



**HAL**  
open science

# Sonde muonique et instrumentation associée pour l'étude du plasma de quarks et de gluons dans l'expérience ALICE

Fabien Guérin

► **To cite this version:**

Fabien Guérin. Sonde muonique et instrumentation associée pour l'étude du plasma de quarks et de gluons dans l'expérience ALICE. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2006. Français. NNT: . tel-00132781

**HAL Id: tel-00132781**

**<https://theses.hal.science/tel-00132781>**

Submitted on 22 Feb 2007

**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**  
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

**ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES**

**THESE**

présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR D'UNIVERSITE**  
(SPECIALITE : PHYSIQUE CORPUSCULAIRE)

par

**Fabien GUERIN**

Maître ès-Sciences, Diplômé d'Etudes Approfondies

**Sonde muonique et instrumentation associée pour  
l'étude du plasma de quarks et de gluons dans  
l'expérience ALICE**

Thèse soutenue le 30 novembre 2006, devant la commission d'examen :

Président :	M.	A.	BALDIT	
Examineurs :	M.	H.	BOREL	
	M.	P.	DUPIEUX	Directeur de thèse
	M.	G.	MARTINEZ	Rapporteur
	M.	A.	MUSSO	Rapporteur
	M.	P.	ROSNET	



*Cette thèse est dédiée à tous mes proches  
et plus particulièrement à mes parents.*



# Remerciements

Voici la page désormais traditionnelle des remerciements qui exprime ma reconnaissance et ma gratitude envers les personnes qui m'ont aidé tout au long de ce travail de thèse en espérant oublier personne.

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à Pascal Dupieux et à Philippe Rosnet pour avoir encadrer avec justesse cette thèse. Leur disponibilité et leurs nombreux conseils m'ont été d'une aide précieuse tout au long de la réalisation de ce travail. Mes remerciements vont également à Gines Martinez et à Alfredo Musso pour m'avoir fait l'honneur de juger mon travail de thèse en qualité de rapporteurs. Je voudrais remercier également Alain Baldit pour avoir présidé mon jury de thèse et Hervé Borel pour avoir participé à mon jury de thèse.

Je tiens à remercier les membres du groupe ALICE du laboratoire et plus particulièrement Rachid Guernane et Smbat Grigoryan pour leur aide concernant l'extraction des taux de production des états Upsilon ainsi que Philippe Crochet pour sa grande disponibilité et son assistance que ce soit pour les outils de simulations ou pour la physique des ions lourds.

Je tiens également à remercier les doctorants du laboratoire en particulier mes compagnons de bureau à savoir Ludo et Baptiste. Mes remerciements s'adressent également aux maîtres Jedi des ions lourds qui m'ont précédé Xabi, Seb, Fred, Benoit ainsi qu'à mes compagnons Padawan (ou Jedi) Arnaud, Benjamin, David, Eric, Fabien, Fabrice, Vincent L & G pour tous les bons moments (courtinade et autre) passés ensemble que ce soit au laboratoire avec les pauses café/tarot ou en dehors. Je remercie également Nicolleta et Alex pour leur bonne humeur ainsi que pour tous les bons petits plats qu'elles nous ont concoctées crêpes, raclettes, brownies et autre crumble. Je remercie également Fred (sockette et ganja) pour m'avoir supporté (dans les deux sens du terme) durant toute la période de rédaction du manuscrit de thèse.

Finalement, je tiens à faire un grand merci à mes parents et à mon frère qui m'ont soutenu et épaulé durant toutes ses années avec une mention spéciale pour ma maman qui s'est plié en quatre pour préparer le pot de thèse. Merci à vous tous.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>ix</b>
<b>1 Introduction à la physique du QGP</b>	<b>1</b>
1.1 Généralités	1
1.2 La Chromo-Dynamique Quantique (QCD)	2
1.2.1 Introduction	2
1.2.2 Le Lagrangien de QCD	3
1.2.3 La constante de couplage de QCD	4
1.3 Le plasma de quarks et de gluons	6
1.3.1 Le modèle du sac (« MIT Bag Model »)	6
1.3.2 La transition de phase en QCD	8
1.3.3 Le diagramme de phase de QCD	9
1.4 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes	10
1.4.1 L'évolution spatio-temporelle d'une collision	11
1.4.2 La centralité d'une collision	13
1.4.3 Les effets dans l'état initial	14
1.4.3.1 L'écrantage nucléaire ou « shadowing »	14
1.4.3.2 L'effet Cronin	15
1.4.3.3 Le « Color Glass Condensate » ou CGC	15
1.5 Les signatures du plasma de quarks et de gluons	17
1.5.1 Les observables globales	17
1.5.1.1 La multiplicité	17
1.5.1.2 La densité d'énergie	18
1.5.1.3 Modèle statistique de production de hadrons	20
1.5.2 La perte d'énergie des partons dans un milieu dense	20
1.5.2.1 La suppression des particules de haut $p_T$	21
1.5.2.2 La suppression des jets ou « jet quenching »	22
1.5.3 La suppression des quarkonia	23
1.5.3.1 Introduction	23
1.5.3.2 La production des quarks lourds	26
1.5.3.3 La production des quarkonia	27
1.5.3.4 Principaux résultats expérimentaux du SPS et du RHIC	29
<b>2 Le détecteur ALICE au LHC</b>	<b>37</b>
2.1 Le LHC	37
2.2 L'expérience ALICE	39
2.2.1 La partie centrale	42
2.2.1.1 L'ITS (« Inner Tracking System »)	42
2.2.1.2 La TPC (« Time Projection Chamber »)	43
2.2.1.3 Le TRD (« Transition Radiaton Detector »)	43



2.2.1.4	Le TOF (« Time Of Flight ») . . . . .	45
2.2.1.5	Le HMPID (« High Momentum Particle Identification Detector ») . . . . .	45
2.2.1.6	Le PHOS (« PHOton Spectrometer ») . . . . .	46
2.2.1.7	Le EMCAL (« ElectroMagnetic CALorimeter ») . . . . .	47
2.2.1.8	Récapitulatif des performances d'identification des sous- détecteurs de la partie centrale . . . . .	47
2.2.2	Les détecteurs à grande rapidité . . . . .	47
2.2.2.1	Les ZDC (« Zero Degree Calorimeter ») . . . . .	48
2.2.2.2	Le PMD (« Photon Multiplicity Detector ») . . . . .	48
2.2.2.3	Le FMD (« Forward Multiplicity Detector ») . . . . .	50
2.2.2.4	Le T0 . . . . .	50
2.2.2.5	Le V0 . . . . .	50
2.2.3	Le spectromètre à muons . . . . .	51
2.2.3.1	L'absorbeur frontal . . . . .	52
2.2.3.2	Le blindage du faisceau . . . . .	52
2.2.3.3	Le dipôle . . . . .	54
2.2.3.4	Les chambres de trajectographie . . . . .	54
2.2.3.5	Le filtre à muons . . . . .	54
2.2.3.6	Le système de déclenchement du spectromètre à muons . . . . .	55
2.2.4	Le système de déclenchement . . . . .	55
2.2.5	La DaQ (« Data acQuisition ») et le HLT (« High Level Trigger ») . . . . .	57
2.3	Le système de déclenchement du spectromètre à muons . . . . .	58
2.3.1	Introduction . . . . .	58
2.3.1.1	Rôle du « trigger » . . . . .	58
2.3.1.2	Principe du « trigger » . . . . .	58
2.3.1.3	Calcul du $p_T$ du muon (Calcul approché) . . . . .	58
2.3.2	Les RPC . . . . .	60
2.3.2.1	Introduction . . . . .	60
2.3.2.2	Principe de détection . . . . .	60
2.3.2.3	Les RPC d'ALICE . . . . .	60
2.3.3	La segmentation . . . . .	62
2.3.4	L'électronique de « Front-End » . . . . .	62
2.3.5	L'électronique de « trigger » . . . . .	64
2.3.5.1	L'électronique de « trigger » local . . . . .	66
2.3.5.2	L'électronique de « trigger » régional . . . . .	66
2.3.5.3	L'électronique de « trigger » global . . . . .	66
2.3.5.4	L'électronique de lecture . . . . .	67
<b>3</b>	<b>Analyse des tests sous faisceau d'une RPC</b> . . . . .	<b>69</b>
3.1	Introduction . . . . .	69
3.2	Le dispositif expérimental . . . . .	70
3.2.1	Description générale . . . . .	70
3.2.2	Caractéristiques de la RPC . . . . .	70
3.2.3	Caractéristiques des « strips » et du signal électrique . . . . .	72
3.3	Analyse des performances de la RPC . . . . .	74
3.3.1	Correction en température et en pression de la haute tension . . . . .	74
3.3.2	Analyse de l'homogénéité de l'efficacité de la RPC . . . . .	74
3.3.2.1	Efficacité de la RPC . . . . .	74
3.3.2.2	Homogénéité de l'efficacité de la RPC . . . . .	75

3.3.2.3	Sources d'inhomogénéités . . . . .	75
3.3.2.4	Carte d'efficacité à 80% en X et en Y . . . . .	77
3.3.3	Résolution spatiale . . . . .	79
3.3.4	Résolution temporelle . . . . .	80
3.4	Conclusion . . . . .	82
<b>4</b>	<b>Étude des performances du système de déclenchement</b>	<b>83</b>
4.1	Motivations . . . . .	83
4.2	Simulations Monte-Carlo . . . . .	84
4.3	Sources de muons . . . . .	84
4.3.1	Les différentes sources de muons . . . . .	84
4.3.2	Distributions en impulsion transverse et en rapidité . . . . .	85
4.3.2.1	Distribution en $(p_T, \eta)$ des pions ( $\pi$ ) et kaons (K) . . . . .	85
4.3.2.2	Distribution en $(p_T, \eta)$ des hadrons charmés et beaux . . . . .	88
4.3.2.3	Distributions en $(p_T, \eta)$ des résonances ( $\phi, J/\psi, \Upsilon$ ) . . . . .	90
4.4	Les performances du « trigger » . . . . .	91
4.4.1	Efficacité du « trigger » . . . . .	93
4.4.1.1	Efficacité du « trigger » pour des muons simples . . . . .	93
4.4.1.2	Efficacité du « trigger » pour les $(\pi/K) \rightarrow \mu$ , le charme et la beauté . . . . .	95
4.4.1.3	Efficacité du « trigger » pour le signal ( $\phi, J/\psi$ et $\Upsilon$ ) . . . . .	98
4.4.2	Taux de « trigger » . . . . .	101
4.4.2.1	Définition . . . . .	101
4.4.2.2	Probabilité de « trigger » . . . . .	101
4.4.2.3	Méthode d'obtention des taux de « trigger minimum bias » . . . . .	104
4.4.2.4	Nombre moyen de collisions inélastiques par seconde en fonction de la centralité . . . . .	104
4.4.2.5	Taux de production des différentes sources de muons en fonction de la centralité . . . . .	105
4.4.2.6	Génération des sources de muons . . . . .	106
4.4.2.7	Taux de « trigger minimum bias » sans effets combinatoires . . . . .	107
4.4.2.8	Taux de « trigger minimum bias » avec les effets combinatoires . . . . .	108
4.4.2.9	Remarques . . . . .	117
4.4.3	Taux d'occupation des chambres de « trigger » . . . . .	119
4.5	Conclusion . . . . .	121
<b>5</b>	<b>Extraction des taux de production des états Upsilon</b>	<b>125</b>
5.1	Motivations . . . . .	125
5.2	Génération des spectres en masse . . . . .	126
5.2.1	Sources de muons . . . . .	126
5.2.2	Réponse du détecteur . . . . .	126
5.2.3	Coupures et sélections . . . . .	127
5.2.4	Spectre en masse des dimuons de signes opposés . . . . .	127
5.2.4.1	Les quarkonia . . . . .	128
5.2.4.2	Le continuum corrélé . . . . .	128
5.2.4.3	Le continuum non-corrélé . . . . .	130
5.3	Extraction des taux de production . . . . .	130

5.3.1	Extraction des taux de production des états Upsilon . . . . .	131
5.3.2	Extraction simultanée des taux de production du charme corrélé, de la beauté corrélée et des quarkonia . . . . .	135
5.3.2.1	Fonctions de forme . . . . .	137
5.3.2.2	Ajustement global et taux de production . . . . .	140
5.4	Étude de la suppression des états Upsilon . . . . .	142
5.4.1	Introduction . . . . .	142
5.4.2	Présentation du modèle . . . . .	145
5.4.3	$\Upsilon'/\Upsilon$ en fonction de la centralité . . . . .	146
5.5	Conclusion . . . . .	147
<b>Conclusion</b>		<b>149</b>
<b>A Le modèle de GLAUBER</b>		<b>151</b>
A.1	Introduction . . . . .	151
A.2	Le noyau . . . . .	151
A.3	Collision proton-noyau . . . . .	152
A.4	Collision noyau-noyau . . . . .	153
<b>Liste des figures</b>		<b>163</b>
<b>Liste des tableaux</b>		<b>168</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>169</b>

# Introduction

Depuis plus de trente ans, les physiciens étudient le diagramme de phase de la matière nucléaire par l'intermédiaire des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. La matière nucléaire normale (proton, noyau) se compose de particules non-élémentaires composées elles-mêmes de quarks et de gluons. Or, ces derniers ne sont pas observés à l'état libre : ils sont toujours confinés à l'intérieur des hadrons. Si on place cette matière hadronique dans des conditions thermodynamiques extrêmes (haute température et/ou haute densité baryonique), le déconfinement des quarks et des gluons pourrait avoir lieu comme le prédit la théorie de la Chromo-Dynamique Quantique (QCD) et former un « plasma de quarks et de gluons ». Durant les premières micro-secondes après le « Big Bang », l'Univers se serait trouvé dans de telles conditions. Ensuite, du fait de son expansion, il aurait évolué vers l'Univers hadronique tel que nous le connaissons aujourd'hui. Ce nouvel état de la matière nucléaire, le plasma de quarks et de gluons, présente des caractéristiques différentes de celles de la phase hadronique. De ce fait, de nombreuses signatures théoriques ont été proposées depuis plus de vingt ans pour sa mise en évidence expérimentale. Une des signatures avancées par H. Satz et T. Matsui en 1986 est la suppression des quarkonia dans la phase plasma par écrantage de couleur. Le programme expérimental des collisions d'ions lourds ultra-relativistes a commencé dans les années 80 à l'AGS (« Alternating Gradient Synchrotron »), puis s'est poursuivi au SPS (« Super Proton Synchrotron »). Depuis 2000, le RHIC (« Relativistic Heavy Ion Collider ») continue ce programme de recherche et, à partir de 2007, le LHC (« Large Hadron Collider ») débutera son programme expérimental avec une énergie 28 fois supérieure à celle du RHIC. Les données obtenues par toutes ses expériences sont complémentaires car l'énergie des faisceaux est différente ce qui permet de sonder des régions différentes du diagramme de phase de la matière nucléaire.

Durant 20 ans d'exploration du diagramme de phase de la matière nucléaire, de nombreux indices de la formation d'une phase plasma ont déjà été observés dans ces expériences. Citons, par exemple, la suppression du  $J/\psi$  mise en évidence au SPS et la suppression des hadrons de haut  $p_T$  observée au RHIC. En 2000, l'ensemble des résultats obtenus au SPS a conduit les responsables des expériences à publier un communiqué de presse. Ce communiqué de presse indiquait qu'un nouvel état de la matière, où les quarks et les gluons sont déconfinés, avait été mis en évidence dans les collisions d'ions lourds au SPS. En 2005, les résultats obtenus durant les quatre premières années de prises de données au RHIC ont conduit à la diffusion d'un communiqué de presse. Ce communiqué annonçait, comme celui du SPS, la formation d'un état déconfiné de la matière nucléaire très dense et très chaud dans les collisions d'ions lourds constitués de quarks et de gluons. Ce nouvel état de la matière observé au RHIC se différencie de celui produit au CERN en raison de la forte interaction de ses constituants d'où le nom de sQGP pour « strongly interacting Quark-Gluon Plasma ». Cependant, il faut noter que certains aspects des données collectées au SPS et au RHIC sont encore incompris et que seul un ensemble de signatures pourra réellement signer et caractériser physiquement ce nouvel état de la matière.

Cette thèse est organisée de la manière suivante. Dans le chapitre 1, le contexte théorique et expérimental de la physique des collisions d'ions lourds ultra-relativistes sera introduit. Dans le chapitre 2, les caractéristiques du futur collisionneur LHC (« Large Hadron Collider ») et du détecteur ALICE (« A Large Ion Collider Experiment »), qui est le détecteur dédié à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, seront présentées. Les performances des sous-détecteurs de la partie centrale et du spectromètre à muons seront décrites également. Finalement, cette partie se terminera par une description détaillée du système de déclenchement du spectromètre à muons et de son électronique associée. Dans le chapitre 3, je présenterai l'analyse des performances d'une RPC (« Resistive Plate Chamber ») qui est la technologie de détection utilisée pour le système de déclenchement du spectromètre à muons. Les performances d'une RPC prototype ont été mesurées sous faisceau au CERN en 2003. Après une description du dispositif expérimental de ce test, une analyse des performances de cette RPC, et plus particulièrement de l'homogénéité de l'efficacité de détection, sera discutée. Dans le chapitre 4, l'étude des performances du système de déclenchement en terme d'efficacité et de fréquence de déclenchement, basée sur des simulations Monte-Carlo, sera présentée. Dans le chapitre 5, je décrirai une méthode d'extraction des taux de production des quarkonia à partir du spectre en masse invariante des paires de muons de signes opposés attendue après un mois de collisions Pb-Pb au LHC avec le spectromètre à muons. Les résultats obtenus seront ensuite discutés.

# Chapitre 1

## Introduction à la physique du plasma de quarks et de gluons

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Généralités</b>	<b>1</b>
<b>1.2</b>	<b>La Chromo-Dynamique Quantique (QCD)</b>	<b>2</b>
1.2.1	Introduction	2
1.2.2	Le Lagrangien de QCD	3
1.2.3	La constante de couplage de QCD	4
<b>1.3</b>	<b>Le plasma de quarks et de gluons</b>	<b>6</b>
1.3.1	Le modèle du sac (« MIT Bag Model »)	6
1.3.2	La transition de phase en QCD	8
1.3.3	Le diagramme de phase de QCD	9
<b>1.4</b>	<b>Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes</b>	<b>10</b>
1.4.1	L'évolution spatio-temporelle d'une collision	11
1.4.2	La centralité d'une collision	13
1.4.3	Les effets dans l'état initial	14
<b>1.5</b>	<b>Les signatures du plasma de quarks et de gluons</b>	<b>17</b>
1.5.1	Les observables globales	17
1.5.2	La perte d'énergie des partons dans un milieu dense	20
1.5.3	La suppression des quarkonia	23

---

### 1.1 Généralités

Depuis plus d'un siècle, les physiciens sondent la matière dans l'infiniment petit de manière à déterminer ses constituants élémentaires et à comprendre leur comportement. Aujourd'hui, on classe les particules élémentaires en deux familles : les fermions (particules de spin demi-entier) et les bosons (particules de spin entier). Les fermions sont les particules constitutives de la matière. Le proton, le neutron, l'électron et le neutrino appartiennent à cette famille. Les bosons, quant à eux, sont des particules échangées par les fermions pendant leur interaction. Quatre interactions fondamentales sont dénombrées à ce jour :

- l'interaction électromagnétique qui permet de comprendre des phénomènes comme l'électricité, le magnétisme, ou les ondes électromagnétiques. Cette interaction assure la cohésion des atomes et des molécules. Le photon, de masse nulle, est le

boson associé à cette interaction. La portée de cette interaction est infinie. Seules les particules chargées électriquement seront sensibles à l'interaction électromagnétique ;

- l'interaction nucléaire faible est responsable de la radioactivité  $\beta^\pm$  avec comme bosons associés, les bosons massifs  $W^\pm$  et  $Z^0$ . Cette interaction ne s'exerce qu'à des distances extrêmement courtes, de l'ordre de la taille d'un électron ( $10^{-18}$  m). Les particules, sensibles à l'interaction nucléaire faible, portent une charge faible ;
- l'interaction nucléaire forte assure la cohésion des noyaux atomiques. Le boson associé est le gluon. Sa portée se limite à la taille d'un proton ou d'un neutron (environ  $10^{-15}$  m). Les particules, sensibles à l'interaction nucléaire forte, portent une charge de couleur ;
- l'interaction gravitationnelle gouverne la dynamique de l'univers. Son boson associé, dont l'existence est encore hypothétique, est le graviton. Sa portée est également infinie. Toutes les particules sont sensibles à l'interaction gravitationnelle d'après la relation d'équivalence entre la masse et l'énergie  $E = mc^2$ .

Le Modèle Standard [1] incorpore les trois premières interactions et permet la description de la dynamique des particules élémentaires. L'interaction gravitationnelle, non incluse dans ce modèle, est cependant négligeable à l'échelle des constituants élémentaires. En effet, à l'échelle de l'atome, l'interaction gravitationnelle entre un électron et un proton est  $10^{40}$  plus faible que l'interaction électromagnétique.

Le Modèle Standard est construit sur des principes de symétrie et d'invariance qui caractérisent la dynamique des particules élémentaires. La théorie électromagnétique est édifée sur le groupe de symétrie  $U(1)$  qui assure ainsi la conservation de la charge électrique. L'interaction faible obéit quant à elle au groupe de symétrie  $SU(2)$ <sup>1</sup> permettant ainsi la conservation des courants faibles. Afin de conserver la charge de couleur, la théorie de l'interaction forte est construite sur le groupe de symétrie  $SU(3)_c$ .

On distingue deux classes de fermions, les leptons et les quarks, suivant les interactions auxquelles ils sont sensibles. Les leptons ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ , et leurs neutrinos associés  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ ) sont sensibles uniquement à l'interaction électrofaible (unification de la force électromagnétique et de la force nucléaire faible par Glashow, Salam et Weinberg), alors que les quarks ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$  et  $t$ ) sont sensibles à toutes les interactions y compris la force forte, puisqu'ils portent une charge de couleur contrairement aux leptons qui eux ne portent pas de charge de couleur. Outre les leptons et les quarks, il existe également d'autres particules appelées hadrons. Les hadrons sont des particules non élémentaires composées de quarks et/ou d'antiquarks. On distingue deux classes de hadrons suivant leur composition en quarks : les mésons ( $q\bar{q}$ ) qui sont composés d'un quark et d'un antiquark et les baryons qui sont composés de trois quarks ( $qqq$ ). Les hadrons sont neutres de couleur (blanc) vis-à-vis de l'interaction forte.

De nombreuses particules, prédites dans le cadre du Modèle Standard, ont été découvertes expérimentalement par la suite. Citons, par exemple, le quark charmé (1975), le gluon (1979), les bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  (1983) et le quark top (1995).

## 1.2 La Chromo-Dynamique Quantique (QCD)

### 1.2.1 Introduction

Suite à la découverte expérimentale du  $\Delta^{++}$ , hadron composé de 3 quarks « up » ( $uuu$ ) ayant chacun un spin  $+1/2$ , un nouveau degré de liberté, la charge de couleur,

---

<sup>1</sup> $SU(n)$  est un groupe de symétrie où les éléments du groupes sont des matrices unitaires  $n \times n$  de déterminant  $+1$ .

a été introduit par Greenberg [2] pour ne pas violer le principe d'exclusion de Pauli<sup>2</sup>. Il est également nécessaire d'introduire ce nouveau degré de liberté dans les calculs de section efficace de production des hadrons dans une collision électron-positron pour rendre compatible la théorie et l'expérience.

Les quarks possèdent ainsi une charge de couleur parmi les 3 couleurs possibles (Rouge, Vert et Bleu). La théorie quantique de l'interaction forte, la Chromo-Dynamique Quantique (QCD), est une théorie de jauge non-abélienne (théorie de Yang-Mills [3]), construite sur le groupe de symétrie  $SU(3)_c$ .

### 1.2.2 Le Lagrangien de QCD

En QCD [4], la dynamique des champs de quarks libres (sans interaction) dérive de la densité lagrangienne de Dirac :

$$\mathcal{L}_{\text{dirac}} = \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{j=1}^{N_f} \bar{\Psi}_j^\alpha (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi_\alpha^j \quad (1.1)$$

où  $\Psi_\alpha^j$  représente les champs de quarks de masse  $m$ , de saveur  $j$  ( $j = u, d, s, c, b, t$ ), de spin  $\frac{1}{2}$  et de couleur  $\alpha$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ). Pour que cette densité lagrangienne soit invariante par rapport à des transformations de jauge locale du groupe de jauge  $SU(3)_c$ , on remplace alors dans la densité lagrangienne précédente la dérivée partielle  $\partial_\mu$  par la dérivée covariante  $D_\mu$  :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \sum_{a=1}^8 T_a A_\mu^a \quad (1.2)$$

où  $T_a$  représente les 8 générateurs du groupe de jauge  $SU(3)_c$  et  $A_\mu^a$  sont les 8 bosons de jauge de la théorie  $SU(3)_c$ . Ces bosons de jauge sont les champs de gluons de couleur  $a$  ( $a = 1, \dots, 8$ ). En imposant cette invariance, le couplage entre les champs de quarks  $\Psi_\alpha^j$  et les champs de gluons  $A_\mu^a$  apparaît alors dans la densité lagrangienne via le terme :

$$g \bar{\Psi}_j^\alpha \gamma^\mu T_a A_\mu^a \Psi_\alpha^j \quad (1.3)$$

où les sommations sur les indices  $a$ ,  $\alpha$ ,  $\mu$  et  $j$  sont implicites. La constante  $g$  représente la constante de couplage de QCD caractérisant l'intensité de l'interaction.

La densité lagrangienne de la Chromo-Dynamique Quantique, décrivant la dynamique des quarks et des gluons, s'écrit finalement :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \bar{\Psi}_j^\alpha (i\gamma^\mu D_\mu - m) \Psi_\alpha^j \quad (1.4)$$

où les sommes sur les indices  $a$ ,  $\alpha$ ,  $\mu$ ,  $\nu$  et  $j$  sont implicites. Le premier terme, invariant de jauge locale, représente la propagation des champs de gluons libres, avec :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g \sum_{b,c=1}^8 f_{bc}^a A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.5)$$

où les paramètres  $f_{bc}^a$  sont les constantes de structure du groupe  $SU(3)_c$ . Le dernier terme, qui n'apparaît pas en électrodynamique quantique (QED), est caractéristique d'une théorie de jauge non-abélienne. Ce terme entraîne des couplages de gluons (interaction gluon-gluon), puisque les gluons sont porteurs d'une charge de couleur. Il est

---

<sup>2</sup>Le principe d'exclusion de Pauli postule que deux fermions ne peuvent pas occuper le même état quantique.



logique que ce terme n'apparaisse pas en QED, car le boson de jauge, le photon, ne porte pas de charge électrique.

À partir de la densité lagrangienne de QCD, on peut maintenant dériver les équations du mouvement des quarks et les équations des champs de gluons (équivalentes aux équations de Maxwell en QED) par minimisation de l'action de QCD définie comme :

$$\mathcal{S}_{\text{QCD}}(A, \Psi, \bar{\Psi}) = \int dt d^3x \mathcal{L}_{\text{QCD}} \quad (1.6)$$

On peut également, par analogie avec la QED, établir les règles de Feynman pour la QCD permettant ainsi le calcul perturbatif des sections efficaces (via des diagrammes de Feynman) pour les interactions quark-quark, gluon-quark, gluon-gluon...

### 1.2.3 La constante de couplage de QCD

La constante de couplage  $g$ , dite « nue » (sans interaction avec le vide quantique), qui apparaît dans le terme de couplage (couplage entre les champs de quarks et les champs de gluons) de la densité lagrangienne de QCD, peut être redéfini par analogie avec la QED comme :

$$\alpha_S = \frac{g^2}{4\pi\hbar c} \quad (1.7)$$

À cause des fluctuations du vide quantique (créations et annihilations de paires quark-antiquark ou boucle quark-antiquark dans le formalisme des diagrammes de Feynman), un phénomène de polarisation du vide, analogue à celui de QED, va induire un écrantage de la charge nue de couleur, si bien que la charge effective (ou renormalisée) croît quand la distance diminue, c'est-à-dire quand l'énergie augmente. En QCD, la différence essentielle avec la QED vient du fait que les boucles de gluons qui jaillissent du vide vont créer un effet d'anti-écran qui est dominant par rapport à l'effet d'écran des boucles de quarks impliquant ainsi un comportement inverse de la charge renormalisée dans le cadre de la QCD, à savoir que la charge renormalisée décroît, quand l'énergie croît.

La QCD est une théorie de jauge renormalisable [4], c'est-à-dire qu'elle prend en compte le vide physique de QCD par l'intermédiaire des diagrammes de Feynman à une ou plusieurs boucles. Ceci conduit à redéfinir la constante de couplage en fonction de l'échelle d'énergie  $Q$  à laquelle on se place pour observer les processus physiques :

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{1 + \alpha_S(\mu^2) \left( \frac{33 - 2N_f}{12\pi} \right) \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} \quad (1.8)$$

où  $N_f$  représente le nombre de saveurs de quarks et  $\mu$  est l'échelle d'énergie de renormalisation. La constante de couplage précédente a été obtenue en ne prenant en compte que les diagrammes à l'ordre d'une boucle. Si le nombre de saveurs n'est pas très grand ( $N_f < 17$ ), on observe que  $\alpha_S(Q^2)$  décroît à mesure que  $Q^2$  augmente, c'est-à-dire que la constante de couplage devient petite à faible distance (faible interaction entre les quarks et les gluons). Cette propriété caractéristique de la QCD s'appelle la liberté asymptotique (figure 1.1).

Il est utile de réécrire la constante de couplage en introduisant le paramètre d'échelle  $\Lambda$  de la manière suivante :

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad \text{avec} \quad \Lambda^2 = \mu^2 e^{-\frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\alpha_S(\mu^2)}} \quad (1.9)$$

Deux comportements distincts sont à distinguer selon l'échelle d'énergie  $Q^2$  à laquelle on se place pour observer les processus physiques :

- pour  $Q^2 \gg \Lambda^2$  :  $\alpha_S(Q^2)$  est petit, le développement perturbatif de la QCD en puissance de  $\alpha_S$  est valable. Les quarks sont alors considérés comme quasi-libres (liberté asymptotique). C'est le domaine d'énergie de la QCD perturbative ;
- pour  $Q^2 \simeq \Lambda^2$  : la constante de couplage diverge, le traitement perturbatif de la QCD n'est plus valable. Les quarks et les gluons interagissent fortement. C'est dans ce domaine d'énergie qu'intervient le confinement des quarks et des gluons. C'est le domaine d'énergie de la QCD non-perturbative.

Le paramètre d'échelle est un paramètre libre de la QCD et doit être déterminée expérimentalement. Pour un paramètre d'échelle fixé par les données expérimentales [5] à  $\Lambda = 210$  MeV et  $N_f = 5$ , la constante de couplage,  $\alpha_S$ , est égale à 0,1182 pour une valeur de  $Q$  fixée à la masse du boson intermédiaire  $Z^0$  (figure 1.1).

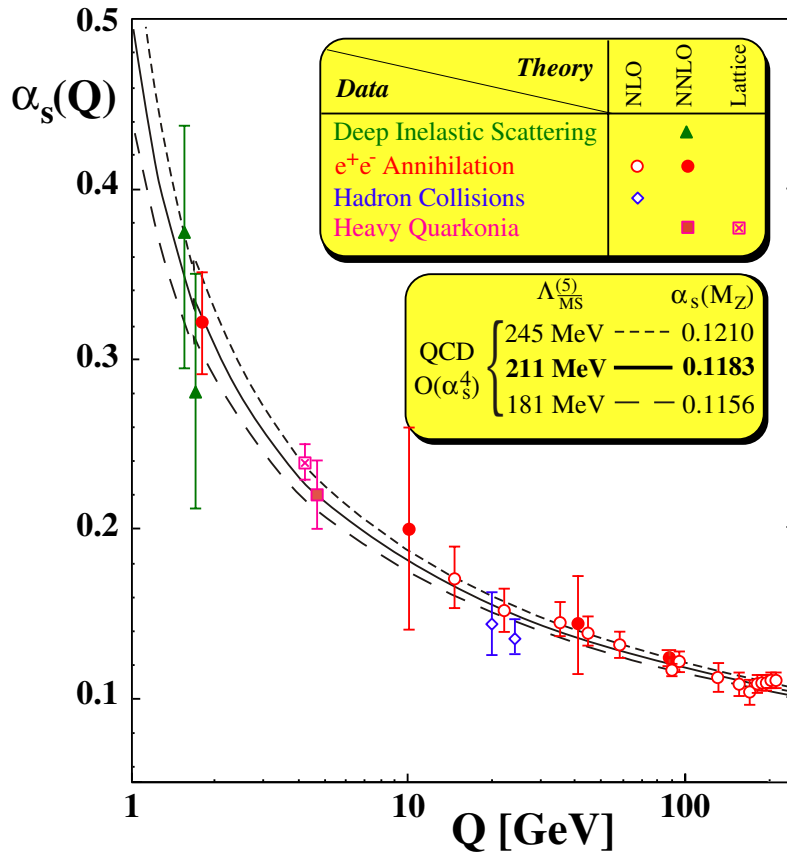


FIG. 1.1 – Évolution de la constante de couplage de QCD,  $\alpha_S(Q)$ , en fonction de l'échelle d'énergie,  $Q$ , à laquelle on se place pour observer les processus physiques [5].

## 1.3 Le plasma de quarks et de gluons

### 1.3.1 Le modèle du sac (« MIT Bag Model »)

Le modèle du sac [6] permet une description phénoménologique du confinement des quarks à l'intérieur des hadrons. Dans le modèle du sac, les quarks sont considérés comme des particules relativistes sans masse évoluant librement à l'intérieur d'un sac sphérique de dimension finie de l'ordre de la taille du hadron. Le confinement dans ce modèle provient de l'équilibre entre la pression  $B$  exercée sur le sac par le vide de QCD et l'énergie cinétique des quarks confinés. La pression du sac  $B$  est une quantité phénoménologique introduite pour prendre en compte les effets non-perturbatifs du confinement de QCD. D'après ce modèle, si on considère un hadron comme un fluide parfait (« bulle de gaz » de 3 quarks libres) soumis à une pression  $B$  du vide, le théorème de Bernoulli nous donne alors :

$$3 \times E_c + \frac{4\pi}{3} R^3 B = cte \quad \text{avec} \quad E_c = \frac{2,04}{R} \quad (1.10)$$

L'énergie cinétique d'un quark libre ( $E_c$ ) est obtenu à partir de l'équation de Dirac sans masse,  $\gamma^\mu p_\mu \Psi = 0$ , à laquelle on ajoute des conditions aux limites du sac : le vide de QCD n'étant pas coloré par définition, le courant de couleur ( $J_\mu = \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi$ ) et la densité de charges de couleur ( $\rho = \bar{\Psi} \Psi$ ) doivent s'annuler aux bords du sac, de rayon  $R$ .

En dérivant l'équation précédente par rapport à  $R$ , on tire l'expression de la pression  $B$  du sac :

$$B = \left( \frac{3 \times 2,04}{4\pi} \right) \frac{1}{R^4} \quad (1.11)$$

Si on prend, par exemple, le rayon de confinement égal au rayon du proton  $R = R_p = 0,8 \text{ fm}$ , on obtient ainsi une estimation de la pression du sac :

$$B = 0,235 \text{ GeV/fm}^3 \quad (1.12)$$

On comprend dans le cadre de ce modèle comment une transition de phase peut apparaître. En effet, si la pression cinétique à l'intérieur du sac devient supérieure à celle du sac (par chauffage et/ou augmentation de la densité du système), celui-ci ne peut plus contenir les quarks. Dans de telles conditions, une nouvelle phase de la matière est créée, composée de quarks et de gluons déconfinés (à l'état libre).

À partir de ce modèle, on peut maintenant estimer les caractéristiques thermodynamiques (température et densité d'énergie critique) de la transition de phase entre un gaz de pions et un plasma de quarks et de gluons. Les deux phases sont supposées être des gaz parfaits. Dans la suite, les calculs seront simplifiés en considérant, pour les deux phases, le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  nul. Ce dernier représente la différence entre le nombre de baryons et d'anti-baryons. Les pions sont supposés sans masse (pions ultra-relativistes). Pour un gaz de bosons (fermions) de température  $T$  et de potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  nul, le nombre de bosons (fermions) d'impulsion  $p$  se distribue suivant une loi de Bose-Einstein (Fermi-Dirac) :

$$f(p) = \frac{1}{e^{p/T} \pm 1} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} + & \text{pour les fermions (quarks et anti-quarks)} \\ - & \text{pour les bosons (pions, gluons)} \end{cases} \quad (1.13)$$

La densité d'énergie de ce gaz s'écrit alors :

$$\epsilon = g \int_0^\infty \frac{4\pi p^2 dp}{(2\pi)^3} p f(p) = \begin{cases} g \frac{7}{8} \frac{\pi^2}{30} T^4 & \text{pour les fermions (quarks et anti-quarks)} \\ g \frac{\pi^2}{30} T^4 & \text{pour les bosons (pions, gluons)} \end{cases} \quad (1.14)$$

Le facteur de dégénérescence  $g$  vaut 3 pour les pions correspondant aux trois états de charge ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ), 16 pour les gluons (2 états de spin  $\times$  8 états de couleur) et 24 pour les quarks (2 états de spin  $\times$  3 états de couleur  $\times$  2 états de saveur  $\times$  2 états de charge). Le facteur 7/8 correspond au rapport des pressions (densités d'énergies) entre un gaz de Fermi et un gaz de Bose.

La pression et la densité d'énergie d'un gaz parfait ultra-relativiste de Bose (ou de Fermi) sont liées par l'équation d'état,  $\epsilon - 3P = 0$ . La densité d'énergie  $\epsilon$  et la pression  $P$  s'écrivent alors en fonction de la température :

$$\epsilon_\pi = 3 \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad P_\pi = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (1.15)$$

pour un gaz de pions ultra-relativistes, et

$$\epsilon_{QGP} = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 + B \quad P_{QGP} = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \quad (1.16)$$

pour un plasma de quarks et de gluons.

La constante  $B$  introduite pour le plasma de quarks et de gluons représente la densité d'énergie nécessaire pour assurer le déconfinement des quarks et des gluons, initialement confinés à l'intérieur des pions. La variation de la densité d'énergie en fonction de la température est montrée sur la figure 1.2, pour les deux phases considérées. Cette figure suggère que la transition de phase entre la phase hadronique et la phase plasma est du premier ordre (discontinuité de la densité d'énergie lors de la transition de phase) et apparaît pour une température critique de :

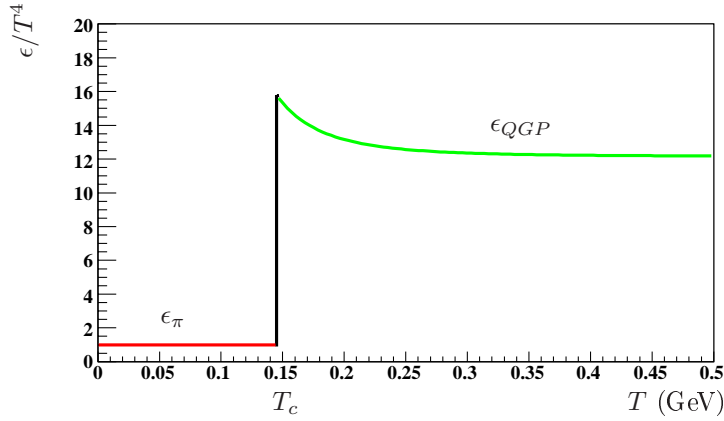
$$T_c \sim 0,148 \text{ GeV} \quad (1.17)$$

La température critique  $T_c$  est déterminée quand la pression du gaz de pions devient égale à la pression du plasma de quarks et de gluons ( $P_\pi = P_{QGP} = P_c \sim 20 \text{ MeV/fm}^3$ ). À partir de ce modèle, la densité d'énergie critique, estimée avec l'équation 1.16, vaut  $\epsilon_c \sim 1 \text{ GeV/fm}^3$ . À la température critique, la différence entre les densités d'énergie représente la chaleur latente volumique,  $l$  qui vaut :

$$l = \epsilon_{QGP}(T_c) - \epsilon_\pi(T_c) \sim 0,93 \text{ GeV/fm}^3 \quad (1.18)$$

Cette chaleur latente représente la chaleur volumique nécessaire au déconfinement de l'ensemble des quarks et des gluons, initialement confinés à l'intérieur des pions (cf. figure 1.2).

Des calculs similaires peuvent être menés à potentiel chimique non-nul. La température critique et la densité d'énergie critique, obtenues avec un modèle relativement simple, sont cependant très proches des résultats issus de calculs plus réalistes de QCD sur réseau (cf. paragraphe suivant).



**FIG. 1.2** – Évolution de la densité d'énergie en fonction de la température pour les deux phases considérées.

### 1.3.2 La transition de phase en QCD

Les récents calculs de QCD sur réseau permettent d'estimer plus précisément les caractéristiques thermodynamiques de la transition de phase entre un gaz hadronique et un plasma de quarks et de gluons. La QCD sur réseau [9] est une méthode qui permet de traiter les calculs de QCD dans le domaine d'énergie où le traitement perturbatif n'est plus valable. C'est dans ce domaine qu'a lieu le déconfinement des quarks et des gluons. Le principe consiste à discrétiser l'espace-temps euclidien. La taille de la maille élémentaire du réseau est actuellement de l'ordre de 0,1 fm. Les intégrales de chemin sur ce réseau de taille finie, de l'ordre de 3 fm, deviennent alors des sommes que l'on peut calculer. Le nombre de sommes à calculer est inversement proportionnel à la taille de la maille élémentaire du réseau et nécessite des besoins de calculs colossaux.

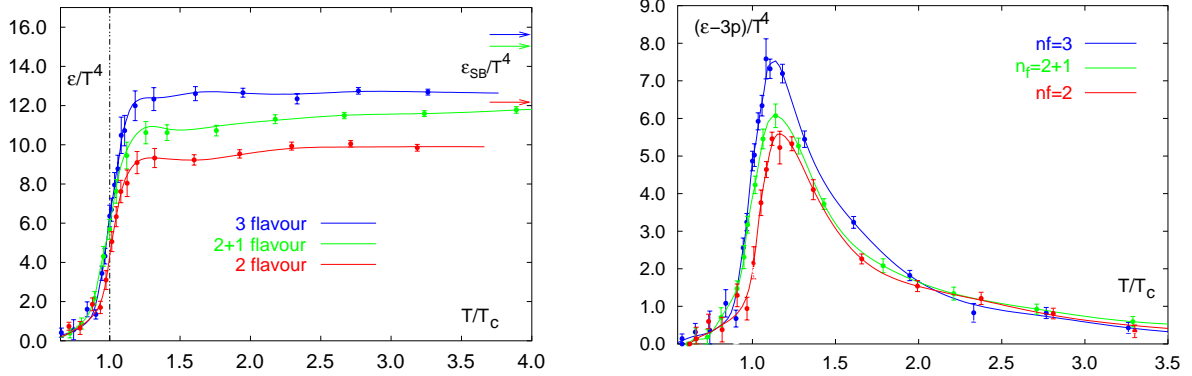
Sur le réseau euclidien discrétisé, la QCD sur réseau permet de calculer la fonction de partition grand canonique  $Z(T, V, \mu_B)$  du système à une température  $T$  et à un potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ . On en déduit ensuite les observables thermodynamiques, à savoir la densité d'énergie  $\epsilon$ , la pression  $P$  et l'entropie  $S$ , à l'aide des relations suivantes [8] :

$$\epsilon = \frac{T^2}{V} \left( \frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right)_{V, \mu_B} \quad P = T \left( \frac{\partial \ln Z}{\partial V} \right)_{P, \mu_B} \quad S = \left( \frac{\partial T \ln Z}{\partial T} \right)_{V, \mu_B} \quad (1.19)$$

La figure 1.3 montre l'évolution de la densité  $\epsilon$  (à gauche) et le terme d'interaction (à droite) du système en fonction de la température  $T$ , à potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  nul. Lorsque la température avoisine la température critique  $T_c$ , on constate une variation rapide de la densité d'énergie du système, caractéristique de la libération des degrés de liberté partonique du système, et donc d'une transition de phase. Cette transition de phase confinement/déconfinement est de nature continue à faible potentiel chimique baryonique : c'est une transition de phase de type « crossover » car les variables thermodynamiques ne présentent pas de comportement singulier (discontinuité). À plus grand potentiel chimique, la transition de phase serait du premier ordre avec une discontinuité de la densité d'énergie au voisinage de la température critique  $T_c$  [10]. Le terme d'interaction (figure 1.3 à droite) représente la déviation de l'équation d'état du QGP par rapport à celle d'un gaz parfait de quarks et de gluons

(sans interaction entre les quarks et les gluons) pour lequel  $\epsilon - 3P = 0$ . Cette déviation, importante, signifie que les partons, une fois déconfinés, interagissent fortement dans la phase plasma et ne sont donc pas libres même à très haute température.

À potentiel chimique baryonique nul, cette transition de phase pour un plasma de deux saveurs de quarks légers ( $u, d$ ) aurait lieu pour une température critique  $T_c = 173 \pm 15$  MeV et pour une densité d'énergie critique  $\epsilon_c = 0,7$  GeV/fm<sup>3</sup> [8].



**FIG. 1.3** – Densité d'énergie (à gauche) et terme d'interaction (à droite) du système en fonction de la température [7, 8]. Les courbes rouges (bleues) représentent un plasma de deux (trois) saveurs de quarks légers. La courbe verte correspond à un plasma de deux saveurs de quarks légers et une saveur plus lourde.

Il faut noter enfin que cette transition de phase s'accompagnerait de la restauration de la symétrie chirale d'après les calculs de QCD sur réseau [8].

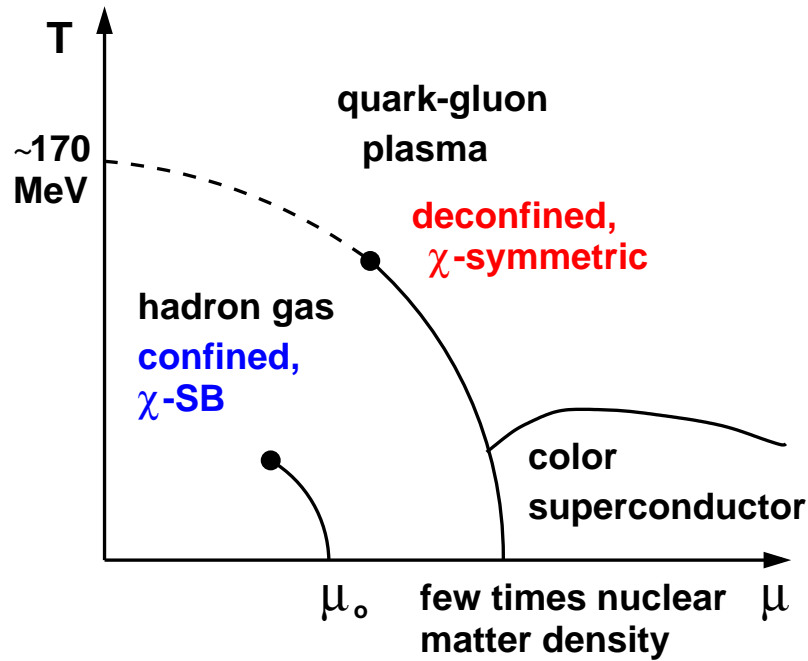
### 1.3.3 Le diagramme de phase de QCD

Le diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan  $(\mu_B, T)$ , issu des calculs de QCD sur réseau [11], est montré sur la figure 1.4. Le diagramme de phase a été obtenu pour deux saveurs de quarks légers ( $u, d$ ) et une saveur de quark lourd ( $s$ ). Sur ce diagramme, on distingue trois phases différentes :

- le gaz de hadrons est une phase isolante de couleur car les hadrons sont neutres vis-à-vis de la charge de couleur. Cette phase hadronique serait présente à faible température et à faible potentiel chimique baryonique ;
- le plasma de quarks et de gluons est une phase conductrice de couleur car le déconfinement des quarks et des gluons libère des degrés de liberté de couleur. Cette phase serait essentiellement présente à haute température ;
- une phase supraconductrice de couleur : les quarks déconfinés se lieraient par paires de Cooper, caractéristique d'une phase supraconductrice de couleur. Cette phase serait présente à potentiel chimique baryonique élevé et à faible température.

D'après les calculs de QCD sur réseau, la transition de phase entre le gaz hadronique et le plasma serait continue à faible potentiel chimique baryonique (transition de type « crossover ») et deviendrait du premier ordre pour des  $\mu_B$  plus élevés. Un point critique existerait au point de rencontre de ces deux transitions où la transition serait du second ordre. Les calculs de QCD sur réseau situent le point critique à  $\mu_B = 360 \pm 40$  MeV et à  $T = 162 \pm 2$  MeV [10]. La matière nucléaire « normale » correspond à  $\mu_B = \mu_0 \sim 940$  MeV, soit  $\rho_0 = 0,16$  GeV/fm<sup>3</sup>, et à  $T = 0$ , elle est modélisée par une phase liquide. La ligne commençant à ce point correspond à la transition liquide-gaz du premier ordre.

La transition de phase entre le gaz hadronique et le QGP sera explorée dans les collisions d'ions lourds au LHC et correspond à la région se situant à  $\mu_B \sim 0$ .



**FIG. 1.4** – Diagramme de phase  $(\mu_B, T)$  de la matière nucléaire obtenu avec les calculs de QCD sur réseau pour un plasma de deux saveurs de quarks légers ( $u, d$ ) et une saveur de quark lourd ( $s$ ) [11].

