

UFR Sciences et Techniques de Nantes
Master 2 MARS spécialité Applications et Recherches Subatomiques

Etude de l'amélioration de l'absorbeur du spectromètre à muons de
l'expérience ALICE

Mathieu Gemard

Stage effectué au laboratoire Subatech de Nantes du 07.03.13 au 07.07.13

Responsable de stage

GINEZ MARTINEZ

Contents

1	Presentation du laboratoire	3
2	Remerciements	3
3	Introduction	4
3.1	Le modèle standard de la physique des particules	4
3.2	Le plasma de quarks et gluons	5
3.3	Collision d'ions lourds	6
3.3.1	Paramètres d'une collision	6
3.3.2	Chronologie d'une collision	7
3.4	Observables	7
4	L'expérience ALICE	9
4.1	<i>Le LHC</i>	9
4.2	Les détecteurs	9
4.2.1	Vue d'ensemble	9
4.2.2	Les détecteurs à rapidité centrale	11
4.2.3	Les détecteurs à grande rapidité	11
4.3	Le spectromètre à muons	11
4.3.1	L'absorbeur	13
4.3.2	Le dipôle magnétique	14
4.3.3	Système de trajectographie	14
4.3.4	Système de déclenchement	14
4.3.5	Projet MFT	15
4.4	ALICE offline	15
5	La méthode impulsion - distance d'approche minimale	16
5.1	Distance d'approche minimale	16
5.2	Sources principales des traces	17
5.3	Influence de l'absorbeur sur la distribution de DCA et introduction du pDCA	17
5.4	Simulation de muons et évolution du pDCA	18
6	Taux d'occupation des chambres	20
7	Estimation de l'excès observé dans la distribution en p_T du J/ψ dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 TeV$	23
8	Conclusion	25
9	Annexes	26
A	Ajustement de courbes pour le facteur de modification nucléaire	26
B	Ajustement de courbes pour l'acceptance \times efficacité	27

Abstract

We study the possibility of an upgrade of the muons spectrometer in the experiment ALICE at the LHC using the AliRoot framework. Since the multiplicity of particles measured in Pb-Pb collisions is higher than expected by simulation, we suggest to remove some iron at the end of the absorber which is part of the muons spectrometer. We study the possible improvements in the pDCA method used to reject background particles and the augmentation of the occupancy rate of the tracking chambers by using Hijing simulation. We also briefly present the MFT project and how the modification of the absorber would improve the performance of MFT.

A part of the work deals with the observation of a J/ψ low p_T yield excess in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV. We present a model for the extraction of this excess which is supposedly explained by photoproduction.

1 Présentation du laboratoire

Mon stage s'est déroulé au laboratoire Subatech de l'Ecole des Mines de Nantes. Celui-ci dépend de l'institut national de physique nucléaire et de physique des particules (IN2P3) du CNRS et de l'université de Nantes. L'activité du laboratoire est la recherche en physique nucléaire et chimie nucléaire. La recherche est focalisée en trois axes majeures: l'univers à haute énergie, le nucléaire et l'environnement, et le nucléaire et la santé. L'univers à haute énergie touche à l'aspect fondamentale, expérimentale et théorique dans les domaines telle que le plasma de quarks et gluons, l'astroparticule et l'astrophysique nucléaire.

Pendant mon stage, j'ai fait partie du groupe Plasma en physique expérimentale à haute énergie. J'ai travaillé sur le spectromètre à muon de l'expérience ALICE.

2 Remerciements

Je remercie le laboratoire Subatech qui m'as permis de réaliser ce stage. J'ai pu découvrir l'importance et le fonctionnement interne dans la collaboration ALICE, ainsi que le travail qui s'y fait et les problématiques qui se posent. J'ai pris plaisir a y avoir contribué, pour une part si infime soit-elle.

Je remercie bien évidemment mon responsable de stage Gines pour le temps qu'il m'a accordé et ses réponses à mes questions.

Je remercie également tous les membres du groupe Plasma sans oublier Lucile ma collègue de bureau.

3 Introduction

3.1 Le modèle standard de la physique des particules

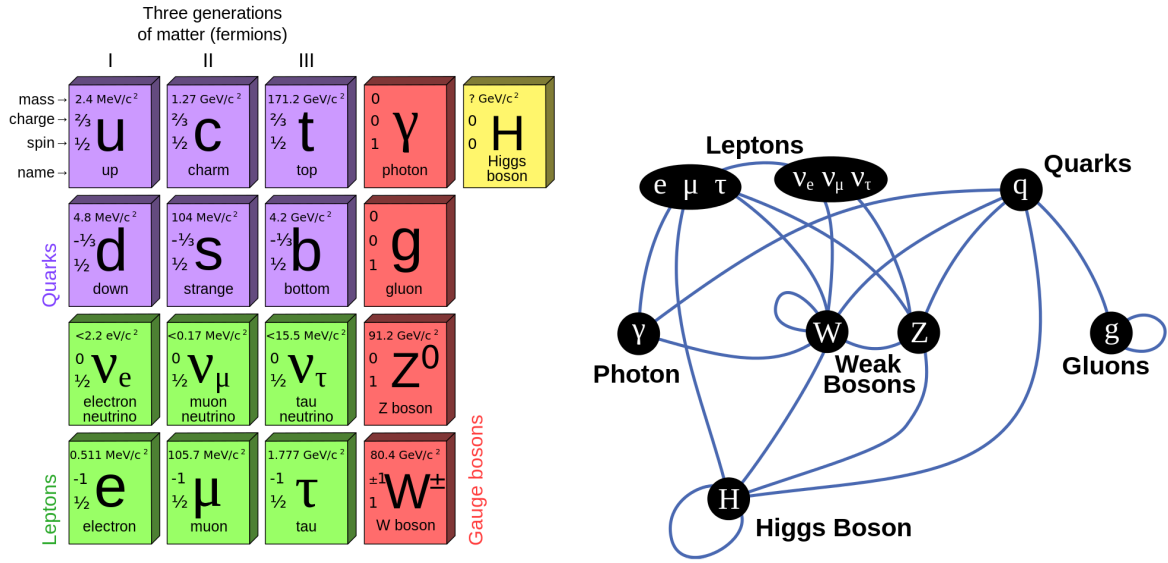


Figure 1: Particules du modèle standard.[1]

Le **modèle standard** de la physique des particules est une théorie qui répertorie les particules élémentaires (référencées sur la figure 1) et décrit leurs interactions. Les fermions et leurs anti-particules, particules de matière, interagissent entre eux par l'échange d'un boson. Il existe quatre types d'interaction:

- L'interaction électromagnétique, s'exerçant entre particules chargées est décrite par la QED. Son boson est le photon noté γ .
- L'interaction électrofaible, s'exerçant entre les particules de matière et responsable de la désintégration Beta. Ses bosons sont le Z^0 , le W^+ et le W^- .
- L'interaction forte, s'exerçant entre les particules portant une charge de couleur et responsable de la cohésion des noyaux, est décrite par la QCD. Son boson est le gluon. On nomme plus généralement les quarks et les gluons par des partons.
- L'interaction gravitationnelle, s'exerçant entre particules massives. Son boson pourrait être le graviton (son existence n'a encore été ni prouvée, ni découverte). Dans les collisions à haute énergie, la force gravitationnelle est négligeable et n'est donc pas prise en compte.

Enfin, il se pourrait qu'il existe le boson de Higgs, une particule donnant la masse aux particules massives. Les récents résultats des expériences ATLAS [2] et CMS [3] au LHC se montrent très optimistes sur son existence.

La **chromodynamique quantique (QCD)** est une théorie qui rend compte de l'interaction entre partons (quarks et gluons). L'interaction forte est décrite par l'échange d'un gluon entre deux quarks. Ici les quarks portent une charge dite de couleur : rouge, verte ou bleue. Les gluons possèdent deux couleurs (obligatoirement différentes), c'est pourquoi il en existe 8.

3.2 Le plasma de quarks et gluons

A la différence de la QED qui est une théorie abélienne (les photons n'interagissent pas entre eux), la QCD est une théorie non-abélienne (les gluons interagissent entre eux). Cela implique que la force d'interaction des quarks augmente avec la distance. Lorsque cette dernière est très faible, les quarks sont peu liés entre eux tandis qu'il devient de plus en plus difficile de les séparer lorsqu'on les éloigne les uns des autres. C'est ce que l'on appelle le "confinement" des quarks.

Cependant, lors de collisions entre hadrons à haute énergie, on arrive à séparer les quarks, ceux-ci ne peuvent cependant exister à l'état libre qu'un très court instant. Ce nouvel état de la matière, appelée plasma de quarks et gluons (**PQG**) peut être représenté dans un digramme de phase de la matière nucléaire (figure 2 à gauche) par analogie au diagramme de phase de l'eau en thermodynamique [5].

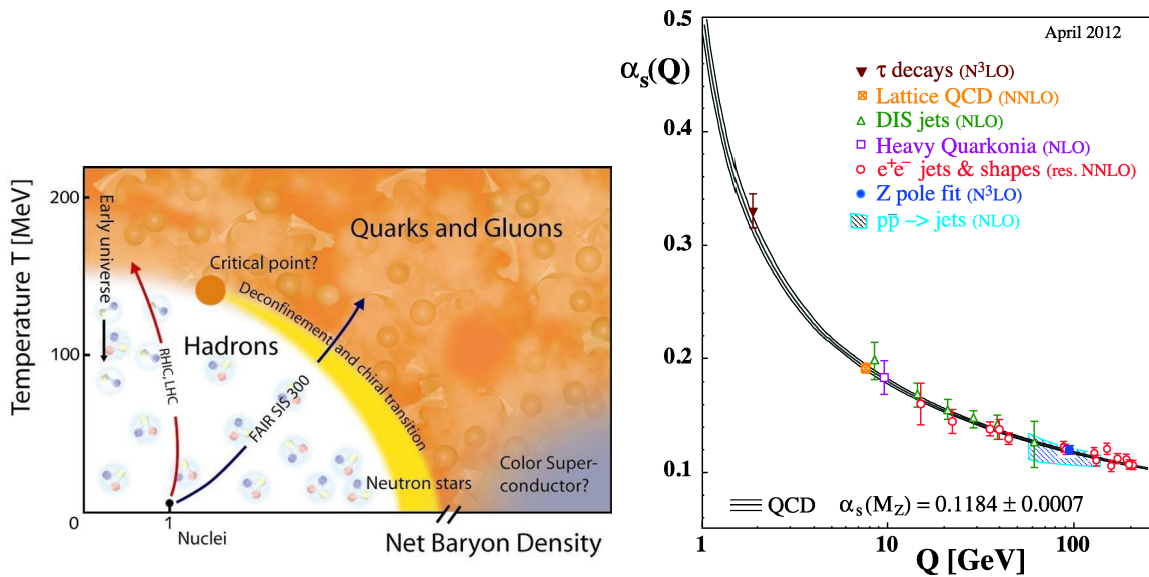


Figure 2: Digramme de phase de la QCD (à gauche) et constante de couplage de l'interaction forte α_s en fonction de l'impulsion transférée Q (à droite) [6].

