



**HAL**  
open science

# Mesure de la section efficace de production des hadrons lourds avec le spectromètre à muons d'ALICE au LHC

Loïc Manceau

► **To cite this version:**

Loïc Manceau. Mesure de la section efficace de production des hadrons lourds avec le spectromètre à muons d'ALICE au LHC. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2010. Français. NNT: . tel-00549229v1

**HAL Id: tel-00549229**

**<https://theses.hal.science/tel-00549229v1>**

Submitted on 21 Dec 2010 (v1), last revised 14 Jun 2011 (v2)

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITE BLAISE PASCAL**  
ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES N°655

**THESE**

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE  
Spécialité : Physique Corpusculaire

Par "MANCEAU Loïc"  
Master recherche : Physique Subatomique

**Mesure de la section efficace de production des hadrons lourds  
avec le spectromètre à muons d'ALICE au LHC**

Soutenue publiquement le 1 octobre 2010, devant la commission d'examen :

Président :	M.	A.	BALDIT
Rapporteurs :	M.	F.	FLEURET
	M.	G.	MARTINEZ
Examineurs :	M.	A.	ANDRONIC
	Mlle	N.	BASTID
	M.	P.	CROCHET



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Matière nucléaire et collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes</b>	<b>5</b>
1.1 Généralités sur le diagramme de phase de la matière nucléaire . . . .	5
1.1.1 Présentation . . . . .	5
1.1.2 Description . . . . .	6
1.2 La matière nucléaire à des énergies extrêmes . . . . .	8
1.2.1 Le lagrangien de ChromoDynamique Quantique (QCD) . . . .	8
1.2.2 Le déconfinement . . . . .	9
1.2.3 La restauration de la symétrie chirale . . . . .	12
1.3 Prédiction des points extrêmes du diagramme de phase . . . . .	14
1.3.1 Les modèles de diagramme de phase . . . . .	14
1.3.2 La QCD sur réseau . . . . .	16
1.4 Exploration expérimentale des points extrêmes du diagramme de phase	20
1.4.1 Les collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes . . . . .	20
1.4.2 L'analyse des collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes . . . .	24
1.4.3 Résultats actuels et perspectives . . . . .	27
<b>2 Les saveurs lourdes comme sonde de la matière déconfinée</b>	<b>39</b>
2.1 La production des saveurs lourdes . . . . .	39
2.1.1 Les saveurs lourdes ouvertes . . . . .	39
2.1.2 Les quarkonia . . . . .	40
2.2 Mesure des effets nucléaires froids . . . . .	43
2.2.1 Présentation des effets nucléaires froids . . . . .	43
2.2.2 Résultats expérimentaux . . . . .	45
2.3 Mesure des propriétés du milieu déconfiné . . . . .	48
2.3.1 La température . . . . .	48
2.3.2 La densité . . . . .	52
2.3.3 Le degré de thermalisation . . . . .	59
<b>3 ALICE au LHC</b>	<b>67</b>
3.1 Le LHC . . . . .	67
3.1.1 Le fonctionnement . . . . .	68
3.1.2 Les expériences . . . . .	69

3.2	Le détecteur ALICE . . . . .	70
3.2.1	La partie centrale . . . . .	71
3.2.2	Le spectromètre à muons . . . . .	75
3.2.3	Les détecteurs globaux et de déclenchement . . . . .	76
<b>4</b>	<b>Le spectromètre à muons d'ALICE</b>	<b>79</b>
4.1	Qualités requises . . . . .	79
4.2	Description technique . . . . .	83
4.2.1	Le dipôle . . . . .	84
4.2.2	Le système de trajectographie . . . . .	84
4.2.3	Le système de déclenchement . . . . .	87
4.2.4	Les absorbeurs . . . . .	89
4.3	Principe de fonctionnement . . . . .	90
4.3.1	L'absorbeur frontal . . . . .	91
4.3.2	Le système de trajectographie et le champ magnétique . . . . .	92
4.3.3	Le système de déclenchement . . . . .	95
4.4	Simulations numériques et reconstruction hors ligne . . . . .	97
4.4.1	L'environnement hors ligne du détecteur ALICE : AliRoot . . . . .	97
4.4.2	Les codes pour le spectromètre dans AliRoot : MUON . . . . .	98
4.4.3	Les codes pour la simulation : EVGEN . . . . .	99
4.4.4	Les codes pour l'analyse physique des données avec le spectromètre : PWG3 . . . . .	99
4.4.5	Les codes pour la compression des données du spectromètre : HLT . . . . .	102
4.5	Performances attendues . . . . .	103
4.5.1	Le système de trajectographie . . . . .	103
4.5.2	Le système de déclenchement . . . . .	107
<b>5</b>	<b>Performance du spectromètre à muons pour la reconstruction de la section efficace différentielle de production inclusive des hadrons beaux et charmés dans les collisions proton-proton à <math>\sqrt{s} = 14</math> TeV.</b>	<b>115</b>
5.1	Motivations . . . . .	115
5.2	Séparation des signaux de décroissance de la beauté et du charme dans le cas idéal d'un bruit de fond parfaitement soustrait . . . . .	117
5.2.1	Simulation . . . . .	117
5.2.2	Méthode et résultats . . . . .	120
5.3	Soustraction du bruit de fond . . . . .	121
5.3.1	Sources de bruit de fond . . . . .	121
5.3.2	Soustraction des hadrons primaires et des hadrons secondaires . . . . .	126
5.3.3	Soustraction des muons de décroissance des hadrons secondaires . . . . .	129
5.3.4	Soustraction des muons de décroissance des hadrons légers primaires . . . . .	135
5.3.5	Présentation de la méthode . . . . .	135

5.4	Séparation des signaux de décroissance de la beauté et du charme dans le cas d'une soustraction de bruit de fond réaliste . . . . .	155
5.4.1	Application de la méthode sans considération de systématique . . . . .	155
5.4.2	Incertitudes systématiques . . . . .	157
5.4.3	Sections efficaces différentielles de production des muons . . . . .	165
5.5	Extraction de la section efficace différentielle de production inclusive des hadrons beaux et charmés . . . . .	165
5.5.1	Méthode . . . . .	165
5.5.2	Résultats . . . . .	172
<b>6</b>	<b>Mesure du rapport de modification nucléaire des hadrons beaux (charmés) (<math>R_{AA}^{B(D)}</math>) et du rapport <math>R^{B/D} = R_{AA}^B/R_{AA}^D</math></b>	<b>175</b>
6.1	Motivations . . . . .	175
6.2	Simulation de collisions $PbPb$ à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV$ dans la fenêtre de centralité 0 – 10% . . . . .	176
6.2.1	Simulation de collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 5.5 TeV$ . . . . .	176
6.2.2	Extrapolation à des collisions Plomb-Plomb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV$ dans la fenêtre de centralité 0 – 10% . . . . .	177
6.3	Les effets nucléaires . . . . .	180
6.3.1	Les effets nucléaires froids . . . . .	181
6.3.2	Les effets nucléaires chauds . . . . .	182
6.4	Mesure du $R_{AA}^{B(D)}$ et du rapport $R^{B/D} = R_{AA}^B/R_{AA}^D$ . . . . .	182
6.4.1	Méthode . . . . .	184
6.4.2	Incertitudes . . . . .	185
6.4.3	Résultats . . . . .	190
6.5	Critiques et améliorations . . . . .	193
6.5.1	Approximations . . . . .	195
6.5.2	Améliorations possibles . . . . .	196
6.6	Conclusion . . . . .	197
<b>7</b>	<b>Les premières mesures de muons simples dans les collisions <math>pp</math> à <math>\sqrt{s} = 7 TeV</math></b>	<b>201</b>
7.1	Conditions expérimentales et simulations . . . . .	201
7.2	Qualité des données . . . . .	202
7.3	Caractéristiques générales des collisions . . . . .	203
7.4	Coupures sur les propriétés des particules pour éliminer le bruit de fond	205
7.4.1	Coupe sur les événements nécessaires à l'analyse . . . . .	205
7.4.2	Coupures simples . . . . .	206
7.4.3	Coupe sur la distance radiale en sortie de l'absorbeur . . . . .	210
7.5	Les distributions cinématiques . . . . .	214
7.6	Pour aller plus loin dans l'analyse . . . . .	214
7.6.1	La coupe en "DCA" . . . . .	214
7.6.2	L'ajustement combiné . . . . .	215
7.6.3	L'analyse du $J/\Psi$ . . . . .	217

7.7 Conclusion . . . . .	217
<b>Conclusion</b>	<b>219</b>
<b>Appendices</b>	<b>221</b>
.1 Physics Data Challenge 2006 . . . . .	223
.2 Physics Data Challenge 2008 . . . . .	224
.3 Physics Data Challenge 2009 . . . . .	225
.4 Le Modèle de Glauber . . . . .	226
.5 La Saturation de gluons . . . . .	229
<b>Bibliographie</b>	<b>233</b>

# Introduction

Entre 2000 et 2009, le satellite Chandra a mesuré les rayons X émis dans notre galaxie. En 2008 le satellite a permis la découverte des restes de la supernova la plus jeune de la galaxie. Cette supernova a été baptisée Cassiopée A (G1.9+0.3). Au début du printemps 2010, l'analyse des données de Chandra a permis de conclure que l'étoile à neutrons née de l'explosion de la supernova Cassiopée A se refroidissait en émettant des neutrinos [1]. Ce résultat devrait permettre de mieux comprendre ce type d'étoile massive composée presque exclusivement de matière nucléaire neutre (neutrons). Quelque temps auparavant, à la fin de l'hiver 2010, une découverte tout aussi importante pour la compréhension des étoiles à neutrons a été réalisée dans un domaine de la physique apparemment très différent de l'astrophysique. Le plus grand collisionneur d'ions lourds américain (le RHIC), a permis la découverte de l'antinoceau le plus lourd connu jusqu'à ce jour en produisant des collisions entre atomes d'or très énergétiques [2]. Comme cet antinoceau contient un quark étrange, cette découverte devrait aider à comprendre pourquoi les étoiles à neutrons sont des systèmes stables.

Bien qu'en apparence l'observation de l'univers et l'étude des collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes sont deux disciplines très différentes, les deux exemples d'actualité présentés précédemment mettent en évidence les liens ténus qui existent entre elles. A la fin des années 60, la recherche dans le domaine des collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes est née de la coïncidence de questions soulevées par l'astrophysique (composition des étoiles à neutrons, dynamique des supernova, premiers instants de l'évolution cosmologique...) et des questions soulevées par la physique nucléaire et hadronique (matière nucléaire étendue et ses propriétés collectives, matière nucléaire excitée et ses conditions d'existence...). La généralisation de ces questions fondamentales ont conduit à étudier la matière hadronique en terme de diagramme de phase dans le plan température/densité<sup>1</sup>. Par exemple, l'exploration du diagramme de phase devait permettre d'étudier la température limite de formation de la matière hadronique pour essayer d'évaluer la température du Big Bang ou devait permettre de comprendre les conditions de densités extrêmes régnant au cœur des étoiles à neutrons.

En premier lieu, les collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes ont été pensées comme un moyen de créer une onde de choc suffisante pour compresser la matière

---

1. A l'heure actuelle la densité est remplacée par un paramètre mieux approprié à l'étude de la matière hadronique : le potentiel chimique baryonique.



hadronique jusqu'à des densités comparables à la densité au cœur des étoiles à neutrons [3, 4]. Malheureusement, les collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes ne permettent pas de reproduire les conditions de température régnant à l'intérieur d'une étoile à neutrons. En effet, dans une étoile à neutrons, on suppose que la température reste faible. Dans une collision d'ions lourds, cette condition ne peut pas être reproduite puisque la compression est systématiquement accompagnée d'une augmentation de température.

Dans les années 70, l'avènement de la ChromoDynamique Quantique (QCD) a révolutionné l'étude de la matière hadronique. La QCD est consistante avec le fait, qu'à basse température, les quarks et les gluons sont confinés dans les hadrons composant la matière hadronique. Au contraire, si on soumet la matière hadronique à des températures suffisamment élevées, les quarks et les gluons peuvent évoluer librement. Ce phénomène est appelé "déconfinement". Plus récemment, la QCD sur réseau a prévu une transition de la phase composant la matière hadronique à basse énergie vers une phase de matière hadronique déconfinée (Plasma de Quark et de Gluons<sup>2</sup>). Cette transition de phase devrait avoir lieu à une température de  $173 \text{ MeV}$  pour un potentiel baryonique quasi-nul [5]. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes constituent un moyen privilégié pour porter la matière nucléaire à des températures suffisamment élevées pour observer le déconfinement. Notons que les résultats expérimentaux portant sur l'observation du déconfinement dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes restent précieux pour la cosmologie puisqu'il se pourrait que l'univers primordial se soit trouvé sous la forme de matière hadronique déconfinée quelques microsecondes après le Big Bang.

Le LHC (Large Hadron Collider) est entré en fonctionnement le 10 septembre 2008. Cet accélérateur peut produire des collisions entre protons à une énergie maximal de  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  ou des collisions entre noyaux de plomb à une énergie de  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  (la liste n'est pas exhaustive). A ces énergies, une production abondante de sondes dures (photons, "jets", saveurs lourdes, quarkonia, bosons électrofaibles) est attendue. Les sondes dures constituent de bons outils pour étudier les premiers instants des collisions d'ions lourds où la température est la plus élevée. Parmi les quatre expériences du LHC, seule ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est spécialisée dans l'étude des collisions d'ions lourds. Le détecteur ALICE permet d'étudier les collisions entre ions mais également les collisions entre protons ou entre proton et noyaux. Le détecteur est conçu pour travailler dans des environnements de grande multiplicité. Il devrait permettre de mesurer un grand nombre de signatures simultanément. Le détecteur est équipé d'une partie centrale permettant de mesurer les hadrons, les électrons et les photons. Il est également équipé d'un spectromètre à muons conçu pour l'étude des saveurs lourdes.

Le premier chapitre de cette thèse est consacré au diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température/potentiel chimique baryonique. Après une présentation rapide du diagramme, les moyens théoriques utilisés pour faire des prédictions sur les propriétés des phases de la matière hadronique et sur le diagramme sont décrits. La fin du chapitre est consacrée aux collisions d'ions lourds

---

2. QGP.

(ultra-)relativistes. Après une présentation générale des collisions d'ions lourds, les résultats des expériences majeures de ces vingt dernières années<sup>3</sup> sont passés en revue. L'accent est porté sur la création de la matière nucléaire déconfinée.

Le second chapitre porte sur les saveurs lourdes (charme et beauté). Le début du chapitre traite de la production des saveurs lourdes dans les collisions élémentaires. La partie suivante est dédiée à l'étude des effets froids dans les collisions proton-noyau. L'accent est porté sur les résultats expérimentaux existants. La fin du chapitre montre comment on peut utiliser les saveurs lourdes pour mesurer la température, la densité et le degré de thermalisation de la phase nucléaire déconfinée. Pour chacun de ces paramètres, quelques notions théoriques permettent d'introduire les principaux résultats expérimentaux actuels et les prédictions pour le LHC.

Le troisième chapitre présente rapidement le LHC et le détecteur ALICE. Le quatrième chapitre décrit le spectromètre à muons. La présentation des performances requises pour la mesure des saveurs lourdes permet d'introduire la manière dont le spectromètre a été conçu. Les moyens techniques mis en œuvre et le développement des codes permettant le bon fonctionnement du spectromètre sont mis en avant. La revue des performances réelles du spectromètre sert de conclusion.

Le cinquième chapitre présente les performances du spectromètre pour la mesure de la section efficace de production inclusive des hadrons beaux (B) et charmés (D) dans les collisions proton-proton à  $14\text{ TeV}$ . La première étape de ce travail consiste à extraire les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des hadrons lourds. Après soustraction du bruit de fond, un ajustement combiné est appliqué pour séparer les contributions du charme et de la beauté. L'enjeu de cette partie est de montrer, qu'au LHC, l'énergie disponible dans le centre de masse permet de mesurer des distributions avec des erreurs statistiques très faibles. L'incertitude dominante est donc la systématique sur la méthode d'ajustement. La détermination de cette incertitude est décrite en détail. La deuxième étape de ce chapitre consiste en une extrapolation des distributions des muons de décroissance des saveurs lourdes à la section efficace différentielle de production inclusive des hadrons lourds. Ce chapitre montre que cette extrapolation est réalisable en utilisant une méthode Monte Carlo. Cette extrapolation entraîne de nouvelles d'incertitudes. Néanmoins, ces incertitudes sont dominées par l'erreur totale sur les distributions des muons.

Le sixième chapitre présente un travail préliminaire concernant l'étude des performances du spectromètre pour la mesure du rapport de modification nucléaire des muons de décroissance des saveurs lourdes et de l'observable associée ( $R^{B/D}$ ) dans les collisions entre noyaux de plomb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{ TeV}$  dans la fenêtre de centralité  $0 - 10\%$ . Cette partie met l'accent sur les incertitudes attendues lors de la mesure de ces observables. Elle met également l'accent sur l'intervalle en impulsion transverse sur lequel les observables pourront être mesurées. Dans le cadre d'un scénario de prise de données raisonnable, ces observables pourront être extraites sur un grand intervalle en impulsion transverse et avec des incertitudes suffisamment faibles pour contraindre les modèles.

Le dernier chapitre est une présentation de l'analyse des premières collisions  $pp$  à

---

3. Elles ont eu lieu au SPS et au RHIC pour la plupart.

$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  collectées à la fin du mois de juin 2010. Comme l'analyse n'en est qu'à ces débuts, ce chapitre est très qualitatif. Il doit permettre de montrer que les méthodes développées dans cette thèse peuvent être utilisées avec des données réelles. Le chapitre débute par une étude de la qualité des données. Puis les caractéristiques générales des collisions  $pp$  sont exposées. Après la présentation des coupures simples qui permettent de soustraire une partie du bruit de fond, les distributions cinématiques principales sont décrites. Finalement quelques éléments pouvant servir à aller plus loin dans l'analyse sont présentés.

# Chapitre 1

## Matière nucléaire et collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes

### 1.1 Généralités sur le diagramme de phase de la matière nucléaire

#### 1.1.1 Présentation

La matière décrite en terme de molécules (matière macroscopique) peut exister sous plusieurs états (solide, liquide ou gaz par exemple). En thermodynamique, la présentation graphique la plus utilisée est le diagramme de phase. Sur chaque axe du diagramme de phase on trouve les variables thermodynamiques choisies pour exprimer les équations d'état (la pression  $P$  et la température  $T$  pour l'eau par exemple). Ce diagramme permet de déterminer les valeurs des variables thermodynamiques pour lesquelles la matière est dans un état donné (par exemple, eau solide pour  $T < 0^\circ$  et  $P > 0.06 \text{ atm}$ ). Il permet également de représenter graphiquement les fonctions de changement d'état. Les fonctions de changement d'état peuvent être déduites de l'équation d'état de la matière.

On suppose que, comme pour la matière macroscopique, la matière nucléaire à l'échelle femtoscopique peut être décrite par une équation d'état. On peut donc dresser son diagramme de phase. A l'échelle femtoscopique la matière nucléaire est formée de quarks<sup>1</sup> et de gluons<sup>2</sup>. A cette échelle, la matière peut être décrite par des théories quantiques des champs [6]. Dans ces théories relativistes, les particules peuvent naître spontanément à partir du vide quantique. Ainsi, dans un système thermodynamique fermé contenant de la matière nucléaire, le nombre de particules n'est pas fixé. En physique statistique on peut utiliser l'ensemble grand-canonique pour décrire ce type de système quand son volume est suffisamment grand<sup>3</sup> [7]. Dans ce cas, il est naturel d'utiliser les variables grand-canoniques pour dresser le

---

1. Fermions (spin demi-entier) constituants de la matière.

2. Bosons (spin entier) médiateurs de l'interaction forte entre les constituants de la matière.

3. C'est à dire quand on peut définir un système étendu (infini).

diagramme phase de la matière nucléaire. Les variables grand-canoniques les plus courantes sont :

- La température ( $T$ ). Cette variable macroscopique est liée à la vitesse des particules ;
- Le volume ( $V$ ). La variable  $V$  décrit l'étendue spatiale du système ;
- Le potentiel chimique ( $\mu$ ). Cette variable macroscopique est liée à la création ou la disparition des particules dans le vide quantique<sup>4</sup>. Il s'agit de l'énergie à apporter au système pour créer une particule ou détruire une anti-particule<sup>5</sup>.

Dans la suite on choisit d'étudier le diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan  $(T, \mu_B)$ . La variable  $\mu_B$  est le potentiel chimique baryonique. Il s'agit d'un type de potentiel chimique adapté à l'étude de la matière nucléaire<sup>6</sup> décrite en terme de baryons<sup>7</sup> (i.e. neutrons et de protons). Le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  est proportionnel à la différence du nombre de baryons  $N_B$  dans le système et du nombre d'antibaryons (baryons constitués d'antiquarks)  $N_{\bar{B}}$  [8] :

$$\mu_B \sim N_B - N_{\bar{B}}. \tag{1.1}$$

Il existe deux manières de transformer la matière nucléaire :

- On peut apporter de l'énergie sous forme de "pression" c'est à dire "compresser" le système. L'énergie sert alors à "combler" le vide dans la matière. Dans ce cas, le potentiel chimique baryonique augmente. Notons qu'une compression pure, c'est à dire une compression sans augmentation de température est expérimentalement impossible ;
- On peut également apporter de l'énergie sous forme de température c'est à dire "chauffer" le système. Dans ce cas l'énergie sert à créer des paires quark-antiquarks à partir du vide.

Ces deux modes de transformation permettent d'obtenir tous les changements d'état décrits dans le diagramme de phase de la matière nucléaire. La thermodynamique permet de classifier ces changements d'état. Nous reviendrons sur ce point dans la partie 1.3.2.

### 1.1.2 Description

La figure 1.1 montre une vue schématique du diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan  $(T, \mu_B)$ . Une seule valeur numérique a été reportée sur les axes (elle sera commentée dans ce qui suit).

---

4. De façon plus rigoureuse, cette quantité est liée à la conservation du nombre quantique dans le système.

5. De façon rigoureuse,  $\mu$  est la dérivée partielle de l'enthalpie du système par rapport au nombre de particules dans le système quand toutes les autres variables grand-canoniques sont gardées constantes.

6. En général le potentiel chimique s'écrit pour les quarks. Comme un baryon est composé de trois quarks, on a l'approximation  $\mu_B = 3\mu$  où  $\mu$  est le potentiel chimique au niveau des quarks.

7. Particules formées de trois quarks "liés" entre eux par des gluons.

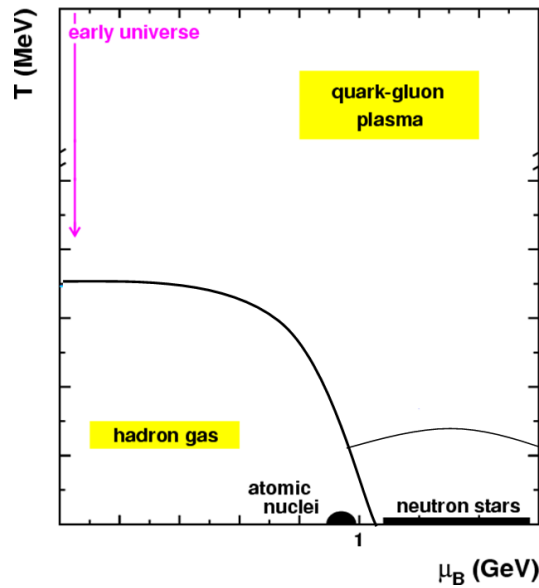


FIGURE 1.1 – Vue schématique du diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan  $(T, \mu_B)$ . Voir texte pour plus de détails.

Sur le diagramme de phase de la figure 1.1 on distingue quatre états de la matière nucléaire :

1. Le "liquide". La matière nucléaire composant le noyau atomique est dans cette phase. Les quarks et les gluons sont alors confinés dans les protons et les neutrons composant le noyau. On trouve cette phase dans les régimes d'énergie "habituels", c'est à dire à une température faible et un potentiel chimique baryonique légèrement inférieur à  $1 \text{ GeV}$ . La valeur du potentiel chimique baryonique s'explique par le fait que, pour ajouter un nucléon dans un système au repos, il suffit de fournir son énergie de masse et l'énergie de Fermi. Cette valeur numérique est la seule reportée sur la figure 1.1 ;
2. Le "gaz". Dans cette phase les quarks et les gluons sont confinés dans les hadrons (baryons ou mésons<sup>8</sup>) interagissant peu entre eux. On trouve cette phase à relativement basse température et à plus bas potentiel chimique baryonique que la matière nucléaire ordinaire ;
3. Le "solide". Dans cette phase les baryons sont fortement comprimés. Tous les niveaux de fermi sont occupés. Il faut donc beaucoup d'énergie pour ajouter une particule au système ce qui explique le potentiel chimique baryonique élevé. Il est possible qu'au cœur des objets stellaires les plus massifs, la pression soit suffisante pour que la matière nucléaire soit dans la phase "solide" [9]. Par ailleurs, on s'attend à ce qu'à grand  $\mu_B$ , il apparaisse le phénomène de "supraconductivité de couleur" [10, 11]. La supraconductivité de couleur correspond à un cas particulier de la condensation des fermions en paires de Cooper [12]. Dans

8. Particules formées d'un quark et d'un antiquark "liés" entre eux par des gluons.

ce cas, les paires de Cooper sont des paires de quarks. L'interaction attractive entre les quarks est réalisée par l'échange de gluons. Ce phénomène pourrait également apparaître au cœur de certains objets stellaires massifs [13];

4. Le "plasma". Dans cette phase, les quarks et les gluons ne sont plus confinés. Ils évoluent librement. Ils forment la phase déconfinée, que l'on peut également appeler le Plasma de Quark et de Gluons (QGP <sup>9</sup>). Notons que le mécanisme de déconfinement des quarks et des gluons est traité en détail dans la section 1.2. On peut trouver la phase déconfinée dans des conditions extrêmes de température et à potentiel chimique baryonique presque nul. En pratique il faut apporter beaucoup d'énergie au système sous forme de température pour former la phase déconfinée. Il est possible que l'univers se soit trouvé sous la forme d'une phase déconfinée entre  $10^{-9}$  à  $10^{-6}$  seconde après le "Big Bang" [14]. A cette époque, toutes les particules élémentaires auraient déjà existé et auraient déjà acquis une masse par le mécanisme de Higgs [15]. Par ailleurs toutes les interactions (électromagnétique, faible, forte et gravitationnelle) auraient également existé. En revanche, la température aurait été trop élevée pour que les quarks et les gluons soient confinés dans les hadrons. Sur la figure 1.1, on voit également que la phase déconfinée devrait exister à température non nulle et à potentiel chimique baryonique élevé.

Dans la section suivante, on traite de la matière nucléaire soumise à des énergies extrêmes.

## 1.2 La matière nucléaire à des énergies extrêmes

### 1.2.1 Le lagrangien de ChromoDynamique Quantique (QCD)

La force responsable des interactions dans la matière nucléaire est l'interaction forte. La théorie de l'interaction forte est la ChromoDynamique Quantique (QCD <sup>10</sup>). Cette théorie quantique des champs [6] a été introduite en 1973 [16] dans un formalisme très proche de celui de l'ElectroDynamique Quantique [17] (QED <sup>11</sup>). En effet, comme la QED, la QCD est une théorie de jauge où la matière est sous forme de champs fermioniques massifs interagissant avec des champs de jauge bosoniques sans masse. En QCD, les degrés de liberté fermioniques sont les quarks (en QED il s'agit des leptons) et les degrés de liberté bosoniques sont les gluons (en QED il s'agit des bosons *gamma*,  $Z^0$ ,  $W^\pm$ ). Indépendamment des nombres quantiques relativistes usuels dictés par l'invariance de Lorentz (charge, spin...), il existe six "saveurs" de quarks. Dans l'ordre de masse croissante, on trouve les quarks up, down, strange (étranges), charm (charmés), bottom (beaux) et top. Afin d'obtenir une statistique quantique correcte pour les fonctions d'onde hadroniques, les quarks et les gluons doivent être caractérisés par un autre nombre quantique nommé nombre quantique

---

9. Quark and Gluon Plasma.

10. Quantum ChromoDynamics.

11. Quantum ElectroDynamics.

de "couleur" [18, 19]. Expérimentalement, cette nécessité est apparue quand le  $\Omega^-$ , composé de trois quarks étranges, a été découvert en 1964 au BNL [20]. En effet, le  $\Omega^-$  a un spin de  $3/2$ . Il a donc fallu ajouter un nombre quantique de couleur pour que la particule ne viole pas le principe d'exclusion de Pauli. En analogie avec la QED où les particules portent une charge électrique ou une charge faible (charge électrofaible), le nombre quantique de "couleur" peut être interprété comme la charge de l'interaction forte. Le groupe de symétries dans l'espace des nombres quantiques de couleur est appelé groupe de couleurs ( $SU(3)_c$ ). La densité lagrangienne QCD est invariante sous les transformations de jauge du groupe de couleurs. Elle s'écrit<sup>12</sup> :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \bar{\Psi}_j^\alpha (i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi_\alpha^j. \quad (1.2)$$

Les  $\Psi_j^\alpha$  sont les champs de quarks. Le terme  $m$  est la masse des quarks. Elle a été générée dans le secteur électrofaible du modèle standard par le mécanisme de Higgs [15].

La dérivée covariante  $D_\mu = \partial_\mu - igT_a A_\mu^a$  rend compte de l'invariance de la densité Lagrangienne par les transformations locales du groupe  $SU(3)_c$ . Le facteur  $g$  est la constante de couplage caractéristique de la QCD (constante de couplage de l'interaction forte). Les termes  $A_\mu^a$  sont les huit champs de jauge bosoniques de  $SU(3)_c$  et les termes  $T_a$  sont les huit générateurs du groupe de symétries  $SU(3)_c$ .

Le terme en  $G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$  décrit la propagation des champs de gluons libres avec :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + f_{bc}^a A_\mu^b A_\nu^c. \quad (1.3)$$

La forme de  $G_{\mu\nu}^a$  est entièrement dictée par le groupe de jauge  $SU(3)_c$  à travers sa constante de structure  $f_{bc}^a$ . La conséquence de l'existence de huit termes  $A_\mu^a$  est l'existence de termes non linéaires dans  $G_{\mu\nu}^a$ . Ce phénomène mathématique explique pourquoi les gluons peuvent interagir entre eux et avec eux-mêmes. D'un point de vue plus euristique, comme il existe huit champs de jauge bosoniques, on peut considérer que les gluons portent une charge de couleur. Ceci explique pourquoi ils peuvent interagir entre eux ou avec eux-mêmes.

### 1.2.2 Le déconfinement

Quand on introduit un matériau macroscopique dans un champ magnétique  $\vec{B}$ , le spin des électrons s'aligne avec ce champ magnétique. On dit que le milieu est polarisable. Ce phénomène entraîne l'apparition d'un champ magnétique induit ( $\vec{B}_{ind}$ )

---

12. Notons, que dans les expressions 1.2 et 1.3, il existe une somme implicite sur :

- $\mu$  et  $\nu$  de 0 à 3, les indices spatio-temporels ;
- $a, b, c = 1 \dots 8$ , les 8 bosons de jauges ;
- $\alpha = 1, 3$ , le nombre de couleurs ;
- $j = 1 \dots N_f$  le nombre de saveurs de quarks.



proportionnel à  $\vec{B}$ . C'est le champ  $\vec{B}_{ind}$  que l'on peut mesurer à l'intérieur du matériau. Si  $\vec{B}_{ind} < \vec{B}$  ( $\vec{B}_{ind} > \vec{B}$ ) on dit que le matériau est diamagnétique (paramagnétique). On caractérise un milieu polarisable par sa perméabilité magnétique ( $\mu_0$ ). La perméabilité magnétique d'un milieu diamagnétique (paramagnétique) est plus petite (grande) que l'unité. On définit également la constante diélectrique ( $\epsilon_0$ ) d'un milieu. La constante diélectrique d'un milieu diamagnétique (paramagnétique) est plus grande (petite) que l'unité.

Comme la théorie quantique des champs est relativiste, le vide se comporte comme un milieu polarisable du fait des fluctuations quantiques. Dans la QED, les photons (non chargés) donnent naissance à des paires électron-positron. Ainsi, une charge test placée dans le vide QED est partiellement écrantée par la paire électron-positron. Les effets du vide quantique sur un objet chargé test induisent une diminution de la valeur de sa charge effective. On peut faire l'analogie avec les phénomènes magnétiques macroscopiques. Pour cela on considère que :

- Le matériau est analogue au vide QED. Ce sont tous deux des milieux polarisables ;
- Le champ  $\vec{B}$  est analogue à la charge de l'objet test. Le champ introduit une perturbation dans le milieu et la charge provoque une perturbation dans le vide QED ;
- Le champ  $\vec{B}_{int}$  est la charge effective de l'objet test. Les deux sont induits par la perturbation dans le milieu polarisable.

Dans le cadre de cette analogie, on dit que le vide QED est diamagnétique.

Comme la QCD est une théorie quantique des champs, le vide QCD est polarisable. On peut donc faire la même analogie qu'en QED en remplaçant la charge électrique par la charge de couleur. Dans le vide QCD, les gluons forment des paires quark-antiquark. Comme les quarks portent la couleur et les antiquarks l'anticouleur, les paires quark-antiquark écrantent une charge de couleur test. Ce comportement devrait rendre le vide QCD diamagnétique (de couleur) mais il existe un phénomène opposé. Comme les gluons interagissent entre eux et avec eux-mêmes, il existe un effet d'anti-écrantage. Ainsi, un objet coloré test placé dans le vide QCD apparaîtra avec une charge de couleur effective plus importante. On dit alors que le vide QCD est paramagnétique de couleur. Ainsi, la constante diélectrique de couleur (la perméabilité de couleur) est inférieure (supérieure) à l'unité ( $\epsilon_0^c < 1$ ,  $\mu_0^c > 1$ ).

Les propriétés du vide QCD expliquent la variation importante de la constante de structure fine  $\alpha_s = g^2/4\pi$  (avec  $g$  la constante de couplage de l'interaction forte) en fonction de la distance (spatio-temporelle). Expérimentalement, cette dépendance spatio-temporelle se traduit par une dépendance au moment de transfert  $Q$ . La variable  $Q$  est le quadrimoment transféré d'une particule à une autre dans les collisions entre quarks et/ou gluons. La forme mathématique de  $\alpha_s$  a été obtenue à partir de calculs perturbatifs sur la densité Lagrangienne QCD (pQCD<sup>13</sup>). La forme de  $\alpha_s$  à l'ordre dominant est la suivante [21, 22] :

---

13. perturbative QCD.

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}. \quad (1.4)$$

Ici,  $Q^2$  est très supérieur à  $\Lambda_{QCD}^2$ , le paramètre d'échelle fondamental de la QCD. Ce paramètre intervient dans les procédures de renormalisation des calculs perturbatifs. Dans cette expression,  $\Lambda_{QCD}$  est pris à  $\sim 200 \text{ GeV}/c$ . La quantité  $N_f$  est le nombre de saveurs pris en compte dans la densité Lagrangienne QCD. Cette formule met en évidence l'évolution strictement monotone<sup>14</sup> et décroissante de la constante de structure fine de l'interaction forte en fonction de  $Q^2$ .

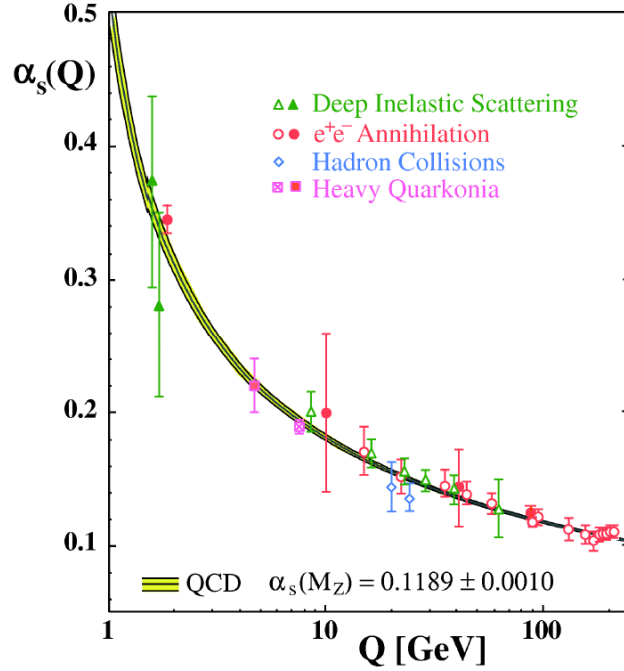


FIGURE 1.2 – Constante de structure fine de l'interaction forte en fonction du moment de transfert  $Q$  dans les collisions entre quarks et/ou gluons [23]. La courbe noire indique les prédictions théoriques de la pQCD. Les erreurs sont représentées par la bande verte. Les points indiquent les résultats expérimentaux. La valeur de  $\alpha_s$  est indiquée pour un  $Q$  égal à la masse du boson  $Z^0$  (QED). Voir texte pour plus d'informations.

L'effort combiné de plusieurs expériences a permis de mettre en évidence la validité des prédictions sur  $\alpha_s$  (équation 1.4). La figure 1.2 montre l'évolution de la constante de structure fine de l'interaction forte en fonction du moment de transfert  $Q$  dans les collisions entre quarks et/ou gluons [23]. Les points expérimentaux ont été mesurés grâce à l'analyse des "jets" dans les réactions de diffusion profondément inélastiques (triangles), à l'étude d'annihilations électron-positron (cercles), à l'étude

14. Ce résultat est établi en considérant qu'il existe uniquement 6 saveurs de quarks (up, down, strange, charm, beauty et top). Si le terme  $(33 - 2N_f)$  devient négatif, le résultat n'est plus vérifié.

des collisions de hadrons (losanges) et à l'étude des quarkonia (carrés). Les points ouverts ont été obtenus à partir d'analyses basées sur des calculs de pQCD à l'ordre supérieur (NLO pQCD<sup>15</sup>) et les points fermés à partir d'analyses basées sur des calculs de pQCD à l'ordre supérieur suivant (NNLO pQCD<sup>16</sup>). La précision des calculs pQCD explique la différence sur les barres d'erreurs. Les prédictions théoriques de pQCD sont représentées par la courbe noire et les incertitudes par la bande verte.

Du fait du comportement monotone décroissant de  $\alpha_s$ , les quarks et les gluons interagissent fortement aux énergies habituelles (faible  $Q$ ). Ceci explique pourquoi on ne peut pas observer les quarks et les gluons de façon indépendante à faible énergie. Le comportement de  $\alpha_s$  explique également pourquoi, à grande énergie, les quarks et les gluons interagissent faiblement. Ainsi, si l'on est capable d'emmagasiner suffisamment d'énergie dans une collision de hadrons, on s'attend à ce que les quarks et les gluons évoluent librement. C'est ce que l'on appelle la liberté asymptotique. Cette propriété explique l'existence de la phase déconfinée.

Notons que l'on peut donner une image plus intuitive de la liberté asymptotique en faisant le lien entre la variable  $Q$  et la distance spatio-temporelle. Si l'on considère, qu'en transférant une énergie  $Q^2$  à un nucléon, on sonde un système composé de quarks séparés par une distance spatio-temporelle inversement proportionnelle à  $Q^2$ , la figure 1.2 montre que plus la distance entre les quarks est élevée ( $Q$  faible), plus les quarks interagissent ( $\alpha_s$  grand). Au contraire si les quarks sont proches les uns des autres ( $Q$  grand), ils interagissent faiblement ( $\alpha_s$  faible).

### 1.2.3 La restauration de la symétrie chirale

Quand on soumet la matière nucléaire à des énergies extrêmes, un autre phénomène apparaît de façon indépendante du déconfinement. Pour comprendre ce phénomène, il faut partir de l'expression de la densité Lagrangienne QCD à basse énergie (équation 1.2). On se limite aux quarks légers (up, down et strange). Dans cette densité Lagrangienne, il existe un terme de masse ( $m$ ). A basse énergie, cette masse est générée par le mécanisme de Higgs [15]. A haute énergie, les propriétés complexes du vide QCD entraînent une annulation de la masse  $m$ . La densité Lagrangienne QCD privée de son terme de masse devient :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + i(\bar{\Psi}_j^\alpha \gamma^\mu D_\mu \Psi_\alpha^j). \quad (1.5)$$

Les champs de quarks peuvent être décomposés suivant leur hélicité<sup>17</sup> [24]. Notons  $\Psi_L$  le champ fermionique d'hélicité gauche<sup>18</sup> et  $\Psi_R$  le champ fermionique d'hélicité droite<sup>19</sup>. On a alors :

---

15. Next-to-Leading Order pQCD.

16. Next-to-Next-to-Leading Order pQCD.

17. L'hélicité est la projection du spin d'une particule sur son impulsion.

18. Spin et impulsion antiparallèle.

19. Spin et impulsion parallèle.

$$\Psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\Psi. \quad (1.6)$$

On peut vérifier que, dans l'équation 1.5, les termes mélangeant un champ de quark droit et un champ de quark gauche (par exemple  $\bar{\Psi}_{Lj}^\alpha \gamma^\mu D_\mu \Psi_{R\alpha}^j$ ) s'annulent alors que dans l'équation 1.2, le même genre de termes (par exemple  $\bar{\Psi}_{Lj}^\alpha (i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi_{R\alpha}^j$ ) reste différent de zéro du fait de la masse  $m$ . Ainsi, à haute énergie, quand la masse des quarks est nulle, il n'y a pas couplage entre quarks d'hélicité droite (quarks droits) et quarks d'hélicité gauche (quarks gauches) contrairement à ce qu'il se passe à basse énergie. De plus, comme l'interaction forte agit indépendamment de la saveur des quarks, on sait que la densité Lagrangienne (à basse ou haute énergie) est invariante sous les transformations du groupe de symétrie de saveur ( $SU(3)$ ). Ainsi, à haute énergie, quand le couplage quark gauche/quark droit est impossible, la densité Lagrangienne est invariante sous toutes transformations de saveurs d'une hélicité donnée. On dit que la densité Lagrangienne est invariante sous les transformations du groupe de symétrie  $SU(3)_L \times SU(3)_R$ . Ceci n'est pas vrai à basse énergie. On dit que la symétrie chirale est spontanément brisée. Notons que l'apparition de la masse et donc la brisure de symétrie sont étroitement liées à la nature du vide QCD. La brisure spontanée de la symétrie chirale est à l'origine de l'existence des pions, des kaons et des particules  $\eta$  qui constituent les bosons de Goldstone de la théorie chirale [25].

Il existe une analogie entre le ferromagnétisme et la symétrie chirale. En l'absence de champ magnétique, les atomes constituant les matériaux ferromagnétiques sont soumis à l'agitation thermique. Ainsi, les spins des atomes sont distribués de façon aléatoire et le système est invariant par n'importe quelle rotation dans l'espace. En revanche, la présence d'un champ magnétique aligne les spins dans une même direction. Le système n'est alors plus invariant sous n'importe quelle rotation. Le champ magnétique est donc responsable de la brisure spontanée de la symétrie d'isotropie ( $O(4)$ ). Il y a donc analogie entre le champ magnétique et la masse des quarks d'une part et les symétries  $O(4)$  et  $SU(3)_L \times SU(3)_R$  d'autre part.

Finalement, soumettre la matière nucléaire à des énergies extrêmes devrait permettre la production d'une phase déconfinée et la restauration de la symétrie chirale. Dans la partie suivante, on présente les deux types principaux de modèles de diagramme de phase pour la matière nucléaire en expliquant comment ils prennent en compte ces deux grandes prévisions de la QCD.

## 1.3 Prédiction des points extrêmes du diagramme de phase

### 1.3.1 Les modèles de diagramme de phase

#### Les modèles type "sac" du MIT

Les modèles dit du "sac" s'inspirent du modèle relativement simple développé par le MIT<sup>20</sup> [26]. Dans ce modèle, le vide QCD est un milieu paramagnétique parfait ( $\mu_0^c = \infty$  et  $\epsilon_0^c = 0$ ). Un hadron est alors représenté par une cavité sphérique (le "sac") de rayon  $R \approx 1 \text{ fm}$  dans le vide QCD. A l'extérieur du sac le vide est trivial (non polarisable), c'est à dire que  $\mu_0^c = \epsilon_0^c = 1$ . Ainsi, il y a peu d'interaction entre les charges de couleur. De cette manière, les conditions aux limites imposent le confinement des champs de couleur (quarks et gluons) à l'intérieur de la cavité sphérique. Le prix en énergie pour creuser une cavité dans le vide est appelé "constante du sac" ( $B$ )<sup>21</sup>. La constante  $B$  peut aussi être assimilée à une pression à l'intérieur du "sac".

Avec ce modèle on peut dresser une image du déconfinement. Dans un milieu formé de protons et de neutrons libres (par exemple un noyau qui s'est "dissout" sous l'effet de la température), l'apport d'énergie thermique permet de créer de nouvelles cavités. En général ces cavités sont des hadrons légers comme les pions. Ces nouvelles cavités comblent l'espace entre les cavités originales (les protons et les neutrons). Quand suffisamment de nouvelles cavités ont été créées, tous les hadrons se chevauchent puisque leur taille est finie. A une certaine température critique  $T_c$ , un phénomène de "percolation" apparaît et tout le volume se remplit de quarks et d'antiquarks. Comme il n'y a plus de notion de cavité QCD,  $\mu_0^c$  et  $\epsilon_0^c$  deviennent partout égales à leur valeur dans le vide trivial ( $\mu_0^c = \epsilon_0^c = 1$ ). Ceci explique pourquoi les quarks et les antiquarks interagissent peu entre eux. Cet état où les quarks interagissent peu entre eux est assimilé à la phase déconfinée. Notons que l'on peut transposer cette image dans le cas où l'énergie est apportée sous forme de pression. Dans ce cas, ce n'est pas la création thermique de cavité qui conduit au phénomène de percolation, mais le "rapprochement" des cavités d'origine (protons et neutrons) dans le volume.

Notons que le modèle du "sac" du MIT permet de dresser une autre image simple du déconfinement<sup>22</sup>. Dans la partie 1.2.2, on a vu que la liberté asymptotique pouvait s'interpréter en terme de distance spatio-temporelle entre les quarks. Plus les quarks sont proches moins ils interagissent. Quand le sac se "remplit" de cavités ou quand les cavités sont compressées elles se chevauchent. Ainsi, la distance qui séparent les quarks diminue et ils n'interagissent presque plus. Ceci est caractéristique du déconfinement.

---

20. Massachusetts Institut of Technology.

21. On peut déterminer la constante  $B$  en considérant le nombre de quarks de valence dans les hadrons (trois quarks dans les baryons et un quark lié à un antiquark dans les mésons) et en imposant les bonnes conditions aux limites sur les champs de quarks pour éviter les fuites de couleur [27].

22. Cette image n'a pas valeur de modèle mais elle permet de présenter le déconfinement sous un angle plus intuitif.

A partir du modèle du "sac" du MIT, il est possible d'effectuer des calculs dans l'ensemble statistique grand-canonique pour exprimer la pression de la phase déconfinée ( $p_{QGP}$ ) en fonction de la température  $T$  et du potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ . Néanmoins quelques approximations sont nécessaires. Il faut uniquement considérer les saveurs de quark les plus légères (up et down). Cette hypothèse paraît raisonnable car ces quarks sont les plus nombreux. Ainsi, ils sont presque les seuls à contribuer à la pression du "sac". On suppose par ailleurs que l'on manipule un gaz parfait de quarks, d'antiquarks et de gluons sans masse [28]. Ainsi  $p_{QGP}$  est donnée suivant :

$$p_{QGP}(T, \mu_B) = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 + \frac{T^2 \mu_B^2}{9} + \frac{\mu_B^4}{162\pi^2} - B. \quad (1.7)$$

Comme on a fait l'hypothèse que la phase déconfinée est sous forme d'un gaz parfait, la densité d'énergie  $\epsilon_{QGP}$  est liée à la pression  $p_{QGP}$  par la relation :

$$\epsilon_{QGP} - 3p_{QGP} = 0. \quad (1.8)$$

Ainsi, d'après la relation 1.7, la densité d'énergie dans la phase déconfinée à  $T$  et  $\mu_B$  fixé s'écrit :

$$\epsilon_{QGP}(T, \mu_B) = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 + \frac{T^2 \mu_B^2}{3} + \frac{\mu_B^4}{54\pi^2} - 3B. \quad (1.9)$$

On considère que la température critique de formation de la phase déconfinée ( $T_c$ ) est la température à laquelle la densité d'énergie ( $\epsilon_{QGP}$ ) est égale à la pression dans la cavité ( $B$ ). En partant de l'équation 1.9 et en prenant  $B = 0.575 \text{ GeV}/fm^3$  [27], on obtient  $T_c \approx 100 \text{ MeV}$  à potentiel chimique baryonique nul. Notons que, par construction, la transition de phase du modèle du "sac" est du premier ordre. C'est à dire que la dérivée partielle de la température par rapport à  $\mu_B$ , en gardant la densité d'énergie constante, est une fonction continue de  $\mu_B$  et  $\epsilon_{QGP}$ .

Le modèle du "sac" du MIT a plusieurs défauts :

- La température critique est trop faible. Nous verrons section 1.3.2 que la QCD sur réseau prévoit une température  $T_c \approx 173 \text{ MeV}$ . Notons que ce problème peut être résolu en augmentant la valeur de  $B$  ;
- Dans le noyau, où le potentiel  $\mu_B$  vaut environ  $1 \text{ MeV}$  (sous-section 1.1.2), les conditions sont presque suffisantes pour atteindre la température critique pour des énergies "ordinaires". Ce problème peut également être résolu en augmentant la valeur de  $B$  ;
- A grand  $\mu_B$ , un gaz de hadrons sera toujours préférable à une phase déconfinée car le gaz de hadrons est neutre de couleur. Ainsi, le modèle ne permet pas d'expliquer la formation de la phase déconfinée quand  $\mu_B$  est trop important ;
- Le modèle prend uniquement en considération l'invariance de jauge de la densité Lagrangienne QCD. En effet, le modèle s'appuie seulement sur la nature paramagnétique du vide QCD. Cette nature est basée sur la propriété des bosons de jauge (gluons) (sous-section 1.2.1). En réalité, la densité Lagrangienne

est invariante sous un grand nombre de symétries. Ainsi, par exemple, la symétrie chirale et sa possible restauration à haute énergie n'est pas du tout prise en compte par les modèles de type "sac".

C'est principalement pour prendre en compte la restauration de la symétrie chirale qu'il a été développé un autre type de modèle présenté dans la section suivante.

### Les modèles de type NJL

Il existe des théories effectives pour l'interaction forte qui traitent de la brisure de la symétrie chirale dans le vide. L'un des modèles de diagramme de phase de ce genre a été formulé avant l'avènement de la QCD. Il s'agit des premiers travaux de Nambu et Jona-Lasinio (NJL) [29, 30]. Le travail original était une théorie quantique des champs [6] pour des nucléons ponctuels de masse nulle en interaction. On note que, contrairement à la QCD, les degrés de liberté considérés sont les nucléons plutôt que les quarks. La densité Lagrangienne NJL prend la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{NJL} = \bar{N}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_N)N + G[(N\bar{N})^2 + (\bar{N}i\gamma_5\vec{\tau}N)^2]. \quad (1.10)$$

Ici,  $N$  est le champ de nucléons. Le terme  $(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_N)$  rend compte de la dynamique relativiste des nucléons. Les gluons n'apparaissent pas explicitement. L'interaction entre nucléons est effective. Elle est également à courte distance. Elle est représentée par le terme en  $G$ . On peut vérifier, en décomposant les champs de nucléons suivant l'équation 1.6, que cette densité Lagrangienne est invariante par symétrie chirale quand  $m_N \rightarrow 0$ <sup>23</sup>. Si  $G$  est assez grand, la symétrie chirale est brisée<sup>24</sup> par le produit  $N\bar{N}$ . En d'autres termes la quantité  $\langle N\bar{N} \rangle$  ne s'annule plus quand on couple un nucléon droit et un nucléon gauche. Ce phénomène entraîne un "gap" dans le spectre d'énergie des nucléons. Ce gap peut être interprété comme l'apparition d'une masse. Les modèles de types NJL permettent donc d'étudier la restauration de la symétrie chirale quand la matière nucléaire est portée à des énergies extrêmes [31].

Le principal inconvénient des modèles effectifs du type NJL est que leurs degrés de liberté sont des nucléons. Même s'ils sont bien adaptés à certains types de problèmes, ils ne rendent donc pas compte du déconfinement.

### 1.3.2 La QCD sur réseau

Il existe un autre moyen que l'utilisation de modèles pour faire des prédictions sur le diagramme de phase de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes d'énergie. Il s'agit d'effectuer des calculs de QCD non-perturbative sur réseau<sup>25</sup>. Les calculs sur réseau permettent à la fois d'étudier le déconfinement et la restauration de la symétrie chirale.

23. Dans ce cas, comme on ne considère que deux nucléons (proton et neutron) et non trois quarks, la symétrie chirale s'écrit  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  au lieu de  $SU(3)_L \times SU(3)_R$ . Ici, la symétrie  $SU(2)$  est la symétrie d'isospin.

24. Brisée de façon dynamique.

25. QCD sur réseau (lattice QCD : lQCD).

## Description

Dans l'étude des transitions de phase, l'échelle d'énergie n'est pas suffisante pour appliquer les méthodes de pQCD de façon satisfaisante. La solution pour résoudre les équations QCD de manière non perturbative est de discrétiser la densité Lagrangienne sur un réseau spatio-temporel euclidien. En utilisant l'analogie formelle entre les intégrales de chemin de Feynman et la mécanique statistique, on peut exprimer la fonction de partition grand canonique  $\mathcal{Z}(V, T, \mu_B)$  d'un système thermodynamique en fonction de la densité Lagrangienne discrétisée [32]. L'intérêt de ce développement mathématique est que la fonction  $\mathcal{Z}(V, T, \mu_B)$  peut alors être évaluée par des méthodes Monte-Carlo. Finalement, la mécanique statistique permet d'exprimer la densité d'énergie du système ( $\epsilon$ ) et la pression du système ( $p$ ) en fonction de  $\mathcal{Z}(V, T, \mu_B)$  et des variables grand-canoniques :

$$\epsilon = \frac{E}{V} = \frac{T^2}{V} \left( \frac{\partial \mathcal{Z}}{\partial T} \right)_{V, \mu_B} + \mu_B \frac{N}{V}; \quad (1.11)$$

$$p = T \left( \frac{\partial \mathcal{Z}}{\partial V} \right)_{V, \mu_B}. \quad (1.12)$$

Dans l'équation 1.11, on se place dans la limite thermodynamique où le nombre total de particules  $N$  et le volume du système  $V$  tendent vers l'infini de telle manière que le rapport  $N/V$  reste constant.

En thermodynamique, un paramètre d'ordre permet de mettre en évidence les transitions de phases. Un paramètre d'ordre est la dérivée d'une fonction thermodynamique à un ordre donné. S'il existe une transition de phase du premier (second) ordre, certaines fonctions thermodynamiques ont une dérivée première (seconde) discontinue. S'il n'existe pas de discontinuité sur les dérivées des fonctions thermodynamiques, la transition de phase est un cross-over. Ainsi, les paramètres d'ordres permettent de mettre en évidence et de caractériser les transitions de phase.

La pression  $p$  permet de définir un paramètre d'ordre pour la transition vers une phase où la symétrie chirale est respectée (dans la suite nous appellerons une telle phase : phase "chirale"). Ce paramètre s'exprime de la façon suivante :

$$\chi_m = \frac{\partial^2 p}{\partial m_q^2}. \quad (1.13)$$

On comprend que la masse des quarks  $m_q$  intervienne dans l'expression de  $\chi_m$ , puisque c'est elle qui brise la symétrie chirale. Une variation brusque de  $\chi_m$  indique le passage d'une phase de la matière où la symétrie chirale est respectée à une phase de la matière où elle est brisée.

A ce jour, les calculs de QCD sur réseau fonctionnent correctement si on considère  $\mu_B \rightarrow 0$ , que l'on surévalue la masse des quarks légers et que l'on utilise des



mailles aussi petites que la technologie des calculateurs le permet. La situation devrait s'améliorer avec l'apparition de la prochaine génération de calculateurs. Notons que la prochaine génération de calculateurs devrait être capable de traiter des centaines de Teraflops<sup>26</sup>.

## Prédictions

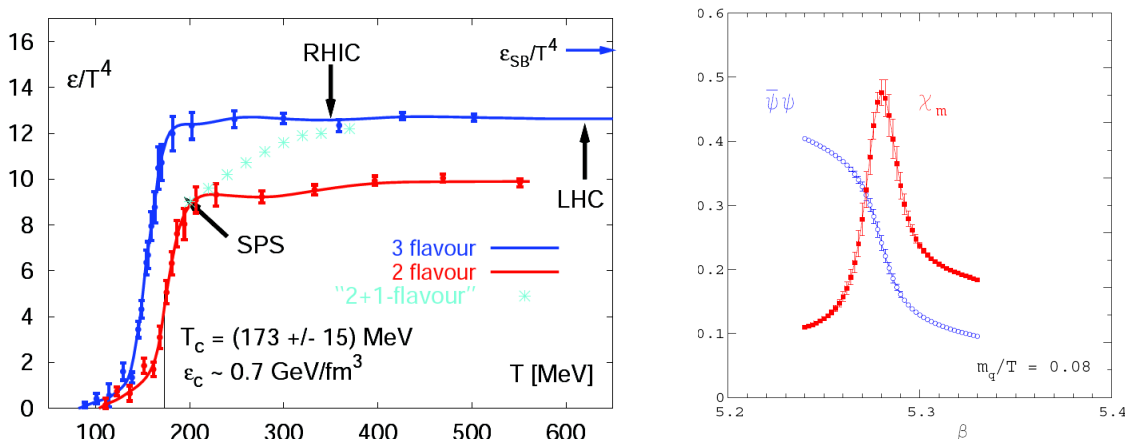


FIGURE 1.3 – Gauche : Évolution de la densité d'énergie ( $\epsilon/T^4$ ) en fonction de la température  $T$ . La limite asymptotique des gaz parfaits  $\epsilon_{SB}/T^4$ , la température et la densité d'énergie critique de déconfinement ( $\epsilon_c$  et  $T_c$  respectivement) sont également représentées. Droite : Evolution du paramètre d'ordre de la symétrie chirale  $\chi_m$  et du condensat de quarks  $\langle \bar{\Psi}\Psi \rangle \sim \langle \bar{q}q \rangle$  en fonction de la variable  $\beta = 6/g^2$ . Figure obtenue à partir de calculs de QCD sur réseau [5].

La figure 1.3 (gauche) montre l'évolution de la densité d'énergie ( $\epsilon$ ) en fonction de la température  $T$  telle qu'elle a été calculée dans [5]. Différents calculs mettant en jeu deux ou trois saveurs légères sont représentés. Pour une certaine température, les courbes changent brutalement de pente. Ce comportement met en évidence un changement d'état. Ce changement d'état a lieu pour une température critique  $T_c = 173 \pm 15 \text{ MeV}$  qui correspond à une densité d'énergie critique  $\epsilon_c = 700 \pm 300 \text{ MeV}$ . Pour  $T > 2T_c$  la valeur de  $\epsilon/T^4$  est environ 15% inférieure à la limite de Stefan-Boltzmann établie pour les gaz parfaits ( $\epsilon_{SB}/T^4$ ). Ainsi, même si la phase obtenue à grande température peut être assimilée à la phase déconfinée, la QCD sur réseau prévoit que ses constituants interagissent ce qui n'est pas le cas pour les constituants d'un gaz parfait.

La figure 1.3 (droite) montre l'évolution de  $\chi_m$  et du condensat de quarks  $\langle \bar{\Psi}\Psi \rangle$ <sup>27</sup> en fonction de la variable  $\beta = 6/g^2$ , telle qu'elle a été calculée dans les

26. Le terme flops est un acronyme signifiant « opérations à virgule flottante par seconde » (en anglais, Floating point Operations Per Second). Le nombre de FLOPS est une mesure commune de la vitesse d'un système informatique.

27. Cette grandeur est liée à la création de paires quark-antiquark dans le vide QCD.

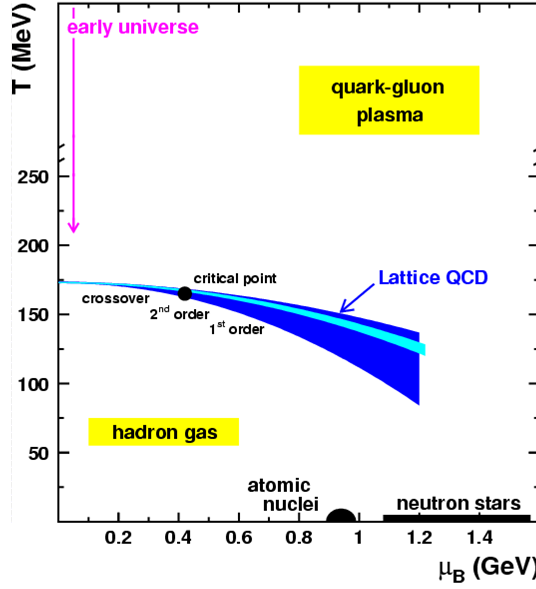


FIGURE 1.4 – Diagramme d'état de la matière nucléaire dans le plan  $(T, \mu_B)$ . Les prévisions portées sur le diagramme sont données par les calculs de QCD sur réseau. Voir texte pour plus de détails.

calculs de QCD sur réseau [5]. La variable  $\beta$  varie comme l'inverse de  $g^2$  où  $g$  est la constante de couplage de l'interaction forte. Ainsi, plus  $g$  devient faible, c'est à dire moins les quarks et les gluons interagissent, plus  $\beta$  augmente. On a montré dans la section 1.2.2 que la constante de couplage devenait faible quand l'énergie d'un système hadronique augmentait. On note une diminution rapide de  $\langle \bar{\Psi}\Psi \rangle$  avec  $\beta$  qui s'accompagne d'une discontinuité dans l'évolution du paramètre d'ordre  $\chi_m$  en  $\beta \sim 5.29$ . Ceci apporte la preuve que lorsque on augmente suffisamment l'énergie dans un système hadronique, la symétrie chirale est restaurée. Notons que le paramètre d'ordre qui permet de mettre en évidence la transition de phase vers la phase déconfinée (boucles de Polyakov) présente également une discontinuité en  $\beta \sim 5.29$  [5]. Ceci semble indiquer que la transition vers la phase déconfinée et la transition vers une phase chirale coïncident.

L'étude des paramètres d'ordre permet également de démontrer que la transition vers la phase déconfinée est un "crossover" pour les faibles potentiels chimiques baryoniques [5, 33]. Les premiers calculs de QCD sur réseau à  $\mu_B > 0$  semblent indiquer une transition de phase du premier ou du second ordre [34, 35, 36]. Ce qui implique l'existence d'un point critique dans le diagramme de phase de la matière nucléaire.

La figure 1.4 résume en partie les prédictions de QCD sur réseau pour le diagramme de phase dans le plan  $(T, \mu_B)$ . Les incertitudes sont représentées par la bande bleue. On note que les calculs à grand  $\mu_B$  souffrent d'une incertitude importante par rapport aux résultats obtenus pour  $\mu_B \sim 0$ . Ceci s'explique par le manque d'efficacité des calculs sur réseau quand  $\mu_B > 0$ .

Nous avons défini ce qu'était un diagramme de phase et nous avons présenté les moyens théoriques pour faire des prédictions sur le diagramme de phase de la matière nucléaire. La suite de ce chapitre présente les moyens expérimentaux utilisés pour explorer ce diagramme de phase dans les domaines de températures extrêmes. Nous nous focaliseront principalement sur le phénomène de déconfinement.

## 1.4 Exploration expérimentale des points extrêmes du diagramme de phase

Il est possible de tester les prédictions concernant le déconfinement à condition d'élever considérablement la température dans un grand volume de matière nucléaire. Pour l'instant, seules les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent de reproduire ces conditions. Ce chapitre présente un bref aperçu des connaissances actuelles dans ce domaine.

### 1.4.1 Les collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes

D'un point de vue expérimental, une collision d'ions lourds peut être décrite par deux paramètres fondamentaux (l'énergie dans le centre de masse nucléon-nucléon et la centralité). La sous-section suivante présente ces paramètres. La suite de la section traite du modèle de Bjorken [52] qui décrit l'évolution spatio-temporelle de la collision.

#### Les paramètres de la collision

Une collision d'ions lourds est caractérisée par :

- L'énergie dans le centre de masse nucléon-nucléon ( $\sqrt{s_{NN}}$ ). Plus  $\sqrt{s_{NN}}$  sera importante, plus l'énergie totale apportée au système sous forme thermique sera importante et plus la densité d'énergie du système sera grande ;
- La centralité de la collision. La centralité d'une collision est définie par le nombre de nucléons participant à la collision. Plus la collision est centrale plus le nombre de nucléons participant à la collision est important. En pratique, la centralité des collisions est réalisée en fonction de la section efficace des nucléons ne participant pas à la collision (nucléons spectateurs). Plus la collision est centrale moins le nombre de nucléons spectateurs est grand. Comme les nucléons spectateurs sont éjectés vers l'avant cette méthode nécessite l'utilisation de sous-détecteurs placés à grande rapidité. La sélection en centralité peut également être faite en fonction de l'énergie ou de la multiplicité des particules mesurées dans la région centrale (faible rapidité). En effet, l'énergie ou la multiplicité sont proportionnelles au nombre de nucléons participants à la collision.

On peut caractériser une collision de centralité donnée par son paramètre d'impact (b). Dans une collision entre noyaux, on définit le paramètre d'impact

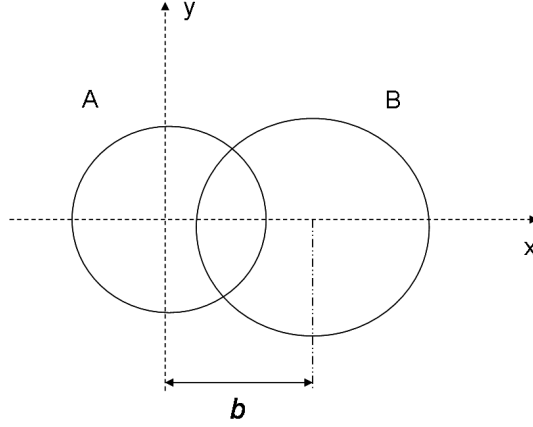


FIGURE 1.5 – Géométrie d’une collision entre deux noyaux ( $A$  et  $B$ ) dans le plan transverse aux faisceaux ( $x,y$ ).

comme la distance entre le centre des noyaux mesurée dans le plan transverse aux faisceaux (figure 1.5). C’est une grandeur femtoscopique à laquelle on ne peut pas accéder directement de façon expérimentale (on ne peut donc pas sélectionner de collisions pour un  $b$  donné). En revanche, on peut mesurer toutes les collisions pour un intervalle en  $b$  particulier ( $b_c^1 < b < b_c^2$ , où  $b_c^1$  et  $b_c^2$  sont les coupures sur le paramètre d’impact). Si l’on considère  $b_c^1 = 0$ , on peut définir la centralité  $F(b_c^2)$  d’une collision pour une coupure  $b_c^2$  donnée comme la fraction de section efficace inélastique mesurée par rapport à la section inélastique "minimum bias" ( $b_c^1 = 0$  et  $b_c^2 = +\infty$ ) :

$$F(b_c^2) = \frac{\int_0^{b_c^2} db \frac{d\sigma_{AB}^{inel}}{db}}{\int_0^{+\infty} db \frac{d\sigma_{AB}^{inel}}{db}}. \quad (1.14)$$

Ainsi, on dira par exemple, qu’une collision est dans la fenêtre de centralité 0 – 10% si,  $F(b_c^2) < 10\%$ <sup>28</sup>. (appendice .4).

Il est possible de déterminer l’intervalle en paramètre d’impact et la fenêtre de centralité de la collision à partir du nombre de nucléons participants en utilisant le modèle de glauber implémenté dans une simulation. La figure 1.6 montre le nombre de nucléons participants en fonction du paramètre d’impact ainsi que les différentes fenêtres de centralité correspondantes pour des collisions  $PbPb$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 TeV$  [53]. La fenêtre en centralité est déterminée en considérant que la section efficace inélastique d’interaction nucléon-nucléon vaut  $65 mb$  et que la section efficace inélastique d’interaction entre noyaux de plomb vaut  $7660 mb$  [54].

Plus la centralité d’une collision est importante, plus le volume du système est grand. Ainsi, il y a plus d’énergie déposée dans le système lors d’une collision

28. On parle également de collisions centrales pour des collisions de grande centralité et de collisions périphériques pour des collisions de faible centralité.

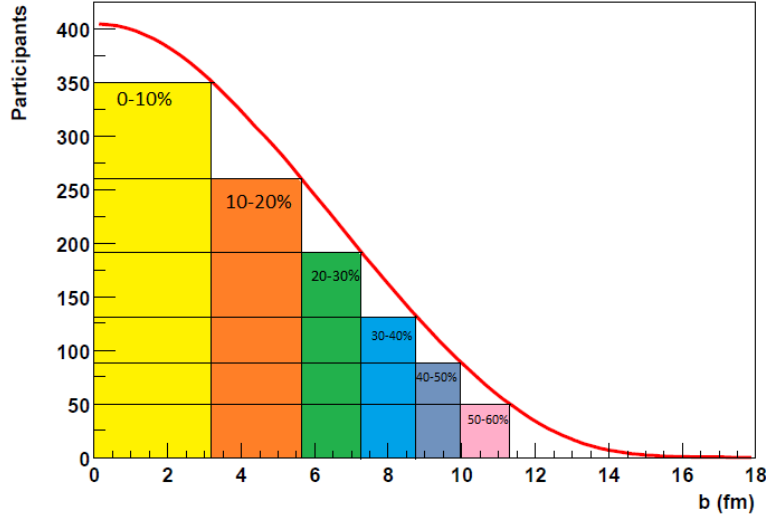


FIGURE 1.6 – Nombre de nucléons participant en fonction du paramètre d'impact. Les différentes fenêtres de centralité sont également indiquées. D'après [53, 54].

de grande centralité et la création d'une phase déconfinée est plus probable.

## Évolution spatio-temporelle de la collision

Dans cette section le modèle de Bjorken [52] est présenté. Il décrit l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds.

La figure 1.7 montre une vue schématique du scénario d'évolution spatio-temporelle de Bjorken (gauche). Le temps  $t$  est porté en ordonnée et la direction  $z$  suivant l'axe du faisceau est portée en abscisse. Dans le plan  $(t, z)$ , l'évolution spatio-temporelle de la collision à la forme de l'intersection d'un plan et d'un cône. Ce cône est la conséquence directe du caractère relativiste de la collision. Différentes hyperboles sont inscrites dans l'intersection du plan et du cône. Elles correspondent à des temps propres  $\tau$  constants<sup>29</sup>. La figure 1.7 (droite) montre l'évolution de la matière nucléaire dans le plan  $(T, \mu_B)$  lors d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes. Notons que la flèche rouge s'arrête au niveau du "freeze out" thermique. Au "freeze out" thermique, le système n'a pas complètement fini son évolution. En particulier, les baryons instables et les antibaryons ne se sont pas encore désintégrés dans le canal électro-faible. Ceci explique pourquoi au point indiqué par la flèche le nombre baryonique du système n'est pas conservé ( $\mu_B > 1$ ). La figure 1.7 montre que le scénario d'évolution spatio-temporelle de Bjorken comporte trois grandes étapes :

1. La phase d'approche et les processus durs.
  - Pendant la phase d'approche, les noyaux ont la forme d'un disque dans le référentiel du centre de masse. Leur rayon est  $R$  et leur épaisseur est  $2R/\gamma$

<sup>29</sup>. Le temps propre  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$  est le temps exprimé dans le référentiel du centre de masse de la collision.

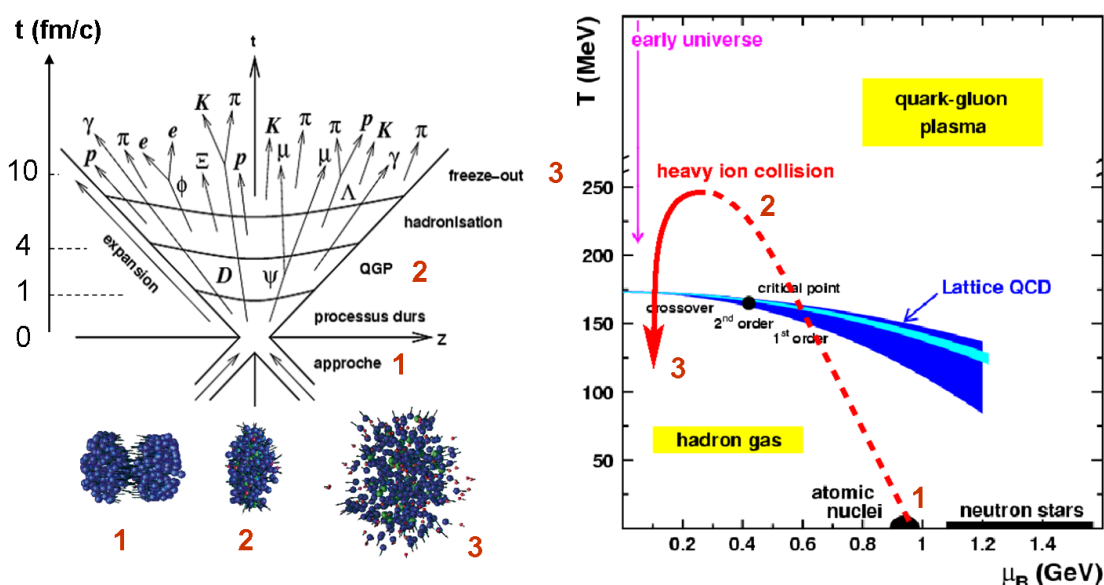


FIGURE 1.7 – Gauche : Evolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes suivant le scénario de Bjorken. Droite : Cheminement de la matière nucléaire dans le plan  $(T, \mu_B)$  lors d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes. Pour chaque figure les chiffres indiquent les grandes étapes de la collision (voir texte).

où  $\gamma$  est le facteur de Lorentz. Pendant la phase d'approche, si l'énergie est suffisamment élevée ( $\sqrt{s_{NN}} \sim 5 \text{ TeV}$ ), il se pourrait que les nucléons composant les noyaux aient une densité de gluons suffisamment élevée pour qu'il y ait présence du CGC<sup>30</sup> (appendice 5) [38]. La fin de la phase d'approche marque le début de la collision à  $\tau = 0$ ;

- A  $\tau = 0$ , les partons appartenant aux nucléons composant les noyaux interagissent. C'est la phase des processus les plus énergétiques (processus durs). C'est dans cette phase, par exemple, que les saveurs lourdes sont créées. Cette phase est très rapide. Elle dure moins de  $1 \text{ fm}/c$ ;
- 2. L'apport d'énergie thermique et le déconfinement.
  - Après les processus durs, l'énergie contenue dans le centre de masse de la collision continue à s'accumuler dans le système. Quand la densité d'énergie critique est atteinte, le système subit un premier changement de phase. C'est le déconfinement (section 1.2.2);
  - Après le déconfinement, il est possible que le système atteigne l'équilibre thermique;
- 3. La phase d'hadronisation et le "freeze out".
  - A partir de  $t \sim 4 \text{ fm}/c$ , le système se refroidit. Une nouvelle transition de la phase déconfinée vers le gaz de hadrons s'amorce. Les quarks contenus dans le milieu déconfiné se retrouvent à nouveau confinés dans des hadrons. C'est l'hadronisation. C'est dans cette phase, par exemple, que les hadrons lourds

30. Color Glass Condensate.

- ( $B$  et  $D$ ) sont formés ;
- Quand tous les quarks ont été hadronisés, le gaz de hadrons subit une expansion et un refroidissement. Son volume augmente et les hadrons les plus lourds se désintègrent en particules stables comme les leptons (electrons, muons...) ou en hadrons plus légers (pions, kaons...). A partir de  $t \sim 10 \text{ fm}/c$ , le gaz de hadrons n'évolue plus, c'est le "freeze out". On distingue deux étapes pour le "freeze out". Dans un premier temps les interactions inélastiques cessent. C'est le "freeze out" chimique. Puis la température cesse d'évoluer. C'est le "freeze out" thermique.

Les principales difficultés de l'étude des collisions d'ions lourds sont que : (i) Les événements intéressants sont rares et les particules produites lors de ces événements sont noyées dans le bruit de fond ; (ii) Seules les particules présentes à la fin du "freeze out" peuvent être directement mesurées par les détecteurs ; (iii) Les signaux des différentes phases de l'évolution de la collision sont mesurés simultanément. Finalement, quand on étudie le déconfinement, la difficulté consiste à retracer l'ensemble de l'évolution spatio-temporelle jusqu'à  $t = 1 \text{ fm}/c$ . La sous-section suivante décrit succinctement la stratégie adoptée pour résoudre ce problème.

## 1.4.2 L'analyse des collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes

### La stratégie

La stratégie pour étudier le déconfinement peut être exposée en quatre étapes :

1. Mesure d'une observable. On cherche à mesurer une quantité qui, d'après la théorie, serait sensible à la création d'une phase déconfinée. On effectue donc cette mesure dans les collisions noyau-noyau où il est le plus probable d'observer le déconfinement ;
2. Validation de la mesure. Une fois l'observable mesurée, il faut déterminer si elle indique la création d'une phase déconfinée au début de la collision. Pour cela on peut :
  - Comparer les résultats de la mesure avec la théorie. En général, la théorie fait des prédictions sur la valeur de l'observable quand il y a eu ou non déconfinement ;
  - Comparer les résultats de la mesure avec la mesure de la même observable effectuée sur un système où l'on ne s'attend pas à la création d'une phase déconfinée. En général, on compare les résultats obtenus en mode noyau-noyau avec les résultats obtenus en mode proton-proton et/ou proton-noyau. Cette méthode dépend moins des modèles théoriques ;
3. Validation du résultat de la mesure. Pour valider les résultats de la mesure d'une observable, il faut que ces résultats soient confortés par la mesure d'autres observables. Plus le nombre d'observables dont la mesure aboutie au mêmes conclusions est important, plus le résultat est fiable. Il faut donc répéter les deux premières étapes pour le plus d'observables possibles ;

4. Dédution des propriétés du déconfinement. Si la présence d'une phase déconfinée au début de la collision a été mise en évidence, il faut mesurer ses propriétés. Pour cela il faut ajuster les paramètres libres des modèles théoriques pour reproduire les données expérimentales. La valeur finale des paramètres libres reflète les propriétés de la phase déconfinée.

## Les signatures du déconfinement

Une signature est le comportement particulier d'une observable. Par définition, ce comportement donne une indication sur la création d'une phase déconfinée. Dans ce qui suit, les principales signatures étudiées à ce jour sont présentées succinctement (la liste n'est pas exhaustive).

*Les sondes dures.* Elles s'appuient sur les propriétés des processus très énergétiques se déroulant aux tous premiers instants de la collision. Les particules créées dans ces processus participent à toutes les étapes du scénario de Bjorken. Elles peuvent donc servir de sonde pour retracer l'évolution de la matière nucléaire au cours de la collision. Les trois signatures principales liées aux processus durs sont :

- La suppression des quarkonia [39]. Un milieu déconfiné n'est pas neutre de couleur. Dans un tel milieu, il est possible que le potentiel liant le quark et l'antiquark lourd dans un quarkonium soit écranté. Si les quarkonia sont formés aux premiers instants de la collision immédiatement après la création des saveurs lourdes, ils devraient traverser la phase déconfinée. On s'attend alors à une "fonte" des quarkonia. La création d'un milieu déconfiné lors de la collision pourrait être mis en évidence par la mesure d'un nombre anormalement faible de quarkonia. Ce point est traité en détail dans le chapitre 2 ;
- L'hadronisation statistique des quarkonia [40]. Dans le modèle de suppression présenté dans l'item précédent, on suppose que les quarkonia sont formés aux tous premiers instants de la collision. Il se pourrait malgré tout qu'ils soient formés de façon statistique juste avant la transition de la phase déconfinée vers le gaz de hadrons. Dans ce cas, la production des quarkonia pourrait être décrite par un modèle d'hadronisation statistique. Si ce modèle échoue dans la description de la production des quarkonia dans les collisions simples<sup>31</sup> (proton-proton, proton-noyau, par exemple) mais qu'il est bien adapté pour l'étude des collisions noyau-noyau<sup>32</sup>, ceci constituerait la preuve que la phase produite dans les collisions d'ions lourds est à l'équilibre thermique. Comme on s'attend à ce que la phase déconfinée soit à l'équilibre thermique, cette observation indiquerait que le déconfinement s'est produit pendant la collision. Pour les énergies importantes, l'hadronisation statistique pourrait se traduire par une augmentation de la production de quarkonia. Ce point est

---

31. Dans ce cas, comme le volume du système est limité, l'ensemble canonique est utilisé pour la description statistique.

32. Dans ce cas, comme le volume du système est grand, l'ensemble grand-canonique est utilisé pour la description statistique.



abordé dans le chapitre 2. Notons également qu'il se pourrait que l'hadronisation ait lieu tout au long de l'expansion de la phase déconfinée du fait des propriétés cinématiques des quarks lourds. On parle alors d'hadronisation cinétique [41]. L'hadronisation cinétique devrait également entraîner une augmentation du nombre de quarkonia créés dans les phases déconfinées de plus grande densité d'énergie ;

- La suppression des "jets" [42]. Dans un milieu déconfiné les partons sont supposés perdre de l'énergie par radiation de gluons. Ces radiations sont induites par le milieu car il est coloré. Par ailleurs, les partons suffisamment énergétiques donnent naissance à des gerbes de hadrons. C'est la fragmentation. Ces gerbes de hadrons sont appelées "jets". Si les partons perdent trop d'énergie dans le milieu déconfiné, les "jets" créés seront composés de particules de faible impulsion transverse. On dit que ces "jets" ont une impulsion transverse faible. La mesure d'un nombre anormalement faible de "jets" de grande impulsion transverse pourrait donc être la preuve de la présence d'une phase déconfinée à un instant donné de la collision ;
- Les radiations thermiques [43, 44]. Dans un milieu déconfiné, les lois de la mécanique statistique s'appliquent. Un milieu déconfiné est donc à l'équilibre thermique. Ainsi, un volume donné de matière nucléaire déconfinée devrait se comporter comme un corps noir et émettre des particules (photons par exemple) dont la distribution en impulsion transverse peut être ajustée avec une loi de Stefan-Boltzmann. Ces particules constituent les radiations thermiques. L'ajustement des distributions de particules constituant les radiations thermiques avec une loi de Stefan-Boltzmann doit permettre de remonter à la température de la phase déconfinée.

*Les sondes douces.* Elles font intervenir des processus peu énergétiques. Les trois signatures de ce type sont :

- La modification des propriétés des mésons vecteurs de basse masse [44]. Dans un milieu déconfiné, on s'attend à ce que les propriétés des mésons vecteurs de basse masse ( $\rho$ ,  $\phi$  et  $\omega$ ) soient modifiées par la restauration de la symétrie chirale. La masse ou la largeur des mésons vecteurs devraient varier ;
- L'augmentation de l'étrangeté [45, 46]. Dans un milieu déconfiné à l'équilibre thermique, on s'attend à ce que la production d'étrangeté soit favorisée (par la fusion de gluons thermiques par exemple). Ainsi, si une phase de ce type est créée, on devrait observer un nombre anormalement élevé de particules étranges (contenant un quark étrange) ou multi-étranges (contenant plusieurs quarks étranges) ;
- Les flots de matière [47]. Dans un volume donné de matière déconfinée soumis à un gradient de pression relativement fort comme dans une collision d'ions lourds périphériques, on s'attend à des mouvements collectifs. L'étude de ces mouvements collectifs devrait permettre de mesurer les grandeurs thermodynamiques intervenant habituellement dans les équations d'état (viscosité, vitesse du son dans le milieu...). En pratique, les mouvements collectifs peuvent être mis en évidence par l'observation d'harmoniques dans la transformée de

Fourier des spectres angulaires.

La section suivante présente les principaux résultats expérimentaux obtenus depuis vingt ans.

### 1.4.3 Résultats actuels et perspectives

Le développement des collisionneurs d'ions lourds a débuté en 1975 au Bevalac de Berkeley. Les premières collisions eurent lieu en 1986 entre des noyaux de taille modeste ( $Ar$ ) de faible énergie ( $\sqrt{s_{NN}} < 2.4 \text{ GeV}$ ). Il faut noter la mise en service du détecteur  $4\pi$  DIOGENE avec l'accélérateur Saturne II à Saclay à partir de 1984. De 1987 à 1994, les collisions d'ions lourds ont été étudiées à l'AGS (Alternating Gradient Synchrotron) du BNL (Brookhaven National Laboratory) à des énergies  $\sqrt{s_{NN}} < 14.2 \text{ GeV}$ . De 1986 à 1994 des recherches sur les collisions d'ions lourds ont également été effectuées au SPS (Super Proton Synchrotron) du CERN pour des énergies inférieures à  $\sqrt{s_{NN}} \sim 19 \text{ GeV}$ . Depuis 1989 le SIS (SchwerIonen-Synchrotron) au GSI (Gesellschaft für SchwerIonen-forschung) de Darmstadt permet d'accélérer des ions lourds. L'énergie maximale est de l'ordre de  $2 \text{ AGeV}$ . Entre 1994 et 2003, sept expériences se sont succédées au SPS où des noyaux de plomb ont été accélérés à des énergies allant jusqu'à  $\sqrt{s_{NN}} \sim 17 \text{ GeV}$ . A partir de 2000, le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) est entré en service au BNL. C'est le premier collisionneur d'ions lourds. Pour la première fois des ions lourds ( $Au$ ) ont été accélérés et sont entrés en collision à des énergies maximales de  $\sqrt{s_{NN}} \sim 200 \text{ GeV}$ . L'avenir proche des ions lourds est au CERN où, dès la fin de l'année 2010, le LHC (Large Hadrons Colider) devrait permettre l'étude des collisions de noyaux de plomb à des énergies maximales de  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ . Notons qu'il existe deux projets de nouveaux accélérateurs d'ions lourds à des énergies plus basses qu'au LHC. Le premier projet est mené par le GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung). Le futur accélérateur s'appelle FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research). Le détecteur dédié sera CBM (Compressed Baryonic Matter). Le second projet est au JINR (Joint Institute for Nuclear Research) de Dubna. Le projet devrait permettre la construction du NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility). Les deux accélérateurs seront dédiés, entre autres, à la recherche du point critique du diagramme de phase de la matière nucléaire.

La figure 1.8 montre les potentiels baryoniques et les températures au "freeze out" déterminées dans différentes expériences. Ces valeurs ont été extraites à partir d'une analyse statistique dédiée [48, 49, 50, 51]. Au SPS et au RHIC, les points ( $T$ ,  $\mu_B$ ) au "freeze out" sont proches de la limite de transition vers la phase déconfinée prédite par la QCD sur réseau. Comme on s'attend à ce que  $T$  diminue après le déconfinement, cette observation indique qu'il est très probable que la température critique de création de la phase déconfinée ait été atteinte au SPS et au RHIC.

Par ailleurs, la densité d'énergie du milieu créé au SPS et au RHIC a pu être évaluée en mesurant l'énergie transverse<sup>33</sup> (formule de Bjorken [52]) des particules

---

33. L'énergie transverse vérifie l'équation :  $E_T^2 = p_t^2 + m_0^2$  où  $p_t$  est l'impulsion transverse et  $m_0$  la masse de la particule considérée.

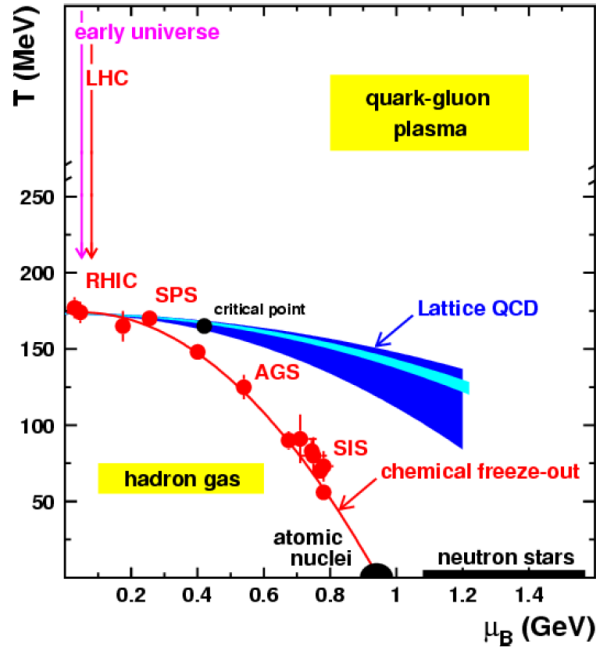


FIGURE 1.8 – Température ( $T$ ) et potentiel chimique baryonique ( $\mu_B$ ) au "freeze out" observés au SIS, à l'AGS au SPS et au RHIC. L'intervalle dans lequel pourrait se trouver les valeurs de  $T$  et  $\mu_B$  dans la phase déconfinée au LHC sont mentionnées. Les conditions qui auraient régné dans l'univers primordial sont également rapportées.

produites dans les collisions d'ions lourds. dans ce calcul, il a été considéré que le déconfinement commençait à un temps  $\tau_0$  inférieur ou égal à  $1 \text{ fm}$ . Aux plus grandes énergies du SPS la densité d'énergie  $\epsilon$  vaut  $3.0 \pm 0.6 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  [55, 56]. Aux plus grandes énergies du RHIC,  $\epsilon$  vaut  $6 \pm 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  [57]. Comme ces valeurs sont supérieures à la densité critique de formation de la phase déconfinée prévue par la QCD sur réseau (sous section 1.3.2 :  $\epsilon_c \sim 700 \pm 300 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ ), ces mesures indiquent à nouveau qu'il est très probable qu'il y ait eu création d'une phase déconfinée au SPS et au RHIC.

## Le SPS

Pour la première fois, quatre signatures de la phase déconfinée ont été identifiées au SPS. Ces mesures fournissent des arguments suffisamment solides pour prétendre à la création d'un nouvel état de la matière nucléaire où les quarks et les gluons évoluent librement [58].

- La suppression des charmonia (états liés  $c\bar{c}$ ). Cette signature a été mesurée grâce à l'effort combiné de NA51, NA38 et NA50 [59]. La figure 1.9, montre sans ambiguïté que, dans une collision hadronique, lorsqu'un milieu de densité d'énergie ( $\epsilon$ ) voisine de  $2.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  est créé, le rapport du nombre de  $J/\Psi$  normalisé à la production Drell-Yan devient largement inférieur à un. Comme la production Drell-Yan est insensible à l'interaction forte ce comportement met en évidence la fonte des quarkonia dans la phase déconfinée où siègent les

interactions fortes. Cette signature est étudiée plus en détail dans le chapitre suivant. Notons que cette signature a également été mesurée par NA60 [60] ;

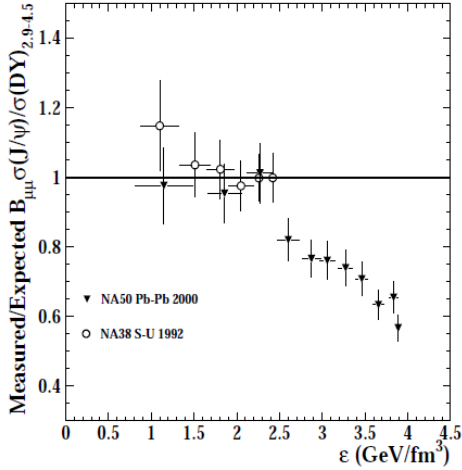


FIGURE 1.9 – Production de  $J/\Psi$  normalisée à la production Drell-Yan. Les données sont montrées en fonction de la densité d'énergie atteinte dans différents systèmes de collision. D'après [61].

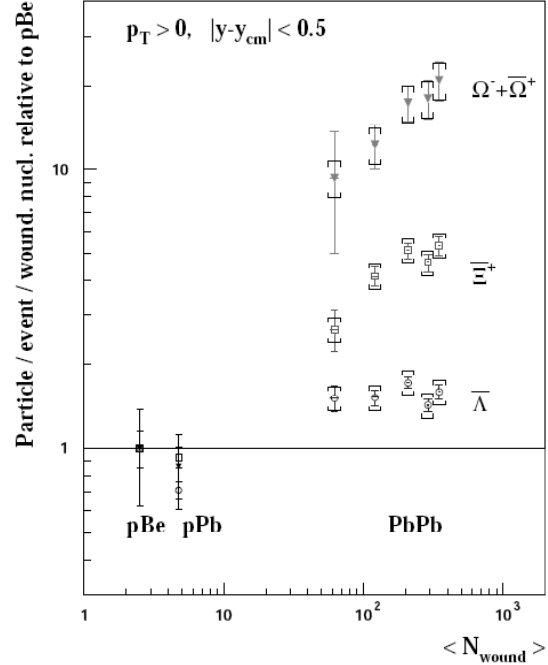


FIGURE 1.10 – Augmentation du nombre d'hypérons en fonction du nombre de nucléons participants dans les collisions à  $158 A GeV/c$ . D'après [62].

- L'augmentation de l'étrangeté. L'expérience NA47 [62] a permis de mettre en évidence que plus le nombre de nucléons participants à la collision est important, plus le nombre de baryons contenant au moins un quark étrange (hypéron) est important (figure 1.10). Plus l'hypéron contient de quarks étranges, plus il est produit en grande quantité. Notons que cette signature a également été mise en évidence par WA97 [63] ;
- Les radiations thermiques. Des radiations thermiques provenant d'une phase déconfinée ont été mesurées par les collaborations WA80 et WA98 [64]. Le signal recherché était composé de photons thermiques. Le bruit de fond était composé des photons de décroissance des hadrons neutres (principalement  $\pi^0$  et  $\eta$ ) et des photons créés dans les processus durs. La figure 1.11 montre que l'excès de signal par rapport au bruit de fond est environ 20% à partir de  $p_t \sim 2.25 GeV/c$ .
- Modification des propriétés des mesons vecteurs de basse masse [65]. Cette signature a été mise en évidence par la collaboration CERES dans les collisions  $PbAu$  à  $158 A GeV$ . En effet, un excès de diélectrons dans l'intervalle  $[0.2 - 0.7] GeV/c^2$  du spectre en masse invariante inclusif a été mis en évidence (figure 1.12). Pour expliquer cet excès, il faut considérer les radiations ther-

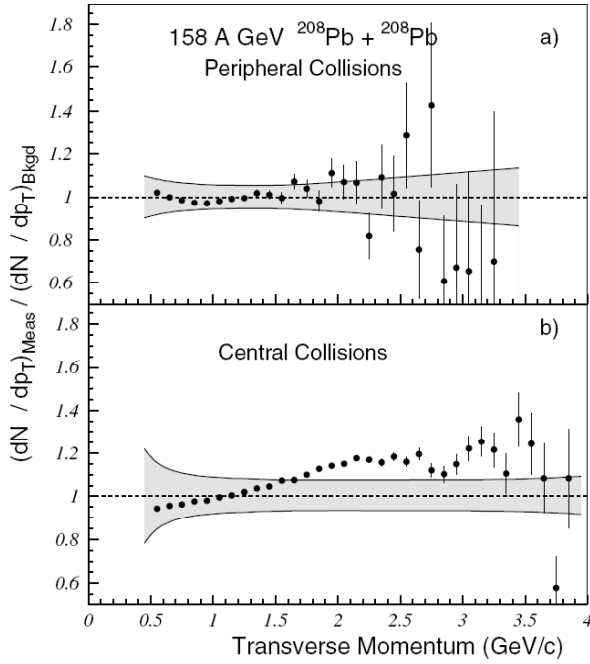


FIGURE 1.11 – Rapport des distributions en impulsion transverse des photons mesurés sur la distribution en impulsion transverse des photons non thermiques (bruit de fond). La distribution du bruit de fond est le résultat d'un calcul. Le résultat est montré pour des collisions  $PbPb$  à  $158A GeV$  périphériques (haut) et centrales (bas). Les incertitudes statistiques sont indiquées par les barres d'erreur. La bande représente l'erreur systématique. D'après [64].