## 1.4 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Précédemment, nous avons vu que la transition de phase entre le gaz hadronique et le plasma de quarks et de gluons a lieu à une température extrême de  $T = 173$  MeV, soit à une température de l'ordre de  $10^{13}$  K. À titre de comparaison, la température au centre du soleil est de l'ordre de  $10^8$  K.

Où trouver ces conditions thermodynamiques extrêmes ?

- pendant les premières microsecondes du « Big Bang » : les équations décrivant l'évolution de l'Univers prédisent que celui-ci, à ses débuts, se trouvait sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons d'une dizaine de kilomètre. Puis quelque microsecondes après le « Big Bang », l'Univers a subi une transition de phase vers l'Univers hadronique que nous connaissons aujourd'hui ;
- au cœur des étoiles les plus denses : un plasma de quarks et de gluons pourrait exister au centre des étoiles à neutrons, où la densité baryonique est très importante ;
- lors des collisions d'ions lourds : c'est le moyen utilisé par les physiciens pour mettre en évidence et étudier cette nouvelle phase de la matière nucléaire. Les noyaux d'ions lourds sont accélérés jusqu'à des vitesses proches de celle de la lumière, puis entrent en collision. Un plasma de quarks et de gluons pourrait alors se former car les densités d'énergie atteintes dans de telles collisions sont colossales. La densité d'énergie atteinte dans ces collisions augmente avec l'énergie des faisceaux d'ions lourds incidents.

Les caractéristiques du milieu formé lors des collisions centrales noyau-noyau avec les accélérateurs du SPS (« Super Proton Synchroton »), du RHIC (« Relativistic Heavy Ion Collider ») et du LHC (« Large Hadron Collider ») sont présentées dans le tableau 1.1. En 2007, un saut énorme en énergie sera réalisé avec le LHC pour l'étude du plasma de quarks et de gluons, avec une énergie des faisceaux incidents 28 fois supérieure à celle du RHIC, ce qui implique une phase de plasma plus chaude, plus longue et plus étendue.

Collisions centrales	SPS (CERN) Pb-Pb	RHIC (BNL) Au-Au	LHC (CERN) Pb-Pb
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	17,8	200	<b>5500</b>
$\epsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	3	5	<b>16-64</b>
$\tau_0$ (fm/c)	$\sim 1$	$\sim 0,2$	$\sim$ <b>0,1</b>
$\tau_{QGP}$ (fm/c)	$< 2$	2-4	$>$ <b>10</b>
$\tau_f$ (fm/c)	$\sim 10$	$\sim 20-30$	$\sim$ <b>30-40</b>
$V_f$ (fm <sup>3</sup> )	quelque 10 <sup>3</sup>	quelque 10 <sup>4</sup>	<b>quelque 10<sup>5</sup></b>

**TAB. 1.1** – Énergie dans le centre de masse ( $\sqrt{s_{NN}}$ ), densité d'énergie calculée pour  $\tau = 1$  fm/c ( $\epsilon$ ), temps de formation du plasma ( $\tau_0$ ), temps de vie du plasma ( $\tau_{QGP}$ ), temps de « freeze out » ( $\tau_f$ ) et volume du « freeze out » ( $V_f$ ) pour des collisions centrales au SPS, au RHIC et au LHC [13, 14, 15].

### 1.4.1 L'évolution spatio-temporelle d'une collision

Dans le scénario de Bjorken [12], l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes dans le plan  $(z, t)$  est montrée sur la figure 1.5 où les hyperboles correspondent à des temps propres  $\tau$  constants<sup>3</sup>. Dans le cadre de ce scénario, les différentes étapes de l'évolution d'une collision sont les suivantes :

- à  $\tau < 0$ , les noyaux sont tout d'abord accélérés jusqu'à atteindre une vitesse très proche de celle de la lumière. Dans le référentiel du centre de masse de la collision, les noyaux prennent alors la forme de disque d'épaisseur  $2R/\gamma$  où  $\gamma$  est le facteur relativiste de Lorentz<sup>4</sup> et  $R$  est le rayon du noyau. Le « Color Glass Condensate » (ou CGC) (cf. §1.4.3.3) pourrait jouer un rôle important à ce niveau de la collision et ce jusqu'à  $\tau < 0,2$  fm/c ;
- à  $\tau = 0$ , les noyaux de plomb entrent en collision et les premières collisions parton-parton ont lieu ;
- les collisions entre partons continuent à se développer et le système évolue vers un milieu de quarks et de gluons déconfinés si la densité d'énergie est supérieure à la densité d'énergie critique ( $\epsilon_c$ ). Si la taille et la durée de vie de ce milieu sont

<sup>3</sup> $\tau$  est le temps exprimé dans le référentiel du centre de masse de la collision et défini comme  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ .

<sup>4</sup>Aux énergies du LHC, les noyaux de plomb sont des disques d'épaisseur  $2R/\gamma = 0,005$  fm où  $R$  est le rayon du noyau de plomb égal à 6,624 fm (cf. annexe A)





du système ne dépend donc que du temps propre  $\tau = t\sqrt{1-v_z^2}$  où  $v_z$  est la vitesse longitudinale de l'expansion du système dans le référentiel du laboratoire. Cette expansion est donc équivalente à l'expansion de l'Univers dans le scénario de Hubble. Finalement, on obtient l'équation d'évolution de la densité d'énergie en fonction du temps propre  $\tau$  :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} + \frac{4}{3} \frac{\epsilon}{\tau} = 0 \quad (1.21)$$

En résolvant cette équation, on trouve l'évolution de la densité d'énergie, de la température ( $T \propto \epsilon^{1/4}$ ) et de l'entropie volumique ( $s = (\epsilon + P)/T$ ) en fonction du temps propre  $\tau$  :

$$\epsilon(\tau) = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{4/3} \epsilon_0, \quad T(\tau) = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{1/3} T_0, \quad s(\tau) = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right) s_0 \quad (1.22)$$

où  $s_0$ ,  $T_0$  et  $\epsilon_0$  sont respectivement l'entropie, la température et la densité d'énergie initiale du système à  $\tau = \tau_0 = \tau_{\text{therm}}$ . Ces équations sont les mêmes que les équations d'évolution de l'Univers dans le modèle du « Big-Bang », c'est pour cela qu'on nomme souvent le modèle de Bjorken : le modèle du « Little-Bang ». Nous avons vu précédemment que l'équation d'état du gaz parfait n'était pas valable pour le plasma de quarks et de gluons car les quarks et les gluons interagissent fortement ( $\epsilon > 3P$ ). On peut donc dire que la densité d'énergie est alors :

$$\epsilon_0 \frac{\tau_0}{\tau} > \epsilon(\tau) > \epsilon_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{4/3} \quad (1.23)$$

où le premier terme correspond à l'évolution de la densité d'énergie du système aux premiers instants de la collision pour  $\tau < \tau_{\text{therm}}$ .

## 1.4.2 La centralité d'une collision

La centralité de la collision se définit à partir du paramètre d'impact  $b$  de la collision qui est la distance transverse séparant le centre des deux noyaux. La centralité de la collision est directement liée à la densité d'énergie atteinte lors de la collision. Plus la collision est centrale, plus le paramètre d'impact est petit et plus la densité d'énergie atteinte est élevée. Dans les collisions d'ions lourds, la mesure de  $b$  peut donc permettre l'étude des observables physiques du système en fonction de la densité d'énergie.

Le paramètre d'impact  $b$  n'est pas directement mesurable dans les collisions d'ions lourds. Le modèle géométrique de Glauber [108] (cf. annexe A) permet de relier ce paramètre à des observables mesurables telles que l'énergie et/ou la multiplicité et donc de le déterminer. Connaissant le paramètre d'impact et la section efficace proton-proton d'un processus physique, le modèle de Glauber permet alors d'estimer la section efficace noyau-noyau (cf. annexe A).

Dans une collision noyau-noyau (A-B), il est également utile de définir certaines variables qui sont corrélées à la centralité, telles que :

- $\mathcal{N}_{\text{AB}}^{\text{part}}$  ( $\mathcal{N}_{\text{AB}}^{\text{spec}}$ ) : le nombre de nucléons participants (spectateurs) à la collision noyau-noyau. Un nucléon est dit participant s'il participe à au moins une collision inélastique ;
- $\mathcal{N}_{\text{AB}}^{\text{inel}}$  : le nombre de collisions proton-proton inélastiques dans une collision noyau-noyau.

Dans les collisions noyau-noyau, ces variables d'échelles sont utilisées pour extrapoler les observables des collisions p-p aux collisions noyau-noyau. En effet, le nombre

de processus dits « mous » (de grande section efficace et/ou de faible  $p_T$ ) dans une collision noyau-noyau (A-B),  $\mathcal{N}_{AB}^{\text{soft}}$ , s'écrit :

$$\mathcal{N}_{AB}^{\text{soft}} = \frac{1}{2} \mathcal{N}_{AB}^{\text{part}} \times \mathcal{N}_{pp}^{\text{soft}} \quad (1.24)$$

où  $\mathcal{N}_{pp}^{\text{soft}}$  est le nombre de processus « mous » dans une collision p-p. Alors que le nombre de processus dits « dur » (de faible section efficace et/ou de haut  $p_T$ ) dans une collision noyau-noyau (A-B),  $\mathcal{N}_{AB}^{\text{hard}}$ , s'écrit :

$$\mathcal{N}_{AB}^{\text{hard}} = \mathcal{N}_{AB}^{\text{inel}} \times \mathcal{N}_{pp}^{\text{hard}} \quad (1.25)$$

où  $\mathcal{N}_{pp}^{\text{hard}}$  est le nombre de processus « durs » dans une collision p-p.

### 1.4.3 Les effets dans l'état initial

Le facteur de modification nucléaire  $R_{pA}(p_T, b)$  permet d'étudier les effets d'état initial dans les collisions proton-noyau ou deuton-noyau. Ce facteur est défini de la manière suivante :

$$R_{pA}(p_T, y, b) = \frac{d^2 \mathcal{N}_{pA} / d^2 p_T dy}{\langle \mathcal{N}_{pA}^{\text{inel}}(b) \rangle \times d^2 \mathcal{N}_{pp} / d^2 p_T dy} \quad (1.26)$$

où  $\mathcal{N}_{pA}^{\text{inel}}(b)$  est le nombre de collisions p-p inélastiques dans une collision proton-noyau (p-A) qui peut être estimé en utilisant le modèle de Glauber (cf. Annexe A).

#### 1.4.3.1 L'écrantage nucléaire ou « shadowing »

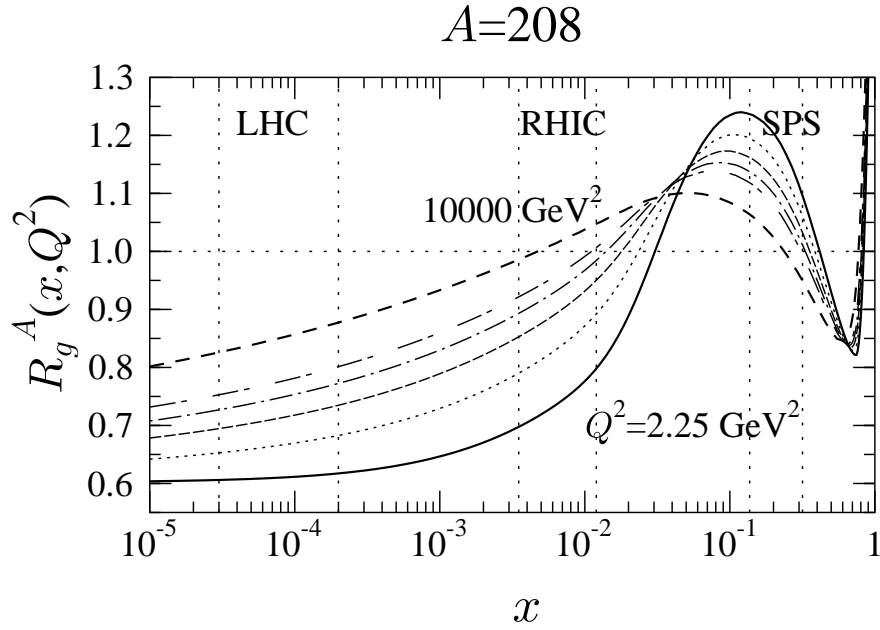
Les collisions noyau-noyau s'effectuant au niveau partonique, il faut connaître les distributions des partons à l'intérieur du noyau pour évaluer, par exemple, les sections efficaces noyau-noyau. La distribution des partons du nucléon dans un noyau est différente de celle du nucléon libre du fait de la présence des autres nucléons. Pour étudier cette différence, on introduit généralement le rapport suivant pour un parton  $j$  (gluon ou quark) :

$$R_j^A(x, Q^2) = \frac{f_j^A(x, Q^2)}{A \times f_j^N(x, Q^2)} \quad (1.27)$$

où  $f_j^A(x, Q^2)$  et  $f_j^N(x, Q^2)$  représentent respectivement les distributions de partons (PDF) à l'intérieur du noyau  $A$  et du nucléon libre  $N$ , alors que  $x = 2p_z / \sqrt{s_{NN}}$  est la fraction d'impulsion longitudinale emportée par le parton  $j$  et  $Q^2$  représente l'échelle d'énergie à laquelle on sonde le nucléon ou le noyau.

Si ce rapport était égal à 1, alors le noyau  $A$  serait équivalent en terme de distribution partonique à la somme de  $A$  nucléons libres. La présence des nucléons au sein du noyau ne modifierait donc pas la distribution des partons comparée à celle du nucléon libre. Le rapport des distributions de partons, calculé avec le modèle EKS98 [107], est montré dans le cas du plomb ( $A = 208$ ) sur la figure 1.6 en fonction de  $x$  et pour différentes valeurs de  $Q^2$ .

Différentes régions sont à distinguer. Dans le domaine des petits  $x$  accessibles au LHC ( $x \sim 10^{-4}$ ), le facteur d'écrantage nucléaire est inférieur à 1. Dans cette zone, la production des particules par fusion de gluon est ainsi diminuée. Ce phénomène de suppression est appelé l'écrantage nucléaire (« shadowing »). Pour des valeurs de  $x$  de l'ordre de 0,1 accessible au SPS, on a au contraire un rapport supérieur à 1 ce qui a pour effet d'augmenter la production de particules par fusion de gluon. On parle alors d'anti-écrantage nucléaire (« anti-shadowing »).



**FIG. 1.6** – Rapport des distributions de partons pour les gluons dans le cas du plomb ( $A = 208$ ) en fonction de  $x$  issu du modèle EKS98. Les différentes courbes correspondent à des  $Q^2$  allant de  $2,25 \text{ GeV}^2$  à  $10000 \text{ GeV}^2$ . Les régions accessibles aux différents accélérateurs, à savoir le SPS, le RHIC et le LHC, sont également indiquées.

#### 1.4.3.2 L'effet Cronin

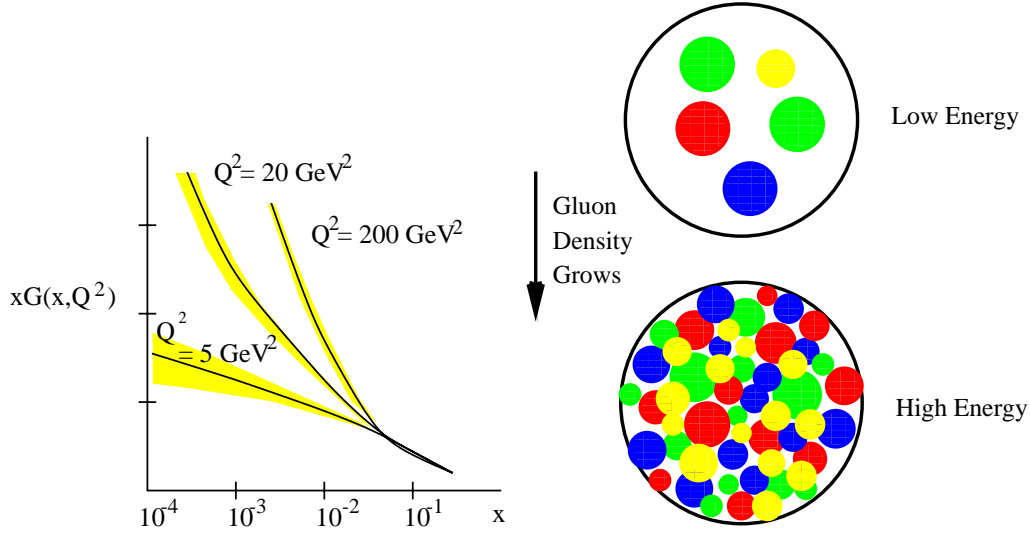
Un autre effet à considérer, dans l'état initial, est l'effet Cronin [16]. Dans une collision proton-noyau, un parton du proton va subir de multiples diffusions élastiques avec les partons du noyau. Ce parton voit son impulsion transverse en moyenne augmentée suite à ces multiples diffusions élastiques avec les partons du noyau. Ainsi, cet effet se traduit notamment par une baisse des taux de production des hadrons à faible  $p_T$ , cette baisse étant compensée par une augmentation de ces taux de production à des  $p_T$  intermédiaires ( $\sim 2 - 4 \text{ GeV}/c$ ). Cet effet a tendance à augmenter comme  $A^{1/3}$  et s'annule pour les grands  $p_T$ .

#### 1.4.3.3 Le « Color Glass Condensate » ou CGC

Le « color glass condensate » [17, 18, 32] a été motivé par les résultats de HERA (collisionneur électron-proton) sur la densité gluonique  $xG(x, Q^2)$  du proton, montrée sur la figure 1.7. À basse énergie, le nucléon contient essentiellement des quarks de valence puis, lorsque l'énergie augmente, des gluons sont produits : la probabilité d'émission d'un gluon est proportionnelle à  $\alpha_S \ln(1/x)$  où  $x$  représente la fraction d'impulsion longitudinale du gluon produit. Les gluons de petits  $x$  sont donc produits majoritairement. Tant que la densité gluonique reste faible, son évolution avec l'énergie est linéaire. On constate donc que la densité gluonique du nucléon croît à mesure que  $x$  diminue et que  $Q^2$  augmente, ce qui est en accord avec les résultats observés par l'expérience HERA. Seule la densité gluonique est considérée car, à haute énergie, la densité gluonique augmente beaucoup plus rapidement que la densité de quarks.

Cette évolution est néanmoins stoppée lorsque la densité de gluons atteint une

échelle de saturation  $Q_s$ . En effet, la densité gluonique devient tellement importante dans le nucléon que les fonctions d'onde des gluons se superposent rendant possible la recombinaison des gluons par fusion de gluons ( $gg \rightarrow g$ ).



**FIG. 1.7** – Évolution de la densité gluonique dans un proton en fonction de  $x$  et pour différentes résolutions  $Q^2$ , mesuré par l'expérience HERA (à gauche). Représentation du proton à grand  $x$  (faible énergie) et à petit  $x$  (haute énergie) (à droite).

Le Color Glass Condensate pourrait également expliquer d'autres effets d'état initial comme l'écrantage nucléaire (« shadowing ») et l'effet Cronin.

À petit  $x$ , la densité gluonique est tellement importante dans le nucléon que les gluons de deux nucléons différents du noyau peuvent alors se recombinaison par fusion de gluons. Ceci entraîne que, pour les petits  $x$ , la densité gluonique du noyau devient alors inférieure à  $A$  fois la densité gluonique du nucléon :

$$xG_A(x, Q^2) < A \times xG_N(x, Q^2) \quad \Longleftrightarrow \quad R_g^A(x, Q^2) < 1 \quad (1.28)$$

où  $R_g^A(x, Q^2)$  est le facteur introduit précédemment pour étudier l'écrantage nucléaire. Le CGC permet donc d'expliquer le phénomène d'écrantage nucléaire à petit  $x$ . Le CGC prédit que l'écrantage nucléaire augmente à mesure que  $x$  diminue.

Dans une collision nucléon-noyau, à cause de la grande densité de partons à petit  $x$ , un parton du nucléon peut alors interagir plusieurs fois avec les partons du noyau. L'une des collisions produit l'état final et les autres modifient seulement son impulsion. Cet effet est important à petit  $p_T$  (grande section efficace) et devient nul à grand  $p_T$ . En effet, à grand  $p_T$  (haute énergie et faible section efficace), la diffusion est dominée par une seule collision. Le CGC peut donc permettre d'expliquer également l'effet Cronin.

Il faut noter que des indices de la formation d'un CGC sont présents dans les données expérimentales du RHIC. La figure 1.8 montre le facteur de modification nucléaire,  $R_{dAu}(p_T)$ , pour les hadrons mesurés à différentes rapidités dans les collisions d-Au par l'expérience BRAHMS [20]. À faible rapidité, une suppression des hadrons à bas  $p_T$  et un accroissement des hadrons à haut  $p_T$  sont observés, caractéristique de l'effet Cronin. À grande rapidité (petits  $x$ ), une suppression des hadrons à tous les  $p_T$  est observée, caractéristique de l'écrantage nucléaire (« shadowing »). Quand la rapidité augmente ( $x$  diminue), l'amplitude de cette suppression augmente, ce qui est prédit par le CGC [21].

Le LHC permettra d'étudier le CGC en sondant les très petits  $x$ , avec des  $x \sim 10^{-4}$  à  $\eta \sim 0$  et pouvant descendre jusqu'à des  $x \sim 10^{-7}$  pour les grandes rapidités. Le

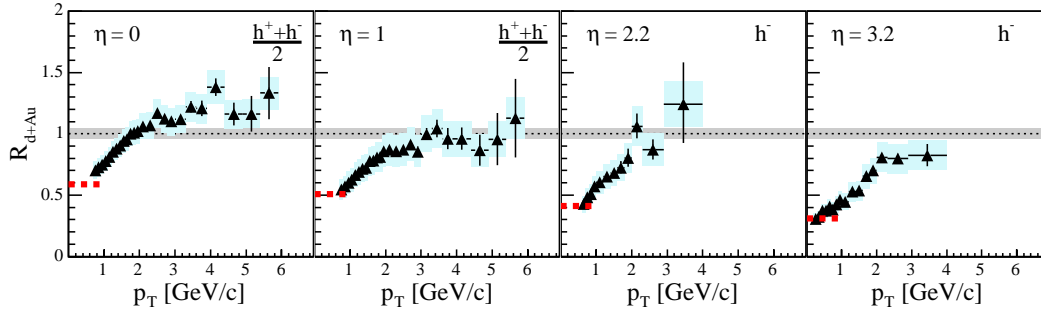


FIG. 1.8 – Rapport de modification nucléaire,  $R_{dAu}(p_T)$ , des hadrons mesurés à différentes rapidités par l'expérience BRAHMS dans les collisions d-Au [20].

spectromètre à muons d'ALICE s'inscrit donc parfaitement dans ce cadre ( $-4 < \eta < -2, 5$ ).

Les collisions proton-noyau et deuton-noyau sont utilisées pour sonder les effets dans l'état initial où une phase de plasma de quarks et de gluons n'est pas formée. Les collisions noyau-noyau peuvent être étudiées pour mettre en évidence une phase de plasma de quarks et de gluons en soustrayant ces effets ou en se plaçant dans des domaines cinématiques où ces effets sont négligeables.

## 1.5 Les signatures du plasma de quarks et de gluons

Si le plasma de quarks et de gluons est réellement formé dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, on s'attend donc à une modification de certains paramètres physiques. Cet écart par rapport au comportement attendu dans le cas où le plasma n'est pas formé signe ainsi sa formation. Plusieurs signatures issues de prédictions théoriques ont été avancées.

Citons quelques une de ces signatures :

- les photons thermiques ;
- l'augmentation de l'étrangeté ;
- la suppression des quarkonia ;
- la suppression des jets.

Seules les deux dernières signatures seront discutées dans la suite. Il faut noter que seule l'observation d'un ensemble de signatures pourra réellement signer cette nouvelle phase de la matière nucléaire. De plus, outre sa mise en évidence, l'ensemble de ces signatures permettra également de caractériser physiquement cette nouvelle phase de la matière nucléaire.

Outre ces signatures, il existe également des observables globales, comme par exemple la densité d'énergie, la multiplicité et la centralité, qui permettent de caractériser la collision. Certaines de ces observables peuvent fournir des indications concernant la possible formation d'une phase de plasma de quarks et de gluons.

### 1.5.1 Les observables globales

#### 1.5.1.1 La multiplicité

La multiplicité correspond au nombre de particules produites dans une collision. C'est une contrainte à prendre en compte dans la conception des détecteurs. Elle peut

s'exprimer en fonction de la rapidité  $y$  ou de la pseudo-rapacité  $\eta^5$ . Cette observable est très importante car elle permet d'estimer la densité d'énergie atteinte dans les collisions noyau-noyau :

$$\epsilon = \frac{\langle m_T \rangle}{A_T \tau_0} \left. \frac{dN}{dy} \right|_{y=0} \quad (1.29)$$

où  $\langle m_T \rangle$  est la masse transverse moyenne de toutes les particules émises dans le plan transverse et  $A_T$  correspond à la surface de recouvrement dans le plan transverse des noyaux.  $dN/dy|_{y=0}$  représente la multiplicité des particules produites dans le plan transverse.

La figure 1.9 montre l'évolution de la multiplicité de particules chargées à rapidité nulle  $N_{ch}/(0,5N_{\text{part}})$  en fonction de l'énergie incidente  $\sqrt{s_{NN}}$  pour les données p-p et noyau-noyau centrales. Pour les collisions p-p, une dépendance logarithmique est mesurée, contrainte à haute énergie par les données de l'expérience CDF à  $\sqrt{s_{NN}} = 2$  TeV. On aurait ainsi en p-p, un nombre de particules chargées à rapidité nulle de l'ordre de 1,8 (2,4 et 5) à  $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeV (200 GeV et 5,5 TeV). Pour les collisions noyau-noyau, le modèle de saturation [22], représenté sur la figure par la courbe en tiret long, prédit un comportement du nombre de particules chargées en  $\sqrt{s_{NN}}^{0,38}$ . Ce comportement reproduit correctement les données du RHIC. La multiplicité de particules chargée mesurée au RHIC est  $dN_{ch}/dy|_{y=0} \sim 650$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Au LHC, ce modèle de saturation prédit ainsi une multiplicité de particules chargées à pseudo-rapacité nulle de  $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} \sim 2500$  pour les collisions centrales Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV.

Avant les résultats du RHIC, la plupart des modèles prédisait une multiplicité de particules chargées nettement supérieure, pouvant atteindre jusqu'à 8000 particules chargées par unité de rapidité à rapidité nulle. ALICE a donc été conçue pour travailler dans cet environnement de très hautes multiplicités, soit  $dN_{ch}/dy|_{y=0} = 8000$ .

### 1.5.1.2 La densité d'énergie

Les calculs de QCD sur réseau nous ont permis de montrer que la transition de phase entre un gaz hadronique et un plasma de quarks et de gluons apparaissait quand la densité d'énergie devient supérieure à la densité d'énergie critique de l'ordre de  $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Il faut donc arriver à estimer la densité d'énergie initiale atteinte dans les collisions noyau-noyau. On utilise pour cela la formule de Bjorken [12] qui s'écrit :

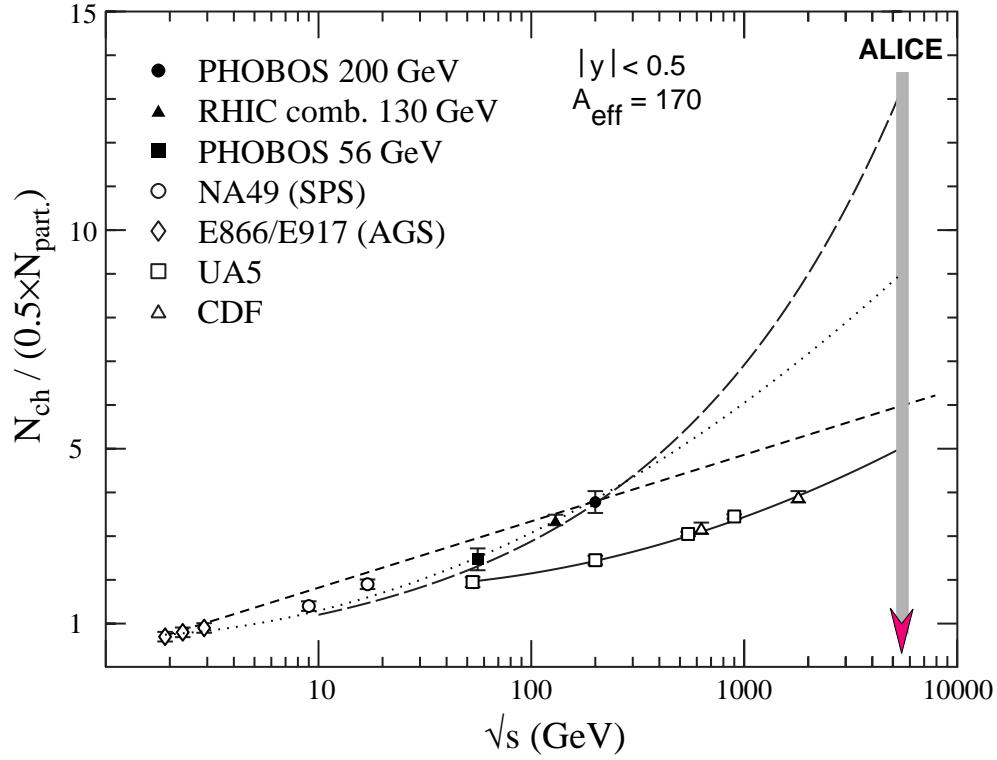
$$\epsilon_0 = \frac{1}{A_T \tau_0} \left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0} \quad (1.30)$$

où  $E_T$  représente l'énergie transverse à rapidité nulle,  $\tau_0$  est le temps de formation du plasma et  $A_T$  représente la surface transverse où est déposée l'énergie de la collision, c'est-à-dire la surface transverse de recouvrement des noyaux. Dans le cas de collisions centrales noyau-noyau, la surface  $A_T$  est égale à  $\pi R^2$  où  $R$  est le rayon du noyau considéré.

L'énergie transverse mesurée dans les collisions centrales aux énergies du SPS et du RHIC suit une loi de puissance en  $\sqrt{s_{NN}}$  [23] :

$$\left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0} = 133 \sqrt{s_{NN}}^{0,3} \quad (1.31)$$

<sup>5</sup>La pseudo-rapacité est définie comme  $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$  où  $\theta$  est l'angle polaire d'émission de la particule par rapport à l'axe du faisceau. Dans la limite où la vitesse de la particule  $v$  tend vers  $c$ , alors  $\eta$  vers  $y$ .



**FIG. 1.9** – Multiplicité de particules chargées en fonction de l'énergie incidente pour les collisions proton-proton et A-A [63]. Les données p-p (A-A) sont ajustées par une fonction logarithmique représentée en trait plein (trait pointillé). Les données A-A sont ajusté également par une loi de puissance issue d'un modèle de saturation [22] (courbe en tirets longs). La courbe en tirets courts est un ajustement linéaire des données A-A.

L'extrapolation pour le LHC donne une énergie transverse de 1760 GeV pour les collisions Pb-Pb. Dans le cas des collisions centrales Pb-Pb (Au-Au), la densité d'énergie atteinte 1 fm/c après la collision est de l'ordre de 12 GeV/fm<sup>3</sup> (5 GeV/fm<sup>3</sup>) au LHC (au RHIC).

Au RHIC, le temps de formation du plasma est estimé en postulant que les particules ayant une énergie moyenne  $\langle m_T \rangle$  dans le plan transverse ( $y = 0$ ) sont formées en moyenne après un temps  $\tau_0$  qui est déterminé comme suit [13] :

$$\langle \tau_0 \rangle = \frac{\hbar}{\langle m_T \rangle} \quad \text{avec} \quad \langle m_T \rangle = \frac{2}{3} \left. \frac{dE_T/dy}{dN_{ch}/dy} \right|_{y=0} \quad (1.32)$$

Les données du SPS et du RHIC montrent que la masse transverse moyenne sature aux énergies du RHIC à 0,6 GeV [13]. Le temps de formation du plasma est alors égal à  $\tau_0 = 0,35$  fm/c, valeur qui est bien supérieure au temps d'interpénétration des noyaux de Plomb ( $2R_{Pb}/\gamma$ ). On trouve alors une densité d'énergie initiale de  $\epsilon_0 \sim 40$  GeV/fm<sup>3</sup> atteinte 0,35 fm/c après la collision dans le cas des collisions centrales Pb-Pb au LHC.

Une fois le plasma formé, il faut qu'il se thermalise. Au RHIC, les modèles hydrodynamiques prédisent un temps de thermalisation pour le plasma compris entre 0,6 et 1 fm/c [13].

Que ce soit au RHIC ou au LHC, la densité d'énergie atteinte 1 fm/c après la collision est nettement supérieure à la densité d'énergie critique ( $\epsilon_c \sim 1$  GeV/fm<sup>3</sup>). On peut donc s'attendre à ce qu'un plasma de quarks et de gluons thermalisé soit formé au RHIC et au LHC.



### 1.5.1.3 Modèle statistique de production de hadrons

Les hadrons sont produits dans les dernières étapes de l'évolution du système formé dans les collisions noyau-noyau. L'étude des taux de production des hadrons à l'aide de modèles statistiques peut donc nous informer sur les caractéristiques thermodynamiques du gel chimique (« chemical freeze out »), puisque la composition des hadrons est fixée au moment du gel chimique (les collisions inélastiques cessent). Dans l'ensemble grand canonique, le taux de production moyen d'un hadron  $i$  d'étrangeté  $S_i$ , de nombre baryonique  $B_i$  et de charge électrique  $Q_i$  est alors donné par :

$$\langle N_i \rangle = \frac{g_i V}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{(E_i - \mu_i)/T} \pm 1} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} + & \text{pour les fermions (baryons)} \\ - & \text{pour les bosons (mésons)} \end{cases} \quad (1.33)$$

où  $T$  est la température et  $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$  est l'énergie totale.  $\mu_i = \mu_B B_i + \mu_S S_i + \mu_I I_i$  est le potentiel chimique, avec  $\mu_B$ ,  $\mu_S$  et  $\mu_I$  les potentiels chimiques relatifs au nombre de baryons, à l'étrangeté et à l'isospin.  $g_i = (2J_i + 1)(2I_i + 1)$  représente le facteur de dégénérescence avec  $J_i$  et  $I_i$ , le spin et l'isospin du hadron  $i$ . Les paramètres  $\mu_S$ ,  $\mu_I$  et le volume  $V$  sont fixés par des lois de conservations des nombres quantiques (l'étrangeté, la charge électrique, le nombre de baryons) entre l'état initial (les noyaux avant collision) et l'état final (somme sur tous les hadrons produits au moment du gel chimique). Finalement, les seuls paramètres libres du modèle sont la température  $T$  et le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ . Cependant, un paramètre supplémentaire, le facteur de saturation de l'étrangeté  $\gamma_S$ , doit être introduit pour reproduire les taux de production des particules étranges.

La comparaison des données expérimentales du RHIC (collision Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 130, 200$  GeV) avec les prédictions d'un modèle statistique [24] ( $\gamma_S = 1$ ) est montré sur la figure 1.10. La température  $T$  et le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  au moment du gel chimique sont alors extrait avec ce modèle [24]. Les valeurs obtenues sont les suivantes :

- $T = 174 \pm 7$  MeV et  $\mu_B = 46 \pm 5$  MeV à  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV ;
- $T = 177 \pm 7$  MeV et  $\mu_B = 29 \pm 6$  MeV à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV.

Au SPS (collision Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 17, 8$  GeV), la comparaison des données expérimentales avec le même modèle thermique montre que le gel chimique apparaît pour une température  $T = 170 \pm 5$  MeV et un potentiel chimique  $\mu_B = 255 \pm 10$  MeV. Au LHC, les extrapolations du SPS et du RHIC montrent que le gel chimique serait atteint pour une température de l'ordre  $T \sim 175$  MeV (comme au SPS et au RHIC) et pour un potentiel chimique de  $\mu_B \sim 1$  [24, 23].

## 1.5.2 La perte d'énergie des partons dans un milieu dense

En 1982, Bjorken a été le premier à énoncer le phénomène d'extinction des jets de haute impulsion transverse dans un plasma de quarks et de gluons [25]. Brièvement, l'idée était la suivante. Si le milieu formé dans les collisions noyau-noyau est déconfiné et que la densité partonique est élevée, les partons de haut  $p_T$  vont perdre de l'énergie par diffusion élastique avec les quarks et les partons du milieu lors de leur traversée du milieu déconfiné. Si on considère un parton sans masse produit dans le plan transverse ( $y = 0$ ) avec une impulsion transverse  $p_T$ , alors, une fois le milieu traversé, le parton aura une impulsion transverse  $p'_T$  qui s'écrit :

$$p'_T = p_T - \frac{dE}{dx} L \quad \text{avec} \quad \frac{dE}{dx} \simeq \alpha_S^2 \sqrt{\epsilon} \quad (1.34)$$

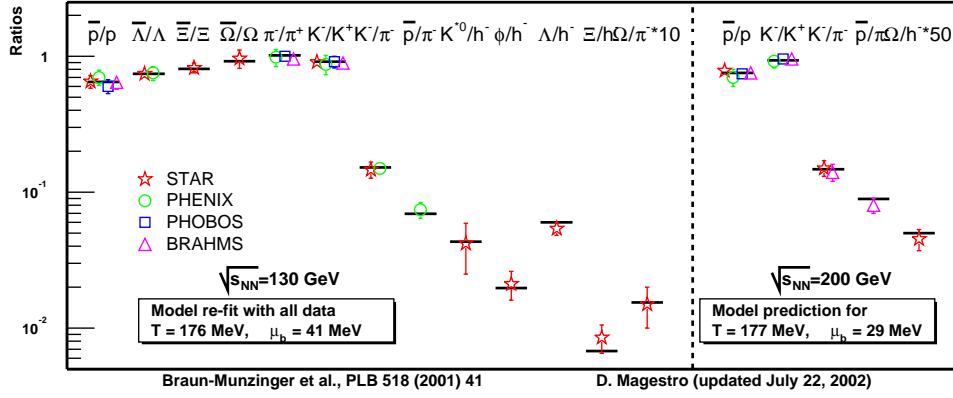


FIG. 1.10 – Comparaison des rapports (anti-)hadron/hadron au RHIC avec les prédictions d'un modèle statistique [24].

où  $dE/dx$  représente la perte d'énergie par unité de longueur du parton dans le milieu et  $L$  est la longueur que parcourt le parton dans le milieu.  $\epsilon$  est la densité d'énergie du milieu. Ensuite, ces partons s'hadronisent et les hadrons ainsi formés voient leur impulsion réduite.

Cependant, la perte d'énergie par diffusion élastique n'est pas la seule source de perte d'énergie des partons dans le milieu dense. En effet, le « gluonsstrahlung », l'équivalent en QCD du « bremsstrahlung » de QED, peut être une autre source de perte d'énergie [26, 27]. Durant sa traversée du milieu dense, le parton perd ainsi de l'énergie par rayonnement de gluons.

### 1.5.2.1 La suppression des particules de haut $p_T$

Il est utile de définir le facteur de modification nucléaire,  $R_{AA}(p_T, b)$ , pour les collisions noyau-noyau afin d'étudier la suppression des hadrons de haut  $p_T$ . Il est défini de la manière suivante :

$$R_{AA}(p_T, b) = \frac{d^2 \mathcal{N}_{AA}/d^2 p_T dy}{\langle N_{\text{coll}}^{\text{inel}}(b) \rangle \times d^2 \mathcal{N}_{pp}/d^2 p_T dy} \quad (1.35)$$

où  $\langle N_{\text{coll}}^{\text{inel}}(b) \rangle$  est le nombre moyen de collision p-p inélastiques dans une collision noyau-noyau qui peut être estimé en utilisant le modèle de Glauber (cf. Annexe A). Ce rapport est égal à 1 si une collision noyau-noyau est une superposition indépendante de  $N_{\text{coll}}$  collisions p-p.

Les facteurs de modification nucléaire mesurés en collision d-Au et Au-Au (centrales) par l'expérience PHENIX pour les pions neutres et les hadrons chargés sont présentés sur la figure 1.11 (à gauche). On remarque que ce rapport augmente dans les collisions d-Au pour les hadrons chargés aux impulsions transverses intermédiaires, ce qui est expliqué par l'effet Cronin qui redistribue la production des hadrons de bas  $p_T$  vers les haut  $p_T$ . Dans les collisions Au-Au centrales, on constate que le facteur de modification nucléaire est très inférieur à 1 que ce soit pour les hadrons ou pour les  $\pi^0$ . Cette suppression par rapport aux collisions d-Au est de l'ordre de 5 pour des impulsions transverses allant de 5 GeV/c à 10 GeV/c. Cette suppression des hadrons de haut  $p_T$  dans les collisions Au-Au doit être un effet dans l'état final car il n'est pas observé dans les collisions d-Au. Cette suppression implique la création d'un milieu très dense dans les collisions Au-Au où les partons de haut  $p_T$  perdent leur énergie

dans le milieu dense par rayonnement de gluons entraînant, après hadronisation, une suppression des hadrons de haut  $p_T$ .

La figure 1.11 (à droite) représente le facteur de modification nucléaire des pions neutres, des  $\eta$  et des photons directs pour les collisions Au-Au centrales mesuré par l'expérience PHENIX. Les photons directs ne sont pas supprimés pour des  $p_T > 2$  GeV/c, car ils sont peu sensibles à la phase partonique (neutre de couleur). Les photons directs, issus de processus durs ( $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$  et  $qg \rightarrow \gamma q$ ), permettent donc de vérifier la normalisation du  $R_{AA}$  pour les  $p_T$  dans le domaine en impulsion transverse où apparaît la suppression des hadrons. Par contre, on constate que les mésons  $\pi^0$  et  $\eta$  ont une suppression identique d'un facteur  $\sim 5$  et un comportement constant dans un domaine en  $p_T$  compris entre 4 et 20 GeV/c. Cette suppression semble donc être indépendante de la masse du hadron (suppression au niveau partonique) ce qui est en accord avec le scénario de perte d'énergie des partons dans un milieu dense. Une prédiction théorique pour le  $R_{AA}$  des pions neutres est présentée sur la figure 1.11 (à droite). Dans ce modèle [30], les partons perdent leur énergie dans le milieu dense par rayonnement de gluons. Avec une densité de gluons de  $dN^g/dy = 1100$ , le modèle semble reproduire les données. Cette valeur conduit à une densité d'énergie initiale de 15 GeV/fm<sup>3</sup> dans les collisions centrales Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [30].

### 1.5.2.2 La suppression des jets ou « jet quenching »

Les partons de haut  $p_T$  sont produits par paire par des processus dits « dur » ( $2 \rightarrow 2$ ) que l'on peut traiter par la QCD perturbative. Les 2 jets de haut  $p_T$  sont produits dos-à-dos, avec  $p_T^1 = p_T^2$ . Ces jets peuvent être une sonde très intéressante du milieu dense formé aux tous premiers instants de la collision. En effet, l'interaction des partons de haut  $p_T$  avec le milieu dense (composé de quarks et de gluons) peut entraîner des modifications sur la topologie et la cinématique des jets mesurés.

Qu'observe-t'on sur la physique des jets au RHIC ?

Les jets de haut  $p_T$  sont produits dans un environnement de haute multiplicité ( $dN_{ch}/dy|_{y=0} \sim 650$  dans les collisions centrales Au-Au à 200 GeV) rendant la reconstruction des jets difficile. Pour palier cette difficulté, les expériences du RHIC sélectionnent les hadrons de plus haut  $p_T$  et mesurent la distribution azimutale,  $\Delta\phi = \phi_{trig} - \phi$ , par rapport à ces particules de référence ( $\phi_{trig}$ ), des autres hadrons de la même collision ( $\phi$ ).

L'expérience STAR a mesuré les jets dans l'intervalle en pseudo-rapidité  $|\eta| < 0,7$  avec, pour les hadrons déclencheurs, une impulsion transverse  $p_T^{trig}$  comprise entre 4 et 6 GeV/c, et, pour les particules associées, une impulsion transverse comprise entre 2 et  $p_T^{trig}$ . La figure 1.12 montre les corrélations azimutales des hadrons de haut  $p_T$  mesurées par l'expérience STAR pour les collisions p-p, centrale d-Au et « minimum bias » d-Au (figure du haut). On constate un premier pic à  $\phi \sim 0$  pour les hadrons déclencheurs associées au premier parton et un second pic à  $\phi \sim \pi$  correspondant aux hadrons émis dans la direction opposée à la première et provenant du second parton. Que ce soit pour les collisions p-p ou pour les collisions d-Au, les distributions azimutales des particules de haut  $p_T$  montrent des corrélations dos-à-dos caractéristiques de 2 jets de haut  $p_T$  produits dos-à-dos dans ces collisions. La figure 1.12 (en bas) compare les corrélations dans les collisions p-p et d-Au aux corrélations dans les collisions Au-Au centrales. Dans les collisions Au-Au centrales, les corrélations ont complètement disparues. Ceci s'explique si l'on admet qu'un des partons a perdu une fraction importante de son énergie par rayonnement de gluons lors de sa traversée du milieu dense alors que le parton associé a parcouru une courte distance (quasi-nulle) dans le milieu dense et a

donc pu s'en échapper sans perte d'énergie.

Suite à ces observations expérimentales (suppression des particules de haut  $p_T$  et écrantage des jets), on peut conclure que le milieu formé aux énergies du RHIC doit être un milieu dense où les constituants (partons) interagissent fortement. Certains pensent que ces observations, associées à d'autres mesures faites au RHIC, sont la preuve de la formation d'un QGP ou plutôt d'un sQGP (pour strongly interacting Quark-Gluon Plasma) au RHIC [32].

Le LHC doit permettre une reconstruction des jets énergétiques événement par événement pour les collisions p-p et Pb-Pb et une étude du  $R_{AA}$  jusqu'à des valeurs de  $p_T$  de 100 GeV/c [33, 34, 35]. De plus, les quarks lourds ( $c, b$ ) seront produits en abondance avec environ 230 (10) hadrons charmés (beaux) attendues dans les collisions Pb-Pb centrales. La perte d'énergie des quarks lourds dans le milieu pourra alors être étudiée avec la mesure du  $R_{AA}$  des hadrons charmés et beaux [36].

### 1.5.3 La suppression des quarkonia

#### 1.5.3.1 Introduction

En 1986, H. Satz et T. Matsui [37] proposent une nouvelle signature du plasma de quarks et de gluons. L'idée est que le potentiel qui lie une paire quark-antiquark serait écranté dans un plasma du fait du déconfinement des quarks et des gluons. Une paire quark-antiquark a donc une probabilité plus faible de former un état lié quark-antiquark (quarkonium) dans un plasma. On doit donc s'attendre à une suppression des quarkonia si le milieu formé dans des collisions noyau-noyau est un plasma de quarks et de gluons.

Les quarkonia sont des états liés quark-antiquark lourds (charme et beauté). Puisque les quarks sont lourds, avec  $m_c \simeq 1,2-1,5$  GeV et  $m_b \simeq 4,5$  GeV, la spectroscopie des quarkonia peut être étudiée en utilisant la théorie quantique non-relativiste où la fonction d'onde de l'état lié  $i$ ,  $\Psi_i(r)$ , vérifie l'équation de Schrödinger suivante :

$$\left\{ 2m - \frac{1}{m} \nabla^2 + V(r) \right\} \Psi_i(r) = M_i \Psi_i(r) \quad (1.36)$$

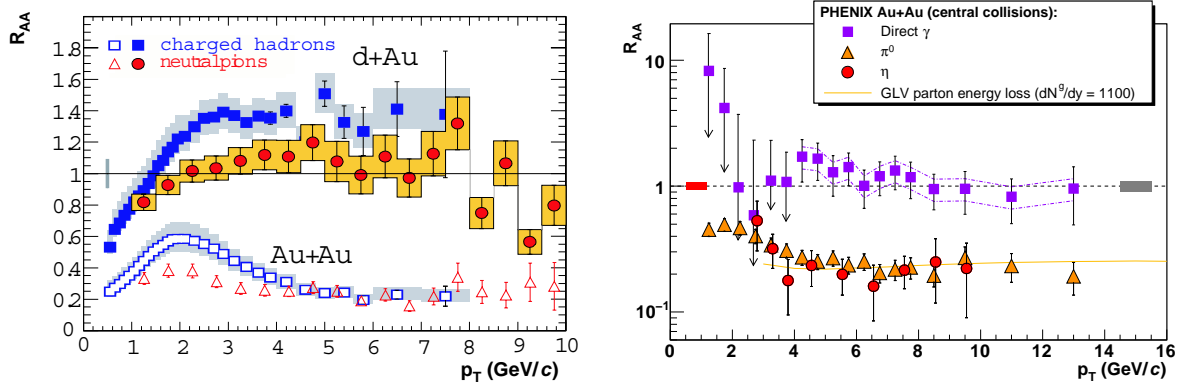
où  $V(r)$  est le potentiel d'interaction entre les quarks séparés d'une distance  $r$  que l'on modélise généralement de la manière suivante :

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \quad (1.37)$$

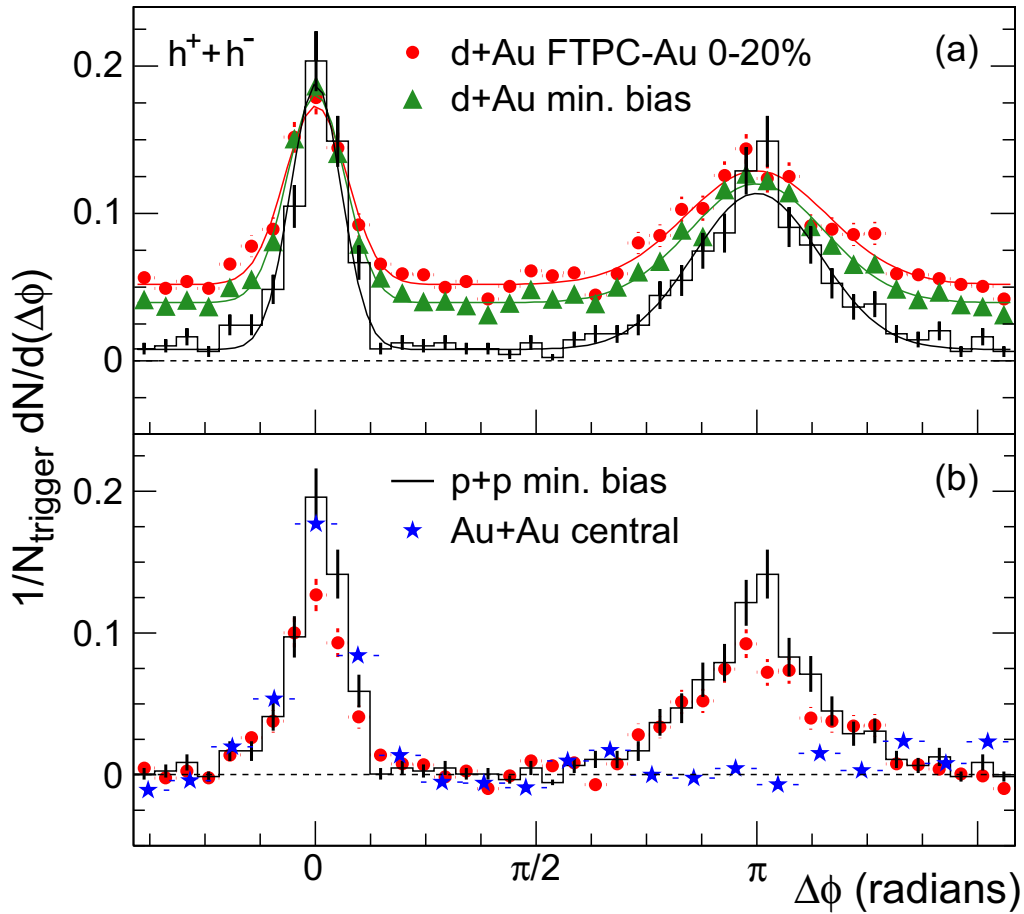
où le premier terme représente l'attraction des quarks à grande distance (confinement) avec une tension de corde de  $\sigma \simeq 0,2$  GeV<sup>2</sup> et le deuxième terme correspond à la répulsion coulombienne des charges de couleurs à petite distance avec  $\alpha \simeq \pi/12$ .

