse des dimuons.

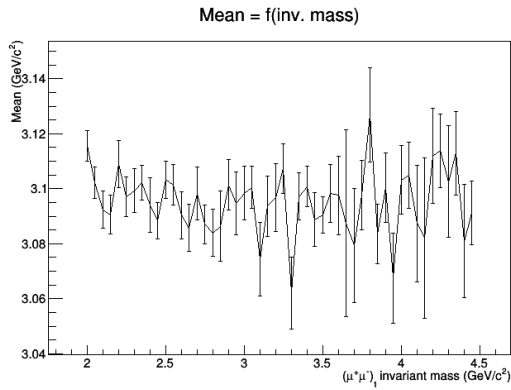
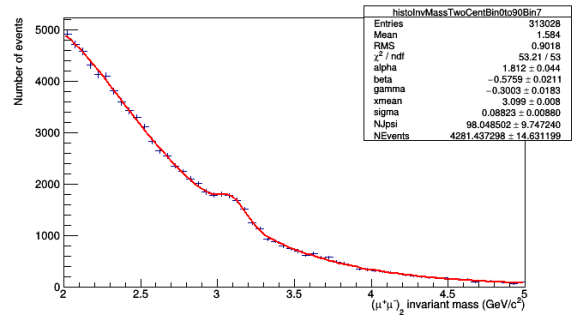


FIGURE 2.10 – Masse de la résonance en fonction de $M_{\mu\mu,1}$.

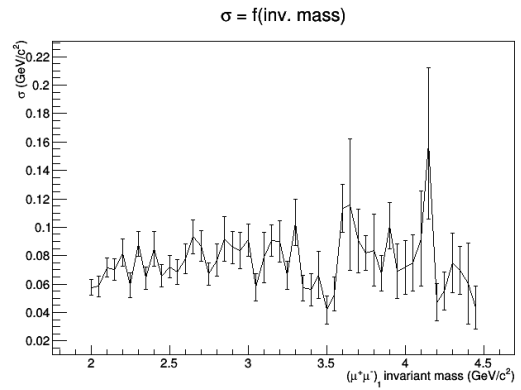


FIGURE 2.11 – Largeur de la résonance en fonction de $M_{\mu\mu,1}$.

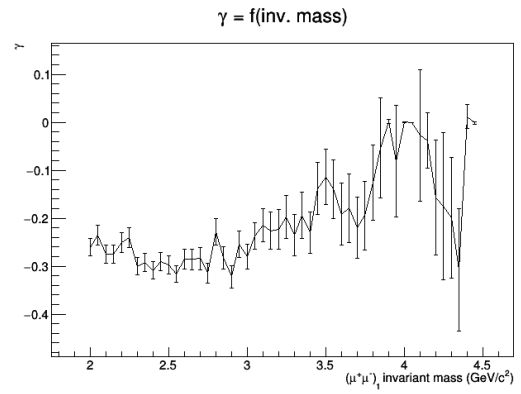
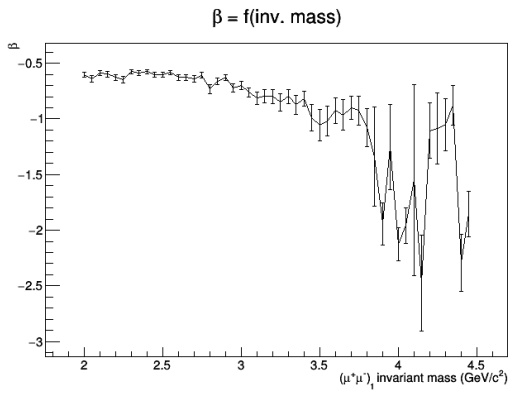


FIGURE 2.12 – Paramètre β en fonction de $M_{\mu\mu,1}$. FIGURE 2.13 – Paramètre γ en fonction de $M_{\mu\mu,1}$.