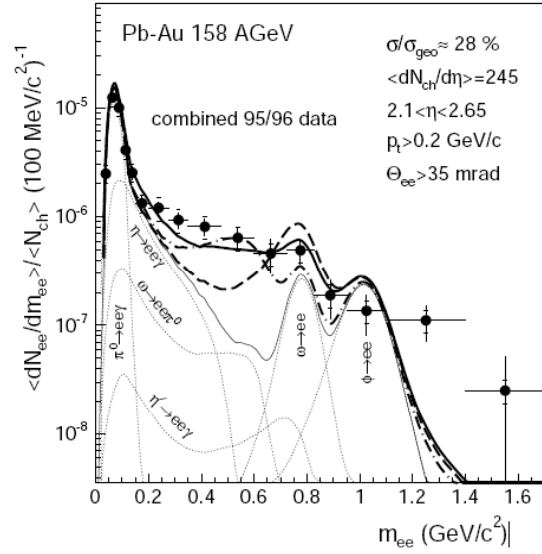


FIGURE 1.12 – Spectre de masse invariante inclusif  $e^+, e^-$  mesuré par CERES dans les collisions centrales  $PbAu$  à  $158A GeV$ . Le cocktail hadronique est représenté par la ligne pleine fine. Les différentes composantes du cocktail sont représentées par les lignes pointillées fines. Les prédictions d'un modèle décrivant l'annihilation  $\pi^+ \pi^-$  avec le spectre de la particule  $\rho$  dans le vide sont en pointillés. L'effet de l'élargissement du spectre (tirés-pointillés) et la diminution de sa valeur centrale (solides) sur le modèle sont aussi présentés. D'après [65].

miques du gaz de hadrons au "freeze out". Le processus thermique incriminé est l'annihilation des pions ( $\pi^+ \pi^- \rightarrow \rho \rightarrow e^+ e^-$ ). Si l'on considère uniquement le spectre du méson  $\rho$  dans le vide, ce modèle ne permet pas de reproduire les données. En revanche, les données sont bien reproduites quand on considère que le spectre du méson  $\rho$  a été modifié par son passage dans le milieu créé aux premiers instants de la collision. Cette modification du spectre peut consister en son élargissement ou à un décalage de sa valeur centrale. Cette signature a également été mesurée par la collaboration NA60 [66].

Malgré la mesure de ces quatre signatures, de nombreuses observations restent inexpliquées (voir par exemple [67, 68, 69]). Même s'il y a de fortes indications que la phase observée est composée de quarks et de gluons non confinés, les propriétés de cette phase restent mal connues. Ainsi, dès 2000, la communauté des ions lourds a beaucoup attendu des résultats du RHIC.

## Le RHIC

La mesure simultanée des collisions  $AuAu$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  par quatre détecteurs a permis de caractériser le milieu déconfiné créé au RHIC. Aux énergies du RHIC il semblerait que la phase déconfinée se comporte comme un fluide opaque presque parfait [70]. Les principaux indices mesurés sont les suivants :

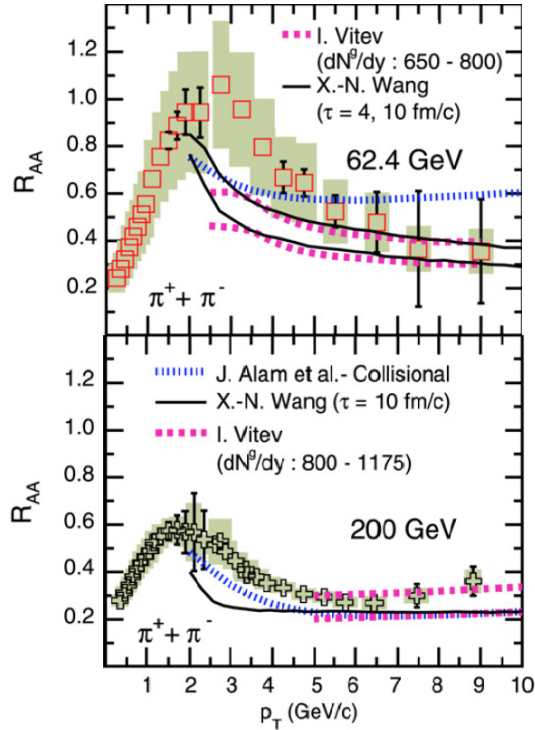


FIGURE 1.13 – Facteur de modification nucléaire ( $R_{AA}$ ) mesuré par STAR pour les  $\pi^+ + \pi^-$  dans les collisions  $AuAu$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$  de centralité 0 – 10% (haut) et  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  de centralité 0 – 12% (bas). D'après [71].

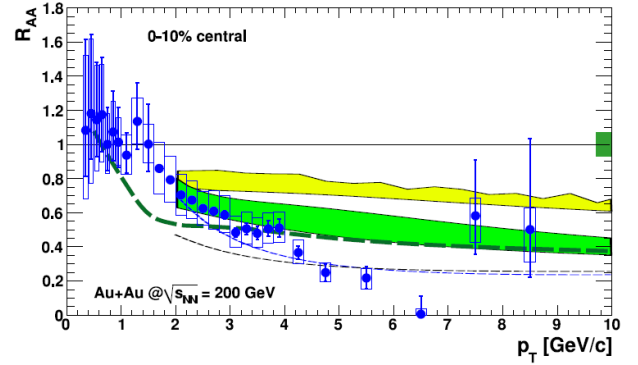


FIGURE 1.14 – Facteur de modification nucléaire ( $R_{AA}$ ) des électrons non photoniques mesuré dans les collisions  $AuAu$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  avec le détecteur PHENIX. D'après [75].

- La suppression des hadrons. Une phase déconfinée est un milieu coloré. Les partons perdent donc de l'énergie par rayonnement de gluons quand ils traversent ce milieu. On dit que le milieu est opaque. Une des observables sensibles à

l'opacité du milieu est le rapport de modification nucléaire ( $R_{AA}$ ). Le  $R_{AA}$  est mesuré pour un type particulier de particules. Pour chaque type de particule, il s'écrit en fonction des distributions en impulsion transverse mesurées en mode proton-proton ( $dN_{pp}/dp_t$ ) et en mode noyau-noyau ( $dN_{AA}/dp_t$ ) :

$$R_{AA}(p_t) = \frac{\frac{dN_{AA}}{dp_t}}{\langle N_{coll} \rangle \frac{dN_{pp}}{dp_t}}. \quad (1.15)$$

Dans l'équation 1.15,  $\langle N_{coll} \rangle$  correspond au nombre moyen de collisions  $NN$  dans une collision entre noyaux. Notons que le  $R_{AA}$  peut également être construit à partir des distributions en rapidité.

En l'absence d'effets nucléaires, on peut considérer une collision  $AA$  comme une superposition de collisions  $pp$  indépendantes. Dans ce cas, le  $R_{AA}$  est égal à l'unité. En revanche si le milieu créé dans la collision  $AA$  est opaque, les partons perdront de l'énergie dans le milieu. Cette perte d'énergie entraînera une diminution du nombre de hadrons créés à grande impulsion transverse. Le  $R_{AA}$  pour ces particules sera alors plus petit que un. Un  $R_{AA}$  inférieur à l'unité a été mesuré pour les hadrons légers par STAR [71], PHENIX [72] PHOBOS [73] et BRHAMS [74]. Un  $R_{AA}$  inférieur à l'unité a également été mesuré par PHENIX pour les électrons non photoniques (électrons de décroissance des saveurs lourdes) [75]. Ce point est traité plus en détail dans le chapitre suivant. La figure 1.13 montre le  $R_{AA}$  pour les hadrons tel qu'il a été mesuré par STAR dans les collisions  $AuAu$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$  (haut) et  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  (bas). On note que plus  $\sqrt{s_{NN}}$  est grand, plus le  $R_{AA}$  est petit. Ainsi le milieu créé dans les collisions les plus énergétiques est le plus opaque. La figure 1.14 qui montre le  $R_{AA}$  des électrons non photoniques mesuré par PHENIX dans les collisions  $AuAu$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ , confirme la création d'un milieu opaque ;

- Disparition des "jets" dans une direction privilégiée. Dans l'étude de cette signature, on considère l'interaction entre deux gluons très énergétiques appartenant aux hadrons en collision. L'interaction entre les gluons produit une paire de partons qui sont émis dos à dos par conservation de l'énergie. Les partons forment alors des "jets". Comme l'interaction entre les gluons est un processus "dur", il a lieu aux premiers instants de la collision. Ainsi, avant de former les "jets", les partons produits peuvent interagir avec le milieu éventuellement formé lors de la collision. Comme les deux partons sont émis dos à dos, il se peut qu'ils ne parcourent pas la même distance à travers le milieu. Ainsi, l'un des partons produit pourrait perdre plus d'énergie que l'autre et l'on devrait observer la disparition de l'un des "jets". Cette signature a été observée par la collaboration STAR [76]. Comme les "jets" sont difficiles à observer dans l'environnement bruyant des collisions d'ions lourds, la collaboration a mesuré la corrélation angulaire des hadrons en utilisant les particules de grande impulsion transverse comme signal de déclenchement. La collaboration a étudié la distribution en angle azimutal  $\phi$  des particules associées à la particule de déclenchement, c'est à dire les particules d'impulsion transverse plus petite

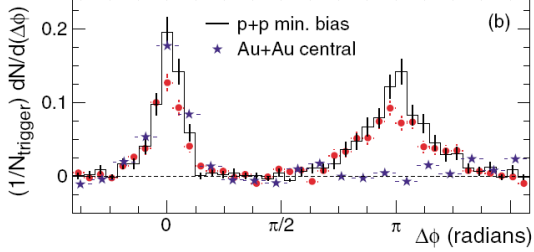


FIGURE 1.15 – Comparaison des distributions azimutales mesurées dans les collisions centrales  $AuAu$  avec celles mesurées dans les collisions  $pp$  et  $dAu$ . D'après [76].

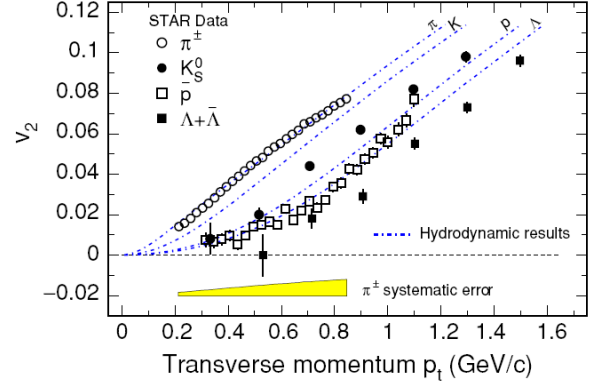


FIGURE 1.16 – Dépendance du  $v_2$  à l'impulsion transverse mesurée pour les pions chargés, les  $K_S^0$ , les antiprotons, les  $\Lambda$  et les  $\bar{\Lambda}$  dans les collisions "minimum bias". Les calculs d'hydrodynamiques [77] sont représentés par des lignes pontillées. L'erreur systématique pour les pions est représentée par la bande jaune (bas). D'après [78].

que l'impulsion transverse de la particule de déclenchement ( $p_t^{assoc} < p_t^{trigg}$ ). La figure 1.15 montre le résultat de cette étude dans les collisions  $AuAu$  où l'on s'attend à la création d'un milieu opaque. On observe clairement que par rapport aux collisions  $pp$  et  $dAu$  où l'on ne s'attend pas à la création d'un tel milieu, les particules sont supprimées dans une direction privilégiée ( $\Delta\phi = 180^\circ$ ) par rapport à la direction de la particule de déclenchement ( $\Delta\phi = 0^\circ$ ). On peut expliquer ce phénomène de la façon suivante : les particules de grande impulsion transverse ont perdu peu d'énergie car elles ont traversé peu de milieu (elles ont été créées au bord du volume déconfiné), les particules émises dans la direction opposée ont perdu beaucoup d'énergie car elles ont dû traverser tout le milieu ;

- "Flow" elliptique hydrodynamique. Dans une collision  $AA$ , la distribution invariante triplement différentielle des particules émises peut être décomposée en série de fourrier :

$$\begin{aligned}
 E \frac{d^3N}{d\vec{p}} &= \frac{d^3N}{p_t dp_t dy d\phi} \\
 &= \frac{d^2N}{p_t dp_t dy} \frac{1}{2\pi} [1 + 2 \cdot v_1 \cos(\phi) + 2 \cdot v_2 \cos(2\phi) \dots].
 \end{aligned}
 \tag{1.16}$$

Ici,  $E$  est l'énergie de la particule,  $p_t$  l'impulsion transverse de la particule,  $y$  la rapidité de la particule et  $\phi$  l'angle azimutal de la particule. L'angle  $\phi$  est mesuré dans le plan perpendiculaire au faisceau (il contient le paramètre d'impact). L'angle  $\phi$  est mesuré par rapport au plan de réaction. Le plan de réaction



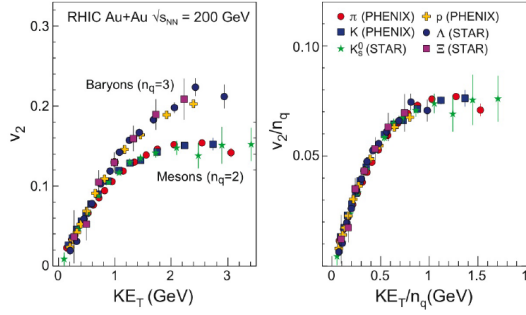


FIGURE 1.17 – Dépendances à l'énergie cinétique transverse du  $v_2$  pour divers mésons et baryons (gauche) à l'énergie cinétique rapportée au nombre de quarks de valence dans les hadrons ( $n_q$ ) (droite). D'après [79].

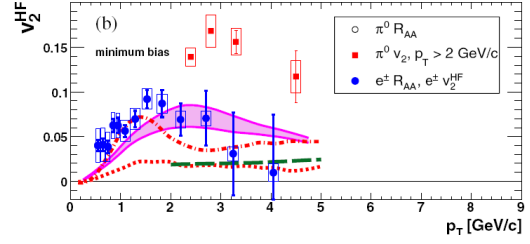


FIGURE 1.18 – Dépendance du  $v_2$  en fonction de  $p_t$  mesurée avec les électrons non photoniques dans les collisions  $AuAu$  "minimum bias". D'après [80].

est le plan contenant le paramètre d'impact et l'axe  $z$  suivant la direction du faisceau. La mesure du plan de réaction demande des méthodes expérimentales particulières. Le terme dominant ( $\frac{d^2N}{p_t dp_t dy} \frac{1}{2\pi}$ ) est appelé "flow" radial. Le facteur  $v_1$  est appelé "flow" direct. Le facteur  $v_2$  est appelé "flow" elliptique. Dans les collisions centrales, seul le "flow" radial est différent de zéro. Dans les collisions semi-centrales  $\frac{d^2N}{p_t dp_t dy} \frac{1}{2\pi}$ ,  $v_1$  et  $v_2$ , peuvent être différents de zéro. Les observables  $v_1$  et  $v_2$  donnent des indications sur les mouvements collectifs créés par le gradient de pression régnant dans ce type de collisions. Le "flow" direct ( $v_1$ ) traduit une déformation isotrope dans l'espace de phase qui a tendance à diminuer le nombre de particules de basse impulsion transverse. Le "flow" elliptique ( $v_2$ ) traduit une anisotropie en forme d'amande (ellipse) dans l'espace de phase. Les collaborations STAR et PHENIX ont mesuré le  $v_2$  en fonction de  $p_t$  de différents hadrons légers [78, 79]. Le résultat des mesures est résumé sur la figure 1.16 où il est comparé avec les résultats de calculs hydrodynamiques [77]. Le bon accord entre le résultat de ces calculs et les mesures indique que l'équation d'état du milieu créé dans la collision est proche de celle d'un fluide parfait relativiste ;

- "Flow" elliptique au niveau partonique. Les mesures des collaborations STAR et PHENIX ont permis de déterminer le  $v_2$  en fonction de  $p_t$  pour différents baryons et différents mésons [79]. La figure 1.17 (gauche) montre que l'évolution du  $v_2$  en fonction de l'énergie cinétique transverse ( $E_t = m_t - m$ ) est radicalement différente pour les baryons et les mésons. En revanche, la figure 1.17 (droite) montre que l'évolution du  $v_2$  ramené au nombre de degrés partoniques dans le hadron ( $v_2/n_q$ ) en fonction de l'énergie transverse raménée au nombre de degrés partoniques ( $E_t/n_q$ ) pour les mésons et les baryons coïncident remarquablement bien. Le "flow" elliptique prendrait donc naissance au niveau partonique. En d'autres termes, le milieu créé dans les collisions  $AA$  semi-centrales

(dont l'équation d'état est comparable à celle d'un fluide parfait relativiste, voir item précédent) est un milieu que l'on peut décrire en terme de degrés de liberté partoniques. Ceci met en évidence la création d'une phase déconfinée dans les collisions  $AuAu$  au RHIC ;

- "Flow" elliptique des électrons non-photoniques. La collaboration PHENIX a également mesuré la dépendance du  $v_2$  à l'impulsion transverse avec les électrons non photoniques. On suppose que les électrons non photoniques sont les électrons de décroissance des saveurs lourdes<sup>34</sup> [80]. Le résultat est présenté sur la figure 1.18. A basse impulsion transverse, le  $v_2$  est assez élevé, ce qui indique que les quarks charmés subissent les mouvements collectifs dans le milieu déconfiné. A partir de  $p_t \sim 2 \text{ GeV}/c$  en revanche, le  $v_2$  semble tendre vers zéro. On comprend que les quarks charmés les moins énergétiques perdent suffisamment d'énergie dans le milieu pour prendre part à l'équilibre thermique. Par ailleurs les quarks les plus énergétiques pourraient traverser le milieu déconfiné et ne seraient donc pas affectés par les mouvements collectifs. Cette mesure est commentée en détail dans le chapitre suivant ;
- Suppression des charmonia. Comme au SPS, la suppression des charmonia a été observée au RHIC [80]. C'est la collaboration PHENIX qui a réalisé cette mesure (figure 1.19). L'interprétation des résultats reste ambiguë. La suppression pourrait être expliquée par le mécanisme de "fonte" du charmonium [81] mais le modèle d'hadronisation statistique semble aussi la décrire [82]. Les résultats portant sur la suppression des charmonia sont détaillés dans le chapitre 2 ;

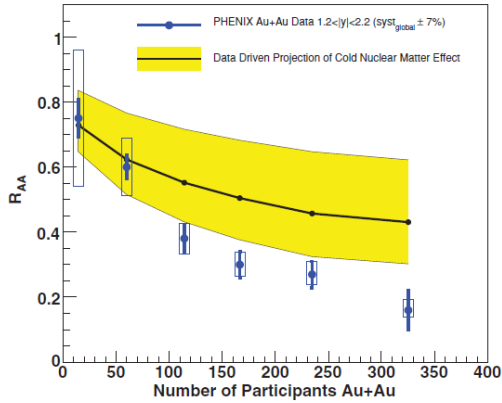


FIGURE 1.19 –  $R_{AA}$  du  $J/\Psi$  en fonction du nombre de participants dans les collisions  $AuAu$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  au RHIC [81].

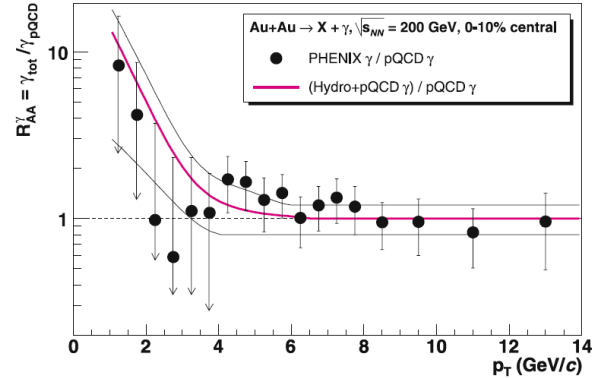


FIGURE 1.20 –  $R_{AA}$  mesuré par la collaboration PHENIX avec les photons directs dans les collisions  $AuAu$  dans la fenêtre de centralité 0 – 10% à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ . D'après [83].

34. Aux énergies du RHIC, les électrons de grand  $p_t$  de décroissance des saveurs lourdes sont majoritairement des électrons de décroissance du charme.

- Radiations thermiques. La collaboration PHENIX a mesuré des photons thermiques [83]. Comme au SPS, ceci confirme la production d'une phase déconfinée à l'équilibre thermique. La figure 1.20 montre le  $R_{AA}$  mesuré avec les photons directs dans des collisions  $AuAu$  dans la fenêtre de centralité 0 – 10%. A haute impulsion transverse où l'on s'attend à la création de photons directs dans les processus durs, le  $R_{AA}$  est compatible avec l'unité. A basse impulsion transverse ( $p_t < 4 \text{ GeV}/c$ ), la valeur du  $R_{AA}$  semble plus grande que l'unité. Comme on s'attend à ce que le nombre de photons produits dans les processus durs soit proportionnel au nombre de collisions dures, un  $R_{AA}$  plus grand que l'unité met en évidence un excès de photons qui ne peuvent pas avoir été créés lors de ces processus. Comme l'excès de photons a lieu pour des impulsions transverses faibles, il devrait être engendré par la production de photons thermiques.

Les mesures du RHIC ont permis de caractériser la phase déconfinée. Contrairement à ce qui était envisagé, la phase déconfinée au RHIC peut être décrite par l'équation d'état d'un fluide parfait et non par celle d'un gaz parfait. Malgré les nouvelles connaissances apportées par le RHIC, il reste des mesures partiellement incomprises (voir par exemple les mesures concernant les saveurs lourdes dans le chapitre suivant). Le LHC devrait apporter un nouvel éclairage sur les mesures du RHIC.

## Le LHC

machine	SPS	RHIC	LHC
$\sqrt{s_{NN}} \text{ (GeV)}$	17	200	5500
$N_{ch}$	1000	4000	50000
$\tau_{QGP}^0 \text{ (fm/c)}$	1	0.2	0.1
$T/T_c$	1.1	1.9	3.0 – 4.2
$\epsilon \text{ à } \tau = 1 \text{ fm/c (GeV/fm}^3\text{)}$	3	5	15 – 60
$\tau_{QGP} \text{ (fm/c)}$	$\leq 2$	2 – 4	$\geq 10$
$\tau_f \text{ (fm/c)}$	$\sim 10$	20 – 30	30 – 40
$V_f \text{ (fm}^3\text{)}$	$\sim 10^3$	$\sim 10^4$	$\sim 10^5$
$\mu_B \text{ (MeV)}$	250	20	1

TABLE 1.1 – Le tableau montre pour le SPS le RHIC et le LHC, l'énergie dans le centre de masse  $NN$  ( $\sqrt{s_{NN}}$ ), le nombre de particules chargées créées pendant la collision ( $N_{ch}$ ), le temps propre de formation de la phase déconfinée ( $\tau_{QGP}^0$ ), le rapport de la température au moment où la phase déconfinée est créée sur la température critique de déconfinement ( $T/T_c$ ), la densité du milieu après un temps de 1  $\text{fm}/c$  ( $\epsilon$ ), le temps propre du début d'hadronisation de la phase déconfinée ( $\tau_{QGP}$ ), le temps propre du "freeze out" ( $\tau_f$ ), le volume au début du "freeze out" ( $V_f$ ) et le potentiel chimique baryonique au "freeze out" ( $\mu_B$ ). D'après [84].

Au LHC, l'énergie dans le centre de masse  $NN$  devrait être près de 30 fois supé-

rieure à celle du RHIC. Ainsi, la température ( $T$ ) et le potentiel baryonique ( $\mu_B$ ) de la phase créée dans les collisions  $PbPb$  pourrait atteindre des valeurs jamais égalées. La figure 1.8 (sous section 1.4.3) montre l'intervalle dans lequel pourrait se trouver les valeurs de  $T$  et  $\mu_B$  pour la phase créée au début des collisions  $PbPb$  au LHC. Les conditions qui auraient régné dans l'univers primordial sont également indiquées. Comme l'indique la flèche rouge (gauche) sur la figure 1.8, il est très probable, qu'au LHC, une phase déconfinée sera créée. Les conditions devraient même s'approcher des conditions qui auraient régné dans l'univers primordial. Les mesures effectuées au LHC devraient également constituer un bon test pour la QCD sur réseau dont les prédictions les plus précises ont été formulées pour un potentiel chimique baryonique strictement nul.

Le tableau 1.1 permet de comparer les propriétés du milieu créé au RHIC et au SPS avec les propriétés attendues du milieu créé au LHC. Le tableau 1.1 montre que le milieu créé au LHC devrait être environ deux fois plus chaud qu'au RHIC ( $T/T_c = 3.0 - 4.2$ ) et 3 à 12 fois plus dense ( $\epsilon = 16 - 64 \text{ GeV}/fm^3$ ).

Les prédictions du tableau 1.1 montrent également que les propriétés du milieu déconfiné au LHC devrait faciliter son étude. En effet, la phase déconfinée devrait être créée deux fois plus vite qu'au RHIC ( $\tau_{QGP}^0 = 0.1 \text{ fm}/c$ ) et elle devrait avoir un temps de vie au moins deux fois plus long ( $\tau_{QGP} \geq 10 \text{ fm}/c$ ). Par ailleurs, le volume du système au début du "freeze out" devrait être dix fois plus grand ( $V_f \sim 10^5 \text{ fm}^3$ ). Notons malgré tout que le nombre très important de particules créées constitue une difficulté expérimentale.

Finalement, au LHC, les conditions devraient être sans précédent pour étudier de manière systématique les points du diagramme de phase de grande température et de faible potentiel chimique baryonique. Par ailleurs, l'énergie dans le centre de masse  $NN$  devrait permettre une création importante de sondes dures (leur section efficace de production devrait augmentée considérablement). Le chapitre suivant traite d'une catégorie de ces sondes dures : les saveurs lourdes.



# Chapitre 2

## Les saveurs lourdes comme sonde de la matière déconfinée

### 2.1 La production des saveurs lourdes

Comme la masse des saveurs lourdes est importante, les calculs de QCD perturbative (pQCD) sont appropriés pour la mesure de leur production. La mesure de la production des saveurs lourdes constitue donc un bon test de la pQCD. Cette étude a longtemps été limitée par la statistique modérée accumulée dans les expériences sur les accélérateurs de l'ancienne génération. Comme la nouvelle génération d'accélérateurs permet d'atteindre des énergies dans le centre de masse ( $\sqrt{s}$ ) de l'ordre du  $TeV$  (Tevatron, LHC), l'étude des saveurs lourdes fait désormais l'objet de mesures de précision. Cette section présente les résultats actuels concernant la production des saveurs lourdes ouvertes et des quarkonia.

#### 2.1.1 Les saveurs lourdes ouvertes

Dans le cadre de la factorisation colinéaire en pQCD, l'expression de la section efficace des hadrons lourds dans une collision entre deux hadrons  $A$  et  $B$  peut s'écrire de cette manière [85] :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{no\ medium}^{AB\rightarrow h}}{dp_t dy} &= \sum_{i,j} \int dx_{i/A} dx_{j/B} f_{i/A}(x_{i/A}) f_{j/B}(x_{j/B}) \\ &\times \frac{d^2\hat{\sigma}^{ij\rightarrow Q\bar{Q}X}}{dp_{t,Q} dy_Q} \times \frac{D_{h/Q}(z)}{z^2}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Ici,  $f_{i/A}(x_{i/A})$  et  $f_{j/B}(x_{j/B})$  sont les fonctions de distribution de partons. Elles traduisent la probabilité pour qu'un parton  $i$  ( $j$ ) ait une fraction  $x_{i/A}$  ( $x_{j/B}$ ) de l'impulsion totale de son nucléon (variable de Bjorken). La grandeur  $\hat{\sigma}^{ij\rightarrow Q\bar{Q}X}$  est la section efficace du processus partonique inclusif  $ij \rightarrow Q\bar{Q}X$ . Cette section efficace

est évaluée par des calculs de pQCD. La fonction de fragmentation  $D_{h/Q}(z)$  est la probabilité pour un quark lourd  $Q$  de s'hadroniser en un hadron  $h$  d'impulsion transverse  $p_t = z \times p_{t,Q}$ . La fonction de fragmentation  $D_{h/Q}(z)$  est obtenue par l'ajustement de données expérimentales. Elle ne peut pas être traitée en pQCD car la fragmentation a lieu à des énergies trop basses. La connaissance des fonctions de fragmentation constitue la source d'incertitude dominante dans l'évaluation de la production de saveurs lourdes.

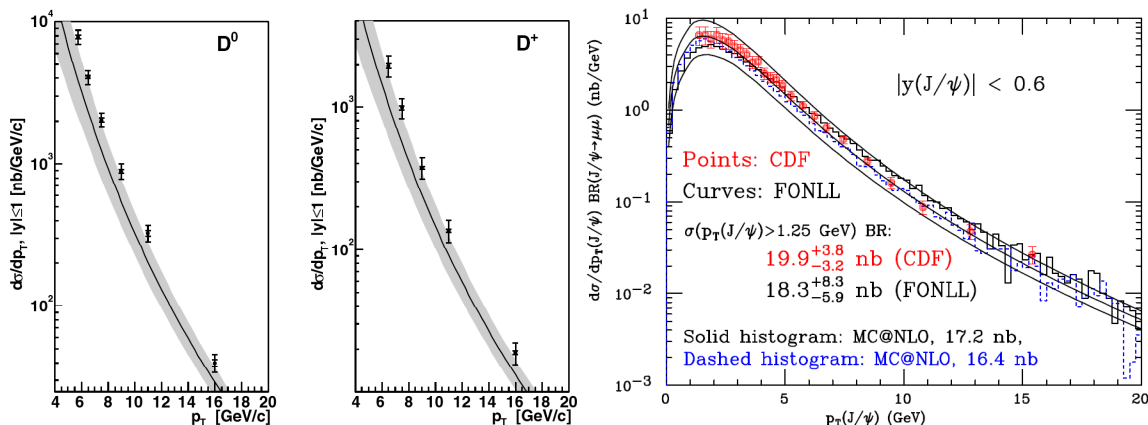


FIGURE 2.1 – Gauche : production des mésons  $D^0$  et  $D^+$  comparée aux prédictions des calculs pQCD FONLL [86]. Droite : production de la beauté mesurée dans le canal  $B \rightarrow J/\Psi + X$  comparée avec le résultat de calculs pQCD FONLL. Les mesures sont également comparées avec le résultat de calculs pQCD NLO implémentés dans une simulation Monte Carlo [87]. Les points expérimentaux ont été pris par la collaboration CDF au Tevatron pour des collisions proton-antiproton a  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ .

La figure 2.1 (gauche) montre les distributions en impulsion transverse des hadrons charmés  $D^0$  et  $D^+$  comparées aux prédictions de calculs pQCD FONLL<sup>1</sup> [86]. On note que l'accord entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques est relativement bon même s'il semblerait que les calculs sous-estiment la mesure. La figure 2.1 (droite) montre la distribution en impulsion transverse des hadrons beaux dans le canal  $B \rightarrow J/\Psi + X$ . La distribution est comparée au résultat d'un calcul de pQCD FONLL et d'un calcul de pQCD NLO implémenté dans une simulation Monte Carlo [87]. On note un accord remarquable entre l'expérience et la théorie. Les points expérimentaux de la figure 2.1 ont été pris par la collaboration CDF au Tevatron pour des collisions proton-antiproton a  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ .

## 2.1.2 Les quarkonia

Il existe différents modèles pour la production des quarkonia (Color Evaporation Model, Color Octet Model, Color Singlet Model...) [88]. Cette section se focalise sur le

1. Calculs exacts à l'ordre supérieur.

"Color Singlet Model" (CSM) [89, 90] qui est le modèle présentant le meilleur accord avec les mesures de sections efficaces<sup>2</sup>. Dans ce modèle, la théorie pQCD est utilisée pour calculer la production des paires de quarks lourds. Ces quarks sont créés sur leur couche de masse. Comme les quarkonia sont des singulets de couleur, les paires créées constituent également des singulets de couleur. Comme les quarks des paires doivent se lier pour former le quarkonia, l'impulsion relative entre les deux quarks d'une même paire tend vers zéro. Enfin, le nombre quantique orbital des paires est celui des quarkonia. Par exemple, pour le  $J/\Psi$  et le  $\Upsilon$ , les paires sont dans un état  $^3S_1$ . La liaison entre les deux quarks au sein des quarkonia est modélisée par un mécanisme non perturbatif (fonction d'onde de Schrödinger). Pour reproduire les données expérimentales, les calculs de pQCD doivent au moins être menés à l'ordre supérieur (NLO : Next-to-Leading-Order). Ceci signifie qu'il faut prendre en compte les processus à l'ordre dominant (LO : Leading Order) et les processus à l'ordre suivant. Les processus LO sont des processus à deux vertex dans le diagramme de Feynman : fusion de gluons et fusion de quarks<sup>3</sup>. Les processus à l'ordre suivant sont des processus à trois vertex : création de paires avec émission de gluons, excitation de saveurs et séparation de gluons.

La figure 2.2 (gauche) montre que le CSM à l'ordre supérieur (NLO) permet de reproduire la distribution en impulsion transverse du  $J/\Psi$  obtenue par photoproduction [91, 92]. On note également que les calculs de pQCD à l'ordre dominant (LO) sous-estiment le nombre de  $J/\Psi$  et ne reproduisent pas la forme de la distribution (ligne noire).

La figure 2.2 (droite) montre que si on calcule la distribution en rapidité du  $J/\Psi$  en utilisant le CSM à l'ordre supérieur et en prenant en compte la correction radiative à l'ordre dominant  $cg \rightarrow J/\Psi c$  (NLO<sup>+</sup>), la théorie est en accord avec les mesures effectuées au RHIC par la collaboration PHENIX dans des collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$  (bande bleue) [95]. En revanche, les calculs aux ordres inférieurs ne reproduisent pas les données. Notons malgré tout que, dans les calculs NLO<sup>+</sup>, les incertitudes sont importantes. Elles sont liées principalement à la mauvaise connaissance des paramètres de la pQCD (masse des quarks lourds et échelle de renormalisation).

La figure 2.3 (gauche) montre la distribution en impulsion transverse des  $\Upsilon(1S)$  produits au Tevatron dans des collisions  $p\bar{p}$  à  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  [98]. La distribution est comparée aux prédictions CSM à différents ordres [96]. On note que seul le calcul CSM NLO\* reproduit correctement les données expérimentales. Les calculs NLO\* sont des calculs de pQCD NLO incluant les corrections du type  $gg \rightarrow Qggg$  [99].

La figure 2.3 (droite) montre la distribution en impulsion transverse des  $\Upsilon(2S)$  produits au Tevatron dans des collisions  $p\bar{p}$  à  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ . La distribution est comparée aux prédictions CSM à différents ordres [97]. On note que même les calculs CSM NLO\* sous-estiment la production de  $\Upsilon(2S)$  à grande impulsion transverse [100]. Par ailleurs, les incertitudes sont importantes du fait du choix de l'échelle

---

2. Même si le CSM ne reproduit pas totalement les données expérimentales concernant la polarisation des quarkonia, il reste tout de même le plus performant dans ce domaine.

3. Comme aux énergies du LHC du SPS et du RHIC, les nucléons sont majoritairement composés de gluons les processus gluoniques dominent.



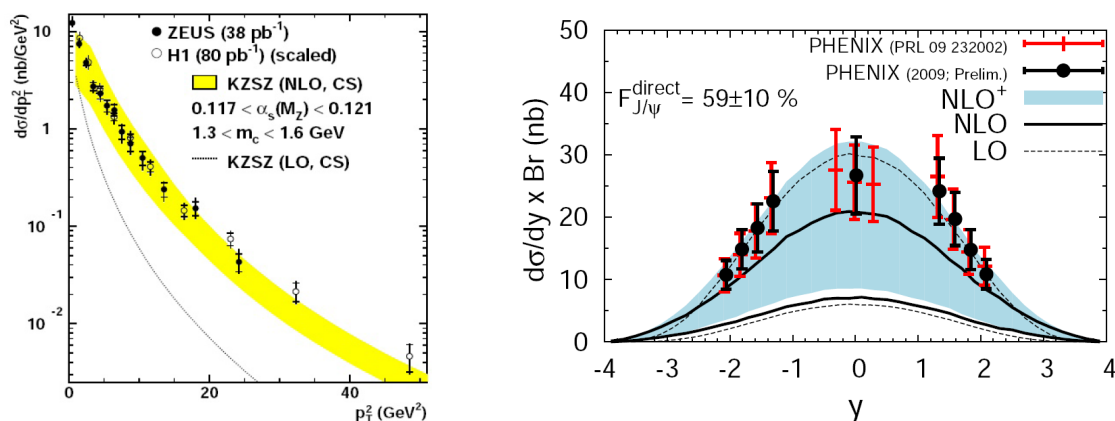


FIGURE 2.2 – Gauche : Section efficace différentielle en impulsion transverse de photoproduction du  $J/\Psi$  mesurée par les collaboration ZEUS [91] et H1 [92] à HERA. Les barres intérieures représentent l'erreur statistique, les barres extérieures représentent la somme quadratique des erreurs statistiques et des erreurs systématiques. La bande représente les prédictions du CSM à l'ordre NLO. La ligne représente les prédictions du CSM à l'ordre LO. Droite : distribution en rapidité des  $J/\Psi$  directs d'après les mesures de PHENIX à RHIC [93, 94] comparée aux prédictions du CSM à l'ordre dominant (LO) (lignes pointillées fines), à l'ordre supérieur (NLO) (lignes épaisses) et à l'ordre supérieur avec correction radiative  $cg \rightarrow J/\Psi c$  (NLO+) (bande bleue) [95].

de renormalisation ( $\mu_r$ ).

Les connaissances actuelles concernant la production des saveurs lourdes dans les collisions de particules "simples" viennent d'être présentées succinctement. Quand on considère des collisions impliquant au moins un noyau, il faut prendre en compte deux types d'effets nucléaires :

- Les effets nucléaires froids. Ils apparaissent seuls dans les collisions proton-noyau ( $pA$ ). Si les collisions  $AA$  sont peu énergétiques ou périphériques (pas de déconfinement), les effets nucléaires froids apparaissent également seuls. Si les collisions sont très énergétiques ou centrales, la plupart des effets nucléaires froids s'ajoute au déconfinement. Notons que certains effets nucléaires froids comme l'absorption "simple" (voir plus loin) peuvent toujours avoir lieu après le déconfinement. Dans ce cas on peut qualifier les effets nucléaires froids d'effets dans l'état initial ;
- Les effets nucléaires chauds. Ils apparaissent dans les collisions  $AA$  énergétiques. Ceux sont les effets de milieu dans la phase déconfinée. Ils peuvent également être qualifiés d'effets nucléaires dans l'état final.

La suite du chapitre traite de ces effets.

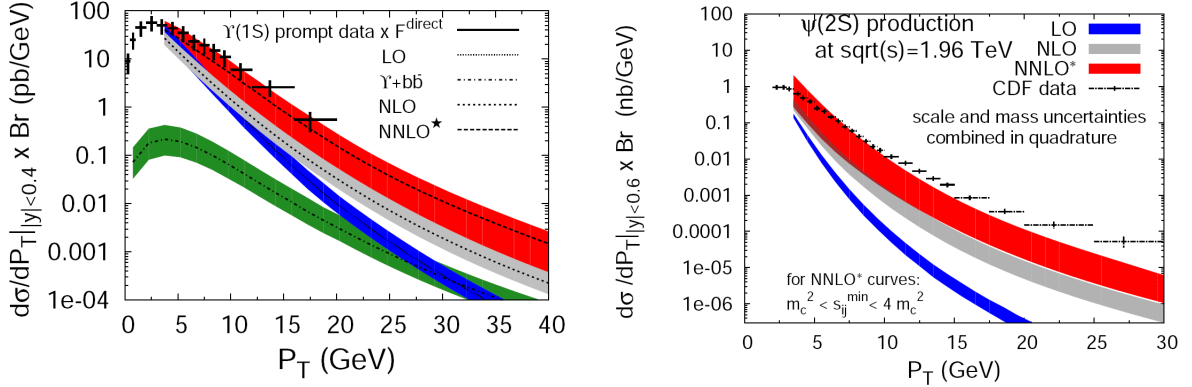


FIGURE 2.3 – Comparaison de la section efficace différentielle en impulsion transverse mesurée au Tevatron ( $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ ) avec les prévisions du modèle CSM à plusieurs ordres [96] (voir texte) pour l' $\Upsilon(1S)$  (gauche) [97] et l' $\Upsilon(2S)$  (droite) [98].

## 2.2 Mesure des effets nucléaires froids

Pour interpréter la production des saveurs lourdes dans les collisions  $AA$ , il faut comprendre les effets nucléaires froids. Les effets nucléaires froids n'apparaissent pas lors des collisions  $pp$ . Le système le plus simple pour étudier les effets nucléaires froids est le système  $pA$ . Dans ce système aucun effet nucléaire chaud ne peut, à priori, intervenir.

### 2.2.1 Présentation des effets nucléaires froids

Dans une collision  $pA$ , on peut considérer trois grands types d'effets nucléaires froids :

- Une absorption dans l'état final<sup>4</sup> (absorption "simple"). Dans ce cas les particules créées dans les collisions entre partons sont dissociées par les nucléons spectateurs du noyau incident. En général, quand ces effets sont les seuls à intervenir, la production des particules lourdes évolue exponentiellement par rapport au nombre de collisions  $NN$  ;
- Une modification des fonctions de distribution des gluons dans les nucléons<sup>5</sup> ("shadowing" ou "antishadowing"). Les mesures de diffusions profondément inélastiques ont montré que la fonction de distribution d'un parton  $i$  notée  $f_i(x)$  (sous section 2.1.1) était modifiée par le milieu nucléaire. A l'échelle d'énergie nécessaire pour la création des saveurs lourdes, les gluons sont prépondérants dans les nucléons. On définit le rapport  $R_G^A(x)$  pour la modification des fonctions de distribution des gluons en fonction de la variable de Bjorken  $x$  de la façon suivante :

4. Ce type d'absorption est en général considérée comme un effet nucléaire froid puisqu'il est mis en évidence dans les collisions  $pA$ .

5. Effet dans l'état initial.

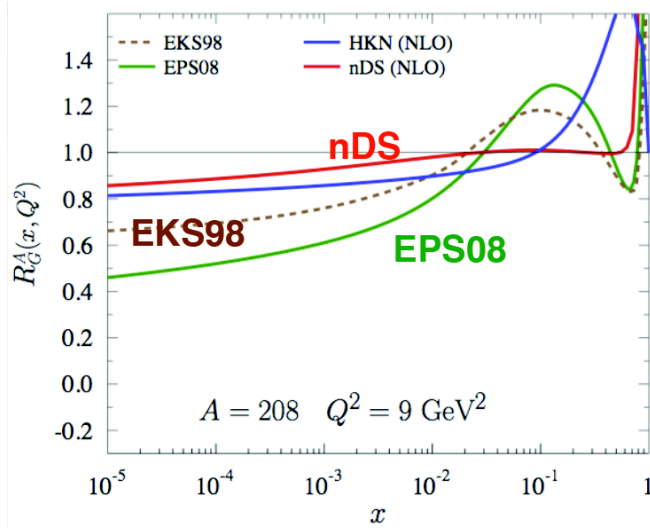


FIGURE 2.4 – Evolution de  $R_G^A$  en fonction de  $x$  à  $Q^2 = 9 \text{ GeV}^2$  pour différentes paramétrisations. D'après [101].

$$R_G^A(x) = \frac{f_g^A(x)}{f_g^p(x)}. \quad (2.2)$$

Ici,  $f_g^A(x)$  est la fonction de distribution des gluons dans le noyau et  $f_g^p(x)$  est la fonction de distribution des gluons dans le proton. On peut déterminer le rapport  $R_G^A(x)$  en considérant les limites imposées par des ajustements globaux sur les mesures de diffusions profondément inélastiques et les processus de Drell-Yan. Il faut également considérer la conservation de l'impulsion et la conservation du nombre quantique baryonique. La figure 2.4 montre l'évolution du rapport  $R_G^A$  en fonction de  $x$  pour différentes paramétrisations des fonctions de distribution ou différents échantillons de données ajustées dans le cas d'un transfert d'énergie  $Q^2 = 9 \text{ GeV}^2$ . Les paramétrisations EKS98 [102] et EPS08 [103] sont similaires mais l'ajustement n'est pas effectué sur le même échantillon de données. Les paramétrisations nDS [104] et HKN [105] sont différentes des paramétrisations EKS98 et EPS08. On note que le  $R_G^A$  peut être plus grand ou plus petit que l'unité. Quand  $R_G^A > 1$  on parle de "shadowing" et quand  $R_G^A < 1$  on parle d'"antishadowing". Ces deux phénomènes sont induits par l'augmentation exponentielle de la densité de gluons (appendice .5). Quand la densité de gluons est suffisamment élevée, les fonctions d'onde de ces derniers se chevauchent. Il se produit alors des phénomènes de diffusion multiple. Lors des diffusions multiples, les fonctions d'onde des gluons interfèrent. Quand l'interférence est destructive il y a "shadowing", quand elle est constructive il y a "antishadowing". Ainsi, lorsque on augmente l'énergie dans le centre de masse des collisions hadroniques, le "shadowing" ("antishadowing") entraîne une saturation (augmentation) des sections efficaces de production des saveurs

lourdes<sup>6</sup>. On observe un fort "shadowing" et un fort "antishadowing" pour la paramétrisation EPS08. En effet, la paramétrisation EPS08 décrit les distributions de gluons dans la région cinématique du DIS (Deep Inélastique Scattering) où la densité de gluons est proche de la saturation. En revanche, les paramétrisations nDS et HKN décrivent les distributions de gluons dans le domaine cinématique des "jets" (qui peuvent être décrits par la pQCD) où la densité de gluons est loin de la saturation. C'est pour cette raison que le "shadowing" et l'"antishadowing" sont beaucoup moins marqués. La paramétrisation EKS98 donne des résultats intermédiaires.

- Un effet de diffusion multiple du parton initial dans le noyau incident (effet Cronin) [106]. L'effet Cronin entraîne une augmentation de l'impulsion transverse ( $p_t$ ) de la particule dans l'état final. En pratique la valeur moyenne  $\langle p_t^2 \rangle$  augmente proportionnellement au nombre de centres de diffusion que le parton rencontre.

Bien qu'ils ne soient pas décrits en détail dans cette section, il existe d'autres effets nucléaires froids moins connus :

- Le "Color Glass Condensate" (CGC) (Appendice .5) a peut être été observé au RHIC et devrait être mis en évidence au LHC. Le CGC se manifeste comme un effet de saturation de la production des saveurs lourdes ;
- Le parton incident peut perdre de l'énergie dans la matière nucléaire froide ;
- Les hadrons créés lors des collisions d'ions lourds peuvent être détruits lors de l'évolution spatio-temporelle de celle-ci (annihilation  $B\bar{B}$  ou  $D\bar{D}$ , suppression des quarkonia par les "comovers"...).

## 2.2.2 Résultats expérimentaux

### L'absorption nucléaire "simple"

La figure 2.5 résume la production de  $J/\Psi$  normalisée à la production Drell-Yan<sup>7</sup> dans une large variété de collisions mesurées au SPS ( $\sqrt{s_{NN}} \simeq 20 \text{ GeV}$ ) [107]. Les points expérimentaux forment une courbe qui décroît exponentiellement avec l'épaisseur nucléaire  $L$ . Cette dépendance exponentielle peut être interprétée comme une absorption des  $J/\Psi$  par les nucléons dans le noyau incident. En effet, l'épaisseur  $L$  est proportionnelle au nombre de nucléons que rencontre le  $J/\Psi$  après sa création<sup>8</sup>. Notons que l'on observe une absorption plus importante pour le  $\Psi'$  [108].

### Le "shadowing"

La figure 2.6 a été obtenue à partir des données de l'expérience E866 à Fermilab [109]. Elle décrit l'évolution de  $\alpha$  pour le méson  $D$  et les quarkonia  $J/\Psi$  et  $\Psi'$

6. Ceci est également vrai dans certains cas pour les saveurs plus légères.

7. Le Drell-Yan est supposé insensible aux effets de milieu [110].

8.  $L = N/\sigma\rho$ , où  $N$  est le nombre moyen de collisions successives calculé avec le modèle de Glauber,  $\sigma$  est la section efficace inélastique  $NN$  et  $\rho$  est la densité de nucléons.

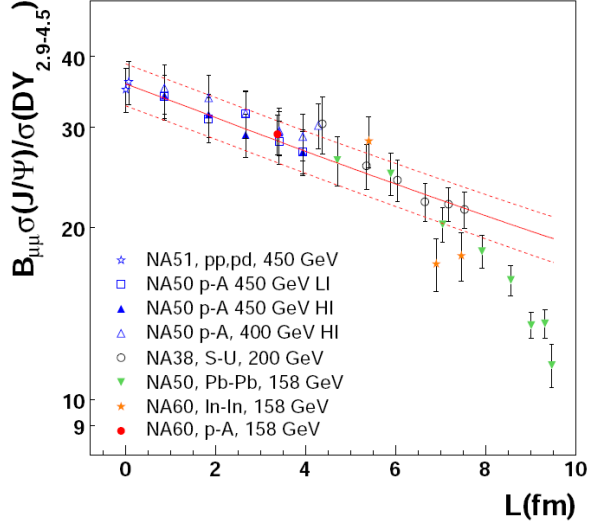


FIGURE 2.5 – Quantité de  $J/\Psi$  normalisée par rapport au processus Drell-Yan en fonction de l'épaisseur nucléaire  $L$  mesurée au SPS. D'après [107].

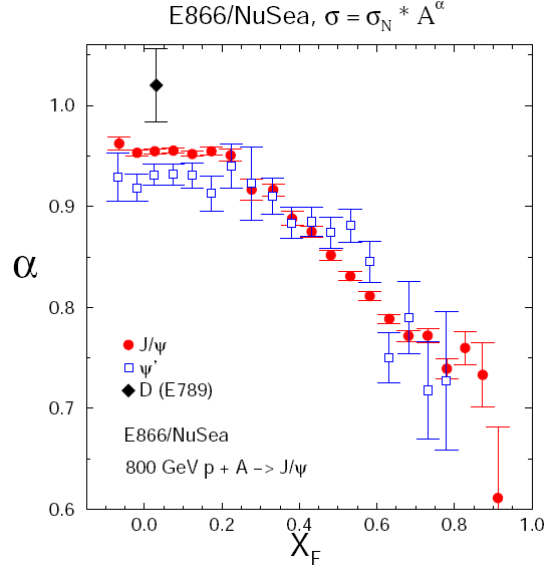


FIGURE 2.6 – Suppression des quarkonia mesurée dans les collisions  $pA$  à  $\sqrt{s_{NN}} \simeq 40 \text{ GeV}$  au FNAL. La suppression est illustrée par l'évolution de  $\alpha$  en fonction de la variable  $x_F$  (voir texte). D'après [109].

en fonction de la variable de Feynman  $x_F$  dans les collisions  $pA$  à  $\sqrt{s_{NN}} \simeq 40 \text{ GeV}$ . En l'absence d'effets nucléaires, la section efficace de production des saveurs lourdes en mode  $pA$  ( $\sigma_{pA}$ ) est proportionnelle à la section efficace de production des saveurs lourdes en mode  $pp$  ( $\sigma_{pp}$ ) et au nombre de collisions binaires  $NN$  ( $A$ ) :  $\sigma_{pA} = \sigma_{pp} \times A$ . On suppose qu'en présence d'effets nucléaires froids,  $\sigma_{pA}$  est modifiée comme il suit :  $\sigma_{pA} = \sigma_{pp} \times A^\alpha$ . Le terme  $\alpha$  est donc la variable qui permet de quantifier les effets nucléaires froids. Quand on considère la réaction entre le parton contenu dans le proton et le parton contenu dans un nucléon du noyau, la variable de Feynman  $x_F$  est la différence entre la fraction de l'impulsion totale du proton portée par le proton ( $x_p$ ) et la fraction d'impulsion totale du noyau portée par le parton dans le noyau ( $x_A$ ) :  $x_F = x_p - x_A$ . On note que, pour  $x_F \sim 0$ ,  $\alpha$  est indépendant de  $x_F$  et que le  $\Psi'$  est absorbé en plus grande quantité que le  $J/\Psi$  ( $\alpha(J/\Psi) > \alpha(\Psi')$ ). On peut interpréter cette tendance comme les conséquences de l'absorption nucléaire simple. A partir de  $x_F > 0.2$  on observe une décroissance importante de  $\alpha$ . Ce phénomène n'est pas explicable sans invoquer des effets différents de l'absorption nucléaire "simple", il faut alors considérer des effets de "shadowing" de gluons ( $R_G^A < 1$  sur la figure 2.4) [111, 112]. Notons néanmoins, que le "shadowing" ne permet pas d'expliquer à lui seul cette tendance.

## La séparation des deux types d'absorption au RHIC.

Aux énergies du RHIC ( $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ ), l'absorption nucléaire "simple" et le "shadowing" sont présents simultanément. L'expérience PHENIX est capable de mesurer le  $J/\Psi$  à mi-rapacité ( $|y| < 0.35$ ) mais aussi à l'avant ( $1.2 < |y| < 2.2$ ). La figure 2.7 montre le facteur de modification nucléaire du  $J/\Psi$  mesuré dans les collisions  $dAu$ <sup>9</sup>. Les  $J/\Psi$  émis à des rapidités positives sont originaires des partons de plus faible  $x$  dans le noyau d'or (jusqu'à  $x = 2 \cdot 10^{-3}$  dans ce cas). Ils sont d'avantage supprimés ce qui, en général, est le signe de "shadowing". En faisant l'hypothèse de scénarios de "shadowing" différents, on peut alors utiliser un ajustement où la section efficace d'absorption nucléaire "simple" est le paramètre libre. La section efficace d'absorption nucléaire "simple" ainsi déduite est reportée sur la figure comme  $\sigma_{breakup}$ . On note que l'erreur est très importante (plus de 100%). Ainsi, les effets nucléaires froids sont très mal connus au RHIC. Notons que l'absorption liée au "shadowing" et l'absorption nucléaire "simple" pourraient être séparées en s'appuyant sur la mesure précise du charme ouvert (ce qui n'a pas encore été réalisé au RHIC). En effet, comme les saveurs lourdes naissent principalement de la fusion de gluons, le charme ouvert et le  $J/\Psi$  subissent les mêmes effets dans l'état initial alors qu'ils n'ont pas du tout le même état final [113].

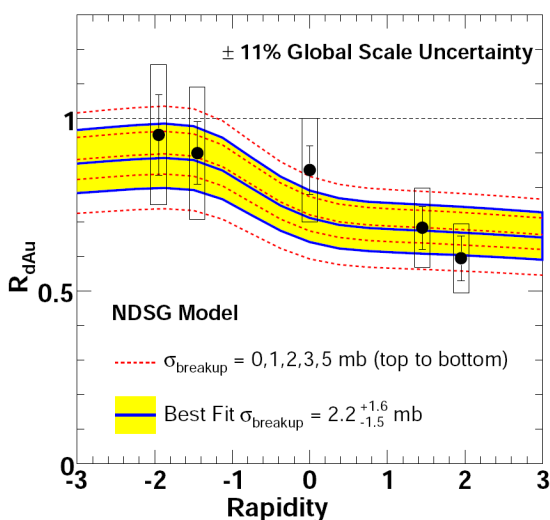


FIGURE 2.7 – Rapport de modification nucléaire du  $J/\Psi$  mesuré dans les collisions  $dAu$  par PHENIX. D'après [81].

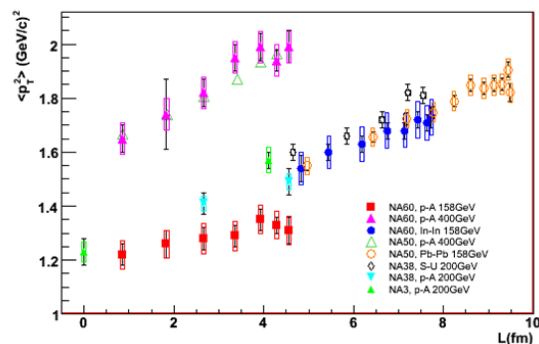


FIGURE 2.8 – Valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse du  $J/\Psi$  mesurée au SPS. D'après [113].

9. Cette observable est construite de la même manière que le  $R_{AA}$  (chapitre 1, equation 1.15) mais les distributions mesurées dans les collisions  $AA$  sont remplacées par les distributions mesurées dans les collisions deutérium-Or ( $dAu$ ).

## L'effet Cronin

L'effet Cronin a été observé dans de nombreuses expériences [109, 114, 115]. La figure 2.8 illustre les résultats du SPS [113] pour le  $J/\Psi$ . On observe clairement une augmentation de la valeur moyenne  $\langle p_t^2 \rangle$  en fonction de l'épaisseur nucléaire  $L$ . Cette évolution est caractéristique de l'effet Cronin (voir plus haut).

Cette section a présenté succinctement les connaissances actuelles au sujet des effets nucléaires froids dans le cadre de l'étude des saveurs lourdes. La partie suivante présente la mesure des effets nucléaires chauds. Comme on ne peut pas prétendre mesurer les effets nucléaires chauds sans une compréhension préalable des effets nucléaires froids, les effets nucléaires froids attendus pour les saveurs lourdes dans les collisions  $AA$  au LHC sont présentés dans la section suivante. Par ailleurs, bien que le sujet ne soit pas abordé dans cette section, un nouvel effet nucléaire froid qui a peut être été observé au RHIC devrait être mis en évidence au LHC. Il s'agit de l'effet de saturation de la production des saveurs lourdes imputable à la création du "Color Glass Condensate" (CGC) (Appendice .5). Notons enfin qu'un scénario de "shadowing" (et d'"antishadowing") est présenté dans le chapitre 6 dans le cadre des muons de décroissance des saveurs lourdes produites au LHC dans les collisions  $AA$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  dans la fenêtre de centralité  $0 - 10\%$ .

## 2.3 Mesure des propriétés du milieu déconfiné

### 2.3.1 La température

Dans le chapitre 1, la suppression des quarkonia a été présentée comme une signature mettant en évidence la création d'une phase déconfinée. On peut tirer parti de la suppression des quarkonia pour faire des mesures beaucoup plus quantitatives. L'étude de cette suppression doit permettre d'évaluer la température de la phase déconfinée.

### L'écrantage de couleur

Les deux premiers quarkonia découverts sont les états liés  $J/\Psi = c\bar{c}$  [116, 117] et  $\Upsilon = b\bar{b}$  [118] mais il en existe une grande variété. En général, un quarkonia est un état lié stable de quarks lourds. Il est stable dans le sens où sa masse est moins importante que deux fois la masse de l'état lié entre un quark léger et le quark lourd considéré (pour le charmonia :  $M_{c\bar{c}} < 2M_D$ , pour le bottomonia  $M_{b\bar{b}} < 2M_B$ ). Ainsi, la décroissance d'un quarkonia en saveurs lourdes ouvertes par interaction forte est interdite. Le tableau 2.1 donne la masse ( $M_i$ ) ainsi que l'énergie de liaison  $\Delta E$  de différentes espèces de quarkonia. La quantité  $\Delta E$  est la différence entre  $M_i$  et l'énergie de seuil pour la création du charme ouvert ou de la beauté ouverte ( $\Delta E = 2M_{B(D)} - M_i$ ).

Comme la masse des quarks composant les quarkonia est très importante, la spectroscopie des quarkonia peut être étudiée de façon assez satisfaisante par la

théorie des potentiels non relativistes [119]. Le potentiel de confinement le plus simple ("Cornell") [120] pour une paire de quarks lourds  $Q\bar{Q}$  séparés d'une distance  $r$  dans le vide s'écrit :

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}. \quad (2.3)$$

Le terme  $\sigma r$  traduit l'interaction de  $Q$  et  $\bar{Q}$  à grande distance dans le vide QCD. Comme  $\sigma r$  augmente proportionnellement avec  $r$ , ce terme rend compte du confinement des quarks dans les hadrons. La tension de corde  $\sigma$  vaut approximativement  $0.2 \text{ GeV}^2$ . Le terme  $-\frac{\alpha}{r}$  est un potentiel de couleur de type Coulombien. Il est généré par la charge de couleur des quarks lourds. La constante de couplage  $\alpha$  vaut environ  $\pi/12$ . Ce potentiel permet d'écrire l'équation de Schrödinger qui suit :

$$\left\{ 2m_q - \frac{1}{m_q} \nabla^2 + V(r) \right\} \Phi_i(r) = M_i \Phi_i(r). \quad (2.4)$$

Ici,  $m_q$  est la masse du quark (beau ou charmé),  $\Phi_i(r)$  est la fonction d'onde du quarkonia  $i$  et  $M_i$  sa masse. La moyenne du carré du diamètre  $r_i$  du quarkonia  $i$  est donnée par l'expression :

$$\langle r_i^2 \rangle = \frac{\int d^3r r^2 |\Phi_i(r)|^2}{\int d^3r |\Phi_i(r)|^2}. \quad (2.5)$$

Le tableau 2.1, montre le diamètre  $r_i$  calculé d'après la formule 2.5 pour différentes espèces de quarkonia. La quantité  $\Delta M$  est la différence entre la masse calculée suivant l'équation 2.4 et la masse mesurée pour différentes espèces de quarkonia. On note que l'écart est de moins de 1%. Dans ces calculs, la masse du quark charmé est prise à  $m_c = 1.25 \text{ GeV}$ , la masse du quark beau est prise à  $m_b = 4.65 \text{ GeV}$ ,  $\sqrt{\sigma} = 0.445 \text{ GeV}$  et  $\alpha = \pi/12$  [121].

Quand on considère que la transition vers la phase déconfinée a lieu à la température critique  $T_c$ , ceci signifie que, si la température  $T$  est plus grande que  $T_c$ , les quarks et les gluons de la phase hadronique n'interagiront plus à grande distance. Ainsi, la tension de corde pour  $T > T_c$  ( $\sigma(T > T_c)$ ) vaudra zéro. Par ailleurs, la phase est formée de charges de couleur qui écrantent le potentiel entre  $Q$  et  $\bar{Q}$ . Ainsi, Le potentiel  $V(r)$  dans le milieu déconfiné s'écrit :

$$V(r, T > T_c) = -\frac{\alpha}{r} e^{-\frac{r}{r_D} T}. \quad (2.6)$$



Ici,  $r_D$  est le rayon de Debye qui permet de quantifier le pouvoir d'écrantage de la phase déconfinée. La quantité  $r_D$  peut être considérée comme la portée de l'interaction forte sur la charge de couleur de  $Q$  (ou  $\bar{Q}$ ) dans la phase déconfinée. On suppose que, si la température  $T$  devient plus grande qu'une certaine température de dissociation  $T_d$  ( $T > T_d$ ), le potentiel  $V(r)$  est trop faible pour que l'interaction forte permette la formation du quarkonia.

La QCD sur réseau permet de calculer le potentiel  $V(r, T > T_c)$  à une température donnée  $T$  du milieu déconfiné. Il est alors possible de remonter au rayon de Debye  $r_D$  en fonction de la température ( $r_D(T)$ ). On considère alors que  $T_d$  est la température pour laquelle le rayon de Debye devient égal au rayon du quarkonia ( $r_i = r_D(T_d)$ ). Le tableau 2.1 donne la valeur du rapport  $T_d/T_c$  tel qu'il a été évalué dans [121].

Comme le rayon des quarkonia diffère d'une espèce à l'autre, la température  $T_d$  varie également. Ainsi, étudier la dissociation des différentes espèces de quarkonia dans les collisions d'ions lourds devrait permettre de remonter à la température de la phase déconfinée.

états $i$	$J/\Psi(1S)$	$\chi_c(1P)$	$\Psi'(2S)$	$\Upsilon(1S)$	$\chi_b(1P)$	$\Upsilon'(2S)$	$\chi'_b(2P)$	$\Upsilon''(3S)$
$M_i$ (GeV)	3.10	3.53	3.68	9.46	9.99	10.02	10.26	10.36
$\Delta E$ (GeV)	0.64	0.20	0.05	1.10	0.67	0.54	0.31	0.20
$\Delta M$ (GeV)	0.02	-0.03	0.03	0.06	-0.06	-0.06	-0.08	-0.07
$r_i$ (fm)	0.50	0.72	0.90	0.28	0.44	0.56	0.68	0.78
$T_d/T_c$	2.10	1.16	1.12	> 4.0	1.76	1.60	1.19	1.17

TABLE 2.1 – Spectroscopie des quarkonia et valeur du rapport  $T_d/T_c$ . D'après [121].

## Les résultats du SPS et du RHIC

La figure 2.9 (gauche) montre le rapport du nombre de  $J/\Psi$  mesurés sur le nombre de  $J/\Psi$  que l'on s'attend à mesurer en l'absence d'effet nucléaire chaud dans les collisions  $InIn$  (cercles) et  $PbPb$  (triangles). Le rapport est reporté en fonction du nombre de nucléons participants dans la collision. Comme la densité d'énergie du milieu augmente avec le nombre de nucléons participants, le nombre de nucléons participants est étroitement liée à la température du milieu. En effet, la densité d'énergie d'un milieu est directement liée à sa température<sup>10</sup>. la figure 2.9 (gauche) illustre donc la sensibilité du nombre de  $J/\Psi$  produits à la température. On observe une suppression pour un nombre de nucléons participants d'environ 200.

Il n'existe pas de résultats semblables au RHIC mais le  $R_{AA}$  du  $J/\Psi$  a pu être mesuré à mi-rapidité dans le canal électronique avec la partie centrale et dans la région avant avec le spectromètre à muons.

La figure 2.9 (milieu) montre le résultat des mesures pour la partie centrale. La figure 2.9 (droite) montre le résultat des mesures pour la partie avant. Les courbes

<sup>10</sup>. Dans le cas du gaz parfait, par exemple, la densité d'énergie est proportionnelle à la température.

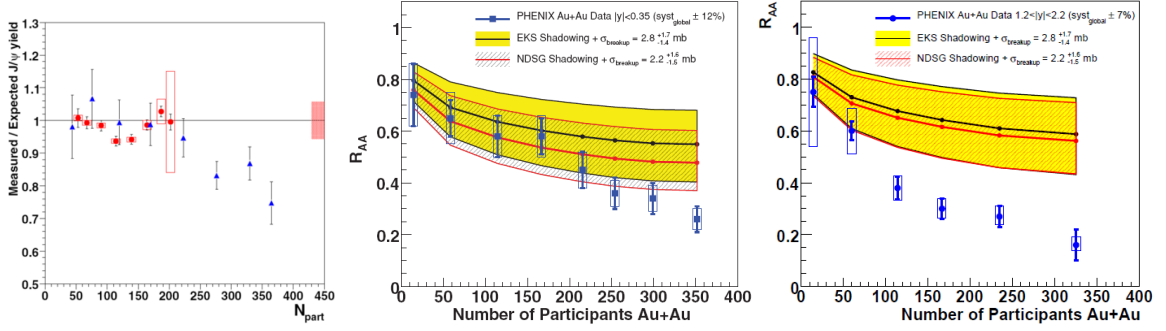


FIGURE 2.9 – Gauche : Production de  $J/\Psi$  normalisée à la production attendue si on suppose que la seule source de suppression est l'absorption par le milieu nucléaire froid. La production du  $J/\Psi$  est représentée en fonction du nombre de nucléons participants dans des collisions  $InIn$  (cercles) et  $PbPb$  (triangles). D'après [122]. Milieu (droite) : rapport de modification nucléaire mesuré à mi-rapacité (à l'avant) avec les  $J/\Psi$  produits dans les collisions  $AuAu$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. D'après [81].

rouges et noires décrivent la contribution des effets nucléaires froids pour deux paramétrisations de "shadowing" (EKS and nDS). Cette contribution a été extraite de l'analyse de données obtenues dans des collisions  $pA$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. La valeur  $\sigma_{breakup}$  est la section efficace de l'absorption nucléaire "simple" (section 2.2). Les incertitudes sont représentées par une bande jaune ou une bande grise. Comme les effets nucléaires froids sont mal connus, les incertitudes sont trop importantes pour permettre de formuler des conclusions fermes. Malgré tout, il semblerait que les effets nucléaires froids permettent d'expliquer à eux seuls le  $R_{AA}$  à mi-rapacité. Il est également frappant de remarquer que la suppression du  $J/\Psi$  est plus marquée dans la région avant où l'on s'attend à la création d'un milieu moins chaud qu'à mi-rapacité où la densité d'énergie est maximale. Par ailleurs, la suppression du  $J/\Psi$  semble aussi importante au RHIC qu'au SPS [123]. Enfin, la figure 2.10 (droite) montre que le modèle d'hadronisation statistique (chapitre 1 et [82]) semble reproduire assez convenablement le  $R_{AA}$  du  $J/\Psi$  mesuré à mi-rapacité au RHIC. En effet, comme la section efficace de production des quarks lourds est plus faible à l'avant que dans la partie centrale, le modèle d'hadronisation statistique prévoit une suppression des quarkonia plus importante à grande rapidité qu'à faible rapidité. Finalement, les données du RHIC ne permettent pas de confirmer la validité du modèle de dissociation des quarkonia qui semblait pourtant avoir été vérifiée au SPS.

## Les perspectives au LHC

La mauvaise connaissance des effets nucléaires froids rend ambiguë l'interprétation des résultats concernant le  $R_{AA}$  du  $J/\Psi$  au RHIC. La figure 2.10 (gauche), donne un aperçu des effets nucléaires froids attendus pour la production du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$  au LHC. Elle présente le rapport de modification nucléaire  $R_{PbPb}$  pour le  $J/\Psi$  et le  $\Upsilon$  en fonction du nombre de nucléons participants dans les collisions

$PbPb$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  dans le cas où aucun effet nucléaire chaud n'est pris en considération. On note que le  $\Upsilon$  est moins affecté par les effets nucléaires froids. Cette observation pourrait servir de guide pour différencier la contribution des effets nucléaires froids et la contribution des effets nucléaires chauds.

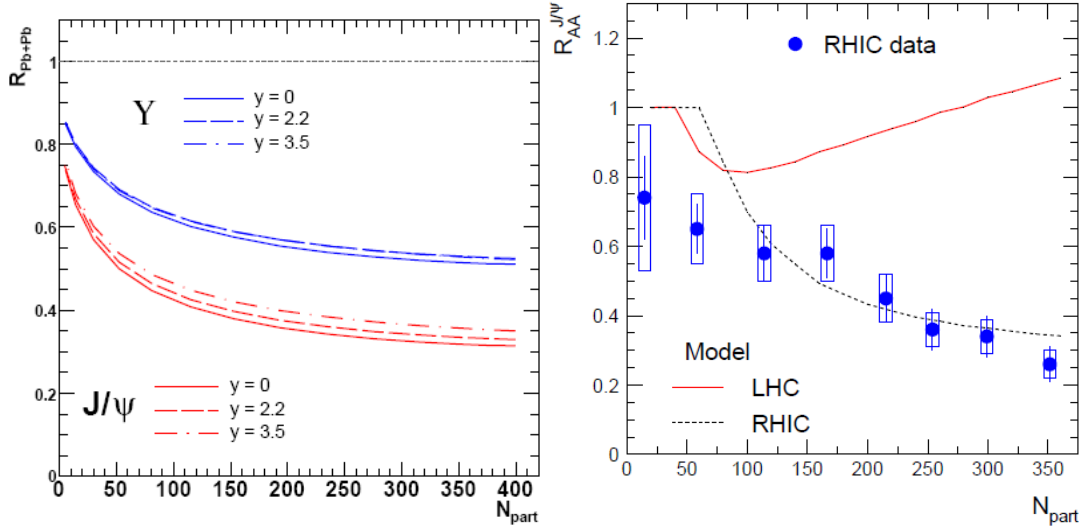


FIGURE 2.10 – Gauche : Facteur de modification nucléaire attendu dans les collisions  $PbPb$  à  $5.5 \text{ TeV}$  pour le  $J/\Psi$  et le  $\Upsilon$  en fonction du nombre de nucléons participants. Seuls les effets nucléaires froids sont pris en considération. D'après [124]. Droite : Dépendance en centralité du  $R_{AA}^{J/\Psi}$  pour des collisions  $AuAu$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  à mi-rapacité. Les mesures (points bleus) semblent assez bien reproduites par les prédictions du modèle d'hadronisation statistique (ligne noire pointillée). Dépendance en centralité du  $R_{AA}^{J/\Psi}$  prévue par le modèle d'hadronisation statistique dans les collisions  $PbPb$  à  $5.5 \text{ TeV}$  au LHC (ligne rouge). Les points sont extraits de [80]. Les prévisions du modèle statistique sont extraits de [82].

Au LHC, dès que les effets nucléaires froids seront évalués, il sera possible de tester le modèle de fonte des quarkonia et le modèle d'hadronisation statistique. La figure 2.9 (droite) montre le  $R_{AA}$  du  $J/\Psi$  prévu par le modèle d'hadronisation statistique en fonction du nombre de participants dans les collisions  $PbPb$  à  $5.5 \text{ TeV}$  (ligne rouge). On note que le  $R_{AA}$  augmente avec le nombre de participants. Il devient même plus grand que l'unité pour  $N_{part} \sim 300$ . Comme, aux énergies du LHC, cette tendance est l'opposée de celle prédite par le modèle de "fonte" des quarkonia, l'interprétation de la mesure de la production des quarkonia devrait être moins ambiguë qu'au RHIC où les deux modèles prévoient la suppression du  $J/\Psi$ .

### 2.3.2 La densité

Dans le chapitre 1, on a vu que le milieu déconfiné était "opaque". Ceci signifie que les partons traversant le milieu perdent de l'énergie et ne peuvent pas toujours

en sortir. Cette partie montre comment ce phénomène est exploité pour mesurer la densité de la phase déconfinée.

## Le "gluonstrahlung"

Les quarks perdent de l'énergie par émission de gluons peu énergétiques. Cette émission peut être induite par le vide ou par un environnement coloré comme la phase déconfinée. Par analogie au bremsstrahlung en QED, on appelle ce phénomène le "gluonstrahlung".

Le spectre de radiation du "gluonstrahlung" dans le vide s'écrit :  $\omega \frac{dI_{rad}}{d\omega}$ . Ici,  $\omega$  est l'énergie du gluon rayonné. Le spectre de radiation est proportionnel à la probabilité pour un parton d'émettre un gluon de faible énergie dans le vide :  $P_{q,g \rightarrow g}(z_g)$ . Ici,  $z_g = \frac{\omega}{E}$ . Comme  $E$  est l'énergie du parton incident,  $z_g$  représente la fraction d'énergie du quark incident qui est emportée par le gluon lors de son émission. La fonction  $P_{q,g \rightarrow g}(z_g)$  est obtenue à partir des fonctions DGLAP<sup>11</sup> qui décrivent les processus  $q \rightarrow qg$  et  $g \rightarrow gg$  dans le vide QCD [126].

Il faut noter que le "gluonstrahlung" d'un quark lourd diffère de celui d'un parton sans masse. Cette propriété est vraie dans le vide comme dans un milieu coloré. Du fait des contraintes cinématiques, les radiations de gluons par les quarks lourds dans le vide sont supprimées aux angles plus petits que le rapport de la masse du quark ( $M$ ) sur son énergie ( $E$ ). Le spectre doublement différentiel du "gluonstrahlung" pour un quark lourd qui émet un gluon d'énergie  $\omega$  et d'impulsion  $k_{\perp}$  à petit angle<sup>12</sup> dans le vide ( $\omega \frac{dI_{rad,Q}^v}{d\omega dk_{\perp}^2}$ ) diffère du spectre standard dans le vide pour les partons sans masse ( $\omega \frac{dI_{rad}^v}{d\omega dk_{\perp}^2}$ ) comme il suit :

$$\omega \frac{dI_{rad,Q}^v}{d\omega dk_{\perp}^2} \sim \omega \frac{dI_{rad}^v}{d\omega dk_{\perp}^2} \cdot \left(1 + \frac{\theta_0^2}{\theta^2}\right)^{-2}, \quad \theta_0 = \frac{M}{E}. \quad (2.7)$$

Ce phénomène est connu sous le nom d'effet "dead cone" [127]. Il a pour conséquence de réduire le nombre total de gluons émis par les quarks lourds par un facteur proportionnel à leur masse. Dans le milieu coloré, la quantité de radiation supprimée est plus complexe. Elle dépend de façon non triviale des différentes échelles du problème ( $E, M, \dots$ ) [128]. Malgré tout, plus la masse du quark rayonnant est importante plus le nombre de gluons rayonnés est faible.

Pour calculer la perte d'énergie des partons par "gluonstrahlung" dans un milieu coloré on peut utiliser une méthode de pondération dans le cadre de l'approximation des diffusions multiples faiblement énergétiques<sup>13</sup> [129]. Cette méthode s'appuie sur le formalisme BDMPs<sup>14</sup> [130]. Notons que le formalisme BDMPs n'est pas le

11. Dokshitzer Gribov Lipatov Altarelli Parisi.

12. Aux petits angles  $k_{\perp} \sim \omega\theta$ . Le vecteur  $k_{\perp}$  est la composante de l'impulsion du gluon rayonné suivant la direction de l'impulsion du parton rayonnant.

13. Soft Multiple Scattering.

14. Baier Dokshitzer Mueller Peigné Schiff.

seul existant pour calculer la perte d'énergie des quarks lourds dans le milieu coloré. Il existe, par exemple, le formalisme DGLV<sup>15</sup>. Pour une revue des formalismes couramment exploités on peut se reporter à [131].

Une image simplifiée de l'approximation des diffusions multiples faiblement énergétiques est la suivante : quand un parton énergétique est produit dans une collision dure traverse un milieu coloré, il subit de multiples diffusions contre les gluons qu'il rencontre sur son chemin. Le parton est soumis à un mouvement Brownien (voir section suivante) de libre parcours moyen  $\lambda$ . Plus le milieu est dense, plus  $\lambda$  diminue. Dans ce processus de diffusions multiples, les gluons dans la fonction d'onde du parton acquièrent un moment transverse  $k_\perp$  par rapport à la direction incidente du parton. Il se peut alors que la fonction d'onde des gluons ne soit plus cohérente avec la fonction d'onde du parton. Dans ce cas, les gluons sont rayonnés.

On définit le coefficient de transport du milieu  $\hat{q}$  :

$$\hat{q} = \frac{\langle k_\perp^2 \rangle_{medium}}{\lambda}. \quad (2.8)$$

Le coefficient  $\hat{q}$  est proportionnel à la densité de gluons dans le milieu coloré ( $dN_g/dy$ ) [132]. Ainsi, pour connaître la densité de la phase confinée, il faut mesurer le coefficient de transport du milieu  $\hat{q}$ . Le facteur  $\hat{q}$  est parfois appelé opacité du milieu. Notons que, dans le formalisme DGLV, l'opacité  $\hat{q}$  est directement remplacée par la densité de gluons  $dN_g/dy$ .

Pour un milieu de longueur  $L$  infinie<sup>16</sup>, on peut calculer le spectre d'émission du "gluonstrahlung" dans le milieu coloré :

$$\omega \frac{dI_{rad}}{d\omega} \sim \frac{2\alpha_s C_R}{\pi} \begin{cases} \sqrt{\frac{\omega_c}{\omega}} & \text{pour } \omega < \omega_c \\ \frac{1}{12} \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right) & \text{pour } \omega > \omega_c. \end{cases} \quad (2.9)$$

Ici, on définit  $\omega_c$  pour une longueur  $L$  parcourue par le parton rayonnant tel que  $\omega_c = \hat{q}L^2/2$ . La constante de couplage forte est notée  $\alpha_s$ . Le facteur de Casimir  $C_R$  est le facteur de couplage QCD entre le parton rayonnant et les gluons du milieu. Si le parton est un quark,  $C_R = C_F = 4/3$ . Si le parton est un gluon  $C_R = C_A = 3$ .

Si l'on se place dans la limite où le parton rayonnant a une énergie  $E$  très supérieure à l'énergie du gluon rayonné<sup>17</sup> ( $E \gg \omega$ ), la perte d'énergie moyenne du parton est donnée par :

15. Djordjevic Gyulassy Levai Vitev.

16. En pratique, quand on considère un milieu fini, il faut rajouter un paramètre d'échelle  $R$  qui prend en compte le fait que  $k_\perp$  doit rester plus petit que  $\omega$ . Le paramètre  $R$  influe sur la forme de  $\omega \frac{dI_{rad}}{d\omega}$ . Quand on considère un milieu infini,  $R \rightarrow \infty$ .

17. Limite "eikonal".

$$\Delta E = \int_0^\infty \omega \frac{dI_{rad}}{d\omega} d\omega \sim \alpha_s C_R \omega_c \sim \alpha_s C_R \hat{q} L^2. \quad (2.10)$$

On peut établir une hiérarchie dans la perte d'énergie des différents partons :

$$\Delta E_g > \Delta E_c > \Delta E_b, \quad (2.11)$$

où,  $\Delta E_g$  est la perte d'énergie moyenne des gluons,  $\Delta E_c$  est la perte d'énergie moyenne des quarks charmés et  $\Delta E_b$  est la perte d'énergie moyenne des quarks beaux. Les gluons perdent plus d'énergie que les quarks lourds car ils sont plus couplés avec le milieu. En effet, dans la formule 2.10, le facteur de Casimir pour les gluons ( $C_A = 3$ ) est plus grand que le facteur de Casimir pour les quarks ( $C_F = 4/3$ ). Par ailleurs, comme la masse du charme est plus petite que celle de la beauté, l'effet "dead cone" explique pourquoi les quarks charmés perdent plus d'énergie que les quarks beaux.

L'observable utilisée habituellement pour mesurer la perte d'énergie des partons dans le milieu coloré est le facteur de modification nucléaire ( $R_{AA}$ ). Cette observable est présentée dans le chapitre 1 (équation 1.15). L'équation 2.11 permet de prévoir une hiérarchie dans les valeurs du rapport de modification nucléaire des hadrons légers ( $R_{AA}^h$ ), des hadrons charmés ( $R_{AA}^D$ ) et des hadrons beaux ( $R_{AA}^B$ ). Cette hiérarchie est la suivante :

$$R_{AA}^h < R_{AA}^D < R_{AA}^B. \quad (2.12)$$

L'observable sensible à la perte d'énergie des gluons est le  $R_{AA}^h$ . En effet, aux énergies du LHC, les quarks légers composant les hadrons légers sont principalement créés par fusion de gluons [129]. L'observable sensible à la perte d'énergie des quarks charmés (beaux) est le  $R_{AA}^{D(B)}$ . La relation 2.12 s'explique par le fait que plus un parton perd d'énergie dans le milieu déconfiné, moins il y a de chance pour qu'il s'hadronise en une particule de grande énergie. Ainsi, à grande impulsion transverse, plus un parton rayonne de gluons, plus le  $R_{AA}$  de la particule en laquelle le parton s'hadronise est petit.

A partir des  $R_{AA}$  présentés dans la formule 2.11, on peut construire deux nouvelles observables [85] :

- Le  $R^{D(B)/h} = R_{AA}^{D(B)}/R_{AA}^h$ . Le  $R^{D(B)/h}$  devrait être sensible à la dépendance de la perte d'énergie à la charge de couleur (masse) des partons dans le milieu déconfiné. Ce point est illustré dans la sous-section portant sur les résultats attendus au LHC ;
- Le  $R^{B/D} = R_{AA}^B/R_{AA}^D$ . Comme la valeur du  $R_{AA}^B$  et du  $R_{AA}^D$  dépendent de la masse des quarks lourds (effet "dead cone"), le  $R^{B/D}$  permet d'isoler la dépendance de la perte d'énergie à la masse des quarks lourds dans le milieu déconfiné.

## Les résultats du RHIC

Le  $R_{AA}$  pour les électrons non photoniques (les électrons de décroissance des saveurs lourdes) a été mesuré par les collaborations PHENIX [133, 80] et STAR [134]. La figure 2.11 (gauche) montre les résultats de cette mesure. On note que le  $R_{AA}$  mesuré dans les collisions  $pA$  est légèrement supérieur à l'unité, ce qui est compatible avec les prédictions concernant l'effet Cronin. Le  $R_{AA}$  mesuré dans les collisions  $AuAu$ , est de l'ordre de 0.2. Il est étonnant de noter, qu'à partir de  $p_t \sim 6 \text{ GeV}/c$ , le  $R_{AA}$  des électrons de décroissance des saveurs lourdes est comparable avec le  $R_{AA}$  des hadrons légers [135]. Ce résultat semble contredire les prévisions portant sur la hiérarchie des  $R_{AA}$  dans le cadre de la théorie exposée dans la section précédente (relation 2.12). On peut invoquer plusieurs hypothèses pour expliquer ce désaccord :

- Si seuls les quarks beaux contribuent aux distributions à haute impulsion transverse, le  $R_{AA}$  devrait être proche de 0.2 [42]. Ceci peut s'expliquer en invoquant l'effet "dead cone" qui prévoit une perte d'énergie beaucoup moins importante pour la beauté que pour le charme ;
- Les collisions inélastiques pourraient être en partie responsable de la perte d'énergie des partons dans le milieu déconfiné (voir section suivante). La figure 2.11 (gauche) montre qu'un scénario prenant en compte à la fois des collisions inélastiques et des radiations de gluons pourrait permettre de reproduire le  $R_{AA}$  mesuré à RHIC (courbe III) ;
- Les calculs  $AdS/CFT$ <sup>18</sup> prédisent un  $R_{AA}$  plus faible que les calculs perturbatifs présentés dans la sous-section précédente [42] ;
- Deux travaux [136, 137] ont proposé que la coalescence importante des quarks charmés en baryons  $\Lambda_c$  dans le plasma pouvait diminuer le nombre de mésons charmés. Comme le  $\Lambda_c$  se désintègre peu dans le canal leptonique, ce phénomène pourrait expliquer un  $R_{AA}$  plus petit que l'unité pour les électrons de décroissance des saveurs lourdes sans avoir à considérer le "gluonstrahlung". Dans ce cas, il se pourrait que la suppression des particules lourdes soit moins importante ;
- Il se peut que, contrairement à ce qu'il a été supposé dans tous les modèles de perte d'énergie, l'hadronisation des quarks lourds n'ait pas lieu dans le vide mais dans le milieu. Tous les modèles d'estimation du temps d'hadronisation des quarks donnent des valeurs inversement proportionnelles à la masse du hadron dans l'état final [138]. Plus le hadron est lourd plus il est formé rapidement. Ainsi, si un hadron lourd est formé dans le milieu déconfiné, il faut prendre en considération sa dissociation dans le milieu. La figure 2.11 (droite) montre que cette hypothèse peut conduire à un  $R_{AA}$  de l'ordre de celui qui a été mesuré au RHIC.

Sur la figure 2.11 (gauche), les résultats du RHIC concernant le  $R_{AA}$  des électrons non photoniques (principalement les électrons de décroissance du charme) ont

---

18. La correspondance Anti-de Sitter-space/Conformal-Field-Theory correspondence (AdS/CFT) exploite l'analogie entre les théories de gauge du type de la QCD et les théories de la gravitation semi-classiques.

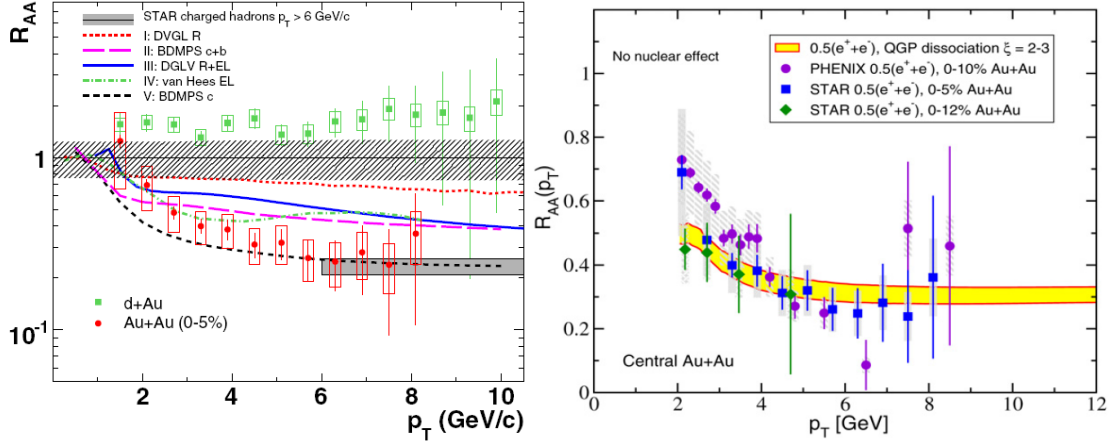


FIGURE 2.11 – Gauche : Rapport de modification nucléaire  $R_{AA}$  pour les collisions  $pAu$  et  $AuAu$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ . Les erreurs statistiques sont représentées par les barres, les erreurs systématiques par les rectangles et l'erreur de normalisation par la bande grise placée à l'unité. D'après [134]. Droite :  $R_{AA}$  pour les électrons de décroissance des hadrons lourds dans les collisions centrales  $AuAu$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  comparé à un modèle de dissociation des hadrons lourds dans le milieu. D'après [139].

été comparés aux prédictions théoriques dans le cadre du formalisme BDMPS, et du formalisme DGLV. Dans le cadre du formalisme BDMPS la valeur de  $\hat{q}$  est d'environ  $14 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ . Cette valeur est en accord avec les analyses effectuées pour le rapport de modification nucléaire des hadrons ( $R_{AA}^h$ ). Ces analyses concluent que  $\hat{q}$  est compris entre  $4 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  et  $14 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ . L'analyse du  $R_{AA}$  des électrons non photoniques dans le cadre du formalisme DGLV conduit à la conclusion que la densité de gluons dans la phase déconfinée produite au RHIC est de l'ordre de  $\frac{dN_g}{dy} \simeq 1000$ . Notons que ces résultats sont compatibles avec les résultats des analyses basées sur le formalisme BDMPS [131].

## Les perspectives au LHC

Au LHC, la production de saveurs lourdes devrait être suffisante pour mesurer séparément le  $R_{AA}$  des hadrons beaux et charmés (figure 2.12, gauche). La figure 2.13 (figure 2.14) montre le  $R_{AA}$  des électrons (muons) de décroissance des hadrons beaux et charmés. La mesure de ces observables devraient permettre de confirmer si la faible valeur du  $R_{AA}$  mesurée au RHIC peut être expliquée par la dominance du charme à haute impulsion transverse (voir sous section précédente).

Les  $R_{AA}$  prédits au LHC sont calculés pour des milieux d'opacités ( $\hat{q}$ ) variant entre  $4 \text{ GeV}^2/\text{fm}^3$  à  $100 \text{ GeV}^2/\text{fm}^3$ . Ces valeurs de  $\hat{q}$  sont obtenues à partir d'extrapolations réalisées en analysant le  $R_{AA}$  pour les hadrons légers mesurés au RHIC [140]. Les prédictions prennent également en considération le cas où il n'y a pas d'effets nucléaires chauds ( $\hat{q} = 0$ ) afin d'évaluer l'impact des effets nucléaires froids.



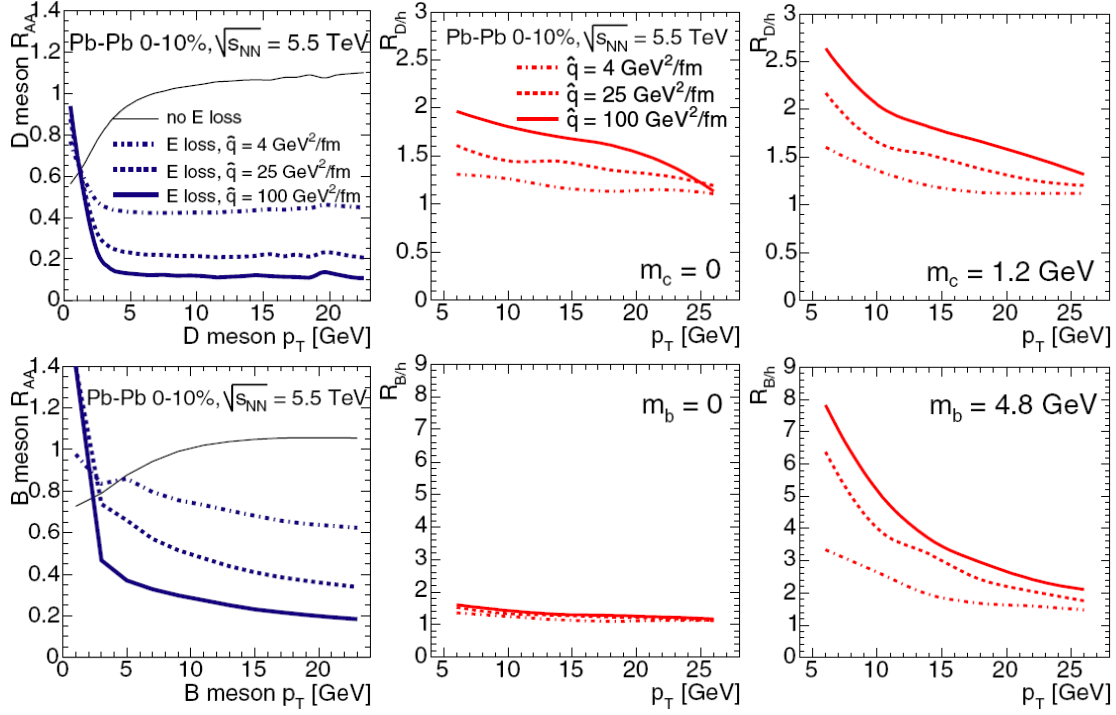


FIGURE 2.12 – En haut (Bas), de gauche à droite,  $R_{AA}^{D(B)}$ ,  $R^{D(B)/h}$  calculé en considérant une masse de quark charmé (beau) nulle et  $R^{D(B)/h}$  calculé en considérant une masse de quark charmé (beau) à  $1.2 \text{ GeV}$  ( $4.8 \text{ GeV}$ ). Ces observables sont prédites à mi-rapacité dans les collisions  $PbPb$  de centralité ( $0 - 10\%$ ) à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ . D’après [129].

Au LHC, on devrait pouvoir tirer avantage des mesures du  $R_{AA}$  pour les hadrons beaux et charmés pour évaluer le  $R^{D(B)/h}$ .

Comme le facteur de Casimir n’est pas le même pour les gluons et les quarks, la formule 2.10 prévoit une perte d’énergie différente pour ces deux types de partons. Ce phénomène est lié au fait que les gluons et les quarks ne portent pas la même charge de couleur. Sur la figure 2.12 (haut, milieu et droite), on note que le  $R^{D/h}$  décroît avec l’impulsion transverse quelque soit l’hypothèse faite sur la masse du quark charmé. Ainsi, le  $R^{D/h}$  est sensible à la dépendance de la perte d’énergie à la charge de couleur des partons dans le milieu déconfiné.

La figure 2.12 (bas, milieu), montre que si l’on considère que la masse des quarks beaux est nulle, le  $R^{B/h}$  est indépendant de l’impulsion transverse et qu’il est égal à l’unité. Cette observation n’est pas vérifiée si la masse du quark beau est prise différente de zéro (figure 2.12, bas, droite). Ainsi, le  $R^{B/h}$  est sensible à la dépendance de la perte d’énergie à la masse des partons dans le milieu déconfiné. Le  $R^{D/h}$  n’est pas sensible à la masse des quarks car le quark charmé est trop léger. Les effets liés à la charge de couleur dominent donc les effets liés à la masse.