En QED, la force de l'interaction est proportionnel à la constante de couplage α_{QED} . Cette dernière est elle-même proportionnelle à α , la constante de structure fine selon [4]:

$$\alpha_{QED}(Q^2) = \frac{\alpha}{1 - \frac{\alpha}{3\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{m^2}\right)} \quad (3.1)$$

où m est la masse de l'électron et Q est l'impulsion transférée lors de la collision. Dans le cas de l'interaction forte, la force est donnée par la constante de couplage de l'interaction forte:

$$\alpha_{QCD}(Q^2) = \frac{4\pi}{\left(11 - \frac{3}{2}n_f\right) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (3.2)$$

où n_f est le nombre de saveurs de quarks considérées et Λ_{QCD} est un paramètre introduit par la théorie.

Ainsi, à haute énergie ($Q \gg \Lambda_{QCD}$), la constante de couplage forte devient faible et les quarks ne sont plus liés entre eux, c'est la liberté asymptotique (voir figure 2 à droite).

3.3 Collision d'ions lourds

3.3.1 Paramètres d'une collision

Afin d'étudier le plasma de quarks et gluons, on utilise des accélérateurs de particules dans le but de faire collisionner des ions lourds. Dans ce type de processus à haute énergie ultra-relativiste on utilise plusieurs paramètres.

Plan de réaction, plan transverse et centralité

Les collisions d'ions lourds ne sont pas nécessairement frontales, mais peuvent s'effectuer en périphérie. Au centre de la collision, où l'on attend la formation d'un plasma, les nucléons peuvent collisionner plusieurs fois tandis que ceux en périphérie peuvent ne pas interagir (voir figure 3 à gauche). On introduit alors plusieurs paramètres:

- **Plan de réaction:** plan de symétrie de la réaction contenant les deux trajectoires des ions.
- **Plan transverse:** plan perpendiculaire aux faisceaux d'ions.
- **Centralité:** la centralité dépend du paramètre d'impact (distance entre le centre des deux ions). Dans le cas idéal où un maximum de nucléons interagissent, la centralité est de 100 %. Tandis que pour des collisions périphériques (peu de collisions), la centralité est proche de 0 %.

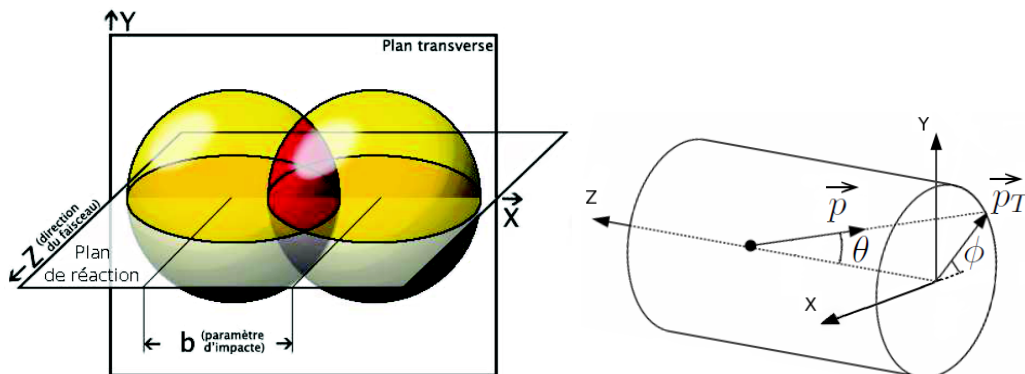


Figure 3: Schématisation d'une collision (à gauche) et variables cinématiques utilisées dans une collision (à droite).

Variables cinématiques

Lors d'une collision, on définit l'angle polaire ϕ et l'angle azimutale θ (voir figure 3 à droite).

On définit également l'impulsion transverse comme étant :

$$p_T = p \sin \theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.3)$$

On peut noter que l'impulsion transverse ne subit pas la contraction de Lorentz, ce qui facilite les calculs. On définit la rapidité y et la pseudo-rapacité η par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p \cos \theta}{E - p \cos \theta} \quad (3.4)$$

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (3.5)$$

On peut montrer que dans le cas ultra-relativiste ($p \gg m$) $y \approx \eta$ et $\theta \gg 1/\gamma$ où γ est le facteur de Lorentz. C'est pourquoi, nous ne parlerons uniquement que de la pseudo-rapacité η .

3.3.2 Chronologie d'une collision

Afin de recréer en laboratoire l'état de la matière sous forme d'un PQG, il est nécessaire de faire collisionner des ions lourds à haute énergie. Cela permet alors d'obtenir un système suffisamment large pour qu'il puisse être étudié. De plus, il faut que le PQG ait une durée de vie supérieure au temps caractéristique de l'interaction forte. Une collision peut se décomposer en plusieurs étapes (figure 4 selon la description faite par Bjorken [7]):

- processus durs ($t < 1 \text{ fm}/c$): dès que la collision a lieu, les processus durs ont lieu en premier. Ce sont les collisions entre les quarks constituant les nucléons. On peut alors avoir formation de quarks lourds (b et c) ou de photons.
- thermalisation ($t < 1 - 2 \text{ fm}/c$): à la suite des interactions entre quarks et gluons, le milieu va se thermaliser.
- formation du PQG ($t \sim 10 - 15 \text{ fm}/c$): si la densité d'énergie est suffisante, le plasma de quark et gluons se forme, les quarks sont déconfinés.
- hadronization ($t \sim 20 \text{ fm}/c$): lorsque la température descend en dessous de la température critique, les quarks et les gluons se confinent pour former les hadrons.
- gel chimique et thermique: le gel chimique est atteint lorsque les collisions inélastiques ne sont plus possible et le gel cinématique est atteint lorsque les interactions élastiques ne sont plus possible.

3.4 Observables

Nous venons de décrire les conditions de formation et d'évolution du PQG. Il nous faut maintenant trouver un moyen de l'observer afin de vérifier les prédictions théoriques et contraindre certains modèles. Pour cela, nous pouvons utiliser des sondes permettant, indirectement, de mettre en évidence le PQG et d'en mesurer ses caractéristiques. On distingue les sondes dures et les sondes molles.

Les **sondes dures** sont celles créées lors des processus durs (interaction entre deux partons de haute énergie):

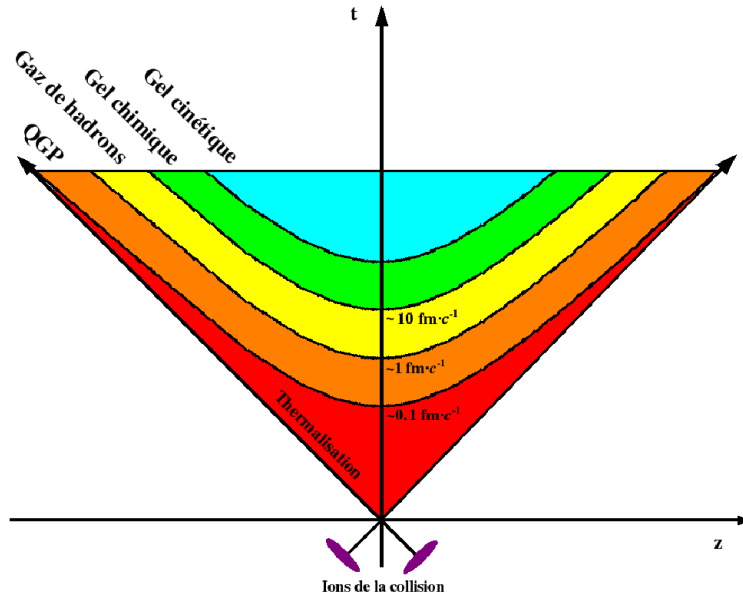


Figure 4: Chronologie d'une collision.

- photons thermiques: ceux-ci sont créés lors de l'interaction de deux partons. Ne subissant pas l'influence du milieu de quarks et gluons (ils n'interagissent pas par l'interaction forte), ils fournissent alors une information précise sur les premiers instants de la collision.
- atténuation de gerbe: dans le PQG, les partons durs vont rayonner des gluons pour finalement être ralentis. Ceci va résulter dans la diminution de l'impulsion dans le plan transverse des particules finales. C'est le jet quenching.
- quarkonia lourds: les quarkonia lourds sont un état d'un quark et d'un anti-quark ($b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$). Le PQG aura alors pour conséquences de dissocier ces états liés et les quarks lourds se recombineraient avec des quarks légers. C'est la suppression des quarkonia. Un exemple de quarkonia est le J/ψ ($c\bar{c}$) qui peut se désintégrer en $\mu^- \mu^+$.

Les **sondes molles** se font à plus basse énergie sont:

- écoulement elliptique: l'asymétrie de la collision entraîne une anisotropie de la distribution en impulsion des particules. En utilisant des modèles d'hydrodynamique, on peut alors extraire des quantités comme la température ou la viscosité du PQG.
- étrangeté: le plasma de quarks et gluons augmenterait la production de particules étranges.

4 L'expérience ALICE

4.1 Le LHC

Le *Large Hadron Collider* (LHC) est actuellement l'accélérateur de particules le plus puissant au monde en service depuis 2009 [8].

Dans sa configuration nominale, des collisions p-p à $\sqrt{s}=14$ TeV sont attendues, soit sept fois plus que le *Tevatron* (l'accélérateur de particules du Fermilab) [9]. Dans le cas de collisions p-p, le facteur $\gamma = E/m$ de la relativité est de 14000. Pour les collisions Pb-Pb, des énergies à $\sqrt{s_{NN}}=5.5$ TeV par nucléon sont attendues. Soit un facteur 30 par rapport au RHIC (*le Relativistic Heavy Ion Collider* du laboratoire national de Brookhaven) [10, 11]. Des collisions p-Pb et Ar-Ar sont également attendues. Le LHC est déjà en service et effectue des collisions pp à $\sqrt{s}=7$ TeV depuis fin 2009 et des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ TeV par nucléon respectivement. On a également commencé les collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=5.2$ TeV.

Il est prévu que le LHC fonctionne jusqu'à l'horizon 2026 (figure 5). D'ici là, celui-ci sera arrêté pendant les "Long Shutdown" (LS) dans le but de permettre d'effectuer des opérations de maintenance ainsi que certaines améliorations si nécessaire.

RUN1			LS1		RUN2			LS2	RUN3			LS3		R4
2010	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	2020	2021	2022	2023	2024-2026

Figure 5: Runs prévus au LHC jusqu'à l'horizon 2026.

Il existe quatre expériences principales au LHC avec chacune des objectifs différents:

- ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*): mettre en évidence le boson de Higgs, étudier la physique au delà du modèle standard ainsi que le plasma de quarks et gluons.
- CMS (*Compact Muon Solenoid*): même objectifs que ATLAS.
- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*): étude de la QCD en collision $p-p$ et du plasma de quarks et de gluons introduit précédemment en collisions d'ions lourds.
- LHCb (*Large Hadron Collider-beauty*): étude de la violation CP (une théorie possède la symétrie CP si elle est invariante par conjugaison de charges et par inversion des coordonnées d'espace) via la production des quarks b .