La résolution de l'équation de Schrödinger permet de déterminer la masse  $M_i$ , le rayon  $r_i$  et l'énergie de liaison  $\Delta E_i$  des différents états liés  $i$ . Les caractéristiques de ces états liés, obtenues avec ce modèle, sont résumées dans le tableau 1.2 en fixant la masse des quarks à  $m_c = 1,25$  GeV et  $m_b = 4,65$  GeV. La spectroscopie des quarkonia est ainsi bien reproduite avec un écart entre la masse mesurée  $M_i^{\text{exp}}$  et la masse prédite par ce modèle  $M_i$  inférieure à 1%. La spectroscopie expérimentale des quarkonia est donnée dans le tableau 1.3.

Quand la température augmente, la tension de corde  $\sigma$  diminue et devient nulle si une transition vers un milieu déconfiné à lieu :  $\sigma(T > T_c) = 0$ . Cependant, le terme coulombien peut permettre de lier une paire quark-antiquark pour une température  $T$



**FIG. 1.11** – *À gauche* : Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour les pions neutres et les hadrons chargés dans les collisions d-Au et Au-Au centrales à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV mesurés par l'expérience PHENIX [28]. *À droite* : Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour les pions neutres, les  $\eta$  et les photons directs dans les collisions Au-Au centrales à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV mesurés par l'expérience PHENIX [29]. La courbe correspond à un modèle basé sur la perte d'énergie partonique GLV (Gyulassy Levai Vitev) [30].



**FIG. 1.12** – *Corrélation azimutale des hadrons de haut  $p_T$  mesurée par l'expérience STAR [31] dans les collisions p-p (ligne continue), centrales d-Au (ronds), « minimum bias » d-Au (triangles) et centrales Au-Au (étoiles).*

état lié $i$	$J/\psi$ (1S)	$\chi_c$ (1P)	$\psi'$ (2S)	$\Upsilon$ (1S)	$\chi_b$ (1P)	$\Upsilon'$ (2S)	$\chi'_b$ (2P)	$\Upsilon''$ (3S)
$M_i$ (GeV)	3,1	3,53	3,68	9,46	9,99	10,02	10,26	10,36
$r_i$ (fm)	0,50	0,72	0,90	0,28	0,44	0,56	0,68	0,78
$\Delta E_i$ (GeV)	0,64	0,20	0,05	1,10	0,67	0,54	0,31	0,20
$T_d/T_c$ (GeV)	2,1	1,16	1,12	4	1,76	1,60	1,19	1,17
$f_{J/\psi, \Upsilon}^i$ (%)	62	30	8	52	26	10	10	2

**TAB. 1.2** – Spectroscopie des quarkonia dans le vide ( $M_i, r_i, \Delta E_i$ ), température de dissociation des quarkonia dans le milieu ( $T_d$ ) [38] et contribution des états excités à l'état fondamental ( $f_{J/\psi, \Upsilon}^i$ ) [93].  $T_c$  est la température critique estimée à environ 173 MeV par les calculs de QCD sur réseau.

supérieure à la température  $T_c$ . À partir d'une température caractéristique de l'état lié considéré, qu'on appelle la température de dissociation  $T_d$ , l'état lié ne peut alors plus se former.

Dans un plasma de quarks et de gluons à la température  $T$ , le potentiel d'interaction quark antiquark est écranté par la présence des charges de couleur entre le quark et l'antiquark. Le pouvoir d'écrantage du plasma sur le potentiel d'interaction quark antiquark dépend directement de la température  $T$  du milieu de la manière suivante :

$$V(r, T > T_c) = -\frac{\alpha}{r} e^{-r/r_D(T)} \quad (1.38)$$

où  $r_D$  est le rayon de Debye qui donne une mesure du pouvoir d'écrantage de couleur du plasma. Autrement dit, il représente la portée de l'interaction du quark dans le plasma. En effet, si  $r_D$  est petit devant  $r$  alors le potentiel quark-antiquark est nul rendant la formation de l'état lié impossible. Par contre, si  $r_D$  est grand devant  $r$ , on retrouve le potentiel Coulombien, la formation de l'état lié est alors possible. Le rayon de Debye est une caractéristique du milieu et dépend directement de la température  $T$  du milieu. Comme attendu, les calculs de QCD sur réseau montre que le rayon de Debye diminue à mesure que  $T$  augmente.

À une température  $T$  donnée, les calculs de QCD sur réseau permettent de calculer le potentiel d'interaction entre un quark et un antiquark. On peut ainsi estimer le rayon de Debye du plasma et en déduire les températures de dissociation  $T_d$  des différents états liés. Les températures de dissociation  $T_d$  obtenues à partir de récents calculs de QCD sur réseau sont montrées dans le tableau 1.2. On constate que les états fondamentaux ( $J/\psi, \Upsilon$ ), états dont les rayons de Bohr sont les plus petits, sont ceux qui seront dissociés en dernier car ils ont les températures de dissociation les plus élevées dans le plasma. La dissociation des états liés dans le plasma peut également fournir une mesure indirecte de la température du milieu (figure 1.14).

Les températures de dissociation des états excités du charmonium sont très proches et sont de l'ordre de  $T_c$ . Le  $\psi'$  et le  $\chi_c$  pourrait être dissociés si la densité d'énergie dépasse  $\epsilon \simeq 2$  GeV/fm<sup>3</sup>. La dissociation du  $J/\psi$  devrait apparaître pour une température de l'ordre de  $2T_c$  ce qui correspond à une densité d'énergie de 25 GeV/fm<sup>3</sup>. Or, les mesures de densité d'énergie effectuées au SPS et au RHIC sont nettement inférieure avec  $\epsilon \simeq 2 - 4$  GeV/fm<sup>3</sup> au SPS et  $\epsilon \simeq 5,5$  GeV/fm<sup>3</sup> au RHIC. Par conséquent, une dissociation totale du  $\chi_c$  et du  $\psi'$  devrait être attendue au SPS et au RHIC. On devrait

cependant observer une suppression partielle du  $J/\psi$  de l'ordre de 40% au voisinage de  $T_c$  (cf. figure 1.13), car 40% des états  $J/\psi$  proviennent de la désintégration (du « feed-down ») du  $\chi_c$  (30%) et du  $\psi'$  (10%) (cf. tableau 1.2). Une autre remarque intéressante, pour les énergies LHC, vient du fait que le  $\Upsilon''$  semble se dissocier en même temps que le  $\chi_c$  et le  $\psi'$ .

état lié	$J/\psi$ (1S)	$\chi_c$ (1P)	$\psi'$ (2S)	$\Upsilon$ (1S)	$\chi_b$ (1P)	$\Upsilon'$ (2S)	$\chi'_b$ (2P)	$\Upsilon''$ (3S)
$M$ (GeV)	3,097	3,511	3,686	9,460	9,893	10,023	10,255	10,355
$\Gamma$ (keV)	93,4	890	337	54,02	-	31,98	-	20,32
$\mathcal{BR}_{\mu\mu}$ (%)	5,93	0	0,73	2,48	0	1,93	0	2,18
$\mathcal{BR}_{J/\psi, \Upsilon}$ (%)	0	35,6	56,1	0	35,8	27	10	10,6

TAB. 1.3 – Spectroscopie expérimentale des quarkonia [39].

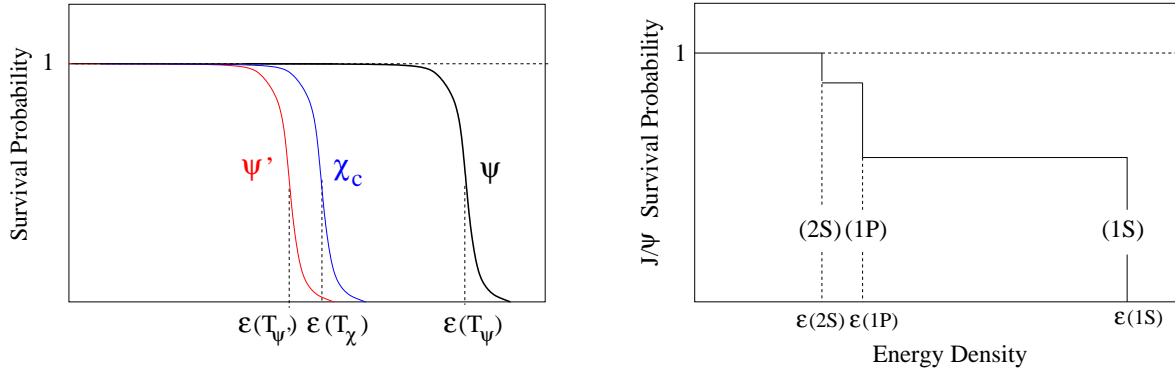


FIG. 1.13 – Probabilité de survie des états liés  $c\bar{c}$  (à gauche) et du  $J/\psi$  (à droite) en fonction de la densité d'énergie du milieu.

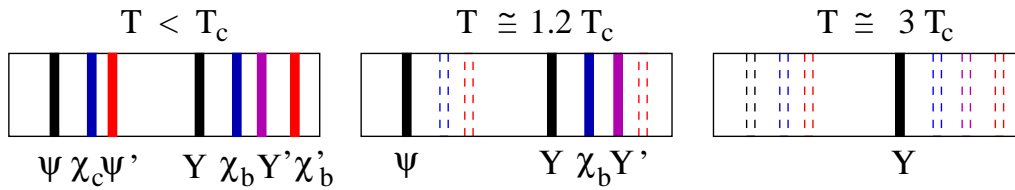


FIG. 1.14 – Dissociation des quarkonia comme une mesure indirecte de la température du milieu.

### 1.5.3.2 La production des quarks lourds

La production d'une paire quark-antiquark lourds ( $Q\bar{Q}$ ) peut être évaluée dans le cadre de la QCD perturbative car lors du processus de création de la paire  $Q\bar{Q}$ , l'énergie transférée est grande  $Q > 2m_Q \gg \Lambda_{QCD}$  [106]. De ce fait, la constante de couplage est faible,  $\alpha_S < 0,5$  (0,2) dans le domaine d'énergie où la paire  $c\bar{c}$  ( $b\bar{b}$ ) est créée, (cf. §1.2.3).

Compte tenu de la valeur de la constante de couplage, le développement perturbatif limité aux deux premiers ordres en  $\alpha_S$  ( $\alpha_S^2$  et  $\alpha_S^3$ ) est suffisant pour calculer la section efficace de production des paires  $Q\bar{Q}$ . À l'ordre  $\alpha_S^2$  (LO pour « Leading Order »), les diagrammes de Feynman à deux vertex ( $\alpha_S^2$ ) qui contribuent à la production d'une paire  $Q\bar{Q}$  sont la fusion de gluons ( $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ ) et l'annihilation  $q\bar{q}$  ( $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ ) où  $q$  représente un quark léger ( $u, d$ ) (figure 1.15). À l'ordre  $\alpha_S^3$  (NLO pour « Next Leading Order »), les diagrammes de Feynman qui contribuent à la production d'une paire  $Q\bar{Q}$  sont l'émission d'un gluon dans l'état final, la brisure d'un gluon ou « gluon splitting » et l'excitation de saveur (figure 1.16). Le développement au second ordre est nécessaire pour reproduire correctement la production d'une paire  $c\bar{c}$ , surtout dans le domaine des bas  $p_T$ .

Les paires  $c\bar{c}$  ( $b\bar{b}$ ) sont produites aux premiers instants de la collision, soit  $\tau_{c\bar{c}} = 1/2m_c \sim 0,1 \text{ fm}/c$  et  $\tau_{b\bar{b}} = 1/2m_b \sim 0,02 \text{ fm}/c$ .

### 1.5.3.3 La production des quarkonia

La production des quarkonia s'effectue en deux étapes. La première étape consiste en la formation d'une paire quark-antiquark, processus très rapide et donc calculable à partir de la QCD perturbative. La seconde étape consiste à former le quarkonium par coalescence (fusion) de la paire quark-antiquark. La coalescence va dépendre de l'état dans lequel se trouve la paire après sa création. Si l'état est coloré, cette charge de couleur devra être neutralisée pour obtenir un quarkonium neutre de couleur puisque expérimentalement aucun hadron coloré n'est observé. Cette neutralisation de la couleur nécessite une évolution de la paire sur une longue échelle de temps (comparée à celle nécessaire pour créer la paire  $Q\bar{Q}$ ), impliquant des phénomènes non-perturbatifs. Les différences entre les divers modèles existants viennent de la manière dont est traitée la coalescence de la paire  $Q\bar{Q}$ . Ces modèles sont contraints par les données expérimentales en terme de section efficace ou de polarisation. Trois modèles seront présentés par la suite.

### Modèle d'évaporation de couleur

Le modèle d'évaporation de couleur est le premier modèle décrivant la production des quarkonia [40]. La paire  $Q\bar{Q}$  est créée dans un état de couleur donnée. La neutralisation de la couleur dans ce modèle s'effectue sans aucune incidence sur les taux de production et la dynamique de cette production. La section efficace du  $J/\psi$ , par exemple, s'écrit de la manière suivante :

$$\sigma_{J/\psi} = f_{J/\psi} \int_{2m_c}^{2m_D} dm_{c\bar{c}} \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dm_{c\bar{c}}} \quad (1.39)$$

où  $f_{J/\psi}$  est un paramètre du modèle qui est fixé par les données expérimentales (cf. tableau 1.4). Le paramètre  $m_D$  qui intervient dans l'intégration de la section efficace  $Q\bar{Q}$  représente la masse du hadron charmé le plus léger. Une des conséquences de ce modèle est que le rapport entre la production de deux états liés est indépendant de l'énergie ce que semble confirmer les données expérimentales. Ce modèle explique les sections efficaces de production des états liés ainsi que les spectres en  $p_T$  pour les données de basse énergie. Cependant, le modèle ne reproduit pas les spectres en  $p_T$  des données de CDF.



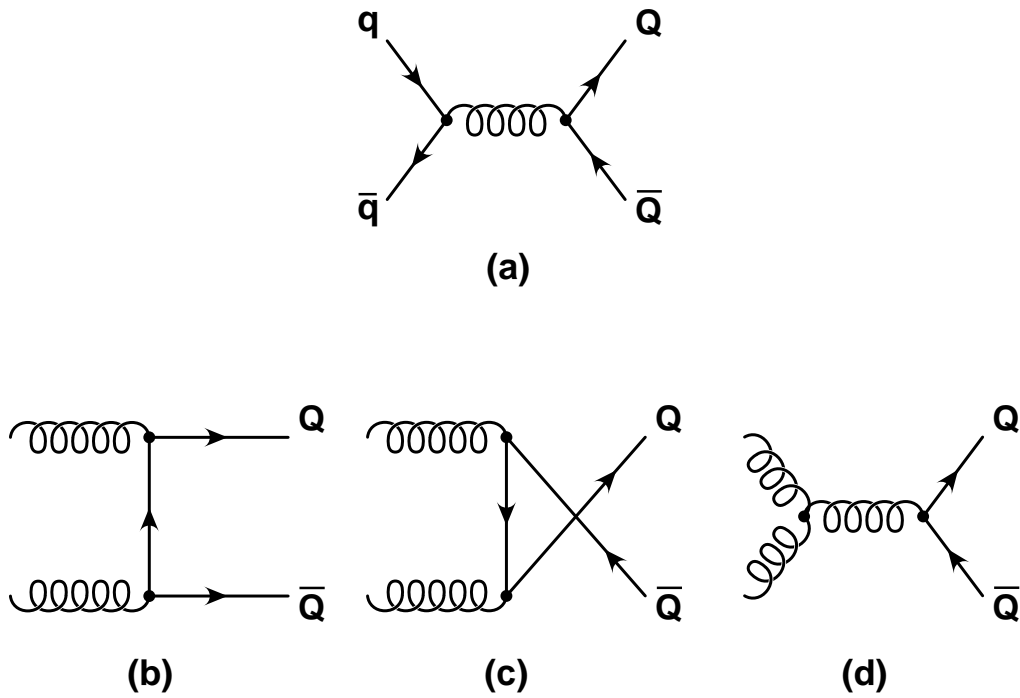


FIG. 1.15 – Diagramme de Feynmann à l'ordre ( $\alpha_s^2$ ) pour la création d'une paire  $Q\bar{Q}$  : l'annihilation  $q\bar{q}$  (diagramme a) et la fusion de gluon (diagrammes b, c et d).

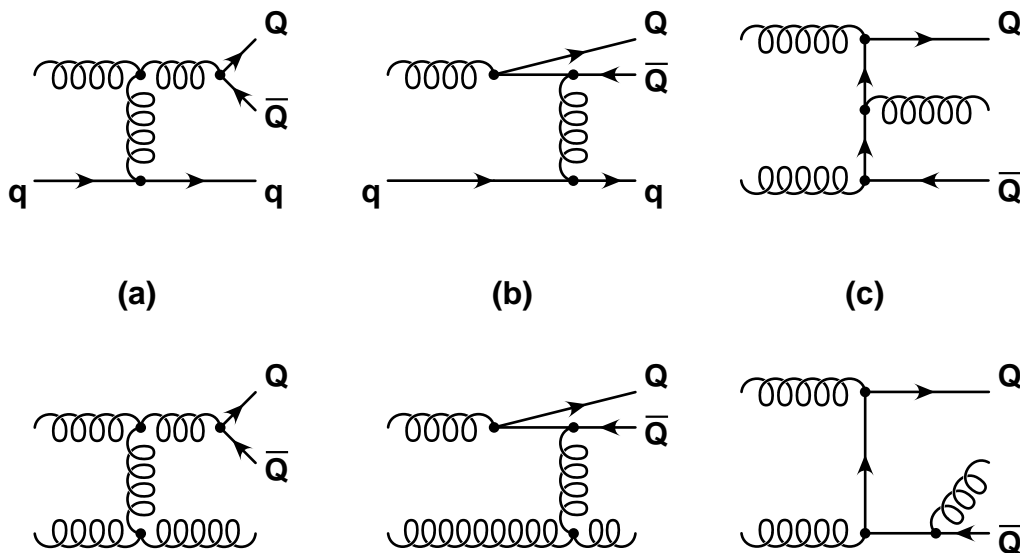


FIG. 1.16 – Diagramme de Feynmann à l'ordre ( $\alpha_s^3$ ) pour la création d'une paire  $Q\bar{Q}$  : la brisure d'un gluon (diagrammes a), l'excitation de saveur (diagrammes b) et l'émission d'un gluon dans l'état final (diagrammes c).

état lié $i$	$J/\psi$	$\chi_c$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$f_i$	0,025	0,01	0,0035	0,046	0,024	0,0078

**TAB. 1.4** – Paramètre du modèle d'évaporation de couleur fixé par les données expérimentales [41].

### Modèle du singulet de couleur

Le modèle du singulet de couleur (CSM pour « Color Singlet Model ») décrit la formation des quarkonia en deux étapes [42]. La première étape consiste à produire la paire  $Q\bar{Q}$  et la seconde décrit la coalescence de la paire. Ces deux étapes sont considérées comme indépendantes, impliquant une factorisation de la section efficace en une partie perturbative et une partie non-perturbative. Ce modèle suppose que le quark et l'antiquark sont au repos dans le référentiel du centre de masse du quarkonium car la masse des quarks est élevée. Ce modèle suppose également que la couleur et le spin de la paire  $Q\bar{Q}$  sont fixés lors de la création de celle-ci et ne change pas durant la procédure de coalescence. De plus, la paire  $Q\bar{Q}$  est produite dans un état singulet de couleur, car le quarkonium doit être neutre de couleur. La probabilité que les quarks se lient est donnée par une fonction d'onde de Schrödinger. Ce modèle décrit convenablement les données de basse énergie mais sous estime la production à haute énergie, en particulier les données de CDF sur la production du  $J/\psi$  et du  $\psi'$ .

### Modèle de l'octet de couleur

Le modèle de l'octet de couleur permet une meilleure description de la production des quarkonia en prenant en compte la production d'une paire  $Q\bar{Q}$  dans un état d'octet de couleur [43]. Contrairement au CSM, la vitesse relative des quarks n'est plus négligée dans le COM, celle-ci étant trop élevée ( $v^2 \sim \frac{1}{3}c^2$ ). Afin de tenir compte de cette vitesse, le COM repose sur une théorie effective non-relativiste des champs, à même de décrire la dynamique des quarks de masse élevée : la QCD non-relativiste (NRQCD pour « Non Relativistic Quantum Chromo Dynamics »). Comme indiqué sur la figure 1.17 (à gauche) décrivant la production du  $J/\psi$  dans une collision p-p, le modèle de l'octet de couleur comporte plusieurs étapes dans le calcul des amplitudes des réactions de production des quarkonia faisant intervenir des octets de couleur :

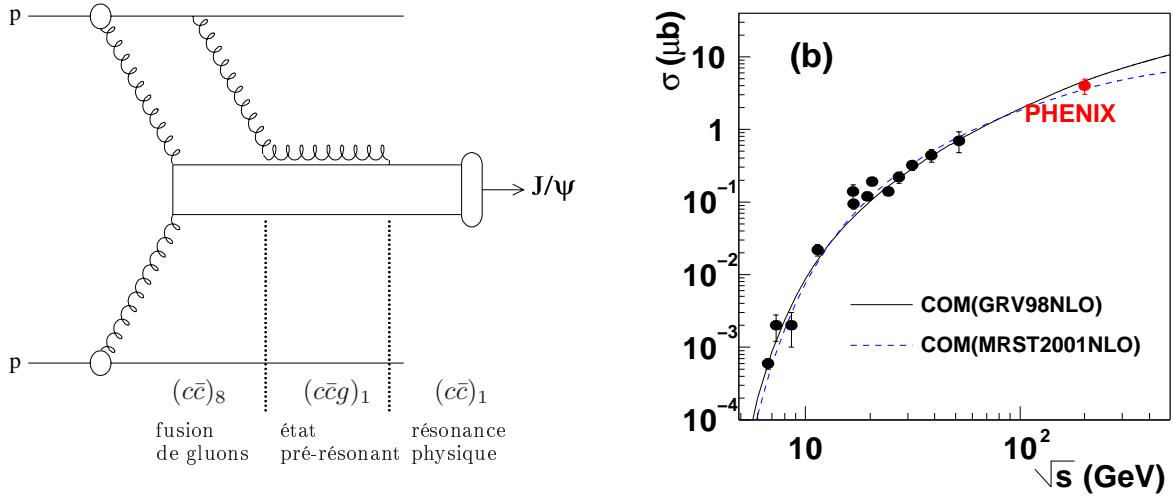
- la fusion de gluons créés un état  $c\bar{c}$  octet de couleur, noté  $(c\bar{c})_8$  ;
- un gluon peut ensuite être absorbé par l'octet de couleur pour former un état pré-résonant, noté  $(c\bar{c}g)_1$  ;
- la couleur se neutralise ensuite pour former un état singulet de couleur par émission d'un gluon, noté  $c\bar{c}$ .

Ce modèle ajuste correctement les données de haute énergie en particulier les spectres en  $p_T$  des quarkonia dans les collisions proton-proton mesurés par l'expérience CDF.

#### 1.5.3.4 Principaux résultats expérimentaux du SPS et du RHIC

##### La référence

Au SPS, l'expérience NA50 utilise le Drell-Yan comme normalisation pour l'étude de la production du  $J/\psi$  en fonction de la centralité des collisions. Le Drell-Yan est un processus électromagnétique : il s'agit de l'annihilation d'une paire quark antiquark



**FIG. 1.17** – Diagramme de production d'un  $J/\psi$  dans le modèle de l'octet de couleur (à gauche). Ajustement de la section efficace proton-proton du  $J/\psi$  en fonction de  $\sqrt{s}$  avec le modèle de l'octet de couleur (à droite).

qui produit un photon virtuel, lequel se désintègre en une paire lepton antilepton. Le Drell-Yan est extrait, tout comme le  $J/\psi$ , du spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés. Le Drell-Yan est insensible à l'interaction forte ce qui en fait une bonne référence pour l'étude de la suppression du  $J/\psi$ . D'après le modèle de Glauber, la section efficace noyau-noyau d'un processus dur comme le Drell-Yan s'écrit (cf. annexe A) :

$$\sigma_{AB}^{DY} = AB \times \sigma_{pp}^{DY} \quad (1.40)$$

où  $\sigma_{pp}^{DY}$  est la section efficace proton-proton du Drell-Yan. La section efficace noyau-noyau du Drell-Yan a été mesurée par les expériences du SPS [44] pour différents types de collisions ce qui a permis de vérifier le comportement prédit par l'équation 1.40.

Il faut noter que la référence du Drell-Yan utilisée au SPS ne pourra plus être utilisée au LHC (section efficace trop faible). Au RHIC, le rapport de modification nucléaire  $R_{AA}(\mathcal{N}_{AA}^{\text{part}})$ , qui est normalisé aux collisions p-p, est utilisé pour étudier la production des quarkonia. Il pourra également être utilisé au LHC. La mesure des bosons électrofaibles  $Z^0$  et  $W^\pm$  dans le canal muonique [47] pourrait aussi être utilisée pour normaliser la production des quarkonia au LHC. D'autres références pourront être envisagées comme les taux de production des quarkonia dans les collisions « minimum bias » ainsi que les saveurs lourdes ouvertes.

## La suppression normale

Le plasma de quarks et de gluons ne peut se former dans les collisions proton-noyau car la densité d'énergie atteinte lors de ces collisions n'est pas suffisante. Or, lors des collisions proton-noyau, l'expérience NA38 a observé une suppression des taux de production du  $J/\psi$  normalisés au Drell-Yan. La cause de cette suppression dite « normale » est la suivante. Lors d'une collision d'un proton sur un noyau fixe, le  $J/\psi$ , produit au tout premier instant de la collision, peut ensuite être dissocié ou absorbé par les nucléons du noyau sur une longueur  $L$  qui est la longueur moyenne de matière nucléaire traversée par le  $J/\psi$ . Dans ce cas, la section efficace de production du  $J/\psi$  dans une collision noyau-noyau peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$\sigma_{AB}^{J/\psi} = AB \times \sigma_{pp}^{J/\psi} \times e^{-\rho_0 \cdot \sigma_{abs}^{J/\psi} \cdot L} \quad (1.41)$$

où  $\rho_0 = 0,17$  nucléon/fm<sup>3</sup> est la densité de la matière nucléaire normale du noyau. La longueur moyenne  $L$  peut être calculée avec le modèle de Glauber.  $\sigma_{abs}^{J/\psi}$  est la section efficace d'absorption nucléaire du  $J/\psi$  qui est déterminée par un ajustement des données expérimentales. Les taux de production des  $J/\psi$  normalisés au Drell-Yan doivent donc suivre un comportement en  $\exp(-\rho_0 \sigma_{abs}^{J/\psi} L)$  ce qui est observé expérimentalement par NA50 pour les collisions proton-noyau et noyau-noyau légers (figure 1.18). On extrait alors la section efficace d'absorption nucléaire du  $J/\psi$  qui vaut  $\sigma_{abs}^{J/\psi} = 4,18 \pm 0,35$  mb [45]. La même procédure effectuée avec le  $\psi'$  donne  $\sigma_{abs}^{\psi'} = 7,9 \pm 0,6$  mb [46].

Il faut noter que les premières mesures du RHIC montrent une section efficace d'absorption nucléaire plus faible qu'au SPS de l'ordre de 1-3 mb pour le  $J/\psi$  [48] (figure 1.18). Cependant, l'absorption nucléaire n'est pas le seul effet qu'il faut considérer au RHIC. En effet, l'écrantage nucléaire (« shadowing ») devrait jouer un rôle important au RHIC et plus encore au LHC (cf. § 1.4.3.1). En fait, les deux effets sont inverses, à mesure qu'on augmente l'énergie des faisceaux, l'absorption nucléaire diminue pour devenir nulle au LHC [49], alors que l'écrantage nucléaire augmente.

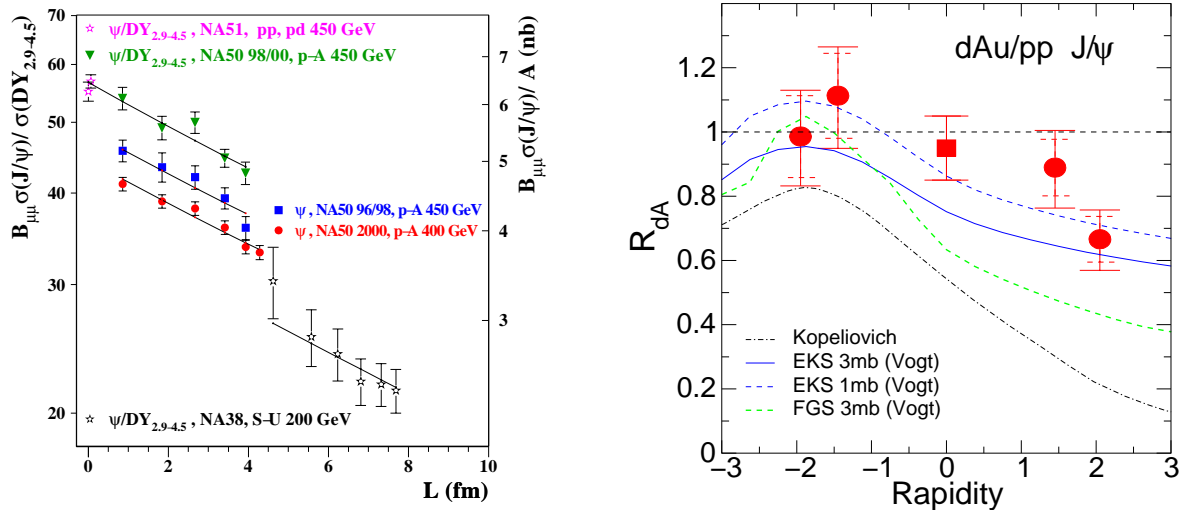
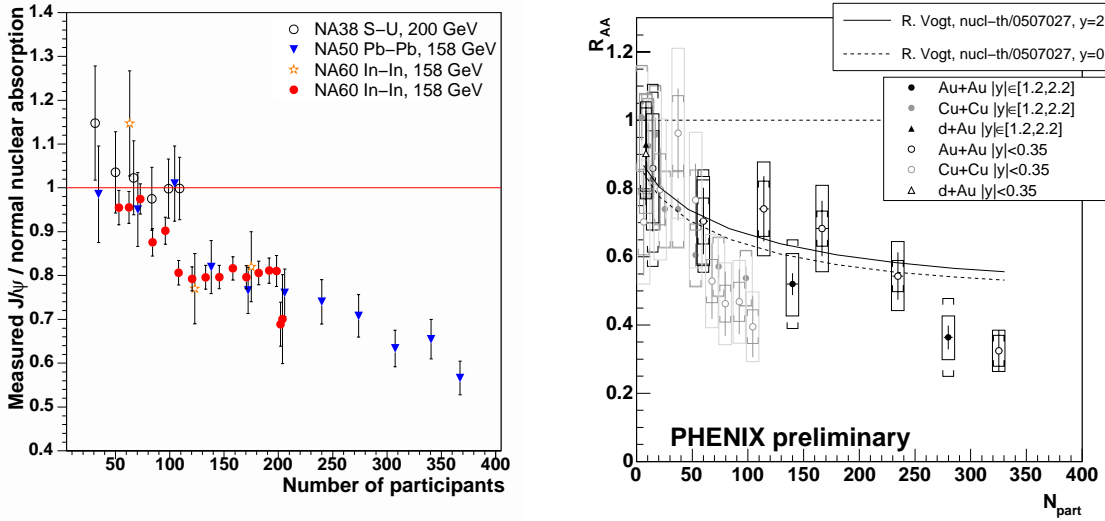


FIG. 1.18 – Taux de production du  $J/\psi$  normalisés au Drell-Yan mesurés au SPS en fonction de la longueur  $L$  de matière traversée pour les collisions proton-noyau et noyau-noyau légers [45] (à gauche). Rapport de modification nucléaire du  $J/\psi$  mesuré au RHIC en fonction de la rapidité pour les collisions d-Au à 200 GeV [48] (à droite).

### La suppression anormale

Les taux de production du  $J/\psi$ , mesurés et normalisés aux taux de production attendus, sont montrés en fonction du nombre de nucléons participants sur la figure 1.19. Au SPS, les taux de production attendus prennent en compte l'absorption normale mesurée dans les collisions proton-noyau. On constate qu'une suppression anormale du  $J/\psi$  de l'ordre de 20% apparaît dans les collisions Pb-Pb semi-centrales lorsque  $N_{part} \simeq 120$ . On note également, dans les collisions centrales Pb-Pb, une suppression plus importante, de l'ordre de 40%. La densité d'énergie dans les collisions Pb-Pb centrales est estimée à environ 2-4 GeV/fm<sup>3</sup> ce qui est supérieur à la densité d'énergie critique prédite par les calculs de QCD sur réseau ( $\epsilon_c \simeq 0,7$  GeV/fm<sup>3</sup>).



**FIG. 1.19** – *à gauche* : Taux de production du  $J/\psi$  mesurés et normalisés aux taux de production attendus en fonction du nombre de nucléons participants. Les taux de productions attendus prennent en compte l'absorption normale mesurée dans les collisions proton-noyau [55]. *à droite* : Rapport de modification nucléaire pour le  $J/\psi$  mesuré au RHIC en fonction du nombre de nucléons participants à la collision pour les collisions d-Au, Cu-Cu et Au-Au [56].

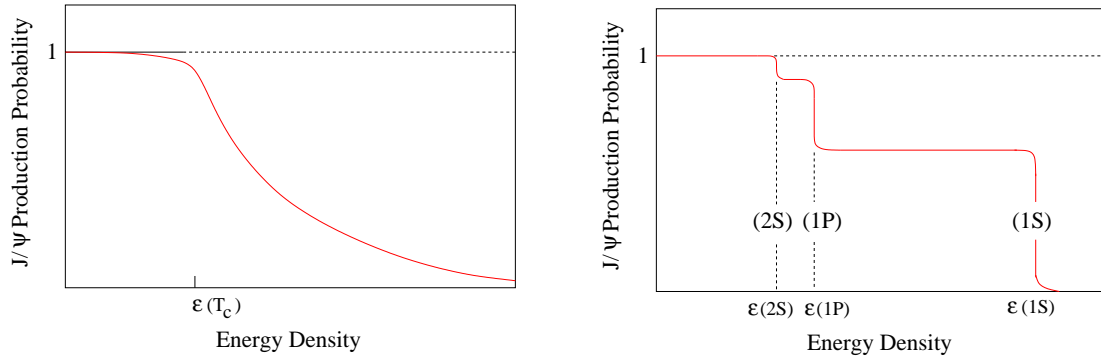
Cette suppression anormale peut être reproduite par de nombreux modèles [50, 51, 52], comme par exemple le modèle des co-voyageurs (sans QGP) et un modèle de type plasma :

- le modèle des co-voyageurs [53] : dans ce modèle, les  $J/\psi$  sont dissociés dans la phase hadronique par les hadrons environnants appelés les co-voyageurs ( $J/\psi + h \rightarrow D + \bar{D}$ ) qui sont produits dans les collisions noyau-noyau. Ce modèle reproduit convenablement la suppression anormale ;
- un modèle de type plasma : le modèle de Zhu [54] combine les équations d'évolution hydrodynamique d'un QGP avec une équation de transport des  $J/\psi$ . Dans le QGP, les gluons peuvent dissociés le  $J/\psi$  par collisions inélastiques. Ce modèle considère que 60% des  $J/\psi$  sont produits directement et que 40% proviennent de la désintégration du  $\chi_c$ . Ce modèle reproduit très bien la suppression observée au SPS, ainsi que celle observée au RHIC.

Le modèle des co-voyageurs pourrait être distingué des modèles de type plasma. En effet, les modèles de type plasma montre une suppression du  $J/\psi$  en fonction de la densité d'énergie sous forme de palier, les paliers correspondant à la dissociation des états excités alors que la suppression dans les modèles des co-voyageurs évolue lentement et continument sans aucun palier [38], comme on peut le voir sur la figure 1.20.

### Remarque sur la suppression du $J/\psi$ au SPS et au RHIC

Récemment, H.Satz [57] a regroupé les mesures des taux de production du  $J/\psi$  obtenues au SPS et au RHIC. Ceci est résumé sur la figure 1.21 (à gauche) qui montre l'évolution de la probabilité de survie du  $J/\psi$  en fonction de la densité d'énergie. La probabilité de survie est définie comme le rapport des taux de production du  $J/\psi$  mesurés sur les taux de production du  $J/\psi$  attendus. Les taux de production attendus sont calculés en prenant en compte l'absorption nucléaire normale mesurée au SPS et au RHIC. On constate qu'une suppression apparaît pour une densité d'énergie de



**FIG. 1.20** – Probabilité de survie des  $J/\psi$  en fonction de la densité d'énergie dans le modèle des co-voyageurs (à gauche) et dans le modèle de suppression séquentielle (à droite) [38].

l'ordre de  $1,5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  et se stabilise à 40% à partir d'une densité d'énergie d'environ  $3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Sachant que 40% des  $J/\psi$  provient de la désintégration du  $\psi'$  et du  $\chi_c$ , H. Satz interprète cette suppression partielle du  $J/\psi$  comme une suppression totale du  $\psi'$  et du  $\chi_c$ . Ceci semble être en accord avec les prédictions théoriques qui situent la dissociation du  $\psi'$  et du  $\chi_c$  à une température proche de la température critique et pour une densité d'énergie de l'ordre de  $2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Les calculs récents de QCD sur réseau montrent que la température de dissociation du  $J/\psi$  est de l'ordre de  $2T_c$ . Cette température critique correspond à une densité d'énergie d'environ  $25 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  ce qui est nettement supérieure à celle mesurée au SPS et au RHIC. Finalement, la probabilité de survie pour le  $J/\psi$  dans le milieu semble se réduire à la formule suivante :

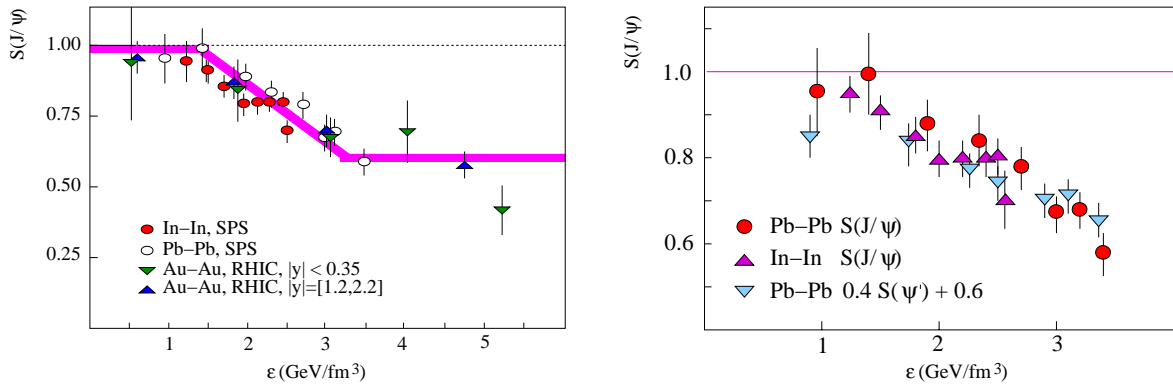
$$S(J/\psi) = 0,6S_\psi + 0,4S_{\psi',\chi_c} \quad (1.42)$$

où  $S_\psi$  est la probabilité de survie pour le  $J/\psi$  et  $S_{\psi',\chi_c}$  est la probabilité de survie pour le  $\psi'$  et le  $\chi_c$ .

Si cette loi est vraie, on devrait donc pouvoir estimer la probabilité de survie pour le  $J/\psi$  à partir de la probabilité de survie mesurée pour les  $\psi'$  au SPS en supposant que le  $J/\psi$  n'est pas supprimé au SPS ( $S_\psi \sim 1$ ). La probabilité de survie du  $J/\psi$ , estimée à partir du  $\psi'$  à savoir  $0,4S(\psi') + 0,6$ , devrait alors se superposer avec celle mesurée directement à partir du  $J/\psi$ ,  $S(J/\psi)$ . On constate que cette superposition, montrée sur la figure 1.21 (à droite), semble vraie au SPS et donc que l'équation 1.42 semble vérifiée à la fois pour le  $J/\psi$  et le  $\psi'$  aux énergies du SPS et du RHIC. Si le palier de suppression observée pour le  $J/\psi$  est confirmé par les prochaines données du RHIC, ceci pourrait être un indice fort concernant la suppression du  $J/\psi$  par écrantage de couleur et donc une signature relativement propre de la formation d'un plasma de quarks et de gluons au SPS et au RHIC.

## La suppression des quarkonia au LHC

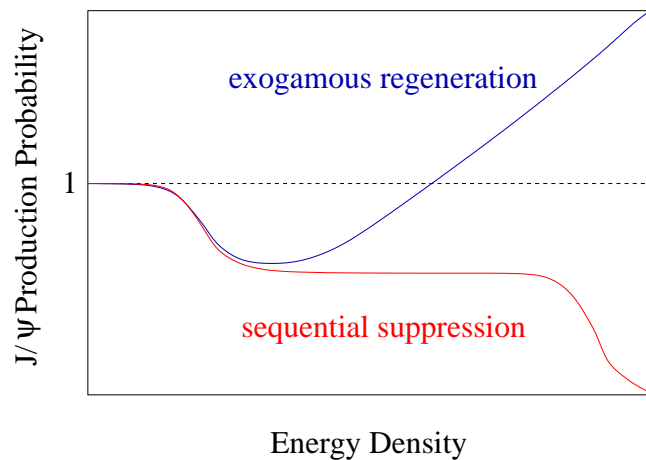
Tout d'abord, si la densité d'énergie est suffisante, la suppression du  $J/\psi$  pourrait alors être observée au LHC. Cependant, même si le  $J/\psi$  est supprimé totalement par écrantage de couleur au LHC, le  $J/\psi$  ne devrait être que partiellement supprimé car une fraction non négligeable de  $J/\psi$  provient de la désintégration des hadrons beaux. La mesure des taux de production des états Psi dans les collisions Pb-Pb sera effectuée au LHC avec une statistique plus importante qu'au RHIC. De plus, l'étude de la suppression des taux de production des quarkonia pourra être étendue à celle des états



**FIG. 1.21** – Probabilité de survie du  $J/\psi$  mesurée au SPS et au RHIC en fonction de la densité d'énergie (à gauche). Probabilité de survie du  $J/\psi$ , à partir des mesures du  $\psi'$  et du  $J/\psi$  du SPS, en fonction de la densité d'énergie (à droite) [57].

Upsilon ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ) [64]. L'ensemble de ces mesures permettra une meilleure compréhension du ou des mécanismes de suppression des quarkonia dans les collisions d'ions lourds et pourront certainement permettre de caractériser plus précisément le milieu formé.

Cependant, les modèles statistiques (cf. § 1.5.1.3) prévoient une augmentation des taux de production du  $J/\psi$  au LHC [24]. En effet, avec 130 paires attendues en moyenne dans les collisions Pb-Pb, des  $J/\psi$  pourraient alors se former par recombinaison d'un quark  $c$  et d'antiquark  $\bar{c}$ . La figure 1.22 montre la probabilité de survie du  $J/\psi$  attendue au LHC en considérant soit un scénario de suppression séquentielle ou soit un scénario d'augmentation par hadronisation statistique. Les modèles d'hadronisation statistique prévoient également que la formation des états Upsilon par recombinaison statistique est faible au LHC, sachant qu'environ 5 paires  $b\bar{b}$  sont attendues en moyenne dans les collisions Pb-Pb au LHC. Actuellement, les prédictions théoriques du modèle d'écrantage de couleur indiquent que le  $\Upsilon''$ , le  $\psi'$  et le  $\chi_c$  se dissocient à la même température dans le QGP soit à environ  $1,15T_c$ . La comparaison des taux de production du  $\Upsilon''$ , du  $\Psi'$  et du  $\chi_c$  pourra permettre d'étudier la recombinaison des états Psi dans le milieu.



**FIG. 1.22** – Probabilité de survie du  $J/\psi$  extrapolée au LHC pour deux scénarii : augmentation par hadronisation statistique (en bleue) et suppression séquentielle (en rouge).

En tout cas, une éventuelle observation d'une augmentation de la production de  $J/\psi$  au LHC en fonction de la centralité dans les collisions Pb-Pb, serait une signature forte de la formation d'un QGP.





# Chapitre 2

## Le détecteur ALICE au LHC

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Le LHC</b>	<b>37</b>
<b>2.2</b>	<b>L'expérience ALICE</b>	<b>39</b>
2.2.1	La partie centrale	42
2.2.2	Les détecteurs à grande rapidité	47
2.2.3	Le spectromètre à muons	51
2.2.4	Le système de déclenchement	55
2.2.5	La DaQ (« Data acQuisition ») et le HLT (« High Level Trigger »)	57
<b>2.3</b>	<b>Le système de déclenchement du spectromètre à muons</b>	<b>58</b>
2.3.1	Introduction	58
2.3.2	Les RPC	60
2.3.3	La segmentation	62
2.3.4	L'électronique de « Front-End »	62
2.3.5	L'électronique de « trigger »	64

---

Le détecteur ALICE (« A Large Ion Collider Experiment ») est l'un des quatre dispositifs qui seront installés auprès de l'accélérateur du LHC (« Large Hadron Collider »). Ce détecteur est en cours de construction au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire). Sa mise en fonctionnement est actuellement prévue pour octobre 2007 (faisceaux de proton à  $\sqrt{s} = 0,9$  TeV).

### 2.1 Le LHC

Le LHC est le futur grand accélérateur du CERN (cf. figure 2.1). Ce collisionneur hadronique, d'environ 27 km de circonférence, reprendra le tracé du LEP (« Large Electron Positron »), et permettra d'atteindre, dans le cas des collisions proton-proton, une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, énergie jamais atteinte jusqu'à présent. La chaîne d'accélération successive fait intervenir différents accélérateurs. Les faisceaux de protons sont tout d'abord accélérés dans un linéaire (LINAC 2 pour les faisceaux de protons) qui permet d'atteindre des énergies de 50 MeV avant injection dans le « booster ». Ce dernier délivre des protons d'énergie de l'ordre de 1 GeV au PS (« Proton Synchrotron »). Passant successivement de 26 GeV à la sortie du PS à 450 GeV à la sortie du SPS (« Super Proton Synchrotron »), les faisceaux de protons seront alors injectés, en sens contraire, dans le collisionneur LHC, puis accélérés jusqu'à atteindre

une énergie maximale de 7 TeV. Une fois cette énergie atteinte, les paquets de protons entreront en collision avec une énergie disponible dans le centre de masse de la collision de 14 TeV. Afin d'éviter les collisions de particules avec des molécules de gaz, un vide extrême est créé dans les tubes à vide en acier inoxydable des anneaux. Durant la dernière phase d'accélération dans le collisionneur LHC, les trajectoires des paquets de protons sont courbées par environ 2000 aimants supraconducteurs, refroidis par de l'hélium liquide à une température de 1,9 K.

Dans le cas des faisceaux d'ions plomb, le fonctionnement est le même, mais ces derniers sont injectés dans le LINAC 3, puis suivent ensuite sensiblement le même trajet que les protons pour atteindre, dans le collisionneur LHC, une énergie maximale de 5,5 TeV/nucléon dans le centre de masse de la collision.