Au LHC, les mesures séparées des  $R_{AA}$  pour le charme et la beauté, devraient

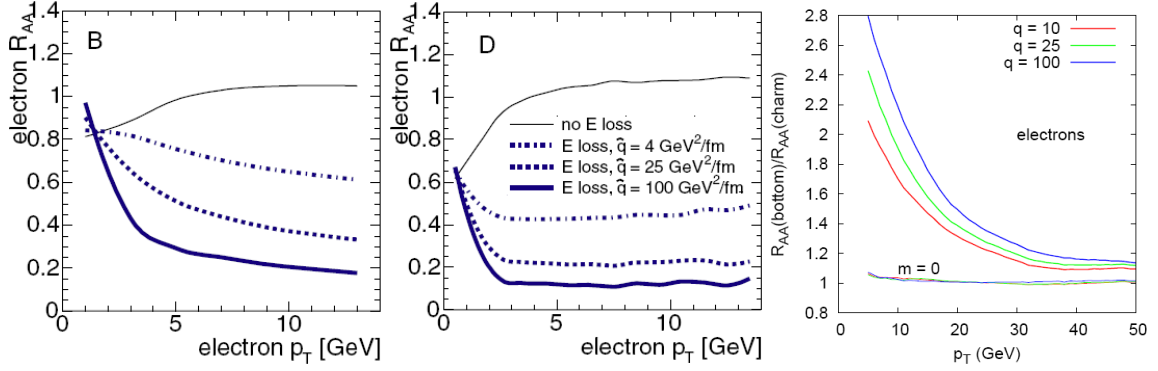


FIGURE 2.13 – Gauche (milieu) :  $R_{AA}$  prédit pour les électrons de décroissance des hadrons beaux (charmés). D'après [129]. Droite : Rapport du  $R_{AA}$  prédit pour les électrons de décroissance des hadrons beaux sur le  $R_{AA}$  prédit pour les électrons de décroissance des hadrons charmés. D'après [124]. Les résultats sont présentés pour les collisions  $PbPb$  de centralité (0 – 10%) à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ . Les prévisions sont faites à mi-rapidité.

également permettre de calculer le rapport  $R^{B/D}$ . Le rapport  $R^{B/D}$  (figure 2.13), permet d'isoler la dépendance de la perte d'énergie à la masse des partons dans le milieu déconfiné (effet "dead cone"). Les hadrons beaux et charmés sont générés par les quarks lourds qui sont des particules portant la même charge de couleur. Ainsi, le  $R_{B/D}$  est uniquement sensible à la différence de masse entre les quarks beaux et les quarks charmés.

### 2.3.3 Le degré de thermalisation

#### La thermalisation des saveurs lourdes

On peut présenter le mouvement des quarks lourds dans le milieu déconfiné comme un mouvement Brownien dans un fluide parfait de particules légères. Le mouvement Brownien est décrit par l'équation de Boltzmann. Cette équation peut être simplifiée comme il suit (tous les développements de cette section sont présentés dans [141]) :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_Q(t, \vec{p}) = C[f_Q]. \quad (2.13)$$

Dans cette équation,  $t$  est le temps,  $f_Q$  est la distribution des saveurs lourdes dans l'espace de phase et  $\vec{p}$  leur impulsion. Le terme  $C[f_Q]$  représente l'intégrale sur toutes les interactions impliquant les quarks lourds et le milieu. Ce terme dépend de la matrice de diffusion des quarks lourds sur les quarks légers du milieu ( $|\mathcal{M}|^2$ ). Cette matrice peut prendre en compte différentes interactions. Dans ce qui suit on considérera :

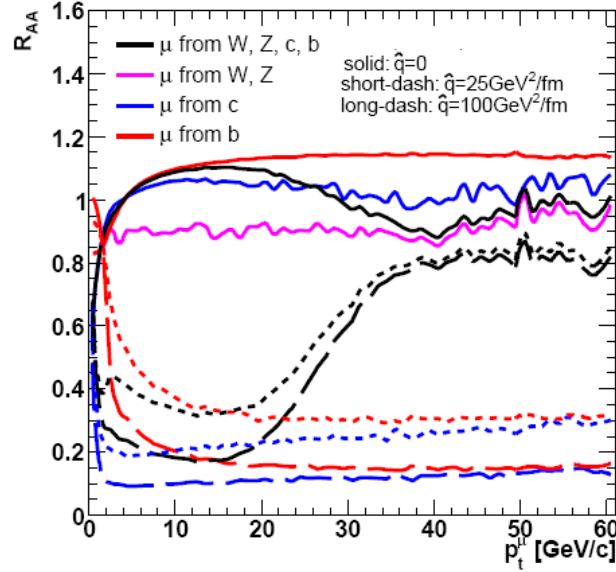


FIGURE 2.14 – Rapport de modification nucléaire ( $R_{AA}$ ) prédit pour les muons dans les collisions  $PbPb$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  centrales dans la fenêtre de centralité (0 – 10%). Aucune coupure n'a été appliquée. D'après [124].

- Les phénomènes radiatifs incluant l'émission d'un gluon dans l'état final ou dans l'état initial ("gluonstrahlung"). Ils peuvent être traités en pQCD (voir section 2.3.2) ;
- Les diffusions élastiques. Elles peuvent également être traitées en pQCD ;
- Les diffusions élastiques impliquant l'échange de résonances. Ces interactions sont traitées par des théories effectives. Ces théories décrivent les résonances en terme de potentiels. Ces théories sont appropriées pour le calcul sur réseau.

Si on se place dans un système composé de partons légers à l'équilibre thermique (partons thermalisés), il se peut que les quarks lourds évoluant dans le milieu soient également thermalisés. Comme les quarks lourds thermalisés sont peu énergétiques, ils interagissent exclusivement par diffusions élastiques sur les quarks légers du milieu. Du fait de la masse élevée des saveurs lourdes, l'impulsion transverse des quarks lourds thermalisés est beaucoup plus élevée que le quadri-moment qu'ils peuvent transférer aux quarks légers composant le milieu<sup>19</sup>. Cette particularité permet de développer l'équation de Boltzmann (equation 2.13) en puissance de moment de transfert. On obtient alors, l'équation de Fokker-Planck :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_Q(t, \vec{p}) = \frac{\partial}{\partial p_i} \left\{ A_i(\vec{p}) f_Q(t, \vec{p}) + \frac{\partial}{\partial p_j} [B_{ij}(\vec{p}) f_Q(t, \vec{p})] \right\}. \quad (2.14)$$

19. Dans le cadre non relativiste,  $p_i^{th} \sim 3m_Q T \gg T^2 \sim Q^2$ .

Les matrices  $A$  et  $B$  peuvent respectivement être interprétées comme un coefficient de friction et comme une constante de diffusion. Ceci devient clair quand on se place dans l'approximation non-relativiste. On a alors les relations  $\gamma \equiv A(\vec{p}) = \text{constante}$  et  $D \equiv B_0(\vec{p}) = B_1(\vec{p}) = \text{constante}$ . L'équation 2.14 devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_Q(t, \vec{p}) = \gamma \frac{\partial}{\partial p_i} \{p_i f_Q(t, \vec{p})\} + D \Delta_p f_Q(t, \vec{p}). \quad (2.15)$$

Si, par exemple, on considère la condition initiale  $f_Q(t = 0, \vec{p}) = \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{p}_0)$ , la solution de l'équation 2.15 prend la forme d'une gaussienne. L'impulsion moyenne s'écrit alors

$$\langle \vec{p} \rangle = p_0 \exp(-\gamma t). \quad (2.16)$$

Dans cette relation,  $\gamma$  joue le rôle d'un taux de relaxation de l'impulsion moyenne vers sa valeur d'équilibre. Le coefficient  $\gamma$  est donc un coefficient de friction. De même la déviation standard de l'impulsion s'écrit :

$$\langle p^2 \rangle - \langle \vec{p} \rangle^2 = \frac{3D}{\gamma} [1 - \exp(-2\gamma t)]. \quad (2.17)$$

Le coefficient  $D$  permet alors de quantifier les fluctuations de l'impulsion. C'est donc une constante de diffusion.

Notons, qu'à l'équilibre thermique ( $t \rightarrow +\infty$ ), la distribution dans l'espace de phase des quarks lourds s'écrit :

$$f_Q(t, \vec{p}) = \left( \frac{2\pi D}{\gamma} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\gamma p^2}{2D}\right). \quad (2.18)$$

Par ailleurs, si l'équilibre thermique est atteint, la relation "dissipation-fluctuation de Einstein" doit également être respectée. Ainsi le coefficient  $D$  est directement lié à la température du milieu par la relation :

$$D = m_Q \gamma T. \quad (2.19)$$

Notons que l'équation 2.14 peut être formulée en terme d'équations stochastiques de Langevin [141]. L'intérêt de cette approche est que les équations stochastiques de Langevin peuvent être implémentées dans des simulations réalistes ("simulation de Langevin").

## Les résultats du RHIC

L'observable clef permettant de comprendre la thermalisation des saveurs lourdes est le  $v_2$  (chapitre 1, section 1.4.3). Pour la première fois au RHIC, la dépendance du  $v_2$  à l'impulsion transverse a été mesurée avec les électrons non photoniques (électrons de décroissance des saveurs lourdes) [80]. La figure 2.15 (b) montre les résultats de la mesure.

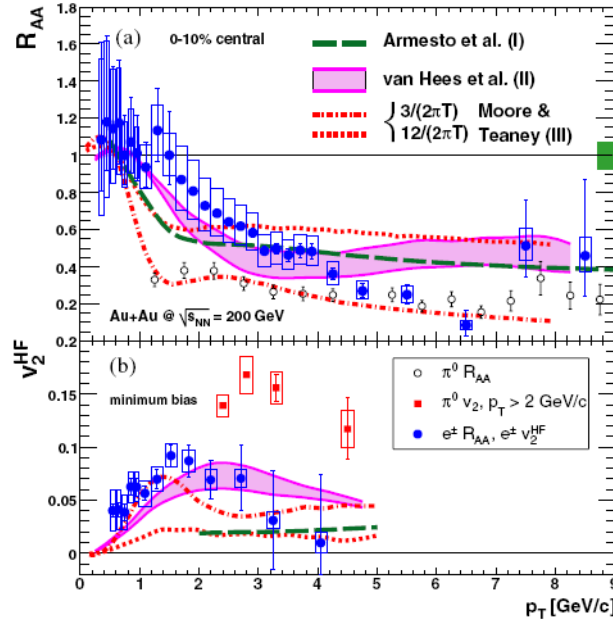


FIGURE 2.15 – (a)  $R_{AA}$  des électrons de décroissance des saveurs lourdes dans des collisions  $AuAu$  dans la fenêtre de centralité (0 – 10%). Le  $R_{AA}$  pour les  $\pi^0$  est également présenté. Le rectangle vert pour  $R_{AA} = 1$  représente les incertitudes de normalisation. (b)  $v_2$  des électrons de décroissance des saveurs lourdes dans les collisions "minimum bias" comparé à celui des  $\pi^0$ . Pour (a) et (b) les résultats de trois modèles sont exposés (voir texte). D'après [80].

Les données indiquent un couplage fort entre le milieu thermalisé et les quarks lourds. En effet, le  $R_{AA}$  des électrons de décroissance des saveurs lourdes devient aussi petit que celui des  $\pi^0$  qui sont des particules créées à partir des quarks légers qui composent le milieu à l'équilibre thermique. Par ailleurs, le  $v_2$  des électrons non-photoniques est grand. Ceci semble indiquer que le temps mis par les quarks lourds pour prendre part à l'équilibre thermique (temps de relaxation) est de l'ordre du temps nécessaire au développement des effets collectifs dans la phase déconfinée (Chapitre 1). Finalement, les quarks lourds semblent participer aux mouvements collectifs du milieu thermalisé.

La comparaison des données aux résultats de modèles donne des indications plus quantitatives. Trois modèles sont mis en avant :

- Le modèle (I) [140]. Il considère les pertes d'énergie radiatives ("gluonstrah-

lung"). Il reproduit relativement bien le  $R_{AA}$  à condition d'utiliser un  $\hat{q}$  de  $14 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ . Cette valeur de  $\hat{q}$  permet également de reproduire le  $R_{AA}$  des  $\pi^0$ . Les conclusions de ce modèle ont été présentées dans la section 2.3.2. Dans ce modèle, les quarks lourds ne sont pas à l'équilibre thermique. Ceci explique pourquoi le modèle prévoit une valeur de  $v_2$  faible. Notons par ailleurs que le  $v_2$  n'est prédit qu'à grande impulsion transverse dans le régime d'énergie où les interactions radiatives avec le milieu dominant ;

- Le modèle (II) [142]. Il considère des diffusions élastiques par échange de résonances. Il reproduit bien le  $R_{AA}$  et le  $v_2$  à condition d'utiliser un temps de relaxation petit. Dans le formalisme utilisé pour les "simulations de Langevin", le temps de relaxation conduit à un coefficient de diffusion de l'ordre de  $D \times (2\pi T) = 4 - 6$ .
- Le modèle (III) [143]. Il considère les diffusions élastiques traitées par la pQCD. Le modèle est basé sur une "simulation de Langevin". Dans ce modèle, les quarks lourds sont donc également thermalisés. Ce modèle ne permet pas de reproduire simultanément le  $R_{AA}$  et le  $v_2$  avec la même valeur pour  $D$ . Malgré tout, les valeurs de  $D$  et  $\gamma$  permettant de reproduire les données restent faibles. Ainsi, les quarks diffusent peu et perdent peu d'énergie dans le milieu. Les quarks lourds ne semblent donc pas totalement thermalisés.

Notons enfin, que l'analyse du  $v_2$  et du  $R_{AA}$  au RHIC permet de déduire que la limite supérieure de  $D$  est étonnamment proche de la valeur limite inférieure imposée par les calculs AdS/CFT ( $\eta/s \sim 1/4\pi$ ) [144, 145].

## Les perspectives au LHC

La figure 2.16 montre le  $v_2$  prédit pour les saveurs lourdes quand elles interagissent par "gluonstrahlung" dans le milieu. Le  $v_2$  est calculé pour trois valeurs d'opacité  $\hat{q}$ . On note que le  $v_2$  augmente avec l'opacité du milieu. Il est clair que plus l'opacité du milieu est importante plus les saveurs lourdes sont couplées au milieu. Par ailleurs, on note que le  $v_2$  du charme est plus grand que le  $v_2$  de la beauté. Du fait de l'effet "dead cône" qui réduit le nombre de gluons rayonnés pour les quarks les plus lourds, les quarks charmés sont plus couplés au milieu déconfiné que les quarks beaux. Dans ce modèle, la thermalisation des saveurs lourdes n'est pas considérée.

La figure 2.17 montre le  $R_{AA}$  des saveurs lourdes (gauche) et le  $v_2$  des saveurs lourdes calculé dans le cadre de diffusions élastiques entre quarks à l'équilibre thermique. Le cas des collisions élastiques traitées en pQCD et le cas où les résonances servent d'intermédiaire dans ces collisions élastiques sont représentés. Un  $R_{AA}$  faible et un grand  $v_2$  traduisent un fort couplage des quarks avec le milieu (e.g. charme dans le cas des collisions inélastiques traitées par la pQCD). Du fait de leur masse, les quarks beaux subissent moins de collisions inélastiques. Ainsi, ils sont moins couplés au milieu que les quarks charmés. Par ailleurs, quand les résonances servent d'intermédiaire, les quarks sont moins couplés au milieu.

Aux énergies du LHC, on espère que le comportement du  $R_{AA}$  et du  $v_2$  soit suffi-

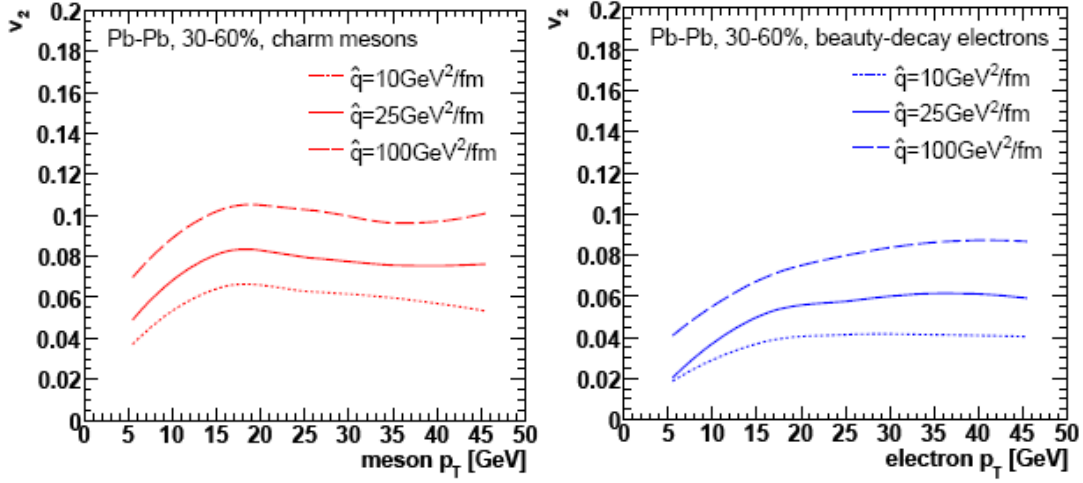


FIGURE 2.16 –  $v_2$  pour le charme (gauche) et la beauté (droite) calculé dans les collisions  $PbPb$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  dans la fenêtre de centralité 30–60%. Le modèle présenté met en jeu des interactions radiatives ("gluonstrahlung") dans un milieu déconfiné pouvant prendre plusieurs valeurs d'opacités  $\hat{q}$ . D'après [124].

samment marqué pour que les mesures permettent de déterminer si les quarks lourds interagissent de façon radiative avec le milieu ou s'ils sont à l'équilibre thermique et interagissent de façon élastique.

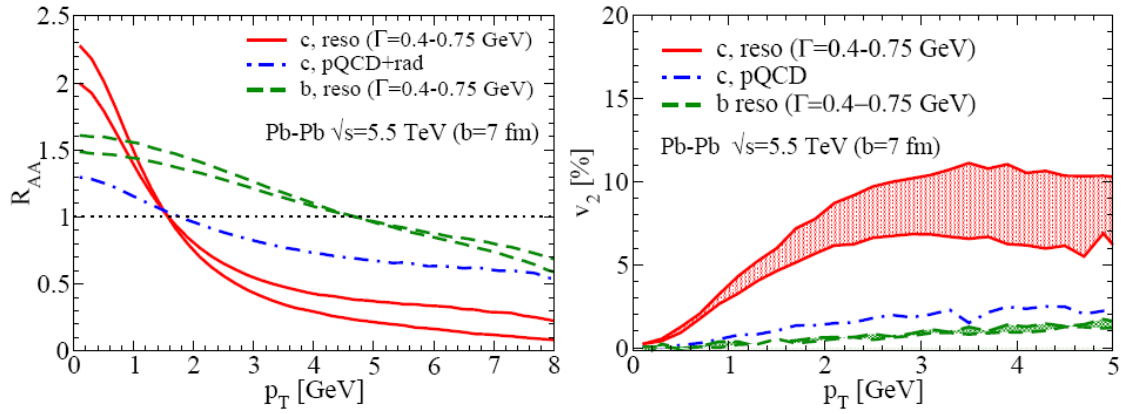


FIGURE 2.17 – Droite :  $R_{AA}$  des saveurs lourdes calculé dans le cas de diffusions élastiques dans le milieu déconfiné avec et sans échange de résonances dans les collisions  $PbPb$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV ayant un paramètre d'impact de 7 fm. Gauche :  $v_2$  des saveurs lourdes calculé dans le cas de diffusions élastiques dans le milieu déconfiné avec et sans échanges de résonances dans les collisions  $PbPb$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV ayant un paramètre d'impact de 7 fm. D'après [124].





# Chapitre 3

## ALICE au LHC

### 3.1 Le LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) est situé au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) à Genève. Le LHC permet d'accélérer des paquets de hadrons dans le tunnel du LEP (Large Electron Positron Collider) construit dans les années 80. Bien que l'idée du LHC soit née avant la construction du LEP, le LHC ne fut approuvé par le conseil du CERN qu'en 1994. Près de quinze ans plus tard, le 10 septembre 2008 vers 9h30 du matin, la première injection de protons eut lieu. Malheureusement, un incident technique entraîna l'arrêt de la machine pendant près d'un an. La machine redémarra le 20 novembre 2009. Au début du mois de décembre 2009, les premières collisions eurent lieu à énergie modérée ( $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}^1$ ). Les données enregistrées par ALICE permirent alors la rédaction de la première publication du LHC [146]. Les premières collisions  $pp$  à une énergie encore jamais égalée ( $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ) eurent lieu le 30 mars 2010.

Système	$pp$	$PbPb$
$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	14	5.5
$\langle \mathcal{L} \rangle$ ( $cm^{-2}s^{-1}$ )	$3 \cdot 10^{30}$	$5 \cdot 10^{26}$
Taux ( $s^{-1}$ )	$2 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^3$
Croisement (MHz)	40	$\sim 10$
Temps (s)	$10^7$	$10^6$

TABLE 3.1 – Valeur nominale de l'énergie dans le centre de masse ( $\sqrt{s_{NN}}$ ), de la luminosité ( $\mathcal{L}$ ) (La luminosité nominale en mode  $pp$  est donnée pour le détecteur ALICE.), du nombre de collisions par seconde dans ALICE, de la fréquence de croisement des paquets de particules et du temps de prise de données attendues pour les collisions  $pp$  et  $PbPb$  au LHC.

Une fois ses performances nominales atteintes, le LHC devrait fournir des col-

---

1. Il s'agit de l'énergie d'injection du LHC.

lisions de protons à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . Cette énergie est sept fois plus élevée qu'au Tevatron. La machine devrait également fournir des collisions de noyaux de plomb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ , ce qui représente une énergie près de trente fois supérieure à celle atteinte au RHIC. Deux éléments expliquent comment il a été possible de réaliser ces performances :

- La circonférence imposante du tunnel du LEP permet une accélération importante des particules ;
- Contrairement aux électrons et aux anti-électrons accélérés au LEP, la masse élevée des hadrons limite les pertes d'énergie par bremsstrahlung.

Le tableau 3.1 montre la valeur nominale de l'énergie dans le centre de masse, de la luminosité, du nombre de collisions par seconde, la fréquence de croisement des paquets et du temps de prise de données prévus au LHC. On note que la luminosité dans les collisions  $pp$  est plus importante que la luminosité dans les collisions  $PbPb$ . En effet, comme les répulsions Coulombiennes sont plus importantes dans les collisions  $PbPb$ , la densité de particules dans les paquets de Plomb est plus faible que dans les paquets de protons.

### 3.1.1 Le fonctionnement

La figure 3.1 présente une vue schématique du complexe d'accélérateurs du CERN. Pour être accélérés, les protons et les noyaux de plomb ne suivent pas le même trajet dans le complexe d'accélérateurs. Cette sous-section décrit la manière dont ces deux types de hadrons sont accélérés.

#### Les faisceaux de protons

La première étape a lieu dans le Linac2 (Linear Accelerator 2). Les électrons orbitaux de l'hydrogène sont arrachés et les protons sont accélérés jusqu'à  $50 \text{ MeV}$ . Ils sont alors injectés dans le PSB (Proton Synchrotron Booster) où ils sont à nouveau accélérés jusqu'à  $1.4 \text{ GeV}$ . Le faisceau de protons passe alors dans le PS (Proton Synchrotron) où il est accéléré jusqu'à  $25 \text{ GeV}$ . Puis le faisceau subit une nouvelle accélération jusqu'à  $450 \text{ GeV}$  dans le SPS (Super Proton Synchrotron). Finalement le faisceau est injecté dans le tunnel du LHC où il subit une dernière accélération jusqu'à  $7 \text{ TeV}$ <sup>2</sup>. Dans le tunnel, la trajectoire du faisceau est maintenue circulaire par des aimants dipolaires, le faisceau est focalisé par des aimants quadripolaires et les protons sont accélérés par des cavités électromagnétiques résonantes.

#### Les faisceaux de noyaux de plomb

Le LHC accélère des ions plomb de charge très élevée ( $+82$ ). Les ions plomb sont produits par les sources de l'ECR (Electron Cyclotron Resonance). L'ECR permet de générer des ions  $Pb^{27+}$ . Les ions  $Pb^{27+}$  sont alors accélérés dans le Linac3 jusqu'à

---

2. Notons que cette performance n'est pas encore atteinte.

## CERN Accelerator Complex

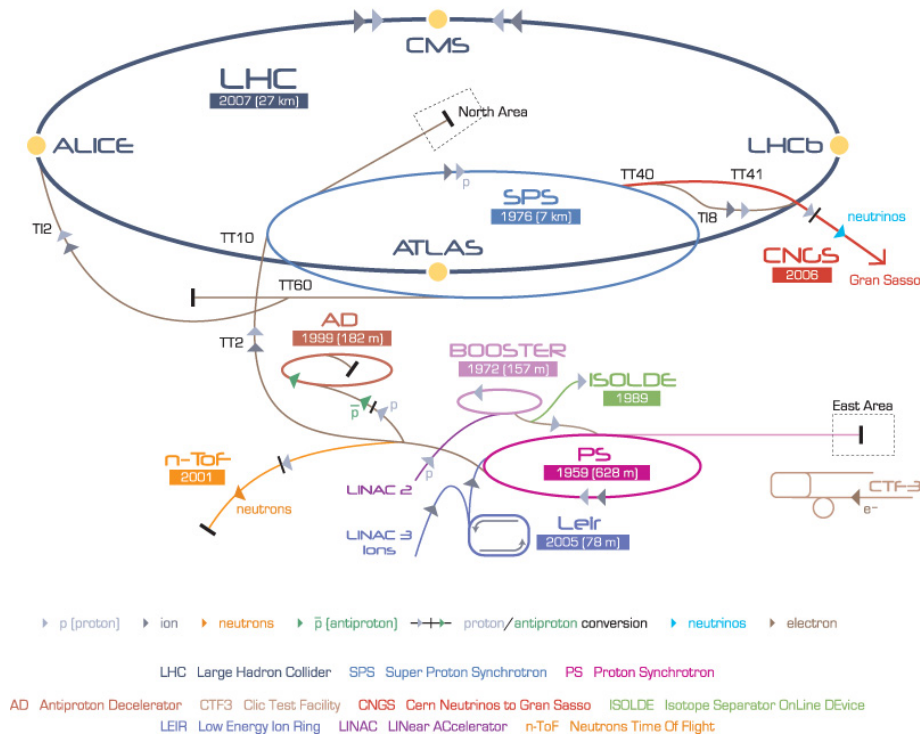


FIGURE 3.1 – Complexe d'accélérateurs du CERN.

une énergie de  $4.2 \text{ MeV}$  par nucléon. Puis ils passent à travers une feuille de carbone qui arrache les électrons du  $Pb^{27+}$ . Les ions  $Pb^{54+}$  ainsi créés sont accélérés jusqu'à une énergie de  $72 \text{ MeV}$  par nucléon dans le LEIR (Low Energy Ion Ring). Le PS accélère alors le faisceau jusqu'à une énergie de  $5.9 \text{ GeV}$  par nucléon. Le faisceau passe ensuite à travers une seconde feuille de carbone. Les ions  $Pb^{82+}$  générés sont alors accélérés jusqu'à une énergie de  $177 \text{ GeV}$  par nucléon avec le SPS puis injectés dans le tunnel du LHC où ils sont accélérés jusqu'à une énergie de  $2.76 \text{ TeV}$  par nucléon. Le principe de l'accélération dans le tunnel est le même pour les ions et les protons.

### 3.1.2 Les expériences

Au LHC, les faisceaux de hadrons accélérés dans des sens opposés se rencontrent en quatre points. Un détecteur est installé en chaque point. Chaque détecteur correspond à une expérience dédiée à un programme de physique particulier. Ce programme de physique peut porter sur des sujets aussi variés que la recherche du boson de Higgs, la physique au delà du Modèle Standard, l'étude de la symétrie CP, la recherche du QGP... Les expériences sont les suivantes :

- ATLAS (A Toroidal LHC AparatuS). C'est une expérience généraliste. En plus

- de sujets portant sur les collisions  $pp$ , ATLAS mènera un programme de physique des ions lourds [147];
- CMS (Compact Muon Solenoid). C'est également une expérience généraliste. Comme ATLAS elle devrait mener un programme de physique pour l'étude des collisions  $pp$  et des collisions  $PbPb$  [148];
  - LHCb (Large Hadron Collider beauty). C'est une expérience dédiée sur la détection de la beauté dans les collisions  $pp$ . Cette expérience devrait permettre de mesurer précisément la violation de la symétrie CP et les décroissances rares [149];
  - ALICE (A Large Ion Collider Experiment). C'est l'unique expérience dédiée aux collisions d'ions lourds. Le détecteur ALICE est décrit dans ce qui suit.

## 3.2 Le détecteur ALICE

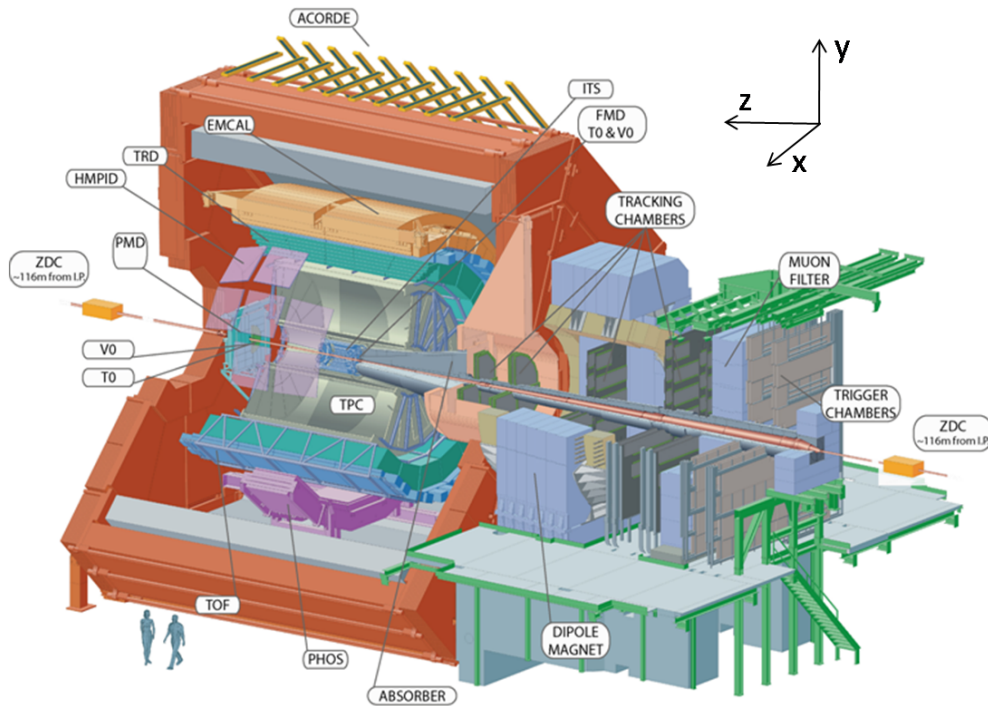


FIGURE 3.2 – Le détecteur ALICE.

La collaboration ALICE est constituée de plus de 1000 scientifiques venant de 111 instituts répartis dans 31 pays. La collaboration ALICE doit mener un programme de recherche ambitieux sur les collisions d'ions lourds.

Le détecteur ALICE est composé de 13 sous-détecteurs utilisant 18 technologies différentes. Une vue schématique du détecteur ALICE est présentée sur la figure 3.2. Le détecteur est formé [150] :

- D'une partie centrale couvrant l'intervalle en pseudo-rapidité  $|\eta| < 0.9$ . La partie centrale baigne dans un champ magnétique  $B \sim 0.5 T$ . Le champ magnétique est généré par un grand solénoïde ( $L3$ ). Le rôle de la partie centrale est de reconstruire la trace des particules chargées et de les identifier. La partie centrale permet également de mesurer, les pions neutres, les mésons vecteurs ( $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$ ) et les photons ;
- D'un spectromètre à muons placé à l'avant ( $-4 < \eta < -2.5$ ). Le spectromètre fait l'objet du chapitre 4 ;
- D'un ensemble de détecteurs placés à petits angles. Ils sont destinés à mesurer des observables globales (centralité, multiplicité à l'avant, plan de réaction...) et a fournir des signaux de déclenchements. Dans la suite ils sont qualifiés de "détecteur globaux".

### 3.2.1 La partie centrale

La partie centrale est composée de plusieurs sous-détecteurs qui forment un ensemble de couches concentriques autour des faisceaux et au dessus du point d'interaction. Les différents sous-détecteurs sont présentés dans la suite.

#### L'ITS

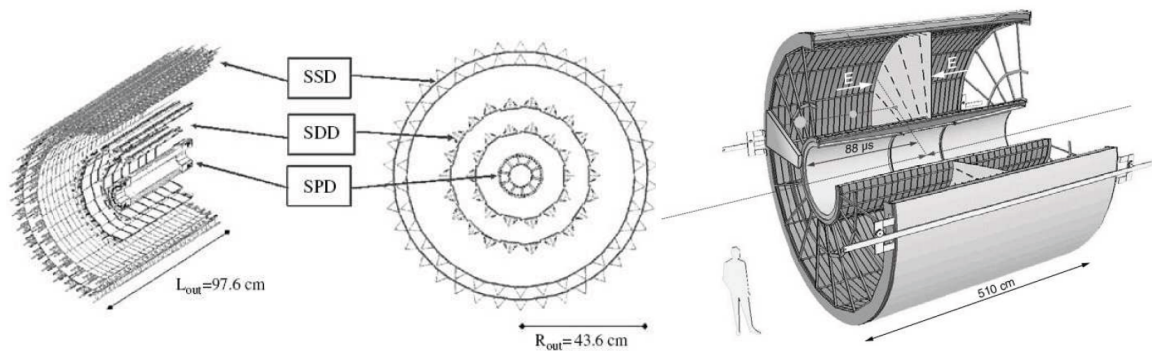


FIGURE 3.3 – Gauche : vue schématique de l'ITS. Droite : vue schématique de la TPC.

L'ITS (Inner Tracking System) est le sous détecteur le plus proche du point d'interaction. L'ITS permet de :

- Localiser le vertex primaire avec une résolution en  $z$  supérieure à  $100 \mu\text{m}$  ;
- Reconstruire les vertex secondaires de désintégration des hypérons et des mésons beaux et charmés ;
- Améliorer les mesures de la TPC. Il permet d'augmenter sa couverture en impulsion transverse en dessous de  $p_t = 100 \text{ MeV}/c$ . Il permet également d'améliorer sa résolution en impulsion et la résolution angulaire.

Il est composé de six couches cylindriques de détecteurs au silicium qui couvrent la fenêtre en pseudo-rapacité  $|\eta| < 0.9$ . Chaque paire de couches a une fonction spécifique et fait appel à une technologie des détecteurs à silicium particulière. Du point d'interaction vers l'extérieur on trouve (figure 3.3, gauche) :

- Le SPD (Silicon Pixel Detector). Il est basé sur une technologie de pixels de silicium. Il permet de mesurer les vertex primaires ;
- Le SDD (Silicon Drift Detector). Il constitue une chambre à dérive. Il participe à l'identification des particules par une technique  $dE/dx$  et à la reconstruction des vertex secondaires ;
- Le SSD (Silicon micro-Strip Detector). Il utilise la technologie des bandes de silicium micrométriques. Il a les mêmes fonctions que le SDD.

### La TPC

La TPC (Time Projection Chamber) est le détecteur de traces principal de la partie centrale. C'est une chambre à dérive. Une chambre à dérive est un volume rempli de gaz. Quand une particule traverse le volume, elle ionise le gaz. Les électrons ainsi créés dérivent sous l'effet d'un champ électrique avant d'être collectés aux extrémités de la chambre. La TPC permet de reconstruire les traces des particules. La TPC est conçue pour déterminer l'impulsion des particules chargées entre  $100 \text{ MeV}/c$  (1 – 2% de résolution) jusqu'à  $100 \text{ GeV}/c$  (5% de résolution avec l'utilisation de l'ITS). Elle permet également une bonne identification des particules (e,  $\pi$ , K, p) et la détermination des vertex de désintégration.

La TPC est une cage cylindrique de  $510 \text{ cm}$  de long. Son rayon interne est  $84 \text{ cm}$  et son rayon externe est  $246 \text{ cm}$  (figure 3.3, droite). Elle couvre l'espace en pseudo-rapacité  $|\eta| < 0.9$ . Elle est remplie de  $88 \text{ m}^3$  d'un mélange de gaz ( $N_e/CO_2$ ). Une électrode centrale alimentée par une haute tension de  $100 \text{ kV}$  produit un champ électrique. Deux dégradateurs de potentiel axiaux permettent d'homogénéiser le champ électrique dans tout le volume de la TPC. La valeur du champ est homogène et vaut  $\sim 400 \text{ Vcm}^{-1}$ . Le temps de dérive est de l'ordre de  $88 \mu\text{s}$ . Les extrémités de la TPC sont fermées par des chambres proportionnelles multi-fils qui recueillent les électrons.

### Le TRD

Le TRD (Transition Radiation Detector) permet d'identifier les électrons d'impulsion plus grande que  $1 \text{ GeV}/c$  où la capacité de rejection des pions par la TPC n'est pas suffisante. Comme c'est un trajectographe rapide, il sert également de déclencheur pour les électrons de grande impulsion transverse et pour les paires d'électrons. Par ailleurs, il aide à améliorer l'identification des hadrons et la mesure de leur impulsion.

Quand une particule relativiste passe d'un milieu à un autre n'ayant pas la même constante diélectrique, elle peut émettre un rayonnement dans le domaine des rayons X ( $\sim \text{KeV}$ ). Ce rayonnement dépend du  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  de la particule, ce qui

---

3.  $\beta = v/c$  est la vitesse relative de la particule par rapport à la célérité de la lumière  $c$ .

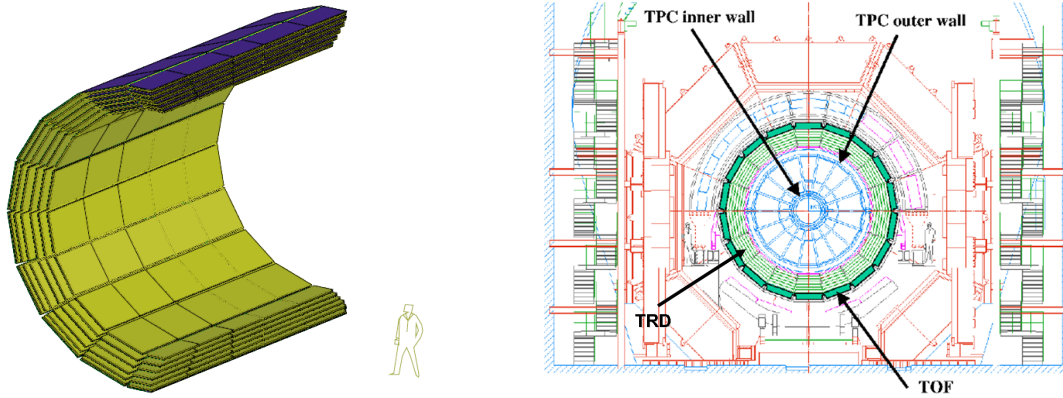


FIGURE 3.4 – Gauche : coupe du TRD suivant le plan vertical contenant le faisceau. Droite : coupe du détecteur ALICE suivant le plan perpendiculaire au faisceau. Les emplacements de la TPC, du TRD et du TOF sont indiqués.

permet de l'identifier. En particulier, pour les impulsions comprises entre  $1 \text{ GeV}/c$  et  $100 \text{ GeV}/c$ , seuls les électrons produisent des rayonnements de transition.

Le TRD est composé de 18 secteurs orientés le long du faisceau. Chaque secteur est composé de 5 sous-secteurs composés de 6 couches. Le TRD est donc composé de  $18 \times 6 \times 5 = 540$  modules (figure 3.4, gauche). Le TRD couvre une fenêtre en acceptance de  $\eta < ||0.9||$ . Un module consiste en un radiateur de  $4.8 \text{ cm}$  d'épaisseur et en une chambre proportionnelle multi-fils avec des éléments de lecture cathodiques. L'émission des rayons X se fait quand la particule incidente passe du radiateur au gaz de la chambre proportionnelle multi-fils. La résolution du détecteur en  $r\phi$  est de l'ordre de  $400 \mu\text{m}$ . La résolution en impulsion du TRD est d'environ 2.5%. Cette résolution peut être améliorée quand le TRD fonctionne avec les autres sous détecteurs.

## Le TOF

Le TOF (Time Of Flight) permet l'identification des particules dont l'impulsion est comprise entre  $0.2 \text{ GeV}/c$  et  $2.5 \text{ GeV}/c$ . Le TOF, l'ITS et la TPC permettent une identification des protons, des pions et des kaons.

Les hadrons peuvent être identifiés en comparant leur temps de vol à leur impulsion. Quand une trace est reconstruite dans l'ITS et la TPC, la trace est projetée dans le TOF et la correspondance avec une particule est recherchée. La longueur du trajet  $l$  dans le TOF est alors évaluée. Le temps de vol de la particule permet alors de calculer sa masse suivant l'équation  $m = P\sqrt{(t^2/l^2) - 1}$  (où  $P$  est l'impulsion de la particule).

Le détecteur est constitué de 18 secteurs (figure 3.4, droite) de 5 segments suivant l'axe du faisceau. Chaque segment est une MRPC (Multi gap Resistive Plate Chamber). La couverture en acceptance du TOF est  $\eta < ||0.9||$  La résolution temporelle du TOF est de l'ordre de  $40 \text{ ps}$ .



## Le HMPID

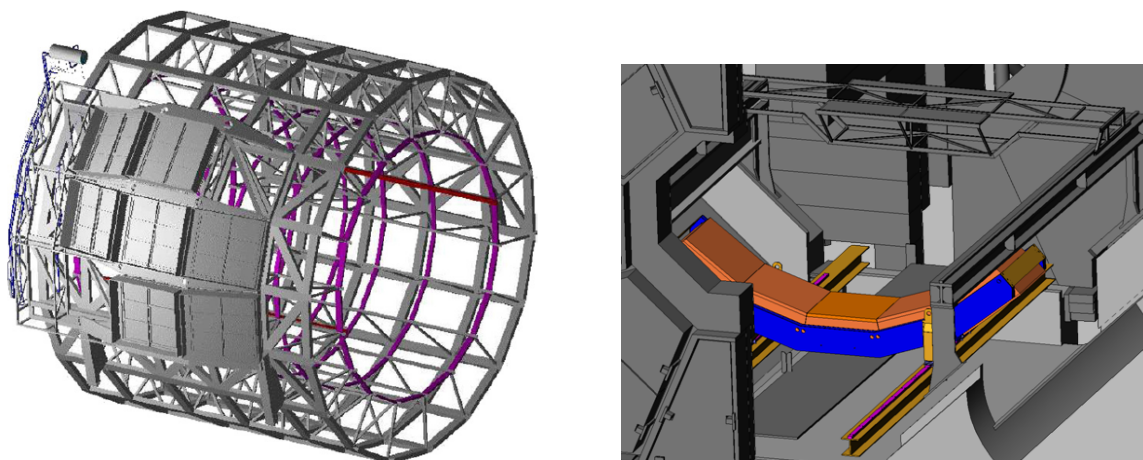


FIGURE 3.5 – Gauche : vue schématique du HMPID sur l’armature d’ALICE. Droite : vue schématique du PHOS.

Le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) permet la mesure des hadrons identifiés pour les impulsions supérieures à  $1 \text{ GeV}/c$ . Il permet également d’étendre la discrimination entre les pions et les kaons jusqu’à des impulsions de  $3 \text{ GeV}/c$  ainsi que la discrimination entre les kaons et les protons jusqu’à des impulsions de  $5 \text{ GeV}/c$ . On peut voir sur la figure 3.6 (droite) un résumé de la capacité d’ALICE à identifier les particules. On note que l’ensemble des sous-détecteurs de la partie centrale permet d’identifier les particules sur l’intervalle en impulsion transverse  $[0 - 100] \text{ GeV}/c$ .

Le HMPID est l’un des détecteurs les plus éloignés du point d’interaction. Il est situé à une distance radiale de  $5 \text{ m}$ . Sa couverture azimutale (en pseudo-rapacité) est  $\Delta\phi = 57.61^\circ$  ( $|\eta| < 0.6$ ). Le HMPID est constitué de sept modules (figure 3.5, gauche) de  $1.5 \times 1.5 \text{ m}^2$ . Chaque module est un compteur RICH (Ring Imaging Cherenkov). Quand une particule traverse un milieu diélectrique (un radiateur) à une vitesse plus grande que celle de la lumière dans ce milieu, elle émet un cône de lumière Cherenkov. Le RICH permet de mesurer la lumière Cherenkov. La lumière Cherenkov est émise avec un angle  $\theta$  tel que  $\cos\theta = 1/n\beta$  (où  $\beta$  est la vitesse relative de la particule et  $n$  l’indice du milieu). La corrélation entre l’angle  $\theta$  et l’impulsion de la particule permet d’identifier les pions, les kaons et les protons.

## Le PHOS

Le PHOS (PHOton Spectrometer) permet l’identification des photons et des mésons neutres dans une fenêtre en impulsion allant de quelques centaines de  $\text{MeV}/c$  à quelques dizaines de  $\text{GeV}/c$ . Il permet également de fournir un signal rapide de déclenchement.

Le PHOS est situé sous le TOF (figure 3.5, droite) à  $460\text{ cm}$  du point d'interaction. Les cinq modules du PHOS permettent de couvrir la fenêtre en angle azimutal (en pseudo-rapacité)  $\Delta\phi = 100^\circ$  ( $\eta < 0.12$ ). Chaque module du PHOS est composé d'un calorimètre électromagnétique (EMC). C'est un cristal plomb-tungstène de  $22 \times 22 \times 180\text{ mm}^3$ . La lecture est effectuée par des photo-diodes avalanches.

## Le EMCal

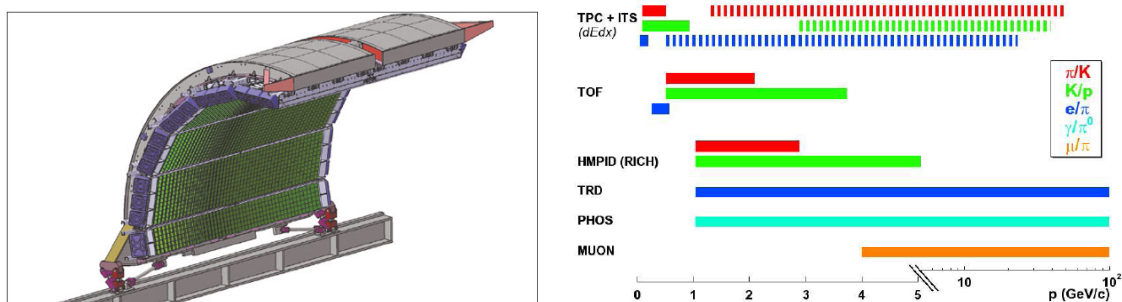


FIGURE 3.6 – Gauche : vue schématique du EMCal. Droite : Identification des particules avec ALICE. Les lignes solides (pointillées) représentent la capacité à l'identification avec une coupure à  $3\sigma$  ( $2\sigma$ ).

Le EMCal est représenté sur la figure 3.6 (gauche). Il augmente la capacité d'ALICE pour la mesure des "jets". Il devrait rendre possible le déclenchement sur les "jets" de grande énergie, améliorer la résolution en énergie sur la mesure des "jets" et améliorer les capacités d'ALICE pour la mesure des photons et des électrons de grande impulsion transverse.

La couverture azimutale du EMCal est de  $\Delta\phi = 110^\circ$ . Elle est limitée par le PHOS et le HMPID. Sa couverture en pseudo-rapacité est  $-0.7 < \eta < 0.7$ . Le EMCal et le PHOS sont capables de mesurer les "jets" produits dos à dos. Le EMCal est composé d'une succession de couches de plomb ( $1.44\text{ mm}$ ) et de couches de scintillateurs en polystyrène ( $1.76\text{ mm}$ ).

### 3.2.2 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons d'ALICE a été conçu pour mesurer le spectre des quarkonia ( $J/\Psi$ ,  $\Psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ ) dans leur canal de désintégration muonique. Le spectromètre permet d'identifier et de reconstruire les muons dans l'intervalle en angle polaire  $171^\circ - 178^\circ$ . Cette couverture angulaire correspond à la fenêtre  $-4.0 < \eta < -2.5$  en pseudo-rapacité. Le spectromètre à muons est décrit en détail dans le chapitre suivant.

### 3.2.3 Les détecteurs globaux et de déclenchement

La figure 3.7 montre certains des différents détecteurs globaux (T0, FMD, V0). Le ZDC n'est pas représenté car il est situé à  $\sim 116\text{ m}$  du point d'interaction (figure 3.2). Le PMD n'est pas visible, il est situé entre le T0-A et le V0-A.

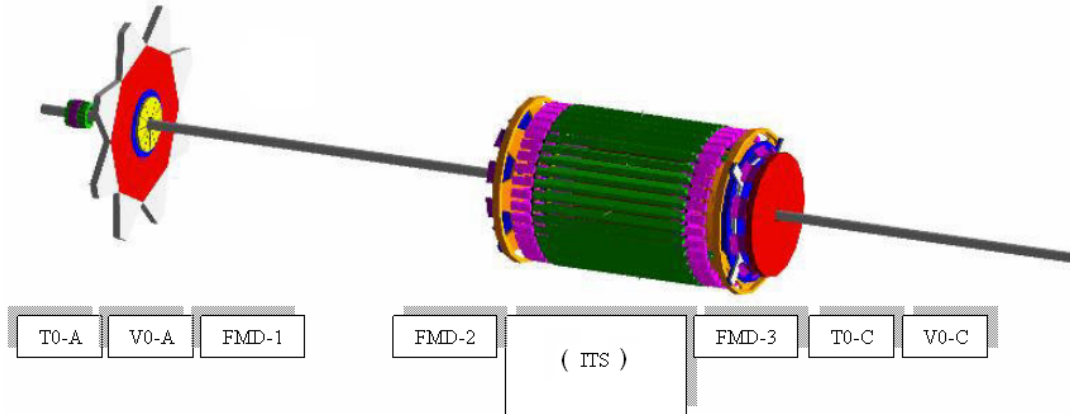


FIGURE 3.7 – Vue schématique des détecteurs globaux. L'ITS ne fait pas partie de ces détecteurs. Il est mentionné pour indiquer où se situe la partie centrale. Le ZDC n'est pas représenté car il est situé à  $\sim 116\text{ m}$  du point d'interaction (figure 3.2). Le PMD n'est pas visible sur le schéma, il est placé entre le T0-A et le V0-A.

#### Le FMD

Le FMD (Forward Multiplicity Detector) permet de mesurer la multiplicité des particules chargées dans les fenêtres en rapidité  $-3.4 < \eta < -1.7$  et  $1.7 < \eta < 5.1$ . Il permet également de mesurer le plan de réaction des collisions.

Le FMD est constitué de 51200 bandes de silicium distribuées sur cinq anneaux de comptage. Il existe deux types d'anneaux. L'anneau interne (externe) est composé de 20 (40) secteurs en angle azimutal. Chaque secteur est composé de 512 (256) bandes.

#### Le V0

Le V0 délivre un signal de déclenchement rapide et permet de valider le déclenchement du spectromètre à muons en rejetant les interactions entre le faisceau et les gaz résiduels dans le tube à vide contenant le faisceau. Il est également impliqué dans la détermination de la centralité et sert à estimer la luminosité du faisceau.

Il est composé de deux rangées de compteurs à scintillateurs (V0-A et V0-C) segmentés en quatre anneaux et en huit secteurs de  $45^\circ$ . Par rapport au point d'interaction ( $z = 0$ ), le V0-A est localisé à  $z = 340\text{ cm}$  et le V0-C est localisé à  $-90\text{ cm}$  sur l'avant de l'absorbeur frontal du spectromètre à muons.

## Le T0

Le T0 permet :

- De déterminer l'instant  $t = 0$  de la collision. Cette information est nécessaire au TOF dans la partie centrale ;
- De générer un signal de déclenchement de niveau zéro (L0) au moyen d'une mesure rapide de la position des vertex. Ceci doit aider à discriminer les interactions entre hadrons des interactions entre le faisceau et le gaz dans le tube à vide ;
- De délivrer un signal de "réveil" pour le TRD dans la partie centrale avant l'émission du signal de déclenchement L0 ;
- De mesurer la multiplicité des particules ;
- De délivrer un signal de déclenchement "minimum bias" et deux signaux de déclenchement différents correspondant à deux fenêtres de centralité distinctes.

Le T0 est constitué de deux rangées de compteurs Cherenkov (T0-C et T0-A). Chaque rangée est elle-même constituée de 12 compteurs individuels. Le T0-C est situé à  $z = -70 \text{ cm}$  (côté spectromètre) et couvre  $-2.9 < \eta < -3.3$ . Le T0-A est situé loin du point d'interaction ( $z = 350 \text{ cm}$ ) et couvre l'intervalle  $5. < \eta < 4.5$ . Le T0 a une très bonne résolution temporelle ( $50 \text{ ps}$ ) et il est capable de mesurer la position longitudinale des vertex avec une résolution de  $1.3 \text{ cm}$ .

## Le PMD

Le PMD (Photon Multiplicity Detector) permet de mesurer la multiplicité des photons. Il mesure également leur distribution spatiale ( $\eta, \phi$ ). Il est situé à  $z = 360 \text{ cm}$  et couvre la fenêtre en pseudo-rapacité  $2.3 < \eta < 3.5$ . Il est constitué de deux plans de détecteurs identiques séparés par un convertisseur en plomb d'épaisseur  $3X_0$ . Les détecteurs sont des compteurs à gaz proportionnels ayant une structure en nid d'abeille.

## Le ZDC

Le ZDC (Zero Degree Calorimeter) permet d'évaluer la centralité de la collision en mesurant l'énergie des nucléons qui n'ont pas interagi (nucléons spectateurs). Comme les nucléons spectateurs sont éjectés à l'avant ou à l'arrière, le ZDC est composé de deux plans placés dans le tunnel du LHC à  $z = \pm 116 \text{ m}$ . Chaque plan est lui-même composé de deux calorimètres hadroniques en fibres de quartz (ZN et ZP). Le calorimètre ZN mesure l'énergie des neutrons spectateurs. Le calorimètre ZP mesure l'énergie des protons spectateurs. Deux calorimètres électromagnétiques faits de plomb et de fibres de quartz (ZEM) sont placés à  $z = \pm 7 \text{ m}$ . Dans les collisions très périphériques, il y a un nombre non négligeable de nucléons qui restent piégés dans des fragments de noyau de plomb. Les fragments ont le même rapport charge/masse que les noyaux avant leur désintégration. Ces fragments restent donc dans le tube à vide et ne peuvent pas être mesurés par le ZP ou le ZN. Ainsi, le ZN et le ZP mesurent peu d'énergie dans les collisions centrales et dans les collisions ultra-périphériques. Le

ZEM permet de mesurer l'énergie des particules émises vers l'avant (principalement les photons de décroissance des  $\pi^0$ ). Cette énergie est proportionnelle à la centralité de la collision. Finalement, le ZEM permet de distinguer les collisions centrales des collisions ultra-périphériques.

# Chapitre 4

## Le spectromètre à muons d'ALICE

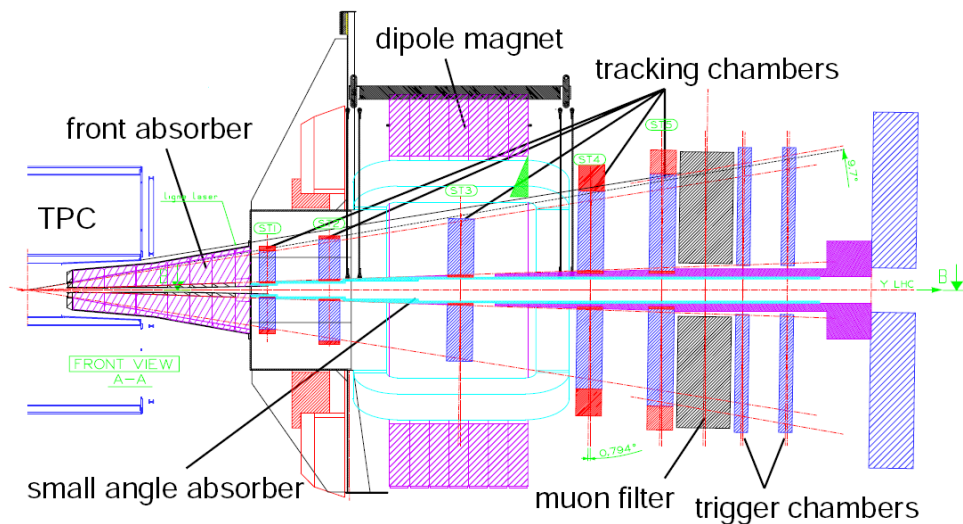


FIGURE 4.1 – Coupe longitudinale du spectromètre à muons d'ALICE.

### 4.1 Qualités requises

Le spectromètre à muons (figure 4.1) est conçu pour mesurer les dimuons (en particulier les différents états des quarkonia  $J/\Psi$  et  $\Upsilon$ ) et les muons simples dans les environnements de haute multiplicité générés dans les collisions Plomb-Plomb.

#### La mesure des muons simples et des dimuons

Pour mesurer les dimuons et les muons simples cinq éléments sont indispensables :

1. Un absorbeur frontal. Il permet :
  - De diminuer le taux d'occupation dans les chambres de trajectographie. Pour conserver une bonne résolution sur la reconstruction du  $\Upsilon$  les chambres du

trajectographe doivent être touchées moins de  $5 \times 10^{-2}$  fois par  $cm^2$ . Notons néanmoins que les dimensions de l'absorbeur doivent être étudiées pour empêcher la dégradation de la résolution sur la reconstruction des quarkonia par diffusion multiple ;

- D'éliminer le bruit de fond non muonique. Les électrons, les photons et la plupart des particules qui ne se désintègrent pas en muons ne passent pas à travers l'absorbeur ;
  - De diminuer le bruit de fond muonique. La plupart des particules chargées sont des pions ou des kaons qui se désintègrent majoritairement en muons (rapport d'embranchement :  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm, \nu = 99.98\%$  et  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm, \nu = 63.54\%$ ) ;
2. Un dipôle. Il génère un champ magnétique qui courbe la trajectoire des muons. Le rayon de courbure de cette trajectoire permet de mesurer l'impulsion des muons et le sens de déviation permet de déterminer le signe des muons. Connaître le signe des muons est indispensable pour différencier les dimuons de même signe et les dimuons de signe opposé qui sont potentiellement des muons de décroissance des quarkonia. Le dipôle doit produire un champ magnétique intégré de l'ordre de  $3 Tm$  pour permettre d'atteindre la résolution en masse invariante ( $M$ ) de 1% nécessaire pour séparer les états du  $\Upsilon$  [151] (états  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  et  $\Upsilon(3S)$  de masse  $M \sim 10 GeV/c^2$ ) ;
  3. Un système de trajectographie qui reconstruit la trajectoire des muons. Il est alors possible de déterminer le rayon de courbure de la trajectoire. Finalement, ce rayon de courbure donne accès à l'impulsion des muons. Pour séparer les résonances (en particulier les états  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  et  $\Upsilon(3S)$ ) :
    - L'efficacité de reconstruction doit être la meilleure possible. Comme les dimuons de décroissance des quarkonia ont une impulsion transverse relativement élevée ( $> 1 GeV/c$  pour le  $J/\Psi$  et  $> 2 GeV/c$  pour le  $\Upsilon$ ), l'efficacité requise à haute impulsion transverse est proche de 100% ;
    - La résolution en masse invariante requise à  $\sim 10 GeV/c^2$  (états  $\Upsilon$ ) est  $100 MeV/c^2$  (figure 4.2 [152]). Ceci nécessite une résolution en impulsion de 1%<sup>1</sup>, ce qui se traduit par une résolution spatiale dans le plan de déviation<sup>2</sup> d'environ  $100 \mu m$  et d'une résolution spatiale dans le plan de non-déviation<sup>3</sup> d'environ  $1 mm$  [153] ;
    - Un bon alignement (même une résolution spatiale infinie est inutile si le détecteur est mal aligné). La figure 4.3 (gauche) [154] montre la largeur de la distribution en masse invariante en fonction de la résolution de l'alignement

---

1. La masse invariante d'un dimuon s'écrit  $M^2 = 2m_\mu^2 + 2(E_1E_2 - P_1P_2\cos\theta_{\mu\mu})$ . Ici,  $m_\mu$  est la masse des muons,  $\theta_{\mu\mu}$  est l'angle entre les muons,  $E_1$  ( $E_2$ ) et  $P_1$  ( $P_2$ ) sont respectivement l'énergie et l'impulsion du premier (second) muon de la paire. La résolution spatiale conditionne la résolution sur l'impulsion et sur l'énergie des muons et sur l'angle  $\theta_{\mu\mu}$ .

2. Plan dans lequel sont déviées les particules chargées sous l'effet du champ magnétique (Plan de coupe de la figure 4.1).

3. Plan perpendiculaire au plan de déviation et au plan contenant les différentes chambres, "tracking" et "trigger", sur la figure 4.1.

pour le  $J/\Psi$  (haut) et pour le  $\Upsilon$  (bas). La largeur du pic reconstruit pour les quarkonia diminue avec la résolution. La figure 4.3 (droite) [154] montre également la distribution en masse invariante pour le  $J/\Psi$  (haut) et pour le  $\Upsilon$  (bas). La résolution portée en abscisse pour chaque point de la figure de gauche correspond à une couleur particulière sur la figure de droite. Pour le  $J/\Psi$ , une résolution d'alignement de  $100 \mu m$  semble être satisfaisante même si une résolution de  $50 \mu m$  semble idéale. En effet avec une résolution d'alignement de  $100 \mu m$  la précision sur la largeur du  $J/\Psi$  est de  $\sim 8\%$  alors que pour une résolution de  $50 \mu m$  la largeur du quarkonia est parfaitement connue. Pour le  $\Upsilon$ , une résolution d'alignement inférieure à  $50 \mu m$  est nécessaire. Dans ce cas, la largeur du quarkonia est connue à  $\sim 25\%$ .

4. Un système de déclenchement qui permet de sélectionner les événements intéressants mesurés par le trajectographe. Dans le cas des collisions  $PbPb$  Le système de déclenchement doit permettre de :
  - Sélectionner les dimuons de signes opposés d'impulsion transverse supérieure à environ  $1 GeV/c$  (coupure "bas  $p_t$ ") qui sont potentiellement les produits de désintégration des résonances  $J/\Psi$  ;
  - Sélectionner les dimuons de signe opposé d'impulsion transverse supérieure à environ  $2 GeV/c$  (coupure "haut  $p_t$ ") qui sont potentiellement des résonances  $\Upsilon$  ;
  - Sélectionner les dimuons de même signe d'impulsion transverse supérieure à environ  $1 GeV/c$  (coupure "bas  $p_t$ ") qui constituent un type de bruit de fond pour l'étude des  $J/\Psi$  ;
  - Sélectionner les dimuons de même signe d'impulsion transverse supérieure à environ  $2 GeV/c$  (coupure "haut  $p_t$ ") qui constituent un type de bruit de fond pour pour l'étude des  $\Upsilon$  ;
  - Sélectionner les muons simples d'impulsion transverse supérieure à environ  $1 GeV/c$  (coupure "bas  $p_t$ ") ou sélectionner les muons simples d'impulsion transverse supérieure à environ  $2 GeV/c$  (coupure "haut  $p_t$ ").

Notons que dans le cas des collisions  $pp$  la coupure "bas  $p_t$ " ("haut  $p_t$ ") est fixée à  $0.5 GeV/c$  ( $1 GeV/c$ ).

Les cinq items précédents correspondent aux signaux qui peuvent être envoyés à l'unité qui centralise et traite tous les signaux de déclenchement du détecteur d'ALICE (CTP : Central Trigger Processor). Le choix de la coupure "haut  $p_t$ " ou "bas  $p_t$ " pour les muons simples est fait lors des prises de données. Notons également que les seuils de déclenchement ( $p_t > 1 GeV/c$  et  $p_t > 2 GeV/c$ ) peuvent être choisis à n'importe quelle valeur. Ainsi, il existe un autre type de déclenchement nommé déclenchement "tout  $p_t$ " qui consiste en un déclenchement "bas  $p_t$ " où le seuil en  $p_t$  a été fixé à sa valeur la plus basse autorisée par les absorbeurs ( $0.5 GeV/c$ ).

Enfin, le système de déclenchement doit avoir une résolution en impulsion transverse suffisante pour sélectionner les muons de façon précise. Par ailleurs, la fréquence à laquelle les paquets de protons (ions  $Pb^{82+}$ ) se croisent est  $40 MHz$



( $\sim 10 \text{ MHz}$ ). Ainsi, la largeur des signaux électroniques à la sortie du système de déclenchement doit au minimum être comprise entre  $20 \text{ ns}$  et  $25 \text{ ns}$  afin que l'on puisse associer un croisement de faisceau à une collision sans ambiguïté.

5. Un mur de fer placé devant le système de déclenchement. Il protège le système de trajectographie des particules différentes des muons ;

Finalement, pour mener à bien les analyses physiques, des données non mesurées par le spectromètre sont nécessaires. Ainsi, le spectromètre doit fonctionner avec certains sous détecteurs de la partie centrale comme le SPD (détermination des vertex d'interactions, centralité) et avec certains détecteurs placés à grande pseudo-rapidité comme le V0 (déclenchement et luminosité) le FMD et le ZDC (mesure de la centralité). Les détails sur les sous détecteurs de la partie centrale et les sous-détecteurs placés à grande pseudo-rapidité sont donnés dans le chapitre 3.

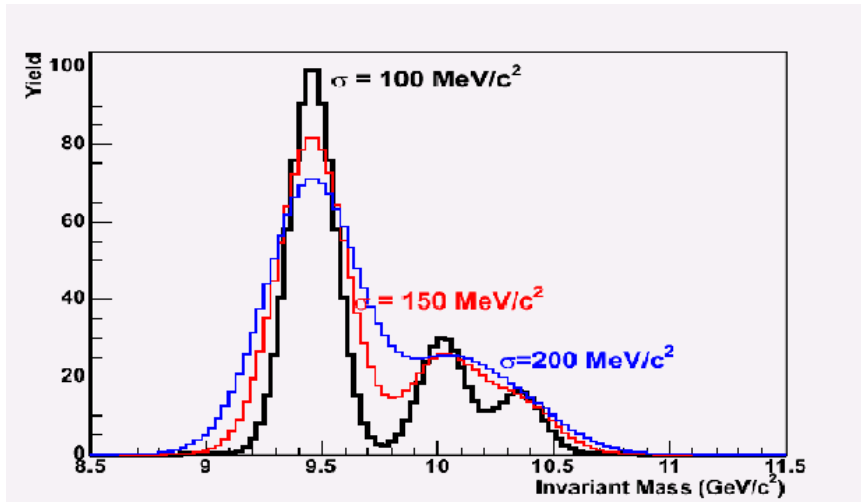


FIGURE 4.2 – Distribution en masse invariante des dimuons issus des résonances de la famille de l' $\Upsilon$ , reconstruite avec différentes valeurs de résolution en masse invariante. D'après [152] (résultats de simulations).

### Travail dans les environnements de grande multiplicité

D'après les extrapolations effectuées à partir des résultats obtenus au RHIC, on s'attend à mesurer  $\sim 2500$  particules chargées par unité de pseudo-rapidité centrale dans les collisions  $PbPb$  centrales au LHC ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ ) [124]. Comme le spectromètre a été conçu avant la publication des premiers résultats du RHIC, il a été optimisé pour mesurer les muons dans des environnements de multiplicité beaucoup plus importante. Le spectromètre doit pouvoir fonctionner dans des environnements de multiplicité proche de 8000 particules chargées par unité de pseudo-rapidité centrale. Il est donc indispensable :

- D'utiliser des absorbeurs particulièrement performants ;

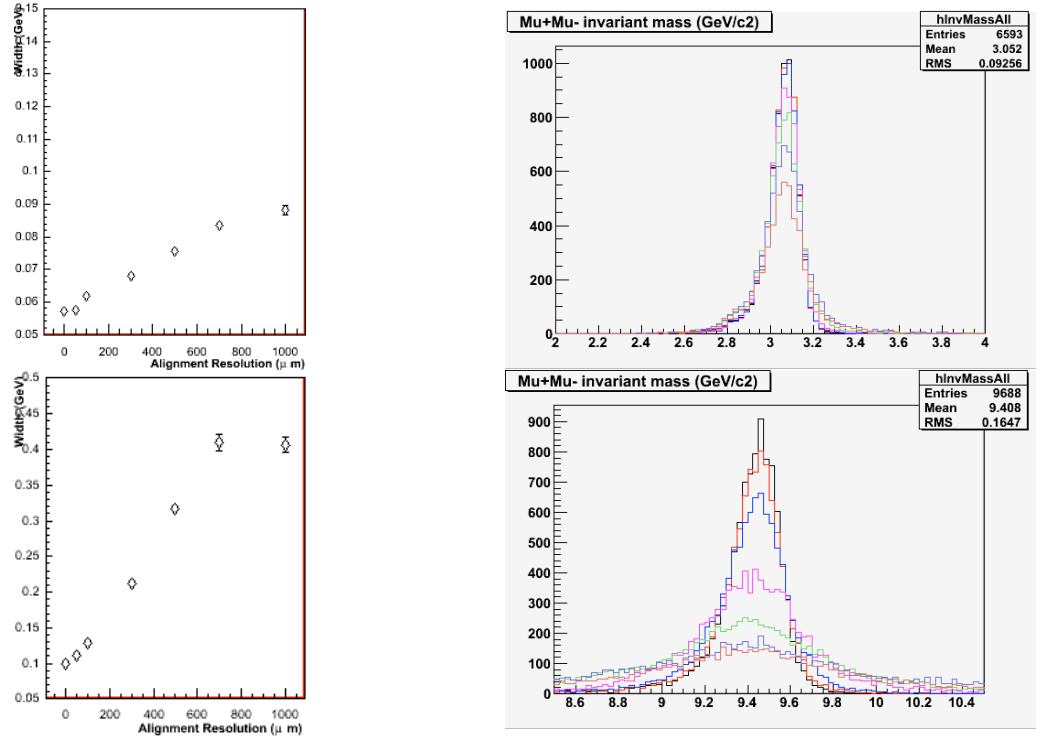


FIGURE 4.3 – Gauche : largeur de la distribution en masse invariante en fonction de la résolution de l’alignement pour le  $J/\Psi$  (haut) et pour le  $\Upsilon$  (bas). Droite : distribution en masse invariante pour le  $J/\Psi$  (haut) et pour le  $\Upsilon$  (bas). Chaque couleur correspond à la résolution d’un point de la figure de gauche. D’après [154, 155] (résultats de simulations).

- D’utiliser des chambres de détection avec une bonne résolution temporelle ;
- D’utiliser une électronique d’acquisition rapide. Les taux d’acquisition nécessaires pour obtenir une statistique suffisante au bout d’un mois ( $10^6 s$ ) de collisions Plomb-Plomb sont de l’ordre de quelques dizaines de  $Hz$  pour la physique des saveurs lourdes ouvertes et quelques centaines de  $Hz$  pour la physique des quarkonia [156] ;
- De compresser les données. Dans les collisions Plomb-Plomb la taille des données avant compression est de l’ordre de  $87 Mo$  par événement tous sous-détecteurs confondus [156]. Il est donc important de pré-sélectionner les événements importants. Pour le spectromètre, ce rôle est joué par le dHLT (voir section 4.4).

## 4.2 Description technique

Cette partie décrit les solutions techniques employées pour construire le spectromètre dont les spécificités sont décrites dans la partie précédente.

### 4.2.1 Le dipôle

Pour créer le champ magnétique intégré de  $3 \text{ Tm}$  qui est une des conditions requises pour atteindre la résolution nécessaire à la séparation des trois états du  $\Upsilon$ , un aimant de cinq mètres de long composé de bobines résistives fournissant un champ magnétique suivant la direction  $x \leq 0.7 \text{ T}$  est utilisé. L'aimant pèse 900 tonnes. Il est situé à sept mètres du point d'interaction, son ouverture est de  $3.9 \text{ m}$  (soit une acceptation entre  $171^\circ$  et  $178^\circ$ ). Afin de ne pas détériorer la résolution en masse invariante et en impulsion transverse, la carte du champ magnétique a été réalisée avec précision. Une photographie du dipôle pendant son installation est représentée sur la figure 4.4.

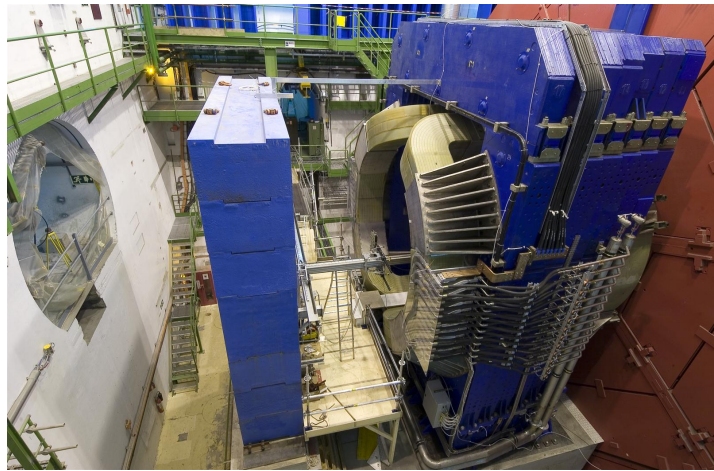


FIGURE 4.4 – Installation du dipôle magnétique du spectromètre à muons d'ALICE.

### 4.2.2 Le système de trajectographie

#### Description générale

Le système de trajectographie est formé de cinq stations (ST1, ST2, ST3, ST4 et ST5 sur la figure 4.1). Les stations sont constituées de deux plans de CPCs (Cathode Pad Chambers). Les deux premières stations (stations 1 et 2) sont placées devant l'aimant et sont constituées de quatre cadrans (Figure 4.5). Les trois dernières sont constituées de lattes dont les dimensions peuvent aller de  $40 \times 80 \text{ cm}^2$  à  $40 \times 240 \text{ cm}^2$  (Figure 4.6), la troisième (station 3) est au centre de l'aimant et les deux dernières derrière (stations 4 et 5) l'aimant.

#### Les CPCs

Les CPCs sont constituées de deux plans de cathodes séparés de  $5 \text{ mm}$  et d'une anode filaire située entre les deux. Une différence de potentiel d'environ  $1650 \text{ V}$  est appliquée entre les deux plans (partie gauche de la figure 4.7). Cette différence de

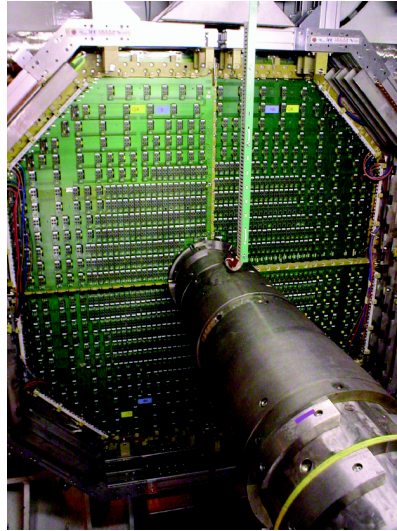


FIGURE 4.5 – Vue d'ensemble de la station 1.

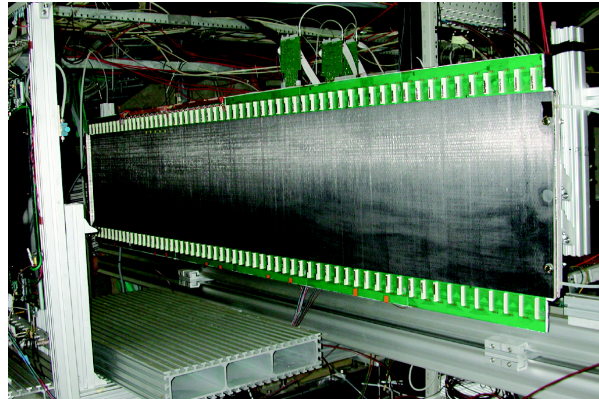


FIGURE 4.6 – Latte composant les stations 3, 4 et 5.

potentiel crée un champ électrique dans le volume entre les plans. Le volume est rempli par un mélange de 80% d'Argon ( $Ar$ ) et 20% de dioxyde de carbone ( $CO_2$ ). Quand une particule chargée traverse le détecteur, elle ionise le gaz et les électrons ainsi créés sont guidés jusqu'aux fils anodiques par le champ électrique. Comme, près du fil anodique, le champ électrique est plus important, les électrons atteignent une énergie supérieure au potentiel d'ionisation du gaz et commencent eux-même à créer de nouvelles charges, c'est ce qu'on appelle le mode "avalanche". L'amas de charges ainsi créé est appelé "cluster". Le gain de la chambre est défini comme le nombre moyen d'électrons par électron incident dans l'"avalanche".

### La segmentation

La lecture d'une CPC se fait sur les blocs (pads) des deux plans de cathode. L'un des plans est équipé de blocs perpendiculaires aux fils pour lire la position

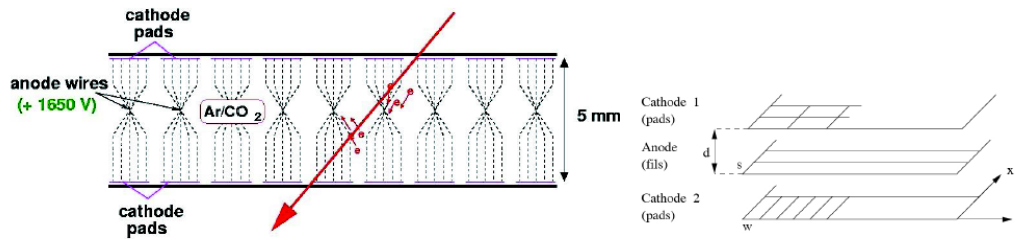


FIGURE 4.7 – Gauche : schéma d'une CPC. Droite : segmentation des blocs cathodiques. D'après [157].

de la particule incidente suivant le plan de déviation et l'autre est équipé de blocs verticaux pour lire la position de la particule suivant le plan de non-déviation (partie droite de la figure 4.7). Les CPCs ont une grande granularité spécialement sur les deux premières stations où l'on s'attend à mesurer un flux de particules important. La dimension minimale des blocs est atteinte sur la station 1 pour la mesure de la position dans le plan de déviation ( $4 \times 6.4 \text{ mm}^2$ ). La résolution spatiale des CPCs est traitée dans la section 4.5.

## L'électronique

L'électronique frontale (Front End Electronics, FEE) est l'électronique de lecture. Sur les deux premières stations, elle est située directement sur les cadrans. Sur les autres stations, elle est placée sur leur extrémité. L'électronique frontale des chambres de trajectographie est constituée de :

- Cartes MANU (MANU12 pour les cadrans et MANU345 pour les lattes). Les cartes MANU sont équipées avec quatre puces MANAS et une puce MARC. Pour équiper l'ensemble du système de trajectographie on utilise 16828 cartes MANU, 67312 cartes MANAS soit 1064008 voies électroniques. Les cartes MANU recueillent et traitent l'information analogique sur les cathodes ;
- Cartes CROCUS (CONcentrator Read Out Cluster Unit System). Elles transmettent l'information au système d'acquisition du détecteur ALICE (DaQ : Data Acquisition) ;
- Cartes TCI (Trigger Crocus Interface). Elles délivrent un signal de déclenchement CROCUS.

## L'alignement

La résolution en masse invariante dépend à la fois de la qualité des chambres de trajectographie mais également de leur alignement [154]. Il existe trois procédés complémentaires pour aligner les chambres de trajectographie :

- Les études des géomètres et la méthode de photogrammétrie. Les études des géomètres permettent d'aligner les demi-chambres de trajectographie par rapport à l'ensemble du détecteur avec une précision de l'ordre du *mm*. La photogrammétrie devrait permettre d'aligner les lattes ou les cadrans par rapport aux

chambres avec une précision d'environ  $500 \mu m$ . Ces types d'alignement sont annuels ;

- L'alignement algorithmique basé sur l'écart en position des traces reconstruites et des clusters. Ce procédé permet d'aligner les lattes ou les cadrans d'une chambre de trajectographie les uns par rapport aux autres. Ce procédé permet également d'aligner les demi-chambres de trajectographie par rapport à l'ensemble du détecteur. Cet alignement peut être mis en œuvre plusieurs fois par an. L'aimant du spectromètre doit impérativement être éteint ;
- Le GMS (Geometrical Monitoring System). C'est un système automatisé qui permet de régler le déplacement relatif des demi-chambres de trajectographie à partir de mesures optiques. Les corrections sont effectuées en continu.

Les performances attendues pour l'alignement par la méthode algorithmique et le GMS sont présentées dans la section 4.5.

### 4.2.3 Le système de déclenchement

#### Description générale

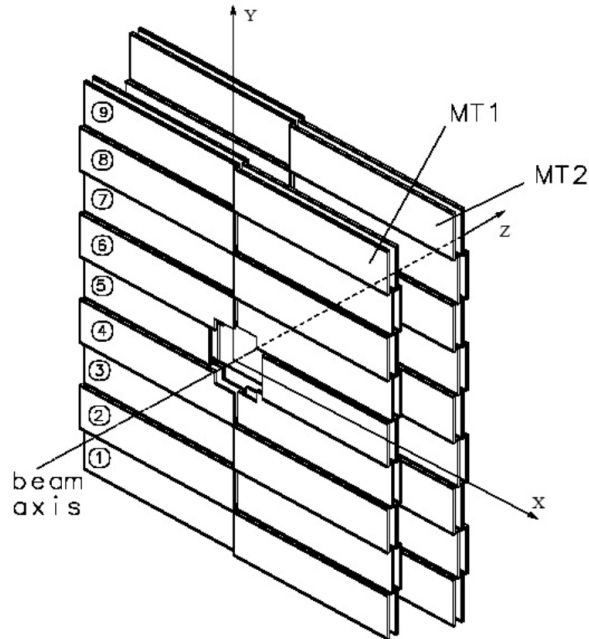


FIGURE 4.8 – Système de déclenchement. On peut voir les deux stations MT1 et MT2 composées de deux plans de RPC.

Le système de déclenchement est composé de deux stations (MT1 et MT2 : Figure 4.8) de  $6 \times 6 m^2$  environ. La distance entre les stations est de  $1 m$ . Les stations sont placées derrière le filtre à muons à respectivement  $16.12 m$  et  $17.12 m$  du point d'interaction (Figure 4.1). Chaque station est formée de deux plans (MT11 et MT12 pour la station MT1, MT21 et MT22 pour la station MT2) de RPCs (Resistive Plate Chambers).

## Les RPCs

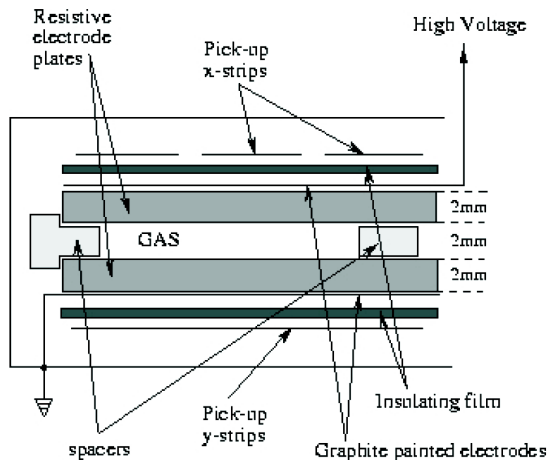


FIGURE 4.9 – Coupe longitudinale d'une RPC.

Chaque RPC est constituée de deux plaques de haute résistivité entre lesquelles circule un gaz. Chaque plaque est composée d'une électrode en bakélite de faible résistivité, d'un film de graphite soumis à une haute tension et de bandes de lecture (Figure 4.9). La haute tension permet de créer un champ électrique uniforme dans l'espace de 2 mm entre les plaques. Le gaz circulant entre ces plaques est un mélange  $Ar/C_2H_2F_4/i-butane/SF_6$  (49%/40%/7%/1%). Notons que ce gaz est inflammable ce qui entraîne des contraintes supplémentaires lors de l'utilisation des RPCs.

L'intérêt de l'utilisation des RPCs est leur bonne résolution temporelle.

Il existe deux modes de fonctionnement des RPCs :

- Le mode "avalanche". Ce mode de fonctionnement est le même que celui des CPCs (section 4.2.2). Il devrait être utilisé dans les collisions proton-proton où un fort taux de comptage est attendu ;
- Le mode "streamer". C'est une évolution du mode avalanche. Durant l'avalanche, quand le nombre de charges devient très important, le champ créé par les charges mobiles peut devenir localement comparable au champ établi entre les plaques. Les charges s'organisent alors dans un module complexe appelé "streamer". Dans le mode "streamer" les signaux recueillis par les bandes de lecture sont de l'ordre de  $100\text{ mV}/50\ \Omega$  contre  $\sim 1\text{ mV}/50\ \Omega$  en mode avalanche. Ainsi il n'y a plus nécessité d'une amplification. Comme le taux de comptage attendu dans les collisions Plomb-Plomb devrait être moins important que dans les collisions proton-proton, cette propriété devrait y être exploitée.

## La segmentation

Chaque plan de chaque station est formé de 18 grandes RPCs (16 mesurent  $2,55 \times 0,68\text{ m}^2$  et 2 mesurent  $2,04 \times 0,68\text{ m}^2$ ). Le système est homothétique par rapport au plan d'interaction. Des bandes horizontales (bandes X) sont placées sur la face avant des RPCs pour mesurer la position des particules chargées dans le plan

de déviation. Des bandes verticales (bandes Y) sont placées sur l'autre face pour mesurer la position des particules chargées dans le plan de non-déviation. Comme la précision des mesures doit être meilleure dans le plan de déviation, les bandes X doivent être plus fines. Notons que l'épaisseur des bandes ne doit pas dépasser la largeur moyenne d'un "streamer"<sup>4</sup> (section 4.5).

Chaque demi plan est équipé de 2624 voies réparties comme il suit :

- 1872 bandes X (336 bandes de 42.5 *mm* de largeur, 1056 de 21.25 *mm* et 480 de 10.625 *mm*);
- 752 bandes Y (304 bandes de 42.5 *mm* de largeur et 448 de 21.25 *mm*).

Notons que la largeur des bandes est donnée sur le demi plan le plus proche du point d'interaction. Comme le spectromètre est homothétique par rapport au point d'interaction, les tailles des bandes sur les autres demi-plans peuvent être facilement déduites. Au final, on comptabilise ainsi 21000 voies de lecture.

## L'électronique

Il existe trois niveaux pour l'électronique de déclenchement :

- L'électronique de déclenchement locale. Chacun des deux plans des stations MT1 et MT2 est découpé en 234 zones. Chaque zone est prise en charge par une carte électronique. Pour chaque carte, la logique de l'électronique de déclenchement local est réalisée par l'algorithme L0-X pour le plan de déviation et l'algorithme L0-Y pour le plan de non déviation (voir section 4.3). Finalement, les informations délivrées par les algorithmes sont utilisées par une LUT<sup>5</sup> [158] pour fournir le signal final de déclenchement local;
- L'électronique de déclenchement régionale. Ce niveau est pris en charge par 16 cartes électroniques. Une carte centralise les signaux de déclenchement de toutes les cartes locales placées sur son châssis VME;
- L'électronique de déclenchement globale. Ce niveau permet d'intégrer les 16 signaux de déclenchement du niveau régional pour fournir la décision de déclenchement final (section 4.1). Cette décision est alors transmise au CTP.

## 4.2.4 Les absorbeurs

### L'absorbeur frontal

Il s'agit d'un cône, couvrant l'acceptance du spectromètre. Il est situé à 90 *cm* du point d'interaction. Il est donc en partie dans le champ de l'aimant L3 (chapitre 3). Il mesure 4.2 *m* de long ( $\sim 10$  longueurs d'interaction). Il est composé de trois éléments (Fig. 4.10) :

- Le cône central est composé de deux parties. La partie la plus proche du point d'interaction est composée d'éléments à faible numéro atomique (carbone de béton et d'acier) pour limiter la diffusion multiple. La partie la plus proche

---

4. Ou "cluster" si la RPC est utilisée en mode avalanche.

5. Look Up Table.



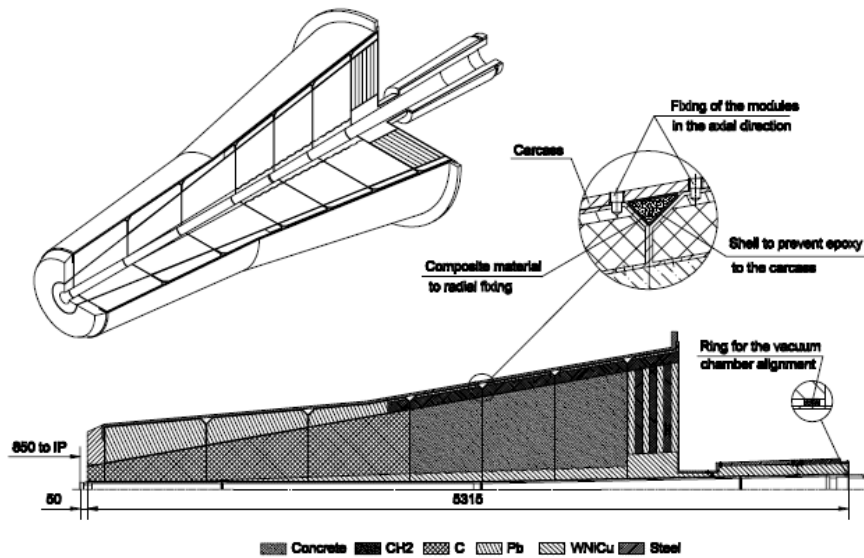


FIGURE 4.10 – Schéma de l'absorbeur frontal.

des chambres de trajectographie est composée d'éléments à grand numéro atomique (plomb et tungstène) pour absorber les particules secondaires créées dans l'absorbeur et les neutrons de basse énergie ;

- Le blindage interne composé de plomb et de tungstène stoppe les particules parasites venant du tube contenant les faisceaux.

### Le filtre à muons

Le filtre à muons est un mur de fer d'épaisseur  $1.2\text{ m}$  ( $\sim 7.2$  longueurs d'interaction) et de surface  $5.6 \times 5.6\text{ m}^2$ . Il est placé à  $15\text{ m}$  du point d'interaction devant le système de déclenchement pour le protéger du bruit de fond hadronique.

### Le blindage du faisceau

Le blindage du faisceau est fait de tungstène, de plomb et d'acier inoxydable. Il enveloppe le tube à vide contenant le faisceau. Il a une forme de fuseau. Sa couverture angulaire est de  $2^\circ$  jusqu'à ce que son diamètre atteigne  $30\text{ cm}$ , ensuite il garde ce diamètre jusqu'à l'extrémité du spectromètre. Il protège les chambres à muons des particules traversant le tube à vide et des particules secondaires créées dans le tube à vide. Le blindage du faisceau est représenté sur la figure 4.11.

## 4.3 Principe de fonctionnement

Pour illustrer le fonctionnement du spectromètre nous allons suivre le parcours d'un muon de décroissance d'un quark lourd de sa création au point d'interaction jusqu'à son passage dans le système de déclenchement.

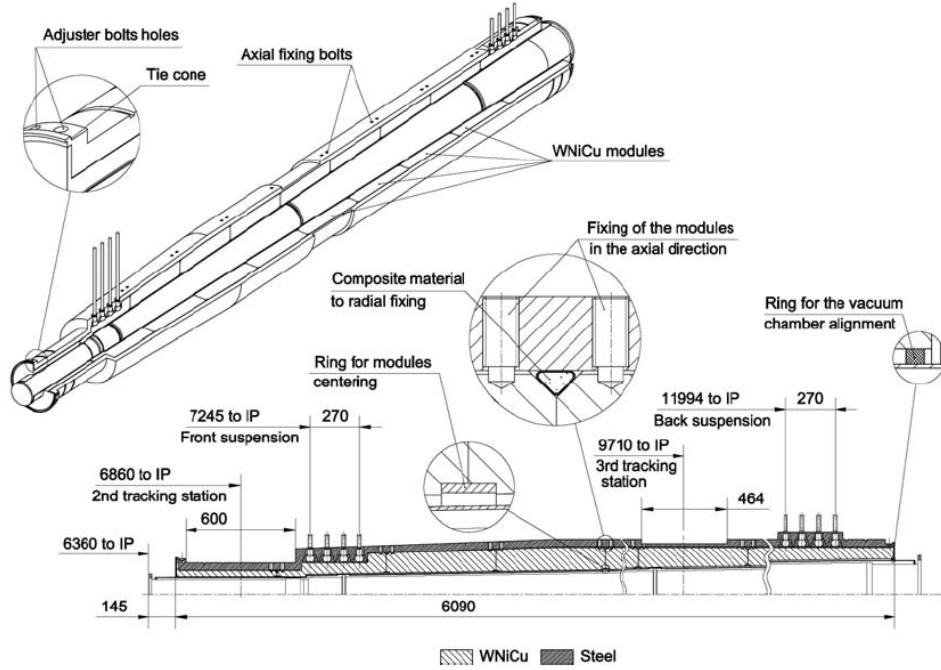


FIGURE 4.11 – Schéma du blindage du faisceau.

### 4.3.1 L'absorbeur frontal

#### Perte d'énergie

En traversant l'absorbeur frontal, le muon perd de l'énergie. Les particules chargées modérément relativistes (impulsion plus petite que  $100 \text{ GeV}/c$ ) perdent principalement de l'énergie par ionisation et excitation des atomes qu'elles rencontrent. La quantité moyenne d'énergie perdue (le pouvoir stoppant) est donnée par l'équation de Bethe-Bloch [159] :

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (4.1)$$

Ici  $T_{max}$  est l'énergie cinétique maximum qui peut être impartie à un électron libre dans une collision simple. Les autres variables couramment utilisées sont définies dans [159]. Par exemple, quand un muon d'une impulsion de  $10 \text{ GeV}/c$  traverse un gramme de cuivre, le pouvoir stoppant est d'environ  $2 \text{ MeV}/cm$ .

Notons que la distribution de l'énergie perdue est très large (plusieurs  $\text{GeV}/c$ ) et très asymétrique. Ainsi, il ne faut pas perdre de vue que l'équation de Bethe-Bloch donne la perte d'énergie moyenne mais que les fluctuations d'un muon à l'autre sont importantes.

## Diffusion multiple

Quand le muon traverse l'absorbeur il est également sujet à la diffusion multiple coulombienne qui dévie sa trajectoire. A chaque interaction coulombienne avec le noyau des atomes constituant l'absorbeur, le muon est dévié d'un angle  $\theta$  dans le plan de déviation. La valeur quadratique moyenne de la distribution de l'angle  $\theta$  ( $\theta_{RMS}$ ) augmente suivant l'équation [159] :

$$\theta_{RMS} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0.038 \ln \left( \frac{x}{X_0} \right) \right]. \quad (4.2)$$

Ici,  $\beta c$ ,  $p$  et  $z$  sont respectivement, la vitesse, l'impulsion et la charge de la particule.  $x/X_0$  est l'épaisseur du milieu traversé en longueur de radiation. Par exemple pour un muon d'impulsion  $10 \text{ GeV}/c$  traversant l'absorbeur frontal sur toute sa longueur ( $10 X_0$ ), la déviation est de  $\theta_{RMS} \sim 5 \times 10^{-3} \text{ rad}$ .

Notons que, quand le muon traverse le filtre à muons, il subit également une perte d'énergie et de la diffusion multiple. Comme le mur de fer est beaucoup moins épais que l'absorbeur frontal, les diffusions et la perte d'énergie sont moins importantes que dans l'absorbeur. Par ailleurs, la résolution spatiale du système de déclenchement est beaucoup moins importante que celle du système de trajectographie. Ainsi, les incertitudes liées à la diffusion multiple et à la perte d'énergie sont dominées par la résolution spatiale du système de déclenchement. Finalement, les phénomènes de diffusion multiple et de perte d'énergie dans le filtre à muons sont négligeables. C'est pour cette raison que le passage des muons à travers le mur de fer ne sera pas traité. Notons néanmoins que, du fait des pertes d'énergie, un muon pourra traverser les deux absorbeurs uniquement si son impulsion est supérieure à  $4 \text{ GeV}/c$ .