4.2 Les détecteurs

4.2.1 Vue d'ensemble

Comme nous l'avons dit précédemment, l'expérience ALICE au LHC a pour objectif double de tester la QCD et d'étudier les propriétés du PQG. Pour cela, il est nécessaire de pouvoir observer un maximum de particules produites lors de collisions d'ions lourds avec un maximum de précision. La première difficulté est d'identifier les particules émises. Cela signifie connaître leur type, leur énergie et leur trajectoire. Pour cela, il existe différents

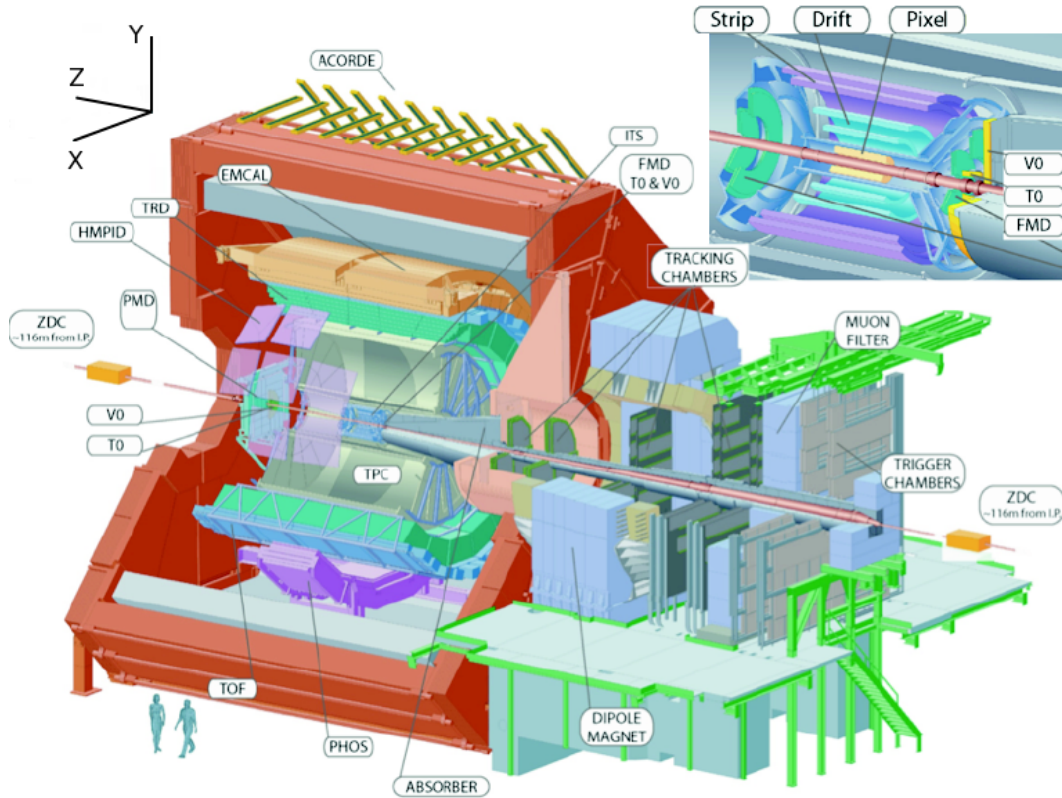


Figure 6: Eléments de détection de l'expérience ALICE.

types de détecteurs, chacun ayant une fonction bien définie. L'expérience ALICE utilise la quasi-totalité des techniques connues à ce jour pour la détection des particules.

De plus, l'étude de collisions d'ions lourds à haute énergie implique la production d'un très grand nombre de particules à chaque événement. Il y a donc fallu concevoir un détecteur capable de mesurer des événements de grande multiplicité. Pour cela, en 1990, ALICE a été initialement conçue pour travailler à des multiplicités allant jusqu'à 8000 particules chargées par unité de rapidité par événement en collision $Pb - Pb$ 10% les plus centrales. Cependant, les données récentes ont montrées qu'on ne dépassait pas plus de 1600 particules chargées par unité de rapidité par événement. Ainsi, l'expérience ne fonctionnant pas de manière optimale, l'objectif principal de ce stage fut d'améliorer une partie du détecteur dans l'optique de travailler avec une multiplicité optimale de 1600 particules par événements.

La figure 6 montre les différents détecteurs de l'expérience ALICE. Elle est composée de trois sous-systèmes :

- La partie centrale, ou tonneau central (détecteurs à mid-rapacité: $y=0$).
- Les détecteurs globaux, à l'avant et à l'arrière (détecteurs à grande rapidité).
- Le spectromètre à muons (détecteur à grande rapidité).

Un aimant créant un champ magnétique de 0.5 T entoure toute la structure centrale. Celui-ci a pour but de courber les trajectoires des particules chargées et ainsi de permettre aux expérimentateurs de calculer l'impulsion de celles-ci.

4.2.2 Les détecteurs à rapidité centrale

Ceux-ci sont montés autour de la direction de collision et couvrent une région en pseudo-rapacité $|\eta| < 0.9$. Du vertex à la région la plus externe :

ITS - *Inner Tracking System*

Situé à quelques centimètres du point d'interaction, le système de trajectographe interne reconstruit avec précision (résolution spatiale de quelques dizaines de micromètre) les trajectoires des particules chargées dont l'impulsion est supérieure à 100 MeV/c.

TPC - *Time Projection Chamber*

La chambre à projection temporelle est la partie centrale d'ALICE. Elle reconstruit les traces des particules chargées comprises dans le domaine de rapidité $-0,9 < \eta < 0,9$ avec une efficacité de 90%. Elle permet de calculer leurs impulsions et les identifie en fonction de leurs perte d'énergie.

EMCAL - *ElectroMagnetic CALorimeter*

EMCAL est un calorimètre de 10 SuperModules, chacun comprenant 288 tours utilisant la calorimétrie à échantillonnage en Pb-scintillateur. Il est à la fois sensible aux particules neutres et chargées.

4.2.3 Les détecteurs à grande rapidité

V0

Il est constitué de deux détecteurs couvrant tout l'espace azimutal:

- V0A : situé à une rapidité $2.8 < \eta < 5.1$.
- V0C : situé à une rapidité $-3.8 < \eta < -1.7$.

Ce détecteur est spécialisé dans le déclenchement. Il va pouvoir dire s'il y a eu une collision. Il détecte, grâce à ses scintillateurs, les particules produites lors d'une collision à un angle très faible par rapport au faisceau.

ZDC - *Zero Degree Calorimeter*

Les ZDC sont composées d'un calorimètre à neutron et d'un calorimètre à proton. Tous deux sont situés à 116 mètres du point d'interaction. Ils sont également composés d'un calorimètre électromagnétique situé à 7 mètre du point d'interaction. Ces calorimètres vont détecter les particules (les neutrons et les protons) qui n'ont pas collisionné. L'information couplée du V0 et des ZDC permet de déterminer la centralité de la collision. Si beaucoup de particules sont mesurées dans les ZDC et peu dans les V0, la collision sera périphérique et inversement pour les collisions centrales. ZDC joue un rôle important pour rejeter les processus électromagnétiques qui sont important dans les collisions périphériques.

4.3 Le spectromètre à muons

Dans l'expérience ALICE, les muons issues de la collision sont détectés par le spectromètre à muons représenté figure fig:spectro [12, 13]. L'acceptance du spectromètre est $171^\circ \leq \theta \leq 178^\circ$ et $-4 \leq \eta \leq -2.5$. Celui-ci permet d'étudier le spectre en masse invariante des quarkonia lourds (J/ψ , ψ' , Υ , Υ' , Υ'') via leur décroissance $\mu^- \mu^+$.

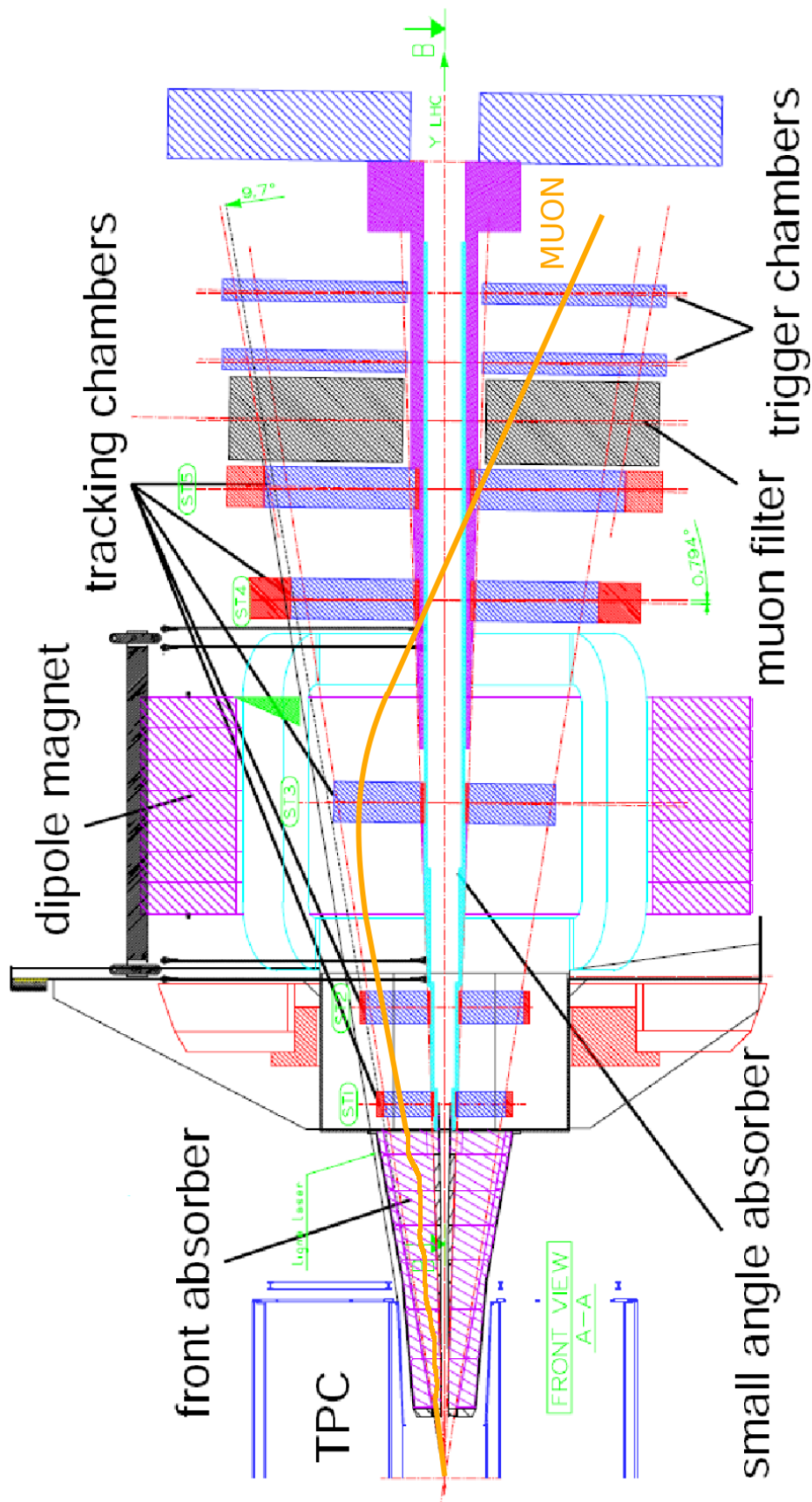


Figure 7: Schéma du pectromètre à muon et trajectoire d'un muon à travers celui-ci.