Il est prévu, que sur un an de prise de données au LHC, huit mois environ soient consacrés aux collisions proton-proton ( $10^7$  s/an effectives) et un mois à l'étude des collisions d'ions lourds ( $10^6$  s/an). Deux phases de fonctionnement sont prévues. La phase initiale, après que le fonctionnement nominal soit atteint, serait composée des périodes suivantes [58] :

- proton-proton de manière régulière à  $\sqrt{s} = 14$  TeV ;
- un à deux ans en Pb-Pb ;
- une année en p-Pb (d-Pb ou  $\alpha$ -Pb) ;
- un à deux ans en Ar-Ar.

Pour la seconde phase, diverses options sont ouvertes en fonction des résultats obtenus durant la première phase :

- p-p (d-d ou  $\alpha$ - $\alpha$ ) à  $\sqrt{s} = 5,5$  TeV ;
- un système intermédiaire en masse, A-A (N-N, O-O, Kr-Kr ou Sn-Sn) ;
- Pb-Pb à plus basses énergies ;
- Pb-Pb à plus hautes luminosités.

Les principales caractéristiques des faisceaux de proton et de plomb du LHC sont résumées dans le tableau 4.6.

	faisceaux de proton	faisceaux de plomb
énergie par nucléon	7	2,76
section efficace inélastique (b)	0,07	7,7
longueur des paquets ( $\sigma$ ) (cm)	7,7	7,7
rayon du faisceau ( $\mu\text{m}$ )	71	15,9
nombre de particules par paquet	$1,1 \times 10^{11}$	$7 \times 10^7$
espacement entre les paquets (ns)	25	100
luminosité maximum ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	$10^{34}$	$10^{27}$
fréquence de collisions (Hz)	$7 \times 10^8$	8000

**TAB. 2.1** – Principales caractéristiques attendues au LHC pour les faisceaux de proton et de plomb. Dans le cas des collisions noyau-noyau, la section efficace inélastique est approximativement égale à la section efficace géométrique « minimum bias » (cf. Annexe A).

Les faisceaux de proton et de plomb auront respectivement une luminosité maximale (nombre de particules par unité de temps et par unité de surface) de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et  $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . La luminosité est un paramètre fondamental car elle permet d'estimer le nombre de processus physiques, et ainsi le taux de production d'un type de particules, attendu par unité de temps. En effet, pour un processus de section efficace  $\sigma$ , le nombre de processus par unité de temps  $N$  attendu pour une luminosité  $\mathcal{L}$  est donné par :

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L} \quad (2.1)$$

Avec ALICE [59], trois autres détecteurs seront placés le long du collisionneur circulaire LHC (cf. figure 2.1) : ATLAS [60], CMS [61], LHC-b [62]. ATLAS (« A Toroïdal LHC ApparatuS ») et CMS (« Compact Muon Solenoid ») sont des expériences généralistes p-p dont le but principal est la détection du boson de Higgs, pièce manquante du Modèle Standard. Dans le cadre de ce modèle, cette particule permet d'expliquer l'origine de la masse des particules élémentaires. La physique du quark top sera également un des objectifs de ATLAS et de CMS. Elles pourront éventuellement mettre en évidence les premiers signaux d'une physique au-delà du Modèle Standard comme, par exemple, la détection de particules supersymétriques. ATLAS et CMS ont également développé un programme de recherche sur l'étude du plasma de quarks et de gluons lors des prises de données avec les faisceaux d'ions lourds. En particulier, l'expérience CMS pourra mesurer les états Upsilon avec une bonne résolution en masse meilleure que  $100 \text{ MeV}/c^2$ . L'expérience LHC-b (« a Large Hadron Collider beauty experiment ») a en charge d'étudier la violation de la symétrie CP dans le secteur de la beauté (mésons B) qui pourrait expliquer l'asymétrie matière/antimatière de l'univers.

## 2.2 L'expérience ALICE

L'expérience ALICE [63, 64] est dédiée à l'étude du plasma de quarks et de gluons. C'est une expérience généraliste dans le domaine des ions lourds car de nombreuses signatures (hadroniques, photoniques électroniques et muoniques) propres au plasma de quarks et de gluons seront étudiées. Vu les hautes densités d'énergie atteintes lors des collisions Pb-Pb les plus centrales, le détecteur ALICE devra fonctionner dans un environnement où la multiplicité de particules chargées produites par collision est très élevée. ALICE a donc été conçu de manière à pouvoir fonctionner dans de telles conditions extrêmes, soit 8000 particules chargées produites à rapidité centrale et par unité de pseudo-rapacité.

En plus des collisions Pb-Pb, le détecteur ALICE étudiera les collisions d'ions lourds plus légers ainsi que les collisions proton-proton (avec une luminosité réduite de l'ordre de  $5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). Les collisions proton-proton serviront notamment de référence à l'étude des collisions d'ions lourds. Des collisions avec des noyaux intermédiaires comme l'argon, l'oxygène ou l'étain permettront d'étudier la dépendance à la densité d'énergie. La figure 2.3 montre les densités d'énergie atteintes lors des collisions proton-proton, oxygène-oxygène, argon-argon et plomb-plomb. Ces densités d'énergie ont été calculées en utilisant la formule de Bjorken,  $\epsilon = 160 \text{ MeV fm}^{-3} A^{-2/3} dN_{ch}/dy$ , avec des multiplicités de particules chargées ( $dN_{ch}/dy$ ) de 6000, 1200, 230 et 6,5 pour des collisions centrales Pb-Pb, Ar-Ar, O-O et pour des collisions p-p, respectivement. La borne supérieure (inférieure) d'une bande donnée correspond aux collisions centrales (« minimum bias ») noyau-noyau.

- Le détecteur ALICE, figure 2.2, peut être divisé en trois sous-ensembles qui sont :
- la partie centrale ( $-0,9 < \eta < 0,9$ ), assurant la détection et l'identification des hadrons, photons et électrons ;
  - le spectromètre à muons ( $-4 < \eta < -2,5$ ), permettant de détecter les muons et de reconstruire précisément la masse invariante des dimuons provenant éventuellement de la désintégration des quarkonia (états Psi et Upsilon) ;
  - les autres sous détecteurs, localisés à grande rapidité, mesurant la centralité de la collision et les multiplicités de particules.

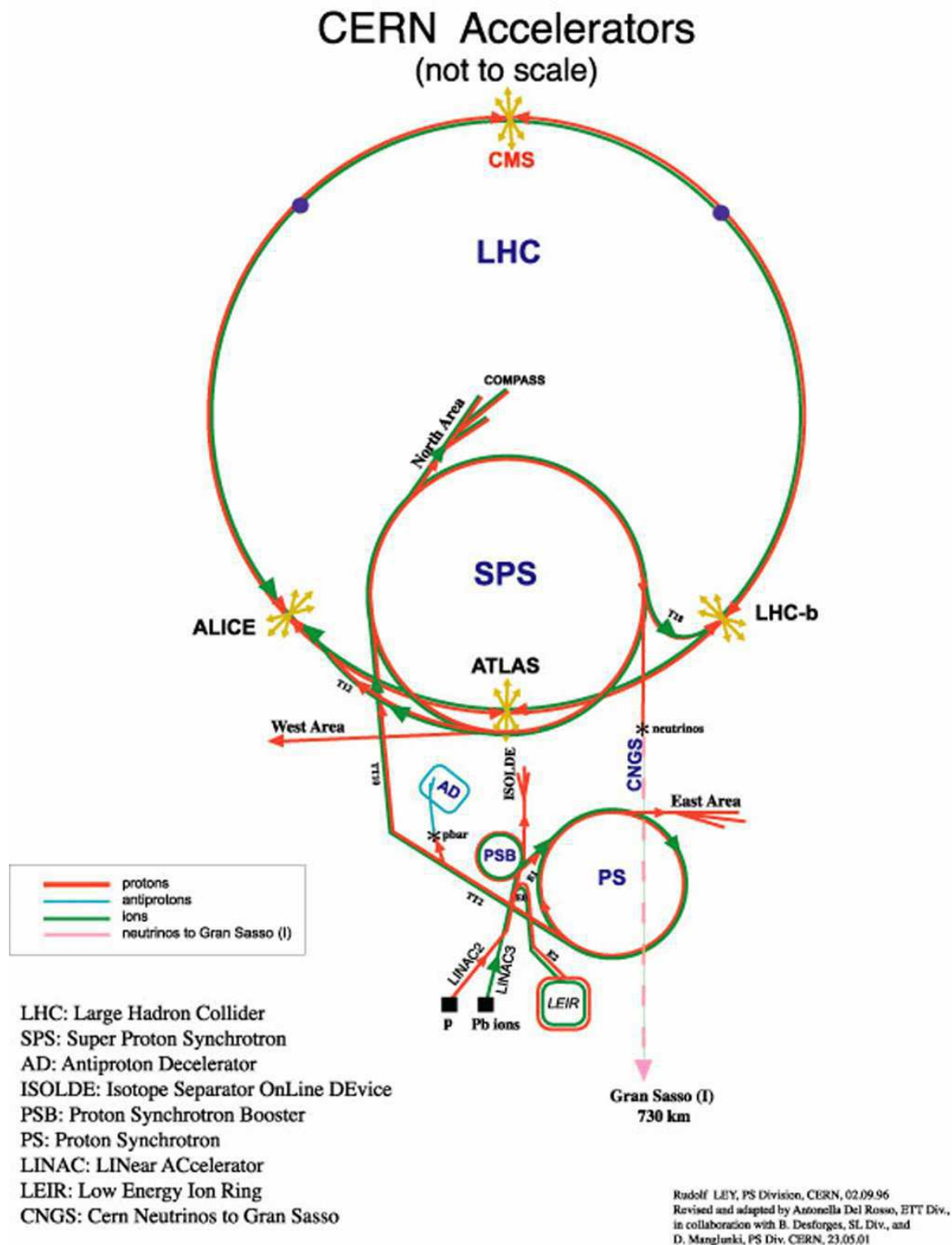


FIG. 2.1 – Complexe des accélérateurs du CERN. Les positions des quatre expériences (ATLAS, CMS, LHCb et ALICE) sur l’anneau du LHC sont également indiquées.

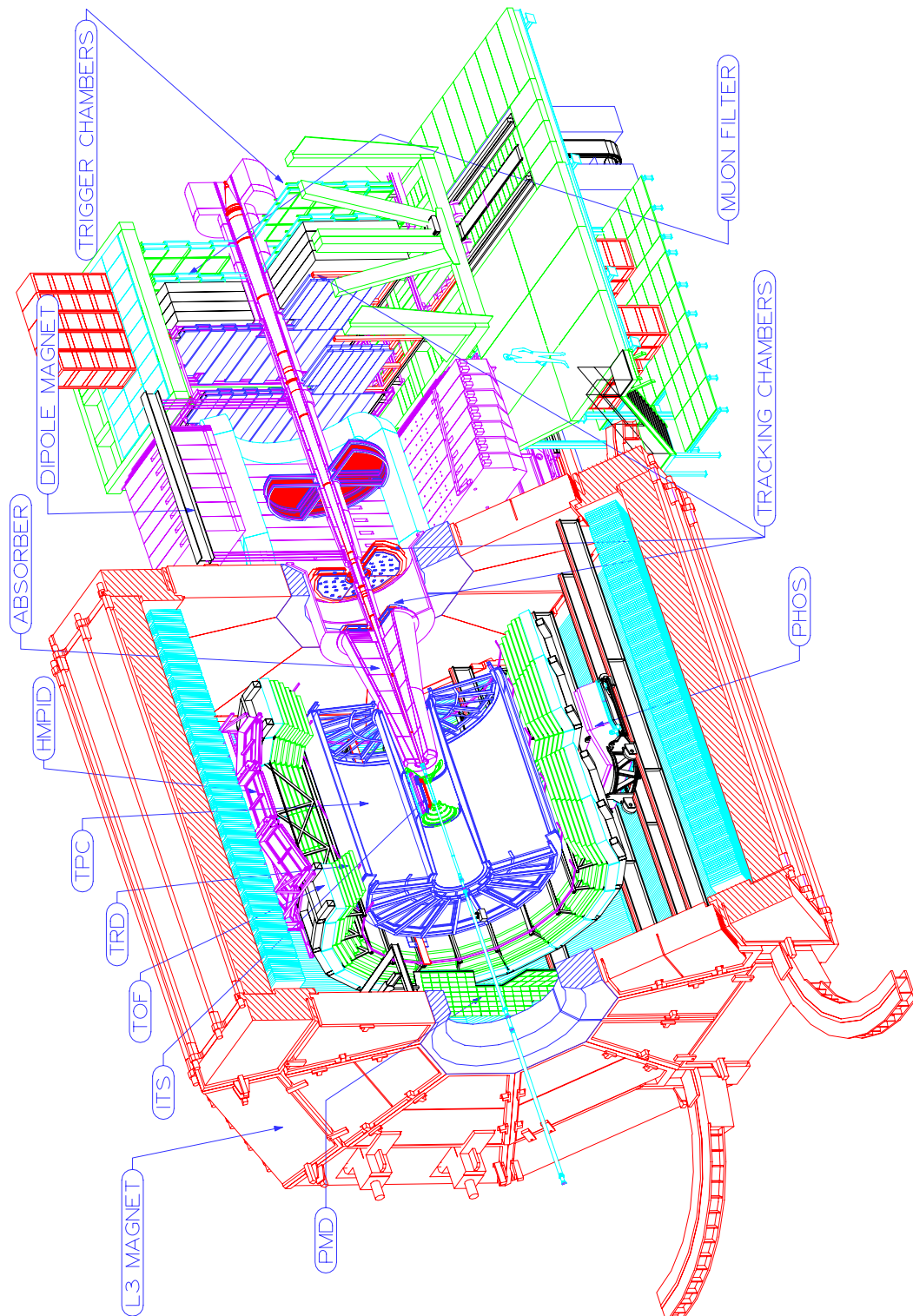
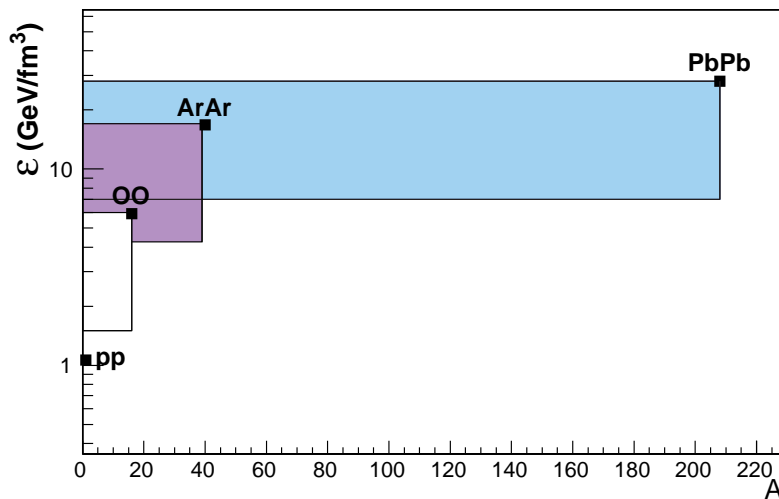


FIG. 2.2 – Schéma du détecteur ALICE.



**FIG. 2.3** – Densités d'énergie atteintes lors des collisions proton-proton, oxygène-oxygène, argon-argon et plomb-plomb en fonction de la centralité. Ces densité d'énergie ont été calculées en utilisant la formule de Bjorken. La borne supérieure (inférieure) d'une bande donnée correspond aux collisions centrales (« minimum bias ») noyau-noyau.

Les sections suivantes détaillent l'ensemble des sous-détecteurs d'ALICE et plus particulièrement le spectromètre à muons.

## 2.2.1 La partie centrale

Toute la partie centrale d'ALICE baigne dans le champ magnétique de l'aimant L3. Cet aimant solénoïdal, de 5 m de rayon et de 12 m de longueur, fournit un champ magnétique maximal de 0,5 T. Il permet, avec l'ensemble du système de trajectographie, l'identification des particules chargées de  $p_T > 100$  MeV/c.

### 2.2.1.1 L'ITS (« Inner Tracking System »)

Le système interne de trajectographie ou ITS [65] est un détecteur cylindrique de  $0,7$  m<sup>3</sup> de volume, situé tout près du vertex de l'interaction primaire.

L'ITS doit permettre de :

- déterminer précisément le vertex primaire ;
- déterminer les vertex secondaires de désintégration des mésons D (charmés) et B (beaux), des hypérons ( $\Lambda, \Xi, \Omega$ ) et des  $K_S^0$  ;
- reconstruire les traces de particules de basse impulsion ( $p_T < 100$  MeV/c), n'atteignant pas la TPC (cf. §2.2.1.2) ;
- améliorer la résolution sur les traces de haute impulsion lorsqu'on l'associe à la TPC.

L'ITS étant le détecteur le plus proche du point d'interaction (quelques cm), il doit par conséquent fonctionner avec une densité de traces très élevée (jusqu'à 80 particules/cm<sup>2</sup>). Il est constitué d'un ensemble de 6 couches cylindriques couvrant un large domaine en rapidité ( $|\eta| < 0,9$ ) et utilisant 3 types de technologies différents. On trouve, en partant de l'axe du faisceau :

- deux couches de détecteurs silicium à pixels ou SPD (« Silicon Pixel Detector »). Ces couches sont localisées respectivement à  $r = 4$  (7) cm et  $z = \pm 16,5$  (16,5) cm ;

Le SPD comprend de l'ordre de 10 millions de canaux.

- deux couches de détecteurs silicium à dérive ou SDD (« Silicon Drift Detector »). Ces couches sont localisées respectivement à  $r = 14,9$  (23,8) cm et  $z = \pm 22,2$  (29,7) cm ;
- deux couches de détecteurs silicium double face à micro-pistes ou SSD (« Silicon Strip Detector »), occupent une position cruciale pour la connexion des traces avec la TPC. Elles sont localisées respectivement à  $r = 39,1$  (43,6) cm et  $z = \pm 45,1$  (50,8) cm. Le SSD comporte 1700 modules de détection pour un total de 2,6 millions de voies analogiques.

L'utilisation de ces trois technologies permet d'obtenir de très bonnes résolutions simple et double traces, en particulier pour les couches les plus proches du point d'interaction (cf. tableau 2.2).

### 2.2.1.2 La TPC (« Time Projection Chamber »)

La chambre à projection temporelle ou TPC [66] représente la partie essentielle du système de trajectographie de la partie centrale (cf. figure 2.5). C'est la plus grande TPC jamais construite. Elle couvre une large acceptance ( $|\eta| < 0,9$ ) et permet la détection et l'identification des particules chargées.

Les buts principaux de ce détecteur sont :

- la reconstruction des traces courbées par le champ magnétique L3 ;
- la mesure des impulsions des particules chargées (hadrons et leptons), avec une bonne efficacité de discrimination entre les traces, pour des impulsions transverses allant jusqu'à 100 GeV/c ;
- l'identification des particules chargées via la mesure de la perte d'énergie par unité de longueur ( $dE/dx$ ) et de l'impulsion ;
- la localisation du vertex (en association avec l'ITS).

La TPC forme un cylindre de 5 m de longueur. Son rayon interne ( $\sim 0,8$  m) a été choisi de façon à avoir en surface une densité maximale de 0,1-0,2 particules/cm<sup>2</sup>, son rayon externe ( $\sim 2,5$  m) afin de permettre une résolution sur le  $dE/dx$  pour les électrons de l'ordre de 7% dans l'environnement des collisions Pb-Pb. Une électrode sous tension (environ 100 kV) est placée perpendiculairement au centre du cylindre (cf. figure 2.5) et des MWPC (« Multi Wire Proportionnal Chambers ») sont placées aux deux extrémités du cylindre. Les MWPC composent 18 secteurs trapézoïdaux sur lesquels sont répartis les plans de lecture de différentes tailles (« pads » de 0,3 cm<sup>2</sup> pour les plus internes à 0,9 cm<sup>2</sup> pour les plus externes). Le gaz utilisé est un mélange de Ne (90%) et de CO<sub>2</sub> (10%), qui a été optimisé pour réduire le temps de dérive, les diffusions multiples et la longueur de radiation, et pour limiter le vieillissement du détecteur. Le champ appliqué de 400 V/cm donne un temps de dérive de 88  $\mu$ s sur les 2,5 m de longueur, ce qui fait de la TPC le détecteur le plus lent de l'expérience ALICE.

Compte tenu de la grande multiplicité de traces attendues dans les collisions Pb-Pb les plus centrales, la granularité doit être de l'ordre de 570 000 « pads », ce qui permet d'atteindre au niveau du cylindre interne (externe), une résolution sur la position de 1100 (800)  $\mu$ m en  $r - \phi$  et 1250 (1100)  $\mu$ m en  $z$  avec une résolution temporelle de 200 ns dans la direction de dérive ( $z$ ).

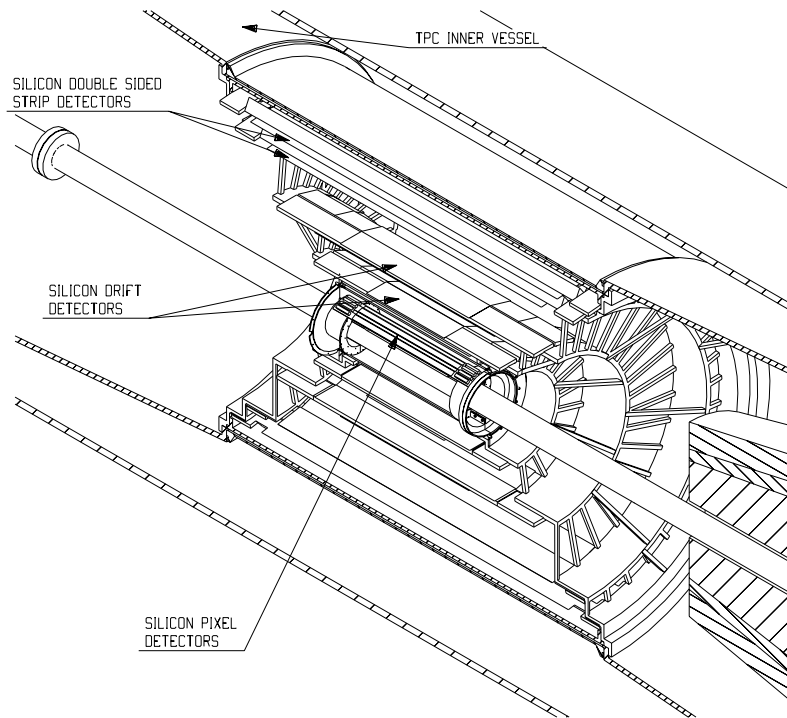
### 2.2.1.3 Le TRD (« Transition Radiaton Detector »)

Le détecteur à rayonnement de transition ou TRD [67] a pour but d'identifier les électrons d'impulsion supérieure à 1 GeV/c. Ce détecteur comporte également un sys-

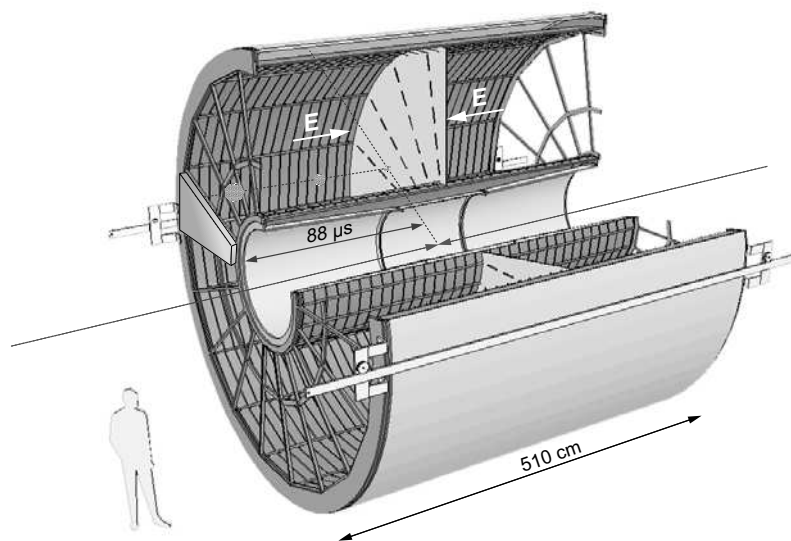


	Simple Trace		Double Traces	
	$\sigma_{r-\phi}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_z$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_{r-\phi}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_z$ ( $\mu\text{m}$ )
SPD	12	100	100	850
SDD	38	28	200	600
SSD	20	830	300	2400

**TAB. 2.2** – Résolutions spatiales ( $r - \phi$ ,  $z$ ), simple et double traces, pour les trois différentes couches de détecteurs au silicium de l'ITS (SPD, SDD et SSD).



**FIG. 2.4** – Schéma de l'ITS



**FIG. 2.5** – Schéma de la TPC d'ALICE.

tème de déclenchement qui permet de sélectionner rapidement les électrons de haut  $p_T$  ( $p_T > 2$  GeV/c). Le TRD améliore les performances de la partie centrale d'ALICE pour les canaux de désintégrations semi-électroniques (di-électroniques) des hadrons charmés et beaux (quarkonia).

Enveloppant la TPC, le TRD (cf. figure 2.6) est constitué d'un cylindre de 2,9 m de rayon interne et 3,7 m de rayon externe pour une longueur totale de 7 m. Sa couverture en pseudo-rapacité est la même que celle de la TPC ( $|\eta| < 0,9$ ). Le TRD se compose de 6 couches radiales segmentées en 18 secteurs azimuthaux, eux mêmes subdivisés en 5 modules dans la direction longitudinale ( $z$ ). Chaque module individuel (540 au total) est constitué d'un radiateur de 4,8 cm d'épaisseur, d'une chambre proportionnelle multi-fils (TEC) et d'un plan de lecture segmenté. Seuls les électrons ayant un facteur de Lorentz  $\gamma > 1000$  ( $p > 0,5$  GeV/c) produisent, dans le radiateur, un rayonnement de transition qui sera détecté par la chambre à dérive. La chambre fonctionne avec un mélange de Xe (85%) et de CO<sub>2</sub> (15%) et un champ de dérive de 700 V/cm.

La résolution spatiale obtenue à 1 GeV/c est de 400 (600)  $\mu\text{m}$  en  $r - \phi$  pour une basse (haute) multiplicité.

En associant le TRD et la TPC, la résolution sur la masse des états Psi (Upsilon) attendue pour les collisions Pb-Pb est d'environ 30 MeV/c<sup>2</sup> (80 MeV/c<sup>2</sup>).

#### 2.2.1.4 Le TOF (« Time Of Flight »)

Le TOF [68] mesure le temps de vol des particules. Associé à la TPC et l'ITS, il permettra d'obtenir une séparation des pions et des kaons pour des impulsions comprises entre 0,2 et 2,5 GeV/c. Les protons (électrons) pourront également être identifiés pour des impulsions allant de 0,4 (0,1) GeV/c jusqu'à 4,5 (0,5) GeV/c.

Enveloppant le TRD, le TOF (cf. 2.6) est un détecteur cylindrique de 3,7 m de rayon interne et 4 m de rayon externe, pour une longueur totale de 7,45 m. Il couvre une surface de 141 m<sup>2</sup> et le même intervalle en pseudo-rapacité que la TPC ( $|\eta| < 0,9$ ). La mesure du temps de vol des particules se fera à l'aide de chambres du type MRPC (« Multi-gap Resistive Plate Chamber »). Ces détecteurs fonctionneront en mode avalanche, qui possède une très bonne résolution temporelle. En effet, les derniers tests montrent une résolution temporelle inférieure à 40 ps et une efficacité proche de 100%. Le TOF a une structure modulaire formée de 18 secteurs en  $\phi$  et 5 modules dans la direction du faisceau, soit 90 modules pour un total de  $\sim 160000$  cellules de lecture.

#### 2.2.1.5 Le HMPID (« High Momentum Particle Identification Detector »)

Le détecteur HMPID [69] est dédié à la mesure des particules chargées (pions, kaons et protons) de grande impulsion transverse. Ce détecteur doit permettre d'identifier les pions et kaons d'impulsion transverse comprise entre 1 GeV/c et 3 GeV/c ainsi que les protons dans un domaine en impulsion transverse allant de 2 GeV/c à 5 GeV/c. Ce détecteur permet d'améliorer les performances physiques d'ALICE pour l'étude de la suppression des hadrons de haut  $p_T$ . Le HMPID (cf. fig 2.7), situé à 5 m du point d'interaction, est constitué d'un seul bras de détecteurs couvrant un domaine en pseudo-rapacité de  $|\eta| < 0,6$  et angle azimuthal de 57,6°, ce qui représente 10% de l'acceptance de la partie centrale. Ce bras est composé de sept modules RICH (« Ring Imaging CHerenkov ») de  $1,5 \times 1,5$  m<sup>2</sup>. Son principe de fonctionnement réside dans la détection des photons Cherenkov émis par les particules traversant le radiateur liquide de C<sub>6</sub>F<sub>14</sub> ( $\beta > 0,77$  et  $n = 1,3$ ). Ces photons sont finalement détectés par la photocathode segmentée d'une chambre à fils.

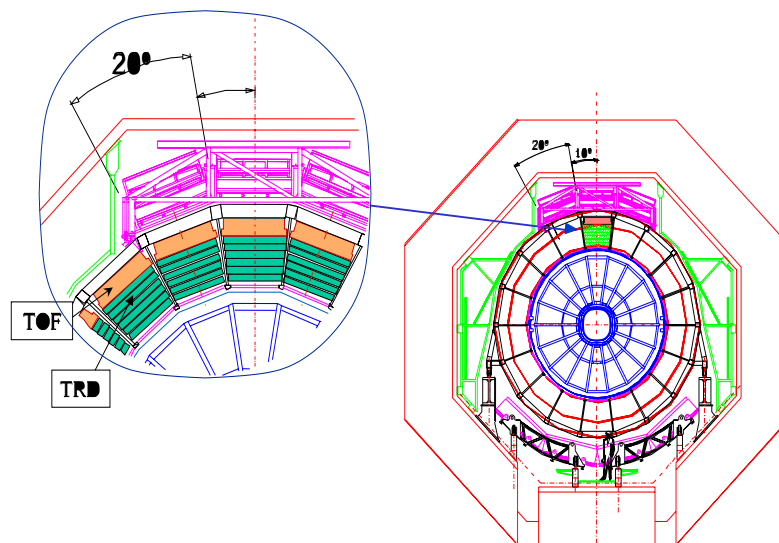


FIG. 2.6 – Schéma montrant l'emplacement du TRD et du TOF dans la partie centrale d'ALICE.

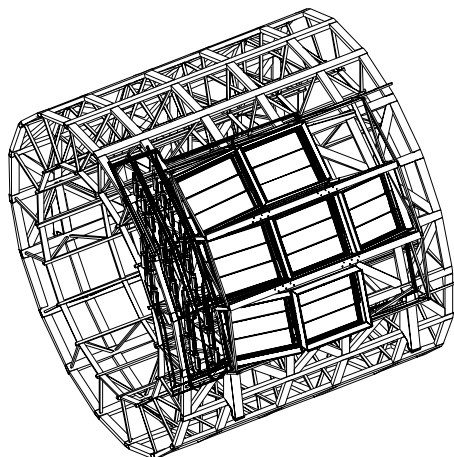


FIG. 2.7 – Schéma en 3-D des sept modules du HMPID.

### 2.2.1.6 Le PHOS (« PHOton Spectrometer »)

Le spectromètre à photons [70] est un calorimètre électromagnétique de haute granularité et de haute résolution dédié à la mesure des photons (directs, thermiques,...) et des mésons neutres via leur canal de désintégration di-photonique, comme par exemple  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  (étude du « jet quenching »).

Le PHOS (cf. fig 2.8) est divisé en 17920 canaux de lecture distribués en 5 modules. Ces modules, couvrant une surface de  $8 \text{ m}^2$ , sont placés à 4,4 m du point d'interaction et couvrent une acceptation azimuthale de  $100^\circ$  sur le domaine en pseudo-rapacité  $|\eta| < 0,12$ , ce qui représente 4,7% de l'acceptation de la partie centrale. Les canaux de lecture sont des cristaux de tungstate de plomb ( $PbWO_4$ ) de  $22 \times 22 \times 180 \text{ mm}^3$  associés à des photo-détecteurs de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ .

Le PHOS permettra de détecter les photons d'énergie comprise entre 5 MeV et 80 GeV avec une résolution en énergie d'environ  $3\%/\sqrt{E}[\text{GeV}]$ .

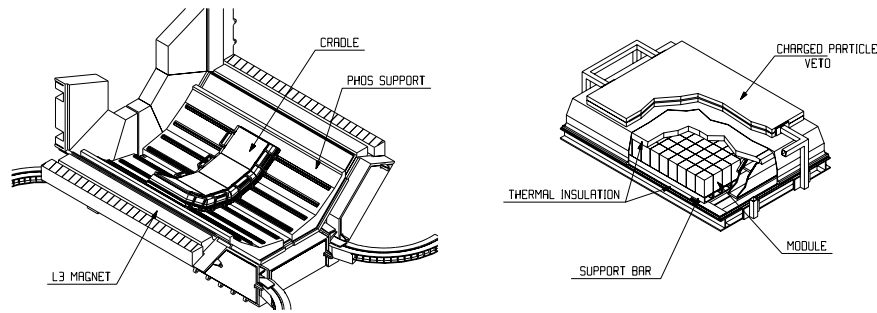


FIG. 2.8 – Schéma du PHOS.

### 2.2.1.7 Le EMCAL « ElectroMagnetic CALorimeter »)

Compte tenu des résultats du RHIC concernant le « jet quenching », un calorimètre électromagnétique appelé EMCAL sera implanté en 2008-2009 dans la partie centrale d'ALICE. Il doit améliorer le potentiel physique du détecteur ALICE pour l'étude de la physique des jets de haut  $p_T$  en particulier la physique des  $\gamma$  - jets, où le photon et le jet seront détectés, respectivement, par le PHOS et le EMCAL.

### 2.2.1.8 Récapitulatif des performances d'identification des sous-détecteurs de la partie centrale

La figure 2.9 montre un récapitulatif des performances d'identification des sous-détecteurs de la partie centrale d'ALICE.

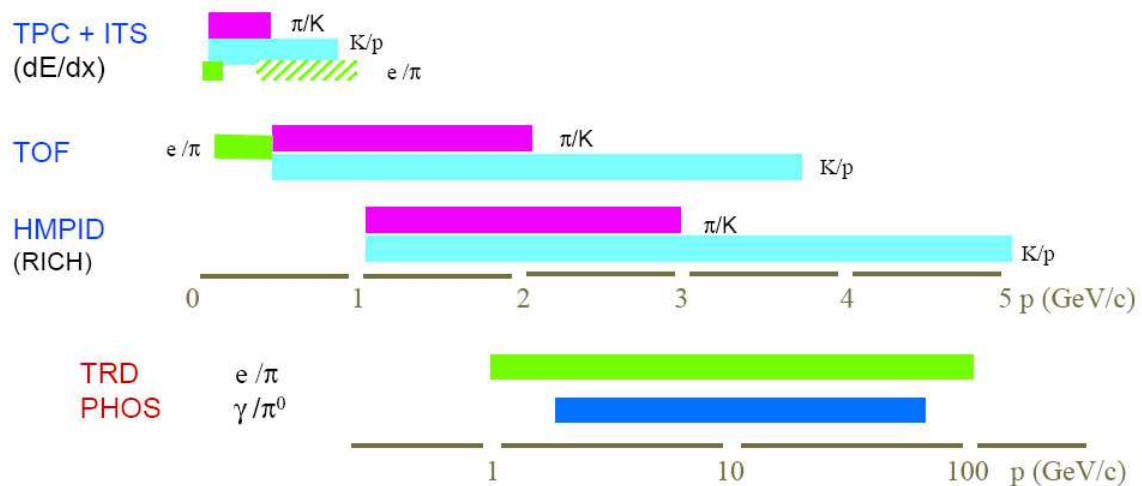


FIG. 2.9 – Récapitulatif des performances d'identification des sous-détecteurs de la partie centrale d'ALICE.

## 2.2.2 Les détecteurs à grande rapidité

Plusieurs détecteurs proches du faisceau servent principalement à mesurer la centralité de la collision, la multiplicité des particules et le plan de réaction de la collision.

### 2.2.2.1 Les ZDC (« Zero Degree Calorimeter »)

Les ZDC [71] sont des détecteurs placés proches du faisceau. Les ZDC mesurent le nombre de nucléons spectateurs,  $N_{spec}$ , de la collision (nombre de nucléons n'ayant pas interagis lors de la collision noyau-noyau), afin d'estimer la centralité de la collision. En fait, le calorimètre mesure l'énergie déposée par les nucléons spectateurs ( $E_{ZDC}$ ). Connaissant l'énergie moyenne du faisceau par nucléon ( $E_{nucl}$ ), le nombre de nucléons participants,  $N_{part}$ , est alors déterminé comme suit :

$$N_{part} = A - N_{spec} = A - \frac{E_{ZDC}}{E_{nucl}} \quad (2.2)$$

où  $A$  est le nombre de masse du noyau, soit 208 et 40, respectivement, pour les noyaux de plomb et d'argon. Le nombre de participants est lié au paramètre d'impact de la collision qui peut alors être déterminé en utilisant, par exemple, le modèle de Glauber (cf. Annexe A).

Les ZDC (cf. figure 2.10) seront placés à 116 m du point d'interaction. Ils sont composés de deux modules, l'un pour la détection des protons et l'autre pour la détection des neutrons. La technique adoptée pour ces détecteurs est la calorimétrie par fibre de quartz. En traversant un matériau absorbeur dense (tantale pour les neutrons et laiton pour les protons), les particules incidentes induisent une gerbe. Cette dernière rayonne par effet Cherenkov dans les fibres de quartz (matériau actif) qui sont insérées dans l'absorbeur. Le signal recueilli par les fibres est ensuite transmis à des photo-multiplieurs.

La résolution atteinte pour un nucléon de 2,76 TeV est 8,3% pour les neutrons et 9,1% pour les protons, ce qui permet d'obtenir une résolution sur le paramètre d'impact de l'ordre du femtomètre. Une telle résolution permet de distinguer cinq classes en centralité pour les collisions Pb-Pb ( $b \in [0,3], [3,6], [6,9], [9,12]$  et  $[12,16]$  fm). Afin d'améliorer la sélection en centralité, une paire de calorimètres électromagnétiques (ZEM) sera placée à 7 m de part et d'autre du point d'interaction. Les ZEM devront mesurer l'énergie des particules émises à l'avant, essentiellement les photons issus de la désintégration des pions neutres. Les ZEM utilisent la même technique de détection avec du plomb comme absorbeur. La résolution en énergie obtenue avec les ZEM pour un nucléon de 7 TeV (1,5 TeV) est de 1% (1,8%), respectivement, pour les collisions centrales (périphériques).

### 2.2.2.2 Le PMD (« Photon Multiplicity Detector »)

Le PMD [72] a pour rôle de mesurer, événement par événement, la multiplicité et la distribution spatiale des photons produits dans la gamme de pseudo-rapacité  $2,3 < \eta < 3,5$ . Le PMD fournira une estimation de l'énergie électromagnétique transverse.

Le PMD est placé à une distance de 3,6 m du point d'interaction du côté opposé au spectromètre à muons. C'est un détecteur de haute granularité utilisant un convertisseur, un veto et un détecteur de pied de gerbe (« preshower »). Le convertisseur en plomb, de 15 mm d'épaisseur (3 X0), permet de déclencher une gerbe électromagnétique importante au passage des photons (les hadrons ne provoquent qu'un signal faible). Cette gerbe est détectée par les volumes sensibles des chambres proportionnelles segmentées en nid d'abeilles comprenant  $2 \times 10^5$  cellules élémentaires.

L'efficacité de comptage des photons est de 68% pour les collisions Pb-Pb.

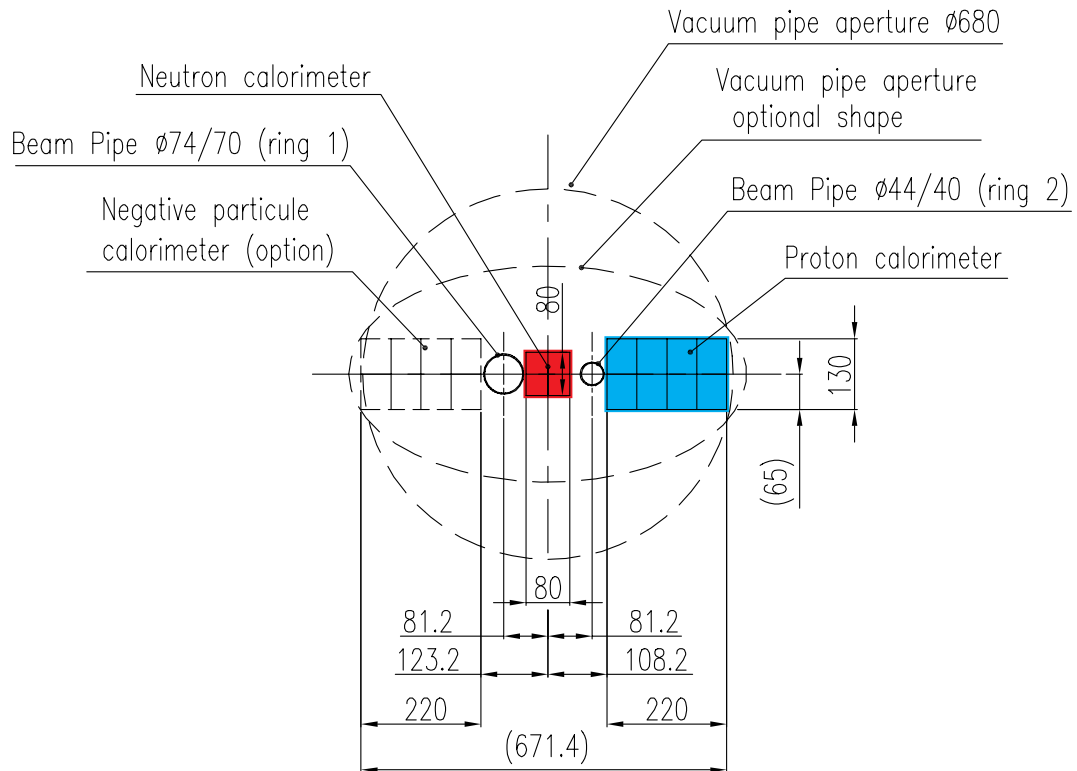


FIG. 2.10 – Implantation du ZDC dans le tube à vide.

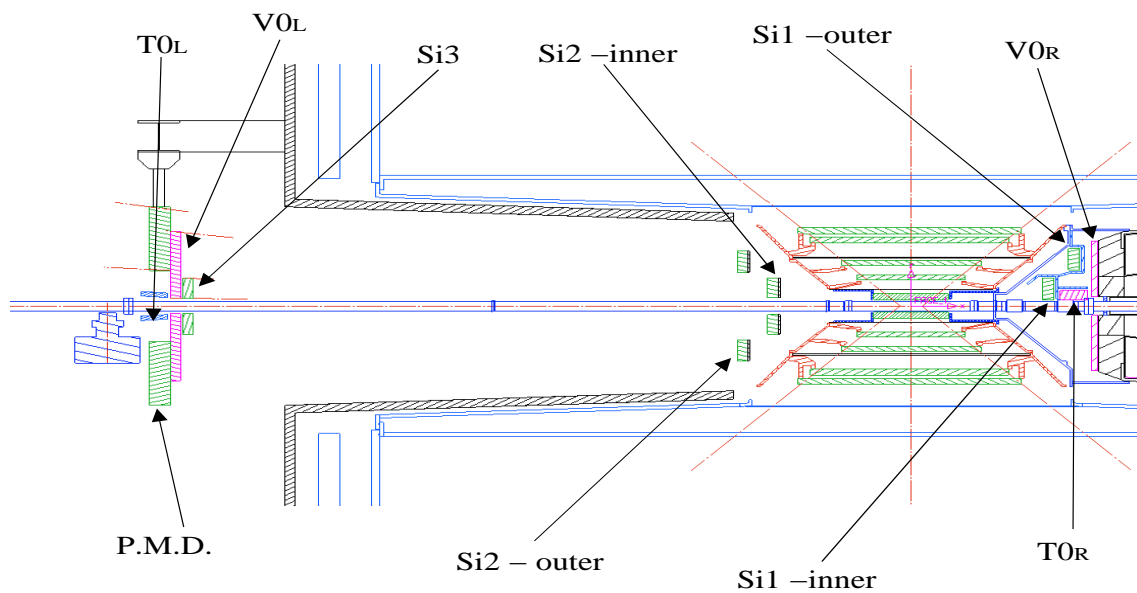


FIG. 2.11 – Localisation des détecteurs à grande rapidité : PMD, FMD ( $Si1$ ,  $Si2$  et  $Si3$ ),  $V0$  et  $T0$ .

### 2.2.2.3 Le FMD (« Forward Multiplicity Detector »)

Le FMD [73] a comme principal objectif de mesurer la multiplicité des particules chargées dans la gamme en pseudo-rapacité de  $-3,4 < \eta < -1,7$  et  $1,7 < \eta < 5,1$ .

Ce détecteur est placé de part et d'autre du point d'interaction, autour du tube du faisceau (cf. figure 2.11). Il est constitué de 5 anneaux de détecteurs au silicium (2 en amont et 3 en aval du vertex primaire), de deux types différents (interne et externe), formés respectivement de 20 et 40 secteurs selon l'angle azimutal  $\phi$ . Chaque secteur est indépendant et est segmenté en 512 ou 256 « strips ». Le FMD comporte un total de 51200 voies de lecture.

### 2.2.2.4 Le T0

Le détecteur T0 [73] a quatre fonctions principales :

- donner une référence temporelle précise de la collision pour le détecteur de temps de vol (TOF), ce qui implique une précision du T0 d'environ 50 ps ;
- délivrer un signal de « pre-trigger » pour le TRD ;
- mesurer la multiplicité de particules et générer un des trois signaux de « trigger »  $T0_{\text{min-bias}}$ ,  $T0_{\text{semi-central}}$  et  $T0_{\text{central}}$  ;
- identifier les collisions au vertex par rapport aux interactions faisceau-gaz et générer un signal de « trigger » appelé  $T0_{\text{vertex}}$ .

Le T0 (cf. figure 2.11) est formé de 2 sous-détecteurs placés à proximité du faisceau, de part et d'autre du point d'interaction. D'un côté, le  $T0_R$  (pour « Right »), implanté à 70 cm du point d'interaction juste devant l'absorbeur conique du spectromètre à muons, couvre le domaine en pseudo-rapacité  $2,9 < \eta < 3,3$ . De l'autre côté, le  $T0_L$  (pour « Left »), situé à 350 cm du point d'interaction, couvre le domaine en pseudo-rapacité  $-5 < \eta < -4,5$ . Chaque sous-détecteur est un casier comprenant 12 compteurs Cherenkov fonctionnant avec un radiateur à quartz.

La résolution en temps du T0 est de l'ordre de 50 ps, sa résolution sur la position du vertex est de l'ordre du centimètre. Son efficacité est d'environ 60-67% pour les collisions proton-proton et 100% pour les collisions noyaux-noyaux.

### 2.2.2.5 Le V0

En 2000, le détecteur V0 [73] a été proposé afin d'affiner le système de déclenchement d'ALICE. Il doit fournir 4 signaux de déclenchement qui sont :

- un « trigger » « minimum bias » dans les collisions p-p et jusqu'aux collisions Pb-Pb ;
- deux « trigger » de centralité pour les collisions Pb-Pb ;
- une validation du signal pour le « trigger » du spectromètre à muons pour filtrer le bruit de fond provenant des interactions faisceau-gaz.

Le V0 doit également permettre un contrôle de la luminosité.

Le détecteur V0 est fait de deux sous-détecteurs localisés de chaque côté du point d'interaction. Le  $V0_A$  est situé à 355 cm du vertex primaire du côté opposé au spectromètre à muons. Le  $V0_C$  est implanté devant l'absorbeur frontal du spectromètre à muons, à 90 cm du point d'interaction. Le  $V0_A$  ( $V0_C$ ) est un disque de 35 cm (45 cm) de rayon, segmenté en 72 scintillateurs élémentaires distribués sur 5 anneaux. Chaque anneau couvre 0,4-0,5 unité de pseudo-rapacité. Les anneaux 1 à 4 sont divisés en 12 secteurs de  $30^\circ$  et l'anneau 5 en 24 secteurs de  $15^\circ$ .

En mode p-p, lorsqu'un dimuon est présent dans le spectromètre, l'efficacité de déclenchement du V0 est d'environ 85%. En utilisant un seul des deux détecteurs,

cette efficacité peut atteindre 90%, mais cette utilisation n'est pas viable compte tenu du bruit de fond élevé provenant des interactions faisceau-gaz. En mode Pb-Pb, cette efficacité est proche de 100%. De plus, les interactions faisceau-gaz sont négligeables.

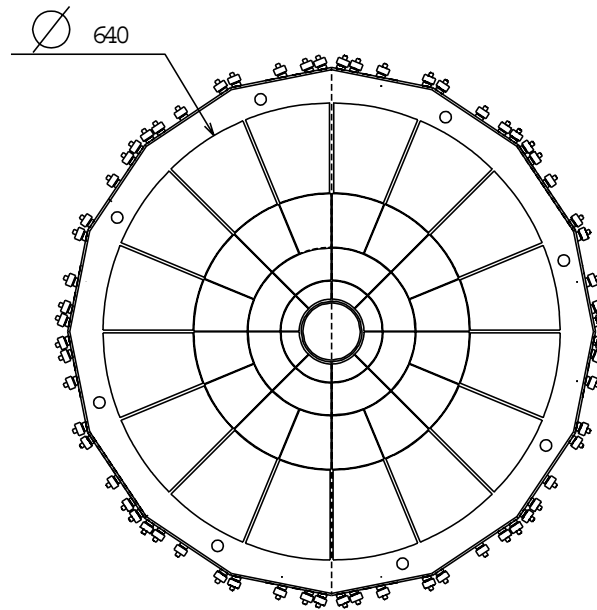


FIG. 2.12 – Segmentation des détecteurs V0. Les côtes correspondent au détecteur  $V0_C$ .