### 4.3.2 Le système de trajectographie et le champ magnétique

A la sortie de l'absorbeur frontal, le muon interagit avec les chambres de trajectographie. Il génère une distribution de charges qui se diffuse à travers plusieurs blocs sur les deux plans de cathodes. La charge collectée par chaque bloc est lue par l'électronique de frontale qui transforme l'information analogique en information numérique (section 4.2.2). A ce niveau, les informations récoltées constituent les données brutes. Le but du code de reconstruction est de calculer les données cinématiques du muon (position, orientation, impulsion) à partir des données brutes. L'opération est divisée en trois étapes :

- La digitalisation. Cette étape consiste à transformer les données brutes en digits. Les digits sont ensuite calibrés. Cette opération consiste à soustraire le piédestal et à multiplier par le gain. A ce niveau un critère de qualité peut déjà être appliqué pour déterminer quels digits pourront être utilisés pour l'étape suivante ;
- La "clusterisation". La "clusterisation" est faite en deux étapes : la "pré-clusterisation" et la "clusterisation" à proprement parler. Pendant l'étape de

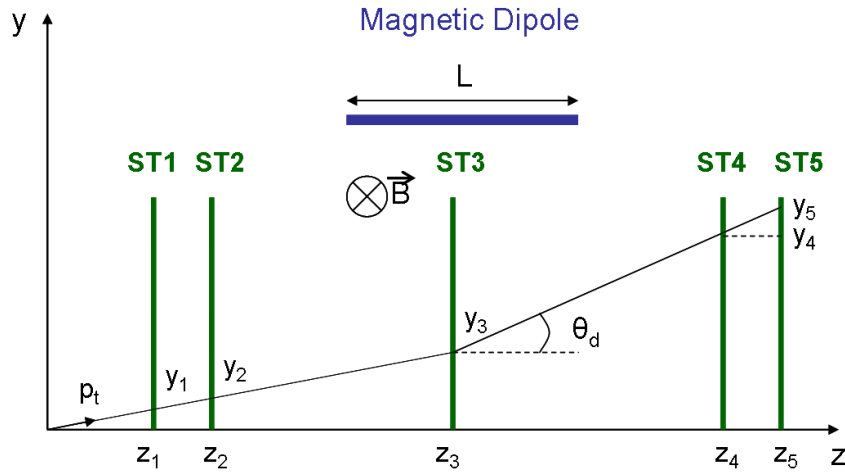


FIGURE 4.12 – Schéma du système de trajectographie et du dipôle du spectromètre [157]. La trace d'un muon est représentée.

"pré-clusterisation", on boucle sur les blocs du plan de déviation et du plan de non-déviaton pour former des groupes de blocs contigus. Les blocs contigus d'un même groupe sont alors fusionnés pour former des "pré-clusters". La partie la plus délicate est la "clusterisation". En effet elle doit traiter des "pré-clusters" complexes, résultant d'une superposition du signal des muons, du bruit physique (hadrons par exemple) et du bruit électronique. Le but de cette étape est d'extraire la position des "clusters" individuels composant les "pré-clusters". En faisant l'hypothèse que chaque "pré-cluster" n'est constitué que d'un seul "cluster" on peut utiliser une méthode simple basée sur les centres de gravité ou une méthode d'ajustement de la distribution de charge avec une fonction de Mathieson en deux dimensions. Il existe également une procédure récursive plus compliquée mais plus efficace largement utilisée en imagerie médicale. Cette procédure utilise l'algorithme "Maximum Likelihood Expectation Minimization" pour trouver le nombre et la position approximative des "clusters" dans un "pré-cluster" ;

- La trajectographie. Cette étape consiste à reconstruire la trace des muons traversant le spectromètre à partir des informations sur les "clusters". Il existe deux algorithmes de reconstruction. Le premier effectue un ajustement des paramètres des traces en utilisant le package MINUIT de Root. Le second calcule les paramètres des traces avec l'algorithme "Kalman" [160, 161] en utilisant une formule analytique. La seconde solution (utilisée par défaut) est plus rapide que la première mais elle est aussi plus sensible à l'exactitude de la résolution estimée des "clusters".

La procédure de trajectographie est la suivante :

1. Les traces primaires candidates sont construites en utilisant les "clusters" des stations 4 et 5<sup>6</sup>. Comme ces stations ont la surface la plus impor-

---

6. Rappelons que les stations sont numérotées de 1 à 5 en partant de l'absorbeur frontal.

tante, il est plus probable d'y trouver au moins un "cluster" isolé. Toutes les combinaisons possibles entre les deux chambres de la station 5 (4) sont examinées. Pour chaque combinaison, la position, la direction et le paramètre d'impact de la trace au vertex sont calculés.

Après le calcul des composantes de l'impulsion, les erreurs sur la position, la direction, et le paramètre d'impact au vertex ainsi que l'impulsion transverse de la trace sont calculées. La covariance de ces paramètres est également évaluée. Les traces dont l'impulsion transverse et le paramètre d'impact au vertex sont compris dans des limites raisonnables<sup>7</sup> sont alors sélectionnées. Dans cette sélection les erreurs sont prises en compte. Finalement, les traces primaires candidates sont extrapolées de la station 5 (4) à la station 4 (5). Il faut au moins un "cluster" compatible dans la station opposée pour que la trace primaire candidate soit retenue et que les paramètres de trace et la covariance soient recalculés ;

2. Les traces identiques (i.e. qui partagent les mêmes "clusters") ou les traces dont les paramètres ne sont pas dans des limites raisonnables sont éliminées ;
3. Les traces sont extrapolées jusqu'aux stations 3, 2 puis 1. A chaque station, on cherche s'il existe un "cluster" compatible avec la trace à extrapoler et si les paramètres de cette trace restent dans des limites raisonnables compte-tenu des erreurs. Un nouveau "cluster" est attaché à une trace en fonction de son  $\chi^2$  local (i.e. la position transverse du "cluster" par rapport à la trace normalisée par la convolution de la résolution du "cluster" avec la résolution de la trace au niveau du "cluster") ;
4. Les traces qui partagent des "clusters" avec d'autres traces sont éliminées. La trace que l'on garde est la trace qui passe par le plus grand nombre de "clusters". En cas d'égalité, la trace dont le  $\chi^2$  est le plus faible est conservée. Les paramètres des traces sont alors recalculés à chaque "cluster" ;
5. Les traces sont extrapolées jusqu'au vertex de la collision mesuré par le SPD (chapitre 3). Le calcul des paramètres des traces extrapolées peut être réalisé de deux manières : (i) En prenant en compte la perte d'énergie et la diffusion coulombienne. Une correction de Badier-Branson est utilisée. Elle permet la correction des paramètres de la trace afin que celle-ci pointe vers la position exacte du vertex. Cette méthode consiste à calculer l'angle de déviation le plus probable à partir de la position du muon à la sortie de l'absorbeur, de la longueur de radiation du matériau et de la position du vertex d'interaction mesuré par le SPD. Notons que la distribution de l'énergie perdue est très large (plusieurs GeV) et très asymétrique. Ainsi, même si les pertes d'énergie sont corrigées en moyenne, les fluctuations d'un muon à l'autre sont importantes. Les corrections décrites dans cet

---

7. L'impulsion transverse doit satisfaire la condition  $p_t < 3 \text{ TeV}/c$ .

item servent notamment pour l'étude des muons de décroissance des saveurs lourdes qui se désintègrent à proximité du vertex ; (ii) En prenant uniquement en compte la perte d'énergie. Ce calcul permet les analyses de DCA et l'étude du bruit de fond quand les muons sont produits loin du point d'interaction (chapitre 5).

En pratique, le principe pour calculer l'impulsion transverse  $p_t$  de la trace reconstruite est le suivant. On suppose que la trace vient du vertex et on utilise la valeur moyenne du champ magnétique ( $B$ ) dans le dipôle. La relation de base utilisée est la suivante :

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}), \quad (4.3)$$

avec  $q$  la charge du muon,  $\vec{P}$  son vecteur impulsion,  $\vec{v}$  son vecteur vitesse,  $\vec{E}$  le champ électrique dans le dipôle et  $\vec{B}$  le champ magnétique dans ce même dipôle. Cette relation permet de calculer les composantes de l'impulsion ou son module. Par exemple, pour l'impulsion, on peut obtenir l'expression suivante dépendante du rayon de courbure  $R$  :

$$P[GeV/c] = 0.002998 \times B[T] \times R[cm]. \quad (4.4)$$

Pour les particules énergétiques (faiblement déviées dans le champ magnétique), cette expression peut s'écrire en fonction de la longueur de l'aimant ( $L$ ) et de l'angle de déviation ( $\theta_d$ ) du muon à la sortie de la troisième station (ST3 : figure 4.12) :

$$P[GeV/c] = 0.002998 \times B[T] \times \frac{L[cm]}{\theta_d}, \quad (4.5)$$

avec

$$\theta_d = \frac{y_5 - y_4}{z_5 - z_4} - \frac{y_2 - y_1}{z_2 - z_1}. \quad (4.6)$$

Les coordonnées  $z$  des chambres valent :  $z_1 = 5.357 m$ ,  $z_2 = 6.860 m$ ,  $z_3 = 9.830 m$ ,  $z_4 = 12.920 m$ ,  $z_5 = 14.221 m$  [162] et les coordonnées  $y$  sont mesurées par les CPCs.

### 4.3.3 Le système de déclenchement

Après le passage du mur de fer, le muon pénètre dans le système de déclenchement. Notons que son impulsion est nécessairement plus grande que  $4 GeV/c$  (première sous-section). Le muon ionise le gaz des RPCs et les charges ainsi créées sont recueillies par les bandes sur les faces des RPC. Dans le plan de déviation (non-déviation) cette information brute est traitée par l'algorithme L0-X (L0-Y) implémentée dans les cartes locales.

### L'algorithme du plan de déviation : L0-X

L'algorithme L0-X établit des correspondances entre l'impact des muons dans les deux plans des deux stations. En pratique, quand au moins un coup est détecté sur le premier plan d'une station (MT11 ou MT21), on cherche sur le plan suivant (MT12 ou MT22) si une autre bande est touchée. Comme la distance entre les plans d'une même station est d'environ 17 cm, on ouvre des "mini-routes" larges de plus ou moins une bande entre les deux plans. L'information sur la "mini-route" est alors réduite en favorisant les "mini-routes" où les deux plans d'une même station ont été touchés. Ceci permet une bonne réduction du bruit de fond. L'étape suivante consiste à ouvrir des "routes" de  $\pm 8$  bandes entre les stations MT1 et MT2. Une "route" est considérée comme valide s'il existe une coïncidence 3/4, c'est à dire si au moins trois plans de RPCs sont touchés. Finalement, l'algorithme L0-X fournit un mot logique de cinq bits dans lequel est codé :

- Le signe de la déviation. Il permet de déduire le signe des muons ;
- La position du muon dans le plan de déviation sur la station MT1 ;
- La déviation minimum du muon entre les deux stations en nombre de bandes ;

### L'algorithme du plan de non-déviation : L0-Y

Le principe de l'algorithme L0-Y est très proche de celui de l'algorithme L0-X. Des "mini-routes" sont ouvertes et l'information est réduite comme pour l'algorithme L0-X. Puis des "routes" de  $\pm 1$  bande sont ouvertes. L'algorithme cherche alors des coïncidences 3/4 semblables à celles définies pour l'algorithme L0-X. Les "routes" de  $\pm 1$  bande sont ouvertes pour parer à l'éventualité d'une déviation créée par la diffusion multiple, un champ magnétique non nul dans le plan de non-déviation ou un mauvais alignement des bandes (cette liste n'est pas exhaustive). Finalement, l'algorithme L0-Y fournit un mot de cinq bits. Celui-ci renseigne sur :

- La position du muon dans le plan de non-déviation ;
- L'existence d'une trace valide dans le système de déclenchement. Si aucune coïncidence 3/4 n'est repérée dans le plan de non-déviation, on considère qu'il n'existe aucune route valide.

### De l'information logique à l'impulsion transverse : les LUTs

Pour transformer l'information logique à la sortie des algorithmes L0-X et L0-Y, on utilise des LUTs (Look Up Tables [158]). Les LUTs relient chaque mot logique à une impulsion transverse particulière. Les LUTs sont remplies à partir de simulations Geant complètes qui intègrent, entre autre, une description réaliste du système de trajectographie, du système de déclenchement et du champ magnétique.

Les LUTs sont remplies de manière à satisfaire les conditions de déclenchement décrite dans la section 4.1. En pratique, elles sont optimisées pour qu'à la coupure de déclenchement (par exemple, "bas  $p_t$ " : 1 GeV/c et "haut  $p_t$ " : 2 GeV/c), l'efficacité du spectromètre soit 50% (section 4.5.2).

A la sortie des LUTs l'information est centralisée par l'électronique régionale. Puis, l'électronique globale centralise à son tour l'information du niveau régional et l'envoi au CTP.

## 4.4 Simulations numériques et reconstruction hors ligne

Cette partie permet d'introduire les codes principaux permettant la reconstruction des données et les simulations du spectromètre [155].

### 4.4.1 L'environnement hors ligne du détecteur ALICE : AliRoot

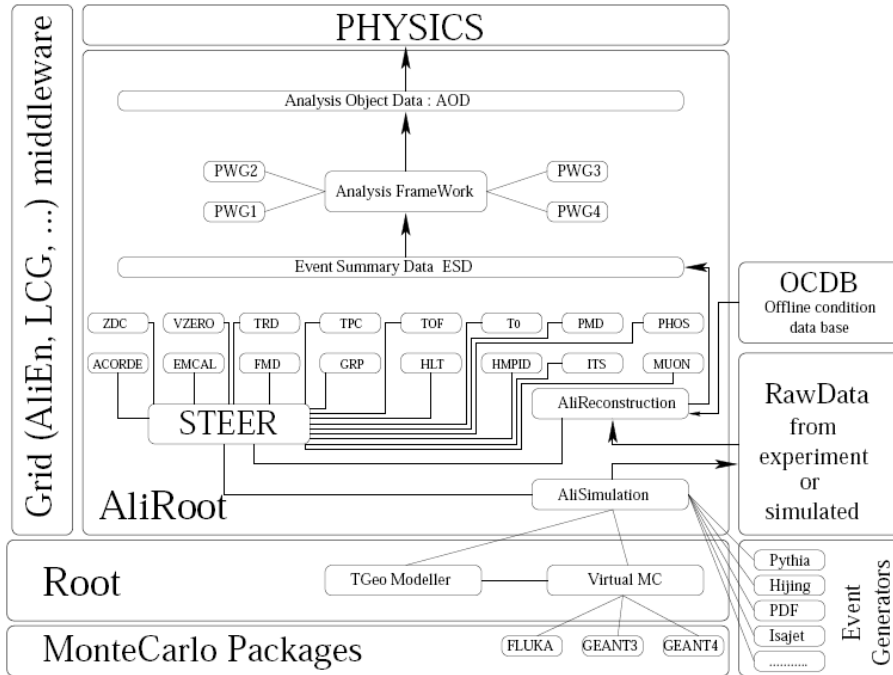


FIGURE 4.13 – Architecture de l'environnement AliRoot [155].

Les codes de reconstruction et de simulation du spectromètre à muons d'ALICE [163] ont été développés dans l'environnement hors ligne d'ALICE appelé AliRoot [164, 165]. L'environnement AliRoot s'appuie sur la technologie Orienté-Objet (C++) et dépend de l'environnement Root [166, 167]. AliRoot permet :

- La simulation des collisions hadroniques primaires et la réponse du détecteur à ces collisions. AliRoot peut utiliser les codes de transport Monte-Carlo Geant3 [168, 169] ou Fluka [170, 171] via l'interface virtuelle Monte-Carlo Root.



La réponse du détecteur ALICE peut être simulée pour différents cas physiques. Dans ce but, AliRoot permet d'utiliser Pythia [172], Herwig [173, 174] et Hijing [175, 176]. Ces codes permettent, entre autre, de simuler toutes les particules créées dans les collisions hadroniques. La réponse des sous-détecteurs d'ALICE est alors simulée à partir des informations sur les coups des particules dans les volumes actifs mis en place par les codes de transport. Au final, les fichiers de données brutes sont remplis [177].

- La reconstruction des données brutes mesurées par le détecteur ALICE. L'environnement de reconstruction AliRoot réalise la "clusterisation", la reconstruction des trajectoires de particules et l'identification des particules à partir des données brutes mesurées par le détecteur ALICE. Par ailleurs, des codes assurant l'alignement du détecteur, les corrections de calibration et la qualité des données mesurées sont implémentés dans l'environnement de reconstruction. Les données reconstruites sont stockées dans les ESDs (Event Summary Data) ;
- L'analyse des données reconstruites. L'environnement d'analyse d'AliRoot permet la construction d'un train de différentes tâches d'analyse. Ces tâches d'analyse sélectionnent des événements spécifiques et effectuent les analyses physiques. Les résultats des analyses sont stockés dans des fichiers de petite taille nommés AODs (Analysis Oriented Data).

La figure 4.13 montre une vue schématique de l'architecture d'AliRoot. Parmi les différents modules composant AliRoot, on trouve en particulier les modules MUON, EVGEN (Event Generator) et PWG3 (Physics Working Group 3). Ces trois modules ont été utilisés pour obtenir les résultats présentés dans cette thèse. Ils vont donc être décrits dans la suite. Notons que, pour le module PWG3, seuls les codes pour l'analyse des données du spectromètre sont présentés. Le module HLT est aussi décrit succinctement puisqu'il permet de compresser les données comme il est requis dans la partie 4.1.

#### 4.4.2 Les codes pour le spectromètre dans AliRoot : MUON

Ce module permet de mener à bien la simulation et la reconstruction dans le cadre du spectromètre à muons. Le module MUON prend en charge :

- La géométrie du spectromètre. Dans le module MUON, tous les éléments du spectromètre (absorbeurs, chambres de trajectographie, aimant, chambres de déclenchement...) sont paramétrés. Dans cette paramétrisation, la position des éléments actifs (chambres de trajectographie, chambres de déclenchements...) peut varier par rapport aux éléments fixes (absorbeur, aimant...). On peut donc procéder aux simulations avec différents degrés d'alignement pour le détecteur ;
- La cartographie du spectromètre. Dans le module MUON, la segmentation du système de trajectographie, la segmentation du système de déclenchement, les zones mortes du détecteur et le champ magnétique sont pris en compte ;
- Le système de gestion de la géométrie du spectromètre (GMS). Comme expliqué dans la section 4.2.2, le GMS permet un alignement automatique du

- spectromètre ;
- La simulation de la réponse du spectromètre pour les collisions hadroniques. Le module MUON gère la génération Monte-Carlo des particules et la simulation de leur passage à travers les volumes actifs modélisés avec Fluka ou Geant3 ;
  - La reconstruction des données brutes. Ce point est détaillé dans la section 4.3 ;
  - La calibration du spectromètre. Le module MUON gère le bruit d'origine électronique et le gain des différentes chambres du spectromètre ;
  - L'alignement du spectromètre. Cette partie est exposée dans la partie 4.2.2.

### 4.4.3 Les codes pour la simulation : EVGEN

Ce module contient des classes virtuelles qui permettent de travailler avec les générateurs d'événements Monte-Carlo (Pythia, Herwig et Hijing) via AliRoot. Le module EVGEN contient également une classe de librairie pour la physique du spectromètre à muons. Cette classe permet la production de (di)muon de décroissance des saveurs lourdes ouvertes, des quarkonia et des hadrons légers. Deux générateurs pour la physique du spectromètre à muons ont été développés dans AliRoot<sup>8</sup> :

- AliGenMUONCocktailpp est dédiée à la production de muons dans les collisions proton-proton aux énergies du LHC. On peut choisir quelles sont les sources de muons considérées. En ce qui concerne les quarkonia, on utilise une paramétrisation obtenue à partir de l'extrapolation des données expérimentales sur les quarkonia dans les collisions proton-antiproton aux énergies du Tevatron [178, 179]. La paramétrisation des paires de hadrons beaux et charmés a été développée<sup>9</sup> afin de décrire correctement la production corrélée de paires de muons qui est la contribution principale du continuum dans la distribution en masse invariante des dimuons entre  $2 \text{ GeV}/c^2$  et  $10 \text{ GeV}/c^2$ .
- AliGenMUONCocktail est dédiée à la production de muons dans les collisions d'ions lourds aux énergies du LHC. Elle est basée sur une normalisation de Glauber à partir de collisions proton-proton avec un fort "shadowing" [85]. Comme pour AliGenMUONCocktailpp, la paramétrisation des quarkonia est obtenue à partir de l'extrapolation des données du Tevatron. Finalement, la contribution muonique des hadrons légers a été implémentée via une paramétrisation basée sur des simulations Hijing complètes de collisions Plomb-Plomb [180].

### 4.4.4 Les codes pour l'analyse physique des données avec le spectromètre : PWG3

Le Module PWG3 contient les codes d'analyse préparés pour l'étude des sujets de physique du PWG3 (Physics Working Group 3) d'ALICE [181] (i.e. l'étude des

---

8. Ces deux générateurs utilisent la classe générique AliGenCocktail.

9. La classe permettant cette paramétrisation est la classe AliGenCorrHF. Elle prend en compte la paramétrisation des calculs LO pQCD et des calculs NLO pQCD.

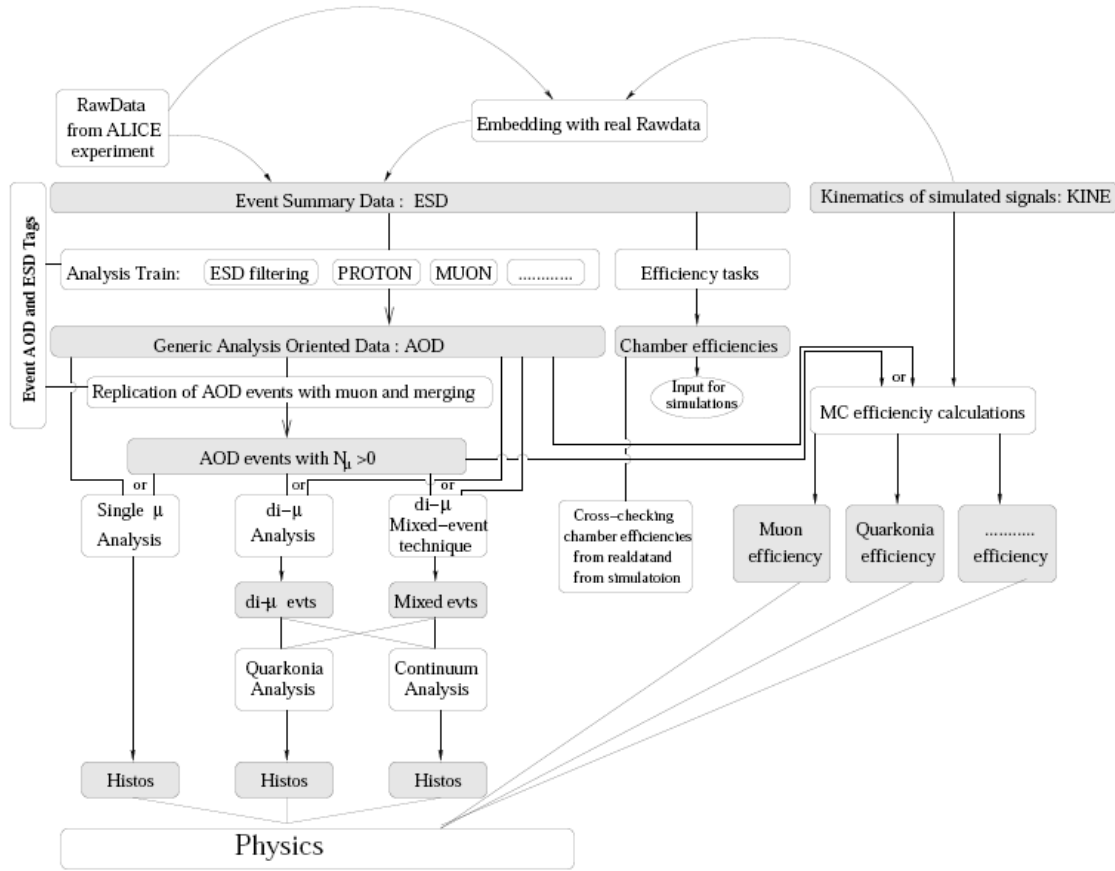


FIGURE 4.14 – Vue Schématique de l’analyse des données du spectromètre dans le module PWG3.

quarkonia et des saveurs lourdes ouvertes). Dans cette section, seule l’analyse physique des données du spectromètre à muons est présentée. Tous les codes préparés pour cette analyse peuvent fonctionner avec des données stockées localement, sur la Grille (GRID) ou sur la CAF (CERN Analysis Facility).

Les tâches d’analyse spécifiques au spectromètre dans le module PWG3 sont :

- La génération et l’analyse des fichiers AOD MUON. L’environnement d’analyse d’ALICE est basé sur ce qu’on appelle un train d’analyse. Cette procédure est un moyen efficace de traiter un grand nombre de données car elle permet d’effectuer plusieurs analyses simultanément. Le train est un assemblage de plusieurs wagons contenant les tâches, c’est à dire les codes d’analyse. Tous les wagons traitent le même fichier d’entrée, partagent la même boucle d’événements et peuvent ajouter leurs propres informations à un fichier de sortie commun.

Le train d’analyse officiel d’ALICE crée des fichiers AOD standard à partir des fichiers ESD ALICE. Les AODs sont obtenus par un filtrage des informations des ESD qui s’effectue en deux étapes : (i) Une première tâche d’analyse (AliA-

nalysisTaskESDfilter) copie toutes les informations pertinentes pour l'analyse physique dans les AODs. Certaines informations comme le vertex d'interaction et les traces reconstruites dans le tonneau central font partie des éléments ajoutés ; (ii) La seconde tâche d'analyse (AliAnalysisTaskESDMuonFilter) remplit les AODs avec les informations relatives aux traces des muons reconstruites dans le spectromètre.

Ensuite, à partir des AODs standards, des AODs spécifiques pour les usagers sont créées par un autre train d'analyse officiel. Pour l'analyse des données du spectromètre à muons, une boucle sur les événements dans les AODs est produite. Cette boucle permet alors de remplir les AODs MUON en sélectionnant tous les événements où au moins un muon est reconstruit.

Comme les AODs MUON ont une taille beaucoup moins importante que les AODs standards, plusieurs AODs sont fusionnées dans le même AOD MUON ;

- L'analyse pour les muons simples. Cette tâche (AliAnalysisTaskSingleMu) fournit des informations pour l'analyse des muons simples. En particulier, elle contient toutes les informations nécessaires à la soustraction des muons de décroissance des hadrons légers et des muons secondaires produits dans l'absorbeur. Ainsi, il sera possible d'extraire les muons de décroissance des saveurs lourdes. Le travail présenté dans cette thèse est l'étude de base qui a permis d'écrire cette tâche d'analyse ;
- L'analyse des dimuons. Les AODs DIMUON sont construites de la même manière que les AODs MUON. Les AODs DIMUON sont obtenues en répliquant le contenu des AODs standards où au moins deux muons sont reconstruits dans le spectromètre. Les AODs DIMUON ont une taille relativement petite (la fraction d'événements avec au moins deux muons est  $\sim 1\%$  des événements avec un seul muon). Ainsi, comme dans le cas de la création des AODs MUON, on peut fusionner les AODs DIMUON entre elles. De plus, la taille limitée des AODs (DI)MUON permet d'effectuer des analyses locales en parallèle de celles effectuées sur la grille ou sur la CAF ;
- L'analyse de la polarisation des quarkonia. Cette tâche d'analyse permet d'évaluer les variables de polarisation des quarkonia. La tâche calcule les distributions en angle azimutal et polaire. Pour cela les données reconstruites sont corrigées par l'acceptance et l'efficacité du spectromètre. La construction des tâches utilise les outils de correction développés dans AliRoot ;
- L'analyse suivant la technique dite "event mixing technique". L'une des contributions au spectre en masse invariante des dimuons est le bruit de fond combinatoire. Cette contribution peut être soustraite en combinant aléatoirement les traces des muons appartenant à différents événements. Afin de reproduire correctement la forme du bruit de fond combinatoire, les muons utilisés lors du mélange doivent être regroupés en fonction des événements auxquels ils appartiennent. En pratique, les muons d'un même groupe doivent appartenir à des événements collectés dans des conditions similaires. En particulier, les muons peuvent, par exemple, être regroupés suivant la coordonnée  $z$  du vertex ou de la centralité de l'événement auxquels ils appartiennent. Les muons simples

peuvent alors être extraits des AODs MUON et mélangés en utilisant les outils mis en place dans AliRoot. Les muons extraits d'AODs MUON distinctes permettent de créer des dimuons qui sont alors stockés dans un AOD MIXED-DIMUON. L'AOD MIXED-DIMUON contiendra également des informations sur les groupes d'événements à partir desquels ont été construits les dimuons. Ces dimuons, une fois stockés dans les AODs DIMUON, pourront être utilisés pour estimer le bruit de fond combinatoire ;

- Le calcul de l'efficacité des chambres des systèmes de trajectographie et de déclenchement. L'évaluation de l'efficacité de déclenchement des chambres (tâches d'analyse TrigChEff et MuonTrackingEff) sera utilisée pour calculer l'efficacité de reconstruction des muons ;
- Le calcul de l'efficacité de détection. Les calculs d'efficacité pour un signal donné (muons simples, quarkonia...) sont principalement menés à bien par des simulations du spectromètre. Ces simulations incluent une description précise des conditions de fonctionnement du spectromètre (voies électroniques manquantes, défauts d'alignement résiduels, fonctions de réponse...). Le signal généré par la simulation sera reconstruit. Finalement, les ESDs et les AODs seront produites. La comparaison des informations reconstruites stockées dans les AODs avec le signal généré fournira l'efficacité de détection.

La figure 4.14, montre une vue schématique du module PWG3 où l'on peut retrouver toutes les tâches citées précédemment ainsi que leurs interactions.

#### 4.4.5 Les codes pour la compression des données du spectromètre : HLT

Le HLT (High Level Trigger) est une étape qui a lieu en ligne pendant la prise de données. Le rôle principal du HLT est de sélectionner les événements intéressants et d'éliminer le bruit de fond pour réduire la taille des données arrivant à la DaQ. Le HLT effectue des reconstructions rapides d'événements à partir des données brutes du détecteur ALICE. Ces reconstructions sont effectuées en ligne et permettent de formuler une décision de déclenchement [182]. Les codes du HLT sont divisés en sous-répertoires qui correspondent aux différents sous-systèmes du détecteur ALICE.

Il a été montré que le HLT du spectromètre à muons (dHLT) est capable de réduire le bruit de fond par un facteur 5 (100) pour les muons de basse (haute) impulsion transverse issus de la désintégration de saveurs lourdes [183]. En pratique, le dHLT calcule les impulsions transverses des traces avec une résolution fine en comparaison à la résolution obtenue avec les chambres du système de déclenchement. Cette reconstruction fine est obtenue par une phase de reconstruction rapide des coups dans les chambres de trajectographie, qui ont une résolution spatiale intrinsèque meilleure que les chambres de déclenchement (section 4.5). La reconstruction rapide des coups est suivie d'une phase de recherche de traces. L'estimation très précise de l'impulsion transverse des traces trouvées et l'efficacité de l'algorithme permet une coupure de déclenchement plus sélective que celle du système de déclenchement de niveau 0 [182, 183].

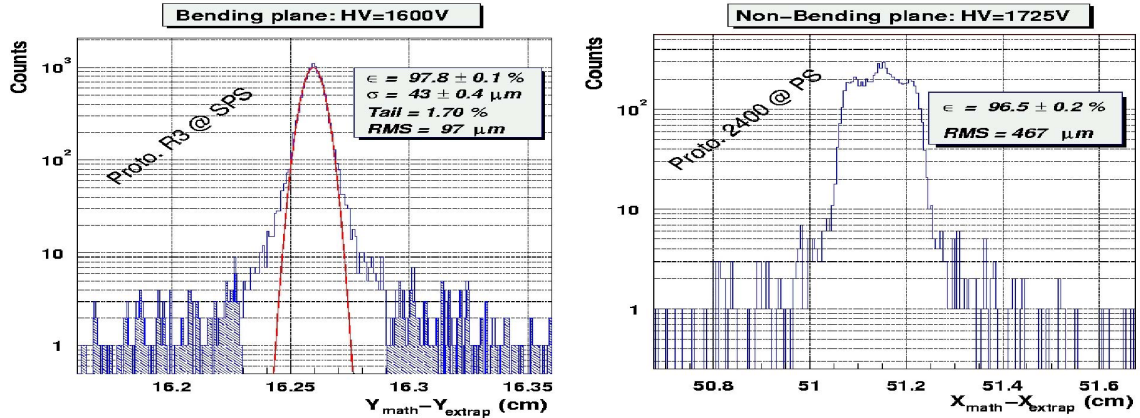


FIGURE 4.15 – Gauche : résolution spatiale d’une lame de CPC dans le plan de déviation pour des muons d’impulsion  $100 \text{ GeV}/c$ . Résultats de tests sous faisceau au SPS. Droite : résolution spatiale d’une lame de CPC dans le plan de non-déviaton (droite) pour des pions d’impulsion  $7 \text{ GeV}/c$ . Résultats de test sous faisceau au PS. D’après [184].

## 4.5 Performances attendues

Dans cette partie, on présente les performances attendues du spectromètre à muons. Elles ont été obtenues de deux manières différentes, soit par des tests sous faisceau, soit par des simulations (section 4.4).

### 4.5.1 Le système de trajectographie

#### Résolution

Afin d’obtenir la résolution en masse nécessaire à la séparation des états  $\Upsilon$ , il faut une bonne résolution en impulsion (1%). Ceci n’est réalisé qu’avec une très bonne résolution spatiale dans le plan de déviation ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) et une bonne résolution dans le plan de non-déviaton ( $\sim 1 \text{ mm}$ ). Ces éléments sont détaillés dans la section 4.1. La figure 4.15 montre la résolution spatiale d’une lame de CPC dans le plan de déviation pour des muons d’impulsion  $100 \text{ GeV}/c$  (gauche) et dans le plan de non-déviaton pour des pions d’impulsion  $7 \text{ GeV}/c$  (droite) [184]. Les résultats dans le plan de déviation (non-déviaton) ont été obtenus lors des tests sous faisceaux au SPS (PS). On peut lire que la résolution spatiale dans le plan de déviation (non-déviaton) est d’environ  $50 \mu\text{m}$  ( $2 \text{ mm}$ ). Finalement, on peut conclure que la résolution spatiale des CPCs est suffisante pour séparer les états  $\Upsilon$ .

#### Alignement

Il existe deux méthodes principales pour l’alignement du système de trajectographie (section 4.2.2) :

- L’alignement algorithmique. D’après [185], cette méthode permet d’obtenir une résolution spatiale d’environ  $50 \mu m$ . Cette précision est largement suffisante pour la mesure du  $J/\Psi$ . En ce qui concerne la mesure de l’ $\Upsilon$ , c’est exactement la précision requise (section 4.1) ;
- L’alignement avec le GMS. D’après [186], la résolution spatiale que le GMS devrait permettre d’atteindre est de  $48 \mu m$ . Cette précision est en dessous des  $50 \mu m$  requis (section 4.1). En terme de masse reconstruite, ce moyen d’alignement permet une résolution de  $15 MeV/c^2$ . Cette précision est bien en deçà de celle requise pour l’étude du bottomonia puisque cette dernière est de  $100 MeV/c^2$  (section 4.1).

Ces deux méthodes sont complémentaires. Elles sont utilisées ensemble dans un protocole itératif décrit dans [154]. Ce protocole devrait permettre d’atteindre la précision requise pour l’étude des quarkonia.

## Efficacité

En considérant un nombre connu de muons dans l’acceptance du spectromètre ( $-4 \leq \eta \leq -2.5$ ,  $P > 4 GeV/c$ ), l’efficacité de reconstruction du système de trajectographie correspond au pourcentage de ces muons qui ont été réellement reconstruits. L’efficacité de reconstruction a été évaluée pour les muons simples et les dimuons de décroissance des quarkonia.

*Efficacité de reconstruction des muons simples.* Le calcul d’efficacité de reconstruction pour les muons simples est effectué grâce à une simulation AliRoot complète modélisant la réponse du spectromètre. Elle est évaluée en utilisant une procédure itérative. La première étape consiste à simuler une distribution en impulsion transverse plate pour les muons dans l’acceptance du spectromètre. La réponse du détecteur au passage des muons est alors simulée avec Geant3. L’efficacité de reconstruction est déterminée en calculant le rapport des traces de muons reconstruites sur celles qui ont été simulées. L’étape suivante consiste à utiliser une technique de pondération qui permet d’utiliser des distributions en impulsion transverse réalistes. Le processus est décrit en détail dans [157, 187]. L’efficacité de reconstruction obtenue grâce à cette méthode est représentée sur la figure 4.16 en fonction de l’impulsion transverse (haut gauche), de la pseudorapidité (haut droite) et des deux paramètres (bas). Aucune considération de déclenchement n’est prise en compte. L’efficacité n’est pas calculée pour des impulsions transverses plus basses que  $\sim 1 GeV/c$ . Notons que, dans l’acceptance du spectromètre ( $-4.0 < \eta < -2.5$ ) et pour des impulsions transverses supérieures à  $\sim 2 GeV/c$ , l’efficacité de reconstruction globale est d’environ 95%.

*Efficacité de reconstruction des dimuons.* Comme pour l’efficacité de reconstruction des muons simples, des distributions plates et un système de pondération ont été utilisés [157]. La condition de déclenchement imposée est la présence d’une paire de muons (de signe opposé) d’impulsion transverse supérieure à  $1 GeV/c$ . La figure 4.17 (haut) montre l’efficacité de reconstruction des  $J/\Psi$  en fonction de l’impulsion trans-

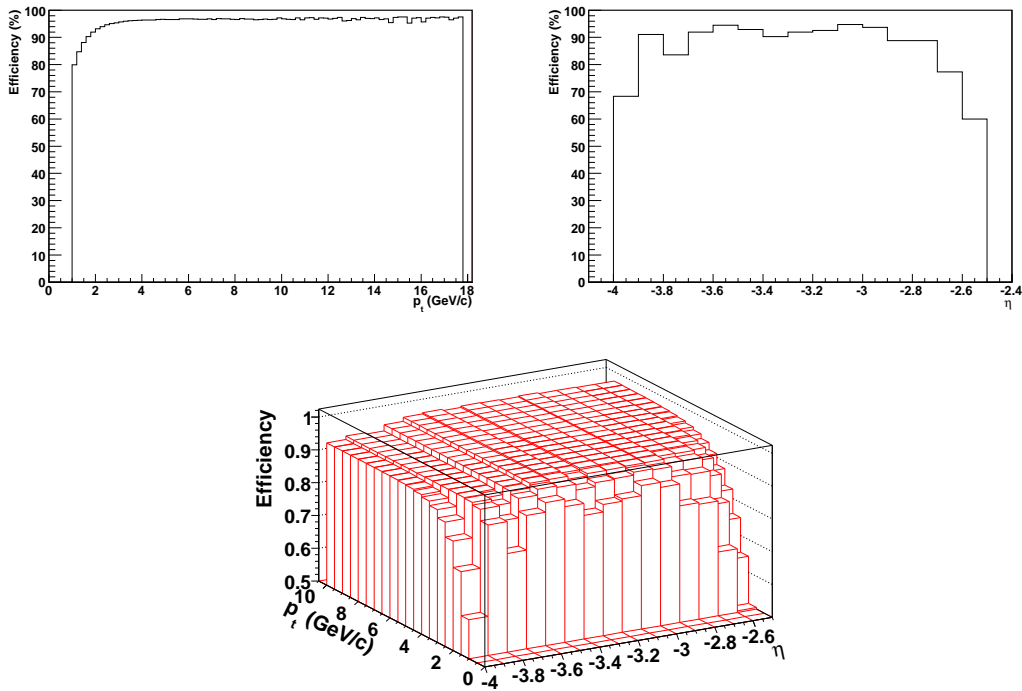


FIGURE 4.16 – Haut : Efficacité de reconstruction des muons simples en fonction de  $p_t$  (gauche), en fonction de  $\eta$  (droite) et en fonction de  $p_t$  et  $\eta$  (bas).

verse (gauche), en fonction de la rapidité (droite) et en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité (bas). On note qu'un creux apparaît quand l'impulsion du quarkonia est de l'ordre de sa masse. Cet effet est purement cinématique.

En l'absence de condition de déclenchement, l'efficacité moyenne est de 85%. Dans le cas où la présence d'une paire de muons d'impulsion transverse supérieure à  $1 \text{ GeV}/c$  est imposée, l'efficacité moyenne est de 58%. Dans le cas où la présence d'une paire de muons d'impulsion transverse supérieure à  $2 \text{ GeV}/c$  est imposée, l'efficacité moyenne est de 27%. Quand seule la présence d'une paire de muons est requise sans considération d'impulsion transverse, l'efficacité moyenne est de 73%. On remarque que l'efficacité de reconstruction des  $J/\Psi$  est moins bonne que celle des muons simples. Elle est environ égale au carré de l'efficacité de reconstruction des muons simples.

### Variables reconstruites

La figure 4.18 montre le nombre d'événements enregistrés par le détecteur ALICE dans les collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  en fonction du nombre de traces reconstruites dans le système de trajectographie. Elle est obtenue à partir de la production "minimum bias" PDC08 (appendice .2). La majorité des événements sont des événements sans trace ( $\sim 98.5\%$ ). On trouve également des événements à une trace ( $\sim 1.5\%$ ) et



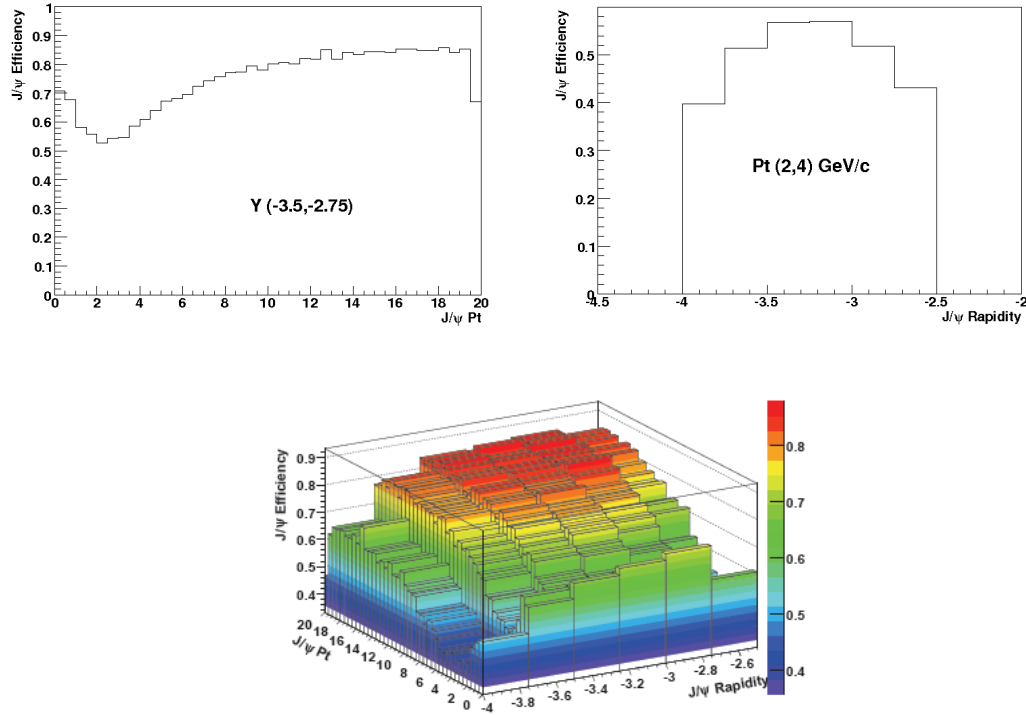


FIGURE 4.17 – Haut : Efficacité de reconstruction des  $J/\Psi$  en fonction de l’impulsion transverse (gauche), en fonction de la rapidité (droite) et en fonction de l’impulsion transverse et de la rapidité (bas). La condition de déclenchement imposée est la présence d’une paire de muons (de signe opposé) de basse impulsion transverse ( $> 1 \text{ GeV}/c$ ). D’après [157].

des événements à deux traces ( $< 0.5\%$ ). Ainsi, il faut mesurer environ 67 événements pour reconstruire au moins une trace. Les traces seules correspondent majoritairement aux muons simples, il peut également s’agir de hadrons (Figure 4.19 (gauche)). Les événements à deux traces peuvent correspondre à des événements dimuons. Il arrive également qu’un muon soit reconstruit avec un hadron.

La figure 4.19 (gauche) montre la distribution en impulsion transverse des traces reconstruites dans l’acceptance du spectromètre non corrigée de l’efficacité (noir, haut) et corrigée de l’efficacité (noir, bas). La figure 4.19 (droite) montre également, la distribution en pseudorapidité des traces reconstruites non corrigée de l’efficacité (noir haut) et corrigée de l’efficacité (noir bas). Les différentes contributions aux distributions en impulsion transverse et aux distributions en pseudorapidité sont également exposées. Dans le chapitre 5, les différentes composantes de la distribution totale seront décrites avec plus de précision. Notons que, dans cette étude, la correction d’efficacité n’est appliquée que pour des impulsions transverses plus grandes que  $1 \text{ GeV}/c$ . Ces distributions ont été obtenues à partir de la production PDC08 (appendice .2).

La figure 4.20 montre la distribution en masse invariante mesurée par le spec-

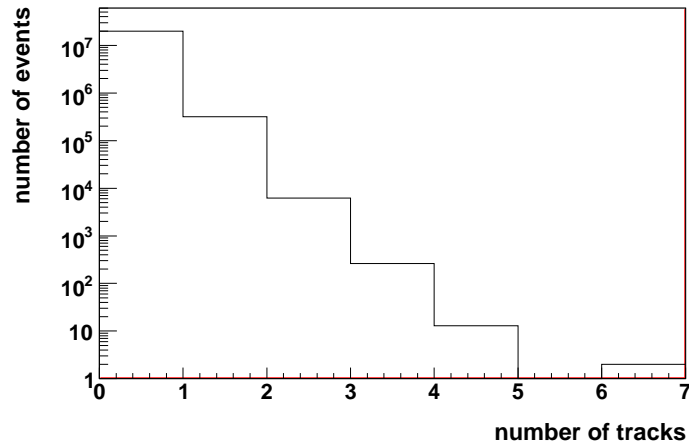


FIGURE 4.18 – Nombre d'événements enregistrés dans les collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  en fonction du nombre de traces reconstruites dans le spectromètre. La figure est obtenue à partir de la production "minimum bias" PDC08 (appendice .2).

tromètre (noir). Les contributions à la distribution en masse invariante sont aussi exposées (couleur). Notons qu'aucune correction d'efficacité n'a été appliquée. Sur la distribution totale (noir), on distingue de gauche à droite :

- Un ensemble de pics vers  $1 \text{ GeV}/c^2$ . Cet ensemble de pics résulte de la désintégration des résonances légères ;
- Le pic du  $J/\Psi$  vers  $3 \text{ GeV}/c^2$  ;
- Le pic du  $\Psi'$  juste après  $3 \text{ GeV}/c^2$  ;
- Le pic du  $\Upsilon$  vers  $9 \text{ GeV}/c^2$  ;

Cette distribution en masse invariante a été réalisée à partir de la production PDC09 (appendice .3) pour des collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ . Cette figure montre, qu'avec une statistique suffisante, le spectromètre à muons devrait permettre de séparer toutes les résonances citées plus haut.

## 4.5.2 Le système de déclenchement

### Efficacité

L'efficacité de déclenchement [188] ( $\epsilon_{trig}^{cut}(p_t)^{10}$ ) est définie comme le rapport du nombre de muons passant une coupure en impulsion transverse donnée ("bas  $p_t$ ", "haut  $p_t$ " et "tous  $p_t$ ", voir section 4.1) sur le nombre de muons "aptes au déclenchement". Un muon "apte au déclenchement" doit toucher au moins trois plans de RPC sur les quatre. Avec cette définition, les effets d'acceptance (coupures géométriques et absorption des particules de basse énergie) sont éliminés. L'efficacité est calculée à partir de distributions en  $p_t$  et en  $\eta$  plates obtenues à partir de la simulation de  $\sim 300000$  muons de décroissance. Ces muons simples d'impulsion transverse

10. L'indice "cut" peut prendre la valeur " $h - p_t$ " pour la coupure "haut  $p_t$ ", la valeur " $l - p_t$ " pour la coupure "bas  $p_t$ " et la valeur " $all - p_t$ " pour la coupure "tous  $p_t$ "

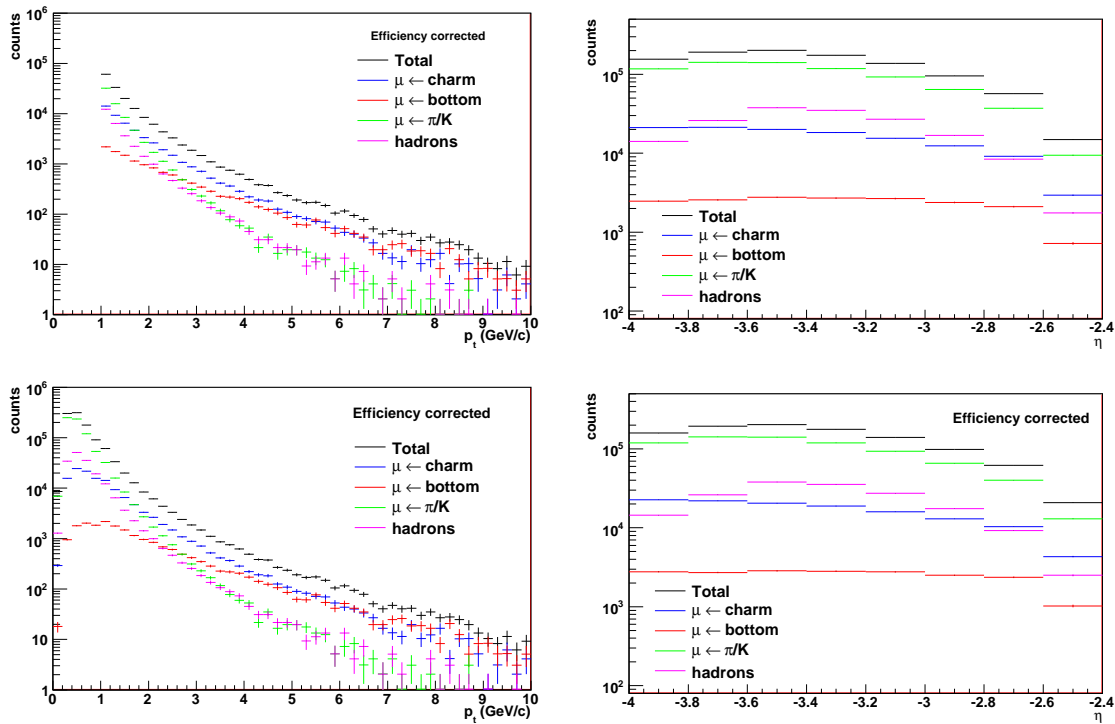


FIGURE 4.19 – Gauche : distribution en impulsion transverse des traces reconstruites dans l'acceptance du spectromètre non corrigée de l'efficacité (noir haut) et corrigée de l'efficacité (noir bas). Droite : distribution en pseudorapidité des traces reconstruites dans l'acceptance du spectromètre non corrigée de l'efficacité (noir haut) et corrigée de l'efficacité (noir bas). Les différentes contributions aux distributions en impulsion transverse et aux distributions en pseudorapidité sont également exposées.

inférieure à  $10 \text{ GeV}/c$  sont alors émis dans l'acceptance du spectromètre puis propagés jusqu'aux chambres de déclenchement avec AliRoot. Comme pour l'efficacité du système de trajectographie, l'efficacité de déclenchement a été déterminée pour les muons simples et les dimuons de décroissance des quarkonia.

*Efficacité de reconstruction des muons simples.* La figure 4.21 montre l'efficacité de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse des muons pour la coupure "bas  $p_t$ " (gauche) et "haut  $p_t$ " (droite) [188]. Ici, la coupure "bas  $p_t$ " ("haut  $p_t$ ") est choisie à  $1 \text{ GeV}/c$  ( $2 \text{ GeV}/c$ ). La déviation en nombre de bandes pour chaque carte locale (section 4.3.3) a été optimisée pour que, dans le cas de la coupure "bas  $p_t$ " ("haut  $p_t$ "), l'efficacité de déclenchement soit de 50% pour une impulsion transverse de  $1 \text{ GeV}/c$  ( $2 \text{ GeV}/c$ ). Pour une impulsion transverse de  $p_t = 3 \text{ GeV}/c$  ( $p_t = 5 \text{ GeV}/c$ ) l'efficacité atteint un plateau à 99% (98%).

Finalement, la figure 4.22 montre l'efficacité de déclenchement pour les muons simples dans le plan  $(p_t, \eta)$ , pour la coupure "bas  $p_t$ " ( $1 \text{ GeV}/c$ ), "haut  $p_t$ " ( $2 \text{ GeV}/c$ )

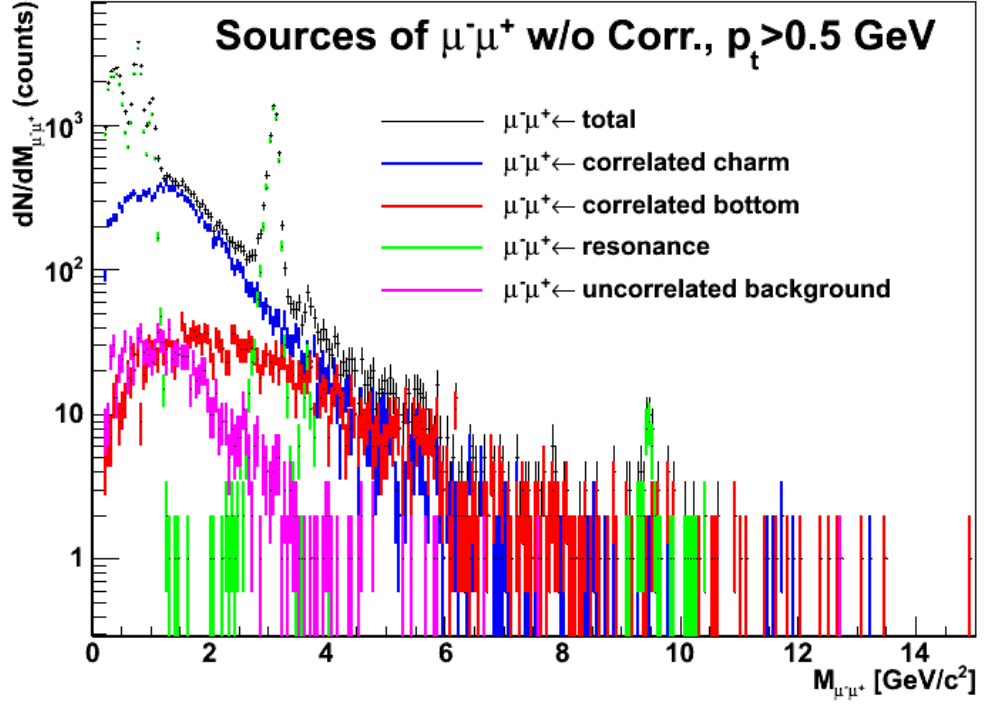


FIGURE 4.20 – Distribution en masse invariante des dimuons mesurés dans l'acceptance du spectromètre (noir). Les contributions à la distribution totale sont également présentées. Aucune correction d'efficacité n'a été appliquée. Cette distribution a été réalisée à partir de la production PDC09 pour des collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 10$  TeV (appendice .3).

et "tous  $p_t$ " ( $0.5$  GeV/c). Une fraction non négligeable de muons est acceptée jusqu'à  $0.5$  GeV/c pour la coupure "tout  $p_t$ ". Dans le cas de la coupure "bas  $p_t$ ", on observe une réponse homogène en fonction de  $\eta$ . La situation est différente pour la coupure "haut  $p_t$ " où l'on peut observer les limites du système. En effet, la structure à  $\eta \sim 2.7$  ( $\eta \sim 3.4$ ) correspond à la transition des bandes de largeur  $1 - 2$  cm ( $2 - 4$  cm) sur les plans de détection.

	$\phi$	$J/\Psi$	$\Psi'$	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
$\epsilon_{trig}^{geo}$	2.3%	4.8%	4.9%	4.6%	4.3%	4.7%
$\epsilon^{geo}$	6.0%	5.8%	5.6%	4.9%	4.6%	5.0%

TABLE 4.1 – Fraction de dimuons aptes au déclenchement ( $\epsilon_{trig}^{geo}$ ) et fraction de dimuons dans l'acceptance géométrique du spectromètre ( $\epsilon^{geo}$ ). Les valeurs sont données pour les dimuons de décroissance des différentes résonances. D'après [188].

*Efficacité de reconstruction des dimuons.* La distribution des résonances  $\phi$ ,  $J/\Psi$ ,  $\Psi'$ ,  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$ ,  $\Upsilon(3S)$  a été paramétrée et les résonances ont été produites dans  $4\pi$ .

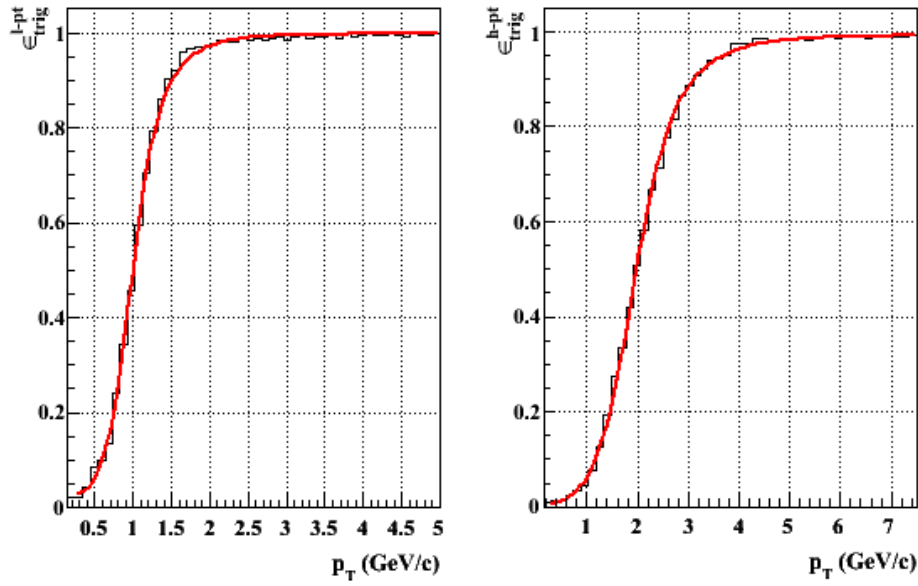


FIGURE 4.21 – Gauche : efficacité de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse pour la coupure "bas  $p_t$ " ( $p_t \sim 1 \text{ GeV}/c$ ). Droit : efficacité de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse pour la coupure "haut  $p_t$ " ( $p_t \sim 2 \text{ GeV}/c$ ). D'après [188].

Les muons de décroissance des résonances ont alors été propagés dans AliRoot [188]. La fraction  $\epsilon_{trig}^{geo}$  de dimuons de décroissance des quarkonia aptes au déclenchement est reportée dans le tableau 4.1. La fraction  $\epsilon^{geo}$  de dimuons dans l'acceptance géométrique du spectromètre (les deux muons dans  $-4.0 < \eta < -2.5$ ) est également reportée. La comparaison entre  $\epsilon_{trig}^{geo}$  et  $\epsilon^{geo}$  renseigne sur les effets d'acceptance pour les différentes espèces de quarkonia. Notons que  $\epsilon^{geo}$  et  $\epsilon_{trig}^{geo}$  dépendent du choix des paramétrisations des distributions en  $p_t$  et en  $\eta$ .

	$\phi$	$J/\Psi$	$\Psi'$	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
$\epsilon_{trig}^{bas}$	13%	71%	81%	97%	98%	98%
$\epsilon_{trig}^{haut}$	2%	22%	28%	88%	90%	91%
$\epsilon_{trig}^{tous}$	57%	90%	93%	97%	98%	98%

TABLE 4.2 – Efficacité de détection pour les quarkonia se désintégrant en muons aptes au déclenchement pour les coupures "bas  $p_t$ ", "haut  $p_t$ " et "tous  $p_t$ ". L'erreur statistique est inférieure à 0.5%. D'après [188].

L'efficacité de détection moyenne des quarkonia est reportée dans le tableau 4.2.

La figure 4.23 montre l'efficacité de déclenchement pour le  $J/\Psi$  (haut) et le  $\Upsilon(1S)$  (bas) en fonction de l'impulsion transverse (gauche) et de la rapidité (droite). La perte d'efficacité pour les impulsions transverses de l'ordre de  $2.5 \text{ GeV}/c$  pour le  $J/\Psi$  dans le cas de la coupure "bas  $p_t$ " peut être expliquée simplement par des effets

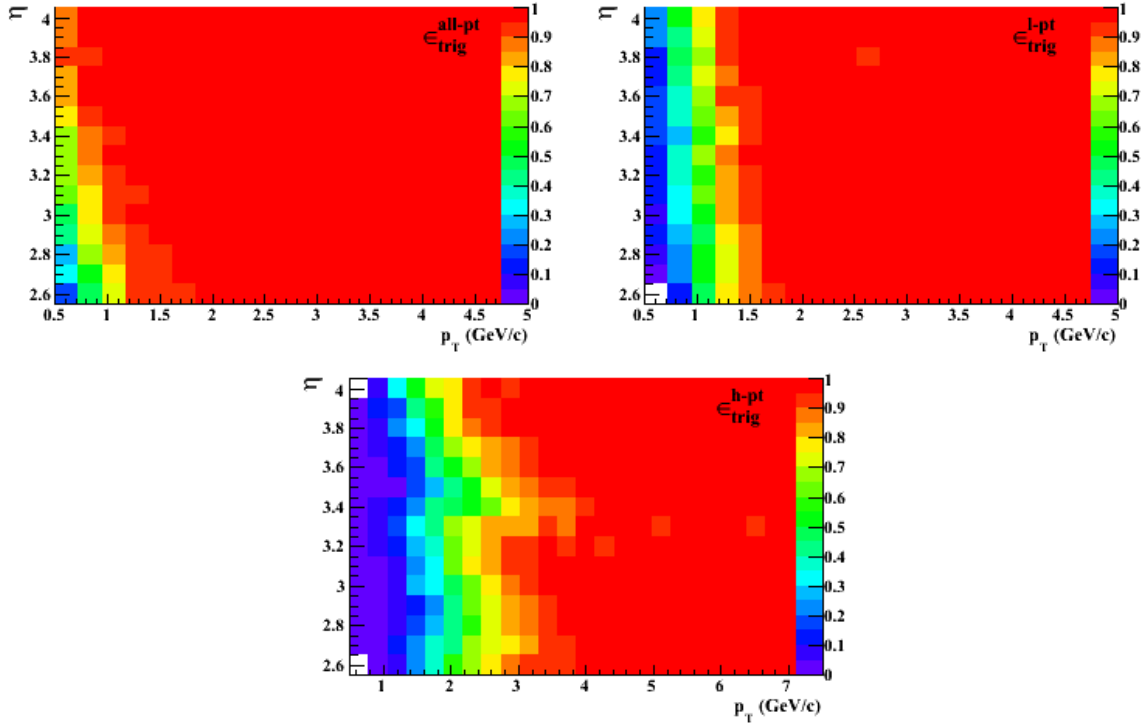


FIGURE 4.22 – Efficacité de déclenchement pour les muons simples dans le plan  $(p_t, \eta)$  pour les coupures "tous  $p_t$ " (haut gauche), "bas  $p_t$ " (haut droit) et "haut  $p_t$ " (bas). D'après [188].

cinématiques. On note que ce creux apparait pour une impulsion transverse de l'ordre de la masse du quarkonia. Le fait que cette chute d'efficacité intervient dans les mêmes conditions pour l'efficacité de reconstruction du trajectographe (figure 4.23) montre bien que les causes de ce phénomène sont purement cinématiques.

### Soustraction du bruit de fond

Le système de déclenchement permet d'éliminer la majorité des hadrons reconstruits comme des muons dans le système de trajectographie.

On voit sur la figure 4.19 que le nombre de hadrons reconstruits comme des muons dans le système de trajectographie n'est pas négligeable. Ceci est particulièrement vrai à basse impulsion transverse. Le système de déclenchement permet de soustraire ce bruit de fond non muonique.

Pour appliquer les conditions de déclenchement on doit utiliser la variable "GM"<sup>11</sup>. Cette variable est définie comme il suit :

- Elle est différente de zéro pour la coupure "tous  $p_t$ " ;
- Elle est égale à deux et trois<sup>12</sup> pour la coupure "bas  $p_t$ " ;

11. Get Match trigger.

12. Condition GM=2 & GM=3.

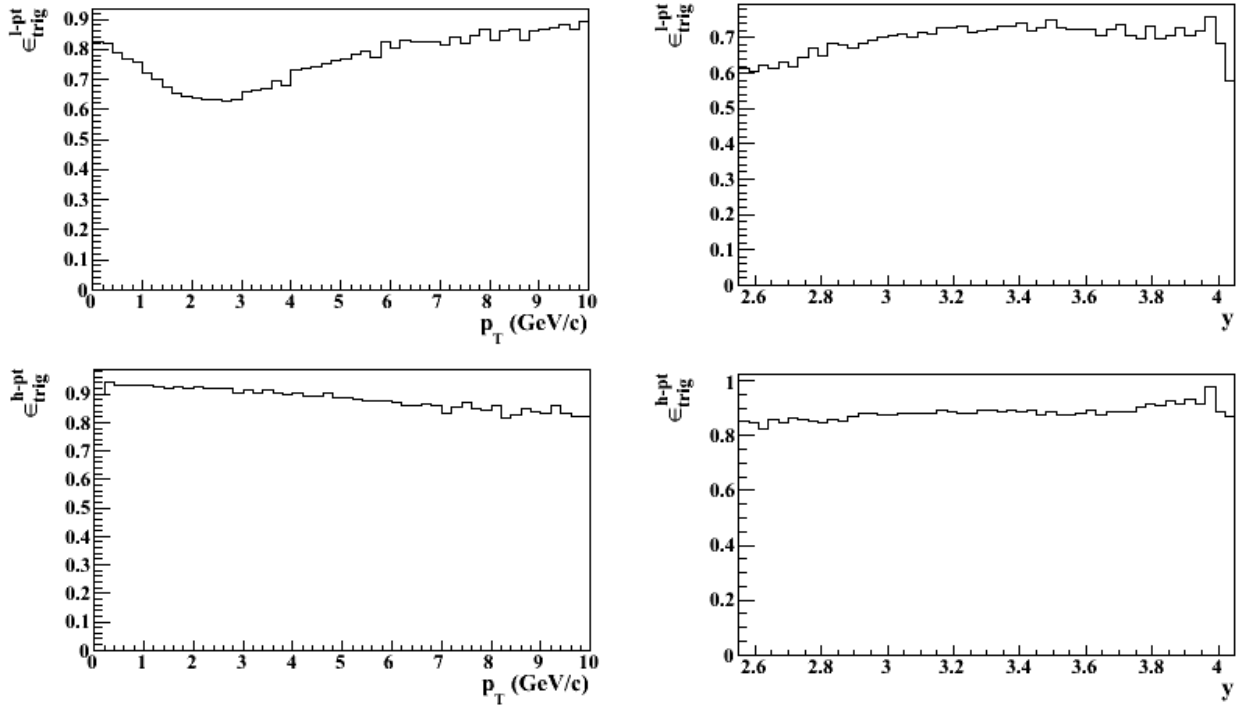


FIGURE 4.23 – Efficacité de déclenchement pour le  $J/\Psi$  (haut) avec la coupure "bas  $p_t$ " et pour le  $\Upsilon(1S)$  avec la coupure "haut  $p_t$ " en fonction de l'impulsion transverse (gauche) et de la rapidité (droite). D'après [188].

- Elle est égale à trois pour la coupure "haut  $p_t$ ".

La figure 4.24 montre la fraction totale de traces reconstruites dans le système de trajectographie (haut), la fraction de traces de muons reconstruites dans le système de trajectographie (gauche) et la fraction de traces de hadrons reconstruites dans le système de trajectographie (droite) en fonction de la variable "GM". Les histogrammes sont obtenus à partir de la production PDC08 (Appendice .2). On remarque que presque 100% des hadrons ne passent ni la coupure "haut  $p_t$ " ni la coupure "bas  $p_t$ ". En revanche environ 90% des muons passent ces deux coupures. Le système de déclenchement permet donc de rejeter efficacement le bruit de fond non muonique.

Dans ce qui suit on demande que les traces reconstruites dans le système de trajectographie correspondent à des traces dans le système de déclenchement ( $GM \neq 0$ ). On définit l'efficacité comme le rapport du nombre de traces reconstruites avec la condition  $GM \neq 0$  sur le nombre de traces reconstruites sans cette condition. La figure 4.25 montre l'efficacité de cette coupure en fonction de l'impulsion transverse (droite) et de la pseudo-rapidité (gauche). On note que l'efficacité est meilleure pour les particules de grande impulsion transverse (faible pseudorapidité) que pour les particules de faible impulsion transverse (grande pseudorapidité). Ainsi, même si un muon ne passe pas la coupure  $GM \neq 0$ , il y a peu de chance que ce soit un muon de décroissance de saveurs lourdes puisque, en général, les muons de décroissance des

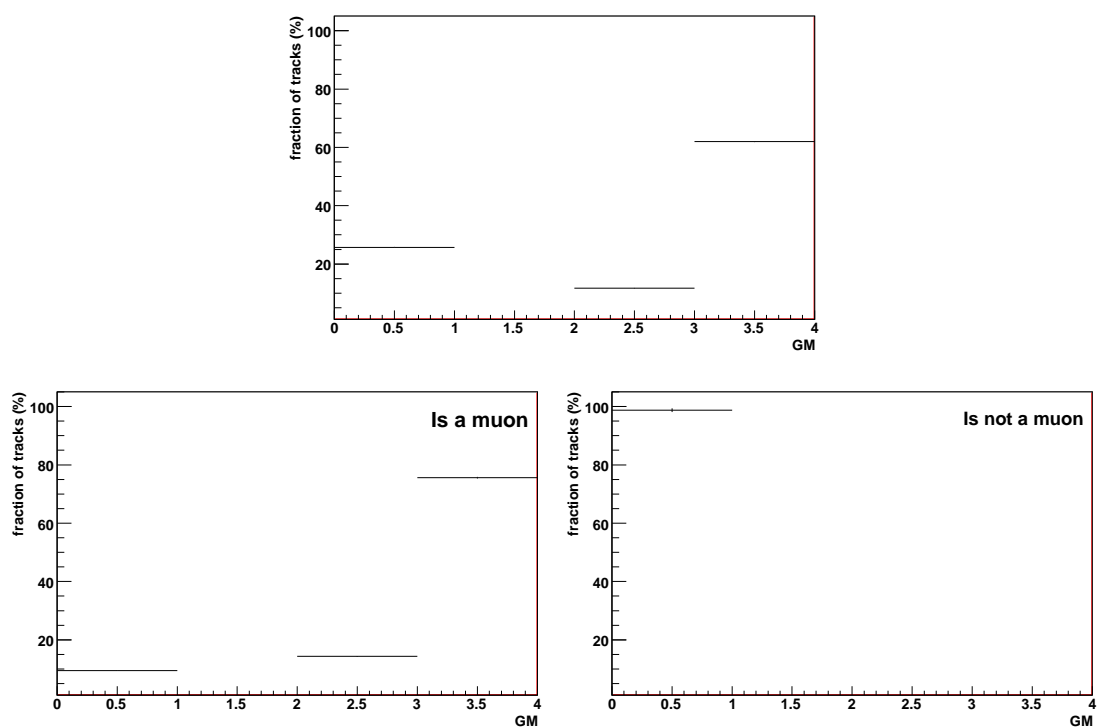


FIGURE 4.24 – Haut : fraction totale de traces reconstruites dans le système de trajectographie en fonction de la variable "GM" (voir texte). Bas : fraction de traces de muons reconstruites dans le système de trajectographie (gauche) et fraction de traces de hadrons reconstruites dans le système de trajectographie (droite) en fonction de la variable "GM" (texte). Figure obtenue à partir de la production "minimum bias" PDC08 (appendice .2)

saveurs lourdes ont une grande impulsion transverse (figure 4.19). L'impact des coupures du système de déclenchement sur les différentes composantes des distributions en impulsion transverse (figure 4.19) est décrite plus en détail dans le chapitre 5.



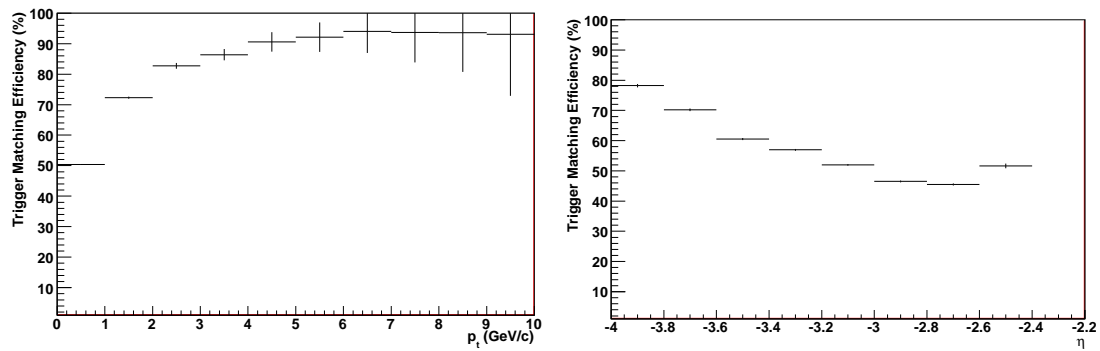


FIGURE 4.25 – Efficacité de la coupure  $GM \neq 0$  (texte) en fonction de l'impulsion transverse (droite) et de la pseudo-rapidité (gauche). Figure obtenue à partir de la production biaisée au minimum PDC08 (appendice .2).

# Chapitre 5

## Performance du spectromètre à muons pour la reconstruction de la section efficace différentielle de production inclusive des hadrons beaux et charmés dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ .

### 5.1 Motivations

Une mesure précise des sections efficaces des hadrons beaux et charmés est une référence indispensable pour les calculs de Chromo-Dynamique Quantique perturbative à l'ordre supérieur (NLO pQCD<sup>1</sup>) qui prédisent les sections efficaces avec de grandes incertitudes [189]. Il faut noter que, pour la production de quarks beaux aux énergies du Tevatron, un accord entre les données expérimentales et les prédictions théoriques n'a pu être obtenu que quinze ans après les premières mesures [190, 191]. Par ailleurs, les calculs théoriques sous-estiment toujours la production de charme au RHIC [192, 193] et au Tevatron [86].

La mesure de la section efficace des hadrons lourds est également nécessaire à la compréhension :

- De la section efficace et des distributions cinématiques des hadrons lourds dans les collisions proton-noyau où l'étude du "shadowing" et de l'"anti-shadowing" devrait fournir des informations sur les modifications des fonctions de distribution de partons (PDF<sup>2</sup>) dans les noyaux (chapitre 2) ;
- De la section efficace et des distributions cinématiques des hadrons lourds dans les collisions noyau-noyau où l'étude de la perte d'énergie des partons dans le

---

1. Next-to-Leading Order perturbative Quantum ChromoDynamic.

2. Parton Distribution Functions.

- milieu QCD chaud devrait fournir des informations sur la densité initiale de gluons et sur les propriétés dissipatives du milieu (chapitre 2) ;
- De la section efficace des quarkonia dans les collisions proton-proton, proton-noyau et noyau-noyau (chapitre 2). Comme les quarkonia et les hadrons lourds naissent du même mécanisme de production, la normalisation de la section efficace des quarkonia par la section efficace des hadrons lourds semble naturelle. Ce type de normalisation permettra notamment de s’affranchir en partie des effets froids dans les collisions noyau-noyau ;
  - De la section efficace des  $J/\Psi$  provenant de la décroissance des hadrons beaux dans les collisions proton-proton. Cette section efficace sert de référence pour la mesure analogue dans les collisions noyau-noyau.

La méthode pour extraire la section efficace différentielle de production inclusive des hadrons beaux et charmés présentée dans ce chapitre a été élaborée à la fin des années 80 par la collaboration UA1 au SppS (CERN). La section efficace des quarks beaux a alors été mesurée avec les muons simples et les dimuons [194]. La collaboration UA1 a utilisé la méthode dans le cas de collisions proton-antiproton à  $\sqrt{s} = 0.63$  TeV. Cette méthode a ensuite été appliquée avec succès par les collaborations CDF et D0 au Tevatron. Au début des années 90, la collaboration CDF a mesuré la section efficace de production des quarks beaux avec les électrons simples [195]. En 2000, la collaboration D0 a également mesuré cette observable avec les muons et les dimuons [196]. Les collaborations CDF et D0 ont appliqué la méthode pour des collisions proton-antiproton à  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. En 2009, CDF a mesuré la section efficace de production des hadrons beaux avec les muons simples dans les collisions proton-antiproton à  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [197].

Plus récemment, la collaboration ALICE a adapté la méthode à la mesure de la section efficace des hadrons beaux dans les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 14$  TeV et Plomb-Plomb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV avec les électrons simples dans la partie centrale du détecteur [85, 198, 199]. La partie centrale devrait également permettre de mesurer la section efficace des hadrons charmés dans les collisions proton-proton et Plomb-Plomb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV dans les canaux  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  et  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$  [85]. Par ailleurs, une étude des performances du spectromètre pour mesurer la section efficace des hadrons beaux avec les muons simples et les dimuons a été menée dans le cadre des collisions Plomb-Plomb [200, 85]. Notons que cette étude est la première de ce type réalisée dans ALICE. L’originalité de cette thèse est donc de proposer pour la première fois une étude des performances du spectromètre pour mesurer la section efficace des hadrons beaux et charmés dans les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 14$  TeV avec les muons simples. Une thèse en cours de réalisation propose d’effectuer le même travail avec les dimuons [201].

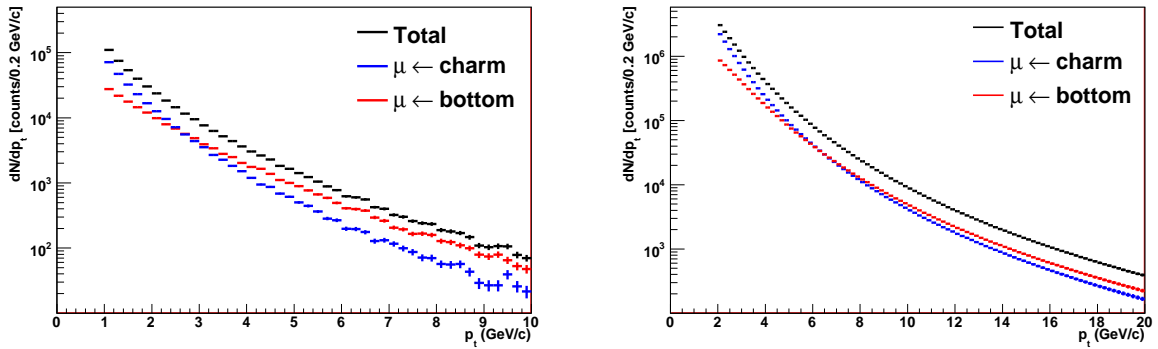


FIGURE 5.1 – Gauche : distribution en impulsion transverse des traces reconstruites dans l’acceptance du spectromètre dans les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  (histogramme noir). La figure montre également les traces des muons de décroissance du charme et de la beauté. Les données sont corrigées par l’efficacité de reconstruction. Droite : distributions en impulsion transverse des muons après normalisation et extrapolation (statistique du scénario 1). Voir le texte pour plus de détails.

## 5.2 Séparation des signaux de décroissance de la beauté et du charme dans le cas idéal d’un bruit de fond parfaitement soustrait

### 5.2.1 Simulation

Cette partie présente les résultats de la simulation PDC06 ("Physics Data Challenge 2006"). La simulation PDC06 est décrite dans l’appendice .1. Dans ce qui suit, les distributions sont corrigées de l’efficacité de reconstruction (chapitre 4, section 4.5.1).

#### Sources de muons

Au LHC les muons simples sont majoritairement créés par la décroissance :

- Des hadrons charmés (principalement  $D^0, D^\pm$ ) ;
- Des hadrons beaux (principalement  $B^0, B^\pm$ ) ;
- Des hadrons légers (principalement  $\pi^\pm, K^0, K^\pm$ ) ;
- Des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  (à grande impulsion transverse :  $p_t > m_W/2$ ).

La figure 5.1 (gauche) montre la distribution en impulsion transverse typique des muons simples (histogramme noir) reconstruits dans l’acceptance du spectromètre. Cette distribution a été obtenue à partir de l’analyse d’environ  $10^6$  événements. Cette statistique correspond à environ  $7.8 \cdot 10^8$  événements Pythia. La figure 5.1 montre également les différentes sources de traces. Les corrections d’efficacité de reconstruction décrites dans le chapitre 4 ont été appliquées. L’étude de cette partie prend seulement en compte les muons d’impulsion transverse plus grande que  $1 \text{ GeV}/c$  (à plus basse impulsion transverse, l’efficacité de reconstruction n’a pas encore été évaluée).

Par ailleurs, une condition de déclenchement dans le code de la production PDC06 (appendice .1) élimine les particules dont l'impulsion transverse est plus petite que  $0.5 \text{ GeV}/c$ . Cette condition de déclenchement est appliquée à la génération quand les pions et les kaons ne se sont pas encore désintégrés en muons. Ainsi, le bruit de fond relatif aux hadrons légers est sous-estimé et n'est pas montré. On suppose ici que cette composante est parfaitement soustraite. La distribution reconstruite est donc uniquement composée de muons de décroissance du charme et de la beauté. La paramétrisation de Pythia utilisée pour la production PDC06 sous-estime la section efficace du charme par un facteur  $\sim 2$  par rapport au résultat des calculs NLO pQCD [202] (Appendice .1). Les distributions des muons de décroissance du charme ont donc été renormalisées afin de pallier à cette incohérence. Enfin, la statistique disponible dans la production PDC06 permet seulement d'exploiter les distributions en impulsion transverse jusqu'à  $\sim 10 \text{ GeV}/c$ . Afin de compenser ce manque de statistique, les distributions de muons ont été ajustées avec la fonction présentée dans la section 5.2.2 (Eq. 5.2) puis extrapolées jusqu'à  $20 \text{ GeV}/c$ . Il est bon de souligner que pour des impulsions transverses plus importantes, une contribution des muons de décroissance des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  est attendue et qu'elle domine dans l'intervalle  $[30 - 60] \text{ GeV}/c$  [203, 204]. Dans ce domaine en impulsion transverse, l'extraction du signal beau et du signal charmé nécessiterait une technique plus sophistiquée. Cette technique ne sera pas considérée dans cette thèse. La figure 5.1 (droite) montre les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme et de la beauté après la normalisation et l'extrapolation décrites précédemment. La normalisation utilisée sur la figure 5.1 prend en compte un mois de prise de données ( $10^6 \text{ s}$ ) à une luminosité moyenne  $\langle \mathcal{L} \rangle = 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (scénario 1). Dans ces conditions, les muons de décroissance de la beauté (histogramme rouge) dominent la contribution des muons de décroissance du charme (histogramme bleu) à partir d'une impulsion transverse plus grande que  $6 \text{ GeV}/c$ .

Dans ce qui suit, les estimations statistiques sont réalisées pour différentes options de prise de données. Les trois scénarios suivant de luminosité moyenne  $\langle \mathcal{L} \rangle$  et de temps de prise de données ( $t$ ) sont considérés :

- $\langle \mathcal{L} \rangle = 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, t = 10^6 \text{ s}, N_{pp} = 7.0 \cdot 10^{10}$  (scénario 1)
- $\langle \mathcal{L} \rangle = 3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, t = 10^6 \text{ s}, N_{pp} = 2.1 \cdot 10^{11}$  (scénario 2)
- $\langle \mathcal{L} \rangle = 3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, t = 10^7 \text{ s}, N_{pp} = 2.1 \cdot 10^{12}$  (scénario 3, nominal)

Le terme  $N_{pp}$  correspond au nombre de collisions proton-proton. La section efficace inélastique proton-proton est  $70 \text{ mb}$ .

La figure 5.2 décrit, pour les trois scénarios de prise de données, la dépendance en impulsion transverse du signal (haut), du rapport signal sur bruit (milieu) et de la signification (bas)<sup>3</sup> pour la contribution des muons de décroissance de la beauté (gauche) et du charme (droite). Rappelons que le signal est constitué par les muons de décroissance de la beauté (du charme) et le bruit par les muons de décroissance du charme (de la beauté) quant on considère la partie gauche (droite) de la figure 5.2. La statistique est obtenue en normalisant le nombre de muons de la production PDC06 par le rapport du nombre de collisions proton-proton dans un scénario donné sur le

---

3. La signification est le rapport du signal sur la racine carrée de la somme du signal et du bruit.

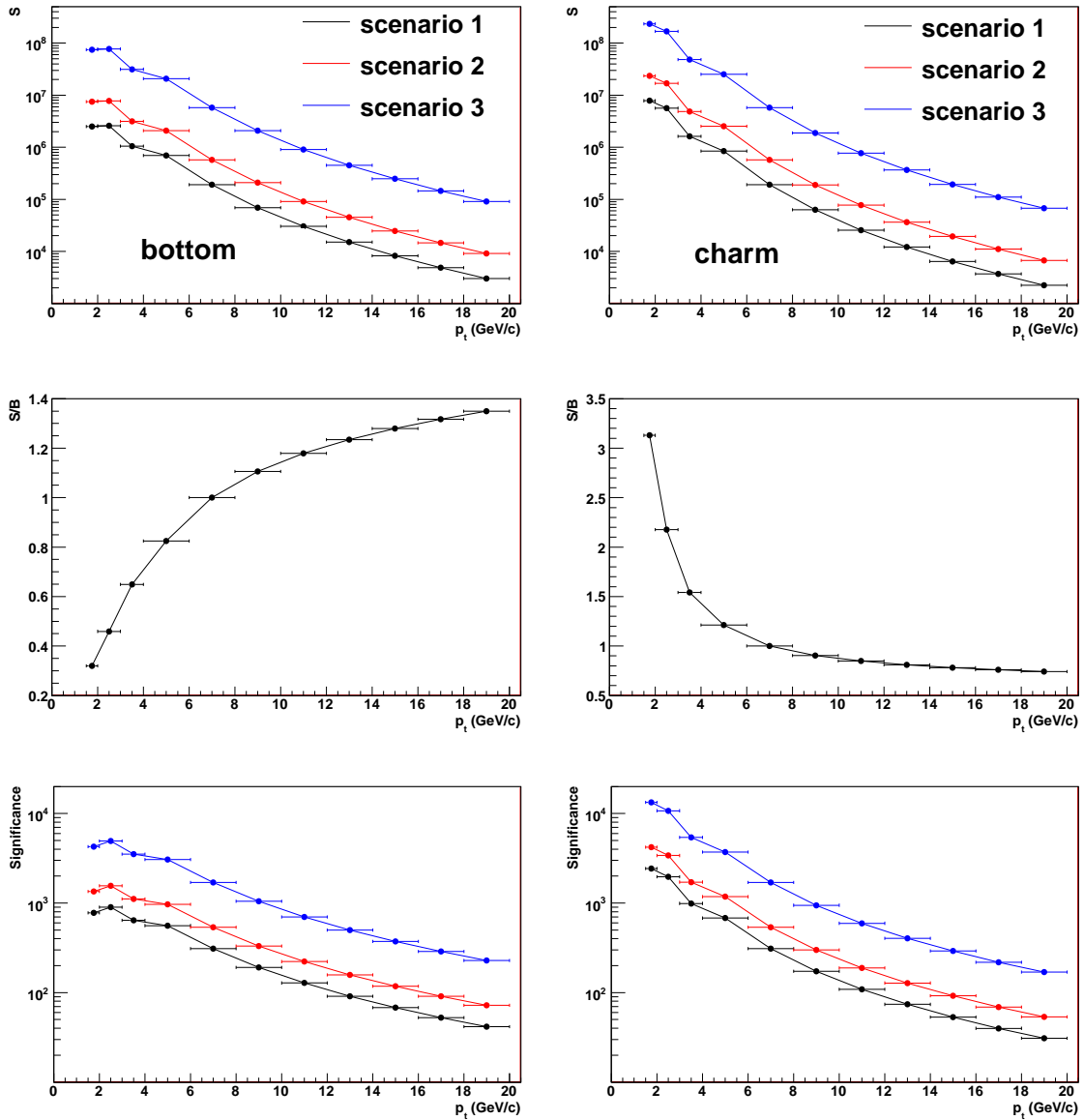


FIGURE 5.2 – Dépendance en impulsion transverse du signal (haut), du rapport signal sur bruit (milieu), et de la signification (bas) des muons simples de décroissance de la beauté (gauche) et du charme (droite) pour les trois scénarios de prise de données discutés dans le texte.

nombre d'événements Pythia. Il a été vérifié que, pour  $p_t > 1 \text{ GeV}/c$ , le taux de muons de décroissance de la beauté ou du charme n'excédait pas le taux de déclenchement attendu de  $510 \text{ Hz}$  [188]. Même dans le cas du scénario 1 et sur un grand intervalle en impulsion transverse, une grande statistique est attendue aussi bien pour les muons de décroissance du charme que pour les muons de décroissance de la beauté. Ainsi, l'erreur statistique relative est petite. Dans le premier scénario et pour une impulsion transverse de  $20 \text{ GeV}/c$ , elle reste plus petite que 1.9% (2.2%) pour la contribution des muons de décroissance de la beauté (du charme). Le rapport signal sur bruit pour la beauté augmente fortement en fonction de l'impulsion transverse à partir d'environ 0.4 jusqu'à 1.2 dans l'intervalle  $[1.5 - 10] \text{ GeV}/c$ . Le rapport a tendance à saturer à 1.3 pour des impulsions transverses plus grandes que  $12 \text{ GeV}/c$ . Le rapport signal sur bruit de la composante charmée décroît avec l'impulsion transverse. Le rapport atteint 0.8 pour les impulsions transverses plus grandes que  $12 \text{ GeV}/c$ . La signification du charme et de la beauté est très bonne sur tout l'intervalle en impulsion transverse même pour le premier scénario.

## 5.2.2 Méthode et résultats

La méthode utilisée ici consiste en un ajustement combiné de la distribution en impulsion transverse totale. L'ajustement combiné permet de séparer la composante des muons de décroissance du charme et la composante des muons de décroissance de la beauté. Les formes des distributions des muons de décroissance du charme et de la beauté sont supposées connues mais leurs amplitudes sont considérées comme des paramètres libres. La distribution en impulsion transverse totale est ajustée avec :

$$F = C f_c + B f_b. \quad (5.1)$$

$f_c$  et  $f_b$  sont les formes des fonctions (normalisées à un) qui décrivent les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme et de la beauté. Les paramètres  $C$  et  $B$  sont les amplitudes de ces distributions. Une description réaliste des distributions en impulsion transverse pour le charme et la beauté est obtenue avec la fonction :

$$f^\mu = a_1 \times \frac{1}{(1 + (p_t/a_2)^2)^{a_3}}. \quad (5.2)$$

Dans le cas idéal, les paramètres  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  sont parfaitement connus. Le nombre total de muons  $T$  est connu, c'est le nombre total d'entrées dans l'histogramme. La fonction  $F$  peut alors être écrite comme :

$$F = (T - B) f_c + B f_b. \quad (5.3)$$

Ainsi, il ne reste plus qu'un seul paramètre libre. Ce paramètre libre est l'amplitude pour la beauté  $B$ . Finalement, l'ajustement peut encore être contraint en imposant que le rapport  $B/C$  soit connu dans une certaine limite. La fonction  $F$  devient alors :

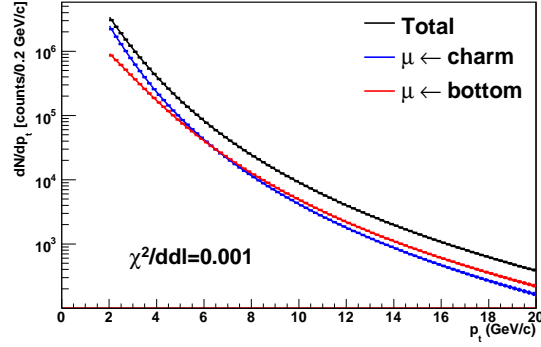


FIGURE 5.3 – Distribution en impulsion transverse des muons simples. L’histogramme noir correspond à la somme des muons de décroissance du charme (bleu) et de la beauté (rouge). Les courbes montrent le résultat de l’ajustement avec la fonction décrite dans le texte. La figure indique aussi le  $\chi^2$  par degré de liberté.

$$(T - B) \left( f_c + \frac{B}{C} f_b \right). \quad (5.4)$$

Dans ce qui suit, seul le premier scénario de prise de données est considéré. La figure 5.3 montre le résultat de l’ajustement combiné et son  $\chi^2$  par degré de liberté. La qualité de l’ajustement est très bonne ( $\chi^2/dof = 0.001$ ). Le nombre de muons de décroissance du charme ou de la beauté obtenu avec l’ajustement diffère de moins de 1.5% (0.5%) pour le charme (la beauté) par rapport au nombre de muons correspondant dans l’histogramme.

## 5.3 Soustraction du bruit de fond

### 5.3.1 Sources de bruit de fond

Dans la production PDC06 (Appendice .1), la condition de déclenchement a pour effet de sous-estimer la contribution des muons de décroissance des hadrons légers (partie 5.2.1). Il est donc nécessaire d’utiliser une nouvelle production pour étudier la soustraction d’un bruit de fond réaliste. La production utilisée est appelée "Physics Data Challenge 2008" (PDC08). La production PDC08 est décrite dans l’appendice .2.

Dans le cadre de l’étude de la section efficace des hadrons beaux et charmés avec les muons simples, le bruit de fond se compose principalement :

- Des muons de décroissance des pions et des kaons primaires ;
- Des muons de décroissance des pions et des kaons secondaires ;
- Des hadrons primaires (hadrons "punch through") ou secondaires.

Les particules primaires sont les particules créées au point d’interaction des faisceaux de protons. Les hadrons primaires dont la trace a été reconstruite sont qualifiés de hadrons "punch through" puisqu’ils sont passés à travers l’absorbeur pour



atteindre le système de trajectographie du spectromètre. Les particules secondaires sont créées lors d'interactions de particules primaires avec la matière composant l'absorbeur frontal du spectromètre.