Le spectromètre est composé de:

- un absorbeur pour limiter la contribution des pions et des kaons.
- un dipôle magnétique afin de courber la trajectoire des particules.
- des chambres de trajectographie pour permettre de reconstruire les traces des muons.
- un système de déclenchement rapide permettant une sélection des événements.

4.3.1 L'absorbeur

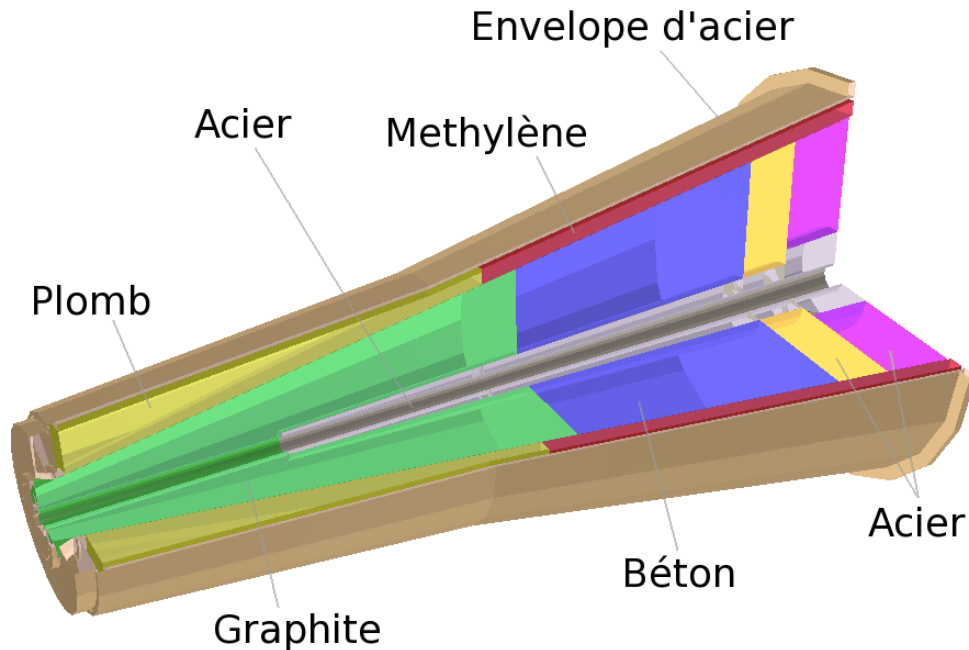


Figure 8: Vue intérieure de l'absorbeur.

L'absorbeur (figure 8), située à environ 90 cm du point d'interaction et long de 4 m, sélectionne les particules aux impulsions supérieures à $4 \text{ GeV}/c$. Il a pour rôle de faire rempart aux photons et aux neutrons de basses énergies. Il doit également limiter le nombre de pions et de kaons traversant en les faisant décroître. Pour cela, l'absorbeur a été placé au plus près du vertex. Un bouclier intérieur en Tungstène a pour but de réduire les interactions avec le tube faisceau.

L'intérieur de l'absorbeur est constitué de graphite, de béton et d'acier. L'acier (56 cm d'épaisseur) a été placé à la fin dans le but d'empêcher des déviations trop importantes dues aux diffusions multiples. En effet, plus les diffusions dans l'absorbeur se font proches des chambres de trajectographie, meilleure sera la reconstruction de la trace du muon. L'absorbeur a été créé dans le but de pouvoir travailler dans un environnement à haute multiplicité. Cependant, comme nous l'avons dit précédemment, la multiplicité mesurée en collisions réelles est inférieure à celle prédite par les simulations. Dans l'optique d'augmenter l'efficacité du spectromètre, on peut proposer de modifier l'absorbeur. Pour cela, nous considérerons 4 cas:

- l'absorbeur est inchangé afin de s'en servir comme référence pour les simulations.
- suppression de 5 cm d'acier à la fin de l'absorbeur, il reste donc 51 cm d'acier.
- suppression de 31 cm d'acier à la fin de l'absorbeur, il reste donc 25 cm d'acier.
- suppression de tout l'acier (56 cm) à la fin de l'absorbeur.

L'objectif principal de ce stage est d'étudier les conséquences sur la qualité de la prise de données de ces modifications. Nous verrons les améliorations possibles pour la méthode impulsion - distance d'approche minimale dans la partie 5 et la dégradation du taux d'occupation des chambre de trajectographie dans la partie 6.

En plus de l'absorbeur, un mur de fer, épais de 1.2 m, est placé à 15 m du point d'interaction. Celui-ci filtre les muons avant le système de déclenchement.

4.3.2 Le dipôle magnétique

Un dipôle magnétique vient courber la trajectoire des particules chargées dans le plan yz sur une longueur de 5 m. Il produit un champs de 0.7 T et un champs intégré de 3 Tm.

4.3.3 Système de trajectographie

Le système de trajectographie a été développé par deux contraintes: obtenir une résolution de $100 \mu m$ nécessaire pour la résolution de masse invariante de $100 \text{ MeV}/c^2$ pour la masse du Υ et fonctionnera à une densité maximale d'environ $5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2}$ attendue en collision Pb-Pb. Des critères moindres sont nécessaires pour la resolution dans le plan yz où la particule ne subit pas de déviation due au champs magnétique.

Le système utilise des chambres à fils proportionnelles réparties en 5 stations: deux sont placées entre l'absorbeur et le dipôle, une est placée à l'intérieur du dipôle et deux sont placées entre le dipôle et le mur de fer. Elles sont respectivement placées à 5.4 m, 6.8 m, 9.7 m, 12.65 m et 14.25 m du point d'interaction. Chaque station contient 2 chambres, ces dernières étant composées de deux plans de cathodes.

La figure 9 montre une vue de face de la chambre 1 et de ces différents éléments. Lorsqu'une particule traverse une chambre, elle va déposer un signal dans un pavé. Pour chaque station, l'électronique est monté sur un tableau électronique composé de cartes **MANU** (MANas NUMérique). Chaque MANU gèrent 64 pavés chacune. Les 17.000 cartes MANU vont ainsi gérer un total de 1.08 million de pavés. Les chambres peuvent également être divisées en **BUSPATCH** ou en **DE** (élément de détection).

Initialement, les chambres de trajectographie ont été prévues pour fonctionner à un taux d'occupation maximal de 5%. Comme on le verra par la suite, on se situe bien en dessous de cette valeur.

4.3.4 Système de déclenchement

Le système est composé de deux chambres de déclenchement localisées à 16 m du point d'interaction, soit après le mur de fer. Il va sélectionner les traces reconstruites avec les chambres de trajectographie qui correspondent aux impacts faits dans les chambres de

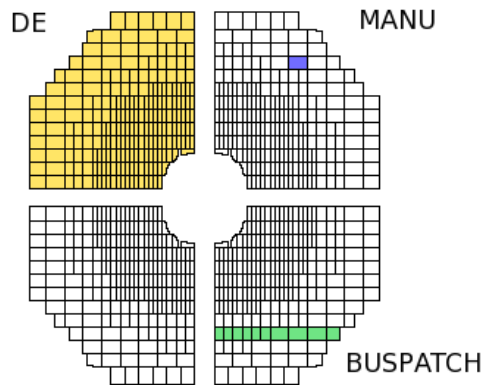


Figure 9: Division en éléments de la chambre de trajectographie 1. Bien que les chambres soit différents du point de vue de l'implantation des cartes MANU, les chambres 1 à 4 possèdent toutes 4 éléments de détection. Ce n'est pas le cas des autres chambres.

déclenchement. Le mur de fer arrêtant la grande majorité des hadrons, cela va permettre de réduire le bruit de fond des hadrons.

4.3.5 Projet MFT

Du fait du bruit de fond important dû au pions et aux kaons, qu'on ne puisse pas déterminer précisément le vertex des muons et que la résolution en masse invariante est limitée pour les basses masses (ρ , ω , φ et ϕ), il a été récemment lancée l'idée de mettre en place pendant la période LS2 prévue en 2018 un nouveau détecteur: le MFT (Muon Forward Tracker). Celui-ci serait composé de capteur CMOS utilisant la technologie MAPS (Monolithic Active Pixel Sensor) déjà utilisée sur l'ITS et serait installé devant l'absorbeur avec la même acceptance. On pourrait alors associer les traces reconstruites grâce au spectromètre à muons avec celles du MFT et ainsi améliorer la précision du pointage des traces. Cependant, l'ajout d'un détecteur implique des diffusions et donc de la perte d'énergie sur les muons. Enlever de l'acier à l'absorbeur pourrait alors contrebalancer ce problème.

4.4 ALICE offline

ALICE offline est un projet dont le but est de développer un framework, AliRoot, pour l'analyse des données [14]. Cela inclue les tâches comme la simulation des particules, la reconstruction des traces ou la visualisation des détecteurs. Aliroot est basé sur le langage orienté objet C++ et utilise les frameworks ROOT [15] et Geant3 [16]. ROOT permet de traiter et d'analyser les données tandis que Geant3 permet le transport des particules utilisant des méthodes Monte-Carlo. L'une des caractéristique de base d'AliRoot est sa modularité. Par exemple, il est possible de changer le générateur de particules ou encore de modifier des parties des détecteurs.

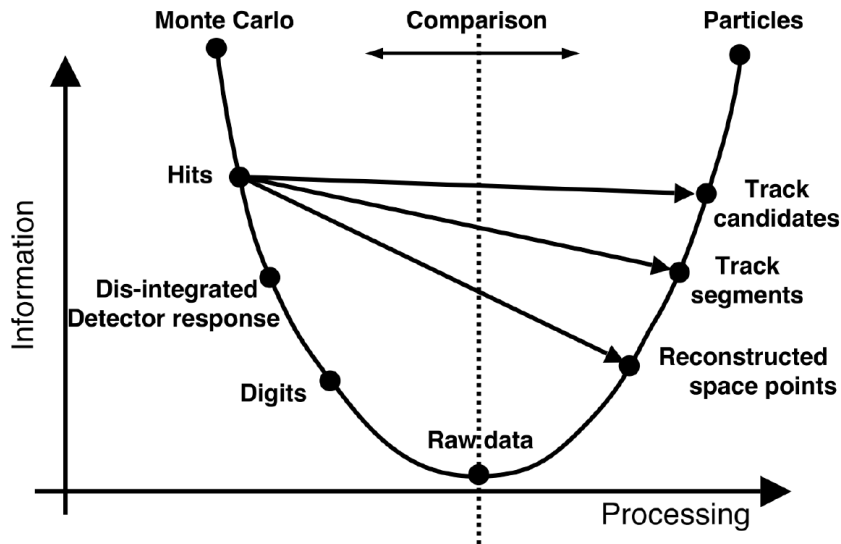


Figure 10: Processus d'analyse et de traitement des données avec AliRoot.