### 2.2.3 Le spectromètre à muons

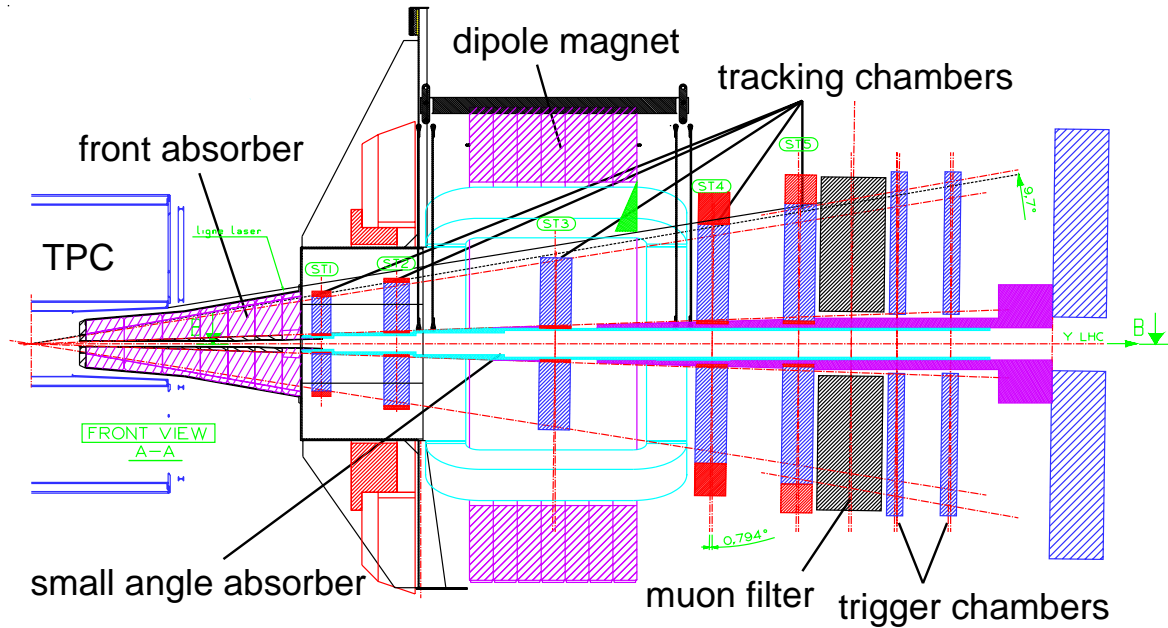
En 1995, la collaboration ALICE a décidé de se doter d'un spectromètre à muons afin de compléter la partie centrale [74]. Le spectromètre à muons couvrira un domaine angulaire compris entre  $2^\circ$  et  $9^\circ$  ( $-4 < \eta < -2,5$ ) et s'étendra sur une longueur de 20 m en amont du vertex. Le spectromètre à muons doit permettre la mesure des quarkonia (états Psi, états Upsilon), résonances de basse masse ( $\rho, \omega, \phi$ ) dans le canal de désintégration dimuonique, des saveurs lourdes (charme et beauté) dans le canal de désintégration semi-muonique et les bosons de jauge ( $W^\pm, Z^0$ ) dans le canal de désintégration muonique [64]. De plus, avec les informations collectées par d'autres détecteurs d'ALICE tels que le ZDC et le PMD, les taux de production des muons pourront être mesurés en fonction de la centralité de la collision et du plan de réaction. Ceci permettra d'étudier de nombreuses signatures possibles du plasma de quarks et de gluons tels que les effets de milieu sur la production des résonances de basse masse, la suppression des saveurs lourdes (charme et beauté) de haute impulsion transverse (« jet quenching ») et la suppression des quarkonia.

Nous présenterons dans cette partie l'ensemble des sous-détecteurs composant le spectromètre à muons dont une vue globale est donnée figure 2.13. Ce système a été conçu de manière à satisfaire les critères suivants :

- supporter un environnement de multiplicité élevée ;
- obtenir une résolution de l'ordre de 70 (100)  $\text{MeV}/c^2$  sur la masse reconstruite des dimuons dans le domaine en masse des états Psi (Upsilon) de manière à séparer les différents états ;
- avoir une grande acceptance jusqu'à bas  $p_T$  pour les dimuons issus de la désintégration des quarkonia ;



- être capable de fonctionner avec une fréquence de déclenchement de l'ordre du kHz compatible avec la bande passante du système d'acquisition ;
- fonctionner en mode noyau-noyau, proton-noyau et proton-proton.



**FIG. 2.13** – Vue globale du spectromètre à muons d'ALICE couvrant le domaine en pseudo-rapacité  $-4 < \eta < -2, 5$ .

### 2.2.3.1 L'absorbeur frontal

Il s'agit d'un cône, couvrant l'acceptance du spectromètre à muons, situé à 90 cm du point d'interaction et mesurant une longueur de 4,2 m ( $\sim 10$  longueurs d'interaction). Il a été optimisé afin de réduire la densité de coups à environ  $5 \times 10^{-2}$  coups/cm<sup>2</sup> sur les chambres de trajectographie pour les collisions Pb-Pb les plus centrales. En effet, c'est la densité de coups maximale pour conserver une bonne résolution sur la reconstruction de la masse invariante des quarkonia et sur l'efficacité des quarkonia. Il doit aussi réduire le bruit de fond muonique qui provient principalement de la désintégration des pions et kaons, sachant que, des simulations Hijing estiment que jusqu'à 12000 pions et kaons chargés pourraient être produits dans l'acceptance du spectromètre pour les collisions Pb-Pb les plus centrales. Cet absorbeur doit aussi protéger les détecteurs de la partie centrale des particules secondaires produites dans l'absorbeur lui-même. Il est principalement composé de carbone et de béton, de manière à limiter les diffusions multiples et la perte d'énergie des muons et se termine par des couches de tungstène, de fer, de polyéthylène et de plomb, comme on peut le voir sur figure 2.14.

### 2.2.3.2 Le blindage du faisceau

Enveloppant le tube à vide, le blindage du faisceau est composé de matériaux très denses tels que le tungstène, le plomb et l'acier. Il limite l'acceptance du spectromètre à une valeur basse de  $2^\circ$ . Il s'étend sur toute la longueur du spectromètre à muons et permet de protéger les détecteurs des particules produites à grande rapidité ainsi que des interactions faisceau-gaz. Une vue d'une partie de ce blindage faisceau est donnée sur la figure 2.15.

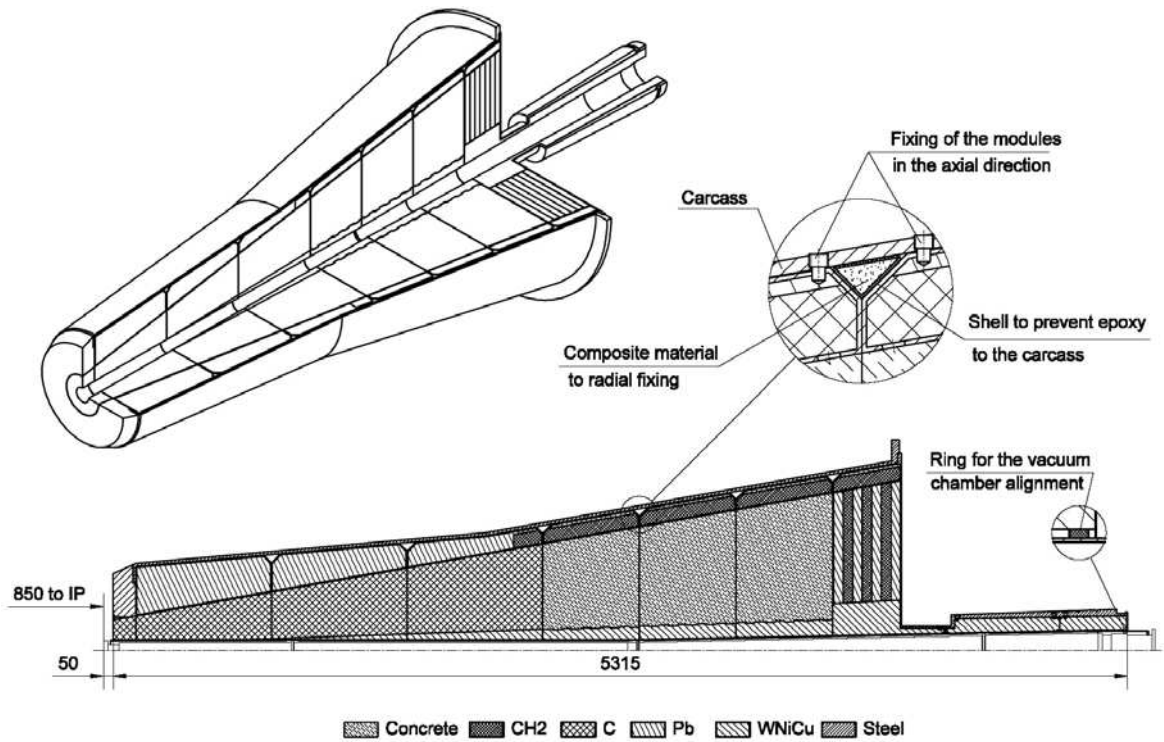


FIG. 2.14 – Schéma de l'absorbeur frontal.

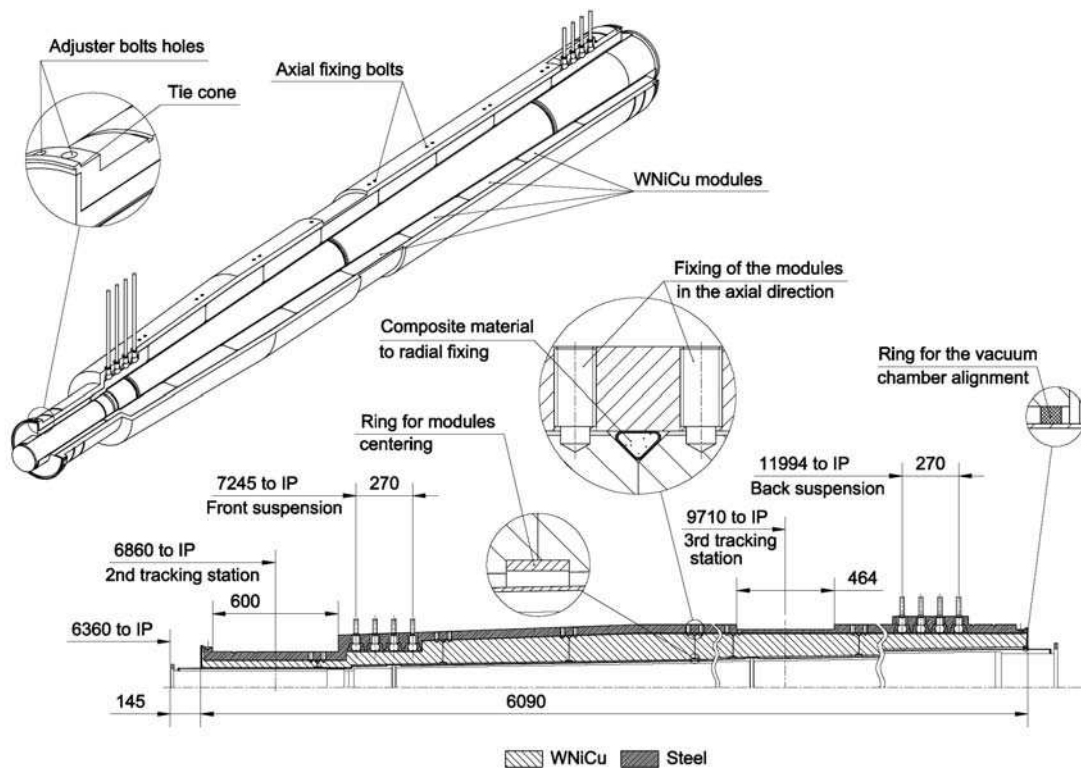
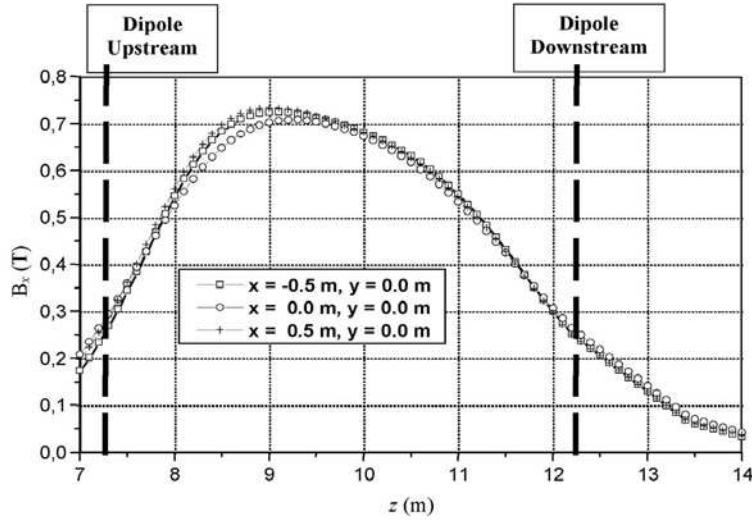


FIG. 2.15 – Schéma d'une partie du blindage de faisceau à petit angle.

### 2.2.3.3 Le dipôle

Le dipôle du spectromètre à muons est un aimant chaud créant un champ magnétique maximal de 0,7 T dans la direction  $x$  et un champ intégré de 3 T.m. Ce dipôle de 5 m de longueur est situé à 9,9 m du point d'interaction. La déviation des muons dans ce champ se fait dans le plan (YZ). Le profil du champ est donné sur la figure 2.16.



**FIG. 2.16** – Profil du champ magnétique,  $B_x$  du dipôle dans la direction du faisceau ( $z$ ) pour différentes positions dans le plan ( $X, Y$ ).

### 2.2.3.4 Les chambres de trajectographie

Associées au dipôle, les chambres de trajectographie doivent permettre de mesurer l'impulsion des muons avec une très bonne résolution (environ 1% pour l'impulsion d'un des deux muons de désintégration de l'upsilon). Elles ont été optimisées principalement de manière à obtenir une résolution spatiale dans le plan de déviation du dipôle inférieure à 100  $\mu\text{m}$ .

Le système de trajectographie utilise cinq stations de détecteurs à gaz multifils avec lecture par cathode segmentée ou CPC pour « Cathode Pad Chambers ». Les stations 3 à 5 sont constituées de détecteurs sous forme de lattes et les stations 1 et 2 de quadrants. Les différentes stations sont disposées de part et d'autre du dipôle (2 à l'avant, 1 à l'intérieur et 2 à l'arrière) et sont composées de deux plans de chambres. Chaque chambre, à  $z$  fixé, permet de déterminer la position en ( $x, y$ ) de l'impact du muon. Une CPC/CSC se compose de trois plans, soit deux cathodes segmentées avec au centre un plan de fils anodiques (cf. figure 2.17). L'anode permet de créer une amplification par phénomène d'avalanche. La position de l'impact est alors déterminée par les distributions de charges induites sur les deux plans de cathodes segmentées. Le gaz utilisé est un mélange d' $Ar$  (80%) et de  $CO_2$  (20%) et la haute tension de fonctionnement est d'environ 1700 V.

Le système de trajectographie comporte environ 1 million de voies de lecture.

### 2.2.3.5 Le filtre à muons

Un troisième absorbeur, situé après la dernière station du système de trajectographie, doit encore réduire le bruit de fond sur les chambres du système de déclenchement.

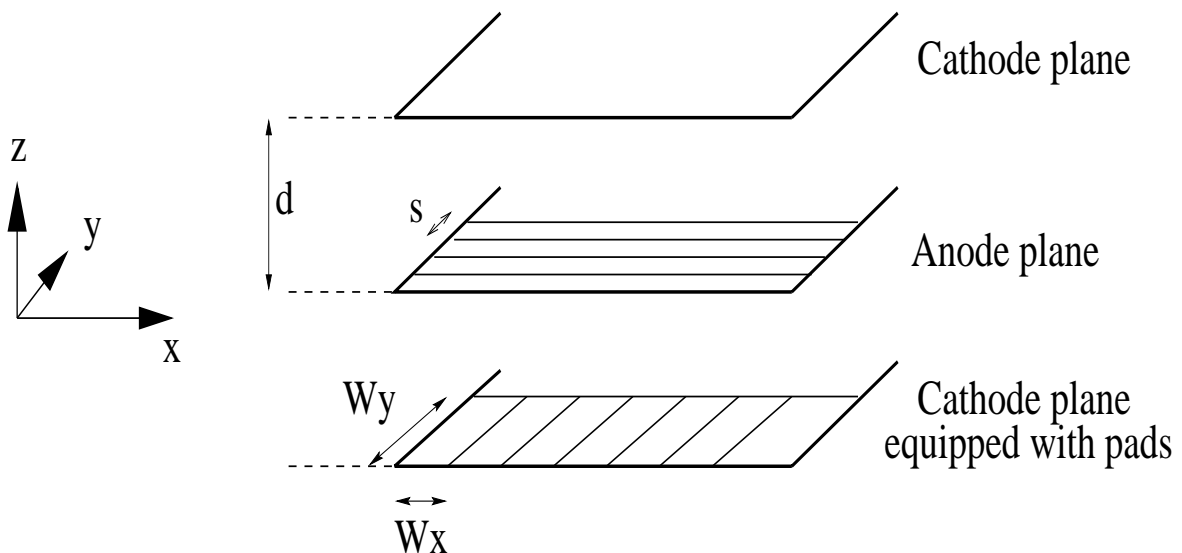


FIG. 2.17 – Schéma de principe d'une CPC.

Cet absorbeur permet ainsi de limiter les taux de déclenchement sur le bruit de fond, de manière à ne pas saturer la bande passante du système d'acquisition. Cet absorbeur en fer, d'environ  $36 \text{ m}^2$  de surface, a une épaisseur de 120 cm.

À cause de la présence de cet absorbeur, seuls les muons d'impulsion  $p > 4 \text{ GeV}/c$  pourront être détectés par les chambres du système de déclenchement.

### 2.2.3.6 Le système de déclenchement du spectromètre à muons

Le système de déclenchement du spectromètre à muons sera décrit plus en détail à la fin de ce chapitre (cf. § 2.3).

## 2.2.4 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement ou « trigger » de l'expérience ALICE [75] permet une sélection à plusieurs niveaux des événements intéressants en tenant compte des exigences physiques et de la bande passante du système d'acquisition.

En entrée, le système recueille les différents signaux de « trigger » envoyés par les détecteurs impliqués (« trigger » du spectromètre à muons, TRD, PMD, ZDC,...). Un processeur, le CTP (« Central Trigger Processor ») est alors chargé de traiter ces informations et d'envoyer d'éventuels signaux de déclenchement. Le système de déclenchement d'ALICE se compose de trois niveaux :

- Le niveau L0 auquel participe, entre autres, le « trigger » du spectromètre à muons, le V0 et le T0, est le niveau le plus rapide avec une latence (durée entre l'interaction primaire et la réception du signal L0 par les détecteurs) de  $1,2 \mu\text{s}$ . Ce niveau envoie alors un signal de mise en attente de lecture aux détecteurs qui en ont besoin.
- Le niveau L1 arrive avec une latence de  $6,5 \mu\text{s}$  après l'interaction et inclut notamment les informations de détecteurs tels que le ZDC et le TRD, qui sont trop éloignés ou trop lents pour participer au L0.
- La décision définitive de conserver ou non un événement, ou niveau L2, est prise environ  $100 \mu\text{s}$  après l'interaction. Ce temps correspond au temps de dérive des électrons dans la TPC ( $\sim 88 \mu\text{s}$ ). Ce dernier signal confirme ou infirme l'envoi

des données au système d'acquisition.

Pour les collisions Pb-Pb où la multiplicité est élevée, le « trigger » doit également fournir une protection passé-futur pour les détecteurs, garantissant ainsi qu'il n'y a pas d'empilement d'événements. En ce qui concerne les collisions proton-proton, un empilement de 20 événements au maximum peut être toléré.

Le CTP traite 50 signaux en entrée : 24 signaux pour le niveau L0 dont 5 proviennent du « trigger » du spectromètre à muons, 20 signaux pour le L1 et 6 pour le L2. Ces signaux d'entrée du CTP, pour les niveaux L0 et L1, sont répertoriés dans le tableau 2.3, pour les collisions Pb-Pb. À partir de ces signaux d'entrée, 50 classes de « trigger » sont définies. Chacune est définie par :

- une combinaison logique de signaux L0, L1 ou L2 ;
- un « cluster » de détecteurs à solliciter pour la prise de données parmi 6 « clusters » possibles ;
- une protection passé-futur qui dépend du « cluster » choisi ;
- un facteur d'échelle afin de réduire éventuellement la fréquence.

Il existe 12 classes de « trigger » qui impliquent un des « trigger » L0 du spectromètre à muons et associant le « trigger » T0 (L0), les « trigger » de centralité  $V0_{min-bias}$  (L0),  $V0_{semi-centrale}$  (L0),  $ZDC_1$  (L1),  $ZDC_2$  (L1), le « pre-trigger » TRD (L0) et le « trigger » TRD électron (L1). Ces classes de « trigger » sont récapitulées dans le tableau 2.4. Elles sont bien entendues entièrement reconfigurables.

	L0	L1
1	V0 Min-Bias	TRD $e^+e^-$ haut $p_T$
2	V0 Semi-Centrale	TRD $e^+e^+/e^-e^-$ haut $p_T$
3	V0 centrale	TRD jet bas $p_T$
4	T0 multiplicité	TRD jet haut $p_T$
5	T0 faisceau-gaz	TRD électron
6	PHOS minimum bias	TRD hadron bas $p_T$
7	EMCAL minimum bias	TRD hadron haut $p_T$
8	Cosmic telescope	ZDC 1
9	Dimuon $\mu^+\mu^+/\mu^-\mu^-$ haut $p_T$	ZDC 2
10	Dimuon $\mu^+\mu^-$ haut $p_T$	ZDC 3
11	Dimuon $\mu^+\mu^+/\mu^-\mu^-$ bas $p_T$	ZDC speciale
12	Dimuon $\mu^+\mu^-$ bas $p_T$	topological 1
13	Dimuon Muon simple	topological 2
14	TRD « pre-trigger »	PHOS jet bas $p_T$
15	vide	PHOS jet haut $p_T$
16	vide	EMCAL jet haut $p_T$
17	vide	EMCAL jet moyen $p_T$
18	vide	EMCAL jet bas $p_T$
19	vide	vide
20	vide	vide
21	vide	
22	vide	
23	vide	
24	vide	

**TAB. 2.3** – Signaux de « trigger » pour les niveaux L0 et L1 provenant des différents détecteurs d'ALICE et recueillis par le CTP pour les collisions Pb-Pb.

Numéro	Conditions de « trigger »
1	$[T0 \cdot V0_{MB} \cdot DM_{\mu^+\mu^-} \text{ haut } p_T \cdot TRD_{pre}]_{L0} \& [ZDC1]_{L1}$
2	$[T0 \cdot V0_{SC} \cdot DM_{\mu^+\mu^-} \text{ haut } p_T \cdot TRD_{pre}]_{L0} \& [ZDC2]_{L1}$
3	$[T0 \cdot V0_{MB} \cdot DM_{\mu^+\mu^-} \text{ haut } p_T]_{L0} \& [ZDC1]_{L1}$
4	$[T0 \cdot V0_{MB} \cdot DM_{\mu^+\mu^-} \text{ bas } p_T]_{L0} \& [ZDC1]_{L1}$
5	$[T0 \cdot V0_{SC} \cdot DM_{\mu^+\mu^-} \text{ bas } p_T]_{L0} \& [ZDC2]_{L1}$
6	$[T0 \cdot V0_{MB} \cdot DM_{\mu^+\mu^+/\mu^-\mu^-} \text{ haut } p_T \cdot TRD_{pre}]_{L0} \& [ZDC1]_{L1}$
7	$[T0 \cdot V0_{SC} \cdot DM_{\mu^+\mu^+/\mu^-\mu^-} \text{ haut } p_T \cdot TRD_{pre}]_{L0} \& [ZDC2]_{L1}$
8	$[T0 \cdot V0_{MB} \cdot DM_{\mu^+\mu^+/\mu^-\mu^-} \text{ haut } p_T]_{L0} \& [ZDC1]_{L1}$
9	$[T0 \cdot V0_{MB} \cdot DM_{\mu^+\mu^+/\mu^-\mu^-} \text{ bas } p_T]_{L0} \& [ZDC1]_{L1}$
10	$[T0 \cdot V0_{SC} \cdot DM_{\mu^+\mu^+/\mu^-\mu^-} \text{ bas } p_T]_{L0} \& [ZDC2]_{L1}$
11	$[T0 \cdot V0_{MB} \cdot DM_{\mu} \cdot TRD_{pre}]_{L0} \& [TRD_e \cdot ZDC1]_{L1}$
12	$[T0 \cdot V0_{SC} \cdot DM_{\mu} \cdot TRD_{pre}]_{L0} [TRD_e \cdot ZDC2]_{L1}$

**TAB. 2.4** – Conditions de « trigger » pour les classes de « trigger » impliquant un des « trigger » du spectromètre à muons.

## 2.2.5 La DaQ (« Data acQuisition ») et le HLT (« High Level Trigger »)

Le système d'acquisition [75] doit permettre :

- la sauvegarde des données sur un support permanent ;
- la construction des événements à partir des sous-événements de chaque sous-détecteur en relation avec le CTP ;
- la compression éventuelle des données par l'intermédiaire du HLT qui permet une sélection plus fine des événements ;
- le contrôle de qualité des données.

Il a été estimé qu'une bande passante de 1,25 Go/s, après compression des données, permettrait d'acquérir une statistique suffisante pour l'étude des différents canaux de physique.

La taille des données que la DaQ doit stocker est très importante. De plus, ce volume dépend directement de paramètres dont les valeurs sont encore mal connues comme par exemple la multiplicité de particules par événement. Dans le cas des collisions Pb-Pb centrale, les simulations prévoient une taille, avant compression des données, de 87 Mo par événement avec 76 Mo, 8 Mo et 0,15 Mo respectivement pour la TPC, le TRD et le spectromètre à muons, pour une multiplicité de 8000 particules par unité de rapidité à mi-rapacité. La taille d'un événement semi-périphérique ou « minimum bias » a été estimée, respectivement, à environ 50% et 25% de la taille d'un événement central. Des simulations ont également permis de montrer qu'un facteur 2 de compression peut être obtenu sans aucune perte des informations physiques.

De manière générale, les taux d'acquisition nécessaires pour obtenir une statistique suffisante au bout d'un an de fonctionnement en Pb-Pb, soit  $10^6$  s, sont de l'ordre de quelques Hz pour la physique hadronique, de quelques dizaines de Hz pour la physique du charme, des jets et des électrons et de quelques centaines de Hz pour la physique dimuon.

## 2.3 Le système de déclenchement du spectromètre à muons

### 2.3.1 Introduction

Le système de déclenchement ou « trigger » du spectromètre à muons se compose de deux stations de détecteurs RPC (« Resistive Plate Chambers ») et des systèmes d'électronique de « Front-End », de décision de « trigger » et de lecture. Les deux stations de RPC, MT1 et MT2, composées chacune de deux plans d'environ 30 m<sup>2</sup>, sont placées respectivement à 16,12 m et 17,12 m du point d'interaction, juste derrière le filtre à muons.

#### 2.3.1.1 Rôle du « trigger »

Le « trigger » est chargé de sélectionner très rapidement, soit  $\sim 650$  ns après la collision, les événements contenant au minimum un muon ou un dimuon (signes opposés et mêmes signes). Cette sélection s'effectue par un algorithme de recherche de traces. Le bruit de fond muonique provient essentiellement de la désintégration des pions et kaons. Ces muons de désintégration étant majoritairement de bas  $p_T$ , le système de déclenchement effectuera donc une coupure sur l'impulsion transverse (via la déviation mesurée) des muons détectés. Deux coupures sont en fait effectuées en parallèle. Des choix typiques de ces coupures sont :

- une coupure à  $p_T = p_T^{\text{cut}} \sim 1$  GeV/c, appelée coupure bas  $p_T$  et optimisée pour la physique des états Psi ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ );
- une coupure à  $p_T = p_T^{\text{cut}} \sim 2$  GeV/c, appelée coupure haut  $p_T$  et optimisée pour la physique des états Upsilon ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ).

Un cas particulier est la coupure minimum en  $p_T$ , appelée coupure « all  $p_T$  », qui est fixée par la gamme maximale de déviation qui est prise en compte dans l'électronique de « trigger » local.

Un signal dimuon de bas  $p_T$  (haut  $p_T$ ) sera délivré si au minimum deux traces (muons) passent les coupures bas  $p_T$  (haut  $p_T$ ) du « trigger » dans l'événement. Le système délivre également un signal de « trigger » sur les muons simples de bas ou haut  $p_T$ .

#### 2.3.1.2 Principe du « trigger »

Le principe du système de déclenchement du spectromètre à muons est schématisé sur la figure 2.18. Un muon issu du point d'interaction, dévié d'un angle  $\theta_d$  par le champ magnétique du dipôle, est détecté en  $(X_1, Y_1, Z_1)$  et  $(X_2, Y_2, Z_2)$  sur les stations MT1 et MT2, respectivement. Un muon passe alors la coupure en  $p_T$  si sa déviation  $\delta y_2$  par rapport à une trace rectiligne (muon d'impulsion infinie issu du point d'interaction), reste inférieure à une limite fixée  $Y_2^{\text{cut}}$ . Cette limite correspond à la déviation d'un muon de  $p_T = p_T^{\text{cut}}$ .

#### 2.3.1.3 Calcul du $p_T$ du muon (Calcul approché)

Dans le plan de déviation (Y,Z) du dipôle, l'impulsion du muon est donnée par :

$$p_{YZ} = \left| \frac{qBL}{\sin \theta_d} \right| \quad (2.3)$$

où  $BL = 3$  Tm. L'expression de l'angle de déviation est la suivante :

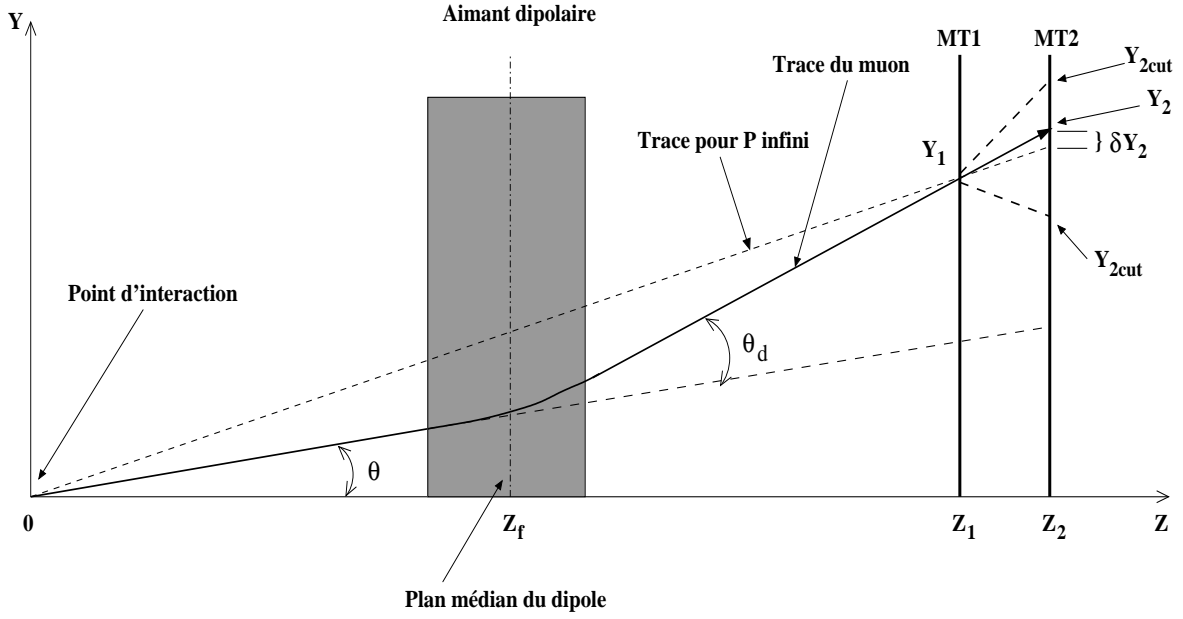


FIG. 2.18 – Schéma du principe du « trigger ».

$$\theta_d = \frac{1}{Z_F} \left( \frac{Z_1 Y_2 - Z_2 Y_1}{Z_2 - Z_1} \right) \quad (2.4)$$

où  $Z_F$  correspond à la coordonnée du centre du dipôle.

L'impulsion transverse  $p_T$  du muon s'écrit :

$$p_T = p_{YZ} \tan \theta = p_{YZ} \frac{\sqrt{X_F^2 + Y_F^2}}{Z_F} \quad (2.5)$$

Dans le plan  $Z = Z_F$ , les coordonnées  $(X_F, Y_F)$  du muon sont les suivantes :

$$\begin{cases} X_F = X_1 \frac{Z_F}{Z_1} \\ Y_F = Y_2 - \frac{(Y_2 - Y_1)(Z_2 - Z_F)}{Z_2 - Z_1} \end{cases} \quad (2.6)$$

Si on suppose que l'angle de déviation  $\theta_d$  est très faible ( $\sin \theta_d \approx \theta_d$ ), alors l'impulsion transverse du muon est donnée par :

$$p_T \approx qBL \frac{(Z_2 - Z_1) \sqrt{X_F^2 + Y_F^2}}{Z_1 Y_2 - Z_2 Y_1} \quad (2.7)$$

La déviation  $\delta y_2$  entre les deux stations par rapport à une trace pointant vers le vertex primaire s'écrit :

$$\delta y_2 = Y_2 - Y_2^\infty = Y_2 - \frac{Z_2}{Z_1} Y_1 = \frac{Z_1 Y_2 - Z_2 Y_1}{Z_1} \quad (2.8)$$

L'impulsion transverse du muon peut maintenant s'écrire :

$$p_T \approx qBL \frac{(Z_2 - Z_1) \sqrt{X_F^2 + Y_F^2}}{Z_1 \delta y_2} \quad (2.9)$$

avec

$$Y_F = Y_1 \frac{Z_F}{Z_1} - \delta y_2 \frac{Z_1 - Z_F}{Z_2 - Z_1} \quad (2.10)$$



À partir de la position sur la première station ( $X_1, Y_1$ ) et de la déviation  $\delta y_2$ , l'impulsion transverse du muon peut donc être calculée (cf. équations 2.9 et 2.10). Ces informations ( $X_1, Y_1, \delta y_2$ ), comme nous le verrons par la suite, seront utilisées par l'électronique de « trigger » local pour la sélection des traces simples.

Ce calcul approché a été complété par des simulations détaillées permettant de connaître plus précisément la relation entre l'impulsion transverse et les informations  $X_1, Y_1, \delta y_2$ .

## 2.3.2 Les RPC

### 2.3.2.1 Introduction

Les RPC ont été proposées par R. Santonico au début des années 80 [76, 77]. Au début, les RPC étaient utilisées uniquement en mode « streamer » et pouvaient supporter des flux très faibles de particules chargées de quelques Hz/cm<sup>2</sup>. Grâce notamment aux travaux de notre collaboration, en mode « streamer », des améliorations ont été apportées, concernant le mélange gazeux et les matériaux utilisés pour la réalisation du détecteur, qui permettent aux RPC de fonctionner avec des flux de quelques centaines de Hz/cm<sup>2</sup>. Les autres collaborations du LHC ont optimisé le fonctionnement des RPC en mode avalanche. De plus, les RPC offrent de nombreux avantages tels que leur faible coût, leur modularité, et leur performance temporelle.

### 2.3.2.2 Principe de détection

Une RPC (cf. fig 2.19) se compose de deux plaques de haute résistivité maintenue écartées par des espaceurs. Entre ces deux plaques circule un gaz. Une haute tension est appliquée entre les deux plaques de manière à créer un champ électrique uniforme dans le volume de gaz. La particularité de ce type de détecteur est sa très bonne résolution temporelle.

Lorsqu'une particule chargée traverse le volume de gaz, elle dépose une certaine quantité d'énergie qui sera suffisante pour ioniser le gaz et créer des paires  $e^-/ion^+$ . Sous l'effet du champ électrique, les électrons migrent vers l'anode et les ions positifs vers la cathode. Si le champ électrique est suffisamment élevé, les électrons sont accélérés et peuvent atteindre une énergie supérieure au potentiel d'ionisation du gaz. Ces électrons ionisent à leur tour le gaz, ce qui crée un phénomène d'avalanche dans le gaz. Si l'avalanche continue à se développer, dans des conditions où la haute tension appliquée est très forte, le champ créé par les charges d'espace peut devenir localement comparable au champ créé par la haute tension. Le champ résultant devient alors inhomogène et un « streamer » peut éventuellement se former. Ces charges induisent un signal électrique qui est recueilli sur des bandes de transmission (« strips »), placées sur les faces externes des électrodes. Le signal se propage jusqu'à l'électronique de « Front-End » qui traite le signal. Une impédance d'adaptation est fixée aux extrémités de la bande de transmission, afin de limiter les réflexions de signal électrique (ceci sera détaillé dans le chapitre 3).

### 2.3.2.3 Les RPC d'ALICE

Les exigences d'ALICE concernant les RPC sont les suivantes :

- **Efficacité** : L'efficacité de la RPC doit être supérieure à 95% pour les particules chargées pour assurer une bonne efficacité du « trigger ».

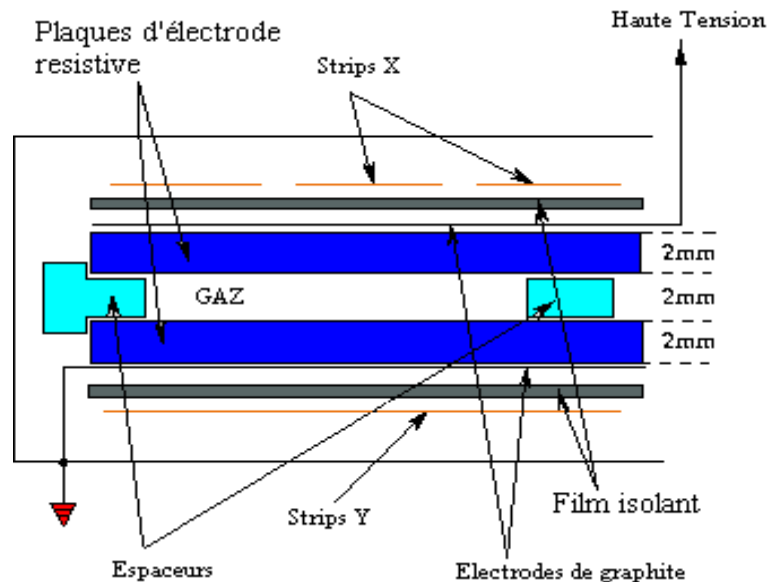


FIG. 2.19 – Vue en coupe d'une RPC du « trigger » du spectromètre à muons.

- **Tenue au flux** : Des simulations montrent un flux maximum de particules, pour les RPC situées proche du blindage de faisceau, de l'ordre de 3, 40, 50 Hz/cm<sup>2</sup>, respectivement, pour les collisions Pb-Pb, Ar-Ar et p-p. Une partie importante du flux en proton-proton provient des interactions faisceau-gaz [74, 79]. Le détecteur doit donc tenir un flux maximum d'environ 100 Hz/cm<sup>2</sup> en prenant un facteur de sécurité. La tenue au flux des RPC en mode avalanche et « streamer » a été étudiée en 1998 [78]. Cette étude a montré qu'une diminution de la résistivité des plaques et une optimisation du mélange gazeux entraînait une amélioration de la tenue au flux des RPC. Suite à ces études, l'exigence sur une tenue au flux de 100 Hz/cm<sup>2</sup> est remplie en mode « streamer » et avalanche [78].
- **Résolution en temps** : La résolution temporelle doit rester inférieure à 2 ns, afin de répondre aux exigences du LHC imposées par la fréquence de croisement des faisceaux de 40 MHz. Le signal de sortie de l'électronique de « Front-End » doit avoir une largeur temporelle de 20 à 25 ns de manière à pouvoir associer une collision à un croisement de faisceau sans ambiguïté.
- **Taille des « clusters »**<sup>1</sup> : La taille des « clusters » doit être de l'ordre de l'unité de manière à préserver la sélectivité du « trigger ».
- **Le vieillissement** : Les RPC doivent avoir une durée de vie relativement importante de manière à ce qu'elles puissent fonctionner durant toute la durée de vie d'ALICE.

Il est prévu de faire fonctionner les RPC d'ALICE en mode « streamer » pendant les prises de données en noyau-noyau, et dans un mode particulier appelé « avalanche saturée » pendant les prises de données en proton-proton. En effet, pour les collisions proton-proton, le flux maximum intégré de particules sera beaucoup plus important que pour les collisions noyau-noyau compte tenu de la durée de fonctionnement en p-p et de l'environnement de bruit de fond lié aux interactions faisceau-gaz (flux maximum sur les RPC de 50 Hz/cm<sup>2</sup>) [79]. Considérant le scénario le plus défavorable, le flux maximum intégré atteindrait  $100 \times 10^6$  coups/cm<sup>2</sup> pour un an de prise de données en proton-

<sup>1</sup>La taille des « clusters » est le nombre moyen de « strips » adjacents touchés lorsqu'une gerbe électronique est initiée dans le volume de gaz.

proton. Les tests de vieillissement que nous avons effectué montrent un fonctionnement satisfaisant des RPC jusqu'à  $100 \times 10^6$  coups/cm<sup>2</sup> en mode « streamer » et  $500 \times 10^6$  coups/cm<sup>2</sup> en mode « avalanche saturée ».

Les caractéristiques des RPC d'ALICE ainsi que l'étude de leurs performances en mode « streamer » (efficacité, taille des « clusters », résolution temporelle) seront décrites en détail dans le chapitre 3. Les tests de vieillissement des RPC et l'étude des performances des RPC en mode avalanche saturée peuvent être trouvées dans les références [80, 81].

### 2.3.3 La segmentation

Le « trigger » du spectromètre à muons est formé de 2 stations (MT1 et MT2), situées à 16,12 et 17,12 m du point d'interaction (cf. figure 2.20). Deux plans composent chaque station (MT11 et MT12 pour la station 1 et MT21 et MT22 pour la station 2). Chaque plan est formé de 18 grandes RPC (16 de  $2,55 \times 0,68$  m<sup>2</sup> et 2 de  $2,04 \times 0,68$  m<sup>2</sup> pour MT1). Ces RPC présentent une double segmentation, X et Y. Sur une des faces de la RPC sont disposés les « strips » X et, sur l'autre face, les « strips » Y. Les « strips » X mesurent la position  $y$  (verticale) de l'impact du muon sur la RPC dans le plan de déviation du dipôle (Y,Z), et les « strips » Y mesurent la position  $x$  (horizontale) du muon dans le plan de non-déviation (X,Z). La segmentation doit être plus fine pour les « strips » X que pour les « strips » Y. En effet, c'est par l'intermédiaire de la mesure de la déviation entre les deux stations que s'effectue la sélection sur les traces (cf §2.3.1.2). La segmentation en « strips » X et Y des RPC est montrée sur la figure 2.21, pour un quart de plan de MT11. Chaque demi-plan est équipé de 2624 voies de lecture réparties comme suit :

- 1872 « strips » X dans le plan de déviation avec :
  - 336 « strips » de 42,5 mm de largeur,
  - 1056 « strips » de 21,25 mm de largeur,
  - 480 « strips » de 10,625 mm de largeur ;
- 752 « strips » Y dans le plan de non-déviation avec :
  - 304 « strips » de 42,5 mm de largeur,
  - 448 « strips » de 21,25 mm de largeur.

Le détecteur comporte donc un total de 21000 voies de lecture. L'optimisation de la segmentation des 2 stations a été effectuée par O. Roig durant sa thèse [90].

### 2.3.4 L'électronique de « Front-End »

L'électronique de « Front-End » ou FEE (« Front End Electronics ») [82], connectée à une extrémité des « strips », a pour charges essentielles la discrimination du signal et la transformation du signal analogique en signal logique de largeur 20-25 ns. Ce signal est ensuite propagé par câbles jusqu'à l'électronique de « trigger » local.

Les cartes FEE des RPC ont été réalisées au laboratoire de Clermont-Ferrand. Elles intègrent un système de discrimination (ADuT) [83] permettant d'améliorer la résolution temporelle en mode « streamer »<sup>2</sup>. Ce système de discrimination ADuT (A Dual Threshold) utilise 2 seuils de déclenchement :

- un premier seuil, dit bas (10 mV), pour déclencher sur le précurseur avalanche ;
- un deuxième seuil, dit haut (80 mV), pour confirmer la formation d'un « streamer ».

---

<sup>2</sup>Le temps de formation du précurseur avalanche est constant alors que le « streamer » a un retard en temps par rapport au précurseur avalanche qui est variable dans le temps.

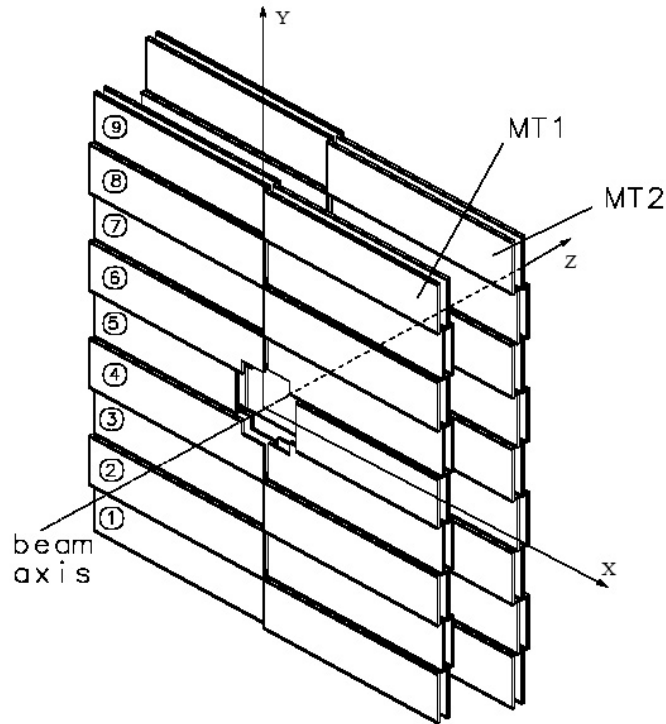


FIG. 2.20 – Stations MT1 et MT2 du « trigger » du spectromètre à muons composées chacune de deux plans de RPC.

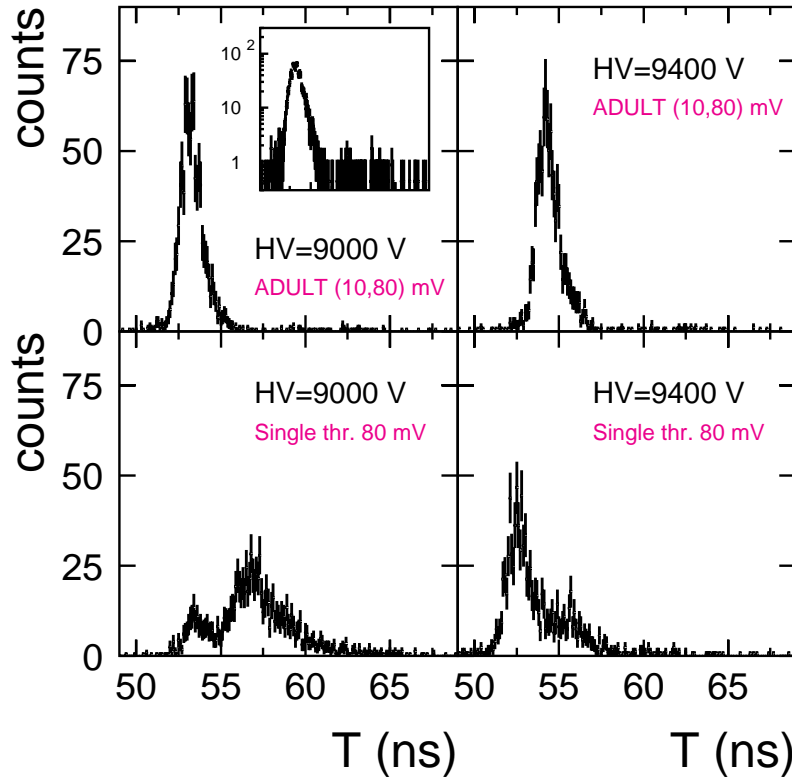


FIG. 2.21 – Segmentation en « strips » X (à gauche) et « strips » Y (à droite) pour un quart de plan de MT11. Le reste du plan se déduit par symétrie.

Une coïncidence entre les signaux seuil haut et seuil bas est ensuite effectuée, la référence en temps étant donnée par le seuil bas. L'électronique de lecture profite ainsi de la stabilité temporelle du signal avalanche tout en gardant les avantages du mode

« streamer », en particulier un bruit très faible. La valeur des seuils est fixée par défaut à 10 mV et à 80 mV, dans une configuration dite "seuils internes" pour laquelle la valeur des seuils est proportionnelle à la tension d'alimentation. Dans une configuration dite "seuils externes", ou des tensions spécifiques sont amenées, la valeur des seuils peut être pilotée à distance. Un retard est également prévu afin de compenser la différence de longueur des câbles entre FEE et électronique de « trigger » local. Il peut être réglé par pas de 7,5 ns par un système de cavaliers.