La figure 5.4 montre  $R$  en fonction de  $z_v$ . La variable  $R = \sqrt{x_v^2 + y_v^2}$  est la distance radiale à partir de la ligne de faisceau. Les variables  $x_v$ ,  $y_v$  et  $z_v$  sont les coordonnées des vertex de production des différentes particules. Les variables  $z_v$  et  $R$  ont été obtenues à partir des données cinématiques de la production PDC08 (appendice .2). La figure indique que :

- Les muons de décroissance des saveurs lourdes sont créés au point d'interaction des faisceaux de protons :  $z_v = 0.0 \text{ cm}$ ,  $R = 0.0 \text{ cm}$  (gauche). Du fait de leur grande masse, les hadrons beaux et charmés se désintègrent immédiatement après leur création au point d'interaction ( $c\tau^{B^\pm} = 491.1 \mu\text{m}$ ,  $c\tau^{D^\pm} = 311.8 \mu\text{m}$ );
- Les muons de décroissance des hadrons primaires sont créés au voisinage du point d'interaction des faisceaux de protons. Malgré tout, comme le temps de vol des pions et des kaons est beaucoup plus grand que celui des saveurs lourdes ( $c\tau^{\pi^\pm} = 780.4 \text{ cm}$ ,  $c\tau^{K^\pm} = 371.3 \text{ cm}$ ), la distribution du vertex de production des muons de décroissance des hadrons primaires est plus étalée que celle des muons de décroissance des saveurs lourdes.
- Les muons de décroissance des pions et des kaons secondaires sont créés majoritairement dans l'absorbeur et dans le tube du faisceau. Les muons créés dans l'absorbeur apparaissent après deux longueurs d'interaction environ, c'est à dire à  $1.1 \text{ m}$  de l'extrémité de l'absorbeur ( $2 \text{ m}$  du point d'interaction). Notons que, la distribution des vertex de production des muons de décroissance des pions et des kaons secondaires est beaucoup plus étalée que celle des muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers primaires. En effet, la phénoménologie de la production des muons secondaires est beaucoup plus complexe que celle des saveurs lourdes ou des muons primaires puisqu'elle met en jeu une chaîne de décroissance et/ou l'interaction de la particule mère avec l'absorbeur frontal, suivie par la diffusion multiple du muon<sup>4</sup>;
- Les hadrons peuvent être créés au point d'interaction (hadrons "punch through") ou dans l'absorbeur (hadrons secondaires). Les hadrons secondaires sont majoritairement créés à la sortie de l'absorbeur c'est à dire à environ cinq mètres du point d'interaction. Ceci correspond à une distance de  $4,1 \text{ m}$  en partant de l'extrémité de l'absorbeur qui mesure environ  $4.2 \text{ m}$  de longueur.

La figure 5.5 (haut) montre la distribution en impulsion transverse typique des muons simples (histogramme noir) reconstruits dans l'acceptance du spectromètre. Cette distribution a été obtenue à partir de l'analyse d'environ  $7 \cdot 10^7$  événements (PDC08). Cette statistique correspond à environ  $6 \cdot 10^5$  muons. Ceci est équivalent à environ 10 heures de prise de données avec la luminosité du premier scénario (section 5.2.1). La figure 5.5 montre également les différentes sources de muons. Les corrections d'efficacité de reconstruction décrites dans le chapitre 4 ont été appliquées.

---

4. Notons que la diffusion intervient également dans l'étude des saveurs lourdes et des muons primaires.

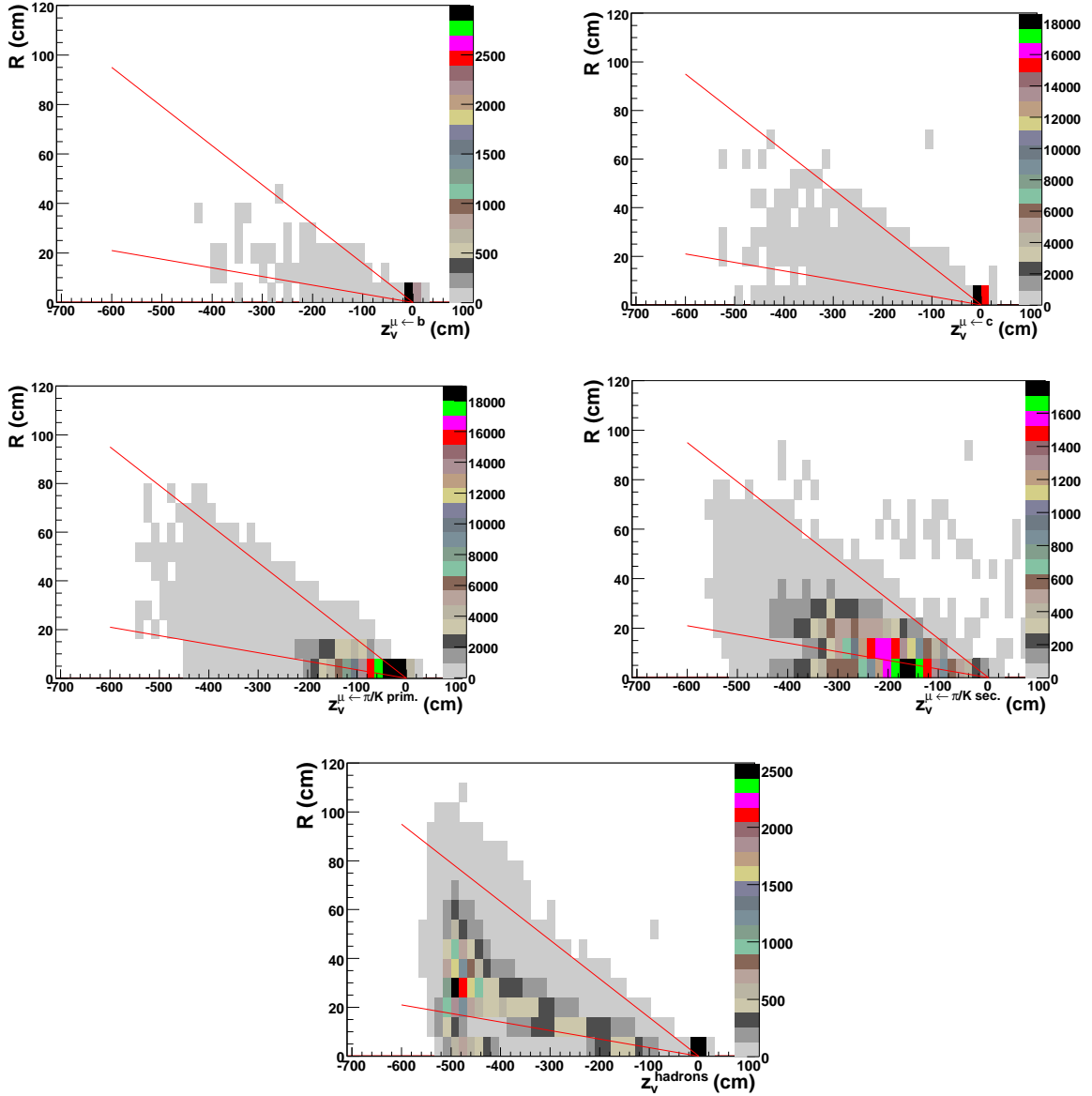


FIGURE 5.4 – Distance radiale à partir de la ligne de faisceau ( $R = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ ) en fonction de la coordonnée  $v_z$  du vertex de production pour : (i) Les muons de décroissance de la beauté (haut, gauche) ; (ii) Les muons de décroissance du charme (haut, droite) ; (iii) Les muons de décroissance des pions et des kaons primaires (milieu, gauche) ; (iv) Les muons de décroissance des hadrons secondaires (milieu, droite) ; (v) Les hadrons (primaires ("punch through") et secondaires (bas)).  $R$  et  $v_z$  ont été évalués avec le générateur Monte Carlo Pythia (données cinématiques de la production PDC08). L'acceptance angulaire du spectromètre est représentée (lignes rouges).

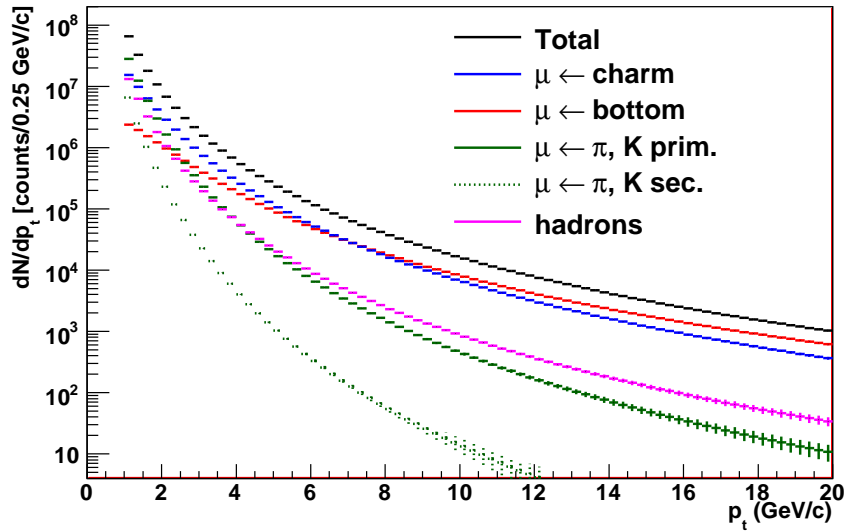
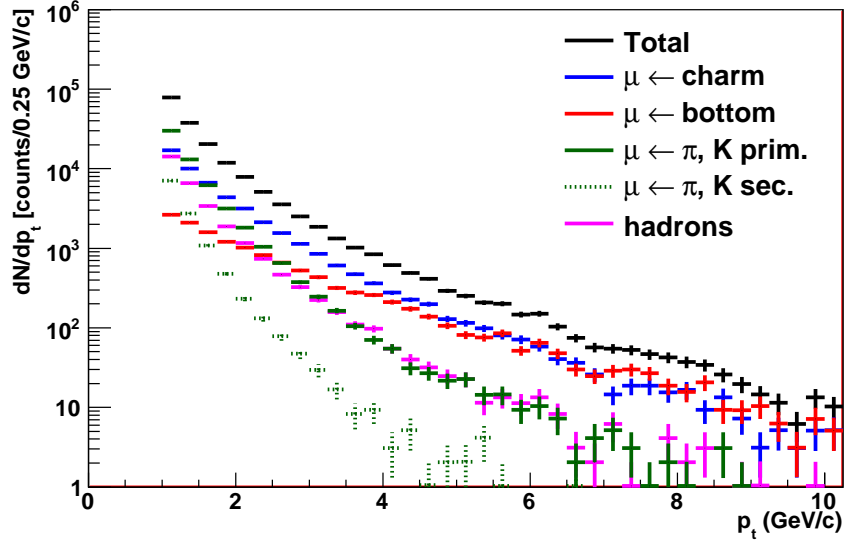


FIGURE 5.5 – Haut : distribution en impulsion transverse des traces reconstruites dans l'acceptance du spectromètre (histogramme noir) dans les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  (production PDC08); la figure montre également les différentes sources de traces. Les données sont corrigées par l'efficacité de reconstruction (figure 4.16). Bas : distribution en impulsion transverse après normalisation et extrapolation (statistique du scénario 1). Voir le texte pour plus de détails.

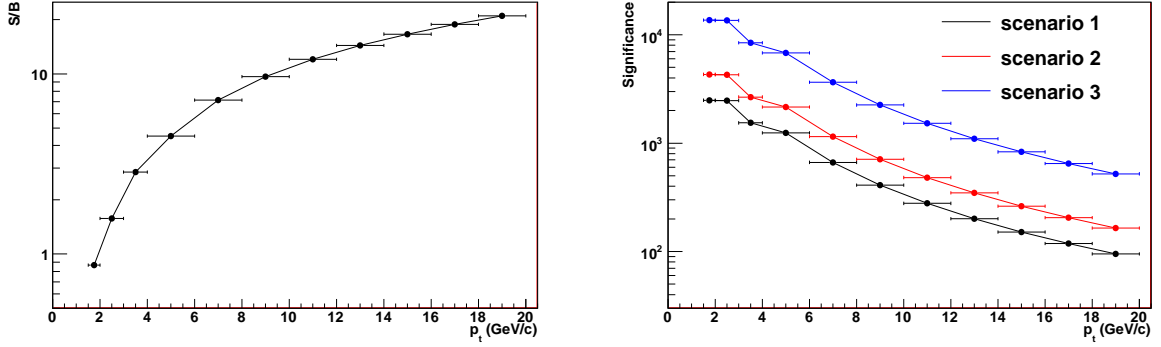


FIGURE 5.6 – Rapport signal sur bruit (gauche) et signification (droite) pour les trois scénarios de prise de données discutés dans la section 5.2.1. Le signal est constitué de tous les muons de décroissance des saveurs lourdes et le bruit de fond est constitué de la somme des différentes sources citées dans le texte.

La statistique disponible dans la production PDC08 permet seulement d’exploiter les distributions en impulsion transverse jusqu’à  $\sim 10 \text{ GeV}/c$ . Afin de compenser ce manque de statistique, les distributions en impulsion transverse des muons ont été extrapolées jusqu’à une impulsion transverse de  $20 \text{ GeV}/c$  et normalisées suivant ce qui a été décrit dans la section 5.2.1. La figure 5.5 (bas) montre le résultat de l’extrapolation et de la normalisation dans le cas du premier scénario de prise de données (section 5.2.1). On note que le bruit de fond est de plus d’un ordre de grandeur inférieur au signal à partir d’une impulsion transverse de  $7 \text{ GeV}/c$ .

La figure 5.6 décrit, pour les trois scénarios de prise de données, la dépendance en impulsion transverse, du rapport signal sur bruit (gauche) et de la signification (droite). Le signal est composé des muons de décroissance des saveurs lourdes et le bruit de fond est la somme de toutes les contributions citées plus haut. Les données sont corrigées par l’efficacité de reconstruction (chapitre 4, figure 4.16). Le rapport signal sur bruit augmente rapidement à partir de  $0.9$  jusqu’à environ  $25$  dans l’intervalle en impulsion transverse  $[1.5 - 20] \text{ GeV}/c$ . Il devient plus grand que  $10$  pour une impulsion transverse supérieure à  $8 \text{ GeV}/c$ . La signification pour le charme et la beauté est très bonne même dans le cas du premier scénario de prise de données.

La suite de cette section présente les méthodes utilisées pour soustraire le bruit de fond. La sous-section 5.3.2 montre que l’on peut imposer que les traces reconstruites dans le système de trajectographie correspondent à des traces dans le système de déclenchement pour rejeter les hadrons reconstruits comme des muons. La sous-section 5.3.3 montre que l’on peut éliminer une partie des muons de décroissance des hadrons légers primaires en imposant une coupure sur une variable particulière nommée DCA. Enfin, la sous-section 5.3.4 montre que l’on peut soustraire les muons de décroissance des hadrons légers primaires au moyen d’une technique d’ajustement particulière. Cette technique d’ajustement entraîne l’apparition d’incertitudes systématiques qui sont évaluées dans la section 5.3.4.

### 5.3.2 Soustraction des hadrons primaires et des hadrons secondaires

Comme les hadrons "punch through" ont passé l'absorbeur frontal, ils ont perdu beaucoup d'énergie. Les hadrons secondaires sont rarement très énergétiques puisqu'ils ont été créés par l'interaction d'un nucléon de l'absorbeur au repos et d'une particule primaire. Ceci explique pourquoi les hadrons mesurés dans le spectromètre ont généralement une impulsion transverse faible (figure 5.5). Ainsi, comme le système de déclenchement est protégé par un mur de fer, les hadrons primaires et les hadrons secondaires n'atteignent presque jamais celui-ci. De plus, même si les hadrons passent à travers le mur de fer, leur impulsion devrait être fortement réduite. Ces propriétés peuvent être exploitées pour soustraire les hadrons primaires et les hadrons secondaires. Pour cela trois conditions peuvent être appliquées dans l'analyse des données :

1. Une trace reconstruite par le trajectographe doit correspondre avec une trace reconstruite par le système de déclenchement. Cette condition permet de soustraire les hadrons primaires et les hadrons secondaires qui ne sont pas assez énergétiques pour passer à travers le mur de fer. Cette condition correspond à la coupure "tous  $p_t$ " (chapitre 4) ;
2. Une trace reconstruite par le trajectographe doit correspondre avec une trace reconstruite par le système de déclenchement et l'impulsion transverse de la trace reconstruite par le système de déclenchement doit être plus grande que  $0.5 \text{ GeV}/c$ . Cette condition correspond à la coupure "bas  $p_t$ " (chapitre 4) ;
3. Une trace reconstruite par le trajectographe doit correspondre avec une trace reconstruite par le système de déclenchement et l'impulsion de la trace reconstruite par le système de déclenchement doit être plus grande que  $1 \text{ GeV}/c$ . Cette condition correspond à la coupure "haut  $p_t$ " (chapitre 4).

Notons que, dans la production PDC08, la coupure "bas  $p_t$ " ("haut  $p_t$ ") a été choisie à  $0.5 \text{ GeV}/c$  ( $1 \text{ GeV}/c$ ) au lieu de  $1 \text{ GeV}/c$  ( $2 \text{ GeV}/c$ ) qui sont des coupures utilisées plus spécifiquement pour l'étude des quarkonia.

Le tableau 5.1 montre le taux de particules rejetées par les trois types de coupures décrites plus haut. Les résultats sont intégrés sur l'intervalle en impulsion transverse  $[1 - 10] \text{ GeV}/c$ . La coupure minimale imposant seulement la correspondance entre les traces reconstruites dans le trajectographe et les traces reconstruites dans le système de déclenchement (premier item) permet de rejeter plus de 99% des hadrons primaires et des hadrons secondaires reconstruits dans le spectromètre. Ainsi, les hadrons reconstruits dans le trajectographe ne passent pas le mur de fer. Dorénavant, la coupure présentée au premier item sera nommée coupure "*correspondance déclenchement*". S'il est imposé que la particule passe le mur de fer et que son impulsion transverse dans le système de déclenchement soit supérieure à  $0.5 \text{ GeV}/c$  (second item), il n'y a pas plus de particules rejetées que si on impose seulement que la particule passe le mur de fer (premier item). En effet, le système de déclenchement ne peut pas reconstruire la trace de particules d'impulsion transverse plus basse que

coupure "tous $p_t$ "					
sources	taux (%)	sources	taux (%)	sources	taux (%)
$\mu \leftarrow b$	3.9	$\mu \leftarrow \pi/K$ <i>prim.</i>	8.8	<i>hadrons</i>	99.1
$\mu \leftarrow c$	5.4	$\mu \leftarrow \pi/K$ <i>sec.</i>	9.5		
coupure "bas $p_t$ "					
sources	taux (%)	sources	taux (%)	sources	taux (%)
$\mu \leftarrow b$	3.9	$\mu \leftarrow \pi/K$ <i>prim.</i>	8.8	<i>hadrons</i>	99.1
$\mu \leftarrow c$	5.4	$\mu \leftarrow \pi/K$ <i>sec.</i>	9.5		
coupure "haut $p_t$ "					
sources	taux (%)	sources	taux (%)	sources	taux (%)
$\mu \leftarrow b$	11.7	$\mu \leftarrow \pi/K$ <i>prim.</i>	25.3	<i>hadrons prim.</i>	99.9
$\mu \leftarrow c$	16.8	$\mu \leftarrow \pi/K$ <i>sec.</i>	21.6		

TABLE 5.1 – Taux de particules rejetées par les trois types de coupures décrites dans le texte. Les résultats sont intégrés sur l'intervalle en impulsion transverse  $[1 - 10]$   $GeV/c$ .

$0.5 GeV/c$  (chapitre 3). Si nous appliquons une coupure imposant que la particule passe le mur de fer et que son impulsion transverse dans le système de déclenchement soit plus grande que  $1 GeV/c$  (troisième item), une grande partie des muons de décroissance des hadrons légers primaires et secondaires est rejetée (plus de 20%). Malheureusement, cette rejection de bruit de fond est faite au détriment du signal. En effet, environ 12% (16%) des muons de décroissance de la beauté (du charme) est rejetés. Pour soustraire les muons de décroissance des pions et des kaons primaires et secondaires il existe d'autres méthodes décrites plus loin.

La coupure minimale "*correspondance déclenchement*" (premier item) est appliquée aux données de la production PDC08, puis les distributions en impulsion transverse pour chaque composante sont extrapolées à  $20 GeV/c$  et normalisées pour trois scénarios de prise de données conformément à ce qui a été décrit dans la section 5.2.1. Les distributions ainsi obtenues sont présentées sur la figure 5.7 (haut). Notons que, par rapport à la figure 5.5, le nombre de hadrons a fortement diminué sur tout l'intervalle en impulsion transverse. Le taux de particules rejetées après l'application de la coupure décrite précédemment est présenté en fonction de l'impulsion transverse et pour toutes les sources sur la figure 5.7 (bas). Le taux de rejet pour les hadrons est presque de 100% sur tout l'intervalle en impulsion transverse. En revanche, le taux de rejet pour les muons passe rapidement de 10% à 0% dans l'intervalle en impulsion transverse  $[1 - 3]$   $GeV/c$ . Les muons sont donc peu affectés par cette coupure et, par conséquent, la perte de signal est très faible notamment à grande impulsion transverse.

Le Tableau 5.2 détaille le taux de particules rejetées par la coupure "*correspondance déclenchement*". Les résultats sont intégrés sur l'intervalle en impulsion transverse  $[1.5 - 20]$   $GeV/c$ . La quasi-totalité des hadrons est rejetée alors que  $\sim 96\%$  des muons de décroissance des saveurs lourdes est préservé.

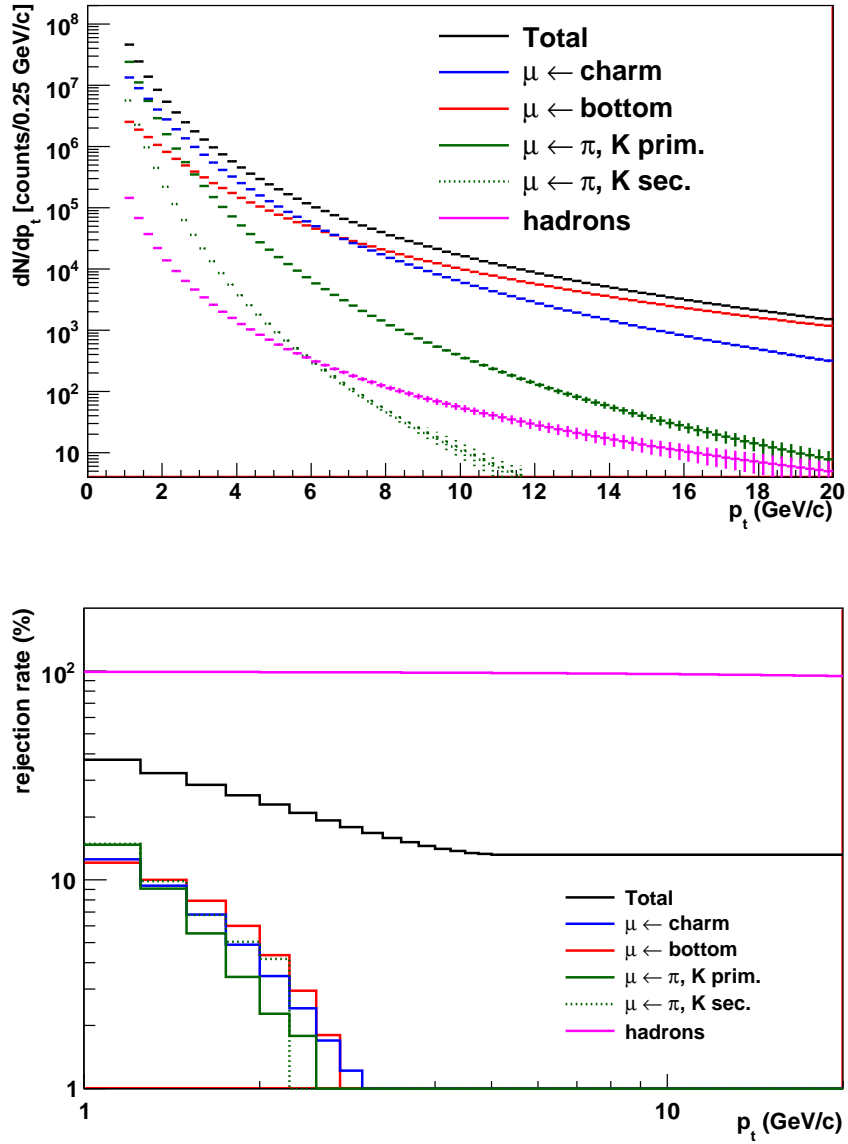


FIGURE 5.7 – Haut : distribution en impulsion transverse des traces reconstruites dans l'acceptance du spectromètre à muons (histogramme noir) après l'application de la coupure "correspondance déclenchement" ; la figure montre également les différentes sources de traces. La statistique correspond au scénario 1 (section 5.2.1). Bas : taux de particules rejetées par la coupure "correspondance déclenchement" en fonction de l'impulsion transverse pour les différentes composantes. L'histogramme noir représente le taux de particules rejetées toutes composantes confondues.

sources	taux (%)	sources	taux (%)	sources	taux (%)
$\mu \leftarrow b$	3.8	$\mu \leftarrow \pi/K \text{ prim.}$	4.0	<i>hadrons prim.</i>	98.6
$\mu \leftarrow c$	4.1	$\mu \leftarrow \pi/K \text{ sec.}$	5.7		

TABLE 5.2 – Taux de particules rejetées par la coupure décrite dans le texte. Les résultats sont intégrés sur l'intervalle en impulsion transverse  $[1.5 - 20] \text{ GeV}/c$ .

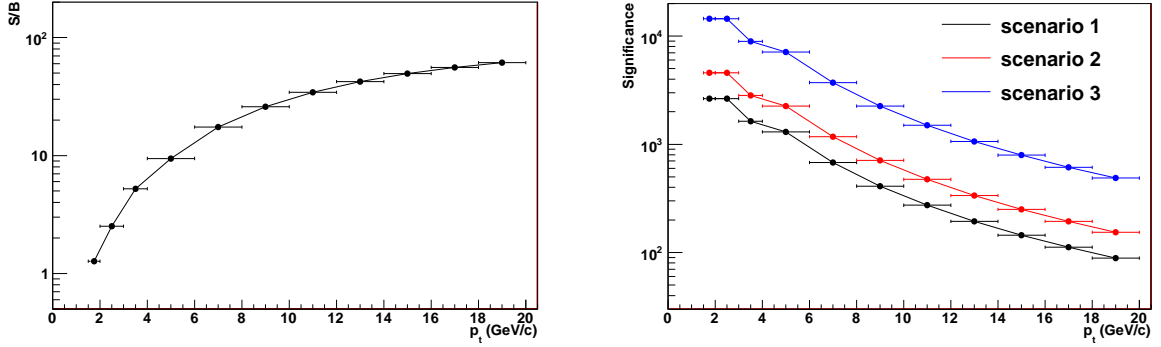


FIGURE 5.8 – Rapport signal sur bruit (gauche) et signification (droite) pour les trois scénarios de prise de données discutés dans la section 5.2.1. La coupure décrite dans le texte a été appliquée.

La figure 5.8 (gauche) montre la dépendance en impulsion transverse du rapport signal sur bruit. La coupure décrite plus haut améliore beaucoup les résultats, puisqu'il est plus grand que un pour une impulsion transverse de  $1.5 \text{ GeV}/c$  et qu'il devient supérieur à 10 dès  $5 \text{ GeV}/c$ . Pour une impulsion transverse de  $20 \text{ GeV}/c$ , le signal est environ 60 fois supérieur au bruit de fond. La figure 5.8 (droite) montre la signification en fonction de l'impulsion transverse. La coupure a très légèrement amélioré la signification qui est toujours très bonne.

### 5.3.3 Soustraction des muons de décroissance des hadrons secondaires

Les traces reconstruites dans le spectromètre sont extrapolées linéairement à travers l'absorbeur frontal jusqu'au plan orthogonal au faisceau qui contient le point d'interaction de la collision primaire entre protons. La distance entre la trace extrapolée dans le plan transverse et le vertex de la collision est définie comme la "distance d'approche la plus petite" (DCA : figure 5.9). La position du point d'interaction est mesurée par le SPD (chapitre 3) avec une résolution spatiale de  $100 \mu\text{m}$  le long de l'axe du faisceau (axe  $z$ ).

La figure 5.10 (haut) montre la distribution en DCA après application de la coupure "correspondance déclenchement" (histogramme noir). Elle montre également les différentes contributions à la distribution totale. Elle met en évidence l'étalement de la distribution en DCA pour les muons de décroissance des hadrons légers secondaires



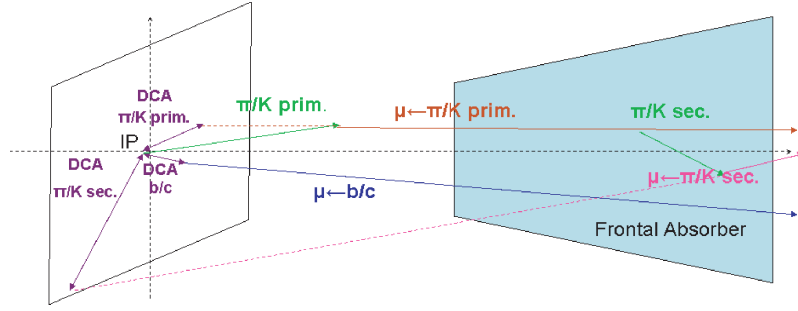


FIGURE 5.9 – Distance d’approche la plus petite (DCA) pour les muons venant du point d’interaction ( $\mu \leftarrow b/c$ ) et pour les sources de bruit de fond muoniques ( $\mu \leftarrow \pi/K \text{ prim.}$ ,  $\mu \leftarrow \pi/K \text{ sec.}$ )

sources	DCA moyen (cm)	sources	DCA moyen (cm)
$\mu \leftarrow b$	3.0	$\mu \leftarrow \pi/K \text{ prim.}$	4.3
$\mu \leftarrow c$	3.3	$\mu \leftarrow \pi/K \text{ sec.}$	11.1
$\mu \leftarrow b + c$	3.2	$\mu \leftarrow \pi/K \text{ prim.} + \text{sec.}$	5.1
<i>hadrons</i>	9.4		

TABLE 5.3 – DCA moyen pour les différentes particules. Les effets de l’absorbeur sont modélisés.

par rapport aux autres distributions. Ce résultat était prévisible car les particules primaires se désintègrent moins loin que les particules secondaires (figure 5.9). En revanche, l’étalement de la distribution en DCA pour les muons de décroissance des hadrons légers primaires est comparable à celui des distributions des muons de décroissance des hadrons lourds. Le tableau 5.3 qui montre le DCA moyen pour chaque particule mesurée confirme ces observations. Comme le temps de vol des hadrons beaux et charmés ( $\sim 100\mu m$ ) est beaucoup plus petit que le temps de vol des hadrons légers ( $\sim 1m$ ), on s’attendrait à ce que le DCA moyen pour les muons de décroissance des hadrons lourds soit plus petit que le DCA moyen pour les muons de décroissance des hadrons légers primaires. La faible différence constatée entre les valeurs de DCA moyen ( $\mu \rightarrow b, c : \text{DCA} \sim 3 \text{ cm}$ ,  $\mu \rightarrow \pi/K \text{ prim.} : \text{DCA} \sim 4 \text{ cm}$ ) s’explique par le phénomène de diffusion multiple des particules dans l’absorbeur frontal du spectromètre. Des simulations Monte Carlo de collisions proton-proton biaisées au minimum avec le générateur d’événements Pythia [205] montrent que la valeur moyenne du DCA pour les muons de décroissance des saveurs lourdes (des hadrons légers) est de  $160 \mu m$  ( $1.2 \text{ cm}$ ) [206], alors qu’elle est de  $3.2 \text{ cm}$  ( $5.1 \text{ cm}$ ) dans la production PDC08 où les effets de l’absorbeur frontal sont modélisés. Finalement, la figure 5.10 (haut) et le tableau 5.3 montrent qualitativement qu’une coupure sur le DCA permet de soustraire une partie des muons de décroissance des pions et des kaons secondaires.

La figure 5.10 (bas) montre la fraction de particules rejetées par rapport au

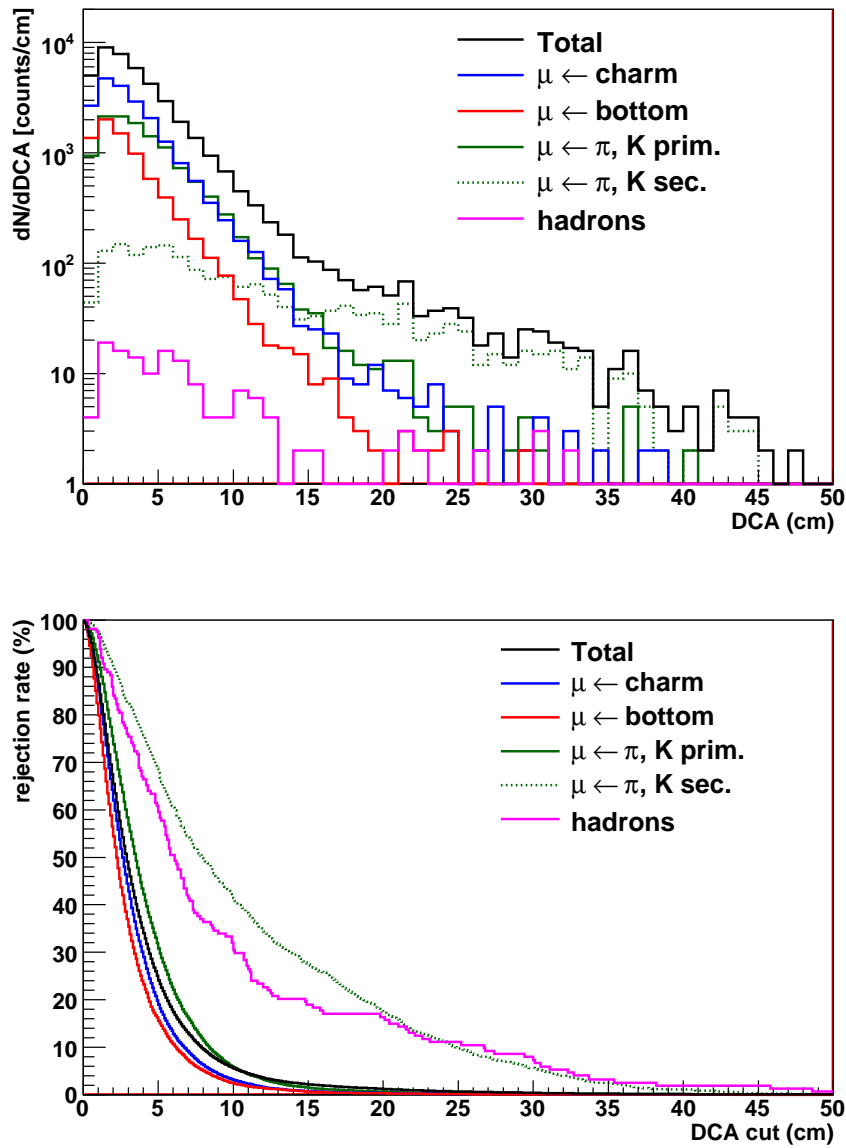


FIGURE 5.10 – Haut : distribution en DCA (histogramme noir). La coupure "correspondance déclenchement" a été appliquée. L'intervalle en impulsion transverse considéré est  $[1.5 - 10.] \text{ GeV}/c$ . Les différentes contributions sont exposées. Bas : taux de particules rejetées en fonction de la valeur limite supérieure du DCA imposée par la coupure. Le total (histogramme noir) représente la fraction de particules rejetées en fonction de l'impulsion transverse toutes sources confondues. La coupure "correspondance déclenchement" a également été appliquée. La fraction de particules rejetées est calculée dans l'intervalle d'impulsion transverse  $[1.5 - 20] \text{ GeV}/c$ .

sources	taux (%)	sources	taux (%)
$\mu \leftarrow b$	4.4	$\mu \leftarrow \pi/K \text{ prim.}$	7.7
$\mu \leftarrow c$	4.1	$\mu \leftarrow \pi/K \text{ sec.}$	44.0

TABLE 5.4 – Taux de particules rejetées par la coupure imposant un DCA plus petit que  $\sim 9 \text{ cm}$  par rapport au cas où seule la coupure "*correspondance déclenchement*" a été appliquée. Les résultats sont intégrés sur l'intervalle en impulsion transverse  $[1.5 - 20] \text{ GeV}/c$ .

nombre total de particules en fonction de la coupure en DCA. La coupure "*correspondance déclenchement*" est appliquée. La fraction de particules rejetées est calculée dans l'intervalle en impulsion transverse  $[1.5 - 20] \text{ GeV}/c$ . Cette figure montre par exemple que, si on impose un DCA plus petit que  $10 \text{ cm}$ , environ 40% des muons de décroissance des hadrons légers secondaires sont rejetés alors que seulement 5% des muons de décroissance des saveurs lourdes ne passent pas la coupure. La figure 5.10 (haut) montre qu'une coupure sur le DCA permet de soustraire un nombre important de muons de décroissance des pions et des kaons secondaires.

Dans ce qui suit, un DCA inférieure à  $\sim 9 \text{ cm}$  a été imposé. En effet, cette coupure rejette une quantité raisonnable de muons de décroissance des saveurs lourdes ( $\sim 5\%$ , tableau 5.4). La coupure "*correspondance déclenchement*" a également été appliquée. Ces coupures ont été appliquées aux distributions en impulsion transverse de la production PDC08 (figure 5.5). Les distributions ont alors été extrapolées jusqu'à une impulsion transverse de  $20 \text{ GeV}/c$ . Les distributions ont également été normalisées pour trois scénarios réalistes de prise de données. La méthode utilisée pour effectuer ces opérations est détaillée dans la section 5.2.1. Ici, les hadrons primaires et secondaires sont considérés comme parfaitement soustraits. En effet, on peut voir sur la figure 5.10 (haut) qu'après la coupure "*correspondance déclenchement*" le nombre de hadrons est largement inférieur (trois ordres de grandeur) au nombre de "coups" dans la distribution totale (histogramme noir). Par ailleurs, après la coupure imposant un DCA plus petit que  $\sim 9 \text{ cm}$ , les hadrons primaires et surtout les hadrons secondaires sont à nouveau rejetés. Une évaluation du taux de rejet avec la production PDC08 indique que dans l'intervalle d'impulsion  $[1.5 - 10.] \text{ GeV}/c$  l'application de la coupure sur le DCA à  $\sim 9 \text{ cm}$  rejette 22% des hadrons primaires et 60% des hadrons secondaires par rapport au cas où la seule condition appliquée est la coupure "*correspondance déclenchement*". Le résultat des opérations détaillées plus haut est présenté sur la figure 5.11 (haut). Notons que la composante des muons de décroissance des pions et des kaons primaires est peu affectée par les coupures. En revanche, la composante des muons de décroissance des pions et des kaons secondaires devient inférieure à la composante des muons de décroissance de la beauté à partir de  $1.5 \text{ GeV}/c$ .

La figure 5.11 (bas) montre le taux de particules rejetées en fonction de leur impulsion transverse après l'application de la coupure sur le DCA à  $\sim 9 \text{ cm}$  par rapport au cas où seule la coupure "*correspondance déclenchement*" a été appliquée. L'extra-

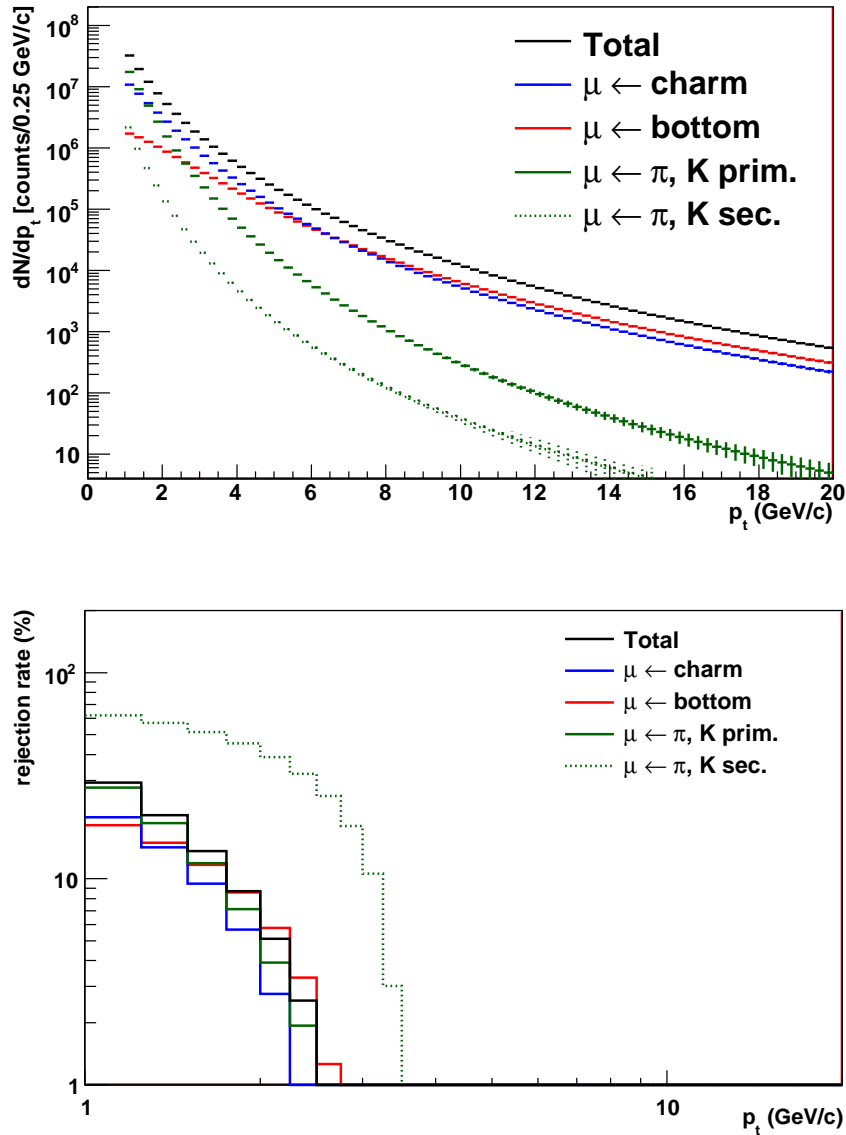


FIGURE 5.11 – Haut : distribution en impulsion transverse des traces reconstruites dans l'acceptance du spectromètre (histogramme noir) après l'application d'une coupure en DCA à  $\sim 9$  cm. La coupure "correspondance déclenchement" a également été imposée. Par ailleurs, la figure montre les différentes sources de traces. La statistique est celle du scénario 1 (section 5.2.1). Bas : taux de particules rejetées par la coupure sur le DCA à  $\sim 9$  cm en fonction de l'impulsion transverse pour les différentes composantes. La coupure "correspondance déclenchement" a été appliquée. L'histogramme noire représente le taux de particules rejetées toutes composantes confondues.

sources	taux (%)	sources	taux (%)
$\mu \leftarrow b$	7.0	$\mu \leftarrow \pi/K$ <i>prim.</i>	11.0
$\mu \leftarrow c$	8.0	$\mu \leftarrow \pi/K$ <i>sec.</i>	47.0

TABLE 5.5 – Taux de particules rejetées par la coupure imposant un DCA plus petit que  $\sim 9$  cm et la coupure "*correspondance déclenchement*". Les résultats sont intégrés sur l'intervalle en impulsion transverse  $[1.5 - 20]$  GeV/c.

polation des distributions de la production PDC08 jusqu'à une impulsion transverse de 20 GeV/c et la normalisation aux trois scénarios réalistes de prise de données ont été appliquées. Les muons de décroissance des hadrons légers secondaires sont rejetés à près de 50% à basse impulsion transverse alors que pour les autres composantes, le taux de rejet est au plus de 25%. Par ailleurs, les muons de décroissance des hadrons légers secondaires sont rejetés dans l'intervalle en impulsion transverse  $[1 - 3.5]$  GeV/c. Dans cet intervalle, ces muons dominent encore le signal après la coupure "*correspondance déclenchement*" (figure 5.7). On note également, qu'au-delà de 2.5 GeV/c, quand le signal domine, les muons de décroissance des saveurs lourdes ne sont plus rejetés. Comme la coupure "globale" en DCA affecte uniquement le signal dans l'intervalle en  $p_t$  où le bruit de fond domine, l'application d'une coupure en DCA dépendante de l'impulsion transverse n'est pas nécessaire. Le tableau 5.4 montre le taux de particules rejetées par la coupure imposant des DCA plus petits que  $\sim 9$  cm par rapport au cas où seule la coupure "*correspondance déclenchement*" a été appliquée. Ce taux est intégré sur l'intervalle en impulsion transverse  $[1.5 - 20]$  GeV/c. Les muons de décroissance des saveurs lourdes sont rejetés à  $\sim 4\%$ , tandis que les muons de décroissance des pions et des kaons secondaires sont rejetés à  $\sim 44\%$ .

Si l'on s'intéresse à l'effet combiné de la coupure en DCA et de la coupure "*correspondance déclenchement*" (tableau 5.5), on constate que 7% (8%) des muons de décroissance de la beauté (du charme) et 47% des muons de décroissance des hadrons secondaires ont été rejetés dans l'intervalle en impulsion transverse  $[1.5 - 20]$  GeV/c.

La figure 5.12 montre la dépendance en impulsion transverse du rapport signal sur bruit (gauche) et de la signficance (droite) pour les trois scénarios de prise de données discutés dans la section 5.2.1. Le signal est constitué des muons de décroissance des saveurs lourdes et le bruit de fond est constitué des muons de décroissance des hadrons légers. Le rapport signal sur bruit est toujours supérieur à un pour les faibles impulsions transverses. Le signal est environ 80 fois supérieur au bruit de fond pour une impulsion transverse de 20 GeV/c. La signficance est toujours très bonne même dans le cas le plus défavorable du premier scénario de prise de données.

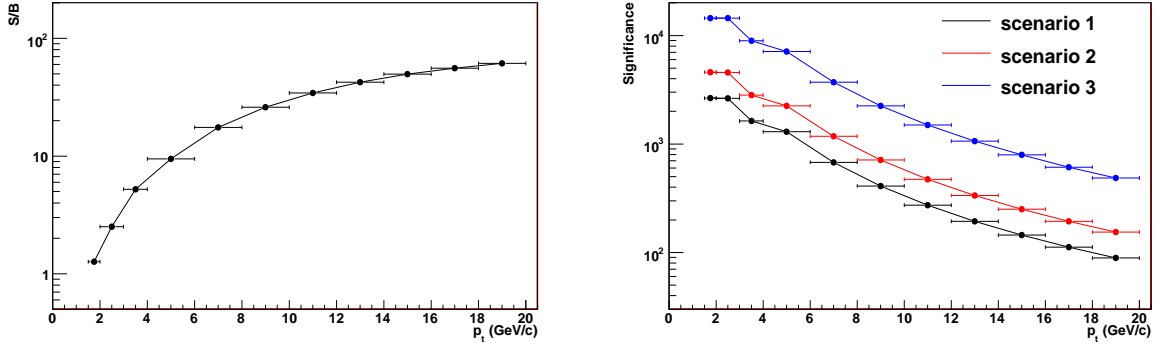


FIGURE 5.12 – Rapport signal sur bruit (gauche) et signification (droite) pour les trois scénarios de prise de données discutés dans la section 5.2.1. La coupure "correspondance déclenchement" a été appliquée. Par ailleurs, il a été imposé un DCA plus petit que  $\sim 9 \text{ cm}$ .

### 5.3.4 Soustraction des muons de décroissance des hadrons légers primaires

### 5.3.5 Présentation de la méthode

La méthode de soustraction du bruit de fond généré par la décroissance des pions et des kaons primaires décrite dans cette partie est basée sur la différence existant entre le temps de vol des hadrons légers et celui des hadrons lourds (tableau 5.6). Contrairement aux saveurs lourdes qui se désintègrent presque immédiatement après leur production au point d'interaction, les pions et les kaons primaires volent quelques mètres avant de se désintégrer. La plupart des hadrons légers primaires seront donc absorbés par l'absorbeur frontal avant de décroître en muons. Les muons provenant des pions et des kaons primaires qui se sont désintégrés avant d'atteindre l'absorbeur frontal forment le bruit de fond dont il est question dans cette section. Plus le point d'interaction est loin de l'absorbeur, plus il est probable que le hadron léger primaire se désintègre. Ainsi il n'est pas absorbé et son muon de décroissance devient un muon du bruit de fond. La distance entre l'absorbeur et le point d'interaction varie à chaque événement. En effet, les faisceaux ne se croisent pas nécessairement au même point quand on considère deux événements distincts. Par ailleurs, comme il existe un angle entre les lignes de faisceau, la zone d'intersection des paquets de protons est un volume en forme de diamant. Une interaction  $pp$  peut donc avoir lieu en n'importe quel point de ce volume. Finalement, la résolution en position du point d'interaction  $z$  est une gaussienne centrée sur  $z = 0 \text{ cm}$  et de déviation standard  $\sigma_z \simeq 5.3 \text{ cm}$  [208]. Dans ce qui suit, l'acceptance du spectromètre est supposée indépendante de la position du point d'interaction.

La méthode utilisée est extraite de [208, 209]. La distribution des muons peut être obtenue à partir de la distribution des pions suivant :

sources	$c\tau$ ( $\mu m$ )	sources	$c\tau$ ( $\mu m$ )	sources	$c\tau$ (m)	sources	$c\tau$
$B^\pm$	491.1	$B^0$	122.9	$\pi^\pm$	7.8045	$\pi^0$	25.1 nm
$D^\pm$	311.8	$D^0$	458.7	$K^\pm$	3.713	$K_L^0$	15.34 m

TABLE 5.6 – Longueur de décroissance pour les différentes sources muoniques [207].

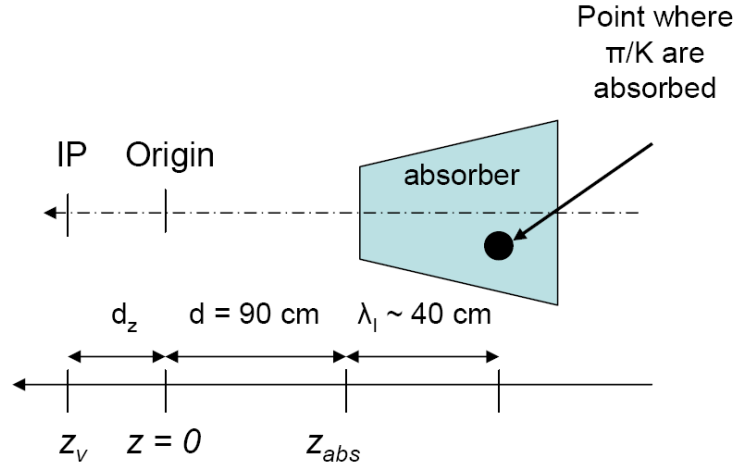


FIGURE 5.13 – Définition du libre parcours des pions et des kaons.

$$\frac{dN_\mu^{(\pi/K)_{prim}}}{dp_t} = \int dp'_t P_{(\pi/K)_{prim}}(p_t, p'_t) \frac{dN_{(\pi/K)_{prim}}}{dp'_t}. \quad (5.5)$$

Ici,  $P_{(\pi/K)_{prim}}(p_t, p'_t)$  est la probabilité qu'un pion ou un kaon primaire d'impulsion transverse  $p'_t$  se désintègre en un muon d'impulsion  $p_t$ . La distribution doublement différentielle en impulsion transverse et en position du point d'interaction s'écrit alors :

$$\frac{d^2 N_\mu^{(\pi/K)_{prim}}}{dp_t dz_v} = \rho(z_v) \int d\theta \int dp'_t P_{(\pi/K)_{prim}}(p_t, p'_t) \frac{d^2 N_{(\pi/K)_{prim}}}{dp'_t d\theta} \times [1 - \exp(-\frac{d m_{(\pi/K)_{prim}} \tan(\pi - \theta)}{c\tau p'_t})]. \quad (5.6)$$

Ici,  $\theta$  est l'angle polaire avec lequel sont émis les pions et les kaons,  $\tau$  est leur temps de vie moyen et  $m_{(\pi/K)_{prim}}$  est leur masse. La variable  $d$  est le libre parcours des pions et des kaons avant qu'ils n'interagissent dans l'absorbeur. Elle peut être écrite comme il suit (figure 5.13) :

$$d = |z_{abs}| + |\Delta z_I| + z_v. \quad (5.7)$$

Ici,  $z_v$  est la position du point d'interaction par rapport à l'origine. La variable  $z_v$  est distribuée suivant une gaussienne  $\rho(z_v)$  centrée en  $z_v = 0$  et l'écart type est  $\sigma_z \simeq 5.3 \text{ cm}$ . La coordonnée  $z_{abs}$  vaut  $-90 \text{ cm}$ , c'est la distance entre l'origine et l'absorbeur frontal.  $\Delta z_I$  est le libre parcours moyen d'un pion ou d'un kaon dans l'absorbeur. La position de l'interaction  $z_I$  par rapport à l'extrémité de l'absorbeur varie suivant la distribution de probabilité :

$$\frac{dP}{dz_I} = \frac{1}{\lambda_I} \exp(z_I/\lambda_I). \quad (5.8)$$

Ainsi, en moyenne,  $\langle \Delta z_I \rangle = \lambda_I$  vaut environ  $-40 \text{ cm}$ . Notons que les coordonnées  $z_I$  et  $z_{abs}$  sont toujours inférieures à zéro. La probabilité de décroissance des pions et des kaons a une forme exponentielle. Elle peut être développée en série<sup>5</sup>. Elle devient alors :

$$\frac{d^2 N_\mu^{(\pi/K)_{prim}}}{dp_t dz_v} \simeq \rho(z_v) \times \left[ \int d\theta \int dp'_t P_{(\pi/K)_{prim}}(p_t, p'_t) \frac{d^2 N_{(\pi/K)_{prim}}}{dp'_t d\theta} \times \right. \quad (5.9) \\ \left. \frac{m_{(\pi/K)_{prim}} \tan(\pi - \theta)}{c\tau p'_t} \right] \times d.$$

Soit :

$$\frac{d^2 N_\mu^{(\pi/K)_{prim}}}{dp_t dz_v} \simeq \rho(z_v) A_{(\pi/K)_{prim}}(p_t) d. \quad (5.10)$$

Comme les hadrons lourds se désintègrent presque immédiatement après leur création au point d'interaction, le libre parcours  $d$  n'intervient pas dans l'écriture de la distribution  $dN/dp_t dz_v$  des muons de décroissance des saveurs lourdes :

$$\frac{d^2 N_\mu^{c/b}}{dp_t dz_v} \simeq \rho(z_v) \int dp'_t P_{c/b}(p_t, p'_t) \frac{dN_{c/b}}{dp'_t} = \rho(z_v) B_{c/b}(p_t). \quad (5.11)$$

Plus le point d'interaction est proche de l'absorbeur, plus la probabilité pour les hadrons primaires de décroître avant de l'atteindre est faible. Ainsi, il est plus probable qu'il y ait interaction d'un hadron avec l'absorbeur et donc production d'un pion ou d'un kaon secondaire. Ceci explique que la probabilité de décroissance d'un pion ou d'un kaon secondaire ait un comportement opposé à celle d'un pion ou d'un kaon primaire quand on considère le libre parcours  $d$  :

---

5. Pour les pions  $\frac{m}{c\tau} \sim 10^{-3} \frac{GeV/c}{cm}$ . Par ailleurs  $d \sim 10^2 \text{ cm}$ ,  $\tan(\pi - \theta) \sim 10^{-1}$  et  $p_t > 1. \text{ GeV}/c$ . Ainsi, l'exposant de l'exponentielle reste petit :  $\frac{m}{c\tau} \times d \times \frac{\tan(\pi - \theta)}{p_t} \sim 10^{-2}$ .



$$\frac{d^2 N_\mu^{(\pi/K)_{sec}}}{dp_t dz_v} \simeq \rho(z_v) \int d\theta \int dp'_t P_{(\pi/K)_{sec}}(p_t, p'_t) \frac{d^2 N_{(\pi/K)_{sec}}}{dp'_t d\theta} \times \quad (5.12)$$

$$\exp\left(-\frac{d m_{(\pi/K)_{sec}} \tan(\pi - \theta)}{c\tau p'_t}\right).$$

Ici,  $P_{(\pi/K)_{sec}}(p_t, p'_t)$  est la probabilité qu'un pion ou un kaon, produit au point d'interaction avec une impulsion transverse  $p'_t$ , interagisse avec l'absorbeur frontal pour produire un pion ou un kaon qui se désintégrera en un muon d'impulsion transverse  $p_t$ .

L'expansion en série donne :

$$\frac{d^2 N_\mu^{(\pi/K)_{sec}}}{dp_t dz_v} \simeq \rho(z_v) \int d\theta \int dp'_t P_{(\pi/K)_{sec}}(p_t, p'_t) \frac{d^2 N_{(\pi/K)_{sec}}}{dp'_t d\theta} \times \quad (5.13)$$

$$\left(1 - \frac{d m_{(\pi/K)_{sec}} \tan(\pi - \theta)}{c\tau p'_t}\right),$$

$$\frac{d^2 N_\mu^{(\pi/K)_{sec}}}{dp_t dz_v} \simeq \rho(z_v) [B_{(\pi/K)_{sec}}(p_t) - d A_{(\pi/K)_{sec}}(p_t)]. \quad (5.14)$$

Finalement, la distribution totale devient :

$$\frac{d^2 N_\mu}{dp_t dz_v} \simeq \rho(z_v) [B_{c/b}(p_t) + B_{(\pi/K)_{sec}}(p_t)] + \rho(z_v) d \times \quad (5.15)$$

$$[(A_{(\pi/K)_{prim}}(p_t) - A_{(\pi/K)_{sec}}(p_t))].$$

La figure 5.14 (haut gauche) montre la distribution totale obtenue par l'analyse de la production PDC08 (section 5.3.1). La coupure "*correspondance déclenchement*" a été appliquée. Une coupure imposant un DCA plus petit que  $\sim 9$  cm a également été appliquée. Les données ont été corrigées de l'efficacité de reconstruction (chapitre 4, figure 4.16).

La soustraction des muons de décroissance des pions et des kaons primaires est basée sur une méthode statistique. La méthode exploite la différence entre la forme de la distribution  $dN/dz_v$ <sup>6</sup> des muons de décroissance des saveurs lourdes et des  $\pi/K$  secondaires et la forme de la distribution  $dN/dz_v$  des muons de décroissance des  $\pi/K$  primaires. La formule 5.16 montre que pour un intervalle en impulsion transverse donné, la distribution  $dN/dz_v$  des muons de décroissance des saveurs lourdes et des

---

6. Notons qu'il existe un vertex (et donc une position  $z_v$ ) à chaque événement  $pp$ . Le nombre de "coups" correspondant dans la distribution  $dN/dz_v$  est alors le nombre de muons mesurés par le spectromètre lors de cet événement.

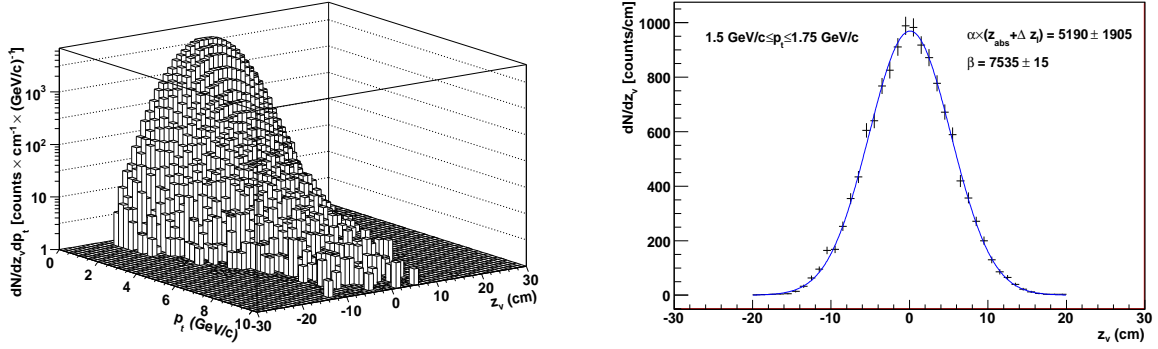


FIGURE 5.14 – Gauche : distribution doublement différentielle en impulsion transverse et en position du point d'interaction (production PDC08). La coupure "correspondance déclenchement" a été appliquée. Une coupure imposant un DCA plus petit que  $\sim 9 \text{ cm}$  a également été appliquée. Les données ont été corrigées de l'efficacité de reconstruction (chapitre 4, figure 4.16). Droite : ajustement (fonction bleue) dans la tranche en impulsion transverse  $[1.5 \text{ GeV}/c < p_t < 1.75 \text{ GeV}/c]$  de la distribution  $dN/dp_t dv_z$  (histogramme noir) avec la formule 5.16.

hadrons légers secondaires est une gaussienne pure. En revanche, la distribution en  $dN/dz_v$  des muons de décroissance des hadrons légers primaires est une gaussienne convoluée par la variable  $d$  (formule 5.10). Chaque tranche en impulsion transverse de la distribution  $dN/dp_t dz_v$  (figure 5.14 gauche) est ajustée avec la fonction suivante :

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(p_t)} e^{-\frac{(z-m(p_t))^2}{2\sigma(p_t)^2}} \times [\alpha(p_t) d + \beta(p_t)]. \quad (5.16)$$

La formule peut être décomposée en deux parties :

- Une partie gaussienne normalisée à l'unité. La moyenne  $m(p_t)$  et l'écart type  $\sigma(p_t)$  sont libres. Il a été vérifié, pour toutes les tranches en impulsion transverse qui ont été ajustées, que  $m(p_t)$  ( $\sigma(p_t)$ ) reste proche de  $0 \text{ cm}$  ( $5.3 \text{ cm}$ );
- Une partie linéaire en  $d$ ,  $d$  étant le libre parcours présenté dans l'équation 5.7. Les paramètres  $\alpha(p_t)$  et  $\beta(p_t)$  sont libres. Le nombre de muons de décroissance des hadrons légers primaires pour l'intervalle en impulsion transverse  $p_t$  est donné par  $\alpha(p_t) \times (|z_{abs}| + |\Delta z_I|)$  (équation 5.7 et équation 5.16). Le nombre de muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires pour l'intervalle en impulsion transverse  $p_t$  est donné par  $\beta(p_t)$  (équation 5.16). Nous avons donc :

$$\frac{dN_{\mu}^{(\pi/K)_{prim}}}{dp_t} = (|z_{abs}| + |\Delta z_I|) \times \alpha(p_t) \quad (5.17)$$

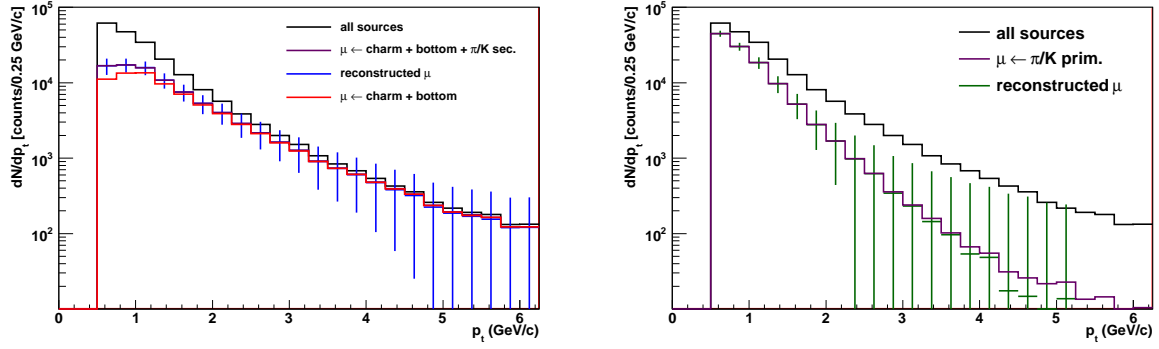


FIGURE 5.15 – Gauche : distribution en impulsion transverse des muons reconstruits dans le spectromètre (noir). La contribution des saveurs lourdes (histogramme rouge) et la contribution des saveurs lourdes additionnée à la contribution des pions et des kaons secondaires (histogramme mauve) est représentée. Les muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires reconstruits avec la méthode décrite dans le texte sont également représentés (histogramme bleu). Droite : distribution en impulsion transverse des muons reconstruits dans le spectromètre (noir). La contribution des pions et des kaons primaires (histogramme mauve) est représentée. Les muons de décroissance des hadrons légers primaires reconstruits avec la méthode décrite dans le texte sont également représentés (histogramme vert).

$$\frac{dN_{\mu}^{b/c,(\pi/K)_{sec}}}{dp_t} = \beta(p_t). \quad (5.18)$$

$$(5.19)$$

### Application de la méthode pour une statistique limitée (PDC08)

La figure 5.15 (gauche) représente la distribution en impulsion transverse des muons reconstruits dans le spectromètre. La contribution des saveurs lourdes (histogrammes rouges) et celle des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires (histogramme mauve) sont représentées. La figure 5.15 (gauche) montre également les muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires reconstruits par la méthode exposée précédemment (histogramme bleu avec barres d'erreurs). La figure 5.15 (droite) montre la distribution en impulsion transverse des muons reconstruits dans le spectromètre. La contribution des pions et des kaons primaires (histogramme mauve) est représentée. Les distributions des muons de décroissance des hadrons légers primaires reconstruits par la méthode décrite plus haut sont également exposées (histogramme vert avec barres d'erreurs). Dans les deux cas, un bon accord est observé entre le signal reconstruit et les différentes contributions à la distribution totale.

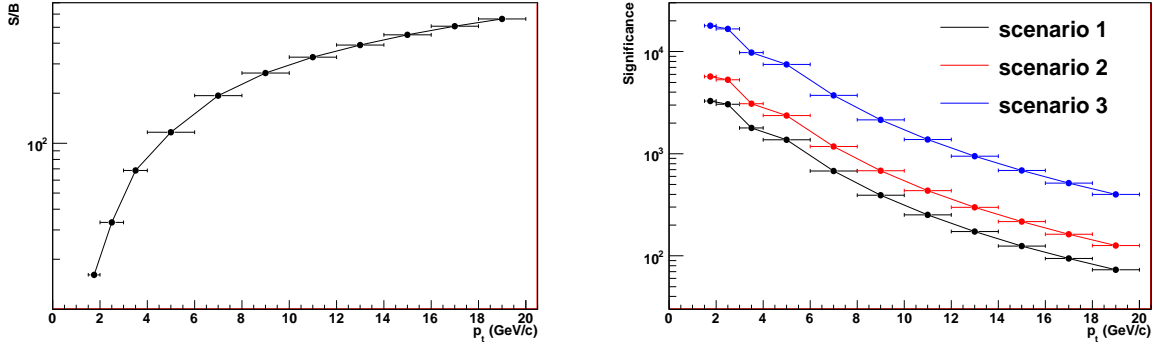


FIGURE 5.16 – Rapport signal sur bruit (gauche) et signification (droite) pour les trois scénarios de prise de données discutés dans la section 5.2.1. La coupure "correspondance déclenchement" a été appliquée. Il a également été imposé un DCA plus petit que  $\sim 9$  cm. Les muons de décroissance des hadrons légers primaires ont été soustraits avec la méthode décrite dans le texte.

La statistique de la production PDC08 ne permet pas d'appliquer la méthode décrite précédemment pour des impulsions transverses plus grandes que  $\sim 6$  GeV/c. La figure 5.15 (gauche) montre néanmoins que la méthode permet de soustraire les muons de décroissance des pions et des kaons primaires de façon satisfaisante. Notons néanmoins que pour que la méthode soit efficace, les paramètres libres  $\alpha(p_t)$  et  $\beta(p_t)$  doivent être initialisés avec leur valeur exacte à 10% près. Dans le cas de données réelles, les simulations devraient permettre d'initialiser les paramètres libres convenablement. Il existe également un moyen pour limiter l'influence de l'initialisation des paramètres sur la qualité de l'ajustement. Cette méthode consiste à isoler la dépendance linéaire en  $d$  en normalisant les distributions  $dN/dv_z$  par une gaussienne pure pour chaque  $p_t$ . Ainsi, l'ajustement complexe de la formule 5.16 devient un ajustement linéaire [209].

Après application de la méthode de soustraction, le signal est composé des muons de décroissance des saveurs lourdes et le bruit de fond est composé des muons de décroissance des pions et des kaons secondaires qui ont passé la coupure en DCA. Notons que, la coupure sur le DCA doit être appliquée avant la méthode de soustraction des muons de décroissance des  $\pi/K$  primaires puisque cette méthode ne permet pas de conserver l'information sur le DCA des muons reconstruits.

La figure 5.16 montre le rapport signal sur bruit (gauche) et la signification (droite) pour les trois scénarios de prise de données discutés dans la section 5.2.1 après soustraction des muons de décroissance des pions et des kaons primaires. Le rapport signal sur bruit est très bon puisqu'il est supérieur à 10 pour une impulsion transverse plus grande que  $1.5$  GeV/c et qu'il est plus grand que 500 pour une impulsion transverse de  $20$  GeV/c. La signification est toujours excellente.

## Application de la méthode pour une statistique réaliste : méthode

La figure 5.15 montre que les incertitudes sur les distributions reconstruites avec la méthode décrite précédemment sont importantes pour la statistique de la production PDC08. Pour comprendre comment évoluent ces incertitudes dans le cas des scénarios de prise de données décrits dans la section 5.2.1, il faut extrapoler la distribution  $dN/dp_t dz_v$  de la production PDC08 (figure 5.14 gauche). L'extrapolation est réalisée avec une méthode Monte Carlo. Deux types de distributions  $dN/dp_t dz_v$  sont considérés :

- La distribution des muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires ;
- La distribution des muons de décroissance des hadrons légers primaires.

Le principe de la méthode Monte Carlo est basé sur une boucle. Chaque itération permet d'ajouter un "coup" dans la distribution  $dN/dp_t dz_v$ . La valeur de  $p_t$  et  $v_z$  correspondant à chaque "coup" est choisie aléatoirement en fonction des distributions obtenues à partir de la production PDC08. Ces distributions sont alors considérées comme les distributions de probabilité des variables  $p_t$  et  $v_z$ . Dans la suite, on dit qu'à chaque itération dans la boucle on "échantillonne" une valeur de  $p_t$  et de  $v_z$ . En pratique, l'extrapolation est réalisée de la façon suivante quand aucune approximation n'est appliquée :

1. La coupure "*correspondance déclenchement*" ainsi que la coupure en DCA à  $\sim 9$  cm sont appliquées aux distributions de la production PDC08. Les distributions sont ajustées et extrapolées jusqu'à une impulsion transverse de 20 GeV/c conformément à la procédure décrite dans la section 5.2.1. Ces distributions constituent les distributions de probabilité des variables  $p_t$  et  $v_z$  ;
2. Les impulsions transverses sont "échantillonnées" suivant les distributions obtenues dans l'étape précédente. Le nombre de fois où l'"échantillonnage" est effectué correspond au nombre de muons dans le scénario considéré ;
3. Dans le cas des muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires, la position longitudinale du point d'interaction est "échantillonnée" suivant une gaussienne centrée en zéro et de largeur  $\sigma = 5.3$  cm. Dans le cas des muons de décroissance des hadrons légers primaires, la position longitudinale est "échantillonnée" suivant la même gaussienne mais, conformément à l'équation 5.13, la gaussienne est pondérée par le coefficient :

$$C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t) = \exp(-\alpha_{\pi/K \text{ sec}} \times d \times \frac{\tan(\pi - \theta)}{p_t}). \quad (5.20)$$

Ici,  $d = |z_{abs}| + |\Delta z_I| + z_v$  (formule 5.7),  $z_{abs} = -90$  cm,  $\Delta z_I$  est "échantillonné" suivant la loi exponentielle de la formule 5.8 et  $z_v$  est "échantillonné" suivant une loi gaussienne centrée en zéro de largeur  $\sigma = 5.3$  cm. Le coefficient  $\alpha_{\pi/K \text{ sec}}$  s'écrit :

$$\alpha_{\pi/K \text{ sec.}} = R_{\pi \text{ prim.}} \times \frac{m_{\pi}}{c\tau_{\pi}} + R_{K \text{ prim.}} \times \frac{m_K}{c\tau_K}, \quad (5.21)$$

où  $R_{\pi \text{ prim.}}$  et  $R_{K \text{ prim.}}$  sont respectivement la proportion de pions primaires et de kaons primaires par rapport au nombre total de hadrons légers primaires ( $R_{\pi \text{ prim.}} \simeq 0.66$  et  $R_{K \text{ prim.}} \simeq 0.34$ ),  $m_{\pi} = 0.140 \text{ GeV}/c$  est la masse du pion,  $m_K = 0.494 \text{ GeV}/c$  est la masse du kaon,  $c\tau_{\pi} = 780.45 \text{ cm}$  est le temps de vol moyen du pion et  $c\tau_K = 371.2 \text{ cm}$  est le temps de vol moyen du kaon. Notons que comme l'exponentielle peut être linéarisée (voir formule 5.14), l'utilisation d'une moyenne pondérée pour le calcul du coefficient  $\alpha_{\pi/K \text{ sec.}}$  est correcte au premier ordre. Les paramètres  $\theta$  et  $p_t$  sont respectivement, l'angle polaire d'émission des pions et des kaons et leur impulsion transverse. Les variables  $\theta$  et  $p_t$  sont "échantillonnées" suivant les distributions cinématiques des pions et des kaons primaires qui se sont désintégrés directement en un muon dans l'acceptance du spectromètre. Pour chaque variable, la distribution considérée est celle des pions additionnée à celle des kaons<sup>7</sup>. Les distributions sont calculées avec le générateur Monte Carlo Pythia (données cinématiques de la production PDC08). Le nombre de fois où l'"échantillonnage" est effectué correspond au nombre de muons dans le scénario considéré ;

4. L'erreur statistique est ajoutée. Elle correspond à la racine carré du nombre de muons dans chaque "bin".

## Test de la méthode

Pour tester la méthode Monte Carlo décrite plus haut, on l'utilise pour reproduire des distributions  $dN/dp_t dz_v$  de statistique égale à la statistique de la production PDC08. Ainsi, les distributions utilisées pour "échantillonner" les impulsions transverses sont les distributions obtenues à partir de la production PDC08 après application des coupures décrites dans le premier item ("*correspondance déclenchement*" et  $DCA < \sim 9 \text{ cm}$ ). Ces distributions ne sont naturellement pas normalisées à des scénarios réalistes de prise de données ni extrapolées jusqu'à  $p_t = 20 \text{ GeV}/c$ .

La figure 5.17 (haut) montre les distributions  $dN/dz_v$  ( $dN/dp_t dz_v$  intégrées sur l'impulsion transverse) obtenues par la méthode Monte Carlo (vert et rouge). La figure 5.17 (bas) montre les distributions  $dN/dp_t$  ( $dN/dp_t dz_v$  intégrées sur la position du point d'interaction) obtenues par la même méthode. Les histogrammes noirs sont les références obtenues à partir de la production PDC08. La superposition des histogrammes reconstruits avec les histogrammes de référence met en évidence le bon fonctionnement de la méthode d'extrapolation.

La figure 5.18, montre le résultat de la méthode de soustraction statistique des muons de décroissance des hadrons légers primaires. La méthode a été appliquée à

<sup>7</sup> Ici, on néglige la désintégration des kaons en pions. Ainsi, les angles  $\theta$  pour les pions et les kaons sont des variables indépendantes. Il en est de même avec  $p_t$ .

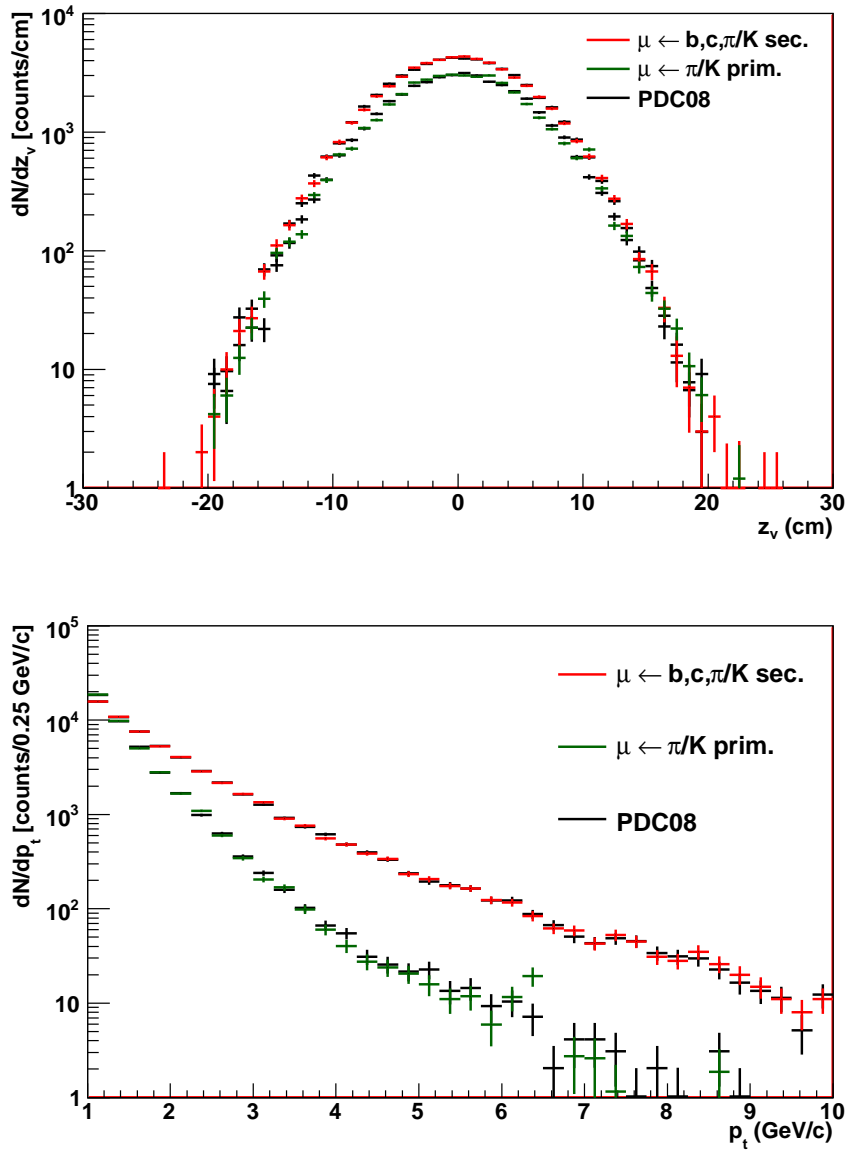


FIGURE 5.17 – Distributions en position du point d'interaction ( $z_v$ ) (haut) et en impulsion transverse ( $p_t$ ) (bas) des muons de décroissance du charme, de la beauté et des hadrons légers secondaires (rouge) et des muons de décroissance des hadrons légers primaires (vert). Ces distributions ont été obtenues en intégrant la distribution  $dN/dp_t dz_v$  obtenue à partir de la méthode Monte Carlo décrite dans le texte sur  $p_t$  (gauche) et sur  $z_v$  (droite). Les histogrammes noirs servent de référence et ils sont obtenus directement à partir de la production PDC08. Les histogrammes noirs sont confondus avec les histogrammes rouges et verts.

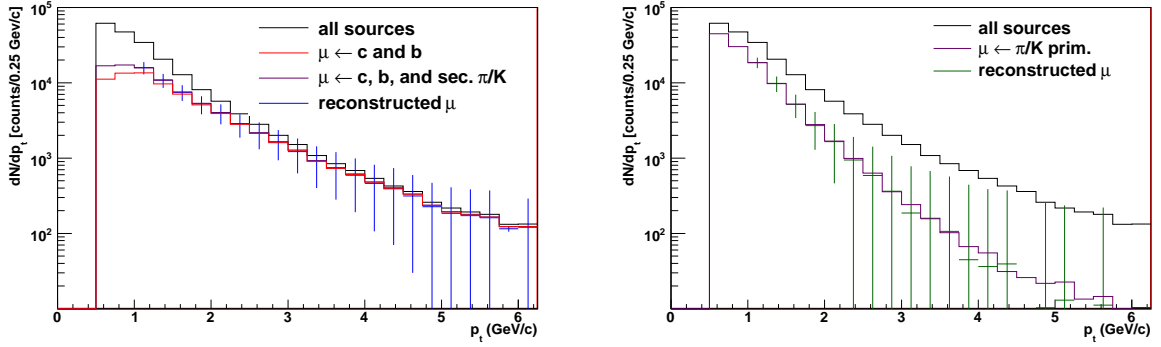


FIGURE 5.18 – Gauche : comme pour la figure 5.15, les distributions des muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires reconstruits avec la méthode de soustraction statistique sont représentées (bleu). Droite : Comme pour la figure 5.15, les distributions des muons de décroissance des hadrons légers primaires reconstruits avec la méthode de soustraction statistique sont représentées (vert). A droite comme à gauche, la méthode de soustraction a été appliquée à la distribution  $dN/dp_t dz_v$  extrapolée avec la méthode Monte Carlo pour reproduire la statistique de la production PDC08. Les résultats de la reconstruction sont comparés aux distributions obtenues à partir de la production PDC08.

la distribution  $dN/dp_t dz_v$  extrapolée avec la méthode Monte Carlo à la statistique de la production PDC08. La méthode de soustraction statistique permet toujours de séparer les distributions en  $p_t$  du signal et du bruit de fond puisque les histogrammes de référence sont superposés aux histogrammes reconstruits.

Les incertitudes sont également bien reproduites. Ceci est illustré sur la figure 5.19 qui montre les erreurs sur les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes, des hadrons légers secondaires (traits pleins) et des hadrons légers primaires (traits pointillés). Les histogrammes rouges ont été obtenus après application de la méthode de soustraction statistique à la distribution  $dN/dp_t dz_v$  obtenue à partir de la méthode d'extrapolation Monte Carlo décrite plus haut. Les histogrammes noirs sont obtenus après application de la méthode de soustraction statistique à la distribution  $dN/dp_t dz_v$  obtenue directement à partir de la production PDC08. Notons que, du fait de la statistique relativement limitée de la production PDC08, l'erreur relative est au minimum de 20%. Dans le cas des muons de décroissance des hadrons légers primaires, elle dépasse 100% pour une impulsion transverse supérieure à  $2.5 \text{ GeV}/c$ . Comme la statistique est plus importante pour les muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires, l'erreur dépasse 100% pour une impulsion transverse supérieure à  $6 \text{ GeV}/c$ .

Finalement, les figures 5.18 et 5.19, montrent que la méthode d'extrapolation Monte Carlo permet de reproduire des distributions  $dN/dp_t dz_v$  réalistes. Quand on applique la méthode de soustraction des muons de décroissance des hadrons primaires à la distribution  $dN/dp_t dz_v$  extrapolée à la statistique de la production PDC08 par la méthode Monte Carlo, on obtient les mêmes résultats (distributions reconstruites



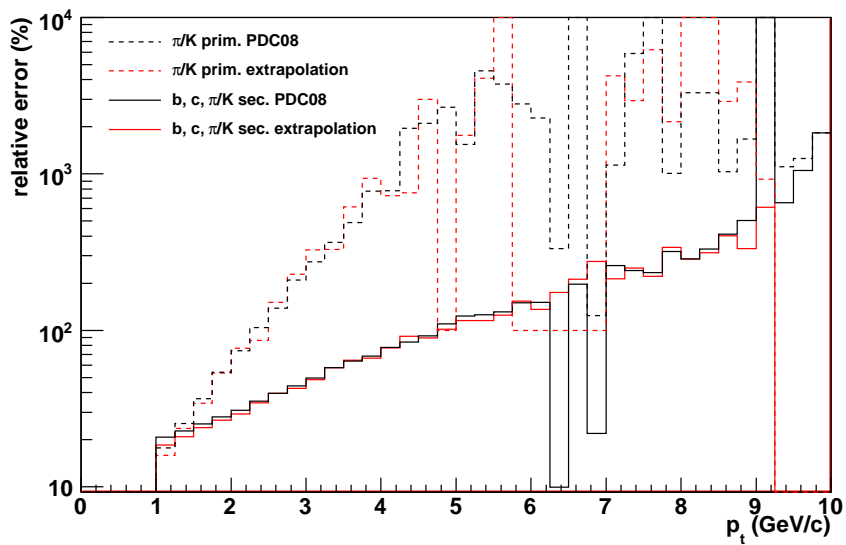


FIGURE 5.19 – Erreurs sur les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance de la beauté, du charme, des hadrons légers secondaires (traits pleins) et des hadrons légers primaires (traits pointillés). Les histogrammes rouges sont obtenus après application de la méthode de soustraction à la distribution  $dN/dp_t dz_v$  extrapolée pour reproduire les résultats de la production PDC08. Les histogrammes noirs ont été obtenus après application de la méthode de soustraction à la distribution  $dN/dp_t dz_v$  obtenue à partir de la production PDC08.

et erreurs) que si on applique la méthode de soustraction à la distribution  $dN/dp_t dz_v$  de la production PDC08.

### Application de la méthode pour une statistique réaliste : approximations nécessaires

Dans le cas de l'extrapolation des distributions  $dN/dp_t dz_v$  aux trois scénarios réalistes de prise de données (section 5.2.1), il faut faire une approximation supplémentaire pour mettre en œuvre la méthode Monte Carlo. En effet, dans la formule 5.22 (troisième item de la méthode), l'angle polaire  $\theta$  et l'impulsion transverse  $p_t$  sont les paramètres des hadrons. Si on veut simplement reproduire les résultats de la production PDC08, la distribution de ces paramètres peut être évaluée en analysant les données cinématiques. Pour étudier le cas des scénarios réalistes de prise de données, il faut utiliser des extrapolations basées sur des ajustements (premier item de la méthode). On perd alors toutes les informations cinématiques sur les parents des muons (les hadrons). Pour résoudre ce problème, les données cinématiques de la production PDC08 peuvent être analysées pour extraire la distribution en angle polaire et la distribution en impulsion transverse des muons dans l'acceptance du spectromètre plutôt que celles des pions et des kaons qui ont donné un muon dans l'acceptance. La distribution en impulsion transverse des muons peut alors être extrapolée jusqu'à  $20 \text{ GeV}/c$  avec la méthode d'ajustement décrite dans la section 5.2.1. Par ailleurs, la figure 5.20 (haut, droite) montre que la statistique de la production PDC08 est suffisante pour couvrir tout l'intervalle en angle polaire correspondant à l'acceptance du spectromètre ( $[171 - 178]^\circ$ ).

La figure 5.20 montre :

- La distribution en angle polaire pour les muons de décroissance des  $\pi/K$  dans l'acceptance du spectromètre ( $\theta^\mu$ ) (haut, gauche) ;
- La tangente de l'angle polaire pour les muons de décroissance des  $\pi/K$  dans l'acceptance du spectromètre ( $\tan(\pi - \theta^\mu)$ ) en fonction de la tangente de l'angle polaire pour les  $\pi/K$  qui ont donné un muon dans l'acceptance du spectromètre ( $\tan(\pi - \theta^{\pi/K})$ ) (haut, droite) ;
- L'impulsion transverse des muons de décroissance des  $\pi/K$  dans l'acceptance du spectromètre  $p_t^\mu$  en fonction de l'impulsion transverse des ( $\pi/K$ ) qui ont donné un muon dans l'acceptance du spectromètre ( $p_t^{\pi/K}$ ) (bas, gauche) ;
- Le rapport  $\frac{\tan(\pi - \theta^{\pi/K})}{p_t^{\pi/K}}$  en fonction du rapport  $\frac{\tan(\pi - \theta^\mu)}{p_t^\mu}$  (bas, droite).

Le rapport  $\frac{\tan(\pi - \theta^{\pi/K})}{p_t^{\pi/K}}$  est la quantité exacte qui devrait être utilisée dans le calcul du coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  de la formule 5.22 alors que le rapport  $\frac{\tan(\pi - \theta^\mu)}{p_t^\mu}$  est l'approximation utilisée dans la suite. Comme l'impulsion transverse des muons est plus fréquemment inférieure à celle des hadrons légers (bas, gauche) alors que la tangente de l'angle polaire pour les muons diffère peu de la tangente de l'angle polaire pour les hadrons (haut, droite), le rapport  $\frac{\tan(\pi - \theta^\mu)}{p_t^\mu}$  est plus souvent supérieur au

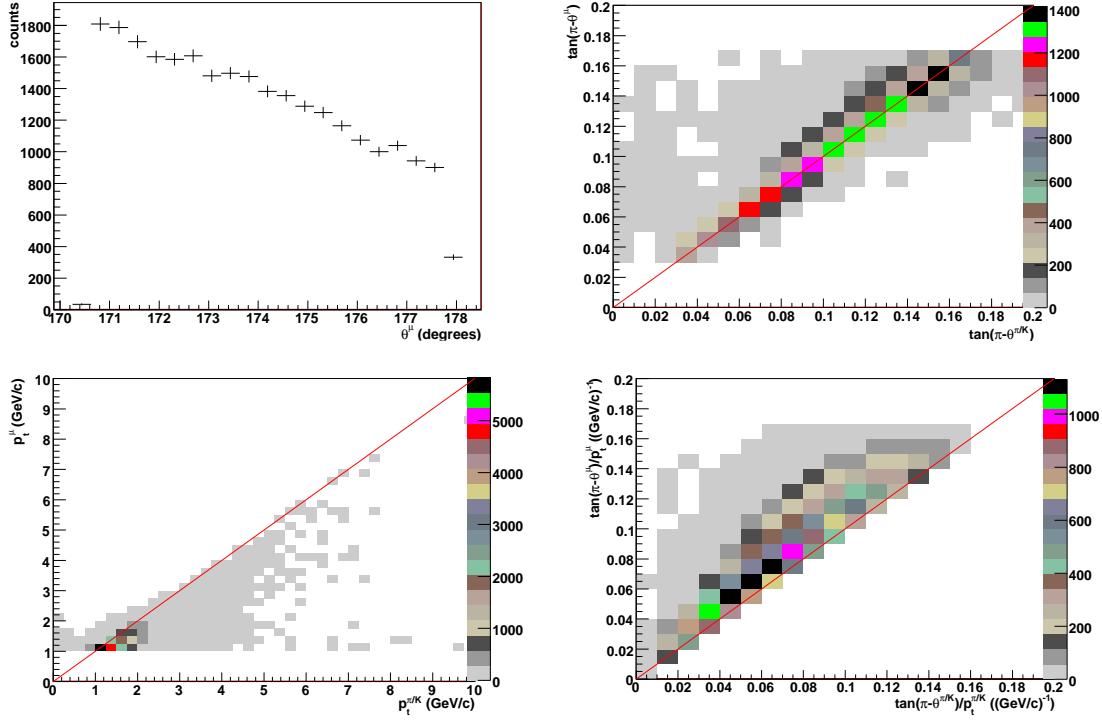


FIGURE 5.20 – Haut, gauche : distribution en angle polaire ( $\theta^\mu$ ) pour les muons de décroissance des  $\pi/K$  dans l'acceptance du spectromètre. Haut, droite : tangente de l'angle polaire pour les muons de décroissance des  $\pi/K$  dans l'acceptance du spectromètre ( $\tan(\pi - \theta^\mu)$ ) en fonction de la tangente de l'angle polaire pour des  $\pi/K$  qui ont donné un muon dans l'acceptance du spectromètre ( $\tan(\pi - \theta^{\pi/K})$ ). Bas, gauche : impulsion transverse des muons de décroissance des  $\pi/K$  dans l'acceptance du spectromètre ( $p_t^\mu$ ) en fonction de l'impulsion transverse des  $\pi/K$  qui ont donné un muon dans l'acceptance du spectromètre ( $p_t^{\pi/K}$ ). Bas, droite : rapport  $\frac{\tan(\pi - \theta^\mu)}{p_t^\mu}$  en fonction du rapport  $\frac{\tan(\pi - \theta^{\pi/K})}{p_t^{\pi/K}}$ . Les résultats sont obtenus en analysant les données cinématiques de la production PDC08.

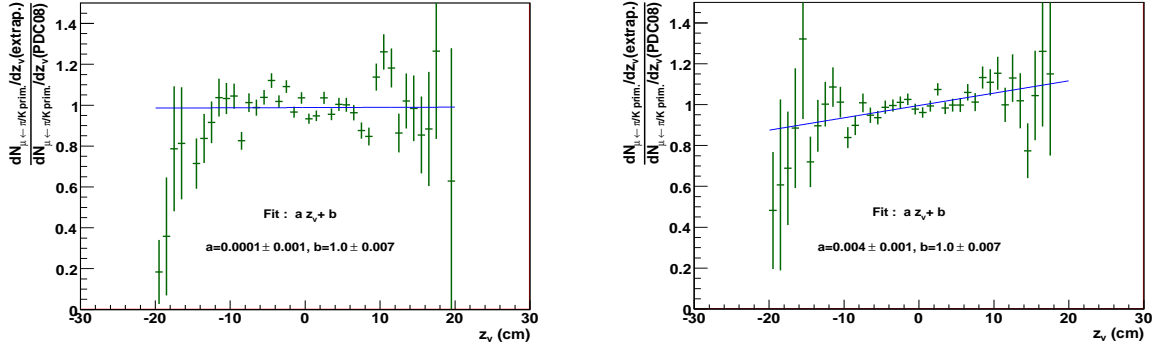


FIGURE 5.21 – Gauche : rapport de la distribution  $dN/dz_v$  obtenue par l'extrapolation à la statistique de la production PDC08 sur la distribution  $dN/dz_v$  de la production PDC08. L'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  n'a pas été appliquée. Droite : rapport de la distribution  $dN/dz_v$  (obtenue par l'extrapolation à la statistique de la production PDC08) sur la distribution  $dN/dz_v$  de la production PDC08. L'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  a été appliquée.

rapport  $\frac{\tan(\pi-\theta^{\pi/K})}{p_t^{\pi/K}}$  (bas, droite). La masse des muons ( $105 \text{ MeV}/c$ ) étant proche de celle des hadrons légers (en particulier des  $\pi$ ), le muon vole dans la même direction que le hadron. Il est donc naturel que l'angle polaire des muons diffère peu de l'angle polaire des hadrons. Par ailleurs comme le muon ne peut pas avoir une impulsion supérieure à celle du hadron dont il est issu et qu'il vole dans la même direction que ce hadron, l'impulsion transverse du muon est plus souvent inférieure à celle du hadron. Finalement, puisque  $\frac{\tan(\pi-\theta^{\pi/K})}{p_t^{\pi/K}} < \frac{\tan(\pi-\theta^\mu)}{p_t^\mu}$ , la pente de la composante linéaire (proportionnelle à  $d$ ) des distributions  $dN/dz_v$  des muons de décroissance des hadrons légers primaires est plus grande après approximation (formule 5.21).

### Test de la méthode avec approximations

Comme précédemment, les distributions  $dN/dp_t dz_v$  de la production PDC08 ont été reproduites par la méthode d'extrapolation Monte Carlo, mais cette fois, l'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  décrite ci-dessus a été appliquée. La figure 5.21 (gauche) montre le rapport de la distribution  $dN/dz_v$  pour les muons de décroissance des hadrons légers primaires obtenue par l'extrapolation Monte Carlo à la statistique de la production PDC08 sur la distribution  $dN/dz_v$  de la production PDC08. L'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  n'a pas été appliquée. La figure 5.21 (droite) montre ce même rapport, mais cette fois-ci, l'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  a été considérée. Le rapport est ajusté avec la fonction linéaire simple suivante :

$$l(z_v) = a \cdot z_v + b. \quad (5.22)$$

Ici,  $z_v$  est la position longitudinale du point d'interaction. Les paramètres  $a$  et  $b$  sont libres. Le paramètre  $b$  est le rapport de l'intégrale de la distribution  $dN/dz_v$  obtenue par extrapolation à la statistique de la production PDC08 sur l'intégrale de la distribution  $dN/dz_v$  de la production PDC08. La pente  $a$  indique s'il existe une différence dans la forme des distributions  $dN/dz_v$  qui forment le rapport illustré sur la figure 5.21. Dans le cas de l'ajustement du rapport sans approximation, la valeur de  $a$  est compatible avec zéro ( $a = 0.0001$ ) et  $b = 1.0$ . Ces valeurs confirment les résultats obtenus précédemment. En effet, elles mettent à nouveau en évidence le fait que la méthode d'extrapolation Monte Carlo est valide puisque la distribution  $dN/dz_v$  obtenue après extrapolation sans approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  et la distribution  $dN/dz_v$  directement obtenue avec la production PDC08 sont identiques.