Le rôle d'Aliroot est montré schématiquement sur la figure 10. Les données sont produites par les générateurs Monte Carlo et contiennent toutes les informations sur les particules. Pendant le transport, la réponse des détecteurs pour chaque particule les traversant est simulé et les "hits" sont créés (énergie déposée). Les "hits" sont convertis en "digits" pour prendre en compte l'électronique. Ces derniers sont stockés sous forme de "Raw Data". D'un autre côté, on peut effectuer une reconstruction à partir des "hits"

dans les détecteurs afin de déterminer les traces des particules puis identifier les particules émises initialement. Celles-ci ne correspondront pas forcément avec les particules initiales produites par les générateurs.

Les simulations ont été effectuées sur la ferme de calcul local du laboratoire Subatech. Cependant, dans le but de faire des simulations plus précises mais qui prendraient plus de temps, il serait préférable d'utiliser la grille de calcul AliEn.

5 La méthode impulsion - distance d'approche minimale

Cette méthode permet une diminution du bruit de fond par une sélection des traces. Elle permet d'éliminer les traces provenant d'interactions faisceau-gaz à l'intérieur du tube faisceau et également les traces reconstruites n'ayant pas de signification physique [17].

5.1 Distance d'approche minimale

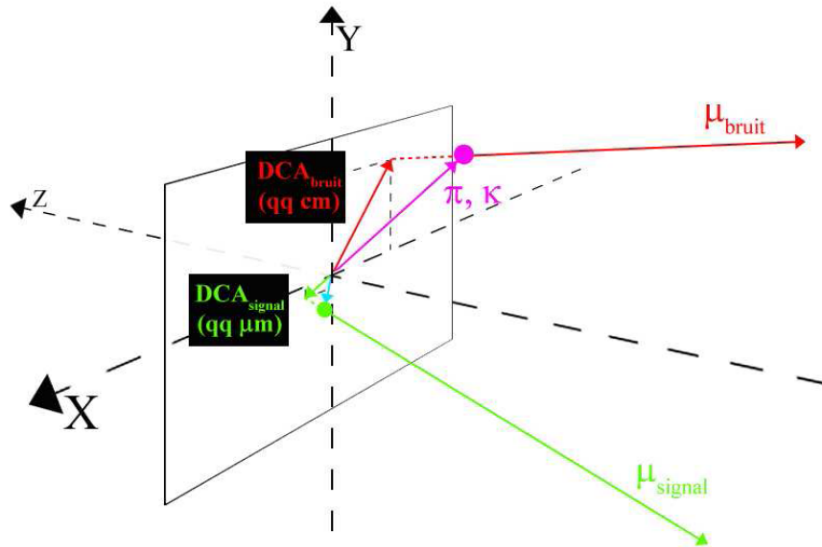


Figure 11: Schéma du DCA d'un muon. Le DCA sera plus important pour les muons issues de la décroissance d'un pion ou d'un kaon que provenant de la décroissance d'une saveur lourde.

La distance d'approche minimale ou **DCA** (Distance Closest Approach) est une grandeur définie pour chaque trace. C'est la distance entre les points suivants (voir figure 11):

- Le vertex de la collision. Situé en $(x_{vertex}, y_{vertex}, z_{vertex})$, on peut cependant utiliser $(0, 0, z_{vertex})$. En effet le vertex est très bien défini dans le plan xy . Selon l'axe x , la position du vertex varie de l'ordre d'une dizaine de μm et selon l'axe y , il varie de l'ordre d'une centaine de μm . La position du vertex selon l'axe z peut varier sur une longueur d'environ 20 cm.
- L'intersection de la trace avec le plan xy contenant le vertex. La trace étant reconstruite après l'absorbeur, il est nécessaire d'estimer l'effet des diffusions multiples dues au passage à travers l'absorbeur.

5.2 Sources principales des traces

L'objectif du spectromètre à muons est de les détecter. Ces muons proviennent principalement de la désintégration des hadrons comportant des saveurs lourdes et de la désintégration des pions et des kaons. Ces derniers contribuent principalement au bruit de fond. Cependant, il est possible de détecter des traces qui ne sont pas des muons:

- **Les hadrons** peuvent provenir de la collision initiale ou être produit lors d'une collision secondaire dans l'absorbeur. Les hadrons, ayant une probabilité importante de traverser l'absorbeur (environ 0.01% traversent), vont être fortement déviés et auront donc un DCA important. De plus, comme on l'a indiqué plus haut, une grande partie sera arrêtée par le mur de fer.

- **Les fausses traces** ne sont pas réelles et n'ont été produites par aucune particule. Elles sont plus importantes en collision Pb-Pb que en collision pp dû à une multiplicité d'agrégats plus important.

Quand aux muons, ils sont classés en deux catégories:

- **Les muons primaires** créés lors de la collision initiale. On distingue tout d'abord les muons issus de saveurs lourdes (par exemple la décroissance des mésons ρ , ω , ϕ ou J/ψ). Ceux-ci auront un DCA inférieur au millimètre. Enfin, il y a les muons issus de la décroissance des pions, des kaons et de la décroissance des mésons D et B. Ces derniers ont un DCA plus important, de l'ordre du centimètre.

- **Les muons secondaires** issus de décroissances de particules produites dans un élément passif d'ALICE comme l'absorbeur ou le tube faisceau. Etant produits loin du vertex, leur valeur de DCA sera bien plus importante, de l'ordre de 10 à 100 cm, selon l'impulsion du muon.

5.3 Influence de l'absorbeur sur la distribution de DCA et introduction du pDCA

Les particules traversant l'absorbeur vont interagir avec le milieu, elles vont subir un nombre important de petite déviations. La plupart de ces diffusion sont dues à des diffusions de Coulomb. La diffusion de Coulomb est très bien décrite selon le modèle de Molière [18]. Pour des petites déviations, on peut s'attendre à une distribution gaussienne de l'angle de déviation θ_{plane} (voir figure 12) dont la largeur à mi-hauteur de la distribution est donnée par [19, 20]:

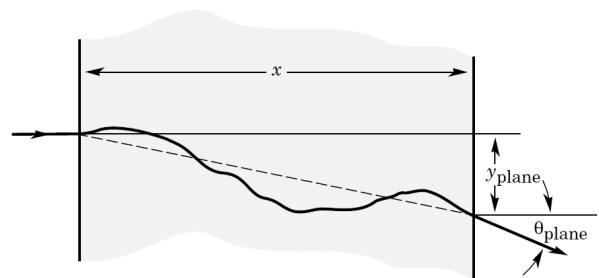


Figure 12: Variables utilisées pour la description de la diffusion multiple.

$$\sigma_{\theta_{plane}} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} |e| \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \log \frac{x}{X_0}\right) \quad (5.1)$$

avec p , βc et z étant respectivement l'impulsion, la vitesse et la charge de la particule incidente. x/X_0 est la distance de matériau traversé en unité de longueur de radiation.

Comme la dispersin de l'angle θ_{plane} est fonction de $1/p$, il en sera de même pour le DCA. C'est pourquoi on choisira plutôt de faire une coupure sur la distribution en pDCA

plutôt que la distribution en DCA des traces. Le **pDCA** est définie par le produit de l'impulsion et du DCA.

En partant de la fonction de distribution de l'angle de déviation θ_{plane} , on peut montrer que le pDCA suit la distribution suivante:

$$P(pD) \simeq N.r.exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.2)$$

où p et D sont respectivement l'impulsion et le DCA de la trace, $r = \sqrt{DCA_x^2 + DCA_y^2}$, N un facteur de normalisation et σ la largeur à mi-hauteur de la distribution.

En utilisant la formule de Bethe, on peut également calculer approximativement l'énergie perdue par un muon d'énergie de 10 à 100 GeV (la perte d'énergie étant quasiment constante dans cette gamme) dans la partie arrière de l'absorbeur qui nous intéresse, en supposant la densité de l'acier égale à celle du fer ($\rho = 7.874 \text{ g/cm}^3$). Les résultats sont données dans le tableau 1. Etant donné qu'un muon perd en moyenne 4 GeV en traversant l'absorbeur, enlever tout l'acier de la partie arrière revient presque à diminuer d'un quart la perte d'énergie. Pour 25 cm d'acier, la perte d'énergie correspond à 10% de l'énergie du muon.

Configuration	Perte d'énergie
56cm d'acier	880 MeV
51 cm d'acier	800 MeV
25 cm d'acier	400 MeV

Table 1: Perte d'énergie dans l'acier en fonction de l'épaisseur.

5.4 Simulation de muons et évolution du pDCA

Nous souhaitons regarder l'évolution de la distribution du pDCA pour les quatre configurations de l'absorbeur présentées précédemment. Pour cela, nous utilisons le générateur **AliGenBox** et nous simulons des μ^- uniformément distribués entre 4 et 10 $\text{GeV}.c^{-1}$, pour $0 < \phi \leq 2\pi$ et $171 \leq \eta \leq 177$. L'origine est fixée à (0,0,0) pour tous les muons.

Une fois les simulations effectuées, nous utilisons les informations stockées dans les ESD afin de tracer la distribution en pDCA pour chaque configuration. Nous montrons les résultats sur la figure 13. Nous avons ajusté la courbe donnée par l'équation 5.3 aux histogrammes. Bien que nous ayons un χ^2 / NDF important du au manque de statistiques, nous arrivons relativement bien à reproduire l'allure des distributions.

Configuration	σ ($\text{GeV}.c^{-1}.\text{cm}$)	χ^2/NDF
56 cm d'acier	105.5 ± 0.3	1008 / 44
51 cm d'acier	99.26 ± 0.3	2219 / 113
25 cm d'acier	74.60 ± 0.3	2498 / 116
Sans acier	43.33 ± 0.2	2249 / 116

Table 2: Valeurs de σ et χ^2/NDF obtenues lors des simulations pour les quatre configurations.