L'amélioration apportée sur la résolution temporelle des RPC en mode « streamer » par le système de discrimination ADuT est montrée sur la figure 2.22.



**FIG. 2.22** – Spectres en temps obtenus lors des tests en mode « streamer » pour deux valeurs de haute tension avec le système ADuT (en haut) et avec un système de discrimination à simple seuil (en bas).

### 2.3.5 L'électronique de « trigger »

Comme indiqué sur le schéma 2.23, l'électronique de « trigger » est organisée en trois niveaux :

- local : ce niveau reçoit les données provenant du FEE. L'électronique fonctionne en mode dit pipeline à 40 MHz. Les données du FEE sont d'une part stockées dans des registres. En parallèle, une reconstruction puis une sélection sur les traces est effectuée au moyen d'un algorithme. Son temps de décision est de 250 ns ;
- régional : il recueille et centralise les informations fournies par les cartes de « trigger » local hébergées dans un même châssis électriques à la norme VME ;
- global : il traite les informations issues des cartes de « trigger » régional et envoie 5 signaux de « trigger » de niveau L0 au système de déclenchement d'ALICE (CTP). Le temps total de décision de l'électronique de « trigger », y compris le temps de transit dans les câbles, est de 650 ns.

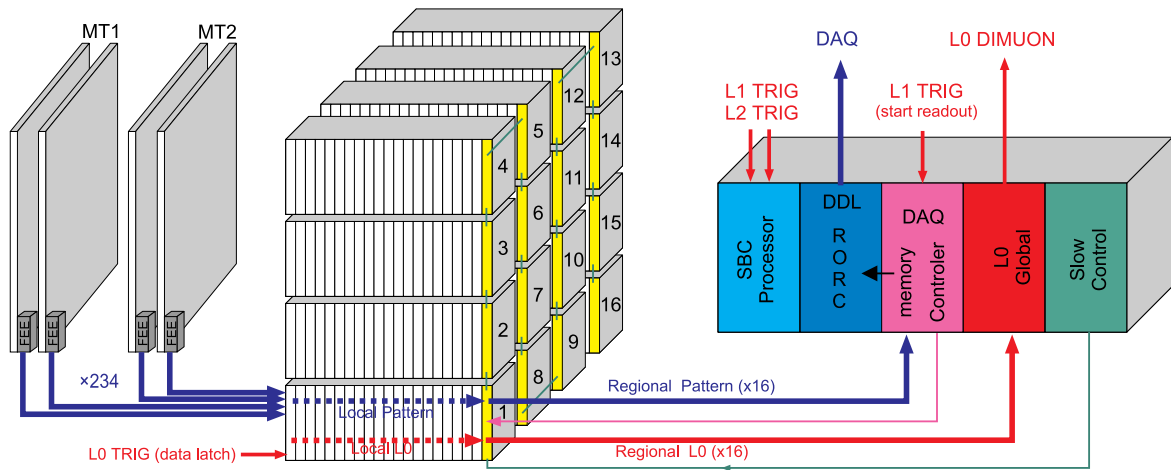


FIG. 2.23 – Schéma global de l'électronique de « trigger » du spectromètre à muons d'ALICE.

La chaîne temporelle de l'électronique de « trigger » du spectromètre à muons, depuis l'interaction jusqu'à la décision du « trigger » global, est montrée sur la figure 2.24.

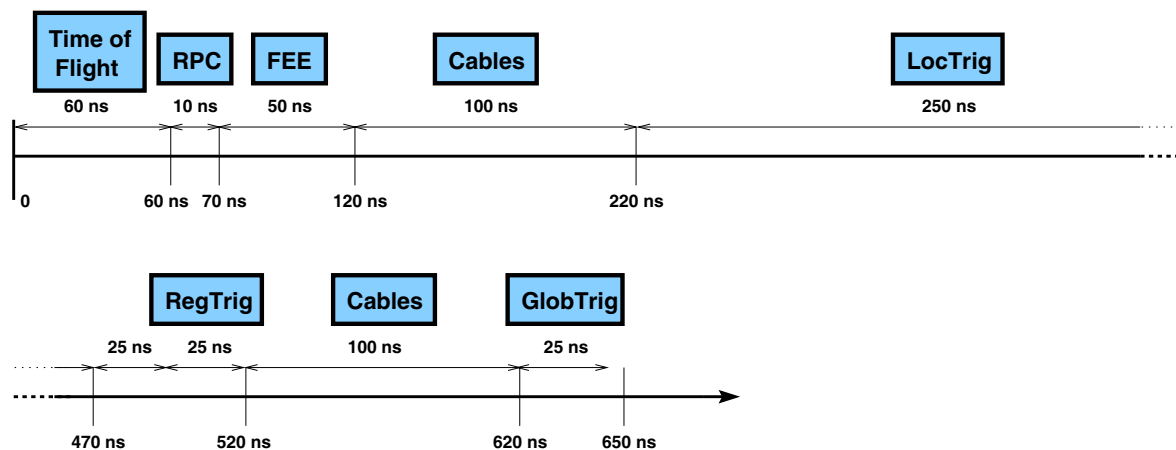


FIG. 2.24 – Chaîne temporelle de l'électronique de « trigger » du spectromètre à muons depuis l'interaction jusqu'à la décision du « trigger » global.

Remarquons à ce point que le fonctionnement en mode pipeline à 40 MHz de l'électronique de « trigger », couplée à des ensembles détecteur-électronique de « Front-End » de haute performance temporelle, vont de manière pratique causer une coupure en temps de durée voisine de 25 ns, soit un coup d'horloge. En effet, toutes les particules rapides (muons, ...) produites dans une même collision seront associées au même événement (même coup d'horloge). Les particules plus lentes, provenant essentiellement de neutrons de basse énergie, appartiendront par contre à des événements postérieurs (leur influence sur, par exemple, le taux d'occupation sera ainsi négligeable). Pour cette même raison, nous considérerons dans les simulations (cf. chapitre 4) que seules les particules atteignant le « trigger » entre 50 - 75 ns participeront à la formation de l'événement pour une collision donnée, la borne inférieure de 50 ns correspondant tout simplement au temps de vol des particules rapides jusqu'au « trigger ».

### 2.3.5.1 L'électronique de « trigger » local

L'électronique de « trigger » local [84] est constitué de 234 cartes au format VME, réparties dans 16 châssis. Chaque carte a en charge une zone définie du plan (X,Y) et collecte les différentes informations de position (x,y) issues des carte FEE.

La logique de l'électronique de « trigger » local est effectuée par deux algorithmes distincts L0-X (plan de déviation) et L0-Y (plan de non-déviation), suivis d'une décision liée à la coupure en  $p_T$ , effectuée au moyen d'une LUT (« Look-Up-Table »). L'optimisation du remplissage des LUT a été effectuée par B. Forestier durant sa thèse [91]. La logique L0-X travaille dans le plan de déviation. Un algorithme de recherche de traces donne :

- la position, suivant la direction Y (en terme de numéro de « strips » X), de la trace reconstruite sur la zone gérée par la carte concernée,
- la déviation entre les deux stations (en terme de nombre de « strips ») de la trace par rapport à une trace pointant en ligne droite vers le point d'interaction ;

La logique L0-Y travaille dans le plan de non-déviation. En sortie, on obtient :

- la position, suivant la direction X (en terme de numéro de « strips » Y), de la trace reconstruite sur la zone gérée par la carte concernée,
- un algorithme de recherche de traces sélectionne les traces qui pointent en ligne droite vers le vertex. Ceci permet de rejeter efficacement le bruit de fond.

À partir des informations issues des logiques L0-X et L0-Y, une réponse sur 2 bits est donnée par la LUT pour chaque coupure en  $p_T$  :

- 00 : pas de « trigger » ;
- 01 : « trigger » pour les particules chargées négativement ;
- 10 : « trigger » pour les particules chargées positivement ;
- 11 : « trigger » avec une déviation nulle, en terme de « strips », entre les deux stations.

### 2.3.5.2 L'électronique de « trigger » régional

L'électronique de « trigger » local fournit donc en sortie  $234 \times 4$  bits. Ces informations sont ensuite traitées par l'électronique de « trigger » régional. Ce niveau est pris en charge par 16 cartes électroniques. Chaque carte centralise les signaux « trigger » issus de toutes les cartes de « trigger » local placées dans un même châssis VME. Ainsi, un châssis VME contient 1 carte d'électronique de « trigger » régional et jusqu'à 16 cartes d'électronique de « trigger » local.

Chaque carte d'électronique de « trigger » régional traite les informations en quatre étapes. La première étape traite en parallèle 8 lots comprenant chacun les sorties de 2 cartes locales, soit  $2 \times 8 \times 4 = 64$  bits. À chaque lot correspond une réponse codée sur 4 bits. Puis, lors de l'étape suivante, 4 lots traitent les sorties de la première étape comme des entrées. Ainsi, au bout de 4 étapes, une décision de « trigger » régional est prise, codée sur 4 bits pour chaque coupure en  $p_T$ , puis envoyée au « trigger » global.

En sortie du niveau régional, les informations disponibles sont les suivantes :

- 1 trace simple (avec son signe de déviation) ;
- 2 traces (ou plus) de même signe ;
- 2 traces (ou plus) de signes opposés.

### 2.3.5.3 L'électronique de « trigger » global

L'électronique de « trigger » global est très proche dans son principe de l'électronique de « trigger » régional. Ce niveau permet d'intégrer les réponses des 16 cartes

de « trigger » régional pour fournir en sortie 5 signaux de « trigger ». Ces cinq signaux sont ensuite envoyés au CTP. Ces cinq signaux sont les suivants :

- signal dimuon de même signe de bas  $p_T$  ;
- signal dimuon de même signe de haut  $p_T$  ;
- signal dimuon de signes opposés de bas  $p_T$  ;
- signal dimuon de signes opposés de haut  $p_T$  ;
- signal muon simple bas ou haut  $p_T$ .

#### 2.3.5.4 L'électronique de lecture

La lecture des informations stockées dans les mémoires des cartes de « trigger » local, régional et global est effectuée par une carte appelée DARC (cf. figure 2.23). Les décisions des algorithmes de « trigger » local, régional et global sont aussi sauvegardées. Le transfert des données vers DARC est initié par un signal en provenance du CTP de niveau L1.

Le transfert des données de DARC vers le système d'acquisition d'ALICE est initié quand un signal de niveau L2 est reçu en provenance du CTP.





# Chapitre 3

## Analyse des tests sous faisceau d'une RPC

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>69</b>
<b>3.2</b>	<b>Le dispositif expérimental</b>	<b>70</b>
3.2.1	Description générale	70
3.2.2	Caractéristiques de la RPC	70
3.2.3	Caractéristiques des « strips » et du signal électrique	72
<b>3.3</b>	<b>Analyse des performances de la RPC</b>	<b>74</b>
3.3.1	Correction en température et en pression de la haute tension	74
3.3.2	Analyse de l'homogénéité de l'efficacité de la RPC	74
3.3.3	Résolution spatiale	79
3.3.4	Résolution temporelle	80
<b>3.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>82</b>

---

### 3.1 Introduction

Une RPC (« Resistive Plate Chamber ») de  $210 \times 72 \text{ cm}^2$ , identique à certaines RPC qui seront implantées dans l'expérience ALICE, a été testée sous faisceau en août 2003 au CERN dans la zone GIF (« Gamma Irradiation Facility »).

En mode « streamer », les principaux objectifs de cette phase de tests de cette RPC étaient :

- de valider son bon fonctionnement ;
- de vérifier son comportement en terme de taille de « cluster » et de résolution temporelle. La taille des « clusters » est définie comme le nombre moyen de « strips » (bande de transmission du signal électrique) adjacents touchés lorsqu'une gerbe électronique est initiée dans le volume de gaz de la RPC ;
- d'évaluer et d'étudier les inhomogénéités éventuelles concernant l'efficacité de détection des muons.

Je me suis particulièrement intéressé à l'analyse de l'homogénéité de la RPC en terme d'efficacité de détection en mode « streamer » et plus spécifiquement aux inhomogénéités induites par la segmentation en « strips » de tailles différentes. Ce point sera développé par la suite.

Il est à noter que cette RPC a également été testée en mode « avalanche saturée » [80]. Ce mode est étudié pour le fonctionnement des RPC dans le cas des collisions proton-proton, pour lesquelles le bruit de fond attendu est plus important.

## 3.2 Le dispositif expérimental

### 3.2.1 Description générale

Le schéma du dispositif expérimental est décrit sur la figure 3.1. Ce dispositif expérimental, situé dans la zone GIF (« Gamma Irradiation Facility ») du CERN, comprend un faisceau de muons délivré par le SPS (« Super Proton Synchrotron »)<sup>1</sup>. Ce faisceau permet d’étudier les performances de la RPC avec un flux moyen de muons de l’ordre de 17 Hz/cm<sup>2</sup> sur une surface de la RPC d’environ 10 × 10 cm<sup>2</sup>. Dans la partie centrale de ce faisceau, ce flux peut atteindre jusqu’à 35-40 Hz/cm<sup>2</sup>. La zone GIF est aussi équipée d’une source radioactive intense de <sup>137</sup>Cs, qui émet des photons ( $E_\gamma=660$  keV). Le flux de photons de cette source induit un environnement de bruit de fond sur la RPC de 80 Hz/cm<sup>2</sup> par effet Compton, pour le jeu d’absorbeur de plomb utilisé. Ceci permet par conséquent d’évaluer l’influence de ce bruit sur l’efficacité de détection. C’est pourquoi, des tests sous faisceau avec et sans irradiation par la source, notés respectivement « GIF ON » et « GIF OFF », ont été alternés. Seuls les résultats en mode « GIF OFF » sont présentés dans ce chapitre. Il est à noter qu’un tel niveau de bruit de fond est très supérieur à celui attendu sur les détecteurs en fonctionnement au LHC. En effet, des simulations montrent un flux maximal de 50, 40 et 3 Hz/cm<sup>2</sup>, respectivement, en p-p, Ar-Ar et Pb-Pb sur la première station du trigger [79, 74] et de manière très localisé.

Ce dispositif comprend également 3 chambres à fils notées DWC1, DWC2 et DWC3 (« Drift Wire Chambers ») [85]. Elles permettent de reconstruire la position de l’impact du muon sur la RPC. Enfin, pour compléter le dispositif, deux hodoscopes couvrant une zone de 10 × 10 cm<sup>2</sup>, situés en amont et en aval de la RPC, ont été utilisés comme compteur de muons et comme référence pour le calcul d’efficacité de la RPC. Chaque hodoscope est constitué de deux scintillateurs plastiques ayant une efficacité voisine de 100%.

La RPC se déplace horizontalement et verticalement afin d’être complètement balayer par le faisceau.

### 3.2.2 Caractéristiques de la RPC

La RPC testée sous faisceau est identique à celles qui seront implantées dans l’expérience ALICE dans la région proche du faisceau. L’implantation de cette RPC au sein des chambres de trigger du spectromètre à muons de l’expérience ALICE est montrée sur la figure 3.2 (à gauche).

La RPC utilisée lors de ces tests a pour principales caractéristiques :

- RPC de 210 × 72 cm<sup>2</sup> composée de deux plans de bakélite de faible résistivité ( $\rho = 1 - 3 \times 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ ), les deux plans de bakélite ont une épaisseur de 2 mm et sont séparés par un volume de gaz de 2 mm d’épaisseur ;
- RPC équipée de bandes de transmission (« strip ») de 1 cm, 2 cm et 4 cm de largeur pour le transport du signal électrique,
- mode de fonctionnement de la RPC : « streamer » ou « avalanche saturée » ;

---

<sup>1</sup>Le SPS délivre un faisceau de pions (le faisceau H3) avec quelques 10<sup>5</sup> pions par paquets. Ces pions de 120 GeV ont une longueur moyenne de désintégration de 6600 m. Sur une longueur de 100 m, environ 1,5%, soit quelques 10<sup>3</sup> pions se désintègrent en muons via le canal de désintégration  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ . Compte tenu de la cinématique de désintégration, l’énergie de ces muons est comprise entre 60 GeV/c et 120 GeV/c. Ces muons sont ensuite séparés des pions incidents par un jeu d’aimants, puis sont ensuite transportés jusqu’à la zone GIF (faisceau X5). Finalement, les muons arrivent par paquet de quelques milliers dans l’enceinte GIF avec une énergie de  $100 \pm 20$  GeV.

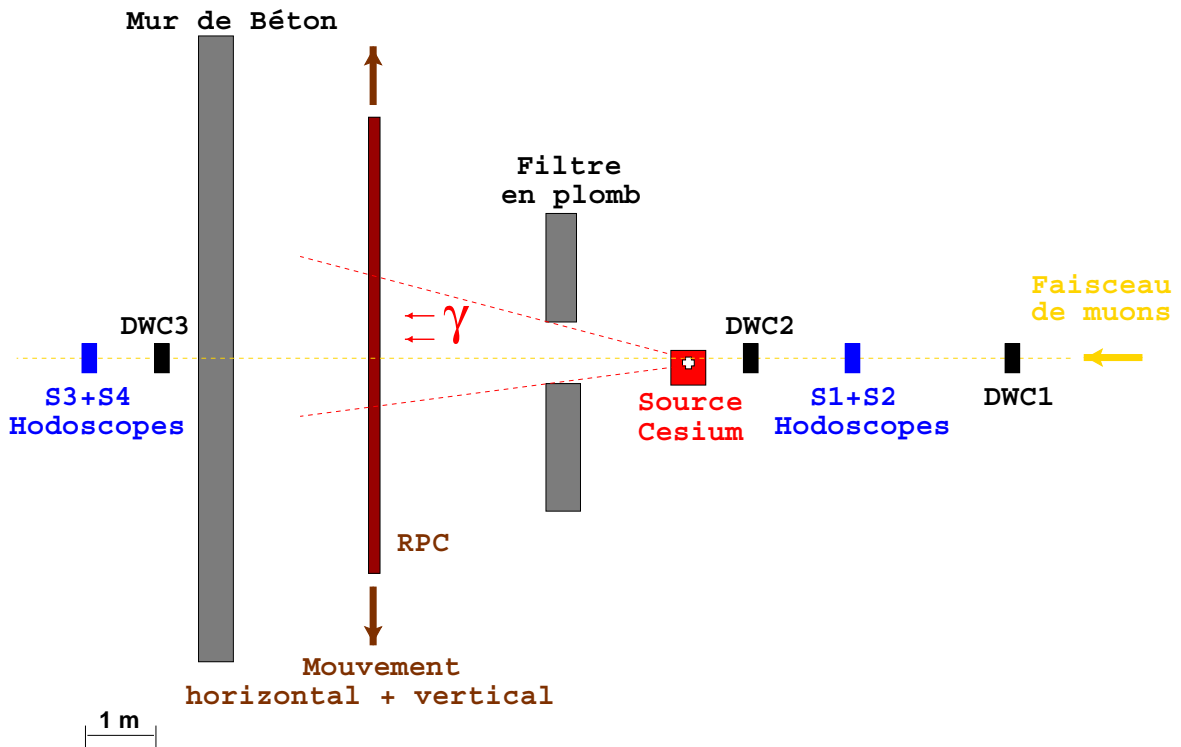


FIG. 3.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé lors des tests sous faisceau en août 2003 au CERN, comprenant 3 chambres à fils (DWC) et 2 hodoscopes de scintillateurs plastiques associés à des photomultiplicateurs.

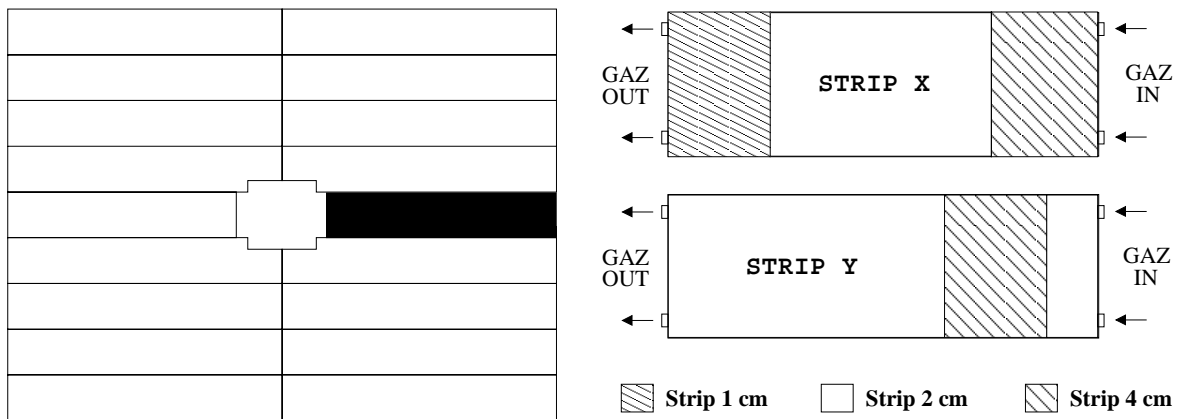


FIG. 3.2 – Position de la RPC testée sur un des plans de détection du « trigger » du spectromètre à muons (à gauche), et segmentation des deux plans de lecture X et Y de cette RPC en terme de « strips » (à droite).

- mélange gazeux utilisé pour le mode « streamer » (50,5% d'argon (Ar), 41,3% de forane (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub>), 7,2% d'isobutane (C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) et 1% de SF<sub>6</sub>) avec un débit de 60 cm<sup>3</sup>/mn, soit un renouvellement de 1,2 vol/h.

La segmentation de cette RPC en terme de « strips » est montrée sur la figure 3.2 (à droite) pour les deux plans de lecture X et Y.

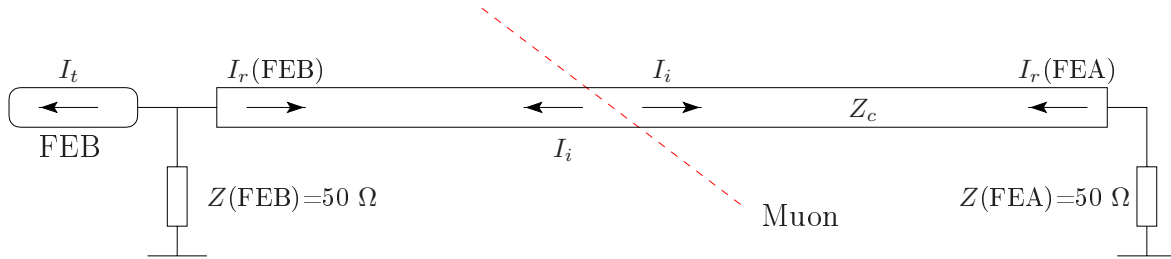
### 3.2.3 Caractéristiques des « strips » et du signal électrique

La RPC est équipée de 3 types de « strip » (1 cm, 2 cm et 4 cm) qui ont des caractéristiques différentes en particulier sur le transport du signal électrique jusqu’aux cartes d’électronique de « Front-End » (FEB pour « Front End Board » et FEA pour « Front End Adaptator ») [82]. Les cartes FEB traitent le signal et le discriminent sur le front du signal en utilisant des seuils fixés à 10 mV et 80 mV pour le mode « streamer » [83, 84]. La figure 3.3 représente le schéma d’une bande de transmission avec, à chaque extrémité, les impédances d’adaptation  $Z(\text{FEA})$  et  $Z(\text{FEB})$ .

Toutes les bandes de transmission sont adaptées sur  $50 \Omega$  à chaque extrémité, alors que leurs impédances caractéristiques ( $Z_c < 50 \Omega$ ) dépendent directement de leur largeur [87], comme on peut le voir dans le tableau 3.1. Comme l’impédance caractéristique et l’impédance d’adaptation sont différentes, le signal incident sera réfléchi à chaque extrémité, avec un coefficient de réflexion en tension  $\rho_U$  qui est défini par l’expression suivante [86, 87] :

$$\rho_U = \frac{Z - Z_c}{Z + Z_c} \quad (3.1)$$

où  $Z$  est l’impédance d’adaptation, et  $Z_c$  l’impédance caractéristique de la ligne de transmission.



**FIG. 3.3** – Schéma représentant une bande de transmission (« strip »). Le signal électrique ( $I_i$ ) initié par le passage d’une particule chargée dans le volume de gaz, se propage jusqu’à la carte d’électronique FEB et jusqu’à la carte d’adaptation FEA.

D’après la loi d’Ohm, l’amplitude du signal électrique incident  $U_i$  s’écrit :

$$U_i = Z_c \times I_i \quad (3.2)$$

On suppose que le courant  $I_i$  est identique quel que soit le type de « strip » considéré puisqu’il est relié à la gerbe électronique générée par le passage d’une particule chargée dans le volume de gaz de la RPC.

« strips »	$Z_c$ ( $\Omega$ )	$ \rho $	$U_i$ (mV)	$U_t^{\text{FEB}}$ (mV)	$U_t^{\text{FEA}}$ (mV)
1 cm	48.8	0.01	97.6	98.8	99.9
2 cm	39.7	0.11	79.4	88.8	97.8
4 cm	28.4	0.27	56.8	72.1	91.6

**TAB. 3.1** – Caractéristiques des « strips » et du signal transmis à la carte d’électronique FEB. La valeur de  $I_i$  est prise arbitrairement à  $I_i = 2 \text{ mA}$ .

Si toutes les lignes de transmission étaient bien adaptées ( $\rho = 0$ ), le signal transmis à la carte FEB serait égal au signal incident ( $U_i$ ). Par conséquent, il serait très différent

suivant le type de « strip » touché (voir tableau 3.1, colonne 4). L'efficacité de détection de la RPC serait alors très inhomogène suivant la largeur de « strip » du fait de la forte dispersion du signal ( $\Delta U_i \simeq 40$  mV).

Dans le cas où  $\rho \neq 0$ , le signal transmis à la carte d'électronique FEB dépend du signal incident, du signal réfléchi ainsi que du déphasage temporel entre ces deux signaux. Nous allons considérer deux cas extrêmes qui vont nous permettre d'évaluer l'effet sur le signal transmis à la carte FEB d'une mauvaise adaptation d'impédance aux extrémités du « strip ».

– **le signal est initié au voisinage de la carte FEA :**

les signaux incident  $U_i$  et réfléchi  $U_r$  initiés au voisinage de la carte FEA se propagent sans déphasage temporel jusqu'à la carte FEB. Le signal incident  $U'_i$  arrivant sur la carte FEB s'écrit donc :

$$U'_i = U_i + U_r = (1 + \rho_u) U_i \quad (3.3)$$

Ce signal subit ensuite une réflexion au voisinage de la carte FEB. Le signal transmis à la carte FEB pour un signal initié au voisinage du FEA s'écrit :

$$U_t^{\text{FEA}} = U'_i + \rho_u U'_i = (1 + \rho_u)^2 U_i \quad (3.4)$$

– **le signal est initié au voisinage de la carte FEB :**

Les signaux incident et réfléchi sont maintenant déphasés. En effet, le signal réfléchi arrive avec un retard dû à la propagation de ce signal sur toute la longueur de la ligne de transmission (aller et retour). Si la ligne de transmission est relativement longue (pour  $L=50$  cm,  $\Delta t = 2L/c = 3.5$  ns), les amplitudes des signaux réfléchi et incident reçues par la carte FEB ne s'ajoutent plus. Ainsi, le signal pourrait être insuffisant pour passer les seuils de déclenchement de la carte FEB. Rappelons que la largeur à mi-hauteur du signal « streamer » est de l'ordre de 4-5 ns. Dans l'hypothèse où l'on néglige totalement le signal réfléchi, le signal transmis à la carte FEB pour un signal initié au voisinage de la carte FEB s'écrit :

$$U_t^{\text{FEB}} = U_i + \rho_u U_i = (1 + \rho_u) U_i \quad (3.5)$$

On remarque donc une différence entre les signaux transmis à la carte FEB suivant la position de l'impulsion initiale sur la ligne de transmission, d'amplitude maximum :

$$U_t^{\text{FEA}} = (1 + \rho_u) U_t^{\text{FEB}} \quad (3.6)$$

Si le signal est initié entre ces deux positions extrêmes, le signal transmis à la carte FEB sera supérieur à  $U_t^{\text{FEB}}$  mais restera inférieur à  $U_t^{\text{FEA}}$ .

Les valeurs des signaux transmis à la carte FEB pour les deux cas extrêmes présentés ci-dessus sont répertoriées dans le tableau 3.1. Une mauvaise adaptation d'impédance des « strips » entraîne une dispersion du signal transmis ( $\Delta U_t \simeq 28$  mV), mais plus faible que dans le cas où les « strips » seraient bien adaptés ( $\Delta U_t \simeq 40$  mV). Cette dispersion du signal dépend de la position où est initié le signal sur le « strip » et de la largeur du « strip » touché. On s'attend donc à observer des inhomogénéités concernant l'efficacité de la RPC en conséquence.

### 3.3 Analyse des performances de la RPC

#### 3.3.1 Correction en température et en pression de la haute tension

Le volume de gaz de la RPC est sensible aux conditions atmosphériques (température et pression), modifiant ainsi le comportement global de la RPC en terme d'efficacité. En effet, la densité du gaz dépend de la pression et de la température (cas du gaz parfait :  $\rho \propto P/T$ ). Si la densité du gaz augmente, sous l'effet d'une hausse de la pression par exemple, le libre parcours moyen des électrons dans le gaz diminue, ce qui a pour conséquence d'augmenter le gain ainsi que l'efficacité de la RPC pour une haute tension fixée. De manière à réduire cette sensibilité, on définit une haute tension effective ( $V_{\text{eff}}$ ) qui dépend de la haute tension appliquée ( $V_a$ ) et des conditions atmosphériques ( $T, P$ ), comme suit [88, 89] :

$$HV = V_{\text{eff}} = V_a \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \frac{T}{T_0} \quad (3.7)$$

où  $P_0$  et  $T_0$  sont les conditions atmosphériques qui sont prises comme référence avec  $P_0=970$  mbar et  $T_0=293$  K.

Toutes les analyses qui suivent se réfèrent à des hautes tensions effectives.

#### 3.3.2 Analyse de l'homogénéité de l'efficacité de la RPC

##### 3.3.2.1 Efficacité de la RPC

Pour une haute tension donnée, l'efficacité est mesurée en prenant comme référence le nombre de muons,  $N_{\text{hodo}}$ , détectés en coïncidence par les deux hodoscopes, les hodoscopes ayant une efficacité voisine de 100%. Pour une zone donnée de la RPC, on obtient ainsi la courbe d'efficacité en fonction de la haute tension, en effectuant le rapport du nombre de muons,  $N_{\text{RPC}}$ , détectés par la RPC sur  $N_{\text{hodo}}$  pour différentes hautes tensions de fonctionnement. L'efficacité croît avec la haute tension, passe par un point d'inflexion qu'on nomme le genou, puis atteint ensuite un plateau où l'efficacité est proche de 100%. Le genou est défini comme la haute tension correspondant à une efficacité de 90%, et sert de point de référence. Cette haute tension est obtenue par un ajustement de la courbe d'efficacité à l'aide d'une fonction ayant le comportement suivant :

$$f(HV) = \alpha_1 \cdot [\tanh(\alpha_2 \cdot HV - \alpha_3) + \alpha_4] \quad (3.8)$$

où  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  et  $\alpha_4$  sont les quatre paramètres libres de cette fonction d'ajustement.

On définit également la haute tension de fonctionnement comme la haute tension supérieure de 400 V au genou. Deux courbes d'efficacité sont montrées sur la figure 3.4, chacune correspondant à deux positions différentes du faisceau sur la RPC. Pour chacune de ces positions, les réponses de la RPC, en terme d'efficacité, ont été superposées pour les deux plans de lecture (X et Y).

Pour la position référencée 403 sur la figure 3.4, on remarque une tension au genou de l'ordre de 7450 V et une tension de fonctionnement de l'ordre de 7850 V, la réponse étant indépendante du plan de lecture. En ce qui concerne la position 201, on constate une tension au genou de l'ordre de 7600 V et une tension de fonctionnement de l'ordre de 8000 V pour le plan X. Pour le plan Y, on remarque un décalage en tension par rapport au plan X de l'ordre de 100 V.

On remarque ainsi des inhomogénéités dépendantes d'une part de la position du faisceau sur la RPC et d'autre part du plan de lecture (X ou Y).

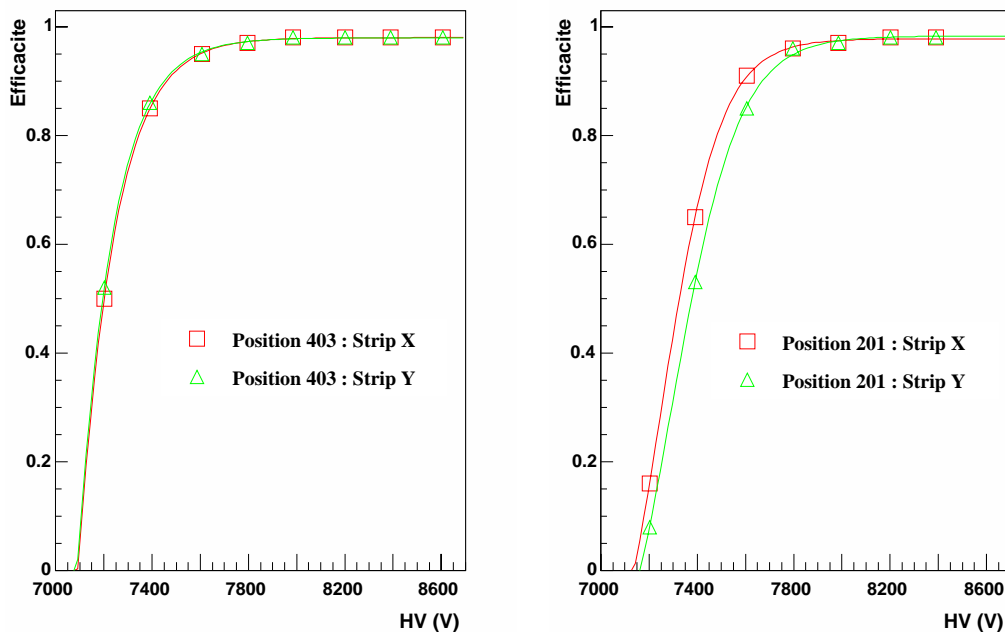


FIG. 3.4 – Courbes d’efficacité pour chacun des deux plans (X et Y), pour deux positions différentes du faisceau sur la RPC.

### 3.3.2.2 Homogénéité de l’efficacité de la RPC

Pour toutes les positions balayées par le faisceau de muons, la valeur de la haute tension correspondant à une efficacité de 80% a été obtenue par ajustement avec la fonction donnée par l’équation 3.8. Ces valeurs sont reportées sur la figure 3.5 pour les deux plans de lecture. Quel que soit le plan de lecture, il faut appliquer une haute tension moyenne de 7600 V pour obtenir une efficacité de 80%. Autour de cette valeur moyenne, on constate une dispersion ( $\Delta HV = HV_{max} - HV_{min}$ ) en haute tension de l’ordre de 650 V pour le plan X tandis que, pour le plan Y, cette dispersion est plutôt de l’ordre de 550 V.

Dans les régions centrales et semi-périphériques de la RPC ( $20 < x < 190$  cm), on remarque une dispersion nettement moins importante, de l’ordre de 250 V pour le plan X et 300 V pour le plan Y. En ce qui concerne les régions périphériques de la RPC ( $x < 20$  cm et  $x > 190$  cm), celles-ci sont sous efficaces par rapport aux régions centrales et semi-périphériques.

Si on étudie maintenant la distribution de la haute tension en différents points de la RPC pour une efficacité fixée à 95%, on trouve une tension de fonctionnement moyenne de l’ordre de 7850 V et une dispersion en haute tension de l’ordre de 500 V, quel que soit le plan de lecture. Ceci est représenté sur la figure 3.6. Les régions périphériques restent toujours sous efficaces par rapport à la région centrale de la RPC.

### 3.3.2.3 Sources d’inhomogénéités

Nous allons maintenant étudier, plus en détail, les causes de ces inhomogénéités d’efficacité observées dans les régions centrales et semi-périphériques de la RPC. Les deux principales sources d’inhomogénéité sont les suivantes :

- la non uniformité du champ électrique provoquée par des différences locales d’espacement entre les deux plaques résistives ;



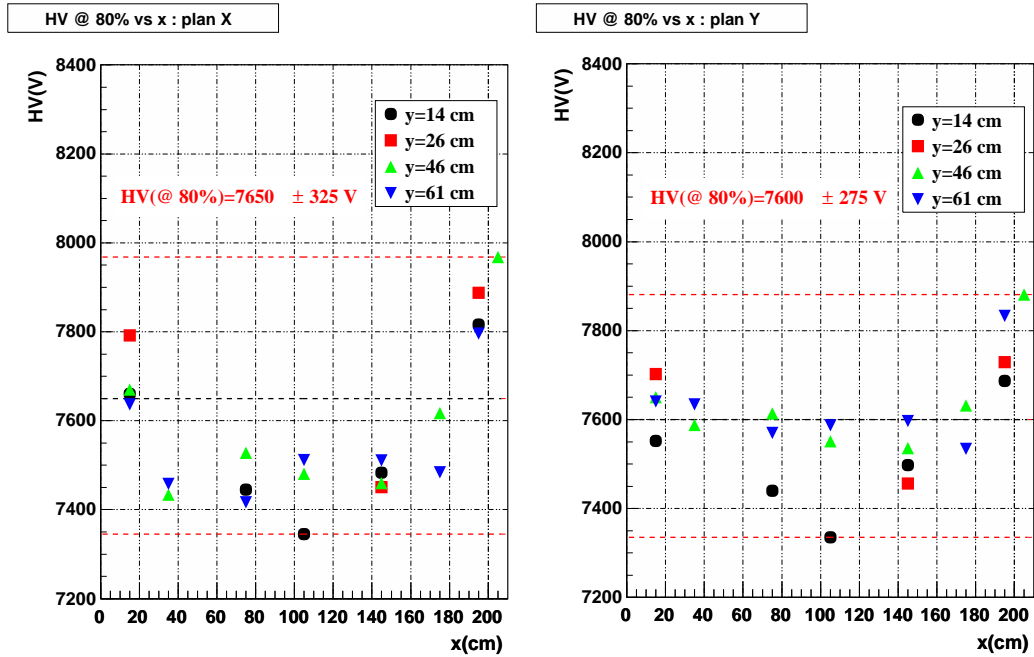


FIG. 3.5 – Valeur de la haute tension pour une efficacité fixée à 80% en fonction de la position horizontale  $x$  (longueur de 210 cm), pour différentes positions verticales  $y$  (hauteur de 72 cm). Plan de « strips » X à gauche et plan de « strips » Y à droite.

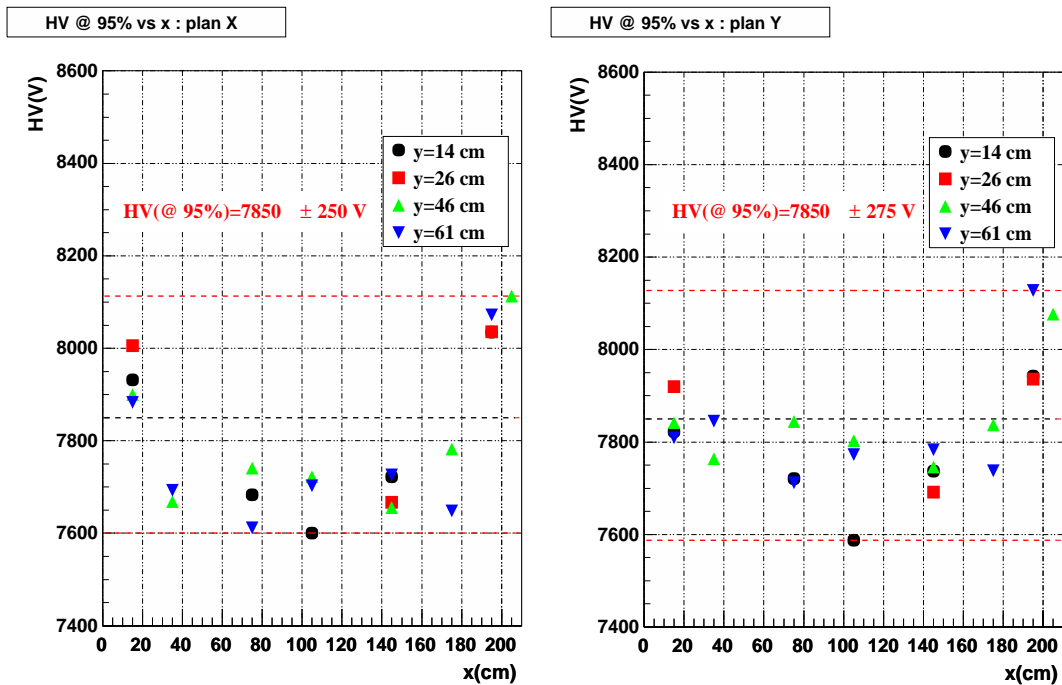


FIG. 3.6 – Valeur de la haute tension pour une efficacité fixée à 95% en fonction de la position horizontale  $x$  (longueur de 210 cm), pour différentes positions verticales  $y$  (hauteur de 72 cm). Plan de « strips » X à gauche et plan de « strips » Y à droite.

- la segmentation des plans de lecture de la RPC. Comme nous l'avons vu, les « strips » de largeurs différentes n'ont pas les mêmes impédances caractéristiques ce qui entraîne des amplitudes différentes du signal au niveau des cartes FEB. Ce phénomène dépend du « strip » considéré et de la position où le signal est initié sur le « strip » (cf. § 3.2.3).

D'autres sources peuvent créer des inhomogénéités comme, par exemple, une dispersion de la sensibilité des seuils des cartes FEB.

Une carte d'efficacité à 80% de la RPC va être dressée pour évaluer et quantifier ces inhomogénéités. Cette carte (en deux dimensions) représente la haute tension, correspondant à une efficacité de 80%, en fonction de la position sur la RPC.

### 3.3.2.4 Carte d'efficacité à 80% en X et en Y

Cette carte d'efficacité à 80% de la chambre est montrée sur la figure 3.7 pour le plan X et sur la figure 3.8 pour le plan Y. La segmentation a été superposée sur ces mêmes figures.

#### – Plan X :

Dans la région centrale ( $55 \text{ cm} < x < 155 \text{ cm}$ ), on note une dispersion en haute tension de l'ordre de 200 V. Dans cette région, le faisceau est centré sur les « strips » X, qui sont tous de même largeur (2 cm). La segmentation n'est donc pas la cause de ces inhomogénéités. Les inhomogénéités observées dans cette zone sont attribuées principalement à la non uniformité du champ électrique. Aux extrémités de la RPC, toutes les sources d'inhomogénéités se superposent car la segmentation est différente (1 cm et 4 cm). Par conséquent, ces positions ne nous apportent aucune information facilement exploitable sur les causes des inhomogénéités. Ces mesures sont cependant des informations supplémentaires importantes puisqu'elles reflètent la dispersion globale de l'efficacité de la RPC.

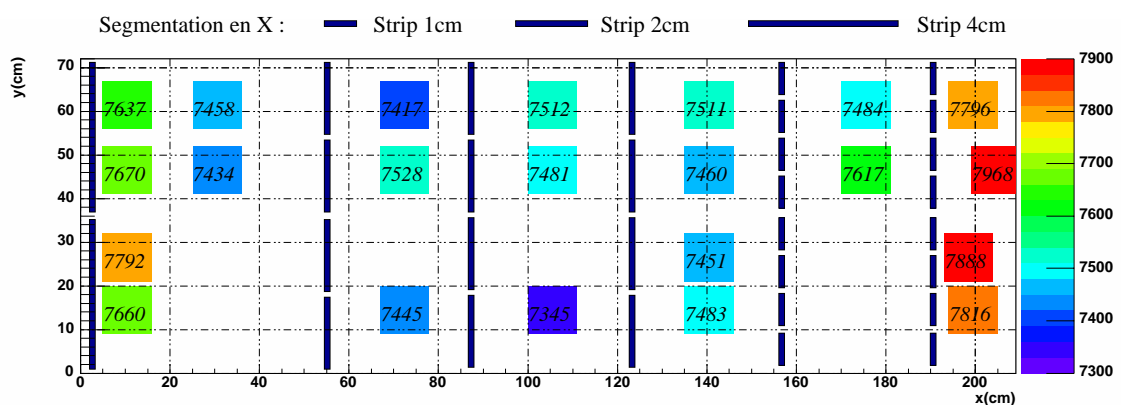
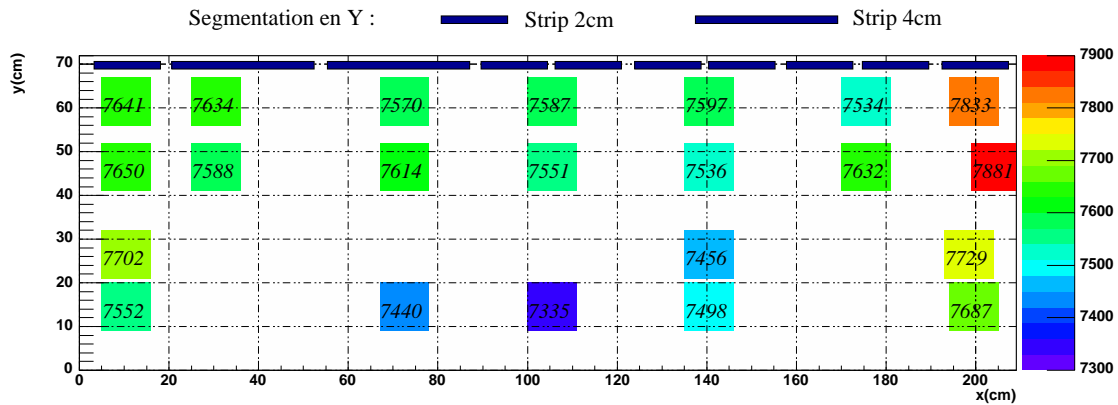


FIG. 3.7 – Carte d'efficacité à 80% en fonction de la position et de la haute tension pour le plan X. Les bandes noires représentent la position des cartes FEB sur la RPC. Les « strips » sont perpendiculaires à ces bandes avec 8 « strips » par bandes.

#### – Plan Y :

Contrairement au plan X, les inhomogénéités observées dans la région centrale sont dues principalement, d'une part, à la distribution non uniforme du champ électrique et, d'autre part, à la segmentation du plan Y. En effet, dans cette région, les positions



**FIG. 3.8** – Carte d’efficacité à 80% en fonction de la position et de la haute tension pour le plan Y. Les bandes noires représentent la position des cartes FEB sur la RPC. Les « strips » sont perpendiculaires à ces bandes avec 8 « strips » par bandes.

balayées par le faisceau se situent sur toute la longueur des « strips » (aux extrémités et au centre). D’après le tableau 3.1, on s’attend donc à observer une dispersion du signal suivant la position où le signal est initié sur le « strip ». Pour des « strips » de 4 cm, la dispersion devrait être le double de celle obtenue avec des « strips » de 2 cm. Cependant, on ne peut pas directement évaluer les inhomogénéités dues à la segmentation car les effets dues à la non uniformité du champ électrique se superposent.

Pour une zone donnée de la RPC (touchée par le faisceau) et pour une efficacité fixée à 80%, on peut supposer que les inhomogénéités créées par la non uniformité du champ électrique sont identiques pour les deux plans de lecture X et Y. En effectuant la différence de haute tension entre ces deux plans, les inhomogénéités dues à la non uniformité du champ électrique sont ainsi soustraites. En répétant cette procédure pour toutes les zones balayées par le faisceau, on peut obtenir ainsi la carte à 2 dimensions montrant cette différence de haute tension entre les plans de lecture X et Y.

#### – Plan Y - Plan X :

La carte à 2 dimensions montrant la différence de haute tension entre les deux plans de lecture X et Y pour une efficacité de 80% est représentée sur la figure 3.9. En analysant cette carte, il est alors possible de quantifier dans certaines zones les inhomogénéités créées principalement par la segmentation de la RPC.

Dans la région centrale ( $55 \text{ cm} < x < 155 \text{ cm}$ ), on peut étudier les inhomogénéités dues à la segmentation pour le plan Y. En effet, comme discuté précédemment, il n’y a pas d’influence de la segmentation des « strips » X dans cette zone. On peut donc étudier les inhomogénéités locales dues à la segmentation en Y. En analysant les inhomogénéités du plan Y en fonction de la position du faisceau sur la RPC et du type de « strip » considéré, on remarque que la dispersion en haute tension entre les extrémités des « strips » Y de 2 cm est de l’ordre de 90 V, alors que pour les « strips » Y de 4 cm, cette dispersion est plutôt de l’ordre de 140 V. De plus, la haute tension à appliquer est plus importante au voisinage du FEB. Ces valeurs de dispersion en haute tension, suivant que le signal est initié au voisinage de la carte FEB ou au voisinage de la carte d’adaptation FEA, sont en accord qualitatifs avec les valeurs données dans le tableau 3.1. Pour les positions intermédiaires le long des « strips » Y, situées entre ces deux positions extrêmes des « strips », on s’attend à une dispersion en haute tension moins importante que pour la position proche de la carte FEB. Ceci est également

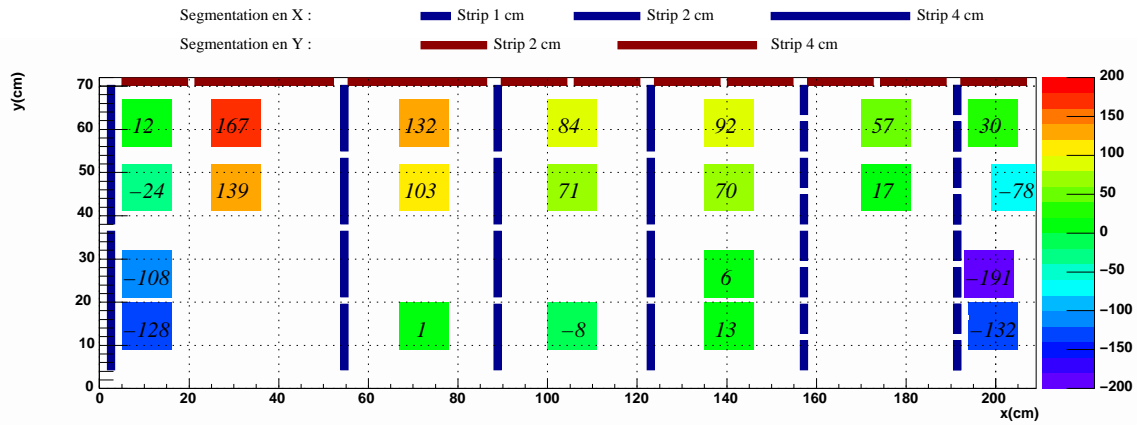


FIG. 3.9 – Différence entre la haute tension sur le plan X et la haute tension sur le plan Y pour une efficacité fixée à 80% en fonction de la position. La segmentation des plans de lecture en X et Y est également représentée.

observé expérimentalement.