Quand l'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  est appliquée, la valeur de  $a$  reste très faible ( $a = 0.004$ ). Malgré tout, elle est plus élevée que dans le cas où l'approximation n'est pas considérée. Ainsi, la forme des distributions  $dN/dz_v$  qui forment les rapports illustrés sur la figure 5.21 est légèrement différente. Ceci signifie que la distribution  $dN/dz_v$  obtenue à partir de l'extrapolation Monte Carlo avec approximation n'a pas exactement la même dépendance linéaire en  $d$  (formule 5.7) que la distribution  $dN/dv_z$  obtenue à partir de la production PDC08. Ce biais est apporté par l'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$ . La pente est positive, ce qui confirme que l'approximation amplifie la dépendance linéaire des distributions  $dN/dz_v$  extrapolées. La valeur du paramètre  $b$  est 1.0 après ajustement du rapport avec approximation. Cette valeur est compatible avec l'unité comme attendu. En effet, par construction, le nombre de "coups" dans la distribution  $dN/dz_v$  extrapolée (nombre d'itérations dans la boucle Monte Carlo) est le même que dans la distribution  $dN/dz_v$  obtenue à partir de la production PDC08.

Pour obtenir la figure 5.22, la méthode de soustraction des pions et des kaons primaires a été appliquée à la distribution  $dN/dp_t dz_v$  extrapolée pour reproduire la statistique de la production PDC08. L'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  décrite plus haut a été appliquée. Malgré cette approximation, la méthode de soustraction statistique permet de reconstruire les distributions de référence (distributions de la production PDC08).

La figure 5.23 présente les erreurs obtenues sur les distributions en impulsion transverse reconstruites avec la méthode de soustraction des hadrons légers primaires à partir de la distribution  $dN/dp_t dz_v$  extrapolée avec la méthode Monte Carlo. L'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  a été appliquée. Cette figure montre également les erreurs obtenues sur les distributions en impulsion transverse reconstruites avec la méthode de soustraction statistique à partir de la distribution  $dN/dp_t dz_v$  de la production PDC08 (noir). Malgré l'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$ , les erreurs des distributions reconstruites à partir de la distribution  $dN/dp_t dz_v$  extrapolée (rouge) sont quasiment identiques aux erreurs des distributions reconstruites à partir de la production PDC08 (noir).

D'après l'examen des figures 5.22 et 5.23, on peut conclure que l'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  n'a pas d'influence sensible sur les résultats de la méthode d'extrapolation Monte Carlo. La méthode peut donc être utilisée pour dé-

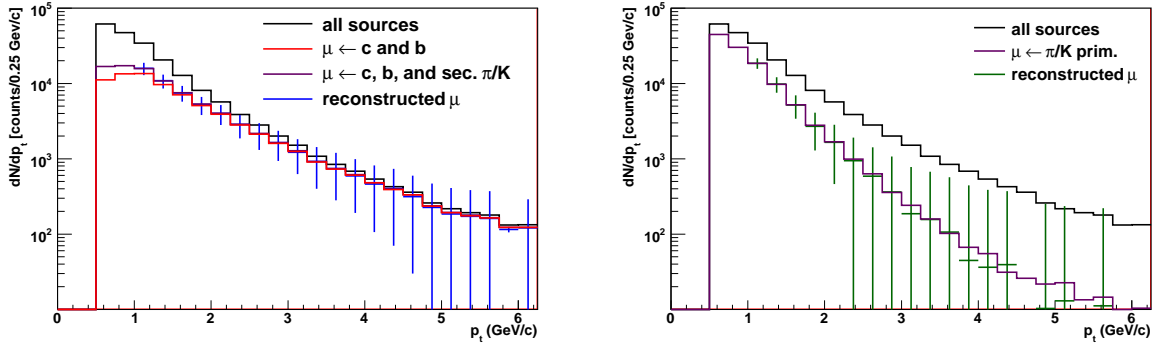


FIGURE 5.22 – Gauche : comme pour la figure 5.15, les distributions des muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires reconstruits avec la méthode de soustraction statistique sont représentées (bleu). Droite : Comme pour la figure 5.15, les distributions des muons de décroissance des hadrons légers primaires reconstruits avec la méthode de soustraction statistique sont représentées (vert). A droite comme à gauche, la méthode de soustraction a été appliquée aux distributions  $dN/dp_t dz_v$  extrapolées avec la méthode Monte Carlo pour reproduire la statistique de la production PDC08. L'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  (formule 5.22) a été appliquée. Les résultats sont comparés aux histogrammes obtenus directement à partir de la production PDC08 (histogrammes sans barres d'erreurs).

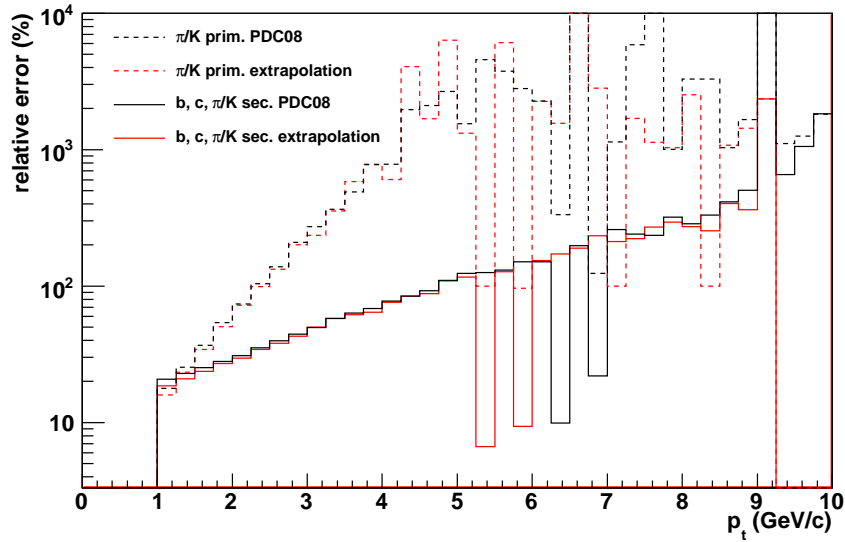


FIGURE 5.23 – Comme pour la figure 5.19, la figure montre les erreurs sur les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance de la beauté, du charme, des hadrons légers secondaires (traits pleins) et des hadrons légers primaires (traits pointillés). L'approximation sur le coefficient  $C^{\pi/K \text{ sec}}(d, \theta, p_t)$  décrite dans le texte a été appliquée.

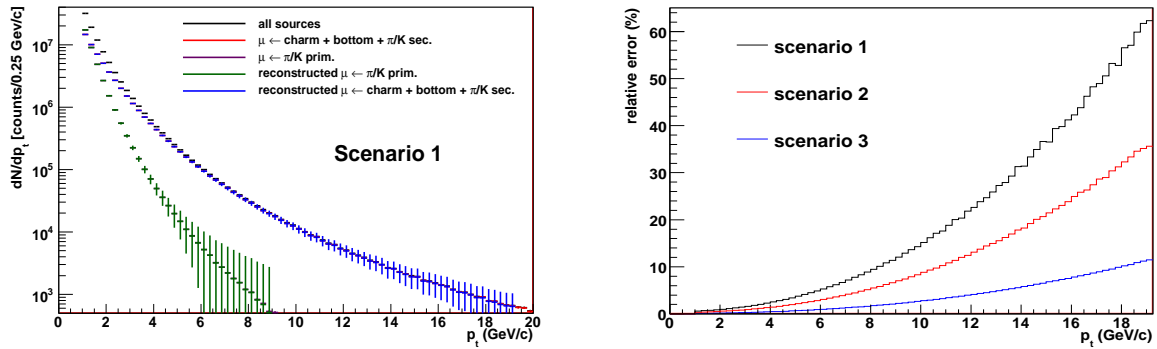


FIGURE 5.24 – Gauche : distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes, des hadrons légers secondaires (bleu) et des hadrons légers primaires (vert) reconstruites par la méthode de soustraction appliquée à la distribution  $dN/dp_t dz_v$  extrapolée à partir de la production PDC08 au scénario 1. Les distributions de la production PDC08 extrapolées avec la méthode d’ajustement décrite dans la section 5.2.1 sont aussi exposées. Droite : erreurs relatives, sur la distribution en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires reconstruite par la méthode de soustraction statistique. Les trois scénarios de prise de données sont représentés. Notons que les distributions reconstruites sont superposées aux distributions de référence extrapolées à partir de la production PDC08.

duire les erreurs imputables à la méthode de soustraction statistique dans le cas de scénarios réalistes de prise de données (section 5.2.1).

### Évaluation des erreurs systématiques liées à la méthode de soustraction dans le cas d’une statistique réaliste

Pour évaluer l’erreur systématique sur la méthode de soustraction des  $\pi/K$  primaires dans le cas des différents scénarios de prise de données réalistes, les distributions  $dN/dp_t dz_v$  de la production PDC08 sont extrapolées à ces trois scénarios (section 5.2.1) avec la méthode Monte Carlo décrite précédemment. La méthode de soustraction des hadrons primaires est alors mise en œuvre. La figure 5.24 (gauche) montre la distribution en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires (bleu) et la distribution en impulsion transverse des muons de décroissance des hadrons légers secondaires (vert) reconstruites par la méthode de soustraction des muons de décroissance des hadrons primaires. Seul le premier scénario de prise de données est considéré. Les distributions sont comparées aux distributions de la production PDC08 extrapolées avec la méthode d’ajustement décrite dans la section 5.2.1. Un bon accord est observé (les distributions reconstruites et les distributions extrapolées à partir de la production PDC08 sont superposées). Même dans le cas d’une extrapolation à plus grande statistique, la

scénario 1			scénario 2		scénario 3	
$p_t$ (GeV/c)	err. (%)	$\frac{\sqrt{(N)}}{N}$ (%)	err. (%)	$\frac{\sqrt{(N)}}{N}$ (%)	err. (%)	$\frac{\sqrt{(N)}}{N}$ (%)
1.5	0.76	0.04	0.44	0.02	0.14	< 0.01
5.0	3.74	0.23	2.16	0.13	0.68	0.04
19.0	62.29	3.94	35.63	2.24	11.46	0.72

TABLE 5.7 – Erreurs relatives sur la distribution en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires après application de la méthode de soustraction des muons de décroissance des hadrons primaires et erreurs relatives statistiques traditionnelles :  $err. stat. = \frac{\sqrt{N}}{N}$ ,  $N$  est le nombre de "coups" dans chaque "bin" des distributions extrapolées à partir de la production PDC08 pour les trois scénarios de prise de données (section 5.2.1). Les erreurs sont données pour les impulsions transverses 1 GeV/c, 5 GeV/c et 19 GeV/c.

méthode Monte Carlo semble bien fonctionner. La figure 5.24 (droite) montre, les erreurs relatives sur la distribution en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires reconstruite par la méthode de soustraction. Les trois scénarios de prise de données sont illustrés. Dans l'intervalle en impulsion transverse où les muons de décroissance des hadrons légers primaires ne peuvent pas être négligés ([1.5 – 5] GeV/c), l'erreur relative reste faible (scénario 1 : [0.6 – 4]%, scénario 2 : [0.4 – 3]%, scénario 3 : [0.1 – 0.7]%). A plus grande impulsion transverse, quand les muons de décroissance des hadrons légers primaires se raréfient, l'erreur relative devient grande (scénario 1 : jusqu'à  $\sim 60\%$ , scénario 2 : jusqu'à  $\sim 36\%$ , scénario 3 : jusqu'à  $\sim 12\%$ ). En effet, quand il y a peu de muons de décroissance des hadrons légers primaires, la méthode de soustraction ne peut pas être appliquée.

Le tableau 5.7 montre l'erreur relative sur la distribution en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes et des hadrons légers secondaires après application de la méthode de soustraction des muons de décroissance des hadrons primaires. L'erreur relative statistique traditionnelle est aussi rapportée ( $err. stat. = \frac{\sqrt{N}}{N}$ , où  $N$  est le nombre de "coups" dans chaque "bin" des distributions extrapolées à partir de la production PDC08 pour les trois scénarios de prise de données (section 5.2.1)). Les erreurs sont données pour les impulsions transverses 1 GeV/c, 5 GeV/c et 19 GeV/c. L'erreur générée par la méthode de soustraction est supérieure à l'erreur statistique classique mais elle reste faible notamment à basse impulsion transverse où les muons de décroissance des hadrons légers primaires dominent.

Notons qu'à grande impulsion transverse, il n'y a pas lieu de tenir compte de l'erreur systématique liée à la soustraction des muons de décroissance des hadrons primaires. En effet, à grand  $p_t$ , ce bruit de fond est inexistant. Cet aspect est développé dans la partie suivante.



## Signal après soustraction du bruit de fond

Les développements de la section 5.2.2 permettent de conclure que :

- Les hadrons primaires et secondaires peuvent être totalement soustraits en imposant la correspondance des traces mesurées par le trajectographe avec les traces reconstruites par le système de déclenchement. Cette méthode n'entraîne quasiment aucune perte de signal ;
- Les muons de décroissance des pions et des kaons secondaires peuvent être soustraits à 47% pour une perte de signal inférieure à 8% en imposant un DCA plus petit que  $\sim 9$  cm et la correspondance des traces reconstruites dans le système de trajectographie avec les traces dans le système de déclenchement. La majorité des muons de décroissance des hadrons légers secondaires résiduels est située à basse impulsion transverse ( $< 2.5$  GeV/c) ;
- Les muons de décroissance des pions et des kaons légers primaires peuvent être soustraits sans perte de signal en appliquant une méthode de soustraction statistique spécifique. Cette méthode est basée sur la différence de temps de vol entre les hadrons lourds et les hadrons légers. Cette méthode engendre une incertitude supplémentaire sur les distributions en impulsion transverse. Cette incertitude est évaluée ici dans le cas des scénarios de prise de données réalistes (section 5.2.1) en utilisant une méthode d'extrapolation Monte Carlo. Cette incertitude reste faible même si elle est plus grande que l'erreur statistique traditionnelle.

Finalement le signal utilisé pour extraire les distributions des muons de décroissance des hadrons beaux et charmés est composé des hadrons de décroissance des saveurs lourdes et des muons de décroissance des hadrons légers secondaires qui ont passé la coupure en DCA ( $DCA < \sim 9$  cm).

Dans la partie précédente, il a été montré qu'il n'y a pas lieu d'ajouter d'erreurs systématiques liées à la soustraction des muons de décroissance des hadrons primaires à grande impulsion transverse. Ainsi l'incertitude sur le signal est ajouté en deux étapes :

- Tant que la composante des muons de décroissance des hadrons primaires n'est pas négligeable, l'erreur sur le signal est l'erreur extrapolée avec la méthode Monte Carlo ;
- Quand la composante des muons de décroissance des hadrons légers primaires est inférieure à  $\sim 3.5\%$ , ce qui correspond à une impulsion transverse de  $\sim 8$  GeV/c, l'erreur statistique traditionnelle ( $err. stat. = \sqrt{N}/N$  où  $N$  est le nombre de "coups" dans chaque "bin" des distributions) est appliquée.

La figure 5.25 (gauche) montre le signal avec son erreur. Les différentes composantes du signal sont aussi exposées. L'erreur sur les différentes composantes est l'erreur statistique traditionnelle. La figure 5.25 (droite) montre l'erreur sur le signal en fonction de l'impulsion transverse pour les trois scénarios de prise de données (section 5.2.1). Comme expliqué plus haut, l'erreur extrapolée par la méthode décrite dans le texte est appliquée jusqu'à environ 8 GeV/c alors qu'à plus grande impulsion transverse c'est l'erreur statistique traditionnelle qui est appliquée.

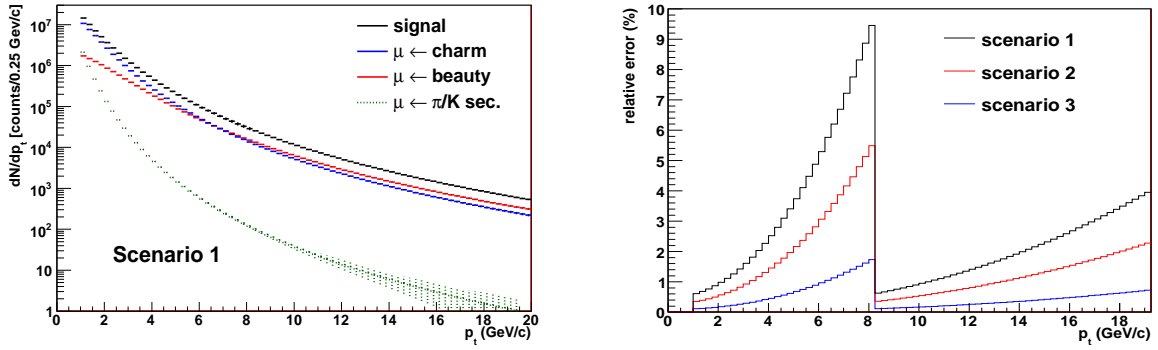


FIGURE 5.25 – Gauche : signal et erreur correspondante pour le scénario 1 (noir). Les différentes composantes du signal sont aussi exposées : muons de décroissance du charme (bleu), de la beauté (rouge) et muons de décroissance des pions et des kaons secondaires qui ont passé la coupure  $DCA < \sim 9$  (vert pointillé). L'erreur sur la distribution totale (noir) est l'erreur finale après soustraction de toutes les sources de bruit de fond (voir à droite). L'erreur sur les différentes composantes ( $\mu \leftarrow b$ ,  $\mu \leftarrow c$  et  $\mu \leftarrow \pi/K sec.$ ) est l'erreur statistique traditionnelle. Droite : erreur sur le signal en fonction de l'impulsion transverse pour les trois scénarios de prise de données (section 5.2.1). L'erreur extrapolée par la méthode décrite dans le texte est appliquée jusqu'à environ  $8 GeV/c$ , à plus grande impulsion transverse l'erreur statistique traditionnelle est appliquée ( $err. relat. = \sqrt{N}/N$ ).

## 5.4 Séparation des signaux de décroissance de la beauté et du charme dans le cas d'une soustraction de bruit de fond réaliste

### 5.4.1 Application de la méthode sans considération de systématique

Dans cette partie, la méthode d'ajustement combiné décrite dans la section 5.2.2 est appliquée au signal obtenu après soustraction réaliste du bruit de fond (section 5.3). Les formes  $f_c$  et  $f_b$  sont supposées parfaitement connues (formule 5.4). La figure 5.26 montre le résultat de l'ajustement combiné et son  $\chi^2$  par degré de liberté. L'ajustement est réalisé à partir d'une impulsion de  $1 GeV/c$  (haut, gauche),  $1.5 GeV/c$  (haut, droite) et  $2 GeV/c$  (bas), jusqu'à une impulsion transverse de  $20 GeV/c$ . Les résultats sont présentés pour le premier scénario de prise de données (section 5.2.1).

L'ajustement combiné est moins efficace après soustraction réaliste du bruit de fond que dans le cas idéal où le bruit de fond est parfaitement soustrait (section 5.2.2). En effet, dans le cas d'une soustraction réaliste du bruit de fond, quand l'ajustement est réalisé à partir d'une impulsion transverse de  $2 GeV/c$ , la différence relative entre le nombre de muons extrait avec l'ajustement combiné et le nombre de muons dans

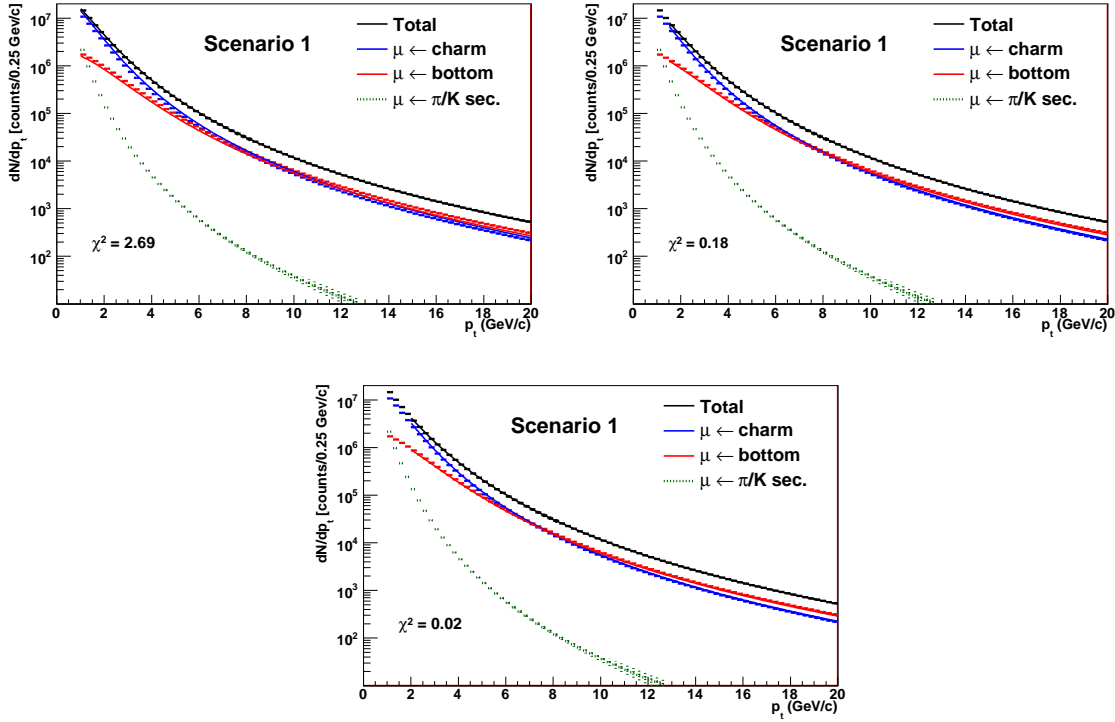


FIGURE 5.26 – Distributions en impulsion transverse des muons simples. L’histogramme noir correspond à la somme des muons de décroissance du charme (bleu), de la beauté (rouge) et des hadrons légers secondaires qui ont passé la coupure en DCA à  $\sim 9$  cm (vert). Les courbes montrent le résultat de l’ajustement par la fonction décrite dans la formule 5.2. La figure montre aussi le  $\chi^2$  par degré de liberté. L’ajustement est réalisé à partir d’une impulsion de 1 GeV/c (haut gauche), 1.5 GeV/c (haut droite) et 2 GeV/c (bas), jusqu’à une impulsion transverse de 20 GeV/c. Les résultats sont présentés pour le premier scénario réaliste de prise de données (section 5.2.1).

paramètre	valeur centrale	maximum/minimum
$\Lambda_{QCD}$	0.2266 GeV	fixe
$m_c$	1.5 GeV	1.3/1.7 GeV
$m_b$	4.75 GeV	4.5/5.0 GeV
PDF	CTEQ6.1 [210]	MRST2002 [211]/Alekhin [212]
$c$ fragmentation	Pet. [213] $\epsilon_c = 0.021$	0.002/0.11
$b$ fragmentation	Pet. $\epsilon_b = 0.001$	0.0002/0.004
$\mu_R, \mu_F, \mu_0$	0.5 $\mu_0/2 \mu_0$	

TABLE 5.8 – Paramètres d’entrée du programme MNR [202] et valeurs maximales et minimales utilisées pour les incertitudes sur :  $\Lambda_{QCD}$ , la masse des quarks, la fonction de partition des partons dans le proton, le paramètre de fragmentation et les échelles de renormalisation ( $\mu_R$ ) et de factorisation ( $\mu_F$ ). La forme de fragmentation est abrégée "Pet." pour Peterson.

l’histogramme original (6% pour la beauté et 5% pour le charme) est environ cinq fois plus importante que dans le cas d’un bruit de fond idéalement soustrait. Le  $\chi^2$  par degré de liberté est également dix fois plus important.

Le nombre de muons de décroissance des hadrons légers secondaires ne peut pas être négligé à basse impulsion transverse. Plus l’ajustement est réalisé à partir d’une impulsion transverse basse, plus le signal est contaminé par le bruit de fond résiduel et moins l’ajustement fonctionne. Ceci entraîne une augmentation de l’erreur relative. Elle devient supérieure à 10% (6%) si l’ajustement est réalisé à partir de 1 GeV/c (1.5 GeV/c). De plus, le  $\chi^2$  par degré de liberté se détériore considérablement. Dans ce qui suit, le compromis est de réaliser les ajustements combinés à partir d’une impulsion transverse de 1.5 GeV/c. Notons, qu’à plus basse impulsion transverse, une solution alternative pour soustraire les muons de décroissance des hadrons légers secondaires peut être mise en œuvre. Cette méthode utilise la différence des formes des distributions en DCA du signal et du bruit de fond [206].

## 5.4.2 Incertitudes systématiques

Afin d’évaluer l’incertitude systématique sur la mesure du nombre de muons de décroissance du charme et de la beauté, les résultats du rapport du groupe de travail "Hera-LHC" ont été utilisés [189]. Ces résultats consistent en des prédictions théoriques sur les sections efficaces de production différentielles en impulsion transverse et en rapidité des hadrons beaux et des hadrons charmés. Les sections efficaces ont été évaluées par des calculs de QCD perturbative à l’ordre supérieur pour différentes masses de quarks, différentes échelles de factorisation et de renormalisation QCD, différentes fonctions de fragmentation et différentes fonctions de distributions de partons. Le programme MNR<sup>8</sup> a été utilisé [202]. Le tableau 5.8 présente les différents paramètres utilisés ainsi que les valeurs maximales et minimales utilisées pour les incertitudes. Les incertitudes perturbatives ont été obtenues en faisant va-

8. Il s’agit du programme "fixed-order (FO) NLO" pour l’hadro-production des saveurs lourdes.

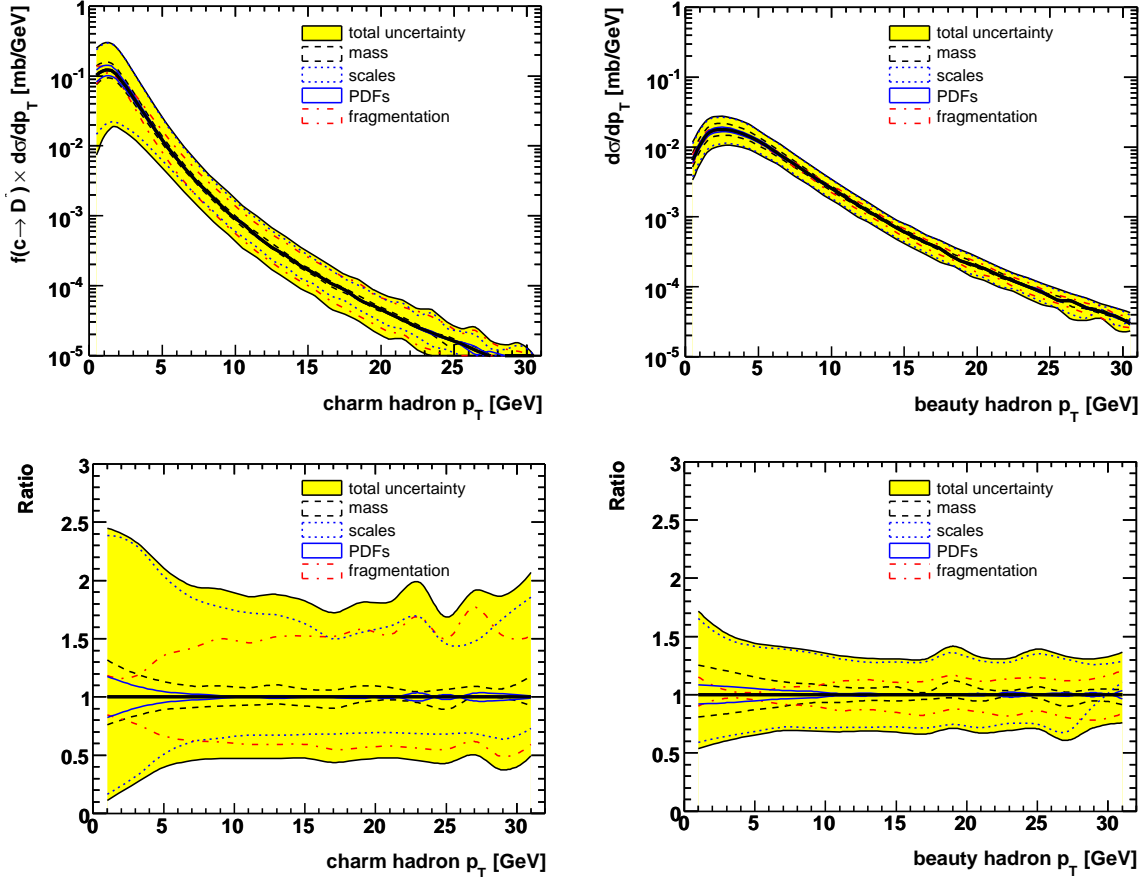


FIGURE 5.27 – Distributions en impulsion transverse (haut) des hadrons charmés (gauche) et des hadrons beaux (droite) évaluées avec le programme MNR [202] (NLO pQCD) pour différentes masses de quarks, différentes échelles de factorisation et de renormalisation QCD, différentes fonctions de fragmentation et différentes fonctions de distributions de partons [189]. Les distributions sont représentées dans l'acceptance du spectromètre. Le rapport de ces distributions sur le cas nominal est également représenté (bas).

rier les échelles de renormalisation ( $\mu_R$ ) et de factorisation ( $\mu_F$ ) dans l'intervalle  $0.5 \mu_0 < \mu_F, \mu_R < 2 \mu_0$  en gardant  $1/2 < \mu_R/\mu_F < 2$ <sup>9</sup>. La figure 5.27, illustre les résultats des calculs.

Comme ces prédictions ne sont disponibles que pour les hadrons beaux et charmés, leur distribution en impulsion transverse et en rapidité ont été paramétrée<sup>10</sup>. Les paramétrisations ont ensuite été utilisées pour produire les muons de décroissance des hadrons beaux et charmés. Les distributions en impulsion transverse correspondantes sont exposées sur la figure 5.28. Le rapport de ces distributions sur le cas nominal est également présenté. Notons que, pour chaque paramètre, seules les distributions en impulsion transverse donnant lieu à la plus grande déviation par rapport au cas nominal sont présentées. Même si les amplitudes des distributions des hadrons lourds (première ligne) ne sont pas comparables à celles des distributions de la figure 5.27, le rapport est bien reproduit dans l'ensemble. Ceci est suffisant pour évaluer l'incertitude systématique sur les formes  $f_c$  et  $f_b$  (formle 5.4).

Les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des hadrons beaux et charmés (figure 5.28) sont ajustées avec la fonction de la formule 5.2 pour obtenir des formes biaisées  $f_c$  et  $f_b$  (formule 5.4). Des exemples d'ajustement avec les formes  $f_c$  et  $f_b$  biaisées sont exposés sur la figure 5.29. Les  $\chi^2$  par degré de liberté sont mentionnés pour chaque ajustement. Chaque combinaison de forme biaisée est codée par une lettre et deux chiffres. La lettre représente le paramètre qui a été modifié pour obtenir la forme biaisée,  $S$  pour l'échelle de factorisation et de renormalisation QCD,  $M$  pour la masse et  $F$  pour la fragmentation. Les chiffres peuvent prendre deux valeurs : 1 pour la valeur maximale du paramètre et 2 pour la valeur minimale. Le premier chiffre correspond à la forme  $f_b$  et le second chiffre correspond à la forme  $f_c$ . Dans le cas de l'échelle de factorisation QCD et de l'échelle de normalisation, seules les combinaisons  $S11$  et  $S22$  ont été étudiées. En effet, dans un calcul de QCD perturbative il est impossible d'utiliser une échelle de renormalisation QCD (ou une échelle de factorisation) différente pour le charme et pour la beauté. Le  $\chi^2$  par degré de liberté donne une bonne indication sur la qualité des ajustements. Il permet de contraindre la systématique. Ainsi, comme le  $\chi^2$  par degré de liberté de l'ajustement effectué avec la combinaison de formes biaisées  $S22$  est au moins deux fois plus grand que le  $\chi^2$  par degré de liberté de l'ajustement effectué avec les autres combinaisons de formes biaisées, ce cas de figure ne sera plus considéré dans la suite. Notons que les ajustements qui fonctionnent le moins bien sont ceux correspondant aux variations des valeurs des échelles de factorisation et de renormalisation (figure 5.29, droite). Ces paramètres sont affectés de la plus grande incertitude (figure 5.27).

L'incertitude systématique relative est donnée par :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{|N_\mu(fit) - N_\mu(hist.)|}{N_\mu(hist.)}. \quad (5.23)$$

Ici,  $N_\mu(fit)$  et  $N_\mu(hist.)$  sont, respectivement, le nombre de muons extrait avec

9. Typiquement, dans le cas de la diffusion profondément inélastique (DIS),  $\mu_0 = P_T^2 + m_Q^2$  ou  $\mu_0 = 4m^2 + Q^2$ .

10. Ces paramétrisations sont disponibles dans la classe AliGenMUONlib de AliRoot.

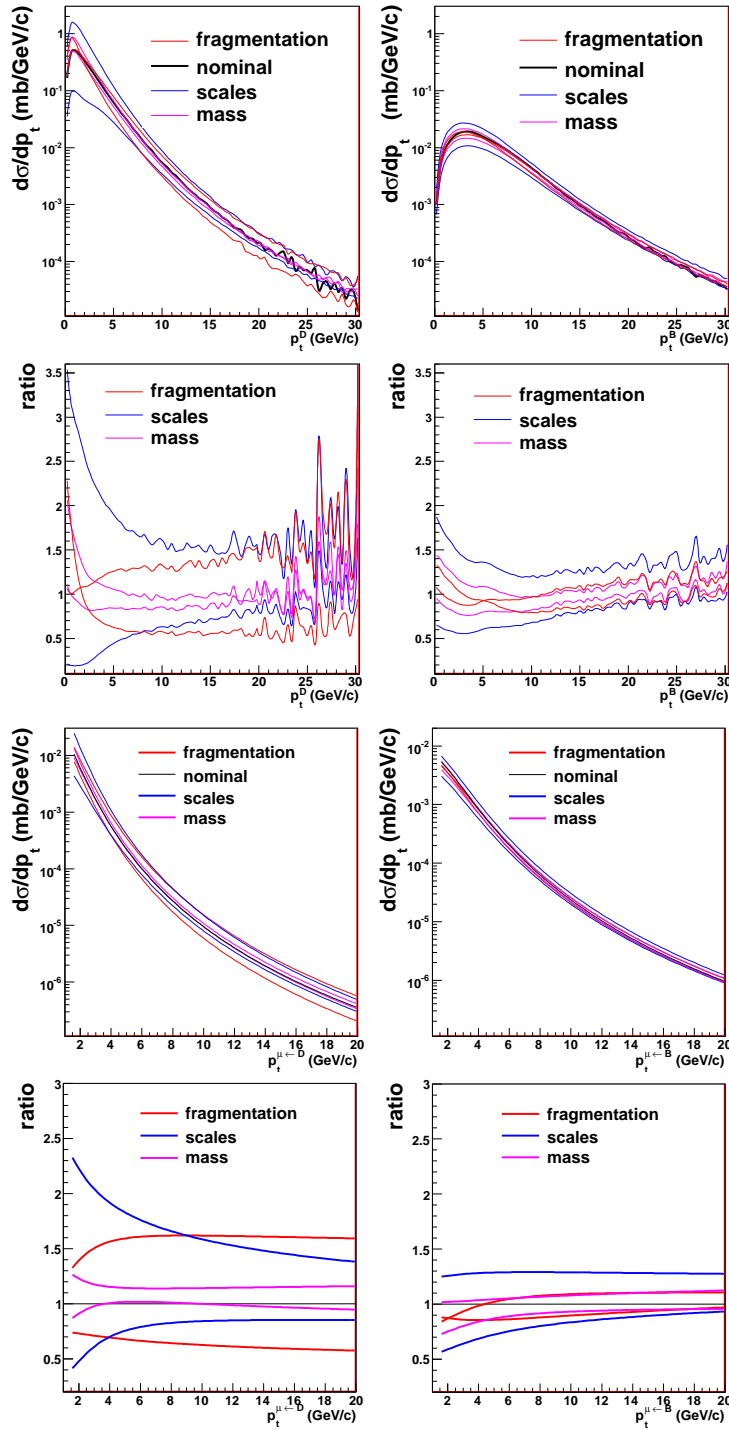


FIGURE 5.28 – Distributions en impulsion transverse (première ligne et troisième ligne) utilisées pour estimer les incertitudes systématiques et les rapports de ces distributions par le cas nominal (seconde ligne et quatrième ligne). On trouve représentés : les hadrons charmés (première et deuxième ligne, gauche), les hadrons beaux (première et deuxième ligne, droite), les muons de décroissance des hadrons charmés (troisième et quatrième ligne, gauche) et les muons de décroissance des hadrons beaux (troisième et quatrième ligne, droite). Les distributions sont représentées dans l'acceptance du spectromètre.

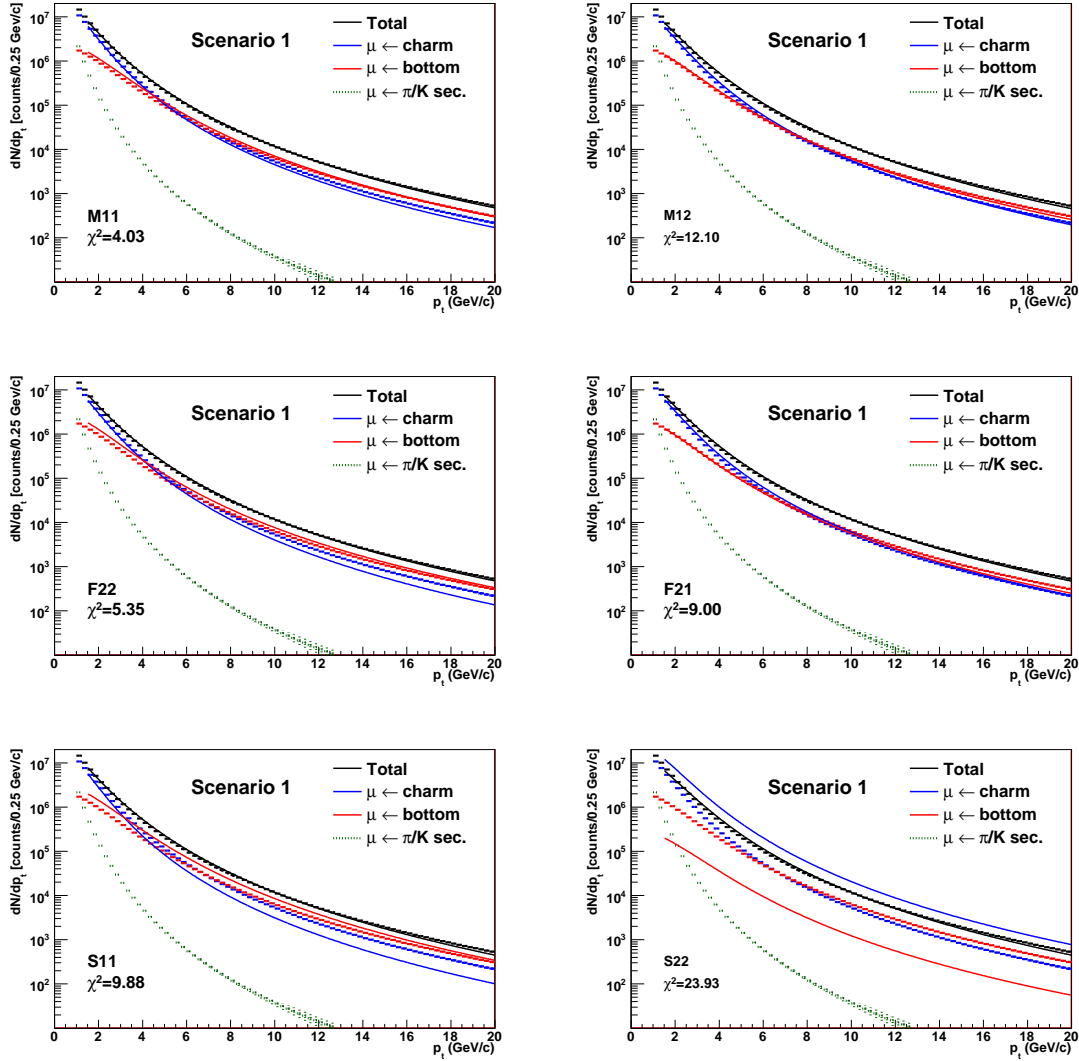


FIGURE 5.29 – Exemples d’ajustements combinés des distributions en impulsion transverse des muons simples obtenus pour différentes combinaisons de formes biaisées  $f_c$  et  $f_b$ . Chaque combinaison correspond à des paramètres de pQCD particuliers (voir texte). Le  $\chi^2$  par degré de liberté est également indiqué.



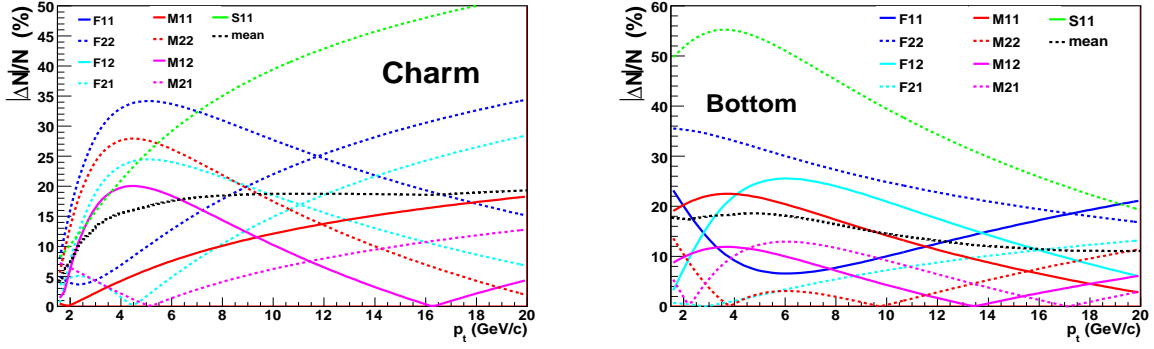


FIGURE 5.30 – Erreur systématique relative sur l'estimation du nombre de muons simples de décroissance des hadrons charmés (droite) et des hadrons beaux (gauche) en fonction de l'impulsion transverse. Les différentes courbes de couleur correspondent aux différentes valeurs de paramètres de pQCD. La moyenne est indiquée par la courbe noire pointillée. Voir le texte pour plus de précision.

l'ajustement et le nombre de muons dans l'histogramme original pour chaque "bin" en impulsion transverse. L'erreur relative systématique en fonction de l'impulsion transverse est représentée sur la figure 5.30 pour le charme (gauche) et pour la beauté (droite). Les courbes ont été obtenues pour différentes combinaisons de formes biaisées  $f_c$  et  $f_b$ . La valeur moyenne (pointillé noir) montre que l'erreur relative systématique est quasiment indépendante de l'impulsion transverse. Avec les coupures optimales en DCA et en impulsion transverse ( $DCA < \sim 9 \text{ cm}$  et  $p_t > 1.5 \text{ GeV}/c$ ), on peut conclure que l'erreur relative systématique est d'environ 20% pour le charme et pour la beauté.

Notons que l'incertitude relative systématique est indépendante du scénario de prise de données considéré.

Le tableau 5.9 présente, pour différentes coupures en DCA et pour les intervalles en impulsion transverse  $[1.5 - 20] \text{ GeV}/c$  et  $[1. - 20] \text{ GeV}/c$  :

- La fraction de muons rejetés pour différentes sources (charme, beauté,  $\pi/K$  secondaires). La coupure "*correspondance déclenchement*" a été appliquée avant d'évaluer le taux de muons rejetés par la coupure en DCA ;
- L'erreur relative systématique sur le nombre de muons de décroissance du charme et de la beauté extrait avec l'ajustement combiné. Elle a été obtenue de la même manière que dans le cas des coupures  $p_t > 1.5 \text{ GeV}/c$  et  $DCA < \sim 9 \text{ cm}$  (figure 5.30 et formule 5.23). L'erreur systématique est donnée pour deux types d'ajustement combiné : (i) Le signal a été ajusté avec la formule 5.4 où les paramètres libres sont le nombre de muons de décroissance de la beauté  $B$  et le rapport du nombre de muons de décroissance de la beauté sur le nombre de muons de décroissance du charme  $\frac{B}{C}$  ; (ii) La distribution est ajustée avec la formule :

$$(T - C) \left( f_c + \frac{C}{B} f_b \right). \quad (5.24)$$

<i>DCA cut (cm)</i>		12.2	10.3	9.3	8.2	7.4	
$p_t \in [1.5 - 20] \text{ GeV}/c$	$\mu \leftarrow b$ rej. (%)	1.3	2.2	3.1	4.7	6.1	
	$\mu \leftarrow c$ rej. (%)	1.4	2.8	3.9	5.7	7.7	
	$\mu \leftarrow \pi/K$ sec. rej. (%)	33.9	40.2	44.3	49.0	52.1	
	<i>B</i> libre	err. syst. <i>B</i> (%)	> 50	20	20	20	20
		err. syst. <i>C</i> (%)	> 30	20	20	20	20
	<i>C</i> libre	err. syst. <i>B</i> (%)	> 50	20	20	20	20
err. syst. <i>C</i> (%)		> 30	20	20	20	20	
$p_t \in [1. - 20] \text{ GeV}/c$	$\mu \leftarrow b$ rej. (%)	4.1	6.4	8.1	11.1	13.5	
	$\mu \leftarrow c$ rej. (%)	5.5	8.5	10.9	14.7	18.1	
	$\mu \leftarrow \pi/K$ sec. rej. (%)	44.7	52.4	56.7	62.3	66.2	
	<i>B</i> libre	err. syst. <i>B</i> (%)	> 60	20	20	20	20
		err. syst. <i>C</i> (%)	> 50	> 50	35	30	30
	<i>C</i> libre	err. syst. <i>B</i> (%)	> 40	20	20	20	20
err. syst. <i>C</i> (%)		25	30	20	20	20	

TABLE 5.9 – Fraction de muons rejetés pour différentes sources (charme, beauté,  $\pi/K$  secondaires) et erreur relative systématique sur le nombre de muons de décroissance du charme et de la beauté extrait avec l'ajustement combiné pour différentes coupures en DCA et pour les intervalles en impulsion transverse  $[1.5 - 20] \text{ GeV}/c$  et  $[1. - 20] \text{ GeV}/c$ . Voir texte pour plus de précision. La coupure "*correspondance déclenchement*" a été appliquée avant d'évaluer le taux de muons rejetés par la coupure en DCA.

Comme dans la formule 5.4,  $T$  est l'intégrale du signal et  $f_c$  ( $f_b$ ) est la forme de la fonction (normalisée à un) qui décrit la distribution en impulsion transverse des muons de décroissance du charme (de la beauté). Les paramètres  $C$  et  $B$  sont les amplitudes de ces distributions.

Les paramètres libres sont  $C$  et le rapport  $\frac{C}{B}$ . Dans le cas où le bruit de fond est parfaitement soustrait (section 5.2.1), l'ajustement donne les mêmes résultats que l'on utilise la formule 5.24 ou la formule 5.4 pour de l'ajustement. En revanche les résultats sont différents, quand on ajuste le signal à partir d'une impulsion transverse de  $1 \text{ GeV}/c$  car les muons de décroissance des hadrons légers secondaires ne peuvent plus être négligés. En effet,  $T$  n'est plus égal au nombre total des muons de décroissance des saveurs lourdes, mais nous avons :

$$T = B + C + Sec. \quad (5.25)$$

Ici,  $C$  et  $B$  sont respectivement le nombre de muons de décroissance du charme et de la beauté. La quantité  $Sec$  est le nombre de muons résiduels de décroissance des hadrons légers secondaires. Ainsi, quand la formule 5.4 est développée à partir de la formule 5.25 on obtient :

$$(C + Sec)f_c + (B + Sec \times \frac{B}{C})f_b. \quad (5.26)$$

Cette expression n'est pas équivalente à ce que l'on obtient quand la formule 5.24 est développée à partir de la formule 5.25. En effet, on obtient alors :

$$(C + Sec \times \frac{C}{B})f_c + (B + Sec)f_b. \quad (5.27)$$

Comme par exemple pour  $p_t > 1.5 \text{ GeV}/c$ ,  $Sec \times \frac{B}{C} \simeq 4.2 \cdot 10^6 \times \frac{1.0 \cdot 10^7}{3.8 \cdot 10^7} \simeq 1.1 \cdot 10^6$  et  $Sec \times \frac{C}{B} \simeq 4.2 \cdot 10^6 \times \frac{3.8 \cdot 10^7}{1.0 \cdot 10^7} \simeq 1.6 \cdot 10^7$ , il existe une différence entre la formule 5.24 et la formule 5.25.

On peut voir sur le tableau 5.9 que, pour les impulsions transverses supérieures à  $1.5 \text{ GeV}/c$ , il n'est pas nécessaire d'appliquer une coupure en DCA aussi sévère que  $DCA < \sim 9 \text{ cm}$ . En effet, si un DCA plus petit que  $10.3 \text{ cm}$  est imposé, les erreurs systématiques sur le nombre de muons de décroissance du charme et de la beauté sont les mêmes que pour une coupure en DCA à  $\sim 9 \text{ cm}$  (20%). L'avantage d'utiliser cette coupure moins sévère est qu'elle rejette  $\sim 2\%$  ( $\sim 3\%$ ) des muons de décroissance du charme (de la beauté) contre  $\sim 3\%$  ( $\sim 4\%$ ) pour la coupure à  $\sim 9 \text{ cm}$ . Notons la différence de signal rejeté n'est pas très importante. La coupure en DCA à  $10.3 \text{ cm}$  semble optimale à partir de  $1.5 \text{ GeV}/c$ . En effet, si on applique une coupure en DCA encore moins sévère ( $12.2 \text{ cm}$ ), ce qui permet seulement de rejeter 34% de bruit de fond, l'erreur devient plus grande que 50%.

Pour les impulsions transverses plus grandes que  $1 \text{ GeV}/c$ , la coupure la moins sévère qui peut être utilisée est  $DCA < 10.3 \text{ cm}$ . On peut utiliser cette coupure à condition de changer de formule d'ajustement. En effet, avec un DCA inférieur à  $10.3 \text{ cm}$  l'erreur systématique sur le nombre de muons de décroissance du charme devient plus grande que 50% si le paramètre  $B$  est laissé libre (formule 5.4). En revanche, si le paramètre  $C$  (formule 5.24) est laissé libre cette erreur diminue et devient égale à 30%. Une coupure en DCA à  $\sim 9 \text{ cm}$  permet de conserver une erreur systématique de 20% ( $\leq 35\%$ ) pour le charme et pour la beauté si la formule 5.24 (5.4)

est utilisée pour l'ajustement. Une coupure plus sévère sur le DCA ne permet pas d'améliorer l'erreur relative systématique. En effet, même si les muons de décroissance des hadrons légers secondaires sont rejetés en plus grand nombre, le rapport signal sur bruit n'est pas amélioré. Ceci est illustré sur la figure 5.31. Sur la partie gauche on voit les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme, de la beauté, des hadrons légers secondaires et des trois sources confondues, pour trois coupures en DCA ( $DCA < \sim 9 \text{ cm}$  (haut),  $DCA < 8.2 \text{ cm}$  (milieu) et  $DCA < 7.4 \text{ cm}$  (bas)). Sur la partie droite, on voit le rapport signal ( $\mu \leftarrow b, c$ ) sur bruit ( $\mu \leftarrow \pi/Ksec.$ ) en fonction de l'impulsion transverse pour les mêmes coupures en DCA.

Finalement quel que soit l'intervalle en impulsion transverse considéré ( $[1.5 - 20 \text{ GeV}/c]$  ou  $[1 - 20] \text{ GeV}/c$ ), la coupure imposant un DCA inférieur à  $\sim 9 \text{ cm}$  semble optimale. Elle permet de conserver une erreur systématique raisonnable pour l'ajustement combiné en minimisant la quantité de signal rejetée.

### 5.4.3 Sections efficaces différentielles de production des muons

La figure 5.32, montre les sections efficaces différentielles de production des muons de décroissance de la beauté (gauche) et du charme (droite) extraites avec l'ajustement combiné. L'incertitude statistique du premier scénario de prise de données et l'incertitude systématique sont exposées. L'incertitude statistique est négligeable (elle est contenue dans les symboles bleus). L'incertitude systématique est d'environ 20% comme il a été discuté précédemment. On suppose que le signal a été parfaitement corrigé des coupures utilisées pour l'analyse (coupure "*correspondance déclenchement*" et coupure en DCA). Une correction d'efficacité réaliste devrait bientôt être possible grâce au travail en cours d'exécution qui a été présenté dans [214]. Les sections efficaces différentielles de production des muons de décroissance du charme et de la beauté (figure 5.32) peuvent être directement comparées aux prédictions théoriques à condition que les calculs prennent en compte la fragmentation et la décroissance. La partie suivante présente une méthode permettant d'extrapoler ces sections efficaces différentielles de production de muons à des sections efficaces différentielles de production de hadrons.

## 5.5 Extraction de la section efficace différentielle de production inclusive des hadrons beaux et charmés

### 5.5.1 Méthode

En appliquant une correction prenant en compte le rapport d'embranchement et la cinématique de décroissance des hadrons beaux et charmés en muons, les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme et de la beauté peuvent être converties en sections efficaces différentielles de production des hadrons beaux

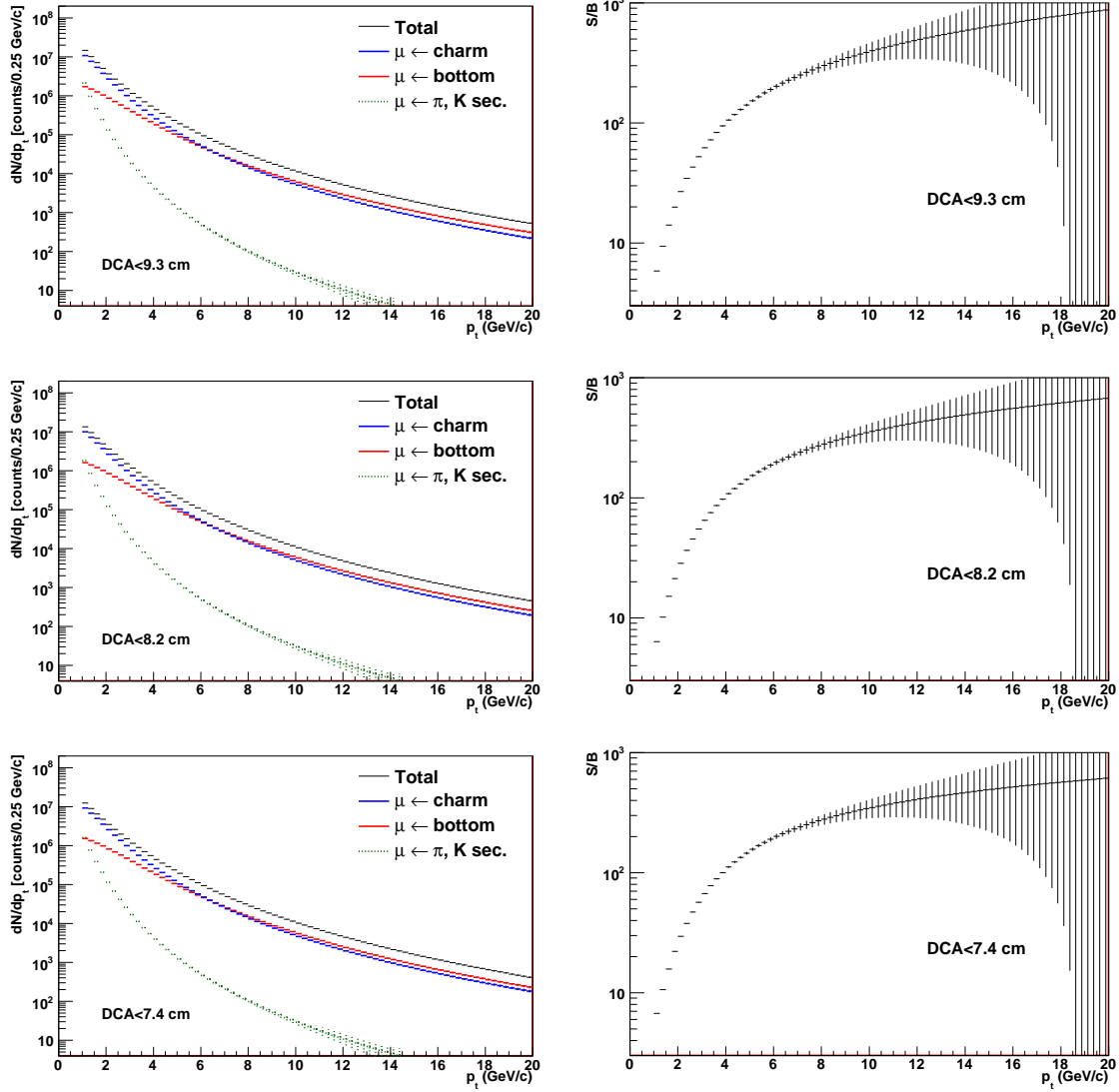


FIGURE 5.31 – Gauche : distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme (bleu), de la beauté (rouge), des hadrons légers secondaires (vert) et des trois sources confondues (noir). Droite : rapport signal ( $\mu \leftarrow b, c$ ) sur bruit ( $\mu \leftarrow \pi/K \text{ sec.}$ ) en fonction de l'impulsion transverse. Les résultats sont présentés pour les coupures :  $DCA < \sim 9$  cm (haut),  $DCA < 8.2$  cm (milieu) et  $DCA < 7.4$  cm (bas).

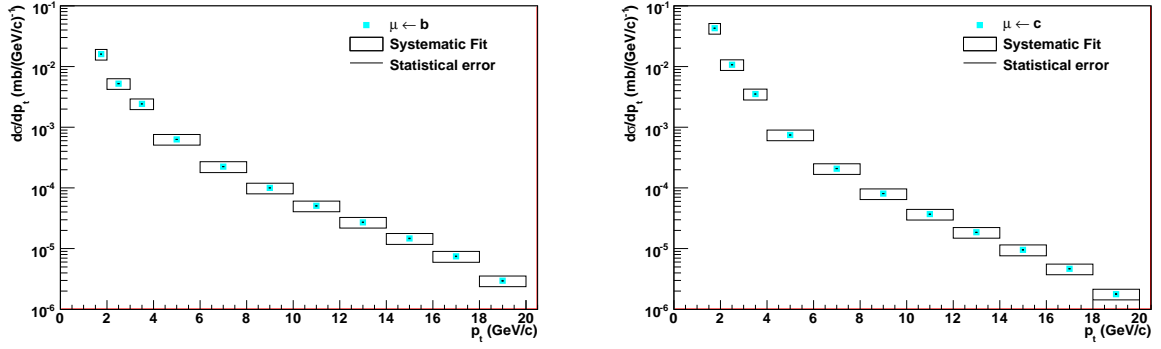


FIGURE 5.32 – Sections efficaces différentielles de production des muons de décroissance de la beauté (gauche) et du charme (droite) extraites avec l’ajustement combiné. L’incertitude statistique du premier scénario de prise de données et l’incertitude systématique sont reportées. L’incertitude statistique est négligeable, elle est contenue dans les symboles bleus.

et charmés. Pour des muons dans un espace de phase  $\phi^\mu$  donné, la correction est la suivante :

$$\frac{d\sigma_{B(D)}}{d\eta}(p_t^{B(D)} > p_t^{min}) = \sigma_{\mu \leftarrow B(D)}(\phi^\mu) \times F_{\mu \leftarrow B(D)}. \quad (5.28)$$

La quantité  $\sigma_{\mu \leftarrow B(D)}(\phi^\mu)$  peut être écrite comme :

$$\sigma_{\mu \leftarrow B(D)}(\phi^\mu) = \frac{N_{\mu \leftarrow B(D)}(\phi^\mu)}{\int \mathcal{L} dt}. \quad (5.29)$$

Ici,  $N_{\mu \leftarrow B(D)}(\phi^\mu)$  est le nombre de muons corrigé de l’efficacité de reconstruction et  $\int \mathcal{L} dt$  est la luminosité intégrée. Le facteur de correction Monte Carlo  $F_{\mu \leftarrow B(D)}$  est défini comme :

$$F_{\mu \leftarrow B(D)} = \frac{\frac{d\sigma_{B(D)}}{d\eta}(p_t^{B(D)} > p_t^{min})}{\sigma^{B(D)}(\phi^\mu)}. \quad (5.30)$$

La quantité  $F_{\mu \leftarrow B(D)}$  est le rapport de la section efficace des hadrons beaux (charmés) dans l’acceptance du spectromètre ( $-4.0 < \eta^{B(D)} < -2.5$ ) avec  $p_t^{B(D)} > p_t^{min}$  sur la section efficace des hadrons beaux (charmés) qui se sont désintégrés en un état final contenant un muon dans l’espace de phase  $\phi^\mu$ . L’espace de phase ( $\phi^\mu$ ) est défini par un intervalle en impulsion transverse, un intervalle en  $\eta$  ( $-4.0 < \eta < -2.5$ ) et un intervalle en impulsion ( $p > 4 \text{ GeV}/c$ ). Les "bins" de la figure 5.32 sont utilisés pour l’intervalle en impulsion transverse à condition que celle-ci n’excède pas  $16 \text{ GeV}/c$  ( $10 \text{ GeV}/c$ ) pour la beauté (le charme). Comme la statistique est limitée à grande impulsion transverse, les "bins" pour les impulsions transverses supérieures à  $16 \text{ GeV}/c$  ( $10 \text{ GeV}/c$ ) ont été regroupés pour la beauté (le charme) dans la simulation Monte

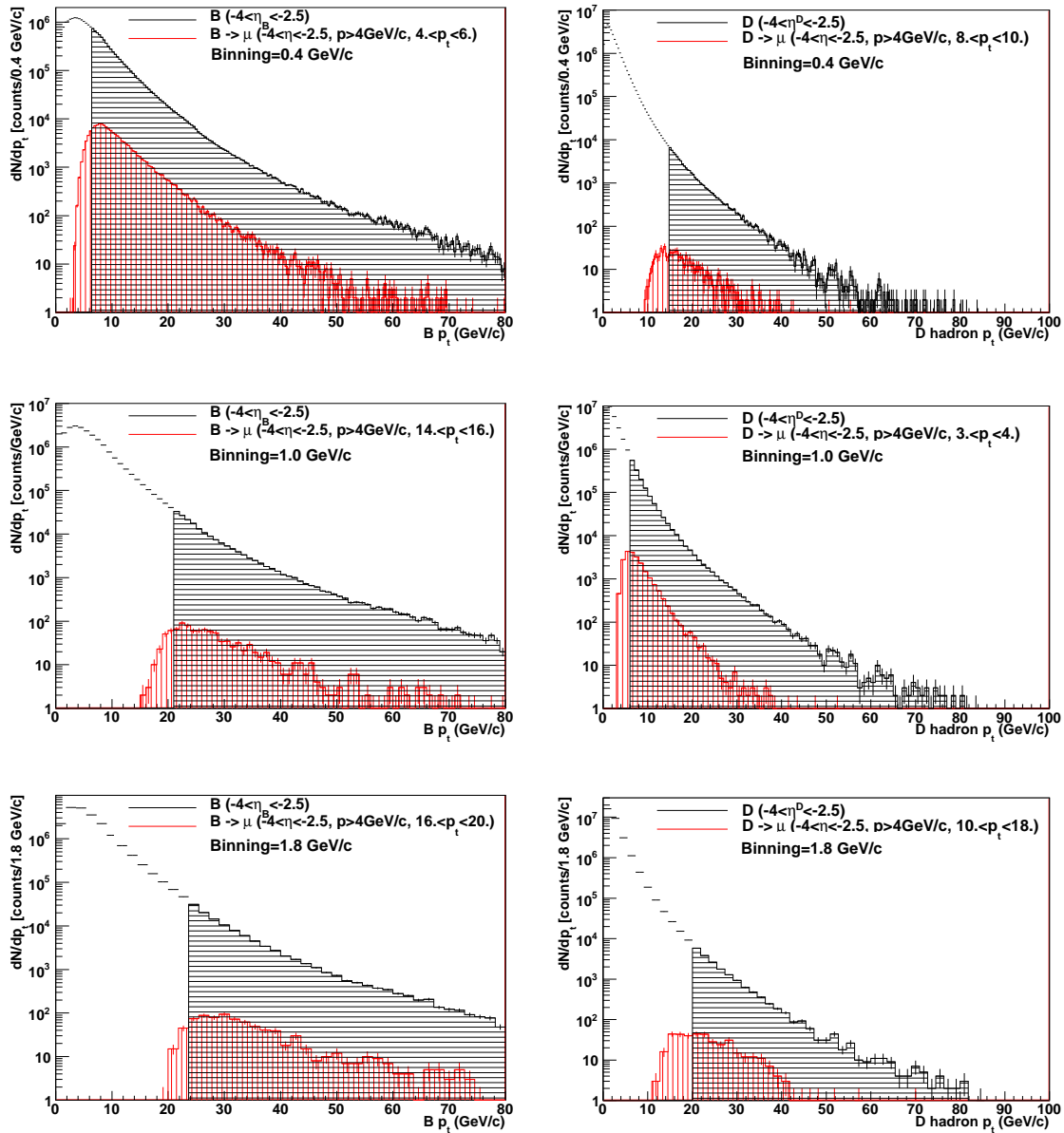


FIGURE 5.33 – Illustration du calcul de  $F_{\mu \leftarrow B}$  (gauche) et  $F_{\mu \leftarrow D}$  (droite). Zone hachurée de lignes horizontales : section efficace différentielle des hadrons beaux (gauche) et charmés (droite) dans l'acceptance du spectromètre avec  $p_t > p_t^{min}$ . Zone hachurée de lignes verticales : section efficace différentielle des hadrons qui se sont désintégrés en un muon dans l'acceptance du spectromètre et ayant pour impulsion transverse  $4 < p_t < 6 \text{ GeV}/c$  (haut),  $14 < p_t < 16 \text{ GeV}/c$  (milieu),  $16 < p_t < 20 \text{ GeV}/c$  (bas) pour la beauté (gauche) et  $3 < p_t < 4 \text{ GeV}/c$  (haut),  $8 < p_t < 10 \text{ GeV}/c$  (milieu),  $10 < p_t < 18 \text{ GeV}/c$  (bas) pour le charme (droite). Le "binning" utilisé est indiqué sur la figure.

Carlo utilisée pour calculer le facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$ . Pour un espace de phase donné  $\phi^\mu$ ,  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$  dépend de  $p_t^{min}$ . Notons par ailleurs que le rapport d'embranchement est pris en compte dans le facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$ .

Le facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$  est obtenu directement par des simulations Monte Carlo de grande statistique. Le facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$  a été calculé avec un générateur rapide<sup>11</sup> qui permet de paramétrer la production des saveurs lourdes dans Pythia [215]. Dans ce but, environ  $1.1 \cdot 10^7$  ( $1.5 \cdot 10^7$ ) paires  $b\bar{b}$  ( $c\bar{c}$ ) ont été simulées dans l'acceptance du spectromètre. La figure 5.33, montre des exemples de détermination de  $F_{\mu\leftarrow B}$  (gauche) et  $F_{\mu\leftarrow D}$  (droite). La zone hachurée de lignes horizontales (noir) représente la section efficace différentielle des hadrons beaux (gauche) et charmés (droite) dans l'acceptance du spectromètre avec  $p_t > p_t^{min}$ . La zone hachurée de lignes verticales (rouge) représente la section efficace différentielle des hadrons qui se sont désintégrés, dans l'acceptance du spectromètre, en un muon d'impulsion transverse  $4 < p_t < 6$  GeV/c (haut),  $14 < p_t < 16$  GeV/c (milieu),  $16 < p_t < 20$  GeV/c (bas) pour la beauté (gauche) et  $3 < p_t < 4$  GeV/c (haut),  $8 < p_t < 10$  GeV/c (milieu),  $10 < p_t < 18$  GeV/c (bas) pour le charme (droite). Le "binning" utilisé est indiqué sur la figure. Le rapport de l'histogramme noir à partir de  $p_t^{min}$  sur l'intégrale totale de l'histogramme rouge définit le facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$ . L'impulsion transverse minimale  $p_t^{min}$  est définie de façon à ce que 90% des hadrons beaux (charmés) dans l'acceptance qui se sont désintégrés en un muon dans l'espace de phase  $\phi^\mu$  ait une impulsion transverse plus grande que cette valeur ( $p_t^{min}$ ).

Le facteur Monte Carlo  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$  est sujet à deux sources d'incertitude systématique :

- L'incertitude sur le rapport d'embranchement de la décroissance semi-muonique. Cette incertitude est environ de 3% [159]. Elle est donc négligeable par rapport aux incertitudes sur les distributions en impulsion transverse des muons (section 5.4.2) ;
- La dépendance du facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$  à la forme des distributions en impulsion transverse des hadrons beaux (charmés). Ces incertitudes ont été évaluées grâce aux simulations Pythia discutées dans la section 5.4.2. Le facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$  a été calculé sur un grand intervalle en  $p_t^{min}$ . La figure 5.34 illustre l'erreur systématique sur le facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$  pour différents "bins" en impulsion transverse de muons. Les résultats montrent qu'il y a une valeur optimale de  $p_t^{min}$  pour laquelle la dépendance du facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$  à la forme des distributions en impulsion transverse des hadrons beaux (charmés) utilisées dans la simulation est négligeable. Cette valeur optimale sélectionne environ 90% des hadrons beaux (charmés) qui donne un muon dans l'espace de phase  $\phi^\mu$ . L'erreur systématique correspondante sur le calcul du facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$  est inférieure à 5%. Elle est donc également négligeable par rapport à l'erreur systématique sur les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme et de la beauté extraites à partir de l'ajustement combiné.

Avec la statistique accumulée grâce au générateur rapide de paires de quarks lourds, l'incertitude statistique relative sur le facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$  est de  $[0.2-4]\%$  ( $[0.4-$

11. La paramétrisation est disponible dans la classe AliGenCorrHF.



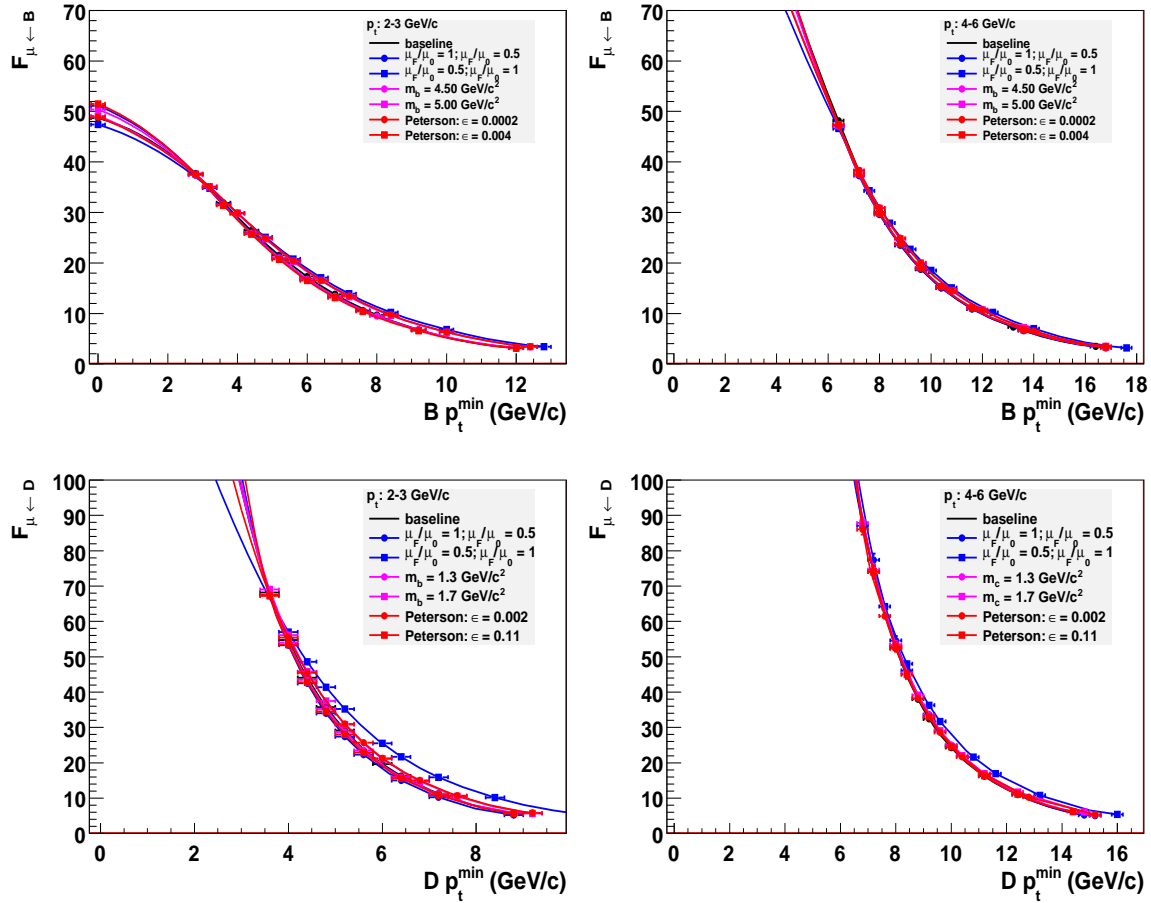


FIGURE 5.34 – Dépendance des facteurs Monte Carlo  $F_{\mu \leftarrow B}$  (haut) et  $F_{\mu \leftarrow D}$  (bas) en  $p_t^{\min}$  pour des "bins" particuliers en impulsion transverse de muons et pour différentes formes de distributions en impulsion transverse de hadrons beaux et charmés. Voir texte pour plus de détails.

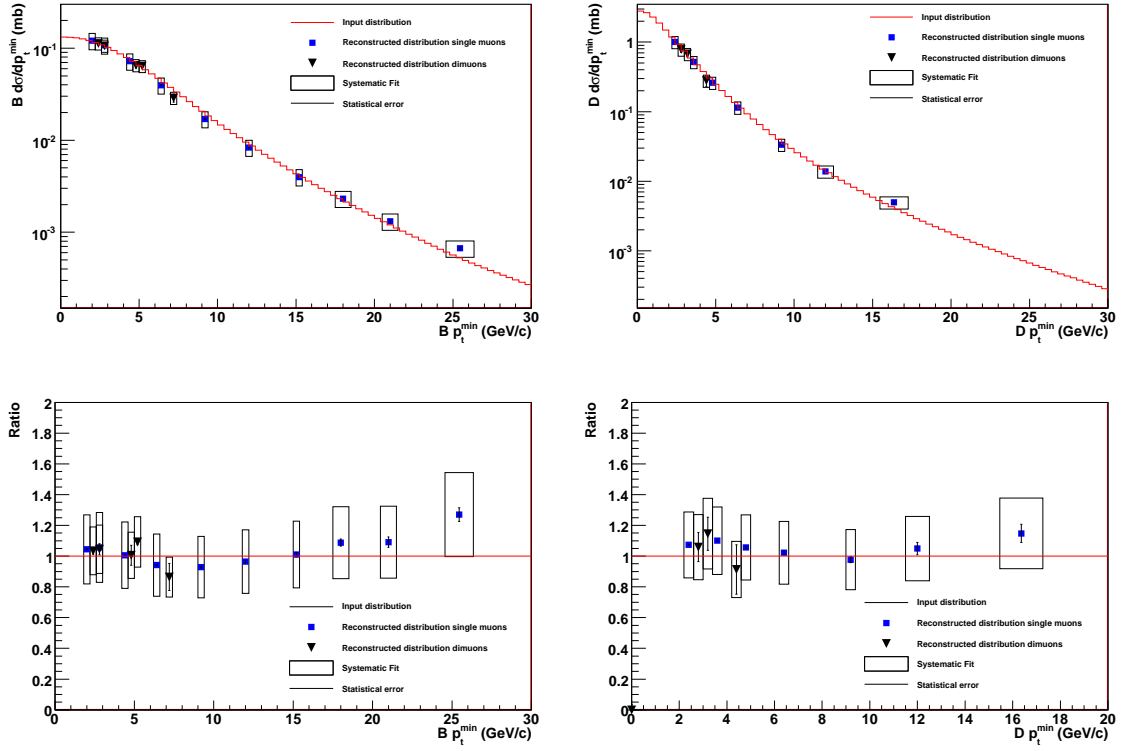


FIGURE 5.35 – Haut : section efficace différentielle inclusive de production des hadrons beaux (gauche) et charmés (droite) dans les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 14 TeV$  pour le premier scénario de prise de données (section 5.2.1). Les résultats sont présentés dans l'acceptance du spectromètre  $(-4.0 < \eta^{B(D)} < -2.5)$ . L'histogramme rouge est la distribution de référence. Les carrés représentent les résultats dans le canal semi-muonique. Les triangles représentent les résultats dans le canal di-muonique [201]. Bas : rapport des points sur l'histogramme rouge. Les barres d'erreurs verticales décrivent l'erreur statistique. La hauteur des rectangles indique l'erreur systématique sur le résultat de l'ajustement combiné (section 5.4.2). La largeur des rectangles indique l'erreur systématique sur la détermination de  $p_t^{min}$ .

6]%) pour le signal beau (charmé). Notons que, cette incertitude peut encore être réduite, comme elle ne dépend pas de la statistique dans les données PDC08 mais de la simulation Monte Carlo utilisée pour calculer le facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$ .

## 5.5.2 Résultats

Les performances du spectromètre attendues pour mesurer la section efficace différentielle inclusive de production du charme et de la beauté pour les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  sont résumées sur la figure 5.35. La figure 5.35 (haut) décrit la section efficace différentielle de production inclusive des hadrons beaux et charmés telle qu'elle peut être mesurée avec les muons simples (carrés). Les points correspondent aux "bins" présentés dans la figure 5.32 sauf à grande impulsion transverse où les "bins" ont été regroupés (section 5.4.2). A titre indicatif, la figure 5.35 (haut) décrit également la section efficace de production inclusive des hadrons beaux et charmés telle qu'elle peut être mesurée avec les di-muons de signes opposés [201] (triangles). Les résultats sont présentés dans l'acceptance du spectromètre ( $-4.0 < \eta^{B(D)} < -2.5$ ) pour le premier scénario de prise de données (un mois de prise de données à basse luminosité :  $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ). Les barres d'erreurs verticales décrivent l'erreur statistique. La hauteur des rectangles indique l'erreur systématique sur le résultat de l'ajustement combiné (section 5.4.2). La largeur des rectangles indique l'erreur systématique sur la détermination de  $p_t^{\text{min}}$ . Cette erreur correspond au "binning" utilisé pour les distributions en impulsion transverse des hadrons beaux et charmés dans l'acceptance et les distributions en impulsion transverse des hadrons beaux et charmés qui se sont désintégrés en un muon dans l'espace de phase  $\phi^\mu$  (figure 5.33). Ce "binning" a été optimisé en fonction de la statistique disponible.

Un bon accord entre les résultats obtenus dans le canal di-muonique et le canal des muons simples est mis en évidence. Les résultats indiquent que la distribution de référence (histogramme rouge) est bien reconstruite sur un intervalle en impulsion transverse allant de  $2 \text{ GeV}/c$  à  $25 \text{ GeV}/c$  ( $2 \text{ GeV}/c$  à  $15 \text{ GeV}/c$ ) pour la beauté (le charme). Avec les coupures utilisées pour cette analyse, la section efficace de production de la beauté (du charme) est reconstruite à environ 92% (33%) par rapport à la section efficace totale de production de la beauté (du charme) dans l'acceptance du spectromètre.

L'incertitude statistique inclut l'erreur statistique sur le nombre de muons et sur le facteur Monte Carlo  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$ . Rappelons que l'erreur statistique relative sur le nombre de muons est négligeable même à haute impulsion transverse, elle est inférieure à 2% pour le charme comme pour la beauté. L'erreur statistique relative sur le facteur  $F_{\mu\leftarrow B(D)}$  n'excède pas 6%. Cette incertitude peut être réduite à condition que plus de statistique soit accumulée avec la simulation Monte Carlo. Ainsi, la source principale d'erreur est la systématique de l'ajustement combiné (hauteur des boîtes). L'erreur systématique est quasiment indépendante de l'impulsion transverse et elle est d'environ 20% pour le charme et pour la beauté. Les erreurs systématiques additionnelles sur le rapport d'embranchement des décroissances semi-muoniques (3%),

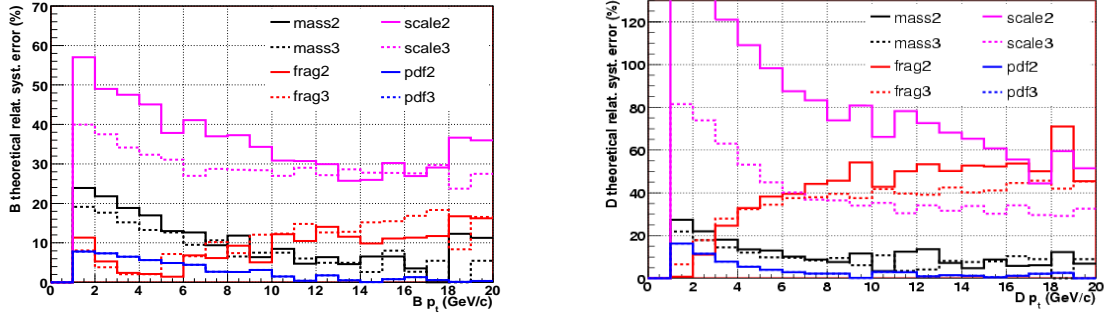


FIGURE 5.36 – Erreur théorique relative sur la section efficace différentielle de production des hadrons beaux (gauche) et charmés (droite) dans l’acceptance du spectromètre pour les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . D’après [189].

sur la section efficace inélastique nucléon-nucléon (5%) et sur le facteur  $F_{\mu \leftarrow B(D)} < 5\%$  ne sont pas représentées.

Finalement, la figure 5.36 présente l’erreur relative théorique sur la section efficace de production des hadrons beaux et charmés. Cette erreur a été déterminée à partir du rapport du groupe HERA-LHC [189] discuté dans la section 5.4.2. Elle est approximativement indépendante de l’impulsion transverse pour les impulsions transverses plus grandes que  $5 \text{ GeV}/c$ . Elle varie de quelques % à 40% (80%) pour la section efficace de production des hadrons beaux (charmés), en fonction des paramètres considérés pour les calculs. Ainsi, il est clair que la mesure présentée dans cette étude devrait permettre d’imposer de fortes contraintes sur les paramètres du modèle.



# Chapitre 6

## Mesure du rapport de modification nucléaire des hadrons beaux (charmés) ( $R_{AA}^{B(D)}$ ) et du rapport $R^{B/D} = R_{AA}^B/R_{AA}^D$

### 6.1 Motivations

Dans le chapitre 2, on a vu que l'étude de l'interaction des partons hautement énergétiques avec le milieu créé dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes était crucial pour comprendre la transition de la phase hadronique vers la phase déconfinée.

Au RHIC, le  $R_{AA}$  des électrons non photoniques<sup>1</sup> a été mesuré pour des collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  [134]. A haute impulsion transverse, cette observable devient largement inférieure à l'unité. Cette suppression est observée avec le même ordre de grandeur pour le  $R_{AA}$  des hadrons légers. Ceci paraît contredire les résultats de QCD qui prévoient une perte d'énergie supérieure pour les quarks légers que pour les quarks lourds quand ils traversent un milieu déconfiné (effet "dead cone" : chapitre 2). Un certain nombre d'hypothèses concernant les mécanismes qui pourraient expliquer cette contradiction a été mis en avant (chapitre 2). Dans les conditions expérimentales du LHC, la mesure du  $R_{AA}$  des muons de décroissance des saveurs lourdes devrait apporter un éclairage nouveau sur l'interprétation des résultats du RHIC. Si les mesures d'ALICE confirment que les quarks lourds perdent de l'énergie par "gluonstrahlung" dans la phase déconfinée, la mesure du  $R_{AA}^{B(D)}$  devrait permettre d'évaluer la densité de celle-ci (chapitre 2).

Par ailleurs, il a été démontré dans le chapitre 5 que le spectromètre à muons d'ALICE devrait permettre de mesurer séparément les distributions en  $p_t$  des muons de décroissance du charme et de la beauté. Pour la première fois au LHC, les  $R_{AA}$  des muons de décroissance du charme ( $R_{AA}^D$ ) et de la beauté ( $R_{AA}^B$ ) devraient donc

---

1. Aux énergies du RHIC les électrons de grand  $p_t$  non photoniques sont principalement les électrons de décroissance du charme.

être mesurés séparément. Ainsi, le rapport  $R^{B/D} = R_{AA}^B/R_{AA}^D$  qui permet d'isoler la dépendance à la masse de la perte d'énergie des quarks lourds par "gluonstrahlung" dans le milieu déconfiné devrait être accessible (chapitre 2). Il sera alors possible d'étudier l'effet "dead cone" en détail.

La précision avec laquelle le spectromètre à muons d'ALICE autorise la mesure du  $R_{AA}^{B(D)}$  et du  $R^{B/D}$  dépend de l'efficacité de l'instrumentation mais aussi de l'analyse qui permet d'extraire les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme et de la beauté (chapitre 5). Dans ce chapitre les distributions utilisées sont supposées parfaitement corrigées de l'efficacité de reconstruction. On cherche à évaluer la précision avec laquelle cette analyse permet d'extraire le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le  $R^{B/D}$ . Par ailleurs, on évaluera, pour différents scénarios de prise de données réalistes en mode  $PbPb$ , sur quel intervalle en  $p_t$  le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le  $R^{B/D}$  peuvent être extraits. L'étude est limitée aux collisions Plomb-Plomb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  dans la fenêtre de centralité  $0 - 10\%$ <sup>2</sup>. Dans ce qui suit ce type de collisions sera noté "collisions  $Pb - Pb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ ,  $0 - 10\%$ )". Notons que cette fenêtre en centralité particulière a été choisie car les effets nucléaires implémentés dans ce qui suit (voir 6.3) ont préalablement été calculés dans la référence [132].

## 6.2 Simulation de collisions $PbPb$ à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ dans la fenêtre de centralité $0 - 10\%$

La production de muons de décroissance des saveurs lourdes dans les collisions proton-proton ( $pp$ ) est relativement bien estimée par les techniques Monte Carlo. Par ailleurs, quand aucun effet nucléaire n'est pris en considération, une collision noyau-noyau peut être considérée comme une superposition de collisions nucléon-nucléon ( $NN$ ) indépendantes. Ainsi, la production de muons de décroissance des saveurs lourdes dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes peut être calculée en utilisant une extrapolation géométrique simple des collisions  $pp$ . Les effets nucléaires peuvent modifier les résultats de cette extrapolation. Notons que, ces effets sont relativement mal connus.

On se propose d'utiliser une simulation Monte Carlo de collisions  $pp$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ , de l'extrapoler de façon géométrique à des "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ ,  $0 - 10\%$ )" et d'ajouter les effets nucléaires à posteriori. Plusieurs scénarios réalistes de prise de données seront pris en considération. Le choix des modèles utilisés pour décrire les effets nucléaires est discuté dans la section 6.3.

### 6.2.1 Simulation de collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$

Le programme pQCD Pythia a été utilisé pour simuler la production de saveurs lourdes et leurs muons de décroissance pour des collisions proton-proton "minimum bias" à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ . Aucune simulation Geant3 n'a été mise en œuvre. On utilise

---

2. Cette fenêtre en centralité correspond à un paramètre d'impact maximal de  $b = 5 \text{ fm}$ .

donc les données cinématiques des particules mais leurs interactions avec le détecteur et la réponse du détecteur ne sont pas prises en considération. Deux productions ont été réalisées :

- Une production biaisée. Dans cette production, toutes les saveurs lourdes ont été forcées à se désintégrer en muons. Cette production permet d'accumuler une grande statistique. Dans cette production,  $\sim 9 \cdot 10^6$  ( $\sim 1 \cdot 10^6$ ) paires de quarks charmés (beaux) ont été produites dans  $4\pi$  ;
- Une production non biaisée. Dans cette production, les quarks ne sont pas forcés à se désintégrer en muons. Ils se désintègrent suivant leur rapport d'embranchement. Ainsi, la statistique disponible est limitée par la puissance de calcul des machines. Cette production sert uniquement à corriger les distributions obtenues à partir de la production biaisée. Il a été produit  $\sim 9 \cdot 10^5$  ( $\sim 1 \cdot 10^5$ ) paires de quarks charmés (beaux) dans  $4\pi$ .

Les distributions en impulsion transverse obtenues avec la production biaisée sont corrigées suivant l'équation :

$$\left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{pp}^{ev} = \left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{bias}^{ev} \times \frac{N_{unbias}^{\mu\leftarrow b,c \text{ acc.}}}{N_{bias}^{\mu\leftarrow b,c \text{ acc.}}} \quad (6.1)$$

Ici,  $\left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{pp}^{ev}$  est la distribution en  $p_t$  réaliste des muons de décroissance de la beauté ou du charme dans l'acceptance du spectromètre.  $\left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{bias}^{ev}$  est la distribution en  $p_t$  des muons de décroissance des hadrons beaux ou charmés dans l'acceptance du spectromètre obtenue à partir de la production biaisée. Toutes les distributions sont normalisées au nombre de collisions inélastiques (événements Pythia).  $N_{unbias}^{\mu\leftarrow b,c \text{ acc.}}$  est le nombre de muons dans l'acceptance du spectromètre obtenu à partir de la production non biaisée. Il est rapporté au nombre de collisions inélastiques  $pp$  (nombre d'événements Pythia).  $N_{bias}^{\mu\leftarrow b,c \text{ acc.}}$  est l'intégrale en  $p_t$  de la distribution  $\left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{bias}^{ev}$ . Le terme  $\frac{N_{unbias}^{\mu\leftarrow b,c \text{ acc.}}}{N_{bias}^{\mu\leftarrow b,c \text{ acc.}}}$  permet de corriger le rapport d'embranchement dans la production biaisée.

La figure 6.1 (gauche) montre les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme (bleu) et de la beauté (rouge) dans l'acceptance du spectromètre obtenues à partir de la production biaisée  $\left(\left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{bias}^{ev}\right)$ . La figure 6.1 (droite) montre les mêmes distributions corrigées suivant la formule 6.1  $\left(\left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{pp}^{ev}\right)$ .

## 6.2.2 Extrapolation à des collisions Plomb-Plomb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ dans la fenêtre de centralité $0 - 10\%$

Dans la suite, on considère trois scénarios réalistes de prise de données en mode  $PbPb$  pour normaliser les distributions obtenues à partir des productions proton-proton présentées précédemment (figure 6.1, droite). Les luminosités moyennes  $\langle \mathcal{L} \rangle$  et les temps de prise de données ( $t$ ) des scénarios considérés sont les suivants :



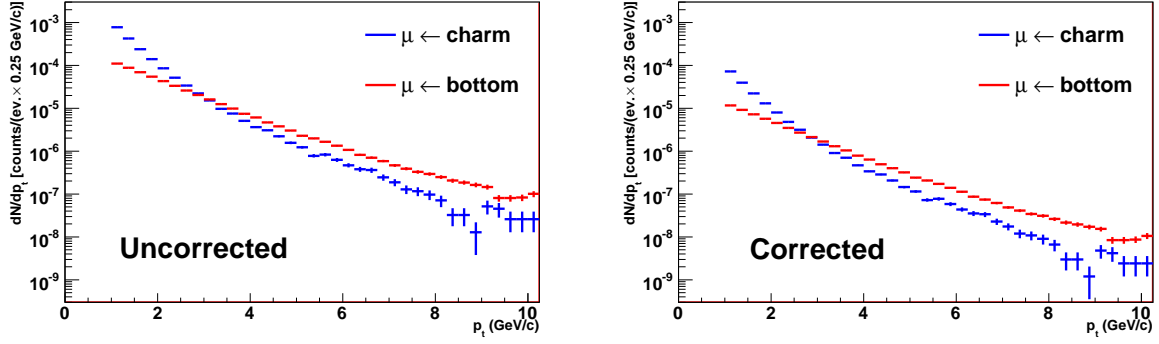


FIGURE 6.1 – Gauche : distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme (bleu) et de la beauté (rouge) obtenues à partir de la production biaisée. Droite : distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme (bleu) et de la beauté (rouge) obtenues à partir de la production biaisée et corrigées comme indiqué dans le texte. Dans les deux cas, les distributions sont normalisées par le nombre de collisions inélastiques (événements Pythia). Les distributions sont données dans l'acceptance du spectromètre.

- $\langle \mathcal{L} \rangle = 5 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, t = 5 \cdot 10^5 \text{ s}$  (scénario 1)
- $\langle \mathcal{L} \rangle = 5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, t = 5 \cdot 10^5 \text{ s}$  (scénario 2)
- $\langle \mathcal{L} \rangle = 5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, t = 10^6 \text{ s}$  (scénario 3, nominal)

La première étape de la normalisation consiste à transformer les distributions  $(dN^{\mu \leftarrow b,c}/dp_t)_{pp}^{ev}$  du nombre de muons par collision inélastique proton-proton à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  (figure 6.1, droite) en distributions  $(dN^{\mu \leftarrow b,c}/dp_t)_{PbPb}^{ev}$  du nombre de muons par "collision (inélastique)  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}, 0-10\%$ )". Cette transformation s'appuie sur l'extrapolation géométrique de Glauber [216, 217]. En pratique on utilise l'équation suivante démontrée dans l'appendice .4 :

$$N_{PbPb}^{Q\bar{Q}} = \sigma_{NN}^{Q\bar{Q}} \times \mathcal{R}(b_c). \quad (6.2)$$

Ici,  $N_{PbPb}^{Q\bar{Q}}$  est le nombre de quarks lourds produits par collision  $PbPb$ . Le terme  $\sigma_{NN}^{Q\bar{Q}}$  est la section efficace de production des quarks lourds dans les collisions  $NN$  à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ . Le facteur  $\mathcal{R}(b_c)$  est un terme non trivial. Il dépend :

- De la probabilité géométrique que deux nucléons se "rencontrent" dans une collision inélastique  $PbPb$  de centralité correspondant à une coupure sur le paramètre d'impact  $b_c$  ;
- De la section efficace inélastique  $NN$  à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  ( $\sigma_{NN}$ ). Notons que cette dépendance est très faible (formule 9, appendice .4).

On peut écrire  $N_{PbPb}^{Q\bar{Q}}$  en fonction du nombre de quarks lourds par collision inélastique  $NN$  ( $N_{NN}^{Q\bar{Q}}$ ) et de  $\sigma_{NN}$  à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  :

$$N_{PbPb}^{Q\bar{Q}} = N_{NN}^{Q\bar{Q}} \times \sigma_{NN} \times \mathcal{R}(b_c) = N_{NN}^{Q\bar{Q}} \times N_{coll}. \quad (6.3)$$

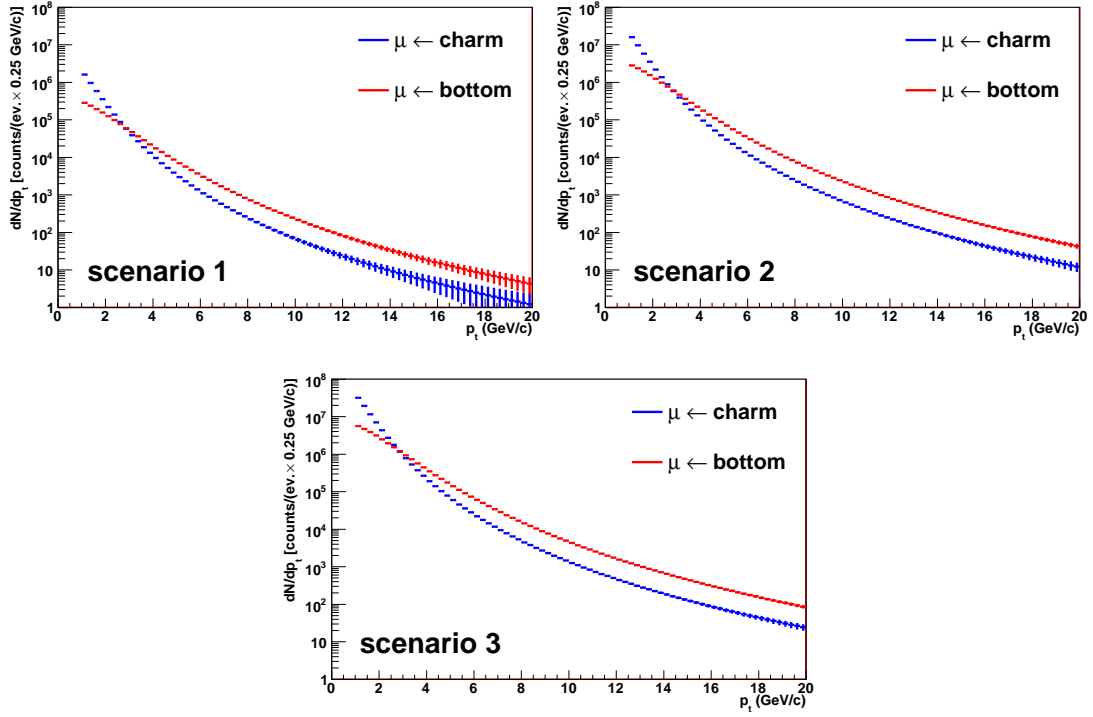


FIGURE 6.2 – Distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des quarks beaux (rouge) et charmés (bleu) dans les collisions Plomb-Plomb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  dans la fenêtre de centralité 0 – 10%. Les trois scénarios réalistes de prise de données en mode  $PbPb$  sont exposés. Aucun effet nucléaire n'est pris en considération.