Une quantité intéressante est la largeur à mi-hauteur de la distribution. Les valeurs sont données dans la table 2. En effet, si nous multiplions cette valeur par l'impulsion

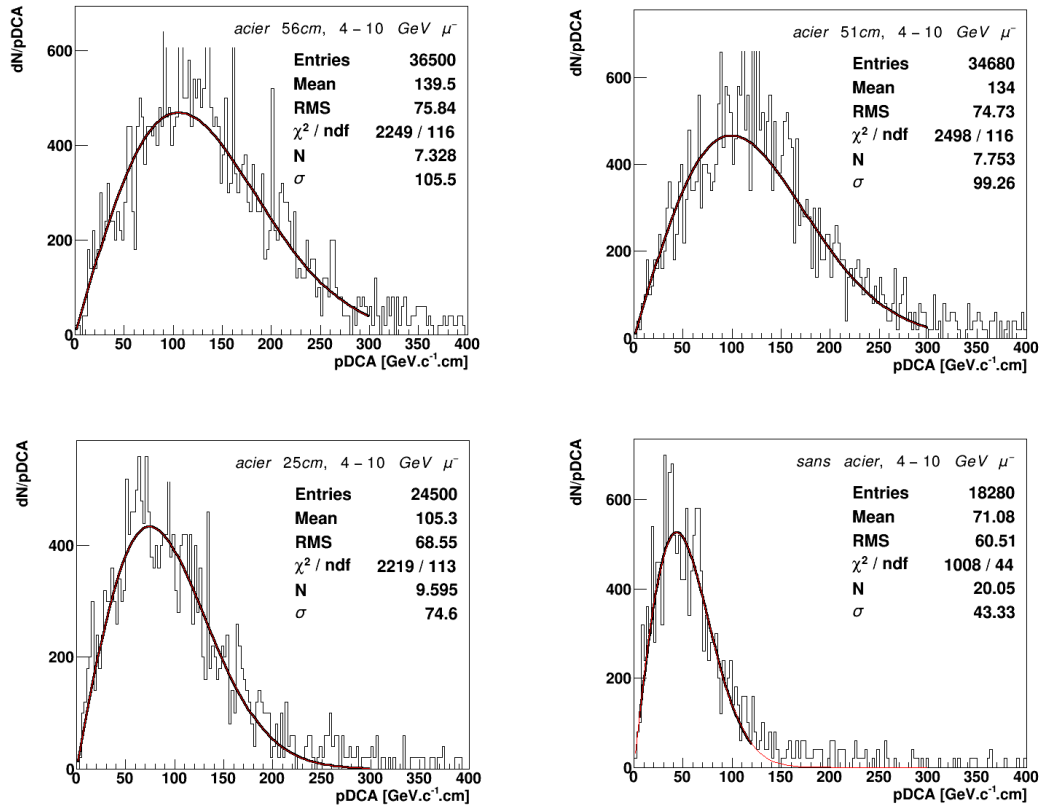


Figure 13: Evolution des distributions du pDCA pour les quatres configurations. σ correspond à celui de la formule 5.3

de la particule et si nous prenons le carré, nous obtenue une surface. On peut alors enlevé de façons imaginaire l'absorbeur et voir cette surface comme étant une aire d'où proviendrait la particule. Cela nous donne ainsi la résolution à laquelle on sait d'où provient la particule. Nous introduisons également le ratio $\sigma_{\text{modif}}/\sigma_{\text{actuel}}$ comme étant le rapport entre le σ de la distribution après modification de l'absorbeur et celui de distribution pour la configuration actuelle de l'absorbeur. Les valeurs correspondant au carrés de ce ratio sont données dans la table 3. L'aire de laquelle on voit venir la particule est diminuée d'un facteur 6 pour le cas sans acier et de moitié si on enlève 31 cm d'acier.

Configuration	$(\sigma_{\text{modif}}/\sigma_{\text{actuel}})^2$
51 cm d'acier	0.88 ± 0.006
25 cm d'acier	0.5 ± 0.004
Sans acier	0.17 ± 0.002

Table 3: Carré du rapport des σ obtenus lors des simulations pour les quatres configurations.

Malheureusement, bien que nous gagnons en efficacité dans l'amélioration de la méthode pDCA, nous allons perdre de la précision dans la reconstruction des traces du fait de la dégradation du taux d'occupation. C'est ce que nous verrons dans la prochaine partie.

6 Taux d'occupation des chambres

Une fois que le muon (et pas seulement le muon) a traversé l'absorbeur, celui-ci va passer à travers l'aimant et le mur de fer pour finir son chemin dans les chambres de déclenchement tout en ayant traversé les 5 chambres de trajectographie. Les chambres de trajectographie vont garder en mémoire les impacts de particules qui auront déposer leur énergie. Ensuite, des algorithmes de reconstruction vont utiliser ces "hits" afin d'essayer d'associer une trace à ces points puis une particule. Cependant, s'il y a trop de particules émises lors de la collision, il sera difficile de reconstruire correctement les traces.

Nous faisons des simulations Hijing Pb-Pb à $\sqrt{s}=5.5$ TeV et pour un intervalle en centralité 0-10%. Pour chaque simulation, nous utilisons le générateur AliHijing, du framework AliRoot, qui permet de simuler des collisions d'ions lourds. Pour les quatre configurations de l'absorbeur, nous reproduisons le même événement. C'est à dire que les particules créés après hadronisation sont les mêmes et possèdent les mêmes variables cinématiques. Nous avons simulé au total 10 événements différents.

Le taux d'occupation dans les cartes MANU de la chambre 1 est montré sur la figure 14. Soulignons que chaque carte MANU contient 64 pads et que seulement la moyenne sur ces 64 pads est affichée. Il se peut donc que seul une partie de ces pads soit touchés et que cela ne représente pas exactement le passage des particules dans les détecteurs à la meilleur précision. On remarque cependant que le taux d'occupation augmente fortement dans le cas où on a enlevé tout l'acier de l'absorbeur.

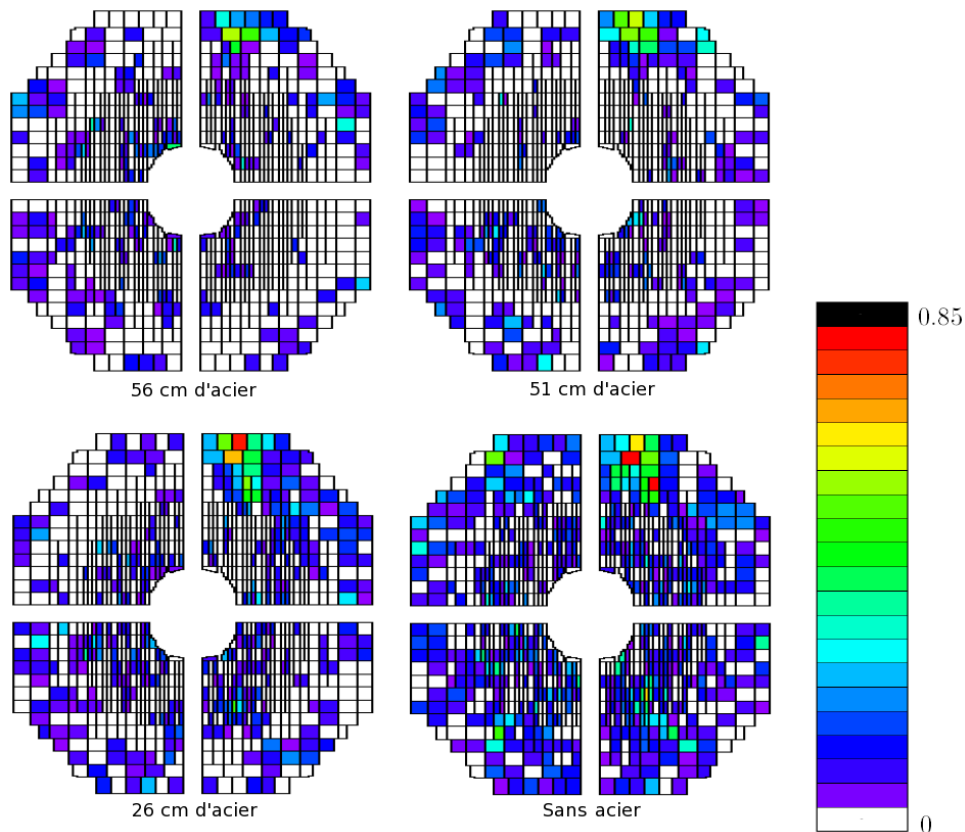


Figure 14: Taux d'occupation des quatre MANU de la chambre 1

Le taux d'occupation par chambre est montré dans le tableau 4. Nous voyons que dans la configuration actuelle, le taux d'occupation est inférieur ou égal à 2%. Il augmente très légèrement pour les cas avec 56 cm et 51 cm mais reste acceptable. Pour le dernier cas

où on enlève tout l'acier, le taux d'occupation est supérieur à 5% pour les chambres de la station 1 et légèrement inférieur pour celles de la station 2. Cependant, l'erreur sur le taux d'occupation n'a pas été pris en compte. Pour un événement, nous avons trouvé que le taux d'occupation dans la chambre 3 pouvait atteindre des valeurs de 4.5% (56 cm d'acier), 4.6% (51 cm d'acier), 5.9% (26 cm d'acier) et 7.8% (Sans acier) (voir tableau 5). Lorsque l'on fait la moyenne sur 10 événement, on observe que le taux d'occupation dans le cas avec 56 cm d'acier est supérieur à celui avec 51 cm d'acier. Cela devrait être l'inverse et provient des erreurs statistiques de la simulation. Une fois les particules générées, elles ne suivent pas toutes le même parcours lorsqu'elles traversent l'absorbeur.

Station	Chamber	56 cm	51 cm	26 cm	Sans acier
1	1	1.16e-2	1.13e-2	1.56e-2	5.83e-2
	2	1.42e-2	1.28e-2	1.62e-2	5.41e-2
2	3	2.09e-2	2.01e-2	2.14e-2	4.55e-2
	4	1.99e-2	1.92e-2	1.96e-2	4.21e-2
3	5	1.21e-2	1.07e-2	1.25e-2	1.87e-2
	6	1.25e-2	1.16e-2	1.25e-2	1.93e-2
4	7	0.931e-2	0.786e-2	0.857e-2	1.18e-2
	8	0.967e-2	0.844e-2	0.968e-2	1.15e-2
5	9	0.972e-2	0.882e-2	0.897e-2	1.10e-2
	10	0.989e-2	0.906e-2	1.02e-2	1.17e-2

Table 4: Taux d'occupation par chambres moyenné sur 10 simulations.

Station	Chamber	56 cm	51 cm	26 cm	Sans acier
1	1	2.7e-2	3.1e-2	4.6e-2	8.4e-2
	2	2.5e-2	3.8e-2	5e-2	8.4e-2
2	3	4.5e-2	4.6e-2	5.9e-2	7.8e-2
	4	4.4e-2	4.4e-2	4.5e-2	7e-2
3	5	3.4e-2	3.2e-2	4.2e-2	4.4e-2
	6	3.1e-2	2.4e-2	3.2e-2	4.4e-2
4	7	2.1e-2	2.2e-2	2.3e-2	2.3e-2
	8	2.4e-2	2.5e-2	2.2e-2	2.5e-2
5	9	2.4e-2	2.4e-2	2.4e-2	2.3e-2
	10	2.4e-2	2.6e-2	2.4e-2	2.7e-2

Table 5: Taux d'occupation par chambres pour un événement.

Pour mieux se rendre compte de l'augmentation du taux d'occupation, nous introduisons le taux d'occupation relatif comme étant le rapport du taux d'occupation simulé pour la nouvelle configuration par rapport à celui mesuré pour la configuration actuelle. Nous avons calculé ce taux pour les 10 chambres et pour les éléments de détection des chambres 1 à 4. Ils sont montrés sur les figures 15 et 16.

Nous voyons ainsi que le taux d'occupation de la chambre 1 est cinq fois plus élevé pour la configuration sans acier que la configuration actuelle. On observe également une forte augmentation du taux d'occupation dans les éléments de détection pour la même configuration. Dans le cas où on enlève 31 cm d'acier, le taux d'occupation reste acceptable à première vue.