Aux extrémités de la RPC, on ne peut pas conclure car les positions proches de la carte FEA n'ont pas été testées sous faisceau ou les interprétations sont difficiles à cause des inhomogénéités importantes d'efficacité.

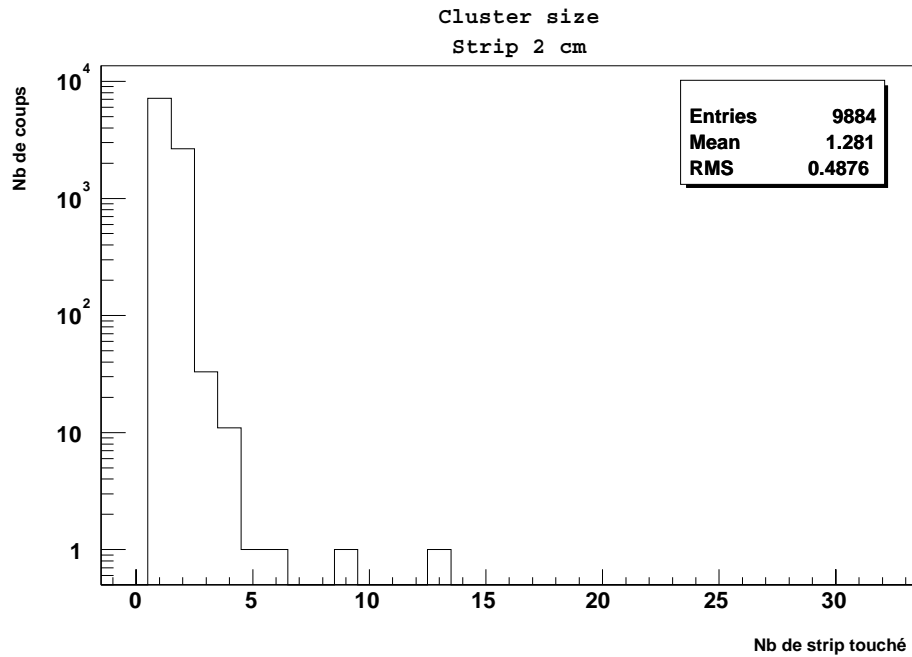
Ces dispersions en haute tension sont également observées pour une efficacité fixée à 85% et à 90%.

### 3.3.3 Résolution spatiale

La taille des « clusters » est définie comme le nombre moyen de « strips » adjacents touchés lorsqu'une gerbe électronique est initiée dans le volume de gaz. La taille des « clusters » est donc liée à la résolution spatiale du détecteur. La figure 3.10 montre une distribution de la taille des « clusters » pour des « strips » de 2 cm et pour une haute tension fixée à 300 V au-dessus du genou, la valeur moyenne de la taille des « clusters » étant de 1,3 dans ce cas.

La taille des « clusters » augmente avec la haute tension. En effet, la gerbe électronique qui est initiée par le passage du muon dans le volume de gaz est plus grande quand la haute tension augmente et provoque un dépôt de charge sur une surface plus importante. Par conséquent, la taille des « clusters » croît avec la haute tension appliquée et la résolution spatiale se détériore. Les figures 3.11, 3.12 et 3.13 représentent respectivement l'évolution de la taille des « clusters » en fonction de la haute tension pour des « strips » de 1 cm, 2 cm et 4 cm du plan X (des résultats identiques étant obtenus pour le plan Y). Les valeurs moyennes de la taille des « clusters » sont indiquées sur ces figures au point de fonctionnement, soit 400 V au dessus du genou (référence 0 V).

On remarque un plateau en-dessous du genou quelle que soit la largeur des « strips ». Au niveau du genou, on constate que la valeur moyenne de la taille des « clusters » est de l'ordre de 1 quel que soit le type de « strip ». Par contre, au dessus du genou, la taille des « clusters » augmente linéairement avec la haute tension appliquée. Cette augmentation est plus prononcée pour les « strips » de 1 cm que pour les « strips » de 2 cm et 4 cm. Pour les « strips » de 1 cm, le dépôt de charges a tendance à s'étaler sur deux « strips » adjacents alors que pour les « strips » de 2 cm et 4 cm, la probabilité que cette charge soit déposée sur deux « strips » est plus faible.



**FIG. 3.10** – Taille des « clusters » pour des « strips » de 2 cm, 300 V au-dessus du genou.

Les valeurs moyennes de la taille des « clusters » au genou et au point de fonctionnement sont reportées dans le tableau 3.2 pour les différents types de « strips ».

au niveau du genou			
« strip »	1 cm	2 cm	4 cm
taille des « clusters »	1.15	1.10	1.05

au point de fonctionnement			
« strip »	1 cm	2 cm	4 cm
taille des « clusters »	1.60	1.30	1.10

**TAB. 3.2** – Valeur moyenne de la taille des « clusters » au genou (en haut) ainsi qu'au point de fonctionnement (en bas) pour des « strips » de 1 cm, 2 cm et 4 cm.

### 3.3.4 Résolution temporelle

La résolution temporelle est mesurée au moyen de cartes électroniques TDC (« Time Digital Converter »), dont le pas est de 100 ps. On définit « sigma TDC » comme l'écart type de la distribution en temps d'un ajustement gaussien au voisinage du pic en temps. On définit « RMS TDC » comme l'écart type de la distribution en temps sur une plage de 25 ns qui correspond à la fenêtre en temps du « trigger » (fréquence d'horloge).

La figure 3.14 montre l'évolution de la résolution temporelle, en terme de « RMS TDC » et de « sigma TDC », en fonction de la haute tension, au voisinage du genou, pour des « strips » de 2 cm.

Au point de fonctionnement, la dispersion temporelle du signal sur une fenêtre en temps de 25 ns est de l'ordre 1.4 ns. Pour des « strips » de 1 cm et 4 cm, on observe une dispersion temporelle du même ordre de grandeur.

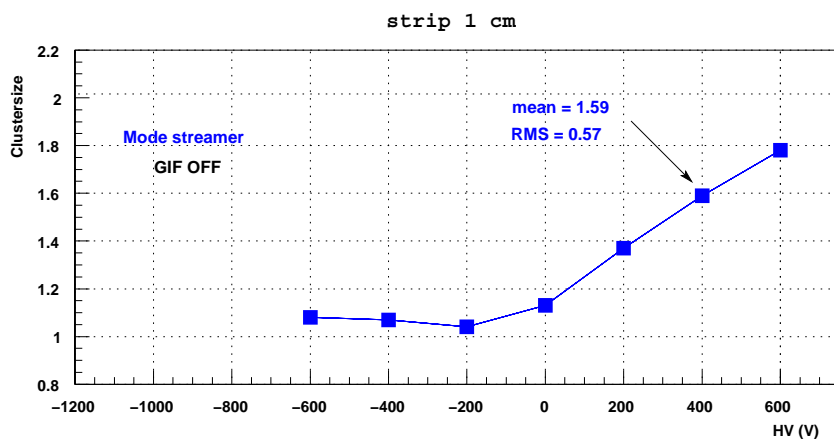


FIG. 3.11 – Valeur moyenne de la taille des « clusters » en fonction de la haute tension au voisinage du genou (référence 0 V) pour des « strips » de 1 cm du plan X.

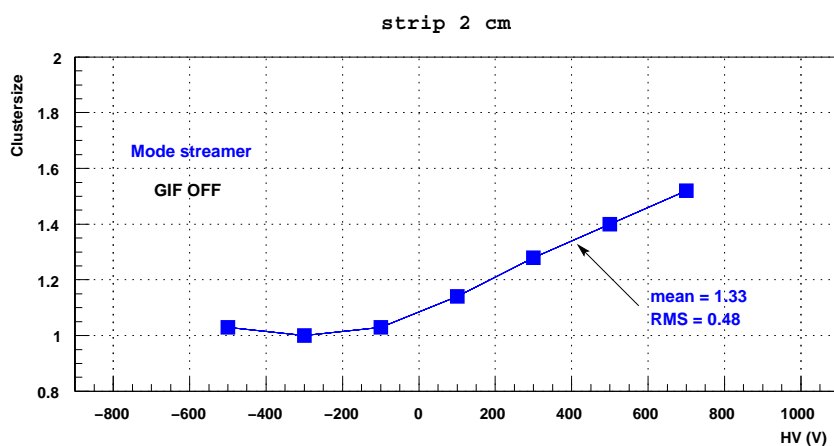


FIG. 3.12 – Valeur moyenne de la taille des « clusters » en fonction de la haute tension au voisinage du genou (référence 0 V) pour des « strips » de 2 cm du plan X.

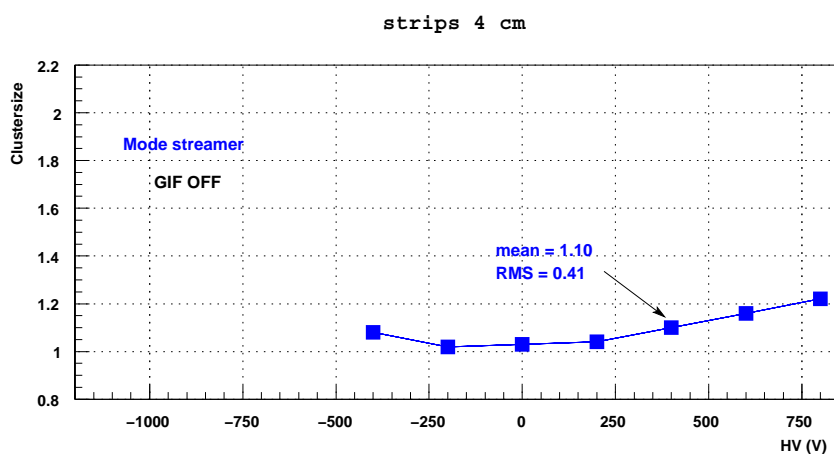
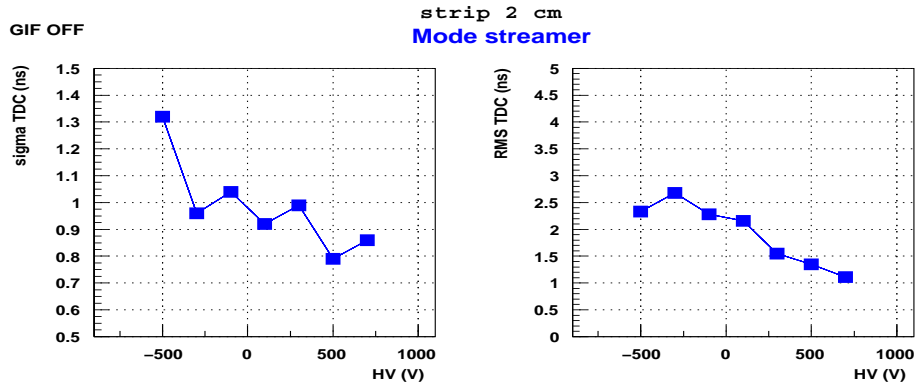


FIG. 3.13 – Valeur moyenne de la taille des « clusters » en fonction de la haute tension au voisinage du genou (référence 0 V) pour des « strips » de 4 cm du plan X.



**FIG. 3.14** – « RMS TDC » (à droite) et « sigma TDC » (à gauche) en fonction de la haute tension au voisinage du genou (référence 0 V) pour des « strips » de 2 cm. Les variables « RMS TDC » et « sigma TDC » sont définies dans le texte.

### 3.4 Conclusion

Les principaux enseignements de l'analyse des performances en mode « streamer » d'une RPC identique à un type de RPC qui sera installée dans l'expérience ALICE sont les suivants :

- Concernant l'efficacité de détection de la RPC, on note une haute tension moyenne de fonctionnement de l'ordre de 7850 V, et une dispersion, autour de cette valeur moyenne, d'environ  $\pm 350$  V sur l'ensemble de la RPC. On constate également que les régions périphériques présentent une sous efficacité par rapport à la région centrale de la RPC.
- Sur l'ensemble de la RPC, on a constaté une dispersion sur l'efficacité de détection de l'ordre 700 V. En recoupant les analyses des mesures effectuées avec les calculs présentés tableau 3.1, nous pouvons affirmer que la dispersion de l'efficacité due à la segmentation des plans de lecture de cette RPC reste dans tous les cas inférieure à 200 V. Les inhomogénéités locales du champ électrique peuvent être une des causes expliquant l'essentiel de la dispersion de l'efficacité.
- Au point de fonctionnement, la taille des « clusters » est de 1,6, 1,3 et 1,1 pour les « strips » de 1 cm 2 cm et 4 cm respectivement, et la résolution temporelle est de l'ordre de 1,4 ns quelle que soit la largeur de « strip » considérée. Ceci satisfait les exigences d'ALICE qui étaient une taille des « clusters » proche de l'unité pour garder la sélectivité du « trigger », et une résolution temporelle inférieure à 2 ns.

Les inhomogénéités d'efficacité observées aux extrémités de la RPC, aux entrées et sorties du gaz, pourraient être dues aux effets d'injection de gaz sec qui, d'une part, peuvent engendrer des contraintes mécaniques sur la RPC et, d'autre part, peuvent entraîner une augmentation locale de la résistivité de la bakélite (moins bonne tenue au flux). Lors des tests suivants, les RPC ont été alimentées par du gaz humidifié à 50%. Avec ce gaz humide, les inhomogénéités ont été abaissées à 300 V sur l'ensemble de la RPC [81].

# Chapitre 4

## Étude des performances du système de déclenchement

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Motivations</b>	<b>83</b>
<b>4.2</b>	<b>Simulations Monte-Carlo</b>	<b>84</b>
<b>4.3</b>	<b>Sources de muons</b>	<b>84</b>
4.3.1	Les différentes sources de muons	84
4.3.2	Distributions en impulsion transverse et en rapidité	85
<b>4.4</b>	<b>Les performances du « trigger »</b>	<b>91</b>
4.4.1	Efficacité du « trigger »	93
4.4.2	Taux de « trigger »	101
4.4.3	Taux d’occupation des chambres de « trigger »	119
<b>4.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>121</b>

---

### 4.1 Motivations

Dans ce chapitre, nous allons présenter les performances du système de déclenchement (« trigger ») du spectromètre à muons d’ALICE en terme d’efficacité de détection et de taux de « trigger ». La connaissance des taux de « trigger » s’avère nécessaire si on veut élaborer des scénarii d’acquisition de physique avec les muons. Les performances du « trigger » avaient déjà été évaluées en 1999 par O. Roig [90] lors de l’optimisation de l’algorithme du trigger. Il est aujourd’hui nécessaire de réévaluer ces performances pour les raisons suivantes :

- Les deux coupures en impulsion transverse du « trigger » ont été optimisées au niveau des LUT (« Look Up Table ») de manière à homogénéiser ces coupures suivant la position de l’impact du muon sur la première station du « trigger » et sa déviation entre les deux stations du « trigger ». Ce travail a été effectué par B. Forestier durant sa thèse [91];
- Le logiciel d’analyse et de simulation d’ALICE, AliRoot [63, 101], basé sur l’architecture du logiciel Root [102], a été complété depuis 1999. Il intègre maintenant de manière plus réaliste la description et la réponse des différents sous détecteurs d’ALICE;
- Le développement de nouveaux modèles théoriques basés sur QCD perturbative (QCD au « Next to Leading Order », NRQCD, CEM) associés aux derniers résultats du Tevatron permettent une meilleure estimation des sections efficaces



et des distributions en impulsion transverse et rapidité pour les résonances ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ ) et les quarks lourds (charme et beauté) [92, 93, 94];

- Les mesures effectuées au RHIC imposent des contraintes sur les multiplicités des hadrons, en particulier sur la multiplicité des pions et kaons.

Nous présenterons dans ce chapitre les performances du système de déclenchement pour les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV et Ar-Ar à  $\sqrt{s_{NN}} = 6,3$  TeV, en terme d'efficacité de « trigger » et de taux de « trigger » [115].

Les taux de « trigger » du spectromètre à muons doivent être limités à environ 1 kHz de manière à réduire le temps mort, notamment au niveau de l'acquisition des chambres de trajectographie. Ce taux de « trigger » de 1 kHz est aussi compatible avec la bande passante du HLT (« High Level Trigger ») d'ALICE.

Pour compléter cette étude, il faut noter que ces performances ont été quantifiées pour les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 14$  TeV par F. Yermia [80, 115].

## 4.2 Simulations Monte-Carlo

Pour quantifier les performances du système de déclenchement, il faudra tout d'abord estimer les principales sources de muons présentes aux énergies du LHC. Chacune de ces sources sera ensuite générée suivant des distributions en impulsion transverse et en rapidité obtenues à partir de programmes Monte-Carlo tel que HIJING 1.31 [97] et PYTHIA 6.2 [98, 100]. Les particules ainsi produites seront ensuite propagées dans le spectromètre à muons d'ALICE jusqu'aux chambres de « trigger » par l'intermédiaire du logiciel GEANT3 [99], interfacé avec AliRoot. Ce logiciel, où la géométrie détaillée du détecteur est intégrée, permet de traiter les interactions des particules avec la matière du détecteur (diffusion coulombienne, rayonnement de freinage, perte d'énergie, création de gerbes hadroniques...). La désintégration des particules instables est assurée par le logiciel JETSET [98], couplé à PYTHIA et à HIJING. Finalement, l'algorithme de « trigger », codé au sein d'AliRoot, nous fournira les informations nécessaires pour évaluer les performances du système de déclenchement. Il faut noter que les simulations ont été effectuées avec le code de transport GEANT3, alors que la collaboration ALICE utilise officiellement FLUKA pour les calculs d'environnement de radiations. Du fait de la coupure en temps du « trigger » de 75 ns (cf. §2.3.5), le déclenchement du « trigger » est sensible uniquement aux particules rapides dont le transport est bien reproduit par le générateur GEANT3.

## 4.3 Sources de muons dans les collisions hadroniques aux énergies du LHC

### 4.3.1 Les différentes sources de muons

Le bruit de fond dans le canal de désintégration muonique des résonances ( $\phi$ ,  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ ) provient essentiellement de la désintégration :

- des pions et des kaons (bruit de fond hadronique);
- des hadrons D (ou charmés);
- des hadrons B (ou beaux).

La figure 4.1 résume l'importance relative de chacune de ces sources. Pour une source muonique donnée, cette figure représente le nombre moyen de muons émis dans l'acceptance du spectromètre à muons lors d'une collision centrale Pb-Pb en fonction d'un seuil minimum sur l'impulsion transverse ( $p_T$ ) des muons.

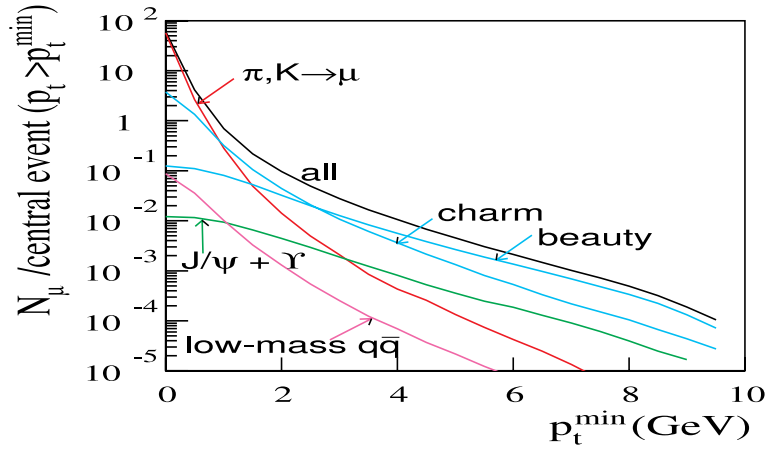


FIG. 4.1 – Nombre moyen de muons émis dans l’acceptance du spectromètre à muons pour une impulsion transverse  $p_T$  supérieure à un seuil  $p_T^{\min}$ , et pour les principales sources de muons [96].

On constate que dans le domaine des basses impulsions transverses, les muons proviennent majoritairement du bruit de fond hadronique. Cette composante prédomine jusqu’à une impulsion transverse de l’ordre de 1 GeV/c. La région des  $p_T$  intermédiaires, allant de 1 GeV/c jusqu’à 2,5 GeV/c, est dominée par les muons de désintégration des hadrons charmés. Au dessus de 2,5 GeV/c, la source principale de muons provient des hadrons beaux.

### 4.3.2 Distributions en impulsion transverse et en rapidité

Afin de réduire le temps de calcul des simulations, des distributions en impulsion transverse et pseudo-rapacité (ou rapidité) seront utilisées pour la génération des différentes sources. Ces distributions sont issues de programmes Monte-Carlo comme HIJING [97] (collisions noyau-noyau) et PYTHIA [100] (collisions proton-proton).

#### 4.3.2.1 Distribution en $(p_T, \eta)$ des pions ( $\pi$ ) et kaons (K)

A. Morsch et K. Eggert [96] ont obtenu, à partir du programme Monte-Carlo HIJING, les distributions en pseudo-rapacité des pions et des kaons chargés produits lors de collisions centrales Pb-Pb (paramètre d’impact  $b < 5$  fm) et Ar-Ar ( $b < 3$  fm). Ces simulations prennent en compte les effets nucléaires tels que le « shadowing » et le « jet quenching » au niveau hadronique.

La forme de la distribution en  $\eta$  pour les pions et les kaons chargés est la suivante :

$$\frac{dN}{d\eta} = a_1 \exp \left[ -\frac{(\eta - \eta_1)^2}{2\sigma_1^2} \right] + a_2 \exp \left[ -\frac{(\eta - \eta_2)^2}{2\sigma_2^2} \right] \quad (4.1)$$

Les paramètres d’ajustement  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  pour les collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar sont indiqués dans le tableau 4.1.

Les distributions en pseudo-rapacité des pions et kaons chargés pour des collisions centrales Pb-Pb sont représentées sur la figure 4.2. La multiplicité de hadrons chargés à  $\eta = 0$ ,  $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}$ , est normalisée à 5800 pour les collisions Pb-Pb centrales, et à 870 pour les collisions Ar-Ar centrales. Suivant les modèles utilisés [63], la multiplicité de hadrons chargés produits à  $\eta = 0$  dans les collisions centrales Pb-Pb varie de 2000

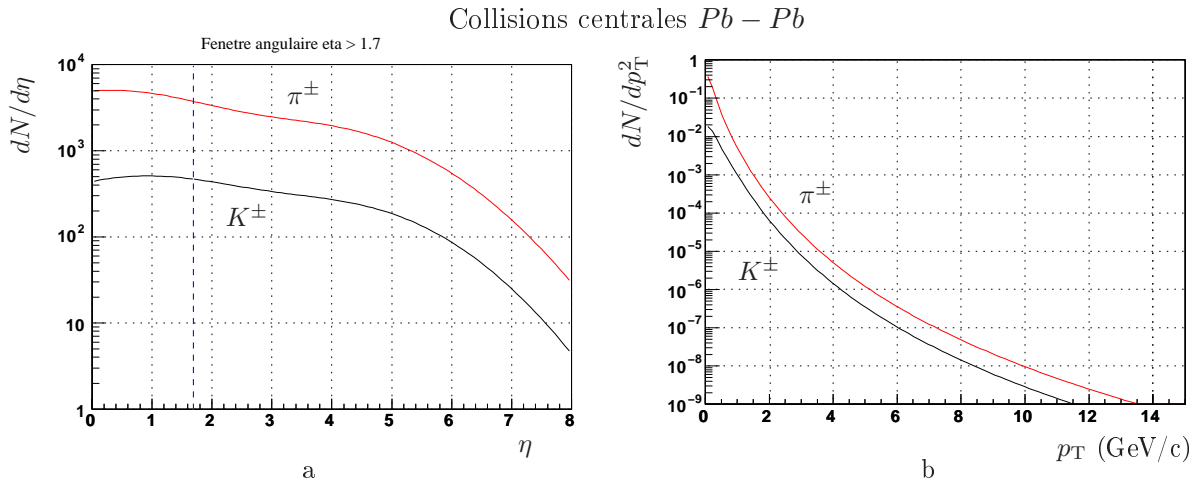


FIG. 4.2 – Distributions en pseudo-rapidité (a) et en impulsion transverse (b) des pions chargés et des kaons chargés pour des collisions centrales  $Pb-Pb$  obtenues avec HIJING.

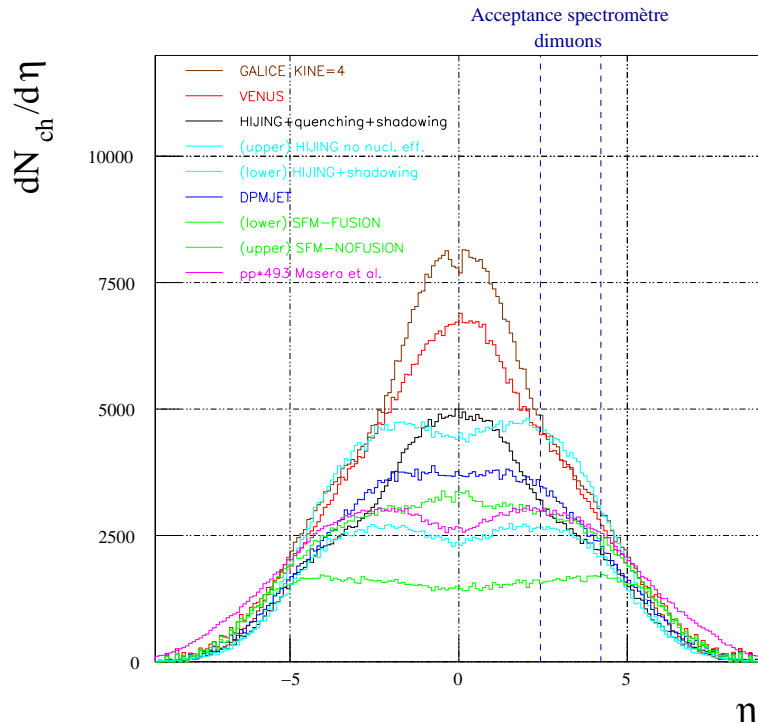


FIG. 4.3 – Distributions en pseudo-rapidité des particules chargées pour des collisions centrales  $Pb-Pb$  obtenues à partir de différents générateurs. La fenêtre en pseudo-rapidité  $2.5 < \eta < 4$  correspond à l'acceptance du spectromètre à muons.

Collisions Pb-Pb centrales ( $b < 5fm$ )						
	$a_1$	$\eta_1$	$\sigma_1$	$a_2$	$\eta_2$	$\sigma_2$
$\pi^\pm$	4913	0,22	1,47	1819	3,66	1,51
$K^\pm$	497,6	0,79	1,54	215,6	4,09	1,40
Collisions Ar-Ar centrales ( $b < 3fm$ )						
	$a_1$	$\eta_1$	$\sigma_1$	$a_2$	$\eta_2$	$\sigma_2$
$\pi^\pm$	658,5	0,11	1,35	439,9	3,24	1,77
$K^\pm$	76,4	0,78	1,75	41,59	4,14	1,51

**TAB. 4.1** – Paramètres des distributions en pseudo-rapacité des pions et kaons chargés issues de HIJING pour des collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar.

à 8000, comme l'illustre la figure 4.3 qui montre les spectres en pseudo-rapacité obtenus à partir de différents modèles (HIJING, VENUS, DPMJET, PYTHIA et SFM). La courbe enveloppe représente la distribution en pseudo-rapacité obtenue avec HIJING mais normalisée à  $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} = 8000$ . Les taux de « trigger » en Pb-Pb seront évalués en utilisant successivement HIJING standard ( $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} = 5800$ ) et HIJING 8000 ( $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} = 8000$ ). La même stratégie sera adoptée en Ar-Ar. Il faut noter que notre approche semble assez conservatrice car les mesures de multiplicités du RHIC ( $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV) extrapolées à l'énergie du LHC ( $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV en Pb-Pb) donnent une multiplicité de particules chargées à  $\eta = 0$  de  $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} = 1100 \div 2600$  [63].

Afin de réduire le temps de calcul des simulations, les pions et kaons seront générés dans une fenêtre angulaire  $\theta \in [0^\circ, 20^\circ]$ , représentée sur la figure 4.2. Cette fenêtre angulaire est plus large que l'acceptance du spectromètre à muons [ $2^\circ, 9^\circ$ ] de manière à prendre en compte les muons émis dans l'acceptance du spectromètre par des pions et kaons qui eux sont hors acceptance. L'intégration de la distribution en pseudo-rapacité sur cette fenêtre permet d'évaluer la multiplicité de pions et kaons chargés produits dans cet intervalle angulaire. En collisions centrales Pb-Pb, on obtient ainsi 9040 pions chargés ( $\pi^\pm$ ) soit 13500 pions neutres et chargés ( $\pi^\pm, \pi^0$ ), et 1250 kaons chargés ( $K^\pm$ ) soit 2500 kaons neutres et chargés ( $K^\pm, K_L^0, K_S^0$ ). Ceci représente environ 16100 pions et kaons ( $\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K_L^0, K_S^0$ ) produits dans  $[0^\circ, 20^\circ]$ . De la même manière, 3250 pions et kaons sont produits dans  $[0^\circ, 20^\circ]$  lors de collisions centrales Ar-Ar. Ces multiplicités issues de HIJING standard sont résumées dans le tableau 4.2; les multiplicités obtenues avec HIJING 8000 sont reportées également.

La distribution en impulsion transverse [96] pour les pions est la suivante :

$$\frac{dN_\pi}{dp_T^2} \propto \begin{cases} \exp \left[ -\sqrt{m_\pi^2 + p_T^2}/T_0 \right] & \text{si } p_T < 0,5 \text{ GeV}/c, \\ \left[ \frac{1}{1 + p_T/p_T^0} \right]^n & \text{si } p_T > 0,5 \text{ GeV}/c. \end{cases} \quad (4.2)$$

Cette distribution est issue d'une simulation PYTHIA  $p-p$  « minimum bias » à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV. Les paramètres de PYTHIA ont été choisis de manière à reproduire les données de l'expérience CDF [103] (collisions  $p-\bar{p}$  à 1,8 TeV) dans la région des hautes impulsions transverses. Les paramètres sont fixés à  $p_T^0=1,3$  GeV/c,  $n=8,28$  et  $T_0=160$  MeV. Le choix de PYTHIA plutôt que HIJING tient au fait que le spectre issu de PYTHIA est plus « dur » que celui obtenu à partir de HIJING (les hautes impulsions transverses sont plus peuplées avec PYTHIA). Ce choix est donc conservatif.

Collisions Pb-Pb centrales ( $b < 5fm$ )			
	$\pi^\pm$	$K^\pm$	$(\pi, K)_{\text{tot}}$
HIJING standard	9040	1250	<b>16100</b>
HIJING 8000	12470	1730	<b>22000</b>
Collisions Ar-Ar centrales ( $b < 3fm$ )			
	$\pi^\pm$	$K^\pm$	$(\pi, K)_{\text{tot}}$
HIJING standard	1840	250	<b>3250</b>
HIJING 8000	2530	340	<b>4480</b>

**TAB. 4.2** – Multiplicités de pions chargés ( $\pi^\pm$ ), de kaons chargés ( $K^\pm$ ) et de pions et kaons neutres et chargés  $(\pi, K)_{\text{tot}}$  produits dans la fenêtre angulaire  $[0^\circ, 20^\circ]$  lors de collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar.

La distribution en impulsion transverse des kaons se déduit de celle des pions en utilisant une fonction d'échelle proposée par Bourquin et Gaillard [104] :

$$\frac{dN_K}{dp_T^2} = 0,3 \left( \frac{\sqrt{m_\pi^2 + p_T^2} + 2}{\sqrt{m_K^2 + p_T^2} + 2} \right)^{12,3} \frac{dN_\pi}{dp_T^2} \quad (4.3)$$

Les distributions en impulsion transverse des pions et des kaons pour des collisions centrales Pb-Pb sont montrées sur la figure 4.2.

Outre les muons issus de la désintégration des pions et kaons, l'interaction des pions et kaons avec les absorbeurs sera susceptible de donner naissance à des gerbes hadroniques qui engendreront un bruit de fond supplémentaire sur les chambres de « trigger » (« soft background »). Les taux de « trigger » seront évalués successivement avec ou sans cette composante de « soft background ».

#### 4.3.2.2 Distribution en $(p_T, \eta)$ des hadrons charmés et beaux

Les muons issus de la désintégration des hadrons charmés ( $D_0, \bar{D}_0, D^\pm, D_s^\pm, \Lambda_c^\pm$ ) et des hadrons beaux ( $B_0, \bar{B}_0, B^\pm, B_s^0, \bar{B}_s^0, \Lambda_b^0, \bar{\Lambda}_b^0$ ) représentent la source majoritaire de muons de haut  $p_T$  arrivant sur le « trigger ».

Les distributions en impulsion transverse et en rapidité des hadrons charmés et beaux issues du programme Monte-Carlo PYTHIA ont été obtenues par N. Carrer et A. Dainese [105]. Compte tenu de la masse élevée des quarks c et b, la production des quarks lourds se situe dans le domaine perturbatif de la QCD (pQCD). Les paramètres à fixer dans PYTHIA ont été ajustés de manière à reproduire les résultats du programme MNR [106]. Ce programme, basé sur pQCD, permet de calculer les processus physiques qui interviennent lors de la création d'une paire  $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$  tels que la fusion de gluon ou l'annihilation quark-antiquark pour les processus à l'ordre 1 en  $\alpha_s$  (« Leading Order »), et le gluon splitting pour les processus à l'ordre 2 en  $\alpha_s$  (« Next to Leading Order »), entre autres [114]. Lors de l'extrapolation aux collisions noyau-noyau, le phénomène de « shadowing » est pris en compte via la paramétrisation EKS98 [107]. Après la production des paires de quarks lourds, ces derniers s'hadronisent puis les hadrons formés se désintègrent. Les distributions en impulsion transverse et rapidité des hadrons charmés et beaux issues de PYTHIA s'écrivent ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\sigma}{dp_T^2} \propto \left[ \frac{1}{1 + (p_T/p_0)^2} \right]^n, \\ \frac{d\sigma}{dy} \propto (1 - \alpha_0 y^2 - \alpha_1 y^4)^3 \end{array} \right. \quad (4.4)$$

Les paramètres d'ajustement de ces spectres sont répertoriés dans le tableau 4.3.

	$p_0$ (GeV/c)	n	$\alpha_0$	$\alpha_1$
hadrons charmés	2,25	3,17	$2,43 \times 10^{-3}$	$2,31 \times 10^{-4}$
hadrons beaux	6,53	3,59	$1,27 \times 10^{-2}$	$2,43 \times 10^{-4}$

**TAB. 4.3** – Paramètres d'ajustement des distributions en rapidité et en impulsion transverse pour les hadrons charmés et les hadrons beaux obtenues avec PYTHIA.

### Taux de production des hadrons charmés et beaux dans les collisions centrales noyau-noyau

En utilisant la section efficace inélastique proton-proton<sup>1</sup> et la section efficace de production d'une paire  $Q\bar{Q}$  [105], on détermine le taux de production des paires  $Q\bar{Q}$  dans une collision proton-proton par l'intermédiaire de la formule suivante :

$$N_{pp}^{Q\bar{Q}} = \frac{\sigma_{pp}^{Q\bar{Q}}}{\sigma_{pp}^{\text{inel}}} \quad (4.5)$$

Le modèle de Glauber [108] permet d'extrapoler ce taux de production aux collisions noyau-noyau en supposant qu'une collision noyau-noyau est la superposition de  $n$  collisions proton-proton indépendante, où  $n$  dépend de la centralité de la collision (cf. annexe A). Lors de cette extrapolation, un facteur noté  $C_{AA}^{\text{shad}}$  est nécessaire pour prendre en compte les effets de « shadowing » dans le calcul de la section efficace noyau-noyau. Les valeurs de ce facteur pour des collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar sont reportées dans le tableau 4.4.

D'après le modèle de Glauber, le taux de production des paires  $Q\bar{Q}$  dans une collision centrale noyau-noyau s'écrit ainsi :

$$N_{AA}^{Q\bar{Q}} = \frac{\sigma_{AA}^{Q\bar{Q}}}{\sigma_{AA}^{\text{inel}}} = C_{AA}^{\text{shad}} \times \mathcal{R}_G \times \sigma_{pp}^{Q\bar{Q}} \quad (4.6)$$

où  $\mathcal{R}_G$  est un facteur géométrique issu du modèle de Glauber qui dépend uniquement de la centralité de la collision. Pour des collisions centrales Pb-Pb ( $b < 5$  fm), ce facteur est égal à  $23,6 \text{ mb}^{-1}$ , alors que pour des collisions centrales Ar-Ar ( $b < 3$  fm), il vaut  $2,31 \text{ mb}^{-1}$ . Les taux de production des paires  $Q\bar{Q}$  par collision centrale Pb-Pb et Ar-Ar [105] sont reportés dans le tableau 4.4.

On constate qu'environ 204 (25,5) hadrons charmés et 8 (0,94) hadrons beaux sont produits dans les collisions centrales Pb-Pb (Ar-Ar). La connaissance de ces multiplicités de hadrons sera nécessaire dans l'évaluation des taux de « trigger ».

<sup>1</sup> $\sigma_{\text{inel}} = 70 \text{ mb}$  (60 mb) à 14 TeV (5.5 TeV) [109]

Collisions à $\sqrt{s_{NN}}=5,5$ TeV			
	$\sigma_{pp}^{Q\bar{Q}}$ (mb)	$C_{Pb-Pb}^{shad}$	$N_{Pb-Pb}^{Q\bar{Q}}$
charme	6,64	0,65	102
beauté	0,21	0,84	4,06
Collisions à $\sqrt{s_{NN}}=6,3$ TeV			
	$\sigma_{pp}^{Q\bar{Q}}$ (mb)	$C_{Ar-Ar}^{shad}$	$N_{Ar-Ar}^{Q\bar{Q}}$
charme	7,25	0,76	12,73
beauté	0,23	0,89	0,47

**TAB. 4.4** – Taux de production et facteur de « shadowing » pour les quarks charmés et beaux dans les collisions centrales Pb-Pb (Ar-Ar) à  $\sqrt{s_{NN}}=5,5$  TeV (6,3 TeV). La section efficace proton-proton à  $\sqrt{s_{NN}}=5,5$  TeV (6,3 TeV) est également reportée.

#### 4.3.2.3 Distributions en $(p_T, \eta)$ des résonances ( $\phi$ , $J/\psi$ , $\Upsilon$ )

Les distributions en impulsion transverse pour les charmonia ( $J/\psi$  et  $\psi'$ ) et les bottomonia ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ ), issues des mesures de l'expérience CDF [110, 111] (collision  $p\bar{p}$  à 1,8 TeV), ont été extrapolées aux énergies du LHC par S. Grigoryan [112] (collisions Pb-Pb à 5,5 TeV). Les effets de « shadowing » sont pris en compte lors de l'extrapolation aux collisions noyau-noyau.

Les distributions en impulsion transverse des résonances issues de cette extrapolation ont la forme suivante :

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \propto p_T \cdot \left[ \frac{1}{1 + (p_T/p_0)^2} \right]^n \quad (4.7)$$

Les paramètres d'ajustement sont fixés à  $n=3,826$  et  $p_0=4,703$  GeV/c ( $n=3,042$  et  $p_0=7,753$  GeV/c) pour le  $J/\psi$  ( $\Upsilon$ ).

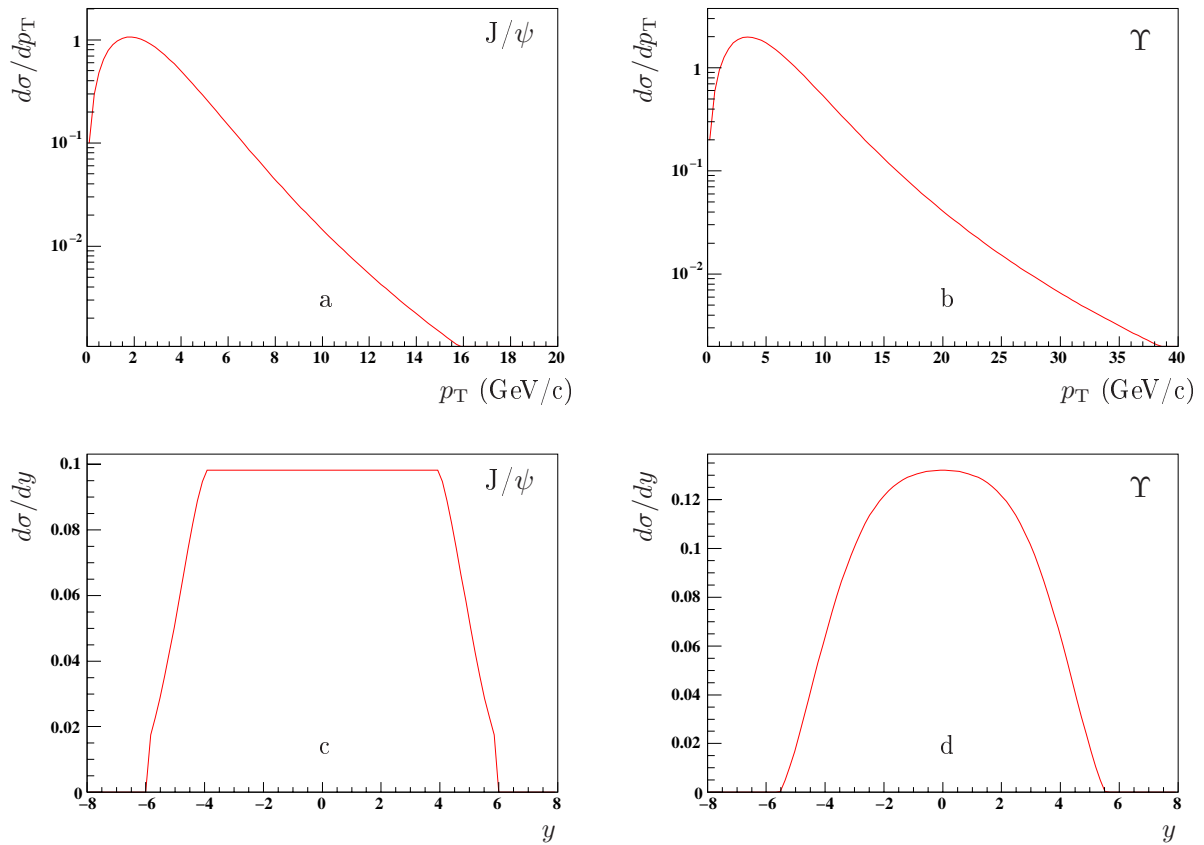
Les distributions en rapidité pour les charmonia et les bottomonia sont issues du modèle d'évaporation de couleur et ont été fournies par R. Vogt [93].

La distribution en impulsion transverse des mésons  $\Phi$  est extrapolée par rapport à celle des pions par la méthode de Bourquin et Gaillard (cf. équation 4.3). La distribution en pseudo-rapidité est supposée être la même que celle des kaons.

Les distributions en impulsion transverse et en rapidité pour les quarkonia ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ ) sont montrées sur la figure 4.4.

### Taux de production des résonances dans les collisions centrales noyau-noyau

Les sections efficaces proton-proton des charmonia et des bottomonia ont été fournies par R. Vogt [93] et utilisées pour l'élaboration du « Physics Performance Report » d'ALICE [64]. Pour décrire la fusion des quarks lourds, R. Vogt a utilisé le modèle d'évaporation de couleur (« Color Evaporation Model »). Ce modèle suppose que la section efficace du charmonium (bottomonium) correspond à une fraction de la section efficace du charme ouvert (beauté ouverte). Le coefficient de proportionnalité, qui est indépendant de l'énergie, est fixé par les données expérimentales [93]. Les sections efficaces proton-proton des charmonia et des bottomonia, sont regroupées dans le tableau 4.5. Connaissant la section efficace proton-proton et le facteur de « shadowing »



**FIG. 4.4** – Distributions en impulsion transverse (a, b) et en rapidité (c, d) pour le  $J/\psi$  (a, c) et pour le  $\Upsilon$  (b, d) lors de collisions Pb-Pb à 5,5 TeV (données de CDF extrapolées à 5,5 TeV). La normalisation est arbitraire.

associés aux résonances, on peut estimer le taux de production des charmonia et des bottomonia dans les collisions centrales noyau-noyau en utilisant l'équation 4.6. Ceci est résumé dans le tableau 4.5. On constate que le taux de production du  $J/\psi$  dans les collisions centrales Pb-Pb (Ar-Ar) est de l'ordre de 0,45 (0,056), alors que celui du  $\Upsilon$  est d'environ  $9,32 \times 10^{-3}$  ( $1,11 \times 10^{-3}$ ).

## 4.4 Les performances du « trigger »

### Conditions expérimentales du LHC :

Les caractéristiques attendues au LHC lors des collisions proton-proton et noyau-noyau sont reportées dans le tableau 4.6, en terme de luminosité moyenne, de section efficace inélastique et de nombre de collisions inélastiques par seconde [63]. Le modèle géométrique de Glauber [108] permet de calculer la section efficace inélastique noyau-noyau à partir de la section efficace inélastique proton-proton (cf. annexe A).

Connaissant la luminosité moyenne et la section efficace inélastique, on déduit le nombre de collisions inélastiques par seconde à l'aide de la formule suivante :

$$N_{\text{coll}} = \langle \mathcal{L} \rangle \times \sigma^{\text{inel}} \quad (4.8)$$

### Le « trigger » du spectromètre à muons d'ALICE :



Collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV						
	$\phi$	J/ $\psi$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$\sigma_{pp}^{\text{res}} (\mu\text{b})$	35000	30,5	4,68	0,50	0,24	0,10
$C_{\text{Pb-Pb}}^{\text{shad}}$	0,60	0,62	0,62	0,79	0,78	0,81
$N_{\text{Pb-Pb}}^{\text{res}} (\times 10^{-3})$	$5 \times 10^6$	446	68,5	9,32	4,42	1,91
Collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 6,3$ TeV						
	$\phi$	J/ $\psi$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$\sigma_{pp}^{\text{res}} (\mu\text{b})$	63000	33,1	5,1	0,56	0,28	0,11
$C_{\text{Ar-Ar}}^{\text{shad}}$	0,70	0,73	0,73	0,86	0,86	0,85
$N_{\text{Ar-Ar}}^{\text{res}} (\times 10^{-3})$	101865	55,8	8,6	1,11	0,56	0,21

**TAB. 4.5** – Taux de production et facteur de « shadowing » (à paramètre d'impact nul) pour le  $\phi$ , les charmonia (J/ $\psi$ ,  $\psi'$ ) et les bottomonia ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ) dans les collisions centrales Pb-Pb (Ar-Ar) à  $\sqrt{s_{NN}}=5,5$  TeV (6,3 TeV). La section efficace proton-proton à  $\sqrt{s_{NN}}=5,5$  TeV (6,3 TeV) est également reportée [93].

	p-p	Ar-Ar	Pb-Pb
$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	14	6,3	5,5
$\langle \mathcal{L} \rangle$ ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	$3 \times 10^{30}$	$5 \times 10^{28}$	$5 \times 10^{26}$
$\sigma_{\text{inel}}$ (b)	0,07	2,7	7,7
$N_{\text{coll}}$ (Hz)	$2 \times 10^5$	$1,5 \times 10^5$	$4 \times 10^3$

**TAB. 4.6** – Caractéristiques attendues au LHC lors des collisions p-p, Ar-Ar et Pb-Pb, où  $\langle \mathcal{L} \rangle$  représente la luminosité moyenne,  $\sigma_{\text{inel}}$  est la section efficace inélastique et  $N_{\text{coll}}$  est le nombre de collisions inélastiques par seconde.

Le « trigger » du spectromètre à muons d'ALICE est décrit en détail dans le chapitre 2. La variable discriminante utilisée par le « trigger » du spectromètre à muons est l'impulsion transverse des muons. Le « trigger » effectuée en parallèle deux coupures en impulsion transverse :

- la coupure basse en  $p_T$ , notée Lpt pour « low  $p_T$  » ;
- la coupure haute en  $p_T$ , notée Hpt pour « high  $p_T$  ».

Un cas particulier est la coupure minimum en  $p_T$ , notée Apt pour « all  $p_T$  » qui est fixée par la gamme maximale de déviation qui est prise en compte par l'électronique de « trigger » local. La coupure basse en  $p_T$  est optimisée pour la physique du J/ $\psi$ , tandis que la coupure haute en  $p_T$  est optimisée pour la physique du  $\Upsilon$ .