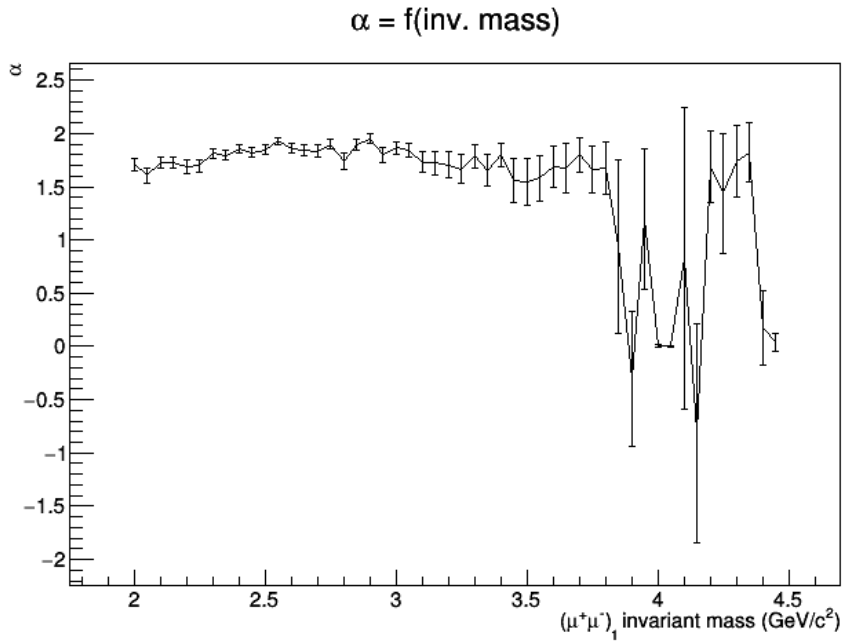


FIGURE 2.14 – Moyenne du bruit de fond en fonction de $M_{\mu\mu,1}$.

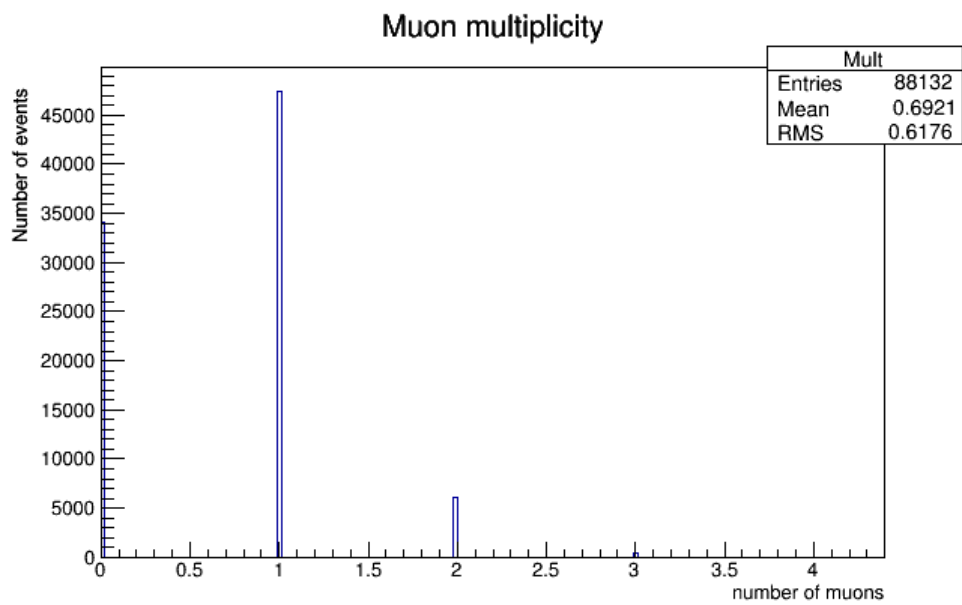


FIGURE 2.15 – *Distribution du nombre de muons par évènement.*

Bibliographie

- [1] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration). The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 2008.
- [2] N. Brambilla, S. Eidelman, B. Heltsley, R. Vogt, G. Bodwin, and et al. Heavy quarkonium : progress, puzzles, and opportunities. *European Physic Journal*, 2011.
- [3] J.M. Campbell, F. Maltoni, and F. Tramontano. QCD corrections to J/ψ and ψ production at hadron colliders. *Physics Review Letters*, 2007.
- [4] C.H. Kom, A. Kulesza, and W.J. Stirling. Pair production of J/ψ as a probe of double parton scattering at LHCb. *Physics Review Letters*, 2011.
- [5] J. Badier et al. (NA3 Collaboration). Evidence for $J/\psi J/\psi$ production in π^- interactions at 150 and 280 GeV/c. *Physics Letters*, 1982.
- [6] R. Aaij et al.(LHCb collaboration). Observation of J/ψ pair production in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV. *Physics Letters*, 2012.
- [7] David d’Enterria and Alexander M. Snigirev. Double-parton scattering cross sections in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at the LHC. *Nuclear Physics*, 2014.
- [8] J.E. Gaiser. Charmonium spectroscopy from radiative decays of the J/ψ and ψ' . *Thèse*, 1986.
- [9] M. Lenhardt. Etude du taux de production des J/ψ et muons simples en fonction de la multiplicité en collisions proton-proton avec le spectromètre à muons d’ALICE au LHC. *Thèse*, 2011.
- [10] H. A. Bethe. Molière’s theory of multiple scattering. *Physics Review Letters*, 1953.