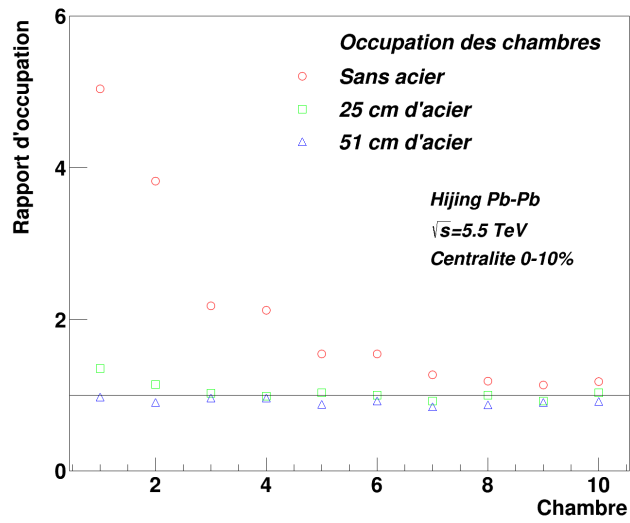


Figure 15: Taux relatif d'occupation des chambres.

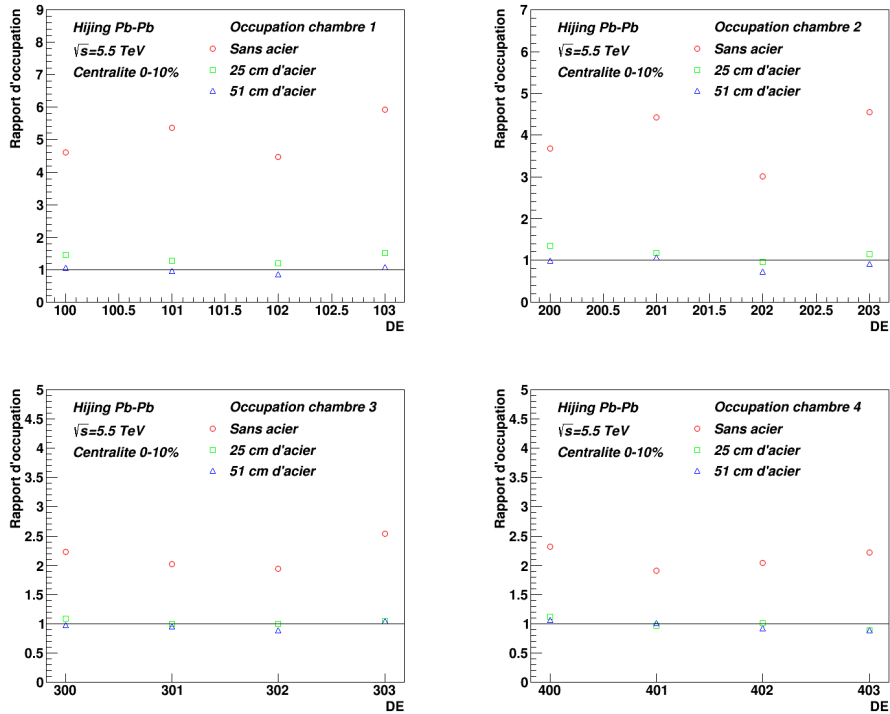


Figure 16: Taux d'occupation relatif dans les éléments de détection des chambres 1 à 4 pour les trois nouvelles configurations de l'absorbeur.

7 Estimation de l'excès observé dans la distribution en p_T du J/ψ dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$

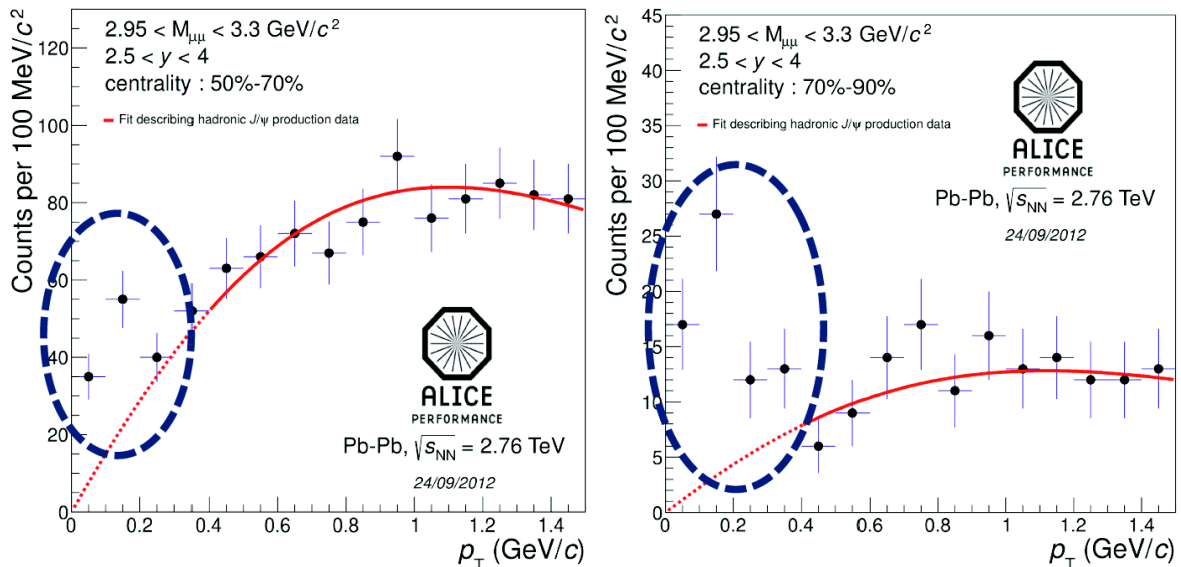


Figure 17: Spectre en p_T du J/ψ observé en Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=2.76 \text{ TeV}$. Pour la centralité 70%-90%, on observe un excès à bas p_T . Celui-ci est moins important pour la centralité 50%-70%.

Une récente publication [21] a mesuré la production inclusive de J/ψ en collision pp à $\sqrt{s}=2.76 \text{ TeV}$. Ce travail est en cours de réalisation pour les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=2.76 \text{ TeV}$. Cependant, dans la distribution en p_T des dimuons (le J/ψ décroît en un μ^- et un μ^+) et une masse invariante M tel que $2.95 \text{ GeV}/c^2 < M < 3.3 \text{ GeV}/c^2$, on a observé un excès à bas p_T (voir figure 17) par rapport à la prédiction de J/ψ par des processus hadroniques. La production hadronique de J/ψ ne peut se faire que lorsque les nucléons interagissent entre eux tandis que la photoproduction peut se faire lorsqu'un photon interagit à distance avec le noyau (de manière cohérente s'il se lie avec tout le noyau et de manière incohérente s'il se lie avec un seul nucléon). On observe également que cet excès est plus important pour la centralité 70%-90%. Ce pic n'est pas présent dans les collisions les plus centrales.

Une interprétation possible est que la photoproduction de J/ψ se fait en même temps que les processus hadroniques. Dans les collisions les plus centrales, les processus hadroniques étant bien plus important que la photoproduction, cela expliquerait pourquoi on n'observe pas d'excès dans les collisions centrales.

Afin de vérifier cette hypothèse, il faut extraire cet excès. Une méthode sur laquelle j'ai travaillé consiste à séparer la production cohérente des J/ψ de la production incohérente et hadronique. On sait que les processus hadroniques sont dominant pour $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ et que pour $300 \text{ MeV}/c < p_T < 1 \text{ GeV}/c$ seuls les processus de production incohérente et hadronique sont présents, on peut donc estimer la contribution cohérente sur l'intervalle en p_T de 0 à 300 MeV. De plus, la contribution de la production incohérente est connue.

Pour cela, on construit un modèle pour décrire le spectre en p_T du J/ψ :

$$\frac{dN_{AA}^{J/\psi}}{dp_T}(p_T) = \mathcal{N} \times \frac{dN_{pp}^{J/\psi}}{dp_T}(p_T) \times R_{AA}^{J/\psi} \times (\mathcal{A} \times \epsilon)(p_T) \quad (7.1)$$

avec \mathcal{N} un facteur de normalisation, $\frac{dN_{pp}^{J/\psi}}{dp_T}(p_T)$ obtenue avec les collisions $p-p$, $R_{AA}^{J/\psi}$ le facteur de modification nucléaire en Pb-Pb à 2.76 TeV et $(\mathcal{A} \times \epsilon)(p_T)$ obtenue avec des simulations monte-carlo.

Mon travail a consisté à déterminer R_{AA} et $\mathcal{A} \times \epsilon$. Les ajustements de courbes utilisés sont montrés en annexe A et B. Une fonction de Woodsaxon a été utilisée pour le R_{AA} et un polynôme de degré 4 pour $\mathcal{A} \times \epsilon$. La figure 18 montre la comparaison du modèle aux données. Plusieurs cas sont représentés puisque les intervalles en centralité et en p_T ne correspondent pas pour tous les paramètres. On observe bien l'excès pour les collisions centrales, comme prévue.

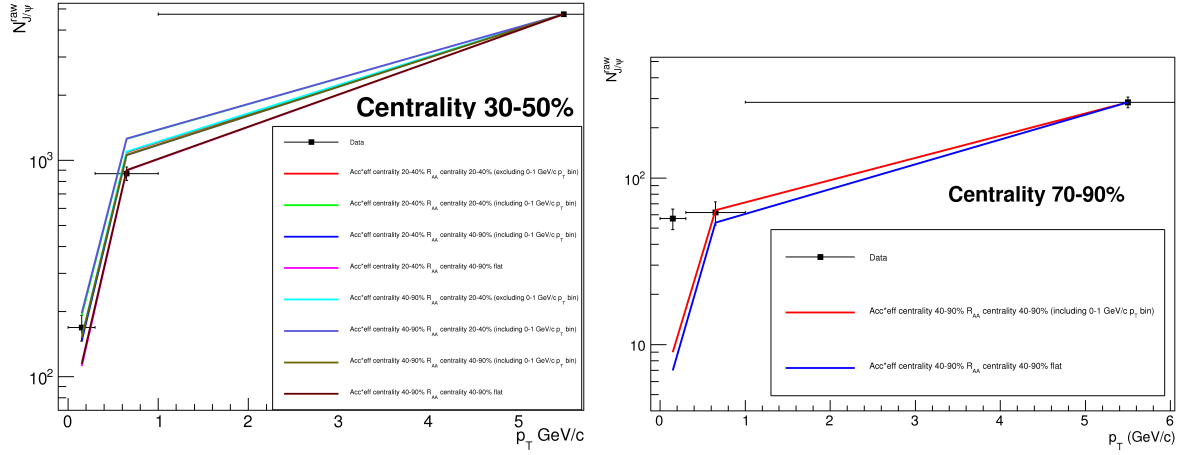


Figure 18: Comparaison du modèle pour l'extraction des composantes de production hadroniques et de photoproduction aux données.

8 Conclusion

Pour une première étude, il semble qu'enlever de l'acier améliore les performances du spectromètre à muon. En effet, cela améliorerait la coupure en p_T pour l'observation des mésons vecteurs ρ , ω , φ et ϕ . On gagnerait également sur la résolution de masse invariante du J/ψ du fait que la perte d'énergie du J/ψ soit diminuée. De plus, cette modification conviendrait parfaitement avec la mise en place du MFT puisque cela viendrait compenser la perte d'énergie supplémentaire due au MFT.