Ici, le nombre de collisions inélastiques  $NN$  est noté  $N_{coll}$ . Il est égal au produit de  $\sigma_{NN}$  par  $\mathcal{R}(b_c)$ . En différenciant cette expression et en corrigeant par le rapport d'embranchement de la désintégration des saveurs lourdes en muons on obtient :

$$\left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{PbPb}^{ev} = \left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{pp}^{ev} \times \sigma_{NN} \times \mathcal{R}(b_c) = \left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{pp}^{ev} \times N_{coll}. \quad (6.4)$$

Ici, la section efficace  $\sigma_{NN}$  à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  vaut  $60 \text{ mb}$  [85]. Les événements correspondants à la fenêtre de centralité considérée (0 – 10%), ont des paramètres d'impact inférieurs à  $b_c = 5 \text{ fm}$  [85]. Cette valeur de  $b_c$  correspond à un facteur  $\mathcal{R}(b_c)$  de  $23.5 \text{ mb}^{-1}$ . Ainsi,  $N_{coll}$  vaut 1410. Comme toutes les valeurs numériques relatives au modèle de Glauber dans ce chapitre, la valeur de  $\mathcal{R}(b_c)$  est obtenue avec une simulation AliRoot<sup>3</sup>. Les distributions  $\left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{pp}^{ev}$  sont celles obtenues dans la section 6.2.1 (figure 6.1 droite).

Après application des corrections précédentes, les distributions  $\left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{PbPb}^{ev}$  sont ajustées et extrapolées jusqu'à  $p_t = 20 \text{ GeV}/c$  suivant la méthode décrite dans le

3. Dans AliRoot, le modèle de Glauber est implémenté dans "\$ALICE\_ROOT/FASTSIM/AliFastGlauber".

chapitre 5 (section 5.2.1). Finalement, l'intégrale des distributions  $\left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{pp}^{ev}$  est normalisée à la statistique des scénarios de prise de données considérés. Cette étape consiste à multiplier les distributions  $\left(\frac{dN^{\mu\leftarrow b,c}}{dp_t}\right)_{pp}^{ev}$  par le nombre de collisions inélastiques  $PbPb$  dans chaque scénario ( $N_{PbPb}$ ). Le nombre de collisions  $N_{PbPb}$  est le produit de la luminosité moyenne  $\langle \mathcal{L} \rangle$  par le temps de prise de données ( $t$ ) et par la section efficace inélastique en mode  $PbPb$  ( $\sigma_{PbPb}$ ). L'expression de  $\sigma_{PbPb}$  peut être calculée d'après le modèle de Glauber. Elle dépend de  $\sigma_{NN}$  et de la probabilité géométrique que deux nucléons se "rencontrent" dans une collision entre noyaux. Elle est démontrée dans l'appendice .4. Dans les "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV$ ,  $0 - 10\%$ )",  $\sigma_{PbPb}$  vaut  $785 mb^4$ . Ainsi le nombre de collisions inélastiques en mode  $PbPb$  dans le scénario 1 est  $N_{PbPb} \sim 2 \cdot 10^7$ , il est de  $N_{PbPb} = 2 \cdot 10^8$  dans le scénario 2 et de  $N_{PbPb} = 4 \cdot 10^8$  dans le scénario 3.

Le résultat de l'extrapolation des distributions en  $p_t$  des muons de décroissance dans les collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 5.5 TeV$  aux distributions dans les "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV$ ,  $0 - 10\%$ )" est présenté sur la figure 6.2 dans le cas des trois scénarios réalistes de prise de données.

### 6.3 Les effets nucléaires

L'extrapolation aux "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV$ ,  $0 - 10\%$ )" décrite dans la partie précédente ne permet pas de prendre en considération les effets nucléaires froids<sup>5</sup> ("shadowing" et "anti-shadowing") et les effets nucléaires chauds<sup>6</sup> (perte d'énergie). Cette section présente les effets nucléaires considérés dans la suite de ce chapitre.

Les effets nucléaires considérés dans la suite sont ceux utilisés dans la publication [132]. Un des points discutés dans cette publication est le  $R_{AA}$  pour les muons de décroissance des saveurs lourdes mesurés dans l'acceptance du spectromètre pour des "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV$ ,  $0 - 10\%$ )". Dans cette publication, la production des saveurs lourdes est calculée avec Pythia. Les effets nucléaires froids sont calculés à partir des distributions de gluons paramétrisées suivant EKS98 [102]. Cette paramétrisation est reconnue pour donner des valeurs intermédiaires entre celles fournies par la paramétrisation DS [104] et la paramétrisation EPS08 [103] (chapitre 2, section 2.2). Par ailleurs, elle semble bien décrire le  $R_{dAu}$  au RHIC [218]. Les effets nucléaires chauds sont calculés dans le formalisme BDMPS [129] qui décrit la perte d'énergie des saveurs lourdes dans un milieu déconfiné par radiations de gluons ("gluonstrahlung" : chapitre 2, section 2.3.2). Ce formalisme donne des résultats compatibles avec le  $R_{AA}$  des électrons non-photoniques mesuré au RHIC à condition que le milieu déconfiné créé ait une opacité  $\hat{q}$  d'environ  $14 GeV^2/fm$  [140].

Les extrapolations effectuées dans le cadre du formalisme BDMPS à partir des

---

4. Simulation AliRoot.

5. Ou effets nucléaires dans l'état initial.

6. Ou effets nucléaires dans l'état final.

résultats concernant les hadrons légers au RHIC permettent de conclure que l'opacité du milieu créé dans les "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV, 0-10\%$ )" au LHC devrait être comprise entre  $\hat{q} = 25 GeV^2/fm$  et  $\hat{q} = 100 GeV^2/fm$  [219]. Ce sont ces valeurs de  $\hat{q}$  qui seront considérées dans la suite.

### 6.3.1 Les effets nucléaires froids

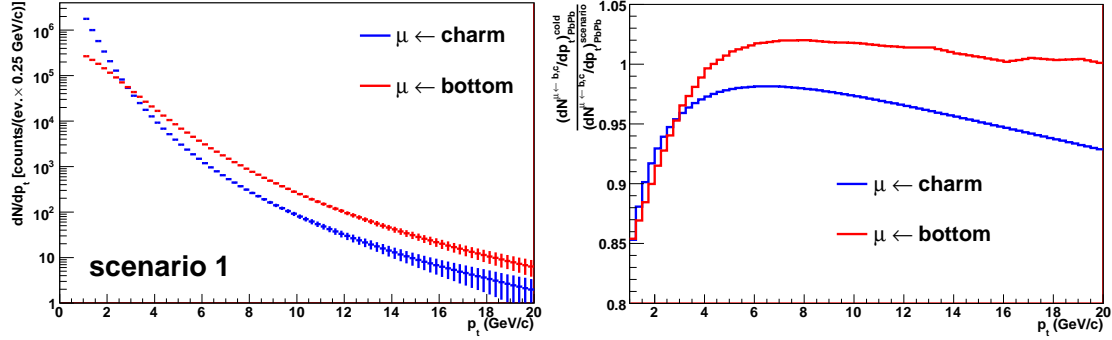


FIGURE 6.3 – Gauche : distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes dans les "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV, 0-10\%$ )". Les distributions sont mesurées dans l'acceptance du spectromètre. Seul le premier scénario de prise de données est exposé. Les effets nucléaires froids décrits dans [132] sont pris en considération. Droite : rapport des distributions en impulsion transverse avec effets nucléaires froids sur distributions en impulsion transverse sans effet nucléaire pour le charme (bleu) et la beauté (rouge).

La figure 6.3 (gauche) montre les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes dans les "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV, 0-10\%$ )". Ces distributions sont mesurées dans l'acceptance du spectromètre. Les effets nucléaires froids prédits dans [132] sont pris en considération. Seul le premier scénario de prise de données est considéré. La figure 6.3 (droite) montre le rapport  $\frac{(dN^{\mu\pm b,c}/dp_t)^{cold}_{PbPb}}{(dN^{\mu\pm b,c}/dp_t)^{scenario}_{PbPb}}$  entre les distributions citées précédemment (avec effets nucléaires froids) sur les distributions de la figure 6.2 en haut à gauche (sans effet nucléaire).

Pour les muons de décroissance du charme (bleu) le rapport  $\frac{(dN^{\mu\pm b,c}/dp_t)^{cold}_{PbPb}}{(dN^{\mu\pm b,c}/dp_t)^{scenario}_{PbPb}}$  est toujours inférieur à l'unité. Le "shadowing" est particulièrement prononcé pour les impulsions transverses inférieures à  $p_t \sim 3 GeV/c$ . Pour  $p_t > 3 GeV/c$  le shadowing est moins prononcé.

Pour les muons de décroissance de la beauté (rouge) l'effet de "shadowing" est particulièrement prononcé jusqu'à  $p_t \sim 4 GeV/c$ . Pour  $p_t > 4 GeV/c$  le rapport  $\frac{(dN^{\mu\pm b,c}/dp_t)^{cold}_{PbPb}}{(dN^{\mu\pm b,c}/dp_t)^{scenario}_{PbPb}}$  devient supérieur à l'unité. Ce comportement met en évidence le phénomène d'"anti-shadowing".

### 6.3.2 Les effets nucléaires chauds

La figure 6.4 (haut) montre les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes dans les "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ ,  $0 - 10\%$ )". Ces distributions sont mesurées dans l'acceptance du spectromètre. A droite, les effets nucléaires chauds et froids prédits dans [132] ont été ajoutés, alors qu'à gauche, seuls les effets nucléaires chauds sont pris en considération. La figure 6.4 (bas) montre également le rapport entre les distributions avec effets nucléaires chauds uniquement et les distributions sans effet nucléaire (gauche) et le rapport entre les distributions avec effets nucléaires chauds et froids sur les distributions sans effet nucléaire (droite).

Pour la beauté, les effets nucléaires chauds augmentent fortement jusqu'à  $p_t \sim 4 \text{ GeV}/c$ . Pour  $p_t > 4 \text{ GeV}/c$  les effets chauds sont importants et ne dépendent presque plus de l'impulsion transverse. Pour le charme, les effets nucléaires chauds sont plus importants que pour la beauté. Par ailleurs, ces effets sont quasi indépendants de l'impulsion transverse.

Ces observations sont compatibles avec l'effet "dead cone" décrit dans le chapitre 2. En effet, l'angle de suppression de radiation des gluons est  $\theta < m_Q/E_Q$ . Ici  $m_Q$  est la masse du quark lourd et  $E_Q$  est son énergie. Plus le quark est énergétique, plus  $\theta$  est petit et plus il y a de radiation de gluons. Comme, en général, les quarks de grande énergie se désintègrent en muons de grande impulsion transverse, il est naturel que les effets chauds soient plus importants à haut  $p_t$ . Par ailleurs, plus la masse du quark est petite plus  $\theta$  est petit. Ainsi, les quarks légers rayonnent plus de gluons que les quarks lourds. On pouvait donc s'attendre à ce que les quarks charmés perdent plus d'énergie que les quarks beaux.

## 6.4 Mesure du $R_{AA}^{B(D)}$ et du rapport $R^{B/D} = R_{AA}^B/R_{AA}^D$

Dans cette section il s'agit de déterminer avec quelle précision, l'analyse présentée dans le chapitre 5 permet de mesurer les rapports  $R_{AA}^{B(D)}$  et  $R^{B/D}$ . Il s'agit également de déterminer sur quel intervalle en impulsion transverse la statistique accumulée dans les différents scénarios présentés dans la section 6.2.2 permet d'extraire ces observables.

La première sous-section explique comment calculer le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le  $R^{B/D}$  à partir des distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes mesurées dans l'acceptance du spectromètre. La principale difficulté du calcul du  $R_{AA}^{B(D)}$  est, qu'au LHC, il n'y aura pas de mesure de collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  avant un certain temps de fonctionnement à des énergies supérieures.

La seconde sous-section présente comment sont estimées les incertitudes sur le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le  $R^{B/D}$ . Pour cette estimation, on fait l'hypothèse que la méthode de soustraction du bruit de fond donne les mêmes résultats si elle est appliquée aux distributions mesurées en mode  $PbPb$  ou en mode  $pp$ . En particulier, on considère que l'erreur systématique sur la méthode est la même en mode  $pp$  et en mode  $PbPb$ . Seule l'influence de la statistique en mode  $PbPb$  sur la qualité de l'ajustement combiné est

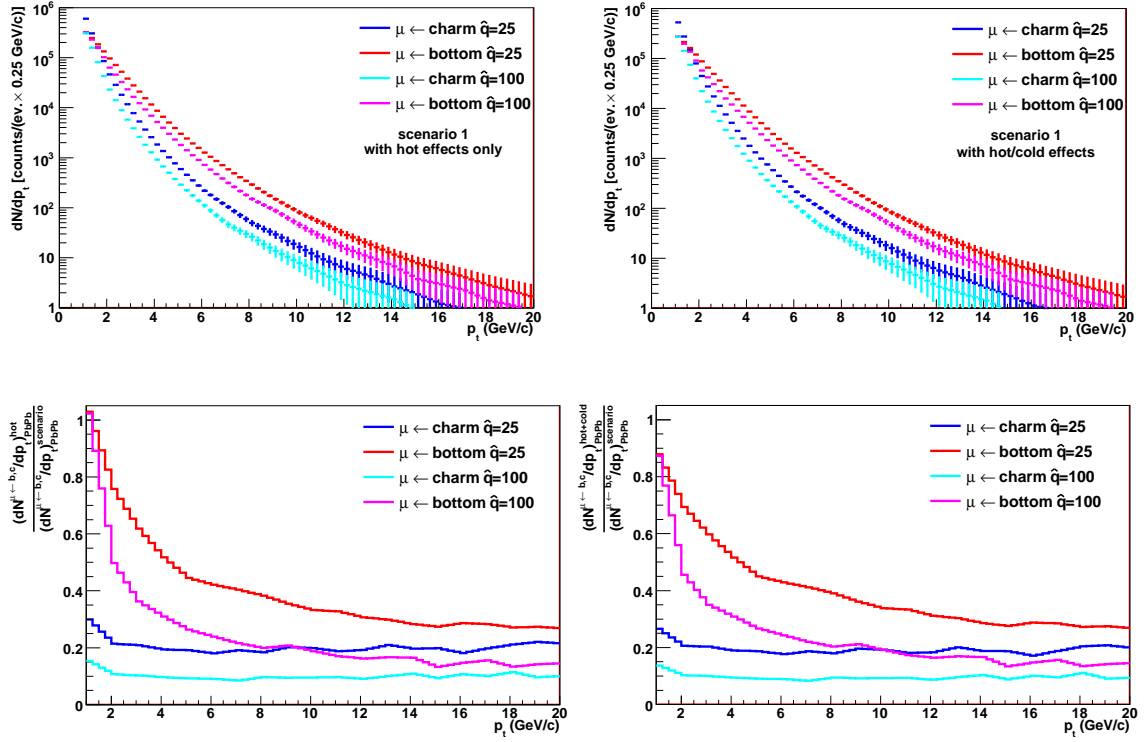


FIGURE 6.4 – Haut : distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des quarks beaux (rouge) et charmés (bleu) dans les "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV$ ,  $0 - 10\%$ )" dans l'acceptance du spectromètre. Seul le premier scénario de prise de données est exposé. A gauche (droite), les effets nucléaires chauds (chauds et froids) sont pris en considération. Bas : rapport des distributions en impulsion transverse avec effets nucléaires chauds sur distributions en impulsion transverse sans effet nucléaire (gauche) et rapport des distributions en impulsion transverse avec effets nucléaires chauds et froids sur distributions en impulsion transverse sans effet nucléaire (droite).

prise en compte (chapitre 5).

### 6.4.1 Méthode

Comme, au LHC, les collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  n'auront pas lieu avant qu'une statistique suffisante soit accumulée à plus grande énergie, on évalue le  $R_{AA}^{B(D)}$  dans les "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ ,  $0 - 10\%$ )" en utilisant les distributions en  $p_t$  des muons de décroissance des saveurs lourdes obtenues dans les collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . Dans ce qui suit, on notera  $E_1$  l'énergie  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  et  $E_2$  l'énergie  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . Le  $R_{AA}^{B(D)}$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  s'écrit [220] :

$$R_{AA}^{B(D)}(p_t, E_1) = \frac{\left( \frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1) \right)^{ev}}{N_{coll}(E_1) \times \left( \frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2) \right)^{ev} \times S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)}. \quad (6.5)$$

Ici :

- i  $\left( \frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1) \right)^{ev}$  est la distribution  $\frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1)$  normalisée au nombre de collisions inélastiques  $PbPb$ .  $\frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1)$  est la distribution en  $p_t$  des muons de décroissance des hadrons beaux (charmés) dans les collisions  $PbPb$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  dans la fenêtre de centralité  $0 - 10\%$ . La distribution  $\left( \frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1) \right)^{ev}$  est obtenue suivant les développements de la section 6.2;
- ii  $N_{coll}(E_1)$  est le nombre moyen de collisions  $PbPb$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  de centralité  $0 - 10\%$ . Suivant le modèle de Glauber  $N_{coll}(E_1)$  vaut 1410 (voir sous-section 6.2.2);
- iii  $\left( \frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2) \right)^{ev}$  est la distribution  $\frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2)$  normalisée au nombre de collisions inélastiques  $pp$ .  $\frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2)$  est la distribution en  $p_t$  des muons de décroissance des hadrons beaux (charmés) dans les collisions  $pp$  à l'énergie  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . Cette distribution est obtenue suivant les développements du chapitre 5. Notons, qu'elle est mesurée dans l'acceptance du spectromètre;
- iv  $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$  est un facteur permettant d'extrapoler les distributions dans les collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  ( $E_2$ ) aux distributions dans les collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  ( $E_1$ ). L'expression du facteur  $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$  est la suivante :

$$S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2) = \frac{\left[ \left( \frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1) \right)^{ev} \right]_{MC}}{\left[ \left( \frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2) \right)^{ev} \right]_{MC}}. \quad (6.6)$$

Dans cette expression,  $\left[ \left( \frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1) \right)^{ev} \right]_{MC}$  est la distribution en  $p_t$  des muons de décroissance des hadrons beaux (charmés) dans les collisions  $pp$  à l'énergie  $E_1$

( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ ) et  $\left[ \left( \frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2) \right) \right]_{MC}$  est la distribution en  $p_t$  des muons de décroissance des hadrons beaux (charmés) dans les collisions  $pp$  à l'énergie  $E_2$  ( $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ). Les distributions sont normalisées au nombre de collisions inélastiques  $pp$  et sont produites dans l'acceptance du spectromètre. Dans le cas de données réelles, le facteur  $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$  est évalué par une méthode Monte Carlo.  $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$  est connu avec une certaine incertitude. Cette incertitude rend compte de la précision avec laquelle les simulations permettent de reproduire les distributions expérimentales  $\left( \frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1) \right)^{ev}$  et  $\left( \frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2) \right)^{ev}$ . Ce point est développé dans la section suivante.

## 6.4.2 Incertitudes

Dans cette partie les incertitudes sur les termes de l'équation 6.5 sont discutées.

### i. Erreurs sur le terme $\left( \frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1) \right)^{ev}$

Les erreurs sur  $\left( \frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1) \right)^{ev}$  sont obtenues en faisant la somme quadratique des erreurs sur la distribution  $\frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1)$ . Il existe deux types d'erreurs sur la distribution  $\frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1)$  :

- L'erreur statistique "habituelle". Il s'agit de la racine carrée du nombre de coups dans chaque "bin" ;
- L'erreur systématique sur la méthode d'ajustement. Pour isoler les muons de décroissance des saveurs lourdes dans les collisions Plomb-Plomb, on suppose qu'il faut réaliser les opérations décrites dans le chapitre 5 (soustraction du bruit de fond et ajustement combiné). Dans ce qui suit, on fait l'hypothèse que la méthode de soustraction du bruit de fond donne les mêmes résultats si elle est appliquée aux distributions mesurées en mode  $PbPb$  ou en mode  $pp$ . En particulier, on considère que l'erreur systématique sur la méthode est la même. Ici, on teste l'effet de la statistique limitée en mode  $PbPb$  sur l'ajustement combiné avec des formes  $f_c$  et  $f_b$  biaisées (chapitre 5).

Les distributions en  $p_t$  des muons de décroissance des saveurs lourdes de la production PDC08 (collisions  $pp$ ) sont normalisées à la statistique des scénarios de prise de données en mode  $PbPb$ . On construit alors le signal sur lequel est appliqué l'ajustement combiné<sup>7</sup>. L'erreur statistique est ajoutée en fonction du nombre de coups dans chaque "bin". Une erreur systématique est additionnée quadratiquement à l'erreur statistique pour prendre en compte la soustraction du bruit de fond. Cette erreur est obtenue après extrapolation Monte Carlo et soustraction du bruit de fond (chapitre 5). En toute rigueur cette erreur

---

7. Rappelons que le signal est composé des muons de décroissance du charme et des muons de décroissance de la beauté.



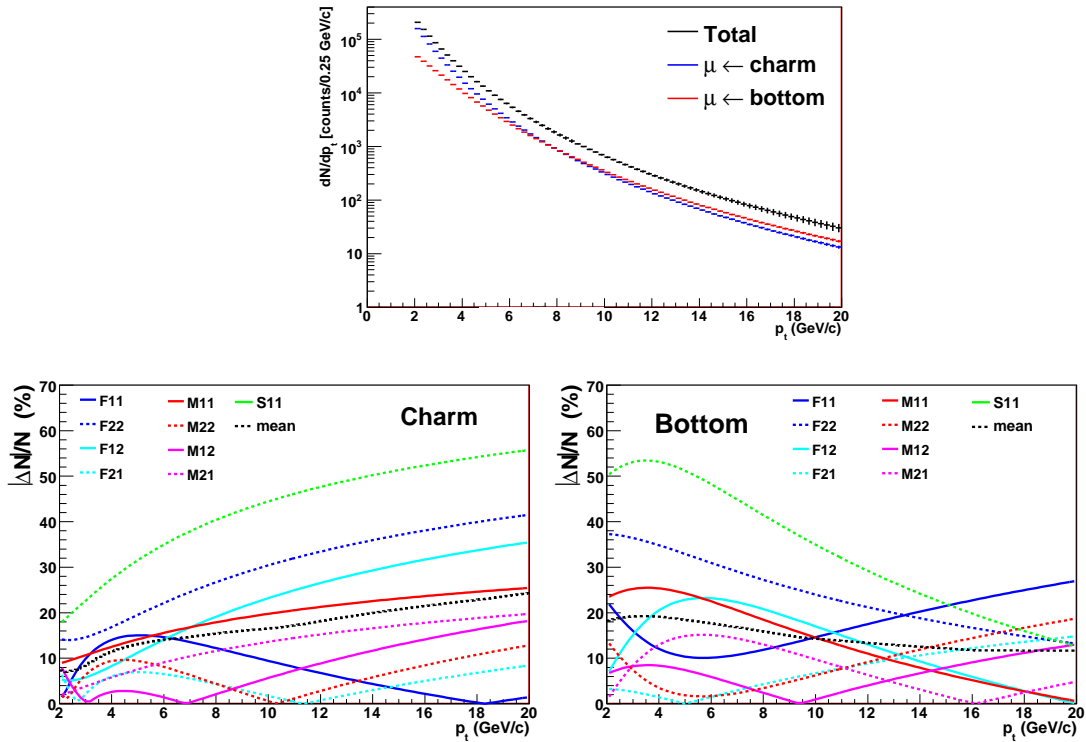


FIGURE 6.5 – Haut : distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme (bleu), de la beauté (rouge) et des saveurs lourdes (total, noir) utilisées pour évaluer l'incertitude systématique sur la distribution  $\frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1)$ . Ces distributions ont été obtenues en mode  $pp$  (PDC08) et normalisées à la statistique en mode  $PbPb$  (voir texte). Bas : Erreur systématique relative sur la distribution  $\frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1)$ . Les différentes courbes de couleur correspondent aux différentes valeurs de paramètres de pQCD (chapitre 5). Seul le scénario 1 de prise de données en collisions Plomb-Plomb est illustré.

augmente quand la statistique diminue. Comme la statistique dans les scénarios en mode  $PbPb$  est plus faible que dans les scénarios en mode  $pp$ , on prend uniquement en compte l'erreur maximale calculée dans le chapitre 5, c'est à dire l'erreur relative au scénario 1 en mode  $pp$ .

La figure 6.5 (haut) montre les distributions de la production PDC08 (appendice .2) normalisées à la statistique des scénarios de prise de données  $PbPb$  pour le charme (bleu) et la beauté (rouge). Les erreurs décrites précédemment ont été prises en compte.

L'ajustement combiné du chapitre 5 est appliqué à la distribution totale (figure 6.5, noir). Les formes biaisées utilisées sont celles présentées dans le chapitre 5. Les formes biaisées sont obtenues pour les collisions  $pp$  à partir des conclusions du groupe de travail "Hera-LHC" [189]. Les déformations dues aux effets nucléaires ne sont donc pas prises en compte dans l'évaluation de

l'erreur statistique liée à l'ajustement combiné. Par ailleurs, en mode  $PbPb$ , la production de hadrons légers n'est pas proportionnelle au nombre de collisions  $NN$  mais au nombre de participants dans la collision  $PbPb$  [221]. Ainsi, contrairement à ce qu'il se passe avec les saveurs lourdes, il est plus difficile d'extrapoler les distributions des muons de décroissance des hadrons légers obtenues en mode  $pp$  aux distributions des muons de décroissance des hadrons légers obtenues en mode  $PbPb$ . C'est la raison pour laquelle on ajuste le signal à partir de  $p_t = 2 \text{ GeV}/c$  qui est la valeur en impulsion transverse à partir de laquelle le taux de muons résiduels issus de la décroissance des  $\pi/K$  secondaires est assez faible pour que la qualité de l'ajustement combiné soit peu dégradée (chapitre 5).

L'erreur relative en fonction de l'impulsion transverse pour les distributions  $\frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1)$  est présentée sur la figure 6.5 (bas, gauche : charme ; bas, droite : beauté). Sur la figure 6.5, seul le premier scénario de prise de données en collisions Plomb-Plomb est illustré. La figure 6.5 (bas) permet de conclure que, dans le cadre des hypothèses présentées plus haut, l'erreur systématique relative sur le terme  $\frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1)$  est presque indépendante de l'impulsion transverse et vaut  $\sim 15\%$  pour le charme et la beauté. Par ailleurs, ce résultat est presque indépendant du scénario de prise de données considéré en mode  $PbPb$ .

## ii. Erreurs sur le terme $N_{coll}(E_1)$

La valeur  $N_{coll}(E_1)$  est le produit de la section inélastique  $NN$  ( $\sigma_{NN}^{inel}$ ) et du rapport  $\mathcal{R}(b_c)$  (appendice .4). Le rapport  $\mathcal{R}(b_c)$  dépend de  $\sigma_{NN}$  et du profil de densité nucléaire de Woods-Saxon (chapitre 2). Il a été vérifié avec une simulation rapide AliRoot que la valeur du rapport  $\mathcal{R}(b_c)$  ne varie pas avec  $\sigma_{NN}$ <sup>8</sup>. Par ailleurs les paramètres du profil de densité de Woods-Saxon sont connus avec une grande précision ( $\sim 1\%$ ) [222]. Ainsi, l'erreur systématique sur le terme  $N_{coll}$  est la même que l'incertitude sur la section efficace  $\sigma_{NN}$ . Cette incertitude est de  $\sim 10\%$  [223]. En pratique le nombre de collisions inélastiques  $NN$  peut être évalué plus précisément en comparant la distribution en pseudo rapidité des particules chargées mesurées expérimentalement et les résultats du modèle de Glauber [224]. L'incertitude est alors comprise entre 5% et 10% [225]. Dans ce qui suit, l'erreur sur  $N_{coll}(E_1)$  sera de 10%.

## iii. Erreurs sur le terme $\left(\frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2)\right)^{ev}$

L'erreur sur le terme  $\left(\frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2)\right)^{ev}$  est obtenue en faisant la somme quadratique des erreurs sur la distribution  $\frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2)$ . Il existe deux sources d'erreur sur la distribution  $\frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2)$ . Elles ont été décrites en détail dans le chapitre 5. Ces erreurs sont :

8. Quelque soit la valeur de  $\sigma_{NN}$  choisie plus grande que  $\sim 0.5 \text{ mb}$ ,  $\mathcal{R}(b_c)$  reste invariant. Notons que  $\sigma_{NN}$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  ( $60 \text{ mb}$ ) est très supérieur à  $0.5 \text{ mb}$ .

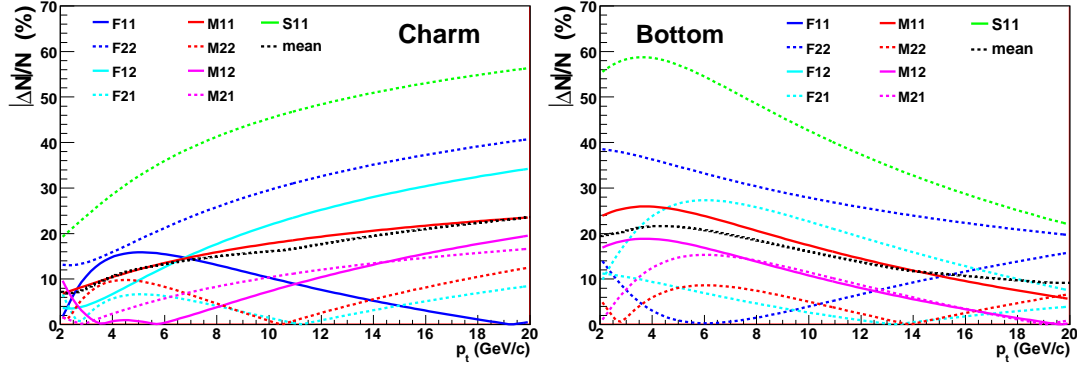


FIGURE 6.6 – Erreur systématique relative sur  $\frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_2)$ . Les différentes courbes de couleur correspondent aux différentes valeurs de paramètres de pQCD. La moyenne est indiquée par la courbe noire pointillée. Voir chapitre 5 pour plus de précisions. Seul le scénario 1 de prise de données en mode Plomb-Plomb est illustré.

- L'erreur statistique "habituelle". Il s'agit de la racine carrée du nombre de coups dans chaque "bin". On choisit de considérer la distribution obtenue dans le scénario nominal de prise de données en mode  $pp$ . Ainsi l'erreur statistique est très faible (chapitre 5) ;
- L'erreur systématique. Elle est obtenue d'une manière non triviale décrite dans le chapitre 5. Pour  $p_t > 2 \text{ GeV}/c$ , elle est presque indépendante de  $p_t$  et elle vaut environ 15%(15%) pour  $\frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(E_2)$  (voir figure 6.6).

#### iv. Erreurs sur le terme $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$

Le facteur  $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$  est obtenu par simulation. Comme dans cette étude les données sont entièrement simulées, la correction apportée par ce facteur est idéale. Dans le cas de données réelles il faut prendre en compte les incertitudes des prédictions théoriques. La figure 6.7 montre le rapport  $S^{b(c)}(p_t, E_1, E_2)$  des distributions en impulsion transverse des quarks charmés (gauche) et beaux (droite) obtenues dans des collisions proton-proton à  $E_1$  ( $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ) sur les mêmes distributions obtenues dans des collisions proton-proton à  $E_2$  ( $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ ) (d'après [85, 189]). L'erreur théorique sur le rapport  $S^{b(c)}(p_t, E_1, E_2)$  est presque indépendante de l'impulsion transverse et vaut  $\sim 10\%$ . Dans l'étude présentée dans ce chapitre, on s'appuie sur ces résultats pour faire l'hypothèse que l'erreur sur le rapport des distributions des muons de décroissance des hadrons beaux (charmés) dans les collisions proton-proton à  $E_1$  ( $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ) sur les mêmes distributions dans les collisions proton-proton à  $E_2$  ( $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ ) ( $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$ ) est également indépendante de  $p_t$  et qu'elle vaut également  $\sim 10\%$ .

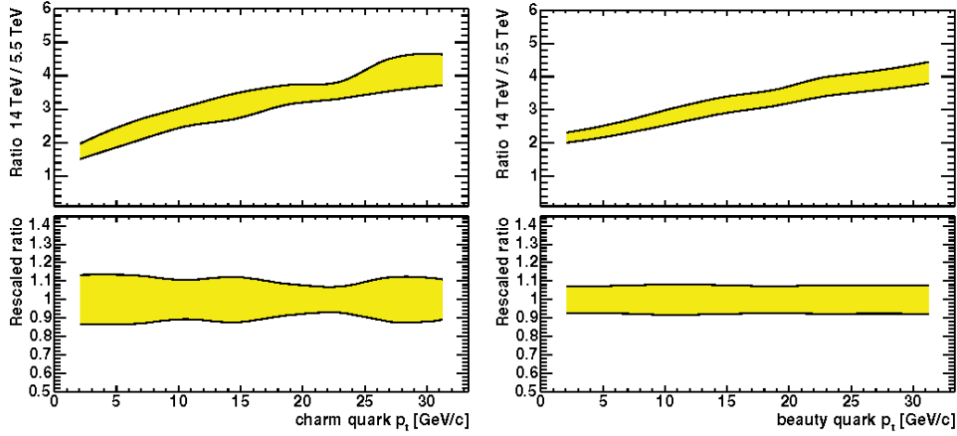


FIGURE 6.7 – Rapport  $S^{b(c)}(p_t, E_1, E_2)$  des distributions en impulsion transverse des quarks charmés (gauche) et beaux (droite) obtenues dans des collisions proton-proton à  $E_1(\sqrt{s} = 14 \text{ TeV})$  sur les mêmes distributions obtenues dans des collisions proton-proton à  $E_2(\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV})$ . D'après [85, 189].

## Résumé des erreurs

Le Tableau 6.1 résume les différentes erreurs sur les différents termes de la formule 6.5 pour les trois scénarios de prise de données en "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ , 0 – 10%)" et pour les opacités  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/fm$  et  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$ .

On a vu dans le chapitre 5 que l'erreur statistique sur les distributions des muons de décroissance des saveurs lourdes obtenues dans les collisions  $pp$  à  $14 \text{ TeV}$  était négligeable ( $< 2.5\%$  dans le scénario 1, par exemple). Dans cette partie, on considère le scénario nominal de prise de données en mode  $pp$ . L'erreur statistique moyenne est donc seulement de  $0.5\%$ . En revanche, l'erreur statistique sur les distributions des muons de décroissance en mode  $PbPb$  ( $\frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(p_t, E_1)$ ) est beaucoup plus élevée. En effet, en l'absence d'effets nucléaires, le nombre de muons obtenu dans les scénarios en mode  $PbPb$  est relativement limité par rapport au nombre de muons en mode  $pp$  (figure 6.2). De plus, les effets nucléaires entraînent une diminution de statistique (figures 6.3 et 6.4). Malgré tout, dans presque tous les cas, l'erreur statistique est dominée par l'erreur systématique totale ( $\sim 25\%$ ).

On a choisi la même erreur systématique de soustraction du bruit de fond avant l'ajustement combiné en mode  $pp$  et en mode  $PbPb$  pour effectuer l'ajustement combiné. Seule l'erreur statistique diffère. Malgré tout, on note que l'erreur systématique liée à l'ajustement combiné est la même ( $\sim 15\%$ ) en mode  $pp$  et en mode  $PbPb$ . Ainsi, comme les formes théoriques pour l'ajustement sont les mêmes en mode  $pp$  et en mode  $PbPb$ , on peut conclure que ce sont ces formes qui déterminent l'incertitude systématique finale de  $15\%$ .

B	$\frac{dN_{PbPb}^B}{dp_t}$			$\frac{dN_{pp}^B}{dp_t}$		$S^B$	$N_{coll}$
	Moy. stat.	Syst.		Moy. stat.	Syst.		
$\hat{q}$ ( $GeV^2/fm$ )	25	100					
Scénario 1	26%	26%	15%	0.5%	15%	10%	10%
Scénario 2	8%	11%	15%	0.5%	15%	10%	10%
Scénario 3	6%	8%	15%	0.5%	15%	10%	10%
D	$\frac{dN_{PbPb}^D}{dp_t}$			$\frac{dN_{pp}^D}{dp_t}$		$S^D$	$N_{coll}$
	Moy. stat.	Syst.		Moy. stat.	Syst.		
$\hat{q}$ ( $GeV^2/fm$ )	25	100					
Scénario 1	30%	32%	15%	0.5%	15%	10%	10%
Scénario 2	19%	27%	15%	0.5%	15%	10%	10%
Scénario 3	13%	19%	15%	0.5%	15%	10%	10%

TABLE 6.1 – Erreurs relatives (%) sur les différents termes de la formule 6.5 pour les trois scénarios de prise de données "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV$ ,  $0 - 10\%$ )" et les deux opacités  $\hat{q} = 25 GeV^2/fm$  et  $\hat{q} = 100 GeV^2/fm$ . Pour les distributions  $\frac{dN_{PbPb}^{B(D)}}{dp_t}(E_1)$  et  $\frac{dN_{pp}^{B(D)}}{dp_t}(E_2)$  l'erreur statistique indiquée est l'erreur statistique moyenne (sur l'intervalle en impulsion transverse  $[2 - 20] GeV/c$ ).

### 6.4.3 Résultats

#### Le rapport de modification nucléaire $R_{AA}^{B(D)}$

Le  $R_{AA}^{B(D)}$  est calculé conformément à la formule 6.5. Les erreurs discutées précédemment sont ajoutées quadratiquement. Le résultat pour un milieu d'opacité  $\hat{q} = 25 GeV^2/fm$  ( $\hat{q} = 100 GeV^2/fm$ ) est présenté sur la figure 6.8 (figure 6.9) pour le charme (gauche) et la beauté (droite). Sur la figure 6.8 (figure 6.9), la bande délimitée par les histogrammes rouges indique les erreurs dans le cas d'un  $R_{AA}^{B(D)}$  mesuré dans un milieu d'opacité  $\hat{q} = 100 GeV^2/fm$  ( $\hat{q} = 25 GeV^2/fm$ ).

On note tout d'abord que, pour les scénarios 2 et 3, la statistique permet d'extraire le  $R_{AA}^{B(D)}$  jusqu'à  $p_t = 20 GeV/c$ . La statistique du scénario 1 permet d'extraire le  $R_{AA}^B$  jusqu'à  $p_t = 20 GeV/c$  ( $p_t = 17 GeV/c$ ) quand l'opacité est  $\hat{q} = 25 GeV^2/fm$  ( $\hat{q} = 100 GeV^2/fm$ ). De même, dans le scénario 1, le  $R_{AA}^D$  peut être extrait jusqu'à  $p_t = 13 GeV/c$  ( $15 GeV/c$ ) pour  $\hat{q} = 100 GeV^2/fm$  ( $25 GeV^2/fm$ ). Il est plus facile d'extraire le  $R_{AA}^B$  à grande impulsion transverse que le  $R_{AA}^D$  car les muons de décroissance de la beauté dominant à partir de  $\sim 2 GeV/c$  (figure 6.4). Il est plus facile d'extraire le  $R_{AA}$  jusqu'à  $20 GeV/c$  quand l'opacité du milieu déconfiné est  $\hat{q} = 25 GeV^2/c$ . En effet, plus l'opacité du milieu est faible, plus la perte d'énergie des partons est faible et plus la statistique est importante. On remarque par ailleurs que les incertitudes sont suffisamment petites pour discriminer un  $R_{AA}$  mesuré dans un milieu d'opacité  $\hat{q} = 25 GeV^2/fm$  d'un  $R_{AA}$  mesuré dans un milieu d'opacité  $\hat{q} = 100 GeV^2/fm$ .

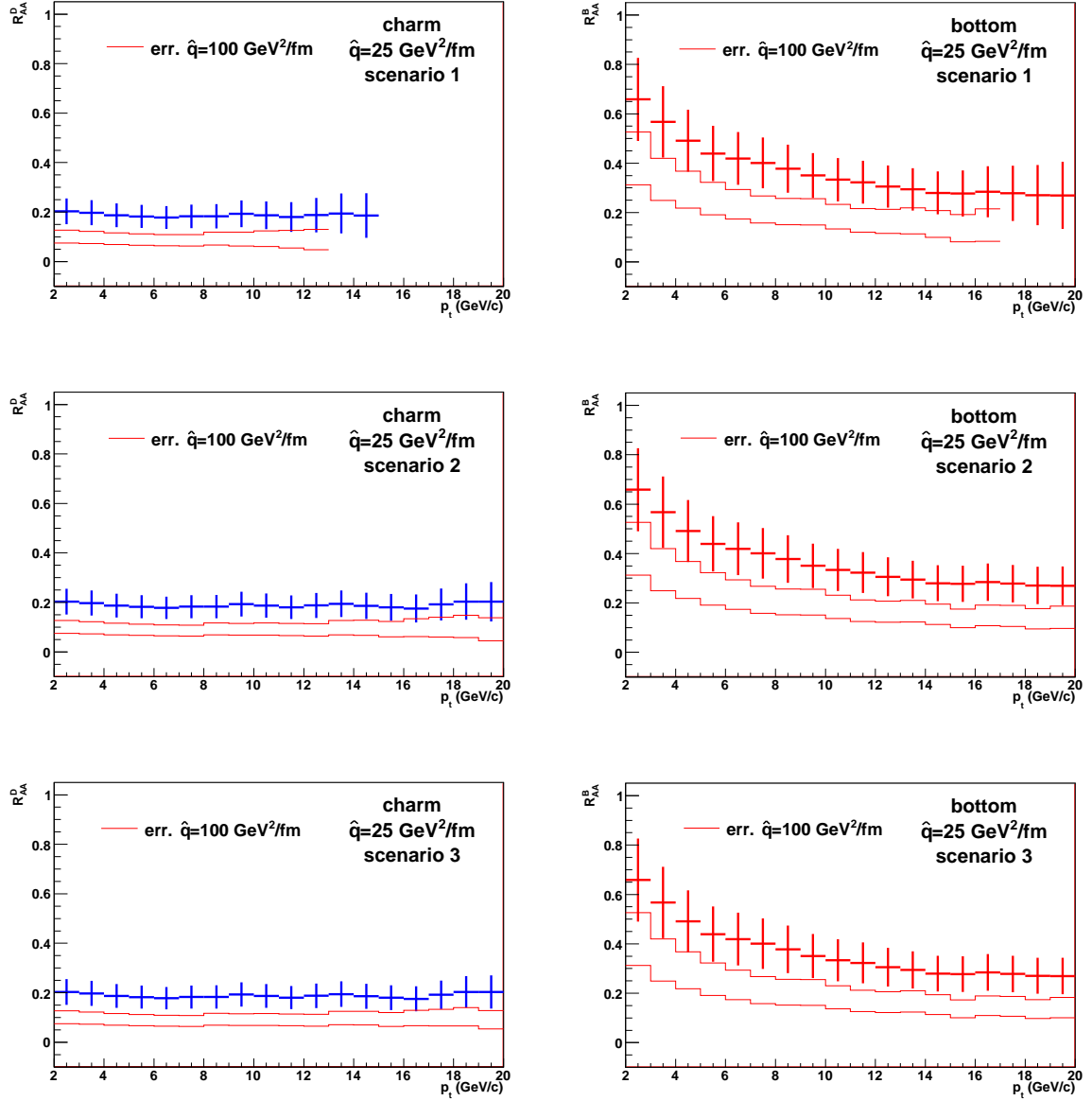


FIGURE 6.8 –  $R_{AA}^D$  (gauche)  $R_{AA}^B$  (droite) pour un coefficient de  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  et pour les trois scénarios de prise de données en collisions Plomb-Plomb. La bande délimitée par les histogrammes rouges indique les erreurs dans le cas d'un  $R_{AA}^{B(D)}$  mesuré dans un milieu d'opacité  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  (figure 6.9).

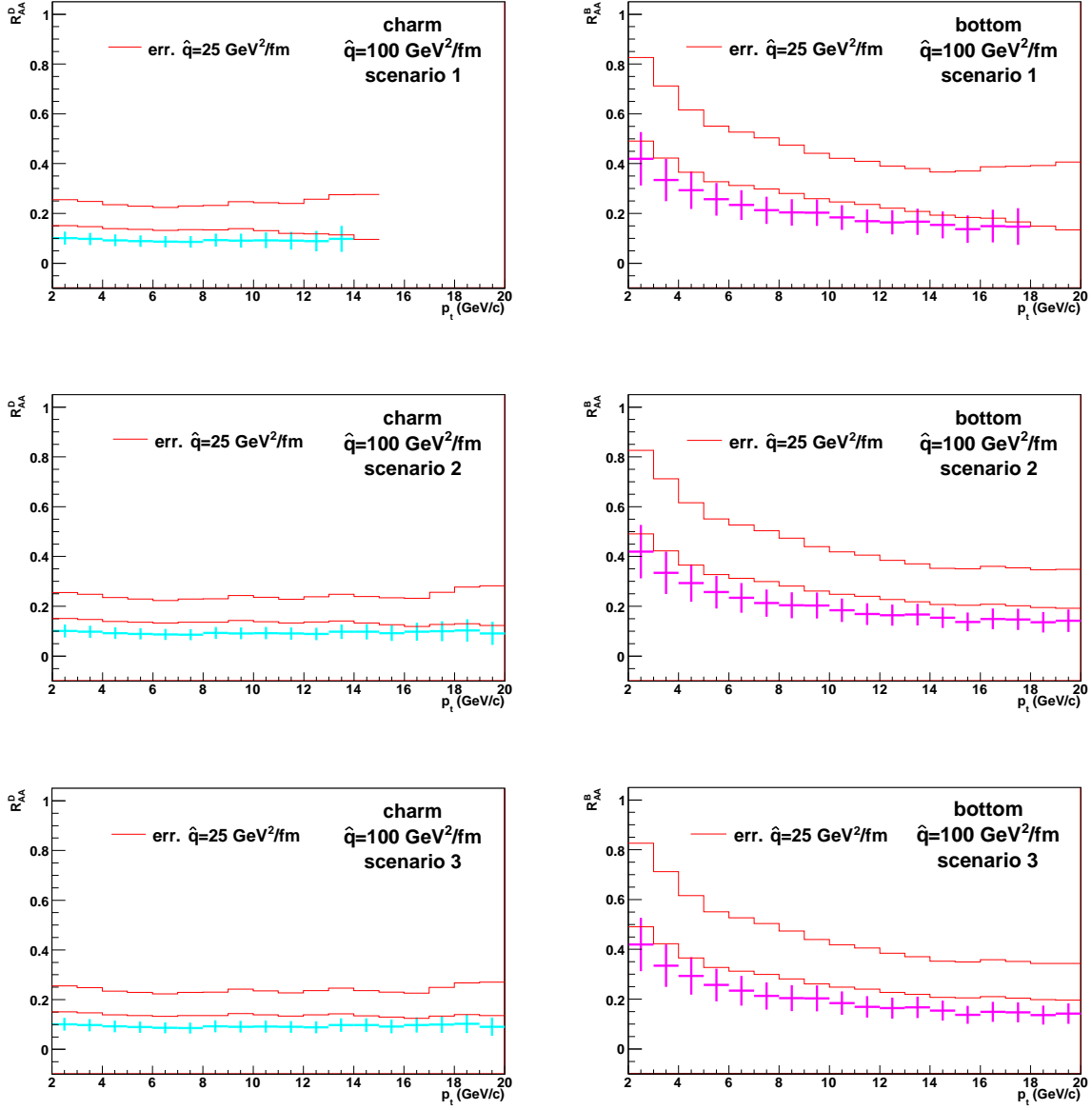


FIGURE 6.9 –  $R_{AA}^D$  (gauche)  $R_{AA}^B$  (droite) pour un coefficient de  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  et pour les trois scénarios de prise de données en collisions Plomb-Plomb. La bande délimitée par les histogrammes rouges indique les erreurs dans le cas d'un  $R_{AA}^{B(D)}$  mesuré dans un milieu d'opacité  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  (figure 6.8).

**Le rapport**  $R^{B/D} = R_{AA}^B/R_{AA}^D$

La figure 6.10 montre le rapport  $R^{B/D} = R_{AA}^B/R_{AA}^D$  pour une opacité  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/fm$  (gauche) et  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$  (droite) pour les trois scénarios de prise de données en collisions Plomb-Plomb. Les erreurs sur le  $R^{B/D}$  sont obtenues en sommant quadratiquement les erreurs sur le  $R_{AA}^D$  avec les erreurs sur le  $R_{AA}^B$ .

La statistique dans les scénarios 2 et 3 permet d'extraire le  $R^{B/D}$  jusqu'à  $p_t = 20 \text{ GeV}/c$ . En revanche, dans le cas du scénario 1, le  $R^{B/D}$  est extrait jusqu'à  $p_t = 15 \text{ GeV}/c$  ( $p_t = 13 \text{ GeV}/c$ ) pour  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/fm$  ( $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$ ). Ces résultats sont imposés par le  $R_{AA}^D$  qui est plus difficile à extraire à haut  $p_t$  que le  $R_{AA}^B$  du fait de la statistique plus limitée des muons de décroissance du charme que de la beauté à grand  $p_t$ .

Par ailleurs, les incertitudes (bandes rouges) semblent trop grandes pour séparer le  $R^{B/D}$  d'un milieu d'opacité  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/fm$  et le  $R^{B/D}$  d'un milieu d'opacité  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$ .

**Résumé des erreurs moyennes sur le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le  $R^{B/D}$**

Le tableau 6.2 montre les erreurs sur le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le rapport  $R^{B/D}$  pour les trois scénarios de prise de données en "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ ,  $0 - 10\%$ )" et les deux opacités  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/fm$  et  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$ . On note que l'erreur moyenne sur le  $R_{AA}^{B(D)}$  est d'environ 30% indépendamment de l'opacité. En effet, l'erreur est dominée par la systématique (25%) qui ne dépend pas du scénario de prise de données considéré. Notons que pour le scénario nominal (scénario 3) l'erreur totale est proche de l'erreur systématique totale. Ainsi, même en mesurant une plus grande statistique de collisions  $PbPb$  (luminosité ou temps de prise de données supérieurs), les résultats ne seraient pas meilleurs. L'erreur sur le  $R^{B/D}$  est environ de 40%.

$\hat{q} \text{ (GeV}/c)$	$R_{AA}^B$		$R_{AA}^D$		$R^{B/D}$	
	25	100	25	100	25	100
Scénario 1	31%	31%	31%	32%	41%	42%
Scénario 2	26%	27%	28%	31%	39%	41%
Scénario 3	26%	27%	27%	28%	37%	39%

TABLE 6.2 – Erreurs relatives (%) sur le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le rapport  $R^{B/D}$  pour les trois scénarios de prise de données en "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ ,  $0 - 10\%$ )" et les deux opacités  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/fm$  et  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$ .

## 6.5 Critiques et améliorations

Le travail présenté dans ce chapitre est une étude préliminaire de la mesure du  $R_{AA}^{B(D)}$  et du rapport  $R^{B/D}$  pour les muons. En particulier, plusieurs d'approximations



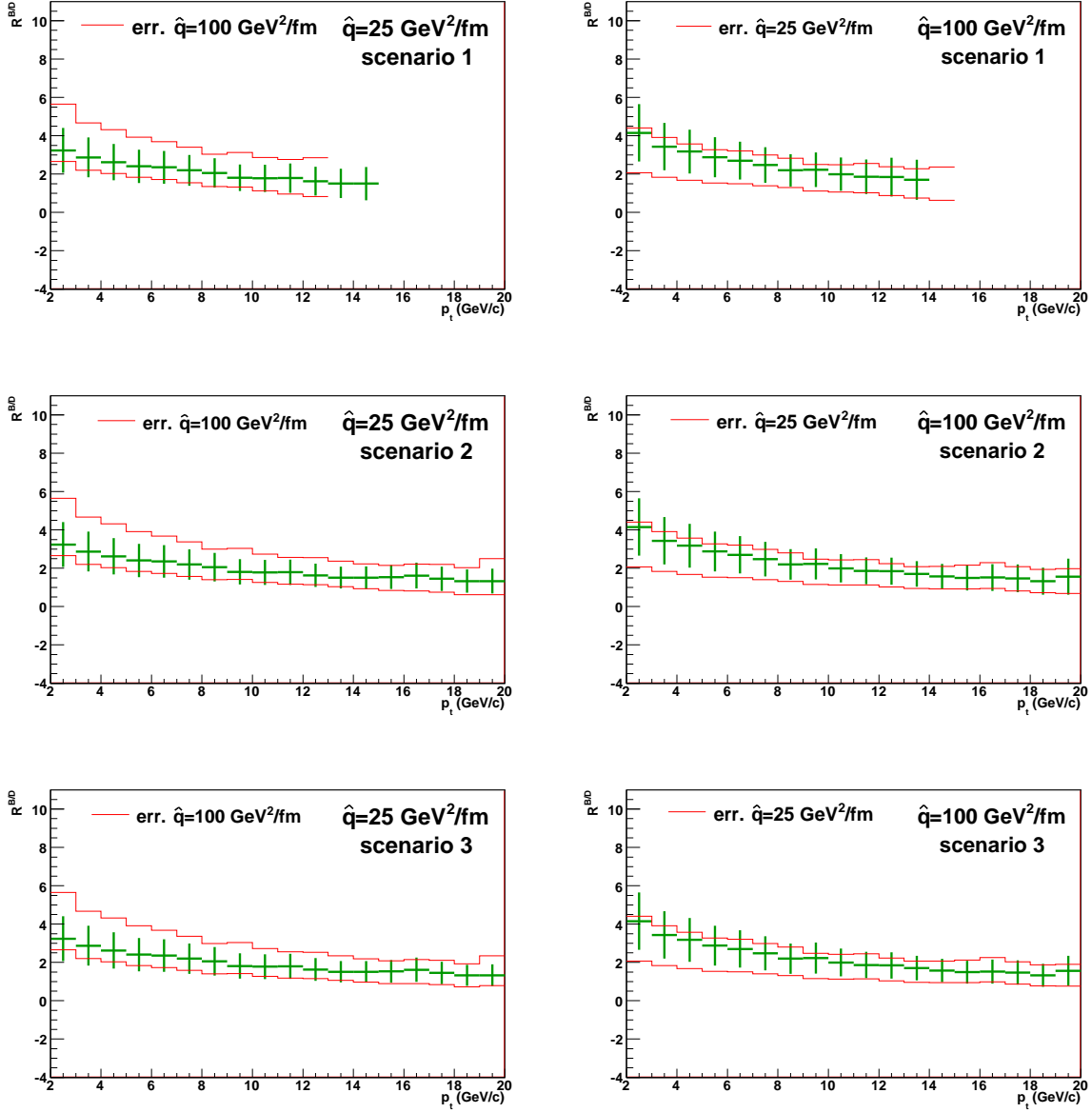


FIGURE 6.10 -  $R^{B/D} = R_{AA}^B/R_{AA}^D$  avec  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  (gauche) et avec  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  (droite) pour les trois scénarios de prise de données en collisions  $PbPb$ . La bande délimitée par les histogrammes rouges indique les erreurs sur la mesure du  $R^{B/D}$  dans un milieu d'opacité  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  (gauche) et  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  (droite).

ont été faites pour l'étude de la systématique. Dans ce qui suit, ces approximations ainsi que quelques idées destinées à améliorer cette étude sont présentées.

## 6.5.1 Approximations

### L'ajustement combiné

Trois points ont été négligés dans la mise en œuvre de l'ajustement combiné :

- La perte de statistique imputable aux coupures (DCA et "correspondance déclenchement", voir chapitre 5) en mode  $PbPb$  n'ont pas été prises en compte. Ceci ne constitue pas une approximation importante puisque, par définition, ces coupures n'ont pas beaucoup d'effet sur le signal. Ainsi, comme l'erreur systématique après l'ajustement combiné est peu sensible à la statistique, cette approximation devrait être sans conséquence ;
- La perte de statistique éventuelle due aux effets nucléaires n'a pas été prise en compte. On ne s'attend pas à ce que cette approximation modifie beaucoup la systématique finale. En effet, l'erreur systématique est indépendante du scénario. Or, par exemple, il y a à peu près la même différence de statistique entre les distributions dans le scénario 2 et le scénario 3 et les distributions avec et sans effet nucléaire (en prenant  $\hat{q} = 100$ ) pour le charme et dans un scénario donné (figure 6.4) ;
- La modification des formes  $f_c$  et  $f_b$  induite par les effets nucléaires n'a pas été prise en compte. On ne connaît pas avec quelle précision, la théorie peut prédire la forme des distributions des muons de décroissance des saveurs lourdes dans les collisions  $PbPb$  où siègent des effets nucléaires.

### Systématique de soustraction du bruit de fond

L'hypothèse majeure pour l'étude de la systématique dans l'extraction du  $R_{AA}$  et du  $R^{B/D}$  est que l'ajustement combiné des données donne les mêmes résultats en mode  $pp$  et en mode  $PbPb$ . Ainsi, l'erreur systématique est la même dans les deux cas. Il se pourrait que l'ajustement combiné fonctionne moins bien en mode  $PbPb$  ce qui entraînerait une augmentation de la systématique sur le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le  $R^{B/D}$ . En effet, l'erreur systématique de soustraction du bruit de fond qui influe sur la systématique de l'ajustement combiné augmente quand la statistique diminue (chapitre 5). Or, au LHC, on s'attend à accumuler moins de statistique en mode  $PbPb$  qu'en mode  $pp$ . Par ailleurs, dans l'évaluation de la systématique, la perte de statistique liée aux effets nucléaires n'est pas prise en compte. Notons néanmoins que l'on suppose que la systématique de soustraction du bruit de fond est celle calculée dans le chapitre 5 (mode  $pp$ ) dans le cas du scénario 1. Dans ce scénario la statistique est proche de la statistique du scénario 1 en mode  $PbPb$  (figure 6.2, haut, gauche). Comme le scénario 1 en mode  $PbPb$  est le scénario de plus faible statistique, l'évaluation de la systématique de l'ajustement combiné ne devrait pas être trop sous-évaluée. Par ailleurs, en mode  $PbPb$ , le rapport signal sur bruit pour les muons simples devrait

être plus faible qu'en mode  $pp$ . Il se peut que ce phénomène entraîne une diminution de l'erreur systématique pour la soustraction du bruit de fond.

### Impulsion transverse minimale d'extraction du $R_{AA}^{B(D)}$ et du $R^{B/D}$

Dans cette étude, on a choisi d'extraire le  $R_{AA}^{B(D)}$  à partir de  $p_t = 2 \text{ GeV}/c$ . Cette valeur a été choisie parce qu'en mode  $pp$  c'est la limite à partir de laquelle les muons de décroissance des  $\pi/K$  résiduels influent peu sur l'ajustement combiné (chapitre 5). En mode  $PbPb$ , comme il se pourrait qu'il y ait une quantité de muons de décroissance des  $\pi/K$  secondaires plus petite qu'en mode  $pp$ <sup>9</sup>, il est possible que cette valeur minimale soit approximative.

### Erreur systématique sur le terme $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$

Le terme  $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$  (formule 6.5) permet d'extrapoler les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des hadrons lourds en mode  $pp$  à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  aux distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des hadrons lourds en mode  $pp$  à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ . Le terme  $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$  est simplement le rapport des deux distributions citées précédemment. Dans ce chapitre, on a fait l'hypothèse que l'incertitude systématique sur ce terme est l'incertitude théorique sur le rapport des distributions en impulsion transverse des quarks lourds en mode  $pp$  à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  sur les distributions en impulsion transverse des quarks lourds en mode  $pp$  à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . Ainsi, l'hadronisation des quarks et la décroissance des hadrons lourds en muons n'ont pas été pris en compte. Il faut s'attendre à ce que l'incertitude sur le terme  $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$  augmente car même si les rapports d'embranchement des hadrons lourds en muons sont connus avec une précision d'environ 3%, ce n'est pas le cas des fonctions de fragmentation des partons qui sont connues avec beaucoup moins de précision.

## 6.5.2 Améliorations possibles

### Simulation complète de collisions $PbPb$

Une simulation complète de "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ , 0 – 10%)" pourrait être mise en œuvre. L'environnement Hijing [175, 176] pourrait par exemple être utilisé. La simulation devrait reproduire :

- La production de saveurs lourdes avec les effets nucléaires ainsi que leur décroissance en muons. L'ajustement combiné serait alors réalisé sur des distributions de forme et d'intégrale plus réalistes ;
- Un bruit de fond réaliste. La simulation devrait reproduire la production des muons de décroissance des hadrons primaires. La simulation devrait également reproduire la production des muons de décroissance des hadrons légers secondaires, ce qui nécessite une simulation complète de la réponse du détecteur (avec Geant3 [168, 169] par exemple). On s'affranchirait alors de l'hypothèse

---

9. Le rapport signal sur bruit est moins grand en mode  $PbPb$  qu'en mode  $pp$ .

qui consiste à supposer que la méthode de soustraction du bruit de fond en mode  $PbPb$  est aussi performante qu'en mode  $pp$ . Comme les muons de décroissance des hadrons secondaires qui n'ont pas été rejetés par la coupure en DCA conditionnent la valeur minimale de l'impulsion transverse pour laquelle on peut effectuer un ajustement combiné efficace (chapitre 5), la simulation complète pourra permettre d'évaluer la valeur minimale de l'impulsion transverse pour laquelle on peut extraire les distributions des muons de décroissance des saveurs lourdes en mode  $PbPb$ . Ainsi, on saura plus précisément à partir de quelle impulsion transverse on pourra calculer le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le  $R_{AA}^{B/D}$  au LHC. Par ailleurs, l'incertitude sur l'ajustement combiné devrait être évaluée plus précisément.

### Étude théorique des formes des distributions dans les collisions $PbPb$

Afin d'évaluer la systématique liée à l'ajustement combiné avec des formes biaisées  $f_c$  et  $f_b$  (chapitre 5), il faudrait disposer de prédictions similaires dans les "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ ,  $0-10\%$ )". Les prédictions devraient prendre en compte les incertitudes sur les paramètres pQCD (la masse des quarks, l'échelle de renormalisation et la fragmentation) mais aussi l'incertitude avec laquelle les effets nucléaires sont calculés. Il faudrait envisager de calculer les formes  $f_c$  et  $f_b$  pour différentes paramétrisations de fonctions de distribution de gluons (effets froids) et différents modèles de perte d'énergie partonique (effets chauds).

### Étude théorique du passage des distributions des quarks lourds aux distributions des muons de décroissance

Afin d'attribuer une erreur systématique la plus réaliste possible sur le terme  $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$  (formule 6.5), il faudrait connaître quelles incertitudes supplémentaires doivent être prises en compte quand on considère les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des hadrons lourds plutôt que celles des quarks lourds. Pour cela il faudrait faire des simulations qui prennent en compte les différentes fonctions de fragmentation proposées par la théorie. En pratique on pourrait utiliser différents programmes pQCD comme Pythia [172] ou PHOJET [226] par exemple.

## 6.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé avec quelle précision le spectromètre à muons permet d'extraire le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le  $R_{AA}^{B/D}$  dans les collisions  $PbPb$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  dans la fenêtre de centralité  $0-10\%$ . Nous avons également déterminé pour différents scénarios de prise de données en mode  $PbPb$  dans quel intervalle en  $p_t$  ces rapports peuvent être mesurés.

Dans les scénarios 2 et 3, la statistique permet d'extraire le  $R_{AA}^{B(D)}$  jusqu'à  $p_t = 20 \text{ GeV}/c$ . Dans le scénario 1, le  $R_{AA}^B$  peut être extrait jusqu'à  $p_t = 17 \text{ GeV}/c$  ( $p_t =$

20 GeV/c) pour un milieu d'opacité  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$  ( $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/fm$ ). Dans le scénario 1, comme le charme est moins abondant à haute impulsion transverse que la beauté, le  $R_{AA}^D$  peut seulement être extrait jusqu'à  $p_t = 13 \text{ GeV}/c$  ( $p_t = 17 \text{ GeV}/c$ ) dans un milieu d'opacité  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$  ( $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/fm$ ). Le facteur limitant pour extraire le  $R^{B/D}$  à grande impulsion est le charme. Ainsi, dans les scénarios 2 et 3, la statistique permet d'extraire le  $R^{B/D}$  jusqu'à  $p_t = 20 \text{ GeV}/c$  et dans le scénario 1, le  $R_{B/D}$  peut être extrait jusqu'à  $p_t = 13 \text{ GeV}/c$  ( $p_t = 17 \text{ GeV}/c$ ) pour une opacité  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$  ( $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/fm$ ). L'erreur totale sur le  $R_{AA}^{B(D)}$  est  $\sim 30\%$  quel que soit l'opacité du milieu  $\hat{q}$  et quel que soit le scénario considéré. L'erreur totale sur le  $R_{AA}^{B/D}$  est  $\sim 40\%$  quel que soit l'opacité du milieu  $\hat{q}$  considéré. Ces erreurs sont suffisamment petites pour discriminer un  $R_{AA}$  mesuré dans un milieu d'opacité  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$  ou dans un milieu d'opacité  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/fm$ . Ce n'est pas le cas pour le  $R^{B/D}$ .

Cette étude préliminaire souffre de quelques approximations. En effet, pour évaluer l'incertitude systématique sur l'ajustement combiné, on suppose que la méthode de soustraction du bruit de fond est aussi performante en mode  $pp$  qu'en mode  $PbPb$ . On évalue alors la systématique pour l'ajustement combiné à partir des distributions obtenues en mode  $pp$ . On ne prend pas en considération la précision théorique avec laquelle les formes biaisées  $f_c$  et  $f_b$  utilisées pour l'ajustement combiné peuvent être évaluées dans le cadre de collisions  $PbPb$  avec effets nucléaires. On suppose également que, comme dans la production PDC08 (appendice .2), la distribution des muons de décroissance des  $\pi/K$  secondaires résiduels n'a plus d'effet sur l'ajustement combiné à partir de  $p_t = 2 \text{ GeV}/c$ . Finalement, l'erreur sur le terme  $S^{B(D)}(p_t, E_1, E_2)$  (formule 6.5) ne prend pas en considération l'hadronisation des quarks lourds et la décroissance des hadrons lourds en muons. Ainsi il se pourrait que l'erreur totale et l'impulsion transverse minimale d'extraction du  $R_{AA}^{B(D)}$  et du  $R^{B/D}$  soient sous-estimées. Ces résultats pourraient être améliorés avec :

- Une simulation complète de "collisions  $PbPb$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ , 0 – 10%)";
- La connaissance des incertitudes théoriques sur les effets nucléaires;
- Une étude du passage des quarks lourds aux muons de décroissance en mode  $pp$  à  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  et  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ;

Malgré tout, si on compare les résultats de ce chapitre aux résultats du RHIC ( $R_{AA}$  des électrons non photoniques [140]), le  $R_{AA}^B$  pourra, pour la première fois, être mesuré séparément du  $R_{AA}^D$ . Ainsi on aura accès au  $R^{B/D}$  qui est une observable sensible à la dépendance de la perte d'énergie à la masse des quarks lourds. Par ailleurs, même dans le cas où la statistique est la plus faible (charme, scénario 1 et  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$ ), on pourra mesurer le  $R_{AA}^D$  jusqu'à  $\sim 15 \text{ GeV}/c$  alors qu'au RHIC, le  $p_t$  limite pour lequel on peut extraire le  $R_{AA}$  est  $\sim 9 \text{ GeV}/c$  (actuellement). Dans le cas des scénarios 2 et 3 (nominal) le  $R_{AA}^{B(D)}$  pourra être accessible jusqu'à  $p_t = 20 \text{ GeV}/c$ . Au LHC, les effets de perte d'énergie pourront donc être mesurés pour des partons beaucoup plus énergétiques qu'au RHIC. Ainsi, au LHC, les conditions seront sans précédent pour tester l'"effet dead cone" qui prévoit une perte d'énergie des partons dans le milieu déconfiné d'autant plus grande qu'ils sont légers et énergétiques.

Les rapports  $R_{AA}^{B(D)}$  et  $R^{B/D}$  devraient également être mesurés avec les électrons ou les hadrons légers de décroissance des hadrons lourds dans la partie centrale [85, 227]. Comme dans ce chapitre, l'étude montre que les rapports devraient pouvoir être mesurés jusqu'à  $p_t = 20 \text{ GeV}/c$ . Comme, dans la partie centrale, la méthode utilisée pour extraire les distributions des électrons de décroissance des saveurs lourdes est moins dépendante de modèles que pour le spectromètre, l'erreur systématique devrait être moins élevée que celle présentée dans ce chapitre. En revanche, l'erreur statistique devrait être plus importante. Finalement, comme pour le  $R^{B/D}$  mesuré avec les muons, le  $R^{B/D}$  mesuré avec les électrons dans la partie centrale ne sera pas sensible à l'opacité du milieu si elle est comprise entre  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/fm$  et  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/fm$ .



# Chapitre 7

## Les premières mesures de muons simples dans les collisions $pp$ à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

Les premières collisions en mode  $pp$  à une énergie encore jamais atteinte ( $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ) eurent lieu le 30 mars 2010. Ce chapitre propose une analyse très qualitative des données enregistrées par le spectromètre à la fin du mois de juin 2010. Le but de ce chapitre est de montrer que les méthodes développées dans le chapitre 5 devraient pouvoir être appliquées aux données réelles. Les résultats présentés ici sont préliminaires.

### 7.1 Conditions expérimentales et simulations

Dans ce chapitre, les données de la période LHC10d sont analysées. La période LHC10d s'est déroulée du 5 juin au 18 juillet de l'année 2010. Lors des prises de données de la période LHC10d, deux types de déclenchement ont pu être utilisés :

- Le déclenchement "minimum bias" est noté "CINT1B". Ce déclenchement a lieu quand au moins une particule chargée est mesurée dans huit unités de rapidité. Notons que la dernière lettre donne une indication sur le type d'événement mesuré. La lettre "B" est utilisée pour indiquer que les deux faisceaux de protons se sont rencontrés. Notons que si on remplace "B" par "AC" ceci signifie que l'on considère les interactions d'un faisceau avec le vide. Si la lettre "B" est remplacée par la lettre "E" on ne considère aucune interaction faisceau-faisceau ;
- Le déclenchement sur les événements contenant au moins un muon est noté "CMUS1B". La dernière lettre a la même signification que pour le déclenchement "CINT1B". Dans ce cas, les données sont enregistrées si au moins une trace est détectée dans le spectromètre ;

Dans la suite, seul le déclenchement "CINT1B" sera considéré sauf dans la sous-section 7.6.2 où le mode de déclenchement utilisé est le mode "CMUS1B".



Dans ce chapitre, une partie des AODs produites sur la grille de calcul à partir des ESDs correspondant à la période de prises de données LHC10d a été analysée grâce aux classes développées à Clermont-Ferrand<sup>1</sup>. Notons que lors de la production de ces AODs, une série de conditions ("physics selection") a été appliquée afin de diminuer les événements non physiques ou les événements créés par l'interaction des faisceaux et du gaz résiduel dans le tube à vide. Le SPD, le V0 et le FMD (chapitre 4) sont les détecteurs qui permettent d'appliquer ces conditions. Par ailleurs, les défauts d'alignement ont été partiellement corrigés lors de la production des AODs<sup>2</sup>.

Des simulations Pythia d'événements  $pp$  "minimum bias" à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  ont également été effectuées<sup>3</sup>. La réponse du spectromètre à ces événements a été modélisée via Geant3 avec une géométrie parfaite pour le spectromètre. Ces opérations ont été effectuées sur la grille de calcul. Les ESDs produites lors de la simulation ont été analysées avec les classes développées à Clermont-Ferrand<sup>4</sup>.

## 7.2 Qualité des données

Pour sélectionner les "runs" pour lesquels les données sont fiables, il faut commencer par consulter le journal de bord établi pendant les prises de données ("logbook"). Des informations générales sont inscrites dans le journal de bord. On trouve par exemple le nom de la période de prises de données (LHC10b, LHC10c, LHC10d...), l'énergie du faisceau, des informations sur le dipôle L3 (chapitre 4), le statut des sous-détecteurs de trajectographie et de déclenchement ou une appréciation globale sur la qualité du "runs" (cette liste n'est pas exhaustive). Par ailleurs, pendant la surveillance des prises de données ("shifts"), il est possible de signaler les événements particuliers qui se sont déroulés pendant les "runs". Une partie des "runs" sont rejetés en fonction des informations générales du journal de bord. Ensuite il faut prendre en considération les annotations particulières ajoutées pendant les "shifts". Ces annotations permettent, par exemple, d'éliminer les "runs" qui ont servi à la mesure de la luminosité des faisceaux ou ceux pour lesquels il a été rencontré des problèmes dans les classes de déclenchement ou des problèmes dans les sous détecteurs nécessaires à l'analyse des données avec le spectromètre (le SPD notamment).

Le tableau des conditions des "runs" ("Run Condition Table") est également utile. Une des informations importantes de ce tableau est la classification des "runs" suivant leur qualité. La qualité des "runs" est définie par un numéro :

1. Le spectromètre est dans sa configuration nominale. Il n'y a pas eu de problèmes majeurs pendant la prise de données. Le "run" peut être utilisé pour l'analyse ;

---

1. Il s'agit principalement des classes AliAnalysistaskSEMuonsHF, AliMuonsHFHeader et AliMuonInfoStoreRD.

2. On considère les AODs nommées "LHC10d-pass1".

3. Utilisation des paramètres "ATLAS tunning".

4. Comme pour les données réelles, les classes utilisées pour l'analyse des données simulées sont principalement les classes AliAnalysistaskSEMuonsHF et AliMuonsHFHeader mais dans le cas des données simulées il faut utiliser la classe AliMuonInfoStoreMC au lieu de la classe AliMuonInfoStoreRD.

2. La configuration du spectromètre est moins bonne que sa configuration nominale. L'efficacité de trajectographie et/ou de déclenchement est légèrement réduite. Le "run" peut être utilisé pour l'analyse ;
3. La configuration du spectromètre n'est pas nominale. La configuration du système de trajectographie est modifiée de façon relativement importante. Le "run" ne peut pas être utilisé pour la physique sauf si on corrige les données en s'appuyant sur des simulations ;
4. La configuration du spectromètre n'est pas nominale et l'efficacité du système de trajectographie et/ou du système de déclenchement n'est pas comprise. Le "run" ne peut pas être utilisé pour l'analyse ;
5. Le "run" comptabilise moins de 100 000 événements.

Finalement une tâche d'analyse développée à subatech fournit des figures permettant d'établir la qualité des "runs". Un certain nombre de ces figures est reproduit plus loin (figure 7.1). En haut on trouve la multiplicité des traces dans le système de trajectographie pour des collisions "minimum bias". On peut séparer la liste des "runs" en deux parties. Pour les "runs" 122372 à 125078, on trouve un nombre de traces par événement beaucoup plus élevé que pour les "runs" 125078 à 126424. Par ailleurs pour les "runs" 122372 à 125078, on observe de grandes fluctuations alors que le nombre de traces par événement est presque constant pour les "runs" 125078 à 126424. Ceci s'explique par le fait que, lors de la première série de "runs", il y a eu un grand nombre d'événements à fort "pile up" (environ  $\sim 100\%$ ). La deuxième figure en partant du haut montre la multiplicité des traces dans le système de déclenchement pour les événements "CMUS1B". Le nombre d'événements est constant, ce qui indique qu'il n'y a pas eu de problèmes majeurs pour le système de déclenchement durant les "runs" de la période LHC10d. On note néanmoins que le nombre de traces reconstruites dans le système de déclenchement pour les "runs" 124745 à 125078 souffre d'erreurs importantes. La troisième figure en partant du haut montre la multiplicité des traces dans le système de trajectographie pour les événements "CMUS1B". Cette figure révèle que le système de trajectographie a connu des problèmes pendant les "runs" 124745 à 125078. En effet, le nombre de traces par événement "minimum bias" est beaucoup plus faible que pour les autres "runs" où ce nombre est presque constant. La figure du bas montre le nombre moyen de "clusters" (chapitre 4) par trace dans le trajectographe pour les différentes chambres de trajectographie. On peut observer que la chambre 10 n'a pas fonctionné correctement lors des "runs" 12485 à 12598.

Dans la suite, les "runs" 12508, 125097, 125100, 125101, 125133, 125134, 125139, 125186, 125196 seront analysés. Ils font parti des "runs" validés par les membres du PWG3 muon [228] et ils sont très peu affectés par le "pile up".

### 7.3 Caractéristiques générales des collisions

Dans cette section le nombre d'événements "CINT1B" analysé est environ  $3.1 \cdot 10^7$ . Aucune coupure particulière n'a été appliquée. Le nombre de traces reconstruites

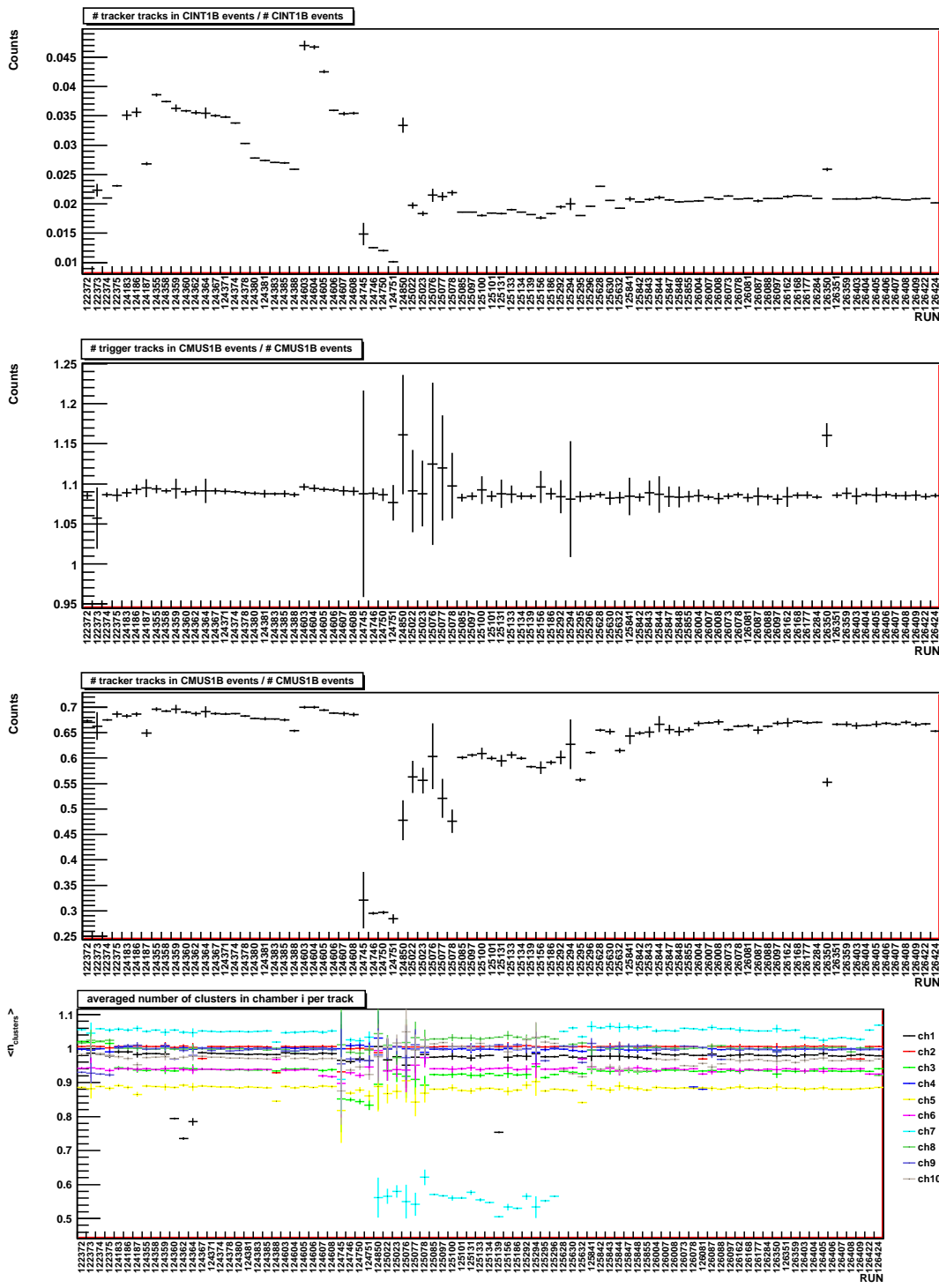


FIGURE 7.1 – De haut en bas, multiplicité des traces dans le système de trajectographie pour des événements "minimum bias", multiplicité des traces dans le système de déclenchement pour les événements "CMUS1B", multiplicité des traces dans le système de trajectographie pour les événements "CMUS1B", nombre moyen de "clusters" (chapitre 4) par trace dans le trajectographe pour les différentes chambres de trajectographie.

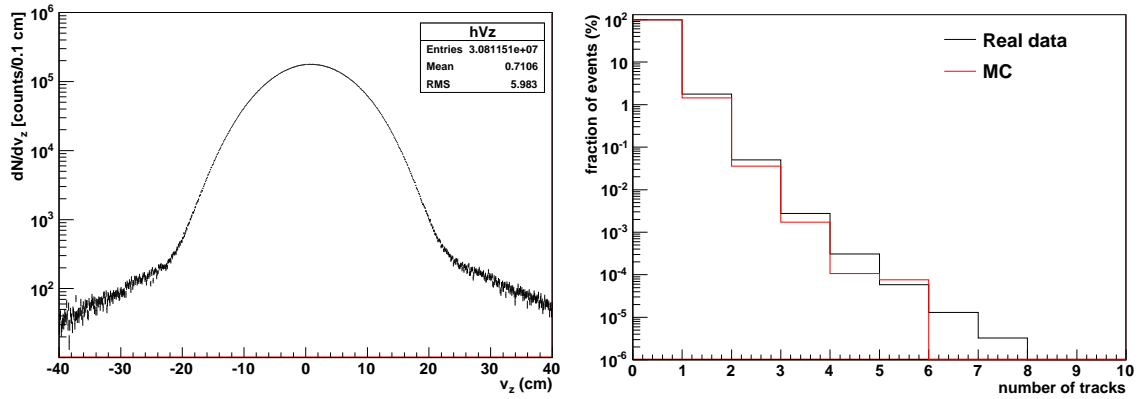


FIGURE 7.2 – Gauche : distribution de la position suivant l’axe du faisceau du vertex des collisions  $pp$  reconstruit par le SPD. Droite : multiplicité des traces reconstruites dans le spectromètre pour les données réelles (noir) et la simulation (rouge).

dans le spectromètre est environ  $5.8 \cdot 10^5$ . La figure 7.2 (gauche) montre la distribution de la position du vertex des collisions suivant l’axe du faisceau ( $v_z$ ). Cette distribution a été mesurée par le SPD (chapitre 4). On note que la moyenne de la gaussienne n’est pas exactement zéro et que sa déviation standard est de l’ordre de  $6 \text{ cm}$ . La géométrie des faisceaux et du tube à vide expliquent en grande partie ces caractéristiques.

La figure 7.2 (droite) montre le nombre d’événements  $pp$  en fonction du nombre de traces reconstruites dans le spectromètre pour les données réelles (noir) et pour la simulation (rouge). On note que la plupart des événements  $pp$  ne donnent pas lieu à la reconstruction de traces dans le spectromètre. Le nombre d’événements sans trace correspond à  $\sim 98\%$  du nombre total d’événements analysés. Le nombre d’événements à une (plus d’une) trace correspond à  $\sim 2\%$  ( $\sim 0.05\%$ ) de ce nombre d’événements. On note qu’il y a plus d’événements où au moins une trace a été reconstruite que dans la simulation.

## 7.4 Coupures sur les propriétés des particules pour éliminer le bruit de fond

### 7.4.1 Coupure sur les événements nécessaires à l’analyse

La figure 7.3 (gauche) montre la distribution en  $v_z$  des traces reconstruites dans le spectromètre. La distribution est une gaussienne de moyenne  $\sim 0.6 \text{ cm}$  et de déviation standard  $\sim 6.3 \text{ cm}$ . En  $v_z = 0$ , on observe un nombre anormalement élevé de traces. Ces traces correspondent à des événements pour lesquels le SPD n’a pas été en mesure de reconstruire le vertex d’interaction. Elles sont au nombre de 8968, soit  $1.5\%$  du total des événements. Elles doivent être éliminées car elles ne peuvent pas être exploitées pour la soustraction des muons de décroissance des pions et des kaons primaires. Pour rejeter ces traces, il faut effectuer une coupure sur les événements

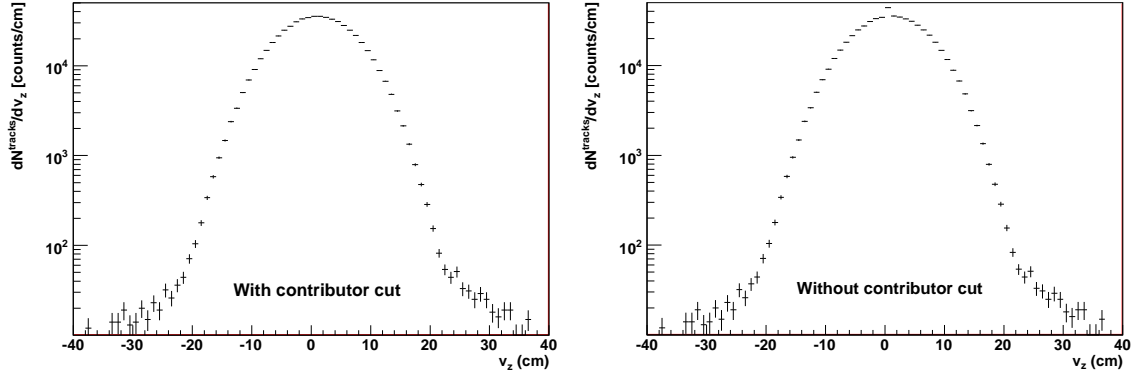


FIGURE 7.3 – Gauche : distribution en position longitudinale du vertex d'interaction  $pp$  ( $v_z$ ) des traces reconstruites dans le spectromètre. Droite : distribution en position longitudinale du vertex d'interaction  $pp$  ( $v_z$ ) des traces reconstruites dans le spectromètre. Il a été imposé que le nombre de traces mesurées dans le SPD soit supérieur à zéro.

mesurés dans la partie centrale. En effet, Il faut demander à ce que le nombre de traces mesurées dans le SPD soit supérieur à zéro. La figure 7.3 (droite) montre la distribution en  $v_z$  des traces reconstruites dans le spectromètre après application de cette condition. On observe que les traces pour lesquelles  $v_z$  avait été fixé à zéro ont été éliminées.

Dans la suite, la coupure permettant d'éliminer les traces pour lesquelles  $v_z$  n'a pas été reconstruit sera appliquée à tous les résultats. Le nombre d'événements (traces) considéré est alors d'environ  $2.8 \cdot 10^7$  ( $5.7 \cdot 10^5$ ).

## 7.4.2 Coupures simples

On peut appliquer deux coupures simples pour éliminer le bruit de fond :

- On peut conserver uniquement les traces reconstruites dans le système de trajectographie qui correspondent à une trace dans le système de déclenchement ;
- On peut conserver les traces qui sont strictement dans l'acceptance du spectromètre ( $P > 4 \text{ GeV}/c$  et  $-4. < \eta < -2.5$ ).

On peut appliquer la première coupure en utilisant la variable "GM" (voir chapitre 4). Pour les prises de données réelles, la variable "GM" est :

- Égale à zéro quand la trace reconstruite dans le système de trajectographie ne correspond à aucune trace dans le système de déclenchement. Ainsi, si on impose la condition  $GM > 0$ , on ne considère que les traces reconstruites qui correspondent à une trace dans le système de déclenchement ;
- Supérieure ou égale à deux quand la trace reconstruite dans le système de trajectographie correspond à une trace d'impulsion transverse supérieure à  $0.5 \text{ GeV}/c$  dans le système de déclenchement. Cette condition correspond à la coupure "bas  $p_t$ ". Notons, que dans la configuration du système de déclen-

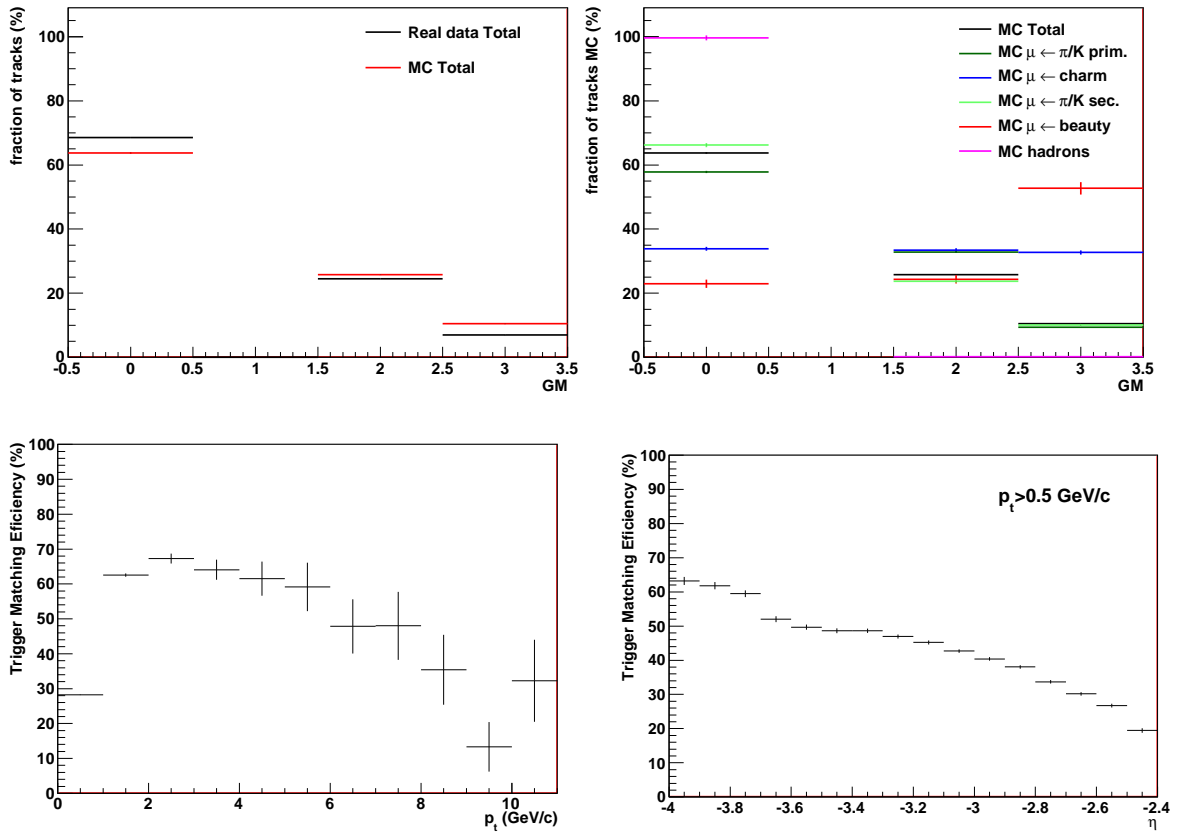


FIGURE 7.4 – Haut : fraction de traces reconstruites dans le système de trajectographie en fonction de la variable "GM" (voir texte) pour les données réelles (histogramme noir, gauche) et la simulation (histogramme rouge, gauche) et fraction de traces reconstruites dans le système de trajectographie en fonction de la variable "GM" pour les différents types de particules simulées (droite). Bas : efficacité de la coupure  $GM > 0$  en fonction de l'impulsion transverse (gauche) et de la pseudo-rapacité (droite) (voir texte). A droite, une coupure impose que l'impulsion transverse des particules soit supérieure à  $0.5 \text{ GeV}/c$ . En haut et en bas, la coupure sur les événements décrite dans la section précédente a été appliquée.

chement considérée ici, la valeur de l'impulsion transverse minimale pour la coupure "bas  $p_t$ " ( $0.5 \text{ GeV}/c$ ) correspond à la valeur minimale de l'impulsion transverse pour la coupure "tous  $p_t$ " (chapitre 4). En effet, l'impulsion transverse minimale des traces qui peuvent être reconstruites par le spectromètre est d'environ  $0.5 \text{ GeV}/c$ . Ceci explique pourquoi il n'y a pas de trace pour  $GM=1$  qui est la condition de la coupure "tous  $p_t$ ". Notons enfin, que si pour une particule  $GM=2$ , ceci signifie que son impulsion transverse dans le système de déclenchement est comprise entre  $0.5 \text{ GeV}/c$  et  $1 \text{ GeV}/c$ ;

- Égale à trois quand la trace reconstruite dans le système de trajectographie correspond à une trace d'impulsion transverse supérieure à  $1 \text{ GeV}/c$  dans le système de déclenchement. Cette condition correspond à la coupure "haut  $p_t$ ".

La figure 7.4 (haut, gauche) montre la fraction de traces reconstruites dans le système de trajectographie en fonction de la variable "GM" pour les données réelles (noir) et la simulation (rouge). On note que  $\sim 70\%$  de traces ne correspondent à aucune trace dans le système de déclenchement (contre  $\sim 65\%$  pour les données simulées). On observe également que la proportion de traces reconstruites dans le système de trajectographie qui correspondent à une trace dans le système de déclenchement ( $GM>0$ ) est plus importante dans la simulation que dans les données réelles. Ceci semble indiquer que la simulation sous-estime le bruit de fond. En effet, on voit sur la figure 7.4 (haut, droite), qui montre la fraction de traces en fonction de la variable "GM" pour les différents types de particules simulées, que la majorité des traces pour lesquelles  $GM=0$  correspond à du bruit de fond (en particulier les hadrons reconstruits comme des muons) alors que les traces pour lesquelles  $GM>0$  sont en grande partie les traces des muons de décroissance des saveurs lourdes. Cette observation permet également de conclure que la coupure " $GM>0$ " permet de rejeter du bruit de fond.