Nous avons étudié les améliorations faites dans la méthode pDCA. La distribution du pDCA se resserre, cela permet d'améliorer l'identification des particules. L'aire de laquelle on voit venir la particule est diminuée d'un facteur 6 pour le cas sans acier et de moitié si on enlève 31 cm d'acier.

Nous avons vu que le taux d'occupation n'augmentait de façon significative que lorsqu'on enlevait tout l'acier. Il est cependant important de prendre compte l'erreur sur celui-ci.

Il faut donc trouvé un compromis afin d'optimiser les performances du spectromètre à muons. Enfin, il reste à voir avec les ingénieurs s'il est techniquement possible de réaliser ces modifications sur l'absorbeur.

Finalement, nous avons également pu voir en partie comment les modèles théoriques pouvait être testé, ici la production hadronique de J/ψ via le spectre en p_T du J/ψ . Nous avons également vu comment le processus de photoproduction semblait être à l'origine d'un excès dans ce spectre. Nous avons montré comment on pouvait extraire cet excès. Il reste cependant à vérifier si celui-ci correspond bien au processus de photoproduction.

9 Annexes

A Ajustement de courbes pour le facteur de modification nucléaire

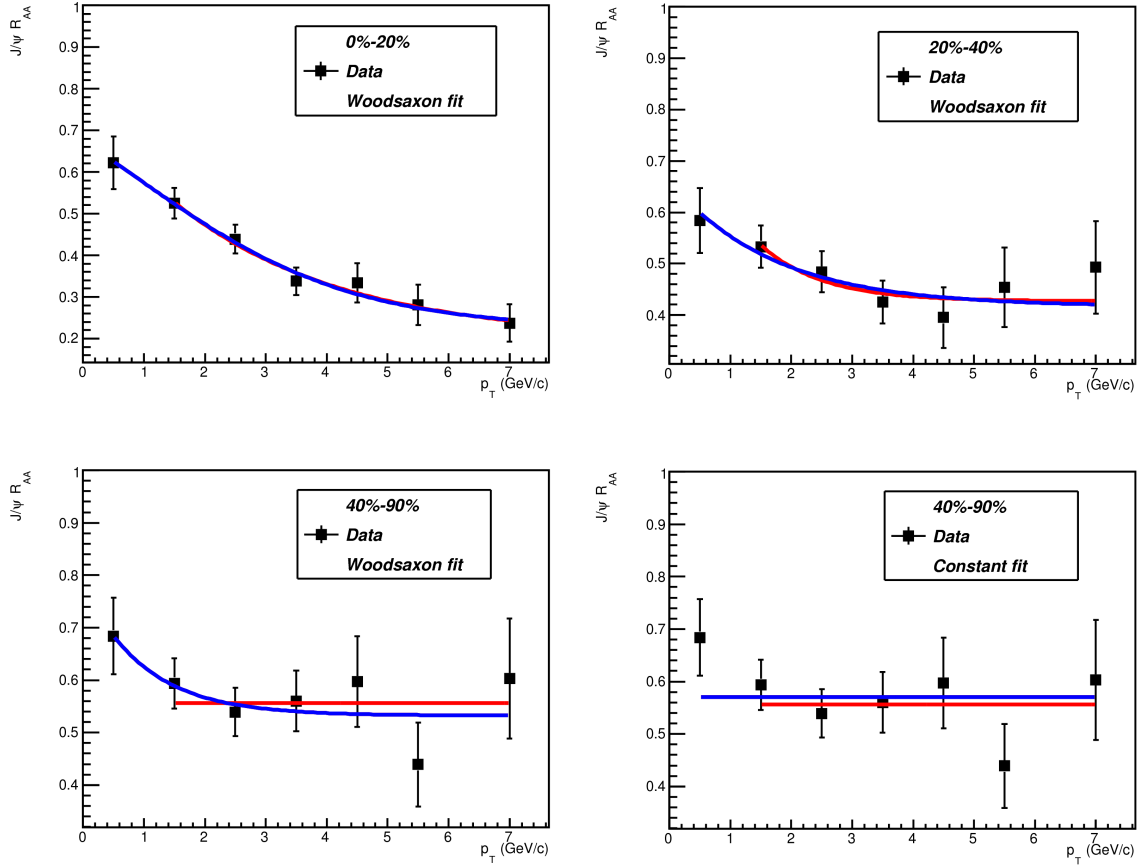


Figure 19: Ajustement de courbes pour le facteur de modification nucléaire par une fonction de Woodsaxon et une constante pour la centralité 40%-90%. Deux cas ont été considérés, le premier contient tous les bins et le deuxième exclut le bin 0-1 GeV/c.

B Ajustement de courbes pour l'acceptance \times efficacité

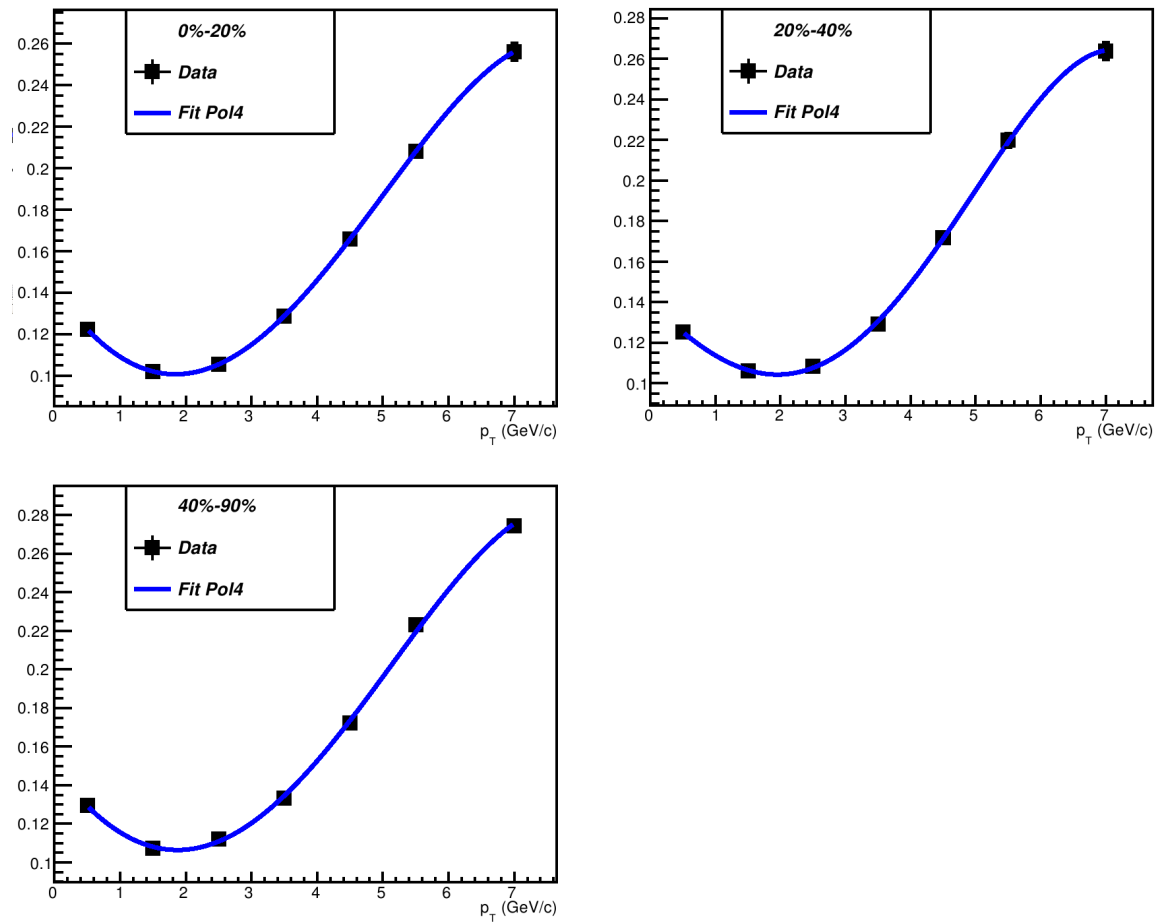


Figure 20: Ajustement de courbes pour l'acceptance \times efficacité par un polynôme de degré 4.

References

- [1] Standard Model. http://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model, 11 2011. (Cited on page 4.)
- [2] <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/Collaboration/> (Cited on page 4.)
- [3] <http://cms.web.cern.ch/content/cms-collaboration> (Cited on page 4.)
- [4] M.E.Peskin et H.D.Schroeder, *An introduction to quantum field theory* Addison-Wesley, Reading, 1995. (Cited on page 5.)
- [5] S. Hands. *The phase diagram of QCD*. Contemp. Phys., 42 :209-225, 2001. (Cited on page 5.)
- [6] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012). (Cited on page 5.)
- [7] Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region, Physical Review D - PHYS REV D , vol. 27, no. 1, pp. 140-151, 1983 (Cited on page 7.)
- [8] LHC Book : *The CERN Large Hadron Collider : accelerator and experiments*. (Cited on page 9.)
Volume I : LHC, ALICE, ATLAS.
Volume II : CMS, LHCb, LHCf and Totem.
Edited by Amos Breskin and Rudiger Vass, CERN, Geneva, 2009.
- [9] T. Group, “Design Report Tevatron 1 project”. (Cited on page 9.)
- [10] H. Hahn *et al.*, “The RHIC design overview”. Nucl. Instrum. Meth. A **499** (2003) 245. (Cited on page 9.)
- [11] L. Ahrens *et al.*, “Commissioning results and applications” Nucl. Instrum. Meth. A **499** (2003) 415. (Cited on page 9.)
- [12] ALICE Collaboration. ALICE dimuon forward spectrometer: Technical Design Report. CERN-LHCC-99-022, 1999. (Cited on page 11.)
- [13] ALICE Collaboration. ALICE dimuon forward spectrometer: addendum to the Technical Design Report. CERN-LHCC-2000-046, 2000. (Cited on page 11.)
- [14] <http://aliweb.cern.ch/Offline/> (Cited on page 15.)
- [15] <http://root.cern.ch/drupal/> (Cited on page 15.)
- [16] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/> (Cited on page 15.)
- [17] M. Lenhardt. Etude du taux de production des J/ψ et muons simples en collisions proton-proton à l’aide du spectromètre à muons de l’expérience ALICE au LHC, Chapitre 4. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2011. (Cited on page 16.)
- [18] H. A. Bethe. Molière theory of multiple scattering. Phys. Rev. 89 (1953) 1256, 1953. (Cited on page 17.)

- [19] V.L. Highland, Nucl. Instrum. Methods **129**, 497 (1975); Nucl. Instrum. Methods **161**, 171 (1979). (Cited on page 17.)
- [20] G.R. Lynch and O.I Dahl, Nucl. Instrum. Methods **B58**, 6 (1991). (Cited on page 17.)
- [21] F. Bossu *et al.*, Phenomenological interpolation of the inclusive J/ψ cross section to proton-proton collisions at 2.76 TeV and 5.5 TeV. 2011 <http://arxiv.org/abs/1103.2394> (Cited on page 23.)