La figure 7.4 (bas) montre l'efficacité de la coupure  $GM>0$  en fonction de l'impulsion transverse (gauche) et de la pseudo-rapacité (droite). On définit l'efficacité de la coupure  $GM>0$  comme le rapport du nombre de traces qui ont passé la coupure sur le nombre total de traces. Pour l'efficacité en fonction de la pseudo-rapacité, il a été imposé que l'impulsion des particules soit supérieure à  $0.5 \text{ GeV}/c$ . En effet, en dessous de cette valeur, l'efficacité du détecteur est très faible et ne reflète pas ses performances globales. On note que l'efficacité est plus faible à bas (grand)  $p_t$  ( $\eta$ ). Ainsi, les particules les moins énergétiques sont rejetées par la coupure  $GM>0$ . Ceci est une nouvelle indication que cette coupure est efficace pour rejeter le bruit de fond puisque l'on s'attend à ce que les muons de décroissance des saveurs lourdes soient plus énergétiques que les particules formant le bruit de fond. En général, les hadrons qui passent à travers l'absorbeur et qui sont reconstruits comme des muons sont très peu énergétiques. De plus, les muons de décroissance des pions et des kaons dominant à basse impulsion transverse (voir chapitre 5). Notons que l'efficacité de la coupure est beaucoup plus faible que les  $\sim 100\%$  attendus à grand  $p_t$ . Il se pourrait que des hadrons de grande énergie provenant du tube à vide soient reconstruits par le

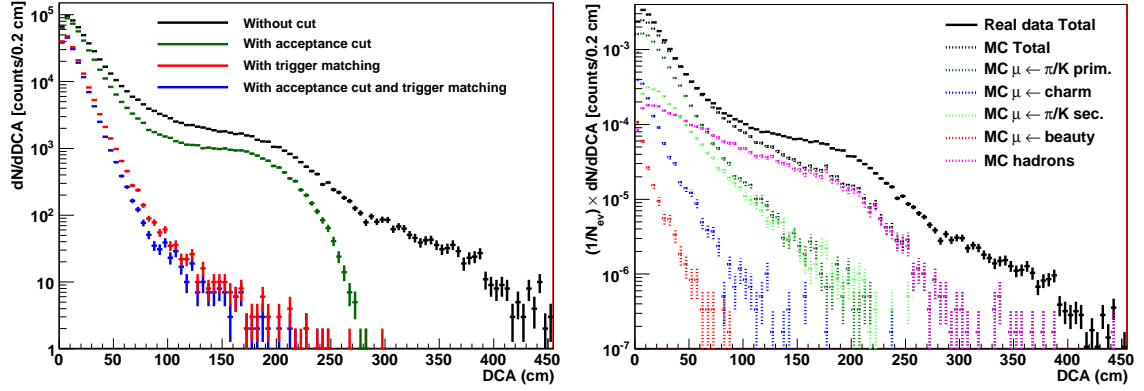


FIGURE 7.5 – Gauche : distribution en DCA des traces reconstruites dans le système de trajectographie sans coupure particulière (noir), des traces reconstruites dans l’acceptance du système de trajectographie (vert), des traces reconstruites dans le système de trajectographie correspondant à une trace dans le système de déclenchement (rouge) et des traces reconstruites dans l’acceptance du spectromètre pour lesquelles les traces dans le système de trajectographie correspondent à une trace dans le système de déclenchement (bleu). Droite : distribution en DCA simulée pour différentes particules dans les collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ . A droite et à gauche, la coupure sur les événements décrite dans la section précédente a été appliquée.

spectromètre<sup>5</sup>. Ces hadrons pourraient alors être responsables de cette faible valeur d’efficacité. Ce phénomène expliquerait également pourquoi l’efficacité de la coupure  $GM > 0$  a tendance à diminuer à grand  $p_t$  alors qu’on s’attendrait à ce qu’elle soit constante. Notons finalement que l’irrégularité sur la courbe d’efficacité en  $\eta \sim -3.7$  apparaît avec la coupure  $p_t > 0.5 \text{ GeV}/c$ .

La figure 7.5 (gauche) montre la distribution en DCA des traces reconstruites dans le système de trajectographie sans coupure particulière (noir) et la distribution en DCA des traces reconstruites dans le système de trajectographie correspondant à une trace dans le système de déclenchement (rouge). Cette coupure élimine les traces de grand DCA. La figure 7.5 (droite), qui représente la distribution en DCA simulée pour différents types de particules, montre que ces traces correspondent majoritairement à des hadrons reconstruits comme des muons et à des muons de décroissance des hadrons légers primaires et secondaires dans une moindre mesure.

La figure 7.5 (gauche) montre également la distribution des traces reconstruites dans l’acceptance du spectromètre (vert). On note que les particules de très grand DCA sont éliminées. Il s’agit en particulier de hadrons reconstruits comme des muons comme on peut le voir sur la figure 7.5 (droite) obtenue par simulation.

Quand on applique la coupure en acceptance et la condition de correspondance entre les traces reconstruites dans le système de trajectographie avec une trace dans

5. Ces hadrons correspondent aux particules de grand DCA. Ces particules ont été mesurées mais n’ont pas été générées dans la simulation (figure 7.5).



	"corr." (%)	"acc." (%)	"corr. et acc." (%)
$0\text{ cm} < \text{DCA} < 500\text{ cm}$	68.6	18.9	71.1
$0\text{ cm} < \text{DCA} < 30\text{ cm}$	58.1	9.7	60.7
$30\text{ cm} < \text{DCA} < 100\text{ cm}$	88.7	35.1	91.7
$100\text{ cm} < \text{DCA} < 300\text{ cm}$	99.4	49.2	99.6
$300\text{ cm} < \text{DCA} < 500\text{ cm}$	100	100	100

TABLE 7.1 – Fraction de particules rejetées par la condition de correspondance entre les traces reconstruites dans le système de trajectographie et les traces dans le système de déclenchement ("corr."), la coupure en acceptation ("acc."), et les coupures "corr." et "acc." ("corr. et acc.") pour différents intervalles en DCA.

le système de déclenchement (figure 7.5, gauche, histogramme bleu), la distribution en DCA est légèrement moins étalée que lorsque la condition de correspondance est appliquée seule (figure 7.5, gauche, histogramme rouge). La figure 7.5 (droite) laisse penser que la coupure en acceptation rejette des muons de décroissance des hadrons légers secondaires (et primaires dans une moindre mesure) qui ne sont pas rejetés par la condition imposant la correspondance des traces reconstruites dans le système de trajectographie avec les traces dans le système de déclenchement. Il s'agit peut être des muons de décroissance des particules secondaires créées à la périphérie de l'absorbeur.

Le tableau 7.1 montre la fraction des traces rejetées par les différentes coupures présentées dans cette section par rapport au cas où aucune coupure n'est appliquée pour différents intervalles en DCA. Les chiffres confirment les observations faites au vu des résultats de la figure 7.5. Les coupures présentées dans cette section rejettent un grand nombre de particules de grand DCA. Par ailleurs, il est utile d'appliquer la coupure en acceptation puisque, pour les traces de DCA compris entre 30 et 100 *cm* qui semblent être des traces de muons de décroissance de hadrons légers (figure 7.5, droite), appliquer la condition de correspondance des traces dans le système de trajectographie avec une trace dans le système de déclenchement élimine 88.7% des traces alors qu'appliquer les deux coupures en élimine 91.7%.

### 7.4.3 Coupure sur la distance radiale en sortie de l'absorbeur

On définit la variable  $R_{abs}$  comme la distance entre les particules et le faisceau à la sortie de l'absorbeur frontal ( $z \sim 510\text{ cm}$ ). La figure 7.6 (milieu, gauche) montre la distribution de la variable  $R_{abs}$ . On distingue trois intervalles en  $R_{abs}$  correspondant à trois parties de l'absorbeur (voir figure 7.6, haut) :

- Pour  $0. < R_{abs} < 17.6\text{ cm}$ , on considère le tube à vide et le blindage du faisceau (chapitre 4). On note que dans cette zone, on trouve un nombre non négligeable de particules. La figure 7.6 (milieu, droite), qui représente les distributions en  $R_{abs}$  simulées pour différentes particules, montre que ces particules sont principalement des hadrons reconstruits comme des muons. Ces hadrons viennent

	" $R_{abs}$ " (%)	"corr. et acc. et $R_{abs}$ " (%)
$0\text{ cm} < \text{DCA} < 500\text{ cm}$	7.1	71.3
$0\text{ cm} < \text{DCA} < 30\text{ cm}$	2.9	61.0
$30\text{ cm} < \text{DCA} < 100\text{ cm}$	7.4	91.9
$100\text{ cm} < \text{DCA} < 300\text{ cm}$	43.6	99.8
$300\text{ cm} < \text{DCA} < 500\text{ cm}$	25.0	100

TABLE 7.2 – Fraction de particules rejetées par la coupure  $17.6\text{ cm} < R_{abs} < 80\text{ cm}$  (" $R_{abs}$ ") et par la condition de correspondance d'une trace reconstruite par le système de trajectographie avec une trace dans le système de déclenchement, la coupure en acceptation et la coupure sur la variable  $R_{abs}$  ("corr., acc. et  $R_{abs}$ ") pour différents intervalles en DCA.

du tube à vide ;

- Pour  $17.6\text{ cm} < R_{abs} < 80\text{ cm}$ , on considère le cône central de l'absorbeur. La majorité des particules mesurées ont un  $R_{abs}$  compris dans cet intervalle ;
- Pour  $R_{abs} > 80\text{ cm}$ , on considère le blindage périphérique de l'absorbeur composé d'un matériau à grand numéro atomique pour absorber les particules secondaires créées à l'intérieur du cône central. A partir de  $R_{abs} = 80\text{ cm}$  le nombre de particules diminue rapidement. Il est nul pour  $R_{abs} \sim 100\text{ cm}$ . La figure 7.6 (milieu, droite) obtenue par simulation montre que les particules pour lesquelles  $R_{abs} > 80\text{ cm}$  sont principalement des hadrons reconstruits comme des muons.

Finalement on peut rejeter des hadrons reconstruits comme des muons en appliquant la coupure  $17.6\text{ cm} < R_{abs} < 80\text{ cm}$ . Le tableau 7.2 montre la fraction de particules rejetées par la coupure  $17.6\text{ cm} < R_{abs} < 80\text{ cm}$  (" $R_{abs}$ ") et par la condition de correspondance d'une trace reconstruite par le système de trajectographie avec une trace dans le système de déclenchement, la coupure d'acceptation et la coupure sur la variable  $R_{abs}$  ("corr., acc. et  $R_{abs}$ ") pour différents intervalles en DCA. Ces résultats confirment que la coupure  $17.6\text{ cm} < R_{abs} < 80\text{ cm}$  permet de rejeter des particules de grand DCA. Notons néanmoins, qu'appliquer la coupure sur  $R_{abs}$  en plus des coupures présentées dans la sous-section précédente n'améliore que très légèrement les résultats. En effet, le nombre de particules rejetées par la coupure "corr. et acc." (tableau 7.1) n'est que très légèrement inférieur au nombre de particules rejetées par la coupure "corr. et acc. et  $R_{abs}$ ". La figure 7.6 (bas) montre que les coupures présentées dans la sous-section précédente éliminent un très grand nombre des particules qui ne passent pas la coupure sur le  $R_{abs}$ . Ceci explique pourquoi appliquer ces coupures en plus de la coupure sur le  $R_{abs}$  n'améliore que légèrement les résultats.

Dans la suite la coupure permettant d'éliminer les traces pour lesquelles le SPD n'a pas reconstruit de vertex (section 7.4.1), la condition imposant la correspondance des traces dans le système de trajectographie et des traces dans le système de déclenchement, la coupure en acceptation (sous-section précédente) et la coupure sur le  $R_{abs}$  seront appliquées. Le nombre de traces considérées est alors d'environ  $1.6 \cdot 10^5$ .

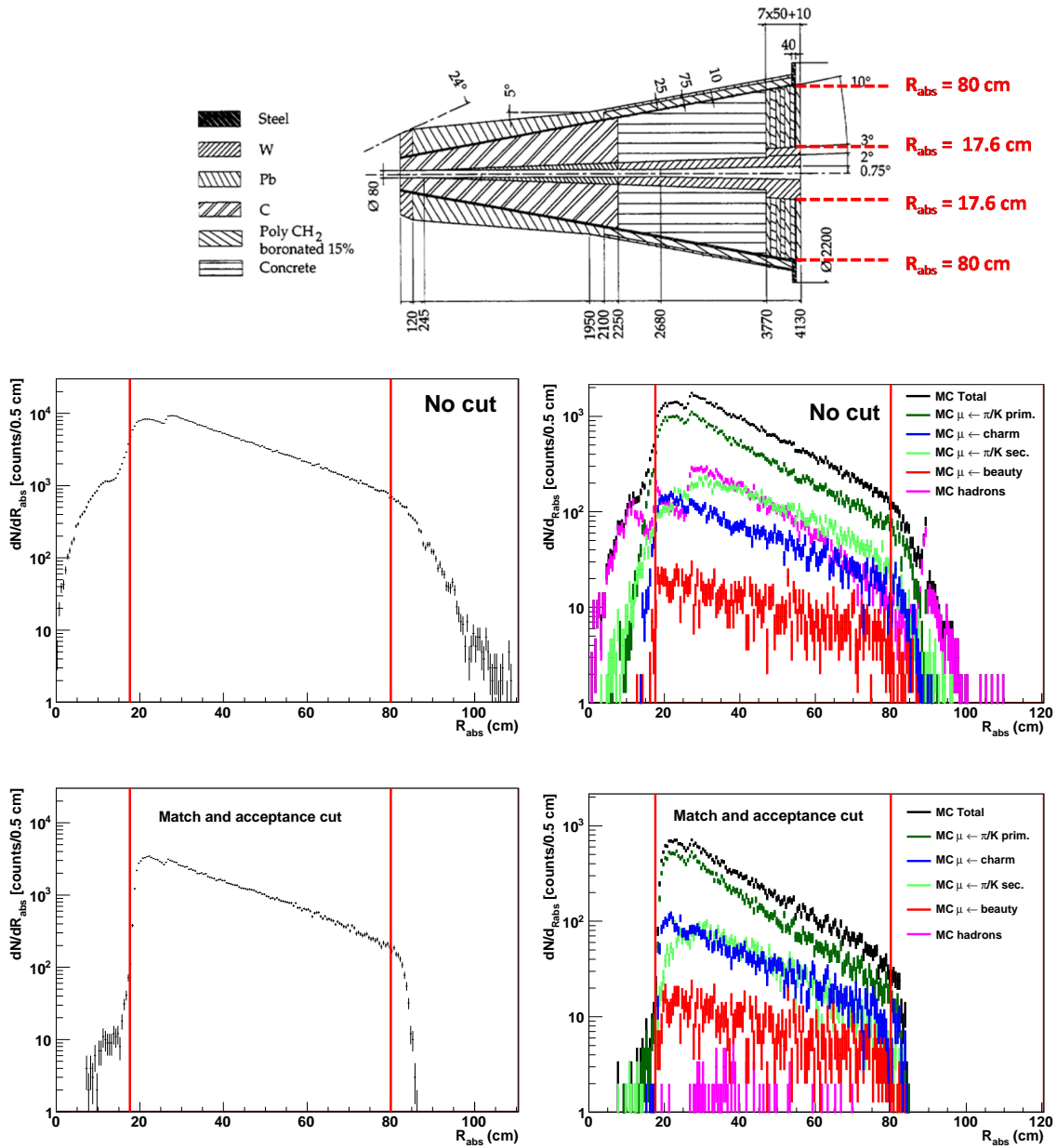


FIGURE 7.6 – Haut : coupe longitudinale de l'absorbeur frontal. Milieu : distribution en  $R_{abs}$  (voir texte) des traces reconstruites dans le spectromètre pour les données réelles (gauche) et pour la simulation (droite). Dans le cas de la simulation, les distributions en  $R_{abs}$  sont données pour différents types de particules. Bas : distributions identiques à celles présentées au milieu avec application des coupures sur les particules présentées dans la sous-section précédente. Au milieu et en bas, la coupure sur les événements décrite dans la section 7.4.1 a également été appliquée.

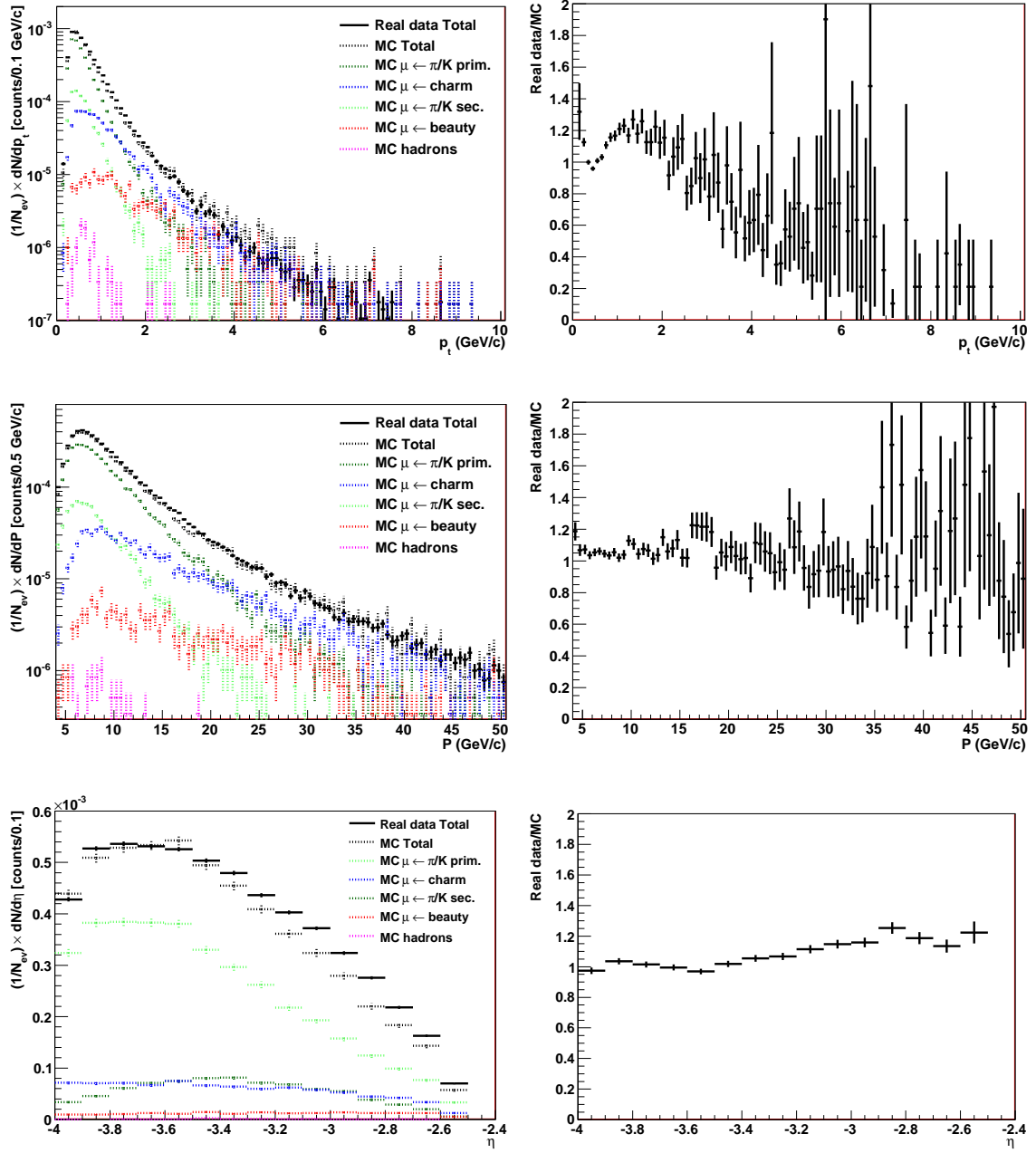


FIGURE 7.7 – Distribution en impulsion transverse obtenue à partir des données réelles (noir), distribution en impulsion transverse obtenue avec la simulation (noir pointillé) et distributions en impulsion transverse pour les différentes particules simulées (haut gauche). Toutes les distributions sont normalisées au nombre d'événements "minimum bias". Rapport de la distribution en impulsion transverse totale obtenue à partir des données réelles sur la distribution en impulsion transverse totale obtenue à partir de la simulation (haut droite). Résultats similaires pour l'impulsion (milieu) et la rapidité (bas). Les coupures décrites dans les sections précédentes sont appliquées (nombre de "contributeur" > 0, "Triggerr Matching",  $-4. < \eta < -2.5$ ,  $17.6 \text{ cm} < R_{abs} < 80 \text{ cm}$ ).

## 7.5 Les distributions cinématiques

La figure 7.7 (haut, gauche) montre la distribution en impulsion transverse obtenue à partir des données réelles, la distribution en impulsion transverse obtenue avec la simulation et les distributions en impulsion transverse pour les différentes particules simulées. Toutes les distributions sont normalisées au nombre d'événements "minimum bias". Le rapport de la distribution en impulsion transverse obtenue à partir des données expérimentales sur la distribution en impulsion transverse obtenue à partir des simulations est également présenté (haut, droite). La figure 7.7 montre également des résultats similaires à ceux de l'impulsion transverse pour l'impulsion (milieu) et la pseudo-rapacité (bas). On note que la simulation sous-estime le nombre de particules dans les distributions. La distribution en impulsion transverse est reproduite avec une précision d'environ 20% (50%) à bas (haut)  $p_t$  (figure 7.7 : haut, droite). La distribution en impulsion est reproduite avec une précision d'environ 20% (figure 7.7 : milieu, droite). On note globalement que les distributions en  $p_t$  et en  $P$  décroissent moins vite dans le cas des simulations que pour les données expérimentales. La distribution en rapidité est reproduite avec une précision d'environ 20%. Ces résultats devraient être améliorés si on considérait une géométrie réaliste pour la simulation<sup>6</sup>.

Malgré les différences qu'il existe entre les données réelles et la simulation, on observe que les coupures décrites dans la section 7.4 ont éliminé la quasi-totalité des hadrons reconstruits comme des muons et une partie des autres particules constituant le bruit de fond.

## 7.6 Pour aller plus loin dans l'analyse

### 7.6.1 La coupure en "DCA"

La figure 7.8 (gauche) montre la distribution en DCA obtenue à partir des vraies données. La figure 7.8 (gauche) montre également la distribution en DCA simulée et les distributions en DCA pour différents types de particules obtenues avec la simulation. Les coupures décrites dans la section 7.4 ont été appliquées. On observe que la simulation ne permet pas de reproduire la distribution mesurée. La figure 7.8 (droite) montre le rapport de la distribution en DCA mesurée sur la distribution en DCA simulée. On observe que la simulation reproduit la distribution totale en DCA avec une précision d'environ 60%. On note que la distribution mesurée décroît plus vite que la distribution simulée. Dans la simulation, il reste donc plus de particules de grand DCA après les coupures décrites dans la section 7.4 que dans le cas des données réelles. Ceci semblerait indiquer que les coupures décrites dans la section 7.4 sont plus efficaces que dans la simulation. Finalement, on note que la distribution en DCA des muons de décroissance des pions et des kaons secondaires domine les distributions en DCA des muons de décroissance des saveurs lourdes pour un DCA

---

6. Cette simulation est en cours sur la grille de calcul.

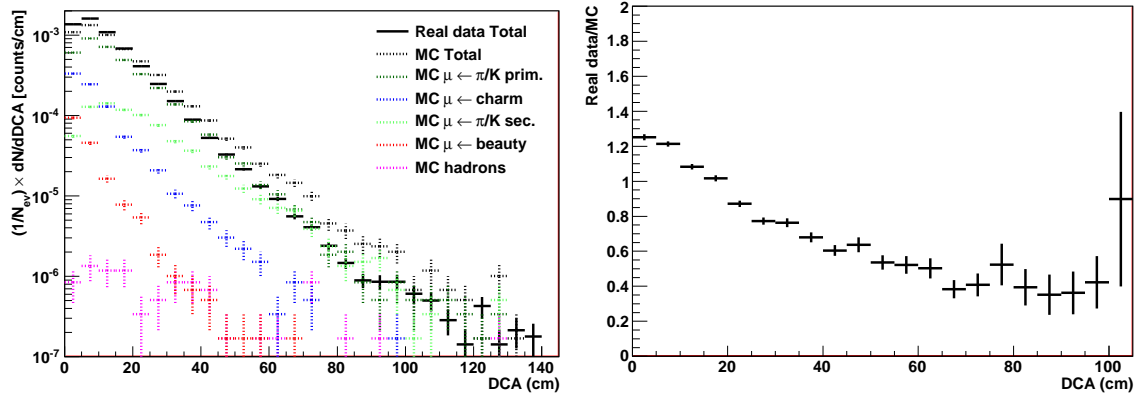


FIGURE 7.8 – Gauche : distribution en DCA obtenue à partir des données réelles comparées aux données simulées. Les coupures décrites dans la section 7.4.1 et la section 7.4, ont été appliquées. Droite : rapport de la distribution en DCA mesurée sur la distribution en DCA simulée.

supérieur à environ 10 *cm*.

Ainsi, la coupure  $DCA > 10 \text{ cm}$  devrait permettre d'éliminer les muons de décroissance des hadrons légers secondaires. En première approximation, ceci est en accord avec ce qui avait été conclu pour les collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  (chapitre 5). Néanmoins, comme la simulation ne décrit pas parfaitement les données, il se pourrait que la valeur optimale pour la coupure en impulsion transverse diffère dans le cas de données réelles. Notons enfin que la coupure en DCA est surtout utile pour les basses impulsions transverses.

## 7.6.2 L'ajustement combiné

L'extraction des muons de décroissance du charme et de la beauté à partir des premières données du LHC a été testée à Clermont-Ferrand [229]. Cette extraction a été réalisée à partir des données contenues dans les AODs qui ont été utilisées dans le reste du chapitre. Notons néanmoins que l'analyse a été effectuée en considérant la condition de déclenchement globale imposant la reconstruction d'au moins une trace dans le spectromètre ("CMUS1B"). Cette sous-section constitue seulement une illustration de la méthode utilisée pour extraire les distributions des muons de décroissance des saveurs lourdes à partir de données réelles. Toutes les coupures présentées dans les sections précédentes ont été appliquées. Ainsi, on suppose que les hadrons reconstruits comme des muons et une partie des muons de décroissance des hadrons légers ont été éliminés.

La première étape consiste à soustraire les muons de décroissance des hadrons légers primaires et secondaires résiduels qui devraient dominer à basse impulsion transverse. Pour soustraire cette composante, les données sont ajustées avec la fonction de la formule 5.2 (chapitre 5) dans l'intervalle en impulsion transverse  $[6 - 15] \text{ GeV}/c$ . Dans cet intervalle on suppose que les muons de décroissance des saveurs lourdes

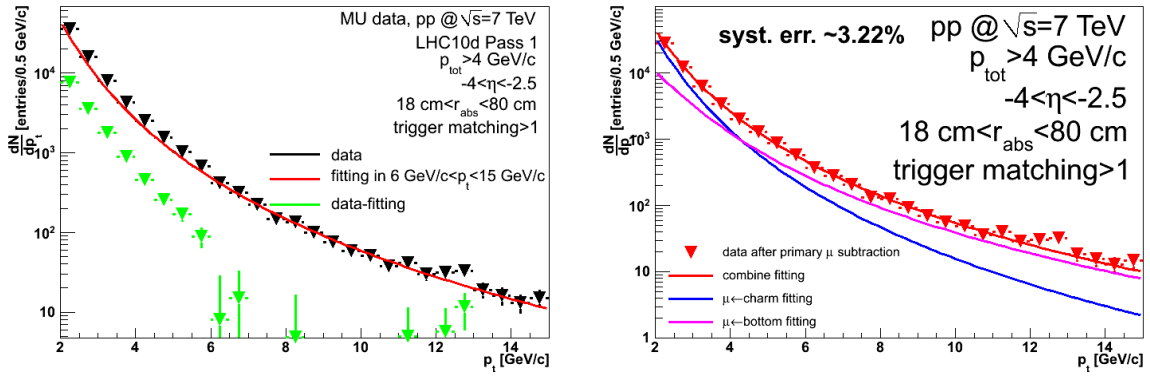


FIGURE 7.9 – Gauche : Distribution en impulsion transverse obtenue à partir de certaines AODs de la période de donnée LHC10d (histogramme noir, voir texte pour plus de détails). Les coupures décrites dans les sections précédentes ont été appliquées. La courbe rouge illustre la méthode décrite dans le texte pour soustraire les muons de décroissance des hadrons légers (histogramme vert). Droite : distribution en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes obtenue comme indiqué dans le texte (histogramme rouge). D'après [229].

dominant. La fonction obtenue est alors extrapolée entre  $2 \text{ GeV}/c$  et  $15 \text{ GeV}/c$ . On suppose qu'elle correspond à la distribution en impulsion transverse des muons de décroissance des saveurs lourdes. La fonction est alors "transformée" en histogramme. L'erreur statistique considérée est ajoutée en prenant la racine carrée du nombre de "coups" dans chaque "bin" de l'histogramme. La figure 7.9 (gauche) illustre ces opérations.

L'étape suivante consiste à extraire la distribution en impulsion transverse des hadrons de décroissance du charme et de la beauté à partir de la distribution obtenue dans l'étape précédente. Il a été montré [229] que les simulations ne reproduisaient pas encore les données avec suffisamment de précision pour utiliser l'ajustement combiné décrit dans le chapitre 5 (formule 5.4). C'est pour cette raison qu'il a été utilisé une méthode alternative. Après soustraction des muons de décroissance des hadrons légers par la méthode décrite précédemment, le signal est ajusté avec la fonction :

$$C \times f_c + B \times f_b. \quad (7.1)$$

Les paramètres  $C$  et  $B$  sont libres. Le paramètre  $C$  ( $B$ ) est le nombre de muons de décroissance du charme (de la beauté). La fonction  $f_c$  ( $f_b$ ) est la forme de la distribution des muons de décroissance du charme (de la beauté). La fonction  $f_c$  ( $f_b$ ) est initialisée en ajustant la distribution totale dans l'intervalle en impulsion transverse  $[3-6] \text{ GeV}/c$  ( $[6-15] \text{ GeV}/c$ ) avec la fonction de la formule 5.2 (chapitre 5). En effet, dans cet intervalle, le nombre de muons de décroissance du charme (de la beauté) devrait dominer le nombre de muons de décroissance de la beauté (du charme). Les

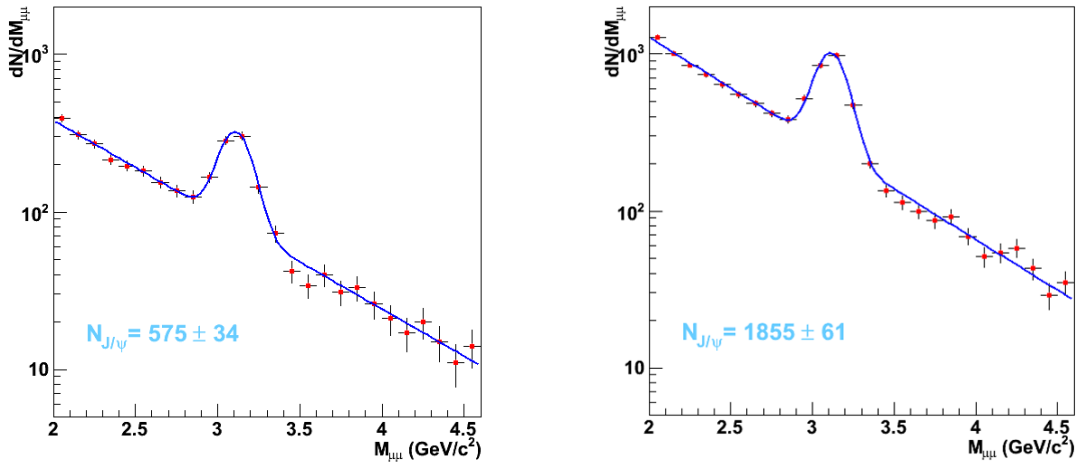


FIGURE 7.10 – Gauche : distribution en masse invariante des dimuons extraits des données de la période LHC10d. Gauche : "run" 125628 à 126424. Droite : "run" 114916 à 126424. D'après [230].

résultats de l'ajustement combiné sont présentés sur la figure 7.9 (droite). Ces résultats semblent réalistes même si il est difficile de les comparer directement avec le résultat de la simulation considérée dans ce chapitre. Malgré tout ces résultats restent préliminaires.

### 7.6.3 L'analyse du $J/\Psi$

Le travail combiné des membres du PWG3 muon à Nantes, à Orsay, à Saclay et à Turin a permis une avancée remarquable dans l'analyse des premiers  $J/\Psi$ . Ce travail a été présenté à la conférence internationale ICHEP se tenant à Paris à la fin du mois de juillet 2010 [231]. Les distributions en  $p_t$  et en pseudo-rapacité des  $J/\Psi$  produits dans les collisions à  $\sqrt{s} = 7 TeV$  ont notamment été extraites des premières données du LHC.

La figure 7.10 illustre ce travail en montrant l'ajustement effectué sur le spectre en masse invariante des dimuons obtenu à partir des données de la période LHC10d ("run" 125628 à 126424, gauche et "run" 114916 à 126424, droite). Le pic du  $J/\Psi$  est clairement identifiable. Par ailleurs le nombre de  $J/\Psi$  peut être extrait avec une faible erreur statistique.

## 7.7 Conclusion

Ce chapitre a présenté une première analyse des données collectées lors de collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 7 TeV$  pendant la période LHC10d. Une partie des "runs" validés pour lesquels le "pile up" n'a pas été trop important a été analysée. Les résultats de cette analyse ont été comparés à une simulation pour laquelle la géométrie du



détecteur est parfaite. La simulation semble sous estimer le bruit de fond. Après élimination des événements où le SPD n'a pas été en mesure de reconstruire le vertex de la collision, on peut rejeter une partie du bruit de fond en utilisant trois coupures simples sur les particules :

- Une coupure imposant la correspondance des traces reconstruites dans le système de trajectographie avec une trace dans le système de déclenchement. Cette coupure permet principalement de rejeter les hadrons reconstruits comme des muons et quelques muons de décroissance des hadrons légers ;
- Une coupure sur l'acceptance du spectromètre ( $P > 4 \text{ GeV}/c$ ,  $-4. < \eta < -2.5$ ). Cette coupure permet à la fois d'éliminer des hadrons reconstruits comme des muons et des muons de décroissance des hadrons légers. Il est utile d'appliquer cette coupure en même temps que la coupure décrite précédemment. En effet, il a été montré que cette coupure permet de rejeter des muons de décroissance des hadrons légers qui ne sont pas rejetés par la coupure décrite dans le premier item ;
- Une coupure sur la distance radiale entre les particules et le faisceau à la sortie de l'absorbeur ( $17.6 \text{ cm} < R_{abs} < 80. \text{ cm}$ ). Cette coupure élimine légèrement plus de bruit de fond que si on appliquait seulement les deux coupures présentées précédemment.

La simulation ne reproduit pas parfaitement les distributions cinématiques ( $p_t$ ,  $P$  et  $\eta$ ). La distribution en impulsion est reproduite avec une précision de  $\sim 20\%$ . La distribution en impulsion transverse est reproduite avec une précision de  $20\%$  ( $\sim 50\%$ ) à haut (bas)  $p_t$ . Les distributions en  $P$  et  $p_t$  obtenues à partir des données réelles décroissent plus vite que les distributions simulées. La distribution en  $\eta$  est reproduite avec une précision de  $\sim 20\%$ . Ces résultats pourraient être améliorés si on considérait une géométrie réaliste pour le spectromètre lors de la simulation.

Les simulations montrent qu'il est possible de rejeter des muons de décroissance des hadrons légers secondaires en appliquant une coupure en DCA. A ce niveau de l'analyse la coupure déterminée dans le chapitre 5 ( $\text{DCA} \geq 10 \text{ cm}$ ) semble correcte. Mais, comme les simulations reproduisent la distribution en DCA mesurée avec une précision de seulement  $60\%$  environ, il est difficile de conclure sur la valeur optimale de la coupure. Notons que la coupure en DCA est efficace surtout pour les basses impulsions transverses.

Finalement, la tentative de séparation des distributions en  $p_t$  des muons de décroissance du charme et de la beauté [229] ainsi que l'analyse du  $J/\Psi$  [231] semblent en bonne voie.

# Conclusion

Cette thèse a été dédiée à l'étude des performances du spectromètre à muons d'ALICE pour la mesure de la production des hadrons beaux et charmés dans les collisions proton-proton et dans les collisions  $PbPb$  au LHC.

Les simulations montrent que le spectromètre permet la mesure de la section efficace différentielle de production inclusive des hadrons beaux et charmés dans les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . La première étape de la mesure consiste à extraire les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance des hadrons lourds en utilisant un ajustement combiné. Une soustraction préalable du bruit de fond est nécessaire. La première étape a montré que, bien qu'il soit impossible de soustraire l'intégralité des muons de décroissance des hadrons secondaires, il devrait être possible d'extraire les distributions des muons de décroissance des hadrons lourds à partir d'une impulsion transverse  $p_t = 1.5 \text{ GeV}/c$ . Par ailleurs, les distributions devraient être extraites jusqu'à  $p_t = 20 \text{ GeV}/c$ , au delà on ne peut plus négliger les muons de décroissance des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$ . Une statistique importante est attendue pour une luminosité relativement limitée ( $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) et pour seulement un mois de prise de données ( $10^6 \text{ s}$ ). Dans ce scénario, l'erreur statistique ne devrait pas excéder 1.9% (2.2%) à  $p_t = 20 \text{ GeV}/c$  pour la beauté (le charme). L'incertitude systématique pour la méthode d'ajustement combiné devrait être de 20% pour le charme et la beauté. Cette incertitude est principalement liée à la précision avec laquelle les calculs pQCD NLO permettent d'évaluer les formes utilisées pour l'ajustement combiné. L'étape suivante consiste à utiliser une méthode Monte Carlo pour extrapoler les distributions en impulsion transverse des muons de décroissance du charme et de la beauté aux sections efficaces différentielles de production inclusive des hadrons beaux et charmés. L'étude montre qu'il est possible d'extraire cette section efficace entre  $p_t = 2 \text{ GeV}/c$  et  $p_t = 16 \text{ GeV}/c$  ( $p_t = 25 \text{ GeV}/c$ ) pour la beauté (le charme). L'erreur dominante sur la section efficace de production des hadrons lourds est l'erreur systématique sur l'ajustement combiné citée précédemment. Finalement, 92% (33%) de la section efficace différentielle de production inclusive des hadrons beaux (charmés) totale devrait être reconstruite grâce à la méthode d'extrapolation Monte Carlo.

Les simulations produites pour cette thèse montrent également, qu'avec le spectromètre à muons, il est possible de mesurer le rapport de modification nucléaire des hadrons beaux (charmés)  $R_{AA}^{B(D)}$  et de mesurer l'observable associée  $R^{B/D} = R_{AA}^B/R_{AA}^D$  dans les collisions Plomb-Plomb à  $5.5 \text{ TeV}$  dans la fenêtre de centralité 0 – 10%. En faisant l'hypothèse d'une luminosité nominale en mode Plomb-Plomb

( $5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ) et d'un temps de prise de données relativement court de deux semaines ( $5 \cdot 10^5 \text{ s}$ ), il devrait être possible d'extraire le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le  $R^{B/D}$  jusqu'à  $p_t = 20 \text{ GeV}/c$ . L'incertitude moyenne totale sur le  $R_{AA}^{B(D)}$  devrait être d'environ 30% et l'incertitude moyenne totale sur le  $R^{B/D}$  devrait être d'environ 40%. Pour le  $R_{AA}^{B(D)}$  ( $R^{B/D}$ ) l'erreur systématique est d'environ 25% (35%). Les sources d'erreurs systématiques sont l'ajustement combiné (15%) et l'incertitude sur les deux termes de la formule du  $R_{AA}^{B(D)}$  (chacun 10%). Il est intéressant de noter, que :

- L'incertitude systématique domine sur l'incertitude statistique. Un scénario à luminosité nominale ( $5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ) où le temps de prise de données serait plus long que  $t = 5 \cdot 10^5 \text{ s}$  n'améliorerait donc pas l'incertitude totale sur le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le  $R^{B/D}$ .
- Avec ces incertitudes, le  $R_{AA}^{B(D)}$  devrait être sensible à l'opacité du milieu ( $\hat{q}$ ) qui est un paramètre directement lié à la densité de gluons dans la phase déconfinée. En effet, il est possible de différentier un  $R_{AA}^{B(D)}$  mesuré dans un milieu d'opacité  $\hat{q} = 25 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  d'un  $R_{AA}^{B(D)}$  mesuré dans un milieu d'opacité  $\hat{q} = 100 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ .

La plupart des études présentées dans cette thèse ont été menées à partir de simulations. L'analyse des premières données proton-proton à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  est présentée dans le chapitre 7. Une série de coupures simples devrait permettre d'éliminer une partie du bruit de fond. Les distributions cinématiques de base nécessaires pour l'analyse sont accessibles. Les simulations utilisant une géométrie parfaite pour le détecteur reproduisent les données à  $\sim 20\%$  près. Des simulations utilisant une géométrie réalistes sont en préparation. Par ailleurs, la soustraction des muons de décroissance des hadrons légers secondaires (coupure sur le DCA), la séparation des distributions en  $p_t$  des muons de décroissance des saveurs lourdes (ajustement combiné) et l'analyse du  $J/\Psi$  semblent en bonne voie.

Les premières données en mode proton-proton à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  sont prévues pour 2012, les premières données en mode Plomb-Plomb sont prévues pour novembre 2010 et les premières données Plomb-Plomb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  ne sont pas encore planifiées. Même si les premières données collectées au LHC ont déjà permis de mieux comprendre le spectromètre à muons il reste encore beaucoup de travail. Néanmoins, cette thèse sert déjà de base pour les analyses visant à l'extraction des distributions des muons de décroissance du charme et de la beauté avec les premières données du LHC. A partir de Novembre 2010, le travail sur le  $R_{AA}^{B(D)}$  et le  $R^{B/D}$  pourra être exploité pour l'interprétation de données réelles.

# Appendices



## .1 Physics Data Challenge 2006

Une simulation complète de collisions proton-proton, incluant la réponse du détecteur via Geant3, a été effectuée avec AliRoot (chapitre 4). Le processus a été mené à partir de la génération jusqu'à la reconstruction et la création des ESD (Event Summary Data). Les versions d'AliRoot, Root et Geant3 utilisées sont respectivement : v4-04-Rev-08, v5-13-02 et v1-6. Chaque événement est constitué d'un cocktail contenant un événement Pythia minimum bias et de quarkonia (dans cette version de Pythia la production de quarkonia est négligeable). Les événements Pythia ont été générés avec l'option  $MSEL = 1$ . La paramétrisation de Pythia pour les interactions multiples est appelée "paramétrisation ATLAS" [232]. Les fonctions de distribution de partons sont données par la paramétrisation CTEQ5L. Le paramètre principal ayant été optimisé est le seuil en  $p_t^{hard}$ . En particulier, un  $p_t^{hard}$  minimum de  $2.76 \text{ GeV}/c$  est nécessaire pour reproduire la distribution en impulsion transverse des paires de quarks  $c\bar{c}$  qui a été prédite par les calculs NLO pQCD implémentés dans le programme HVQMNR [202]. Pour les autres paramètres de Pythia, les valeurs discutées et présentées dans le tableau 6.54 de la référence [85] sont utilisées. Dans de telles conditions, la section efficace de production du charme ( $\sigma_{c\bar{c}} = 5677 \mu\text{b}$ ) est sous-estimée par un facteur d'environ deux par rapport aux prédictions pQCD NLO. En revanche, la section efficace de production de la beauté ( $\sigma_{b\bar{b}} = 480 \mu\text{b}$ ) est en accord avec ces prédictions dans la limite des incertitudes. Les prédictions pQCD NLO sont présentées dans le tableau 1.

$p$ - $p$	$N_{\text{paires/ev.}}$	$\sigma(\text{mb})$
$c\bar{c}$	0.16	11.2
$b\bar{b}$	0.0072	0.51

TABLE 1 – Section efficace de production et nombre de paires quark-antiquark par événements pour le charme et la beauté [202] dans les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ .

L'hadronisation est régie par le modèle par défaut de Pythia nommé "Lund string model".

De façon à réduire le temps de calcul et pour accumuler une statistique suffisante pour l'étude des muons de grande impulsion transverse, une condition de déclenchement réaliste est appliquée dans le code informatique au niveau de la génération. Pour qu'un événement soit reconstruit il doit y avoir au moins un muon dans l'acceptance du spectromètre et chaque muon doit avoir une impulsion transverse supérieure à  $0.5 \text{ GeV}/c$ . Cette coupure sur l'impulsion transverse est appliquée à toutes les particules.

Finalement, un nombre total d'environ  $10^6$  muons simples est disponible pour l'analyse. La taille totale des fichiers nécessaires à l'analyse représente environ  $1.3 \text{ TB}$ . La simulation a été effectuée dans le cadre du "Physics Data Challenge 2006" (production PDC06) sur la grille de calcul. La production des muons simples requiert environ 1400 jours de calcul avec des machines équipées d'un CPU à  $3 \text{ GHz}$ .

Les ESD ont été analysées avec la classe AliMUONTrackLight qui permet de relier les informations disponibles dans les ESD (impulsion des traces reconstruites, pseudorapacité des traces reconstruites, position du point d'interaction ...) avec les informations cinématiques des particules obtenues par simulation Monte-Carlo avant leur propagation dans les détecteurs (nature de la particule, nature de la première mère, nature des particules filles... ).

## .2 Physics Data Challenge 2008

Comme la production PDC06, la production PDC08 consiste en une simulation complète AliRoot sur la grille de calcul. Le processus a été mené à partir de la génération jusqu'à la reconstruction et la création des ESD. La réponse du détecteur a été simulée via Geant3. Les versions de AliRoot, Root et Geant3 utilisées sont respectivement : v4-10-Rev-02, v5-18-00 et v1.9.

Le bruit de fond de décroissance des hadrons légers est simulé avec le générateur Monte-Carlo Pythia. La même paramétrisation que la production PDC06 (chapitre 5, section 5.2.1) a été utilisée, mais la production de saveurs lourdes a été mise à zéro. Les saveurs lourdes sont produites avec la classe AliGenCorrHF utilisée dans le cocktail AliGenMUONcocktailpp (Chapitre 4) [155]. La classe AliGenCorrHF est une paramétrisation de la production de paires de quarks lourds. Dans cette paramétrisation, les sections efficaces sont fixées pour être en accord avec les calculs de QCD perturbative NLO (tableau 1). Le fonctionnement de la classe AliGenCorrHF est le suivant :

- Une paire de quarks lourds est produite. La rapidité et l'impulsion transverse de chaque quark ainsi que l'angle avec lequel les deux quarks sont produits l'un par rapport à l'autre sont lus dans un fichier ;
- Les fonctions de fragmentation des quarks sont lues dans le même fichier. Les fonctions de fragmentation sont appliquées aux quarks et les hadrons sont produits ;
- Les hadrons sont désintégrés.

L'avantage de cette paramétrisation est d'être plus rapide que la manière classique de simuler la production des saveurs lourdes avec Pythia<sup>7</sup>.

La réponse du spectromètre, du détecteur à pixels de silicium (SPD), du V0 et du détecteur de multiplicité à l'avant (FMD) a été simulée.  $7.5 \cdot 10^7$  événements "minimum bias" ont été simulés, ce qui correspond à  $6 \cdot 10^5$  muons dans l'acceptance du spectromètre.

Comme pour la production PDC06 (chapitre 5, section 5.2.1), les ESD ont été analysées avec la classe AliMUONTrackLight. La classe a été modifiée pour inclure des variables non disponibles dans sa version standard. Les variables ajoutées sont :

- La distance d'approche la plus petite (DCA<sup>8</sup> : chapitre 5, section 5.3) ;

---

7. Pour générer un même nombre d'événements contenant une paire de quarks beaux l'utilisation de la classe AliGenCorrHF est quinze fois plus rapide que l'utilisation de la méthode SetProcess() avec le tag kBeautyppMNRwmi dans la classe AliGenPythia.

8. Distance of Closest Approach.

- Une variable booléenne prenant la valeur 1 si la particule est primaire (créée lors d'une interaction proton-proton au point d'interaction) et la valeur 0 si la particule considérée est secondaire (créée par l'interaction d'une particule primaire avec le spectromètre);
- Une variable permettant d'imposer des conditions sur la correspondance des traces dans le système de trajectographie avec les traces dans le système de déclenchement. Les conditions de déclenchement prises en compte dans cette étude sont décrites dans la section 5.3;
- Les trois coordonnées du vertex de production de la particule (ce n'est en général pas le point d'interaction proton-proton).

Les données de la production PDC08 ont été corrigées avec la même matrice d'efficacité (chapitre 4, section 4.5.1) de reconstruction que les données de la production PDC06.

### .3 Physics Data Challenge 2009

La production PDC09 est une simulation complète de collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$  [233, 234]. Comme les productions PDC06 et PDC08, la production PDC09 consiste en une génération d'événements Pythia suivie de la reconstruction de ces événements dans le spectromètre via une modélisation Geant3. La production PDC09 a été réalisée sur la grille de calcul. La classe AliGenMuonCocktailpp (chapitre 4) à été utilisée. Le "Cocktail" est composé de :

- Paires de quarks lourds. Leur production est simulée avec la paramétrisation de la classe AliGenCorrHF (chapitre 4);
- Quarkonia ( $J/\Psi$  et  $\Upsilon$ ). Leur production est simulée avec la paramétrisation de la classe AliGenMUONlib.

Lors de la reconstruction Geant3 des événements simulés comme indiqué précédemment, trois cas de figures ont été pris en considération :

- Déclenchement sur les paires de muons ( $\sim 2 \cdot 10^5$  événements avec  $\sim 2 \cdot 10^4$   $J/\Psi$  attendus);
- Déclenchement sur les muons simples ( $\sim 6 \cdot 10^6$  événements);
- Aucun déclenchement spécifique (production "minimum bias" :  $\sim 200 \cdot 10^6$  événements).

Deux types d'alignement sont pris en considération :

- Un défaut d'alignement total. Dans ce cas, on suppose qu'aucune méthode d'alignement n'a été appliquée;
- Un défaut d'alignement partiel. Dans ce cas le spectromètre est aligné de façon optimale. Le défaut d'alignement correspond alors à la résolution spatiale maximale qu'il est possible d'obtenir.

Un résumé de la production PDC09 est présenté sur le deuxième transparent de la première présentation du PWG3-MUON du mois de juillet 2009 [234].



## .4 Le Modèle de Glauber

Le modèle de Glauber permet de décrire la production de particules ainsi que le nombre de processus durs (hautement énergétiques) dans une collision  $AA$ . Notons que le modèle de Glauber peut être utilisé pour évaluer d'autres observables. Comme celles-ci n'ont pas été utilisées dans cette thèse, elles ne sont pas présentées.

Le modèle de Glauber est principalement fondé sur trois hypothèses :

- La distribution des nucléons dans le noyau est décrite par une fonction  $\rho(r)$  dépendante de la distance  $r$  à partir du centre du noyau. En général, ce genre de distribution peut être mesurée expérimentalement ;
- Les nucléons évoluent en ligne droite (approximation "eikonale"). Leur trajectoire n'est en général pas modifiée quand un nucléon rencontre un Noyau. En revanche la trajectoire des nucléons est modifiée dans les collisions  $NN$ . Ainsi, le modèle de Glauber néglige l'interaction Coulombienne et le champ moyen qui agit sur un nucléon à l'intérieur d'un noyau ;
- Les nucléons interagissent avec une section efficace inélastique  $\sigma_{NN}$ .

En général, on suppose que les nucléons sont distribués suivant un profil de densité de Woods-Saxon [235] :

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + \omega \left(\frac{r}{R}\right)^2}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}. \quad (1)$$

Ici,  $R$  est le rayon du noyau exprimé en  $fm$ . L'expression de  $R$  est la suivante :  $R = 1.19 \cdot A^{\frac{1}{3}} - 1.61 \cdot A^{-\frac{1}{3}}$  avec  $A$  le numéro atomique de l'élément concerné. Les paramètres  $\rho_0$ ,  $\omega$  et  $a$  sont libres. Notons que, comme la densité de Woods-Saxon peut s'interpréter comme la densité de probabilité de trouver un nucléon à une distance  $r$  du centre de noyau, il faut que la relation de normalisation  $\int_0^R \rho(r) dr = 1$  soit satisfaite. Le tableau 2 donne les différents paramètres du profil de densité de Woods-Saxon pour des noyaux de taille variable ( $Ar$ ,  $Pb$ ,  $Au$ ). La figure 1 donne la valeur de  $\rho$  en fonction de  $r$  pour les systèmes décrits dans le tableau 2. On note que pour les gros noyaux ( $Pb$ ,  $Au$ ) le paramètre  $\omega$  est nul. Pour les plus petits systèmes ( $Ar$ ) le paramètre  $\omega$  est négatif. Ainsi, la distribution  $\rho(r)$  est plus piquée pour les ions légers que pour les ions lourds. La caractéristique de  $\rho(r)$  pour les ions lourds est la présence d'un plateau dans l'intervalle  $0 < r < R$  (figure 1).

	$A$	$\rho_0(fm^{-3})$	$\omega$	$R(fm)$	$a(fm)$
$Ar$	40	0.295	-0.161	3.766	0.586
$Au$	79	0.1693	0	6.38	0.535
$Pb$	208	0.1600	0	6.624	0.549

TABLE 2 – Paramètres du profil de densité nucléaire de Woods-Saxon (formule 1) pour l'argon ( $Ar$ ), l'or ( $Au$ ) et le Plomb ( $Pb$ ).

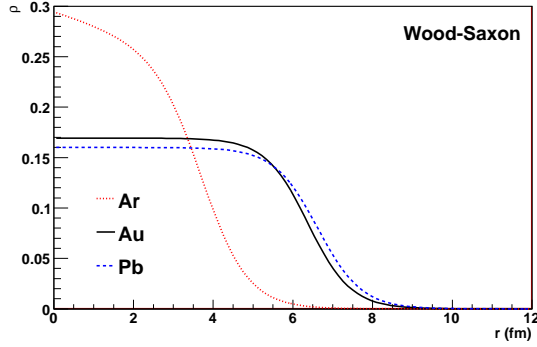


FIGURE 1 – Profil de densité nucléaire de Woods-Saxon pour l'argon ( $Ar$ ), l'or ( $Au$ ) et le Plomb ( $Pb$ ).

Dans une collision entre un noyau  $A$  et un noyau  $B$ , on peut considérer le vecteur paramètre d'impact ( $\vec{b}$ ) qui relie le centre des deux noyaux (figure 2). Ce vecteur est contenu dans le plan transverse. Sa norme  $b$  est appelée paramètre d'impact. On peut définir la fonction d'épaisseur nucléaire d'un noyau  $A$  à partir d'un profil de densité nucléaire de Woods-Saxon ( $\rho_A(r)$ ) (equation 1) :

$$T_A(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(z, \vec{s}) dz. \quad (2)$$

Ici,  $z$  est la coordonnée dans la direction perpendiculaire au plan transverse et  $\vec{s}$  définit la position dans le plan transverse<sup>9</sup> (figure 2). La fonction  $T_A(\vec{s})$  peut être interprétée comme la probabilité de trouver un nucléon à la position  $\vec{s}$  dans le plan transverse. La fonction  $T_A(\vec{s})$  est donc normalisée de façon à ce que l'intégrale de  $T_A(\vec{s})$  sur la surface du plan transverse soit égale à l'unité ( $\int_{plan\ trans.} T_A(\vec{s}) d\vec{s} = 1$ ). A partir de la fonction d'épaisseur pour un noyau  $A$  ( $T_A(\vec{s})$ ) et de la fonction d'épaisseur pour un noyau  $B$  ( $T_B(\vec{s})$ ), on définit la fonction de recouvrement nucléaire  $T_{AB}(b)$  qui est la probabilité géométrique pour que deux nucléons se "rencontrent" (sans forcément interagir) dans une collision entre noyaux  $A$  et  $B$  ayant lieu avec un vecteur paramètre d'impact  $\vec{b}$  de norme  $b$  (figure 2) :

$$T_{AB}(b) = \int_{plan\ trans.} T_A(\vec{s}) T_B(\vec{s} - \vec{b}) d\vec{s}. \quad (3)$$

A partir de la fonction de recouvrement nucléaire, on calcule la probabilité  $p_{AB}^{inel}(n, b)$  pour qu'il y ait  $n$  interactions inélastiques parmi les  $AB$  possibles dans une collision de paramètre d'impact  $b$  entre deux noyaux  $A$  et  $B$  :

$$p_{AB}^{inel}(n, b) = C_{AB}^n \cdot (T_{AB}(b)\sigma_{NN})^n \cdot (1 - T_{AB}(b)\sigma_{NN})^{AB-n}. \quad (4)$$

9. Notons que  $r = \sqrt{\vec{s}^2 + z^2}$ .

Ici, le terme  $(T_{AB}(b)\sigma_{NN})^n$  est la probabilité qu'il y ait  $n$  interactions inélastiques  $NN$  dans une collision de paramètre d'impact  $b$ . Le terme  $(1 - T_{AB}(b)\sigma_{NN})^{AB-n}$  est la probabilité qu'il n'y ait pas d'interaction inélastique entre les  $AB - n$  paires de nucléons qui ne se sont pas "rencontrées". Finalement, on peut écrire la section efficace d'interaction entre un noyau  $A$  et un noyau  $B$  pour une coupure sur le paramètre d'impact fixée  $b_c$  (c'est à dire une centralité donnée) en fonction de la probabilité qu'il y ait au moins une collision inélastique  $NN$  (c'est à dire qu'il n'y ait pas  $n = 0$  collision pour un  $b$  quelconque :  $p_{AB}^{inel}(0, b)$ ). Pour cela il faut "sommer" les probabilités  $p_{AB}^{inel}(0, b)$  pour chaque  $b$  compris entre 0 et  $b_c$  :

$$\sigma_{AB}^{inel}(b_c) = \int_0^{b_c} \frac{d\sigma_{AB}^{inel}}{db} db = \int_0^{b_c} (2\pi b) \cdot (1 - p_{AB}^{inel}(0, b)) \cdot db \quad (5)$$

$$\sigma_{AB}^{inel}(b_c) = \int_0^{b_c} (2\pi b) \cdot (1 - (1 - \sigma_{NN} \cdot T_{AB}(b))^{AB}) \cdot db. \quad (6)$$

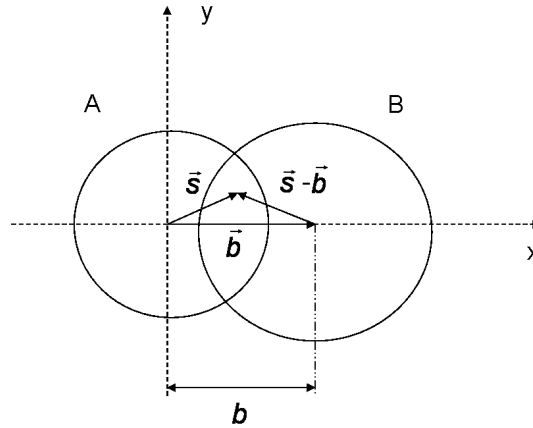


FIGURE 2 – Géométrie d'une collision entre deux noyaux ( $A$  et  $B$ ) dans le plan transverse aux faisceaux  $(x, y)$ .

Pour les processus durs, c'est à dire les collisions énergétiques entre partons (quarks et gluons), la section efficace  $\sigma_{NN}$  devient  $\sigma_{NN}^{hard}$ . Cette section efficace peut être calculée en pQCD. La section efficace  $\sigma_{NN}^{hard}$  est assez petite pour permettre le développement de l'équation 6 en série de  $\sigma_{NN}^{hard} T_{AB}$ . On obtient alors la section efficace des processus durs dans une collision entre noyaux  $A$  et  $B$  en fonction du paramètre d'impact :

$$\sigma_{AB}^{hard}(b_c) \approx \int_0^{b_c} (2\pi b) \cdot \sigma_{NN}^{hard} \cdot AB \cdot T_{AB}(b) \cdot db. \quad (7)$$

Notons que, pour une collision "minimum bias" ( $b_c \rightarrow +\infty$ ), nous avons  $\sigma_{AB}^{hard}(+\infty) = AB \cdot \sigma_{NN}^{hard}$ . Finalement on peut en déduire le nombre de processus durs par événement inélastique dans une collision Plomb-Plomb :

$$N_{AB}^{hard}(b_c) = \frac{\sigma_{AB}^{hard}(b_c)}{\sigma_{AB}^{inel}(b_c)} = \mathcal{R}(b_c) \sigma_{NN}^{hard}. \quad (8)$$

D'après les équations 6 et 7, le facteur  $\mathcal{R}(b_c)$  vaut :

$$\mathcal{R}(b_c) = \frac{\int_0^{b_c} b \cdot AB \cdot T_{AB}(b) \cdot db}{\int_0^{b_c} b \cdot (1 - (1 - \sigma_{NN} \cdot T_{AB}(b))^{AB}) \cdot db} \quad (9)$$

Par ailleurs, le modèle de Glauber permet de déduire le nombre moyen de processus durs  $\langle N_{coll} \rangle$  en fonction de la coupure sur le paramètre d'impact ( $b_c$ ) :

$$\langle N_{coll} \rangle (b_c) = \sigma_{NN} \times \mathcal{R}(b_c). \quad (10)$$

Le modèle de Glauber permet également d'appliquer les calculs précédents à des collisions proton-noyau et permet de calculer le nombre de participants dans une collision (proton-noyau ou noyau-noyau). Dans cette section, seuls les cas de  $N_{AB}^{hard}$  (équation 8) et  $\langle N_{coll} \rangle$  (équation 10) ont été traités puisqu'ils sont nécessaires pour comprendre les résultats du chapitre 6.

## .5 La Saturation de gluons

La figure 3 (gauche) montre la fonction de densité de gluons ( $xG(x, Q^2) = dN^{gluons}/dy$ ) en fonction de la variable de Bjorken ( $x$ ). La variable de Bjorken représente la fraction d'impulsion du nucléon portée par les partons le composant. La fonction de densité de gluons a été obtenue à partir de travaux sur les diffusions profondément inélastiques d'électrons sur des nucléons (DIS). Ces travaux ont été réalisés par la collaboration HERA [236]. La figure 3 (gauche) indique une augmentation exponentielle de la densité de gluons quand  $x$  diminue. La densité de gluons augmente également avec le quadriment maximal ( $Q^2$ ) transféré de l'électron aux partons composant le nucléon. Cette augmentation est universelle. Elle est liée à la nature non Abélienne de la QCD<sup>10</sup>. A basse énergie, la densité de gluons est peu élevée (figure 3 : droite, haut). A haute énergie quand la densité de gluons est suffisamment

10. La nature non Abélienne de la QCD peut être expliquée de façon euristique : comme les gluons portent une charge de couleur, ils interagissent entre eux et avec eux-même.

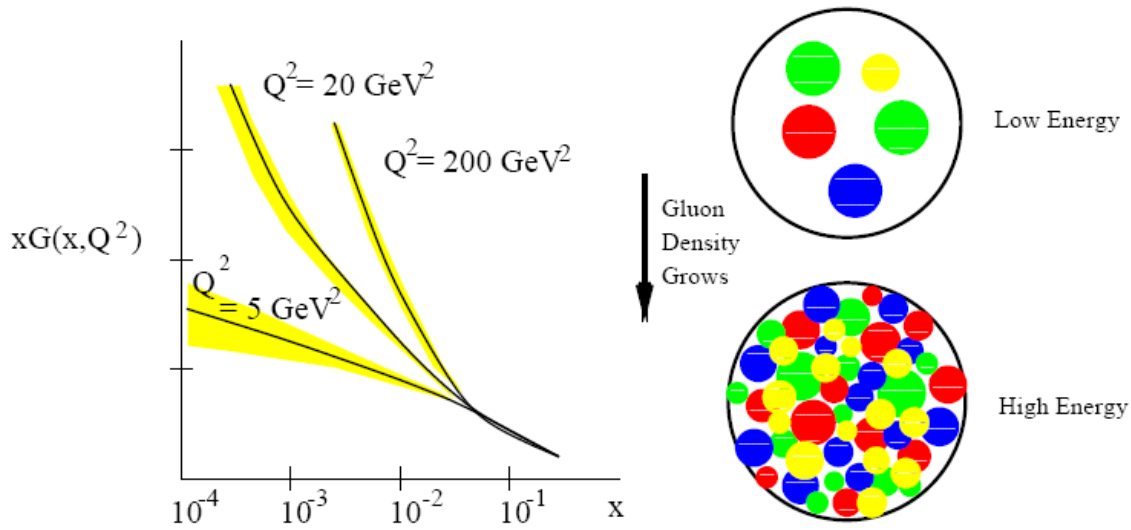


FIGURE 3 – Gauche : Densité de gluons en fonction de la variable de Bjorken  $x$  et du moment de transfert  $Q^2$ . Droite : Vue de face de la saturation de gluons quand l'énergie augmente dans un nucléon.

importante, les gluons se chevauchent (figure 3 : droite, bas). Il se produit alors des phénomènes d'interférences multiples entre les fonctions d'onde des gluons. Quand les interférences sont constructives on parle de "shadowing", quand elles sont destructives on parle d'"antishadowing". Ainsi, lorsque l'on augmente l'énergie dans le centre de masse des collisions hadroniques, le "shadowing" ("antishadowing") entraîne une saturation (augmentation) des sections efficaces de production. Si on considère un  $x$  fixé, ces phénomènes apparaissent pour un quadrimoment de transfert de saturation  $Q_s^2$ . Suivant la valeur de  $Q^2$  par rapport à  $Q_s^2$ , il existe alors deux régimes physiques distincts décrits par deux théories particulières :

- Quand  $Q^2$  est inférieur à  $\sim 10^3$  ( $Q^2 \ll Q_s^2$ ), les gluons sont suffisamment éparpillés dans le nucléon pour fragmenter en "jets". Ce domaine de la physique est décrit par des théories de QCD perturbatives comme la DGLAP<sup>11</sup> ;
- Quand  $Q^2 < 5 \text{ GeV}^2$  et  $x < 10^{-3}$  ( $Q^2 \gg Q_s^2$ )<sup>12</sup>, la densité de gluons sature. Ce régime physique peut être décrit par le formalisme du "Color Glass Condensate" (CGC)[38]. Il s'agit d'une théorie des champs de gluons classique. La théorie classique permet de rendre compte de la cohérence entre les fonctions d'onde des gluons. Il existe une analogie entre le CGC et les verres (glass) comme la silice. Dans la silice les molécules sont aussi désordonnées que dans un liquide, pourtant leurs interactions mettent en jeu des échelles temporelles courtes comme dans un solide. Il existe donc une certaine cohérence entre les fonctions d'onde des molécules. Dans le CGC, les gluons sont l'analogie des molécules dans la silice. Notons que le terme "condensate" fait référence à la

11. Dokshitzer Gribov Lipatov Altarelli Parisi.

12. Au LHC, ces conditions devraient être réunies.

densité importante de gluons dans le CGC. Le terme "color" fait référence à la charge de couleur des gluons.



# Bibliographie

- [1] <http://www.astronomynow.com/news/n1004/15neutron/>
- [2] [http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/PR\\_display.asp?prID=1075](http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/PR_display.asp?prID=1075)
- [3] W. Scheid, H. Muller and W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 741.
- [4] G. F. Chapline, M. H. Johnson, E. Teller and M. S. Weiss, Phys. Rev. D **8** (1973) 4302.
- [5] F. Karsch, Lect. Notes Phys. **583** (2002) 209 [arXiv :hep-lat/0106019].
- [6] F. Wilczek, Rev. Mod. Phys. **71** (1999) S85-S95 [hep-th/9803075]
- [7] S. K. Shinha, Introduction to Statistical Mechanics (2005), ISBN : 978-8-173-19717-8
- [8] C. Gatttringer, C. B. Lang, Temperature and chemical potential (2009), ISBN : 978-3-642-01849-7
- [9] P. Haensel, A. Y. Potekhin, D. G. Yakovlev, Neutron Stars (2007), ISBN : 978-0-387-47301-7
- [10] B. C. Barrois, Nucl. Phys. B **129** (1977) 390.
- [11] S. C. Frautschi, *Proc. of the Workshop on Hadronic Matter at Extreme energy density*, edited by Cabbibo (Erice, Italy), (1978).
- [12] L. N. Cooper, Phys. Rev. **104** (1956) 1189.
- [13] M. G. Alford, A. Schmitt, K. Rajagopal and T. Schafer, arXiv :0709.4635 [hep-ph] (2007).
- [14] G. Hasinger, *Muenchen, Germany : Goldmann (2009) 288 p*
- [15] P. W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132.
- [16] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, Phys. Lett. B **47** (1973) 365.
- [17] S. I. Tomonaga, AAPPS Bull. **16** (2006) 5.
- [18] O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 598.
- [19] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380.
- [20] V. E. Barnes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 204.
- [21] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343.
- [22] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346.
- [23] S. Bethke, Prog. Part. Nucl. Phys. **58** (2007) 351 [arXiv :hep-ex/0606035].



- [24] F. Halzen and A. D. Martin, *New York, Usa : Wiley ( 1984) 396p*
- [25] M. Knecht, *Une introduction à la symétrie chirale*, Ecole Joliot-Curie, 1998.  
<http://www.cenbg.in2p3.fr/heberge/EcoleJoliotCurie/coursJC/JOLIOT-CURIE>
- [26] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn and V. F. Weisskopf, *Phys. Rev. D* **9** (1974) 3471.
- [27] T. A. DeGrand, R. L. Jaffe, K. Johnson and J. E. Kiskis, *Phys. Rev. D* **12** (1975) 2060.
- [28] M. Buballa, *Phys. Rept.* **407** (2005) 205 [arXiv :hep-ph/0402234].
- [29] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122**, 345 (1961).
- [30] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **124** (1961) 246.
- [31] J. Moreira, B. Hiller, A. A. Osipov and A. H. Blin, arXiv :1001.3565 [hep-ph].
- [32] P. Braun-Munzinger and J. Wambach, arXiv :0801.4256v2 [hep-ph] (2009)
- [33] F. Karsch, *Nucl. Phys. A* **698** (2002) 199 [arXiv :hep-ph/0103314].
- [34] C. R. Allton, S. Ejiri, S. J. Hands, O. Kaczmarek, F. Karsch, E. Laermann and C. Schmidt, *Phys. Rev. D* **68** (2003) 014507 [arXiv :hep-lat/0305007].
- [35] Z. Fodor and S. D. Katz, *Phys. Lett. B* **534** (2002) 87 [arXiv :hep-lat/0104001].
- [36] O. Philipsen, *PoS LAT2005* (2006) 016.
- [37] J. D. Bjorken, *Phys. Rev. D* **27** (1983) 140.
- [38] M. Gyulassy and L. McLerran, *Nucl. Phys. A* **750** (2005) 30 [arXiv :nucl-th/0405013].
- [39] T. Matsui and H. Satz, *Phys. Lett. B* **178** (1986) 416.
- [40] A. Andronic, F. Beutler, P. Braun-Munzinger, K. Redlich and J. Stachel, *Phys. Lett. B* **678** (2009) 350 [arXiv :0904.1368 [hep-ph]].
- [41] R. L. Thews, M. Schroedter and J. Rafelski, *Phys. Rev. C* **63** (2001) 054905 [arXiv :hep-ph/0007323].
- [42] D. d'Enterria and B. Betz, *Lect. Notes Phys.* **785** (2010) 285.
- [43] T. Hirano, S. Muroya and M. Namiki, *Prog. Theor. Phys.* **98** (1997) 129 [arXiv :hep-ph/9612234].
- [44] I. Tserruya, arXiv :0903.0415 [nucl-ex].
- [45] J. Rafelski, *Eur. Phys. J. ST* **155** (2008) 139 [arXiv :0710.1931 [nucl-th]].
- [46] S. Soff *et al.*, *Phys. Lett. B* **471** (1999) 89 [arXiv :nucl-th/9907026].
- [47] C. M. Hung and E. V. Shuryak, *Phys. Rev. C* **57** (1998) 1891 [arXiv :hep-ph/9709264].
- [48] A. Andronic, P. Braun-Munzinger and J. Stachel, *Nucl. Phys. A* **772** (2006) 167 [arXiv :nucl-th/0511071].
- [49] F. Becattini, M. Gazdzicki, A. Keranen, J. Manninen and R. Stock, *Phys. Rev. C* **69** (2004) 024905 [arXiv :hep-ph/0310049].

- [50] F. Becattini, J. Manninen and M. Gazdzicki, Phys. Rev. C **73** (2006) 044905 [arXiv :hep-ph/0511092].
- [51] P. Braun-Munzinger, K. Redlich and J. Stachel, arXiv :nucl-th/0304013.
- [52] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27** (1983) 140.
- [53] <http://cdsweb.cern.ch/record/1067488/files/cer-002723549.pdf>
- [54] [http://dde.web.cern.ch/dde/cms\\_hi/glauber/glauber\\_lhc.htm](http://dde.web.cern.ch/dde/cms_hi/glauber/glauber_lhc.htm)
- [55] S. Margetis *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3814.
- [56] M. M. Aggarwal *et al.* [WA98 Collaboration], Eur. Phys. J. C **18** (2001) 651 [arXiv :nucl-ex/0008004].
- [57] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A **757** (2005) 102 [arXiv :nucl-ex/0501009].
- [58] Déclaration datant du 14 février 2000 par Luciano Maiani le directeur du CERN de l'époque : [http://bullarchive.web.cern.ch/bullarchive/0007/art1/Text\\_E.html](http://bullarchive.web.cern.ch/bullarchive/0007/art1/Text_E.html)
- [59] M. C. Abreu *et al.* [NA50 Collaboration], Phys. Lett. B **477** (2000) 28.
- [60] R. Araldi *et al.* [NA60 Collaboration], arXiv :0706.4361v1 [nucl-ex].
- [61] L. Kluberg and H. Satz, arXiv :0901.3831v1 [hep-ph].
- [62] T. Virgili *et al.* [NA57 Collaboration], arXiv :hep-ex/0405052.
- [63] K. Redlich, S. Hamieh and A. Tounsi, J. Phys. G **27** (2001) 413.
- [64] M. M. Aggarwal *et al.* [WA98 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3595 [arXiv :nucl-ex/0006008].
- [65] G. Agakichiev *et al.* [CERES Collaboration], Eur. Phys. J. C **41** (2005) 475 [arXiv :nucl-ex/0506002].
- [66] H. van Hees and R. Rapp, arXiv :hep-ph/0604269.
- [67] E. Scomparin for NA60, Quark Matter (2005)
- [68] O. Drapier, Habilitation à diriger les recherches, tel-00001409, version 1 (1998) <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00001409/fr/>
- [69] M. Gonin, La Recherche **357** (2002) 22
- [70] Déclaration datant du 18 avril 2005 par Raymond L. Orbach le directeur du "DOE office of science" : [http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/pr\\_display.asp?prid=05-38](http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/pr_display.asp?prid=05-38)
- [71] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Lett. B **655** (2007) 104 [arXiv :nucl-ex/0703040].
- [72] H. Y. Yang [BRAHMS Collaboration], Czech. J. Phys. **56** (2006) A27.
- [73] B. B. Back *et al.*, Nucl. Phys. A **757** (2005) 28 [arXiv :nucl-ex/0410022].
- [74] I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], Phys. Lett. B **650** (2007) 219 [arXiv :nucl-ex/0610021].
- [75] A. Adare *et al* [PHENIX Collaboration], [arXiv :nucl-ex/1005.1627v2]

- [76] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304 [arXiv :nucl-ex/0306024].
- [77] P. Huovinen, P. F. Kolb, U. W. Heinz, P. V. Ruuskanen and S. A. Voloshin, Phys. Lett. B **503** (2001) 58 [arXiv :hep-ph/0101136].
- [78] M. D. Oldenburg [STAR Collaboration], J. Phys. G **31** (2005) S437 [arXiv :nucl-ex/0412001].
- [79] B. Muller, Acta Phys. Polon. B **38** (2007) 3705 [arXiv :0710.3366 [nucl-th]].
- [80] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 172301 [arXiv :nucl-ex/0611018].
- [81] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. C **77** (2008) 024912 [Erratum-ibid. C **79** (2009) 059901] [Adare :2007gn].
- [82] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich and J. Stachel, arXiv :1002.4441 [nucl-th].
- [83] D. G. d'Enterria and D. Peressounko, Eur. Phys. J. C **46** (2006) 451 [arXiv :nucl-th/0503054].
- [84] J. Schukraft, Pramana **57** (2001) 345 [Nucl. Phys. A **698** (2002) 287].
- [85] B. Alessandro *et al.* [ALICE Collaboration], J. Phys. G **32** (2006) 1295.
- [86] D. E. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 241804 [arXiv :hep-ex/0307080].
- [87] M. Cacciari, S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, JHEP **0407** (2004) 033 [arXiv :hep-ph/0312132].
- [88] J. P. Lansberg, Int. J. Mod. Phys. A **21** (2006) 3857 [arXiv :hep-ph/0602091].
- [89] C. H. Chang, Nucl. Phys. B **172** (1980) 425.
- [90] R. Baier and R. Ruckl, Z. Phys. C **19** (1983) 251.
- [91] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], Eur. Phys. J. C **27** (2003) 173 [arXiv :hep-ex/0211011].
- [92] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. C **25** (2002) 25 [arXiv :hep-ex/0205064].
- [93] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 232002 [arXiv :hep-ex/0611020].
- [94] C. L. da Silva [PHENIX Collaboration], Nucl. Phys. A **830** (2009) 227C [arXiv :0907.4696 [nucl-ex]].
- [95] S. J. Brodsky and J. P. Lansberg, arXiv :0908.0754 [hep-ph].
- [96] P. Artoisenet, J. M. Campbell, J. P. Lansberg, F. Maltoni and F. Tramontano, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 152001 [arXiv :0806.3282 [hep-ph]].
- [97] D. E. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 161802.
- [98] CDF Collaboration, Public Note 07-10-18, 2007
- [99] P. Artoisenet, F. Maltoni and T. Stelzer, JHEP **0802** (2008) 102 [arXiv :0712.2770 [hep-ph]].

- [100] J. P. Lansberg, Eur. Phys. J. C **61** (2009) 693 [arXiv :0811.4005 [hep-ph]].
- [101] C. Lansberg, ECT Trento July 2008
- [102] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and C. A. Salgado, “The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications,” Eur. Phys. J. C **9** (1999) 61 [arXiv :hep-ph/9807297].
- [103] K. J. Eskola, H. Paukkunen and C. A. Salgado, “An improved global analysis of nuclear parton distribution functions including RHIC data,” JHEP **0807** (2008) 102 [arXiv :0802.0139 [hep-ph]].
- [104] D. de Florian and R. Sassot, “Nuclear parton distributions at next to leading order,” Phys. Rev. D **69** (2004) 074028 [arXiv :hep-ph/0311227].
- [105] M. Hirai, S. Kumano and T. H. Nagai, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **139** (2005) 21 [arXiv :hep-ph/0408135].
- [106] D. Kharzeev, Y. V. Kovchegov and K. Tuchin, Phys. Rev. D **68** (2003) 094013 [arXiv :hep-ph/0307037].
- [107] E. Scomparin [NA60 Collaboration], J. Phys. G **34** (2007) S463 [arXiv :nucl-ex/0703030].
- [108] B. Alessandro *et al.* [NA50 Collaboration], Eur. Phys. J. C **48** (2006) 329 [arXiv :nucl-ex/0612012].
- [109] M. J. Leitch *et al.* [FNAL E866/NuSea collaboration], Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3256 [arXiv :nucl-ex/9909007].
- [110] M. C. Abreu *et al.* [NA50 Collaboration], Phys. Lett. B **450** (1999) 456.
- [111] R. Vogt, Phys. Rev. C **61** (2000) 035203 [arXiv :hep-ph/9907317].
- [112] B. Kopeliovich, A. Tarasov and J. Hufner, Nucl. Phys. A **696** (2001) 669 [arXiv :hep-ph/0104256].
- [113] R. Granier de Cassagnac, J. Phys. G **36** (2009) 064024 [arXiv :0901.1647 [hep-ph]].
- [114] D. M. Alde *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 133.
- [115] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 122301 [arXiv :0801.0220 [nucl-ex]].
- [116] J. J. Aubert *et al.* [E598 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404.
- [117] J. E. Augustin *et al.* [SLAC-SP-017 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406.
- [118] S. W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [119] S. Jacobs, M. G. Olsson and C. Suchyta, Phys. Rev. **33** (1986) 3338. Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [120] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane and T. M. Yan, Phys. Rev. D **17** (1978) 3090 [Erratum-ibid. D **21** (1980) 313].
- [121] H. Satz, J. Phys. G **32** (2006) R25 [arXiv :hep-ph/0512217].

- [122] E. Scomparin [NA60 Collaboration], Nucl. Phys. A **830** (2009) 239C [arXiv :0907.3682 [nucl-ex]].
- [123] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 232301 [arXiv :nucl-ex/0611020].
- [124] N. Armesto *et al.*, J. Phys. G **35** (2008) 054001 [arXiv :0711.0974 [hep-ph]].
- [125] A. Capella, L. Bravina, E. G. Ferreira, A. B. Kaidalov, K. Tywoniuk and E. Zabrodin, Eur. Phys. J. C **58** (2008) 437 [arXiv :0712.4331 [hep-ph]].
- [126] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438 [Yad. Fiz. **15** (1972) 781].
- [127] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze and S. I. Troian, J. Phys. G **17** (1991) 1602.
- [128] S. Peigné and A. V. Smilga, arXiv :0810.5702 [hep-ph]
- [129] N. Armesto, A. Dainese, C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, Phys. Rev. D **71** (2005) 054027 [arXiv :hep-ph/0501225].
- [130] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne and D. Schiff, Nucl. Phys. B **483** (1997) 291 [arXiv :hep-ph/9607355].
- [131] D. d'Enterria, arXiv :0902.2011 [nucl-ex]
- [132] Z. Conesa del Valle, A. Dainese, H. T. Ding, G. Martinez Garcia and D. C. Zhou, Phys. Lett. B **663** (2008) 202 [arXiv :0712.0051 [hep-ph]].
- [133] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 032301 [arXiv :nucl-ex/0510047].
- [134] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 192301 [arXiv :nucl-ex/0607012].
- [135] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 172302 [arXiv :nucl-ex/0305015].
- [136] P. R. Sorensen and X. Dong, Phys. Rev. C **74** (2006) 024902 [arXiv :nucl-th/0512042].
- [137] G. Martinez-Garcia, S. Gadrat and P. Crochet, Phys. Lett. B **663** (2008) 55 [Phys. Lett. B **666** (2008) 533] [arXiv :0710.2152 [hep-ph]].
- [138] A. Accardi, F. Arleo, W. K. Brooks, D. D'Enterria and V. Muccifora, Riv. Nuovo Cim. **032** (2010) 439 [arXiv :0907.3534 [nucl-th]].
- [139] A. Adil and I. Vitev, Phys. Lett. B **649** (2007) 139 [arXiv :hep-ph/0611109].
- [140] N. Armesto, M. Cacciari, A. Dainese, C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, Phys. Lett. B **637** (2006) 362 [arXiv :hep-ph/0511257].
- [141] R. Rapp, H. Van Hees, arXiv :hep-ph/0903.1096v2
- [142] H. van Hees, V. Greco and R. Rapp, Phys. Rev. C **73** (2006) 034913 [arXiv :nucl-th/0508055].
- [143] G. D. Moore and D. Teaney, Phys. Rev. C **71** (2005) 064904 [arXiv :hep-ph/0412346].

- [144] J. Casalderrey-Solana and D. Teaney, Phys. Rev. D **74** (2006) 085012 [arXiv :hep-ph/0605199].
- [145] E. Shuryak, Nucl. Phys. A **783** (2007) 39.
- [146] *et al.* [ALICE Collaboration], Eur. Phys. J. C **65** (2010) 111 [arXiv :0911.5430 [hep-ex]].
- [147] ATLAS Collaboration : G. Aad *et al.*, Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics (2009), arXiv :0901.0512v4
- [148] G. L. Bayatian *et al.* [CMS Collaboration], J. Phys. G **34** (2007) 995.
- [149] N. Harnew [LHCb Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **408** (1998) 137.
- [150] K. Aamodt *et al* [ALICE Collaboration] 2008 JINST 3 S08002.
- [151] ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3, décembre 1995.
- [152] P. Pillot, PhD thèse, 51-2005 Université Claude Bernard (2005)
- [153] C. Finck *et al.* [ALICE Muon Spectrometer Collaboration], J. Phys. : Conf. Ser. **50** (2006) 397-401
- [154] J. Castillo Castellanos, PWG3-MUON, 14 Décembre 2009  
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=10&resId=0&materialId=slides&confId=74750>
- [155] L. Aphecetche *et al.*, **ALICE-INT-2009-044**
- [156] F. Guérin, PhD Thesis, PCCF T 0606, Université Blaise Pascal (Clermont-Ferrand)
- [157] Z. Conesa Del Valle, PhD thesis ED 366-312, Nantes University (2009)
- [158] B. Forestier, PhD Thesis, PCCF T 0305, Université Blaise Pascal (Clermont-Ferrand)
- [159] C. Amsler *et al.* [Particle Data Group], Phys. Lett. B **667** (2008) 1.
- [160] G. Chabratova *et al.*, Development of the Kalman filter for tracking in the forward muon spectrometer of ALICE, ALICE collaboration internal note **ALICE-INT-2003-002**
- [161] G. Chabratova *et al.*, Further development of the Kalman filter for the muon spectrometer of ALICE and its comparison with the default method, ALICE collaboration internal note **ALICE-INT-2003-053**
- [162] F. Carminati *et al.* [ALICE Collaboration], J. Phys. G **30** (2004) 1517.
- [163] <http://aliceinfo.cern.ch/Offline/Detectors/DimuonOffline.html>
- [164] ALICE Collaboration, ALICE Computing TDR 012, CERN-LHCC-2005-018 (2005).
- [165] <http://aliceinfo.cern.ch/Offline>
- [166] Rene Brun and Fons Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP 96
- [167] <http://root.cern.ch/>.

- [168] Geant : Detector description and simulation tool, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994)
- [169] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
- [170] FLUKA : a multi-particle transport code, A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, and P.R. SALA, CERN-2005-10, IFN/TC 05/11,SLAC-R-733 (2005).
- [171] <http://www.fluka.org/>
- [172] <http://www.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>
- [173] HERWIG 6.5, G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour and B.R. Webber, JHEP 0101 (2001) 010 [hep-ph/0011363] (2001); hep-ph/0210213 (2002)
- [174] <http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/>
- [175] HIJING 1.0 : A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions, with M. Gyulassy and X.N. Wang nucl-th/9502021 Comp. Phys. Comm. 83, 307 (1994).
- [176] <http://www-nsdth.lbl.gov/xnwang/hijing/>
- [177] ALICE Collaboration, Trigger, Data Acquisition, High Level rigge, Control System TDR 010, CERNLHCC2003062, ALICE-DOC-2004-001 v.2(2004).
- [178] D. E. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **71** (2005) 032001 [arXiv :hep-ex/0412071].
- [179] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4358.
- [180] S. Grigoryan, Contribution of Secondary Pi/K Mesons, produced in the absorber, into the Dimuon Background in Pb-Pb Collisions, ALICE Internal Note 2002-006 (2002).
- [181] <http://pcaliweb02.cern.ch/Collaboration/Physics/PWG3/index.html>
- [182] B. Becker *et al.*, ALICE Dimuon High-Level Trigger, **ALICE-INT-2007-022**
- [183] F. Manso *et al.*, A first algorithm for a dimuon High-Level Trigger, **ALICE-INT-2002-04**
- [184] Proceeding pour IEEE Nuclear Science Symposium, Puerto Rico, October 23-29, 2005 P. Rosnet,  
<http://hal.archives-ouvertes.fr/docs/00/04/46/25/PDF/rosnet.pdf>
- [185] J. Castillo, "Alignment of the ALICE MUON spectrometer"  
<http://cdsweb.cern.ch/record/1047110/files/p127.pdf>
- [186] P. Pillot *et al.*, **ALICE-INT-2005-020**
- [187] Z. Conesa Del Valle *et al.*, **ALICE-INT-2009-005**
- [188] F. Gu erin *et al.*, **ALICE-INT-2006-0002**
- [189] J. Baines *et al.*, arXiv :hep-ph/0601164
- [190] M. Cacciari, arXiv :hep-ph/0407187
- [191] M.L. Mangano, AIP Conf. Proc. **753** (2005) 247 [arXiv :hep-ph/0411020]

- [192] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 062301 [arXiv :nucl-ex/0407006].
- [193] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 032001 [arXiv :hep-ex/0508034].
- [194] C. Albajar *et al.* [UA1 Collaboration], Phys. Lett. B **213** (1988) 405.
- [195] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 500.
- [196] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Lett. B **487** (2000) 264 [arXiv :hep-ex/9905024].
- [197] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **79** (2009) 092003 [arXiv :0903.2403 [hep-ex]].
- [198] F. Antinori *et al.*, ALICE collaboration internal note **ALICE-INT-2005-33**
- [199] F. Antinori *et al.*, ALICE collaboration internal note **ALICE-INT-2006-015**
- [200] R. Guernane *et al.*, ALICE collaboration internal note **ALICE-INT-2005-018**
- [201] L. Manceau, X. Zhang, N. Bastid, P. Crochet, S. Grigoryan, D.C. Zhou , ALICE collaboration internal note **ALICE-INT-2010-004**
- [202] M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl. Phys. B **373** (1992) 295.
- [203] Z. Conesa Del Valle *et al.*, **ALICE-INT-2006-021**
- [204] Z. Conesa del Valle [ALICE Collaboration], Eur. Phys. J. C **49** (2007) 149 [arXiv :nucl-ex/0609027].
- [205] T. Sjostarand, L. Lonnblad and S. Mrenna, arXiv :hep-ph/0108264
- [206] N. Le Bris, F. Yermia, D. Stocco, L. Aphecetche, G. Batigne, G. Martinez and P. Pillot, ALICE collaboration internal note **ALICE-INT-200- (publication à venir)**
- [207] W. M. Yao *et al.* [Particle Data Group], J. Phys. G **33** (2006) 1.
- [208] D. Stocco, PhD thesis ED 366-312, Torino University (2009)  
<http://personalpages.to.infn.it/stocco/work/education/phdThesis/phdThesis.pdf>
- [209] A. Morsch and D. Stocco, ALICE collaboration internal note **ALICE-INT-2006-27**
- [210] D. Stump, J. Huston, J. Pumplin, W. K. Tung, H. L. Lai, S. Kuhlmann and J. F. Owens, JHEP **0310** (2003) 046 [arXiv :hep-ph/0303013].
- [211] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **28** (2003) 455 [arXiv :hep-ph/0211080].
- [212] S. Alekhin, Phys. Rev. D **68** (2003) 014002 [arXiv :hep-ph/0211096].
- [213] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P. M. Zerwas, Phys. Rev. D **27** (1983) 105.
- [214] X. Lopez, PWG3-MUON 15 Dec. 2009  
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=1&resId=0&materialId=slides&confId=74752>



- [215] ALICE Dimuon Collaboration, DIMUONnet report (2008)
- [216] R. J. Glauber and G. Matthiae, Nucl. Phys. B **21** (1970) 135.
- [217] T. Wibig and D. Sobczynska, J. Phys. G **24** (1998) 2037 [arXiv :hep-ph/9809494].
- [218] E. G. Ferreiro, F. Fleuret, J. P. Lansberg and A. Rakotozafindrabe, “Cold nuclear matter effects on J/psi production : intrinsic and extrinsic transverse momentum effects,” Phys. Lett. B **680** (2009) 50 [arXiv :0809.4684 [hep-ph]].
- [219] A. Dainese, C. Loizides and G. Paic, Eur. Phys. J. C **38** (2005) 461 [arXiv :hep-ph/0406201].  
Paper 1 to 1 of 1
- [220] S. Grigoryan, ALICE collaboration internal note **ALICE-INT-2008-016**
- [221] M. D. Baker *et al.*, PHOBOS Coll., Nucl. Phys. A **715** (2003) 65; P. A. Steinberg *et al.*, PHOBOS Coll., *ibidem* p.490.
- [222] C. W. , H. deVries, and C. deVries, Atomic Data and Nuclear Data Tables. **14** (1974) 485
- [223] D. d’Enterria, arXiv :nucl-ex/0302016v3 (2004)
- [224] B. B. Back *et al.* [PHOBOS Collaboration], Phys. Rev. C **65** (2002) 061901 [arXiv :nucl-ex/0201005].
- [225] B. B. Back *et al.* [PHOBOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072302 [arXiv :nucl-ex/0306025].
- [226] R. Engel, Z. Phys. C **66** (1995) 203.
- [227] A. Dainese, Nucl. Phys. A **783** (2007) 417 [arXiv :nucl-ex/0609042].
- [228] Pages twiki du PWG3 muon : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/PWG3Muon>.
- [229] X. M. Zhang PWG3-MUON du 21 juin 2010.
- [230] E. Scomparin PWG3-MUON du 26 juin 2010.
- [231] J. Castillo Castellanos : Conférence internationale ICHEP : <http://ichep2010.fr/>
- [232] C. Buttar *et al.*, arXiv :hep-ph/0604120
- [233] N. Bastid, Présentation PWG3-MUON Mai 2009, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=59012>
- [234] N. Bastid, X. Zhang, Présentation PWG3-MUON Juillet 2009, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=64216>
- [235] R. Vogt, Heavy Ion Phys. **9** (1999) 339 [arXiv :nucl-th/9903051].
- [236] M. Kliemant, R. Sahoo, T. Schuster and R. Stock, arXiv :0809.2482 [nucl-ex]



## Résumé

Les calculs de chromodynamique quantique sur réseau prévoient, que pour un potentiel baryonique nul et une température de  $T \sim 173 \text{ MeV}$ , il devrait être possible d'observer une transition de la phase de la matière hadronique vers un plasma de quarks et de gluons. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes devraient permettre de mettre en évidence ce changement de phase. Les saveurs lourdes peuvent être utilisées pour sonder les premiers instants des collisions pendant lesquels la température est la plus élevée. Le LHC va permettre d'étudier les collisions entre noyaux de plomb et les collisions entre protons à une énergie jamais égalée :  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  ( $\sqrt{s_{NN}} = 14 \text{ TeV}$ ) pour le plomb (les protons). Le détecteur ALICE est dédié à l'étude des collisions d'ions lourds mais peut également mesurer les collisions entre protons. Il est équipé d'un spectromètre à muons conçu pour l'étude des saveurs lourdes. Cette thèse présente les performances du spectromètre pour la mesure de la section efficace de production inclusive des hadrons beaux (B) et charmés (D) dans les collisions proton-proton. La première étape de cette mesure consiste à extraire les distributions des muons de décroissance des hadrons B et D. L'étape suivante consiste à extrapoler les distributions aux sections efficaces de production inclusive des hadrons. Cette thèse contient également une étude préliminaire des performances du spectromètre pour la mesure du rapport de modification nucléaire et de l'observable associée nommée  $R^{B/D}$  dans les collisions plomb-plomb de centralité 0–10%. L'accent est porté sur les incertitudes et l'intervalle en impulsion transverse sur lequel ces observables pourront être mesurées.

**Mots-Clés :** Plasma de quarks et de gluons, saveurs lourdes, collisions d'ions lourds ultra-relativistes, LHC, ALICE, spectromètre à muons, section efficace de production inclusive, rapport de modification nucléaire.

## Abstract

Lattice quantum chromodynamics calculations predict a transition from the phase of hadronic matter to quark and gluon plasma for a temperature  $T \sim 173 \text{ MeV}$  and a vanishing baryonic potential. Ultra-relativistic heavy ion collisions allow to highlight this phase transition. Heavy flavours can be used to probe the first instants of the collisions where the temperature is the highest. The LHC will provide proton-proton and lead-lead collisions at unprecedented large energy ( $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  and  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  respectively). The ALICE detector is dedicated to heavy ion collisions but it can also measure proton-proton collisions. The detector includes a muon spectrometer. The spectrometer has been designed to measure heavy flavours. This PhD thesis presents the performance of the spectrometer to measure beauty hadrons (B) and charmed hadrons (D) inclusive production cross-section in proton-proton collisions. The first step of the measurement consists in extracting heavy hadron decayed muon distributions. The next step consists in extrapolating these distributions to heavy hadrons inclusive production cross-section. This PhD thesis also presents a preliminary study of the performance of the spectrometer for the measurement of the nuclear modification factor and the associated observable named  $R^{B/D}$  in 0–10% central heavy ions collisions. Uncertainties and transverse impulsion range of extraction of the observables have been investigated.

**Keywords :** Quark Gluon Plasma, heavy flavours, ultra-relativistic heavy ion collisions, LHC, ALICE, muons spectrometre, inclusive production cross-section, nuclear modification factor.