À chaque collision, l'algorithme de « trigger » fournit les informations suivantes pour les deux seuils en impulsion transverse :

- présence de muons simples <sup>2</sup> ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $\mu^0$ ) ;

<sup>2</sup>Suivant le contexte, le mot « muon » peut être utilisé pour dénoter une trace ou une combinaison de coups (points d'impact sur les chambres de « trigger ») qui passe une des coupures du « trigger ».

- présence de dimuons de signes différents ( $\mu^+\mu^-$ ,  $\mu^0\mu^-$ ,  $\mu^0\mu^+$ ,  $\mu^0\mu^0$ );
- présence de dimuons de même signe ( $\mu^+\mu^+$ ,  $\mu^-\mu^-$ ,  $\mu^0\mu^-$ ,  $\mu^0\mu^+$ ,  $\mu^0\mu^0$ ).

Les  $\mu^0$  correspondent à des muons dont la déviation mesurée entre les deux stations de « trigger » est nulle; c'est le cas des muons de haute impulsion transverse. N'ayant aucune déviation, ces muons sont considérés comme non signés. Pour établir la réponse dimuon, l'algorithme de « trigger » considère que ces muons sont chargés à la fois positivement et négativement.

Finalement, pour qualifier le « trigger », nous disposons de plusieurs critères comme les efficacités de détection du signal ( $\phi$ ,  $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ ) et les efficacités de rejet des muons du bruit de fond. La contrainte finale à respecter est la limitation du taux de « trigger » à environ 1 kHz (« trigger » L0), qui dépend essentiellement de l'efficacité de rejet de bruit de fond.

#### 4.4.1 Efficacité du « trigger »

L'efficacité de « trigger » peut être définie de deux manières différentes :

- **Efficacité de référence** : le pourcentage de muons qui passent une des coupures en impulsion transverse du « trigger », parmi les muons qui touchent au minimum 3 plans sur 4 ;
- **Efficacité géométrique** : le pourcentage de muons qui passent une des coupures en impulsion transverse du « trigger », parmi les muons qui sont émis dans l'acceptance géométrique du spectromètre à muons ( $2,5 < \eta < 4$ ).

L'efficacité de référence sera notée  $\epsilon_{\text{cut}}$ , alors que l'efficacité géométrique sera notée  $\mathcal{E}_{\text{cut}}$ . Dans la suite, les efficacités de « trigger » seront des efficacités de référence, sauf mention contraire.

##### 4.4.1.1 Efficacité du « trigger » pour des muons simples

Pour obtenir la courbe de réponse en efficacité du « trigger » suivant la coupure en  $p_T$  appliquée, des muons simples (300000) sont générés suivant une distribution plate en impulsion transverse et rapidité. Ces muons simples, d'impulsion transverse inférieure à 10 GeV/c, sont émis dans l'acceptance du spectromètre à muons puis propagés, par l'intermédiaire d'AliRoot, jusqu'aux chambres de « trigger ».

Pour évaluer l'efficacité du « trigger » (efficacité de référence) en fonction de l'impulsion transverse initiale des muons, il faut déterminer les spectres suivants :

- $dN_{\text{cut}}/dp_T$  : spectre des muons qui ont passé une des deux coupures du « trigger » en fonction de l'impulsion transverse des muons ;
- $dN_{3/4}/dp_T$  : spectre des muons qui ont touché au minimum 3 plans sur 4 du « trigger » en fonction de l'impulsion transverse des muons.

En effectuant le rapport de  $dN_{\text{cut}}/dp_T$  sur  $dN_{3/4}/dp_T$ , on obtient ainsi l'efficacité de référence du « trigger » en fonction de l'impulsion transverse des muons comme l'illustre la figure 4.5.

L'efficacité de la coupure basse en  $p_T$  est montrée sur la partie gauche de la figure 4.5. On constate que l'efficacité atteint 50% pour un  $p_T \sim 1$  GeV/c, forme un genou à  $p_T \sim 1,6$  GeV/c puis se stabilise au voisinage de 99% à partir de  $p_T \sim 3$  GeV/c. En ce qui concerne la coupure haute en  $p_T$ , partie droite de la figure 4.5, on remarque une montée au plateau moins franche que pour la coupure basse en  $p_T$ . L'efficacité passe à 50% pour un  $p_T \sim 2$  GeV/c, forme un genou autour de  $\sim 3$  GeV/c, puis atteint un plateau à environ 98%.

Pour les deux définitions de l'efficacité (référence et géométrique), la réponse en  $p_T$  du « trigger » a été paramétrée par une fonction de la forme :

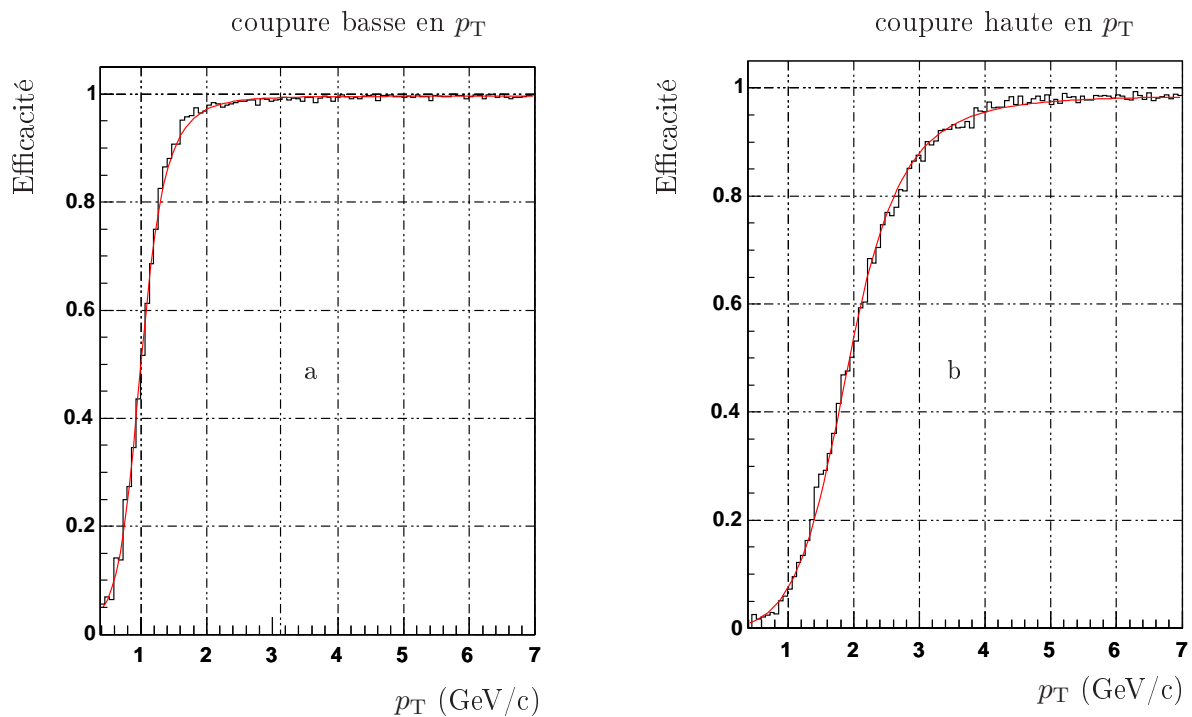


FIG. 4.5 – Efficacité de référence du « trigger » pour des muons simples en fonction de l'impulsion transverse des muons pour la coupure basse en  $p_T$  (a) et pour la coupure haute en  $p_T$  (b).

$$\mathcal{F}_{\text{cut}}(p_T) = \alpha \arctan [\beta(p_T + \gamma)]^6 + \delta \quad (4.9)$$

Les valeurs que prennent ces paramètres ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  et  $\delta$ ) suivant la coupure en  $p_T$  appliquée et pour les deux définitions sont regroupées dans le tableau 4.7.

Efficacité de référence : $\mathcal{F}_{\text{cut}} = \epsilon_{\text{cut}}$					
	$\alpha$	$\beta$ (GeV/c) <sup>-1</sup>	$\gamma$ (GeV/c)	$\delta$	$\epsilon_{\text{nom}}$
$\epsilon_{\text{Lpt}}(p_T)$	0,617	0,717	0,386	$0,271 \times 10^{-1}$	99%
$\epsilon_{\text{Hpt}}(p_T)$	0,629	0,319	1,215	$-0,243 \times 10^{-2}$	98%
Efficacité géométrique : $\mathcal{F}_{\text{cut}} = \mathcal{E}_{\text{cut}}$					
	$\alpha$	$\beta$ (GeV/c) <sup>-1</sup>	$\gamma$ (GeV/c)	$\delta$	$\mathcal{E}_{\text{nom}}$
$\mathcal{E}_{\text{Lpt}}(p_T)$	0,620	0,693	0,395	$-0,789 \times 10^{-3}$	97%
$\mathcal{E}_{\text{Hpt}}(p_T)$	0,615	0,333	1,069	$-0,391 \times 10^{-2}$	96%

TAB. 4.7 – Paramètres de la fonction qui reproduit la réponse du « trigger » suivant la coupure en  $p_T$  considérée et pour les deux définitions de l'efficacité de « trigger » (référence et géométrique). L'efficacité nominale ( $\epsilon_{\text{nom}}$ ), évaluée à  $p_T = 10$  GeV/c (au plateau), est reportée également.

De manière plus précise, l'efficacité du « trigger » peut être cartographiée en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité initiales des muons. Ces cartes

d'efficacité du « trigger » sont montrées sur la figure 4.6. Elles permettent de visualiser l'homogénéité de l'efficacité en fonction de la coupure dans le plan  $(p_T, \eta)$ . Une inhomogénéité, à bas  $p_T$ , par rapport à la pseudo-rapidité est observée pour les muons qui franchissent la coupure minimum en  $p_T$ . Cette inhomogénéité est essentiellement due à la perte d'énergie des muons lors de la traversée de l'absorbeur frontal. À même énergie, les muons qui sont émis à petit angle ( $\eta = 4 \Leftrightarrow \theta = 178^\circ$ ) perdent une fraction d'impulsion transverse plus faible ( $\delta p_T \simeq \delta E \sin(\theta)$ ) que ceux émis à grand angle ( $\eta = 2,5 \Leftrightarrow \theta = 171^\circ$ ). Il en résulte que les muons émis à grand angle ont une déviation plus grande et donc une probabilité plus faible de passer la coupure minimum en  $p_T$ . Pour la coupure basse en  $p_T$ , on remarque que la coupure est homogène par rapport à l'angle d'émission du muon. En ce qui concerne la coupure haute en  $p_T$ , on remarque des inhomogénéités lors du changement de largeur des « strips » (1 cm, 2 cm et 4 cm). En effet, le « pic » à  $\eta = 3,5$  correspond à la transition entre les « strips » de 1 cm et les « strips » de 2 cm, tandis que le passage des « strips » 2 cm à des « strips » de 4 cm se situe au voisinage de  $\eta = 2,7$ .

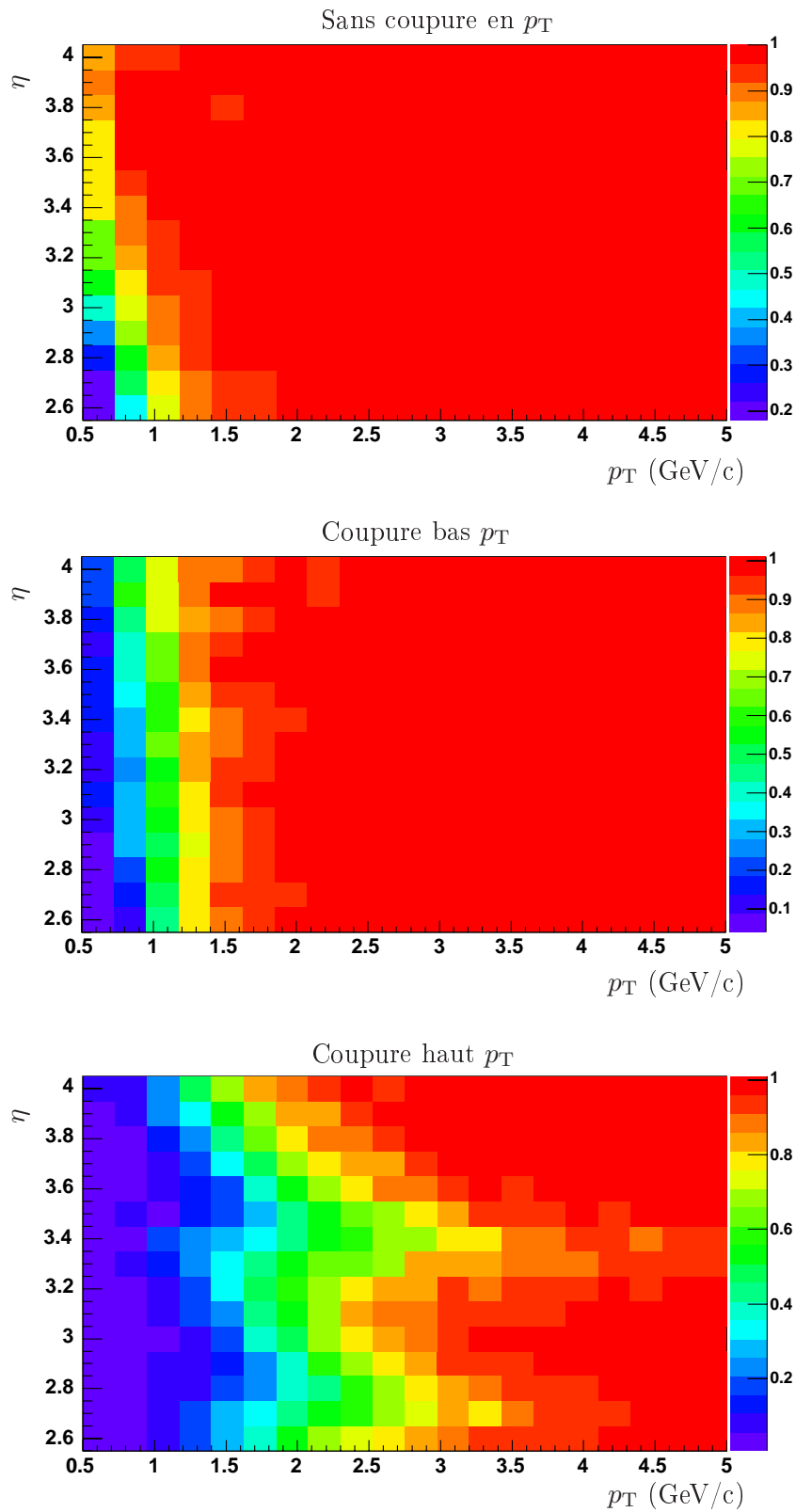
#### 4.4.1.2 Efficacité du « trigger » pour les $(\pi/K) \rightarrow \mu$ , le charme et la beauté

Le calcul de l'efficacité de rejection des muons issus de la désintégration des pions, kaons, hadrons charmés et hadrons beaux s'effectue de la même manière que pour les muons simples (méthode standard). Tout d'abord, des  $\pi/K$  (hadrons charmés et hadrons beaux) sont générés entre 0 et  $20^\circ$  (dans  $4\pi$ ) suivant des distributions en  $(p_T, \eta)$  (cf. §4.3.2). On évalue ensuite le pourcentage des muons de désintégration qui passent une des coupures du « trigger » parmi les muons qui touchent au minimum 3 plans sur 4. On obtient ainsi les efficacités de détection puis, en prenant le complémentaire à l'unité, on obtient finalement les efficacités de rejection qui sont répertoriées dans le tableau 4.8.

Méthode standard			
	$\pi/K$	hadrons charmés	hadrons beaux
$1-\epsilon_{\text{Apt}}$ (%)	55	32	11
$1-\epsilon_{\text{Lpt}}$ (%)	87	73	30
$1-\epsilon_{\text{Hpt}}$ (%)	96	92	64
Méthode : Convolution des spectres			
	$\pi/K$	hadrons charmés	hadrons beaux
$1-\epsilon_{\text{Apt}}$ (%)		31	10
$1-\epsilon_{\text{Lpt}}$ (%)		70	28
$1-\epsilon_{\text{Hpt}}$ (%)		92	64

**TAB. 4.8** – Efficacités de rejection pour les muons de désintégration des  $\pi/K$ , hadrons charmés et hadrons beaux suivant la coupure en  $p_T$  appliquée. L'erreur statistique sur les efficacités est de l'ordre de 0.5%. Les efficacités de rejection ont été calculées à partir de deux méthodes, la méthode standard et la méthode par convolution des spectres.

Une deuxième méthode permet de quantifier les efficacités de rejection des muons de désintégration des hadrons charmés et hadrons beaux. Soit  $dN^{D(B)}/dp_T$ , le spectre en impulsion transverse des muons issus de la désintégration des hadrons charmés ou beaux. La convolution de ce spectre par les spectres de réponses du « trigger »  $dN_{\text{cut}}/dp_T$  et  $dN_{3/4}/dp_T$  (spectres calculés avec des muons simples générés suivant une



**FIG. 4.6** – Cartes d'efficacité des muons simples en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité des muons sans coupure en  $p_T$  (« all  $p_T$  » en haut), pour la coupure bas  $p_T$  (au centre) et pour la coupure haut  $p_T$  (en bas).

distribution plate en impulsion transverse, cf. §4.4.1.1) permet de quantifier l'efficacité de rejection des muons qui proviennent des hadrons charmés et beaux. Cette méthode de convolution des spectres est moins précise pour les muons issus des pions et kaons car le vertex de désintégration des pions et kaons est déplacé par rapport au point d'interaction d'une distance correspondant au temps de vol des pions et des kaons.

Cette méthode se résume dans la formule suivante :

$$\epsilon_{\text{cut}}^{D(B)} = 1 - \frac{\int \frac{dN^{D(B)}}{dp_T} \times \frac{dN_{\text{cut}}}{dp_T} dp_T}{\int \frac{dN^{D(B)}}{dp_T} \times \frac{dN_{3/4}}{dp_T} dp_T} \quad (4.10)$$

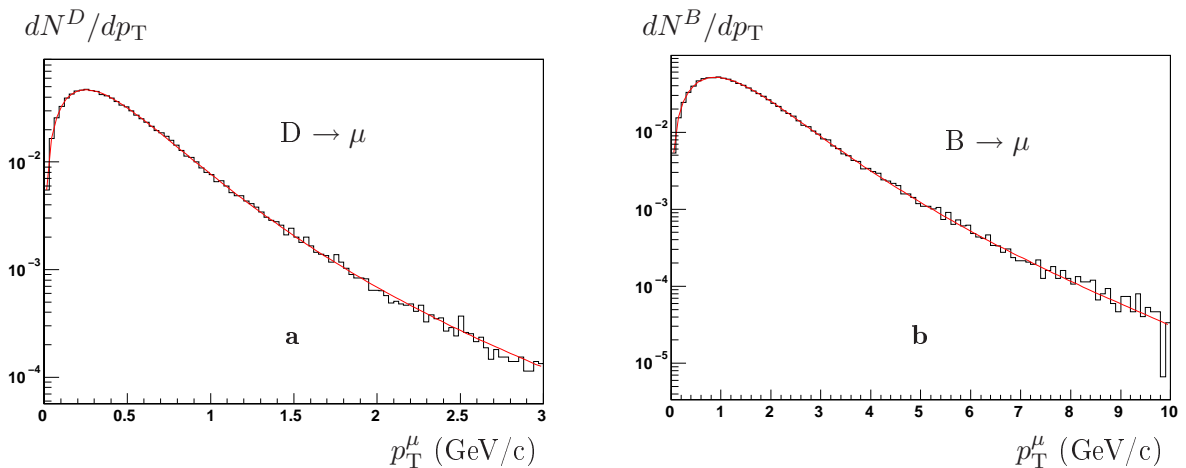
Pour utiliser cette méthode, il faut par conséquent déterminer les spectres en impulsion transverse des muons issus de la désintégration des hadrons charmés et des hadrons beaux. Ces spectres, montrés sur la figure 4.7, ont été ajustés par une fonction ayant le comportement suivant :

$$\frac{dN^{D(B)}}{dp_T} = \frac{\alpha p_T + \beta p_T^2}{(1 + \gamma p_T + \delta p_T^2)^3} \quad (4.11)$$

Les valeurs des paramètres d'ajustement ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  et  $\delta$ ) pour les hadrons charmés et beaux sont regroupées dans le tableau 4.9.

	$\alpha$ (GeV/c) <sup>-2</sup>	$\beta$ (GeV/c) <sup>-3</sup>	$\gamma$ (GeV/c) <sup>-1</sup>	$\delta$ (GeV/c) <sup>-2</sup>
$dN^D/dp_T$	$4,16 \times 10^{-1}$	$-6,59 \times 10^{-3}$	$7,06 \times 10^{-1}$	2,05
$dN^B/dp_T$	$1,09 \times 10^{-1}$	$-6,89 \times 10^{-3}$	$4,10 \times 10^{-2}$	$2,21 \times 10^{-1}$

**TAB. 4.9** – Paramètres de la fonction d'ajustement du spectre en impulsion transverse des muons issus des hadrons charmés et beaux.



**FIG. 4.7** – Spectres en impulsion transverse des muons issus de la désintégration des hadrons charmés (a) et des hadrons beaux (b).

La convolution du spectre  $dN^{D/B}/dp_T$  par les spectres  $dN_{\text{cut}}/dp_T$  et  $dN_{3/4}/dp_T$  permet de déterminer les spectres suivants :

- $dN_{\text{cut}}^{D/B}/dp_T$  : spectre des muons issus des hadrons charmés ou beaux qui ont passé une des coupures du « trigger » en fonction de l'impulsion transverse des muons ;
- $dN_{3/4}^{D/B}/dp_T$  : spectre des muons issus des hadrons charmés ou beaux qui ont touché au minimum 3 plans sur 4 du « trigger » en fonction de l'impulsion transverse des muons.

En intégrant ces deux spectres sur l'impulsion transverse des muons, puis en faisant le rapport de ces deux intégrales, on obtient finalement l'efficacité de détection des muons issus des hadrons charmés et des hadrons beaux. Les efficacités de rejection pour les hadrons charmés et beaux obtenues à partir de cette méthode sont reportées dans le tableau 4.8. On remarque que les chiffres sont très proches de ceux obtenus par la méthode standard.

D'après le tableau 4.8, on remarque un fort pouvoir de rejection des muons issus des pions et kaons compte tenu de leur faible impulsion transverse. En effet, 87% des pions et kaons, parmi ceux touchant déjà 3 plans sur 4, sont rejetés par la coupure basse en  $p_T$ , et 96% par la coupure haute en  $p_T$ . De même, les muons issus du charme sont fortement rejetés par les coupures du « trigger », avec 73% de rejection pour la coupure basse en  $p_T$  et 92% pour la coupure haute en  $p_T$ . En ce qui concerne les hadrons beaux, le pouvoir de rejection est satisfaisant car la multiplicité des hadrons beaux est faible dans la région des bas  $p_T$  comparée à celle des pions, kaons et hadrons charmés. De ce fait, les muons provenant des hadrons beaux n'auront qu'une faible incidence sur les taux de « trigger ». De plus, il est souhaitable qu'une fraction importante de muons issus des hadrons charmés et des hadrons beaux soit acceptée par le trigger. En effet, une part importante de la physique du spectromètre à muons sera consacrée à la physique des saveurs lourdes ouvertes, à haut  $p_T$ .

#### 4.4.1.3 Efficacité du « trigger » pour le signal ( $\phi$ , $J/\psi$ et $\Upsilon$ )

Les définitions de l'efficacité de référence et de l'efficacité géométrique (cf. §4.4.1.1) peuvent être étendues aux paires de muons de signes opposés.

Pour quantifier l'efficacité de détection, des résonances ( $\phi$ ,  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ ) ont été générées suivant une distribution en  $(p_T, \eta)$  (cf. §4.3.2). Des contraintes ont été imposées sur la cinématique de désintégration des résonances afin de limiter le temps de calcul des simulations. Ces contraintes sont les suivantes :

- la désintégration en dimuon des résonances est forcée dans PYTHIA ;
- les événements dimuons que l'on garde sont ceux pour lesquels les deux muons sont émis dans l'acceptance géométrique du spectromètre à muons.

Les facteurs d'acceptance géométrique (pourcentage de dimuons dans l'acceptance géométrique) et d'acceptance 3/4 (pourcentage de dimuons qui touchent au minimum 3 plans sur 4 du « trigger ») pour les différents quarkonia considérés sont reportés dans le tableau 4.10. Les efficacités de détection des résonances ( $\phi$ ,  $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ), avec la définition « efficacité de référence », sont reportées dans le tableau 4.11. On constate que 71% (88%) des  $J/\psi$  ( $\Upsilon$ ) franchissent la coupure basse en  $p_T$  (coupure haute en  $p_T$ ) du « trigger ». Les différences observées entre les résonances d'une même famille sont dues uniquement à la cinématique de désintégration (masse des résonances).

Les efficacités de « trigger » sur le signal sont données, sur la figure 4.8, en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité des résonances. Ces efficacités sont calculées en prenant la définition « efficacité de référence ». L'efficacité de détection du  $\Upsilon$  est relativement uniforme en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité. Au contraire, l'efficacité de détection du  $J/\psi$  dépend de l'impulsion transverse et de la rapidité de la

	$\phi$	$J/\psi$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$\alpha_{\text{geo}}$ (%)	6,0	5,8	5,6	4,9	4,6	5,0
$\alpha_{\text{geo}}^{\text{trig}}$ (%)	2,3	4,8	4,9	4,6	4,3	4,7

**TAB. 4.10** – Facteurs d’acceptance géométrique ( $\alpha_{\text{geo}}$ ) et d’acceptance 3/4 ( $\alpha_{\text{geo}}^{\text{trig}}$ ) pour les quarkonia.

$\epsilon_{\text{cut}}$ : Efficacité de référence						
	$\phi$	$J/\psi$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$\epsilon_{\text{Apt}}$ (%)	<b>57,0</b>	90,6	93,4	97,5	97,8	97,6
$\epsilon_{\text{Lpt}}$ (%)	13,4	<b>70,9</b>	<b>81,4</b>	97,3	97,7	97,5
$\epsilon_{\text{Hpt}}$ (%)	1,8	21,6	28,1	<b>88,2</b>	<b>90,0</b>	<b>91,0</b>

**TAB. 4.11** – Efficacités de détection des résonances suivant la coupure en  $p_T$  appliquée au niveau du « trigger ». L’erreur statistique sur les efficacités est de l’ordre de 0.5%.

résonance. Cette dépendance est due uniquement à la cinématique de désintégration du  $J/\psi$ . En effet, si le  $p_T$  de la résonance est nul, son impulsion est purement longitudinale et la désintégration en dimuon s’effectue de manière symétrique par rapport à l’axe du faisceau. Si un des muons franchit une des coupures du « trigger », l’autre la franchit également en supposant que les coupures sont homogènes. Si maintenant la résonance a une faible impulsion transverse, un des muons sera privilégié ce qui entraînera une baisse de l’efficacité. Quand l’impulsion transverse de la résonance augmente, cet effet tend à devenir négligeable.

### Fréquence de déclenchement du « trigger » dans les collisions noyau-noyau

À partir des efficacités de détection du signal, on peut estimer le nombre de résonances ( $\phi$ ,  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ ) susceptibles de passer les différentes coupures du « trigger » par seconde. Cette fréquence de déclenchement s’exprime de la manière suivante :

$$f_{\text{AA}}^{\text{cut}} = \langle \mathcal{L}_{\text{AA}} \rangle \times \sigma_{\text{AA}}^{\text{res}} \times \alpha_{\text{geo}}^{\text{trig}} \times \mathcal{BR}^{\text{res} \rightarrow \mu\mu} \times \epsilon^{\text{cut}} \quad (4.12)$$

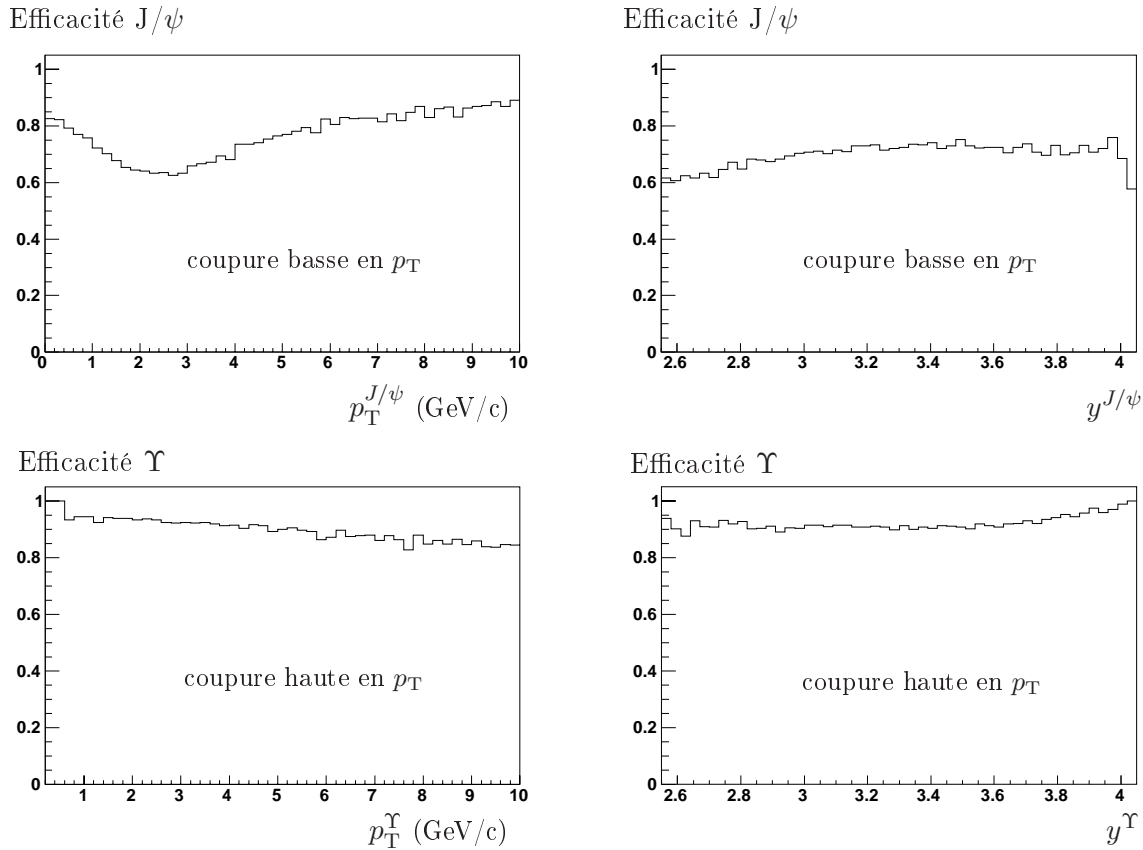
Avec :

- $\langle \mathcal{L}_{\text{AA}} \rangle$  : la luminosité moyenne attendue lors d’une collision noyau-noyau ;
- $\sigma_{\text{AA}}^{\text{res}}$  : la section efficace de production d’une résonance dans une collision noyau-noyau ;
- $\alpha_{\text{geo}}^{\text{trig}}$  : le facteur d’acceptance 3/4 associé à la résonance ;
- $\mathcal{BR}^{\text{res} \rightarrow \mu\mu}$  : le rapport de branchement de la résonance en dimuon [109] ;
- $\epsilon^{\text{cut}}$  : l’efficacité de détection de la résonance.

On suppose que les efficacités de détection ( $\epsilon^{\text{cut}}$ ) des résonances en Ar-Ar sont les mêmes qu’en Pb-Pb. D’après le modèle de Glauber [108], la section efficace noyau-noyau en mode « minimum bias » d’une résonance s’écrit (cf. Annexe A) :

$$\sigma_{\text{AA}}^{\text{res}} = A^2 \left[ \int_0^{b_{\text{max}}} T_{\text{AA}}(b) C_{\text{AA}}^{\text{shad}}(b) d^2b \right] \times \sigma_{\text{pp}}^{\text{res}} \quad (4.13)$$





**FIG. 4.8** – Efficacité de détection du  $J/\psi$  (en haut) et du  $\Upsilon$  (en bas) en fonction de l'impulsion transverse (à gauche) et de la rapidité (à droite) de la résonance.

où  $T_{AA}(b)$  est la fonction de recouvrement nucléaire des noyaux pour une collision A-A de paramètre d'impact  $b$  et  $\sigma_{pp}^{\text{res}}$  est la section efficace de production d'une résonance dans une collision proton-proton.

Le paramètre d'impact maximal ( $b_{max}$ ) dépend des noyaux en collision. Ce paramètre est fixé à  $b_{max} = 15$  fm pour les collisions Pb-Pb et à  $b_{max} = 9$  fm pour les collisions Ar-Ar. Les effets de « shadowing » sont pris en compte par l'intermédiaire du facteur  $C_{AA}^{\text{shad}}(b)$ , qui dépend de la centralité de la collision. Cette dépendance à la centralité de cet effet nucléaire, motivée par les travaux théoriques d'Emel'yanov et al. [113], a été paramétrée de la manière suivante :

$$C_{AA}^{\text{shad}}(b) = C_{AA}^0 + (1 - C_{AA}^0) \times \left( \frac{b}{b_{max}} \right)^4 \quad (4.14)$$

où  $C_{AA}^0$  est le facteur de « shadowing » pour les collisions à paramètre d'impact nul. La section efficace proton-proton et le facteur de « shadowing »  $C_{AA}^0$  associés aux différentes résonances sont rassemblés dans le tableau 4.5. À partir de la fréquence de déclenchement, on peut calculer le nombre de résonances,  $\mathcal{N}_{AA}^{\text{cut}}$ , qui déclencheront le système de « trigger » durant un mois d'acquisition :

$$\mathcal{N}_{AA}^{\text{cut}} = f_{AA}^{\text{cut}} \times \Delta t, \quad (4.15)$$

avec  $\delta t = 10^6$  s. Les fréquences et nombres de quarkonia, obtenus pour les différentes coupures du « trigger », sont reportées dans le tableau 4.12. On note que pour un mois d'acquisition en Pb-Pb (Ar-Ar) au LHC, soit l'équivalent de  $10^6$  secondes, on s'attend à observer environ  $8,5 \times 10^5$  ( $4 \times 10^6$ )  $J/\psi$  passant la coupure basse en  $p_T$  du « trigger », et 11000 (45000)  $\Upsilon$  franchissant la coupure haute en  $p_T$ .

Collision Pb-Pb : $f_{\text{coll}}=4000$ Hz						
	$\phi$	$J/\psi$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$f_{\text{Pb-Pb}}^{\text{Apt}} (\times 10^{-3} \text{ Hz})$	<b>1750</b>	1090	19	12,0	3,0	1,9
$\mathcal{N}_{\text{Pb-Pb}}^{\text{Apt}} (\times 10^3)$						
$f_{\text{Pb-Pb}}^{\text{Lpt}} (\times 10^{-3} \text{ Hz})$	410	<b>850</b>	<b>17</b>	12,0	1,5	1,3
$\mathcal{N}_{\text{Pb-Pb}}^{\text{Lpt}} (\times 10^3)$						
$f_{\text{Pb-Pb}}^{\text{Hpt}} (\times 10^{-3} \text{ Hz})$	56	260	5,7	<b>10,9</b>	<b>2,6</b>	<b>1,7</b>
$\mathcal{N}_{\text{Pb-Pb}}^{\text{Hpt}} (\times 10^3)$						
Collision Ar-Ar : $f_{\text{coll}}=1.5 \times 10^5$ Hz						
	$\phi$	$J/\psi$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$f_{\text{Ar-Ar}}^{\text{Apt}} (\times 10^{-3} \text{ Hz})$	<b>13700</b>	5090	91	49	12,4	7,4
$\mathcal{N}_{\text{Ar-Ar}}^{\text{Apt}} (\times 10^3)$						
$f_{\text{Ar-Ar}}^{\text{Lpt}} (\times 10^{-3} \text{ Hz})$	3200	<b>3980</b>	<b>78</b>	49	12,4	7,4
$\mathcal{N}_{\text{Ar-Ar}}^{\text{Lpt}} (\times 10^3)$						
$f_{\text{Ar-Ar}}^{\text{Hpt}} (\times 10^{-3} \text{ Hz})$	420	1210	27	<b>45</b>	<b>11,4</b>	<b>7,0</b>
$\mathcal{N}_{\text{Ar-Ar}}^{\text{Hpt}} (\times 10^3)$						

**TAB. 4.12** – Fréquences ( $f$ ) et nombres de quarkonia ( $\mathcal{N}$ ) du « trigger » pour les différentes résonances ( $\phi$ ,  $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ ) suivant la coupure en  $p_T$  appliquée au niveau du « trigger ». Les fréquences sont données pour les collisions Pb-Pb et Ar-Ar, sans aucun critère en centralité (« minimum bias ») et les taux de déclenchement sont donnés pour un mois d'acquisition en Pb-Pb ou Ar-Ar sans aucun critère en centralité. La fréquence de collisions inélastiques est indiquée à titre de comparaison.

## 4.4.2 Taux de « trigger »

### 4.4.2.1 Définition

Le taux de « trigger » se définit comme la fréquence de déclenchement du « trigger » suivant la coupure en  $p_T$  considérée au niveau du « trigger ». Le taux de « trigger »  $F$  se calcule à partir de la probabilité de « trigger »  $P$  et de la fréquence de collision  $f_{\text{coll}}$ . Son expression est la suivante :

$$F = f_{\text{coll}} \times P \quad (4.16)$$

### 4.4.2.2 Probabilité de « trigger »

La probabilité de « trigger » représente le pourcentage de collisions qui délivrent un signal de « trigger » suivant la coupure en impulsion transverse appliquée au niveau du « trigger ».

Le système de déclenchement du spectromètre à muons se comporte de façon binaire, événement déclencheur ou non déclencheur, pour les muons simples et les di-muons. La probabilité de déclenchement du système suivra donc une loi binomiale (loi

de probabilité à choix binaire) qui, pour des événements de faible multiplicité (nombre moyen de muons simples qui passent un des seuils en  $p_T$  du « trigger » par événement), tend vers une loi de Poisson. Avec cette hypothèse, on s'attend à ce que la probabilité de « trigger » pour les muons simples, les dimuons de signes différents et les dimuons de même signe puisse se calculer à partir d'une loi de Poisson comme développé ci-après.

⇒ **probabilité de « trigger » pour des muons simples**

La probabilité pour qu'une collision noyau-noyau délivre au minimum un signal de « trigger » muon simple ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$  ou  $\mu^0$ ) s'écrit ainsi :

$$P_\mu = 1 - e^{-m_\mu} \quad (4.17)$$

où  $m_\mu = m_{\mu^+} + m_{\mu^-} + m_{\mu^0}$  représente le nombre moyen de muons simples ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$  et  $\mu^0$ ) qui franchissent une des coupures en  $p_T$  du « trigger » par collision noyau-noyau.

⇒ **probabilité de « trigger » pour des dimuons de signes différents**

On peut former quatre paires différentes de muons de signes différents à partir des muons simples  $\mu^+$ ,  $\mu^-$  et  $\mu^0$ , à savoir  $\mu^+\mu^-$ ,  $\mu^+\mu^0$ ,  $\mu^-\mu^0$  et  $\mu^0\mu^0$ . En examinant toutes les réponses possibles du « trigger » concernant les muons simples, on en dénombre quatre qui ne donnent aucun signal dimuon de signes différents, noté SD. Ces quatre réponses et leurs probabilités associées sont répertoriées dans le tableau 4.13, où  $m_{\mu^-}^- = m_{\mu^-} + m_{\mu^0}$  et  $m_{\mu^+}^+ = m_{\mu^+} + m_{\mu^0}$  représentent respectivement le nombre moyen de muons simples chargés négativement et positivement qui passent une des coupures en  $p_T$  du « trigger ».

Réponse du « trigger » pour les muons simples			Probabilité SD associée
$\mu^+$	$\mu^-$	$\mu^0$	
0	0	0	$e^{-m_\mu}$
0	0	1	$m_{\mu^0} \cdot e^{-m_\mu}$
0	$\geq 1$	0	$(1 - e^{-m_{\mu^-}^-}) \cdot e^{-m_{\mu^+}^+}$
$\geq 1$	0	0	$(1 - e^{-m_{\mu^+}^+}) \cdot e^{-m_{\mu^-}^-}$

**TAB. 4.13** – Réponses du « trigger » qui ne donnent aucun signal dimuon de signes différents. Les probabilités associées à ces types de réponses sont également reportées. Les notations sont définies dans le texte.

En sommant ces probabilités, puis en prenant le complémentaire on obtient finalement la probabilité pour qu'une collision noyau-noyau délivre au minimum un signal de « trigger » dimuon de signes différents, noté SD. Cette probabilité s'écrit :

$$P_{\mu\mu}^{\text{SD}} = 1 - \left[ e^{-m_{\mu^+}^+} + e^{-m_{\mu^-}^-} - (1 - m_{\mu^0}) \cdot e^{-m_\mu} \right] \quad (4.18)$$

Si on néglige le nombre moyen de muons de déviation nulle ( $m_{\mu^0} \sim 0$ ), alors l'expression de cette probabilité peut se simplifier comme suit :

$$P_{\mu\mu}^{\text{SD}} \simeq [1 - e^{-m_{\mu^+}^+}] \times [1 - e^{-m_{\mu^-}^-}] \quad (4.19)$$

Si on suppose ensuite que le nombre de muons chargés négativement est égal au nombre de muons chargés positivement ( $m_{\mu^+} = m_{\mu^-} = m_\mu/2$ ), alors l'expression de la

probabilité de « trigger » se simplifie et s'écrit :

$$P_{\mu\mu}^{\text{SD}} \simeq [1 - e^{-m_\mu/2}]^2 \quad (4.20)$$

Si on suppose finalement que la multiplicité de muons simples ( $m_\mu$ ) est petite, alors on peut faire l'approximation suivante :

$$P_{\mu\mu}^{\text{SD}} \simeq \frac{m_\mu^2}{4} \quad (4.21)$$

⇒ **probabilité de « trigger » pour des dimuons de même signe**

On peut former cinq paires différentes de muons de mêmes signes à partir des muons simples  $\mu^+$ ,  $\mu^-$  et  $\mu^0$ , à savoir  $\mu^+\mu^+$ ,  $\mu^-\mu^-$ ,  $\mu^+\mu^0$ ,  $\mu^-\mu^0$  et  $\mu^0\mu^0$ . En examinant toutes les réponses possibles du « trigger » concernant les muons simples, on en dénombre cinq qui ne donnent aucun signal dimuon de même signe, noté MS. Ces cinq réponses et leurs probabilités associées sont répertoriées dans le tableau 4.14.

Réponse du « trigger » pour les muons simples			Probabilité MS associée
$\mu^+$	$\mu^-$	$\mu^0$	
0	0	0	$e^{-m_\mu}$
0	0	1	$m_{\mu^0} \cdot e^{-m_\mu}$
0	1	0	$m_{\mu^-} \cdot e^{-m_\mu}$
1	0	0	$m_{\mu^+} \cdot e^{-m_\mu}$
1	1	0	$m_{\mu^+}m_{\mu^-} \cdot e^{-m_\mu}$

**TAB. 4.14** – Réponses du « trigger » qui ne donnent aucun signal dimuon de même signe. Les probabilités associées à ces types de réponses sont également reportées. Les notations sont définies dans le texte.

En sommant ces probabilités, puis en prenant le complémentaire, on obtient finalement la probabilité pour qu'une collision noyau-noyau délivre au minimum un signal de « trigger » dimuon de même signe. Cette probabilité s'écrit :

$$P_{\mu\mu}^{\text{MS}} = 1 - (1 + m_\mu + m_{\mu^+}m_{\mu^-}) \cdot e^{-m_\mu} \quad (4.22)$$

Si on néglige le nombre moyen de muons de déviation nulle ( $m_{\mu^0} \sim 0$ ), alors l'équation précédente se simplifie et prend la forme suivante :

$$P_{\mu\mu}^{\text{MS}} \simeq 1 - (1 + m_{\mu^+})(1 + m_{\mu^-}) \cdot e^{-m_\mu} \quad (4.23)$$

Si on suppose ensuite que le nombre de muons chargés négativement est égal au nombre de muons chargés positivement ( $m_{\mu^+} = m_{\mu^-} = m_\mu/2$ ), alors l'expression de la probabilité de « trigger » se simplifie et s'écrit :

$$P_{\mu\mu}^{\text{MS}} \simeq 1 - \left(1 + \frac{m_\mu}{2}\right)^2 \cdot e^{-m_\mu} \quad (4.24)$$

Finalement, si on suppose que la multiplicité de muons simples ( $m_\mu$ ) est petite, alors on peut faire l'approximation suivante :

$$P_{\mu\mu}^{\text{MS}} \simeq \frac{m_{\mu}^2}{4} = P_{\mu\mu}^{\text{SD}} \quad (4.25)$$

L'hypothèse du comportement poissonnien au niveau de la probabilité de déclenchement du « trigger » sera vérifiée en comparant la réponse donnée directement par l'algorithme du « trigger » avec celle déduite des équations 4.17, 4.18 et 4.22 respectivement pour les muons simples, les dimuons de signes différents et les dimuons de même signe. Si cette hypothèse est vérifiée, la seule connaissance du nombre moyen de muons simples déclencheurs ( $m_{\mu^+}$ ,  $m_{\mu^-}$  et  $m_{\mu^0}$ ) permettra alors de quantifier la probabilité de « trigger » et les taux de « trigger ».

#### 4.4.2.3 Méthode d'obtention des taux de « trigger minimum bias »

La multiplicité des pions, kaons, hadrons charmés et hadrons beaux dépend fortement de la centralité de la collision. Une étude en centralité sera réalisée pour estimer les taux de « trigger minimum bias » (sans critère en centralité). Il faudra tout d'abord estimer, pour chaque classe en centralité, le taux de production moyen de chacune des composantes du continuum du spectre des muons ainsi que le nombre moyen de collisions inélastiques par seconde. L'algorithme de « trigger » fournira ensuite les informations nécessaires (événement déclencheur ou non pour des muons simples et des dimuons) pour estimer la probabilité de « trigger ». Il sera alors possible de quantifier les taux de « trigger » par classe de centralité, puis la sommation de ces derniers permettra finalement d'obtenir les taux de « trigger minimum bias ». Ces taux de « trigger » seront évalués successivement avec et sans la prise en compte des effets combinatoires :

- sans les effets combinatoires : l'analyse de la réponse de l'algorithme de « trigger » s'effectue trace par trace ;
- avec les effets combinatoires : l'analyse de la réponse de l'algorithme de « trigger » s'effectue événement par événement.

À partir de ces définitions, on remarque que la prise en compte des effets combinatoires permet une évaluation plus réaliste des taux de « trigger ». Plus la multiplicité de muons sera importante dans une collision noyau-noyau, plus les effets combinatoires s'avèreront importants.

#### 4.4.2.4 Nombre moyen de collisions inélastiques par seconde en fonction de la centralité

D'après la définition des taux de « trigger » (équation 4.16), il faut connaître le nombre moyen de collisions inélastiques noyau-noyau par seconde pour une classe en centralité donnée, afin de pouvoir calculer les taux de « trigger » pour cette même classe. On estime le nombre moyen de collisions inélastiques noyau-noyau par seconde pour une classe en centralité donnée ( $b_1 < b < b_2$ ) de la manière suivante :

$$\bar{f}^{\text{coll}}(b_1 < b < b_2) = \langle \mathcal{L} \rangle \times \sigma_{\text{AB}}(b_1 < b < b_2) \simeq \langle \mathcal{L} \rangle \times \pi(b_2^2 - b_1^2) \quad (4.26)$$

où  $\langle \mathcal{L} \rangle$  représente la luminosité moyenne attendue au LHC pour des collisions Pb-Pb ou Ar-Ar, et  $\sigma_{\text{AB}}$  est la section efficace inélastique noyau-noyau évaluée à partir du modèle de Glauber, qui est équivalente à la section efficace géométrique noyau-noyau (cf. annexe A).

#### 4.4.2.5 Taux de production des différentes sources de muons en fonction de la centralité

D'après la définition des taux de « trigger » (équation 4.16), il faut également connaître la probabilité de « trigger » pour une classe en centralité donnée pour pouvoir calculer les taux de « trigger » pour cette même classe. Or, cette probabilité de « trigger » dépend directement de la multiplicité de muons produits lors d'une collision noyau-noyau pour la classe en centralité donnée. Il faut donc quantifier le taux de production de chacune des sources de muons en fonction de la centralité de la collision.

Pour une classe en centralité donnée, le taux de production de chacune des sources (pions, kaons, hadrons charmés et hadrons beaux) est supposé être proportionnel au nombre moyen de processus durs dans une collision noyau-noyau<sup>3</sup>.

Ce taux de production, moyenné sur la classe en centralité considérée, s'exprime de la manière suivante (cf. annexe A) :

$$\bar{N}_{AB}^{\text{hard}}(b_1 < b < b_2) = \mathcal{R}_G \times C_{AB}^{\text{shad}}(b_{\text{moy}}) \times \sigma_{pp}^{\text{hard}} \quad (4.27)$$

avec

$$\mathcal{R}_G = \frac{1}{\pi \cdot (b_2^2 - b_1^2)} \times \int_{b_1}^{b_2} AB \cdot T_{AB}(b) d^2b \quad (4.28)$$

où  $\mathcal{R}_G$  est un facteur géométrique issu du modèle de Glauber, montré sur la figure 4.9, qui ne dépend que du domaine en centralité et des noyaux mis en jeu lors de la collision. Le paramètre  $b_{\text{moy}}$  qui apparaît dans cette expression est le paramètre d'impact moyen sur la tranche en centralité considérée. Les paramètres du calcul sont donnés dans l'annexe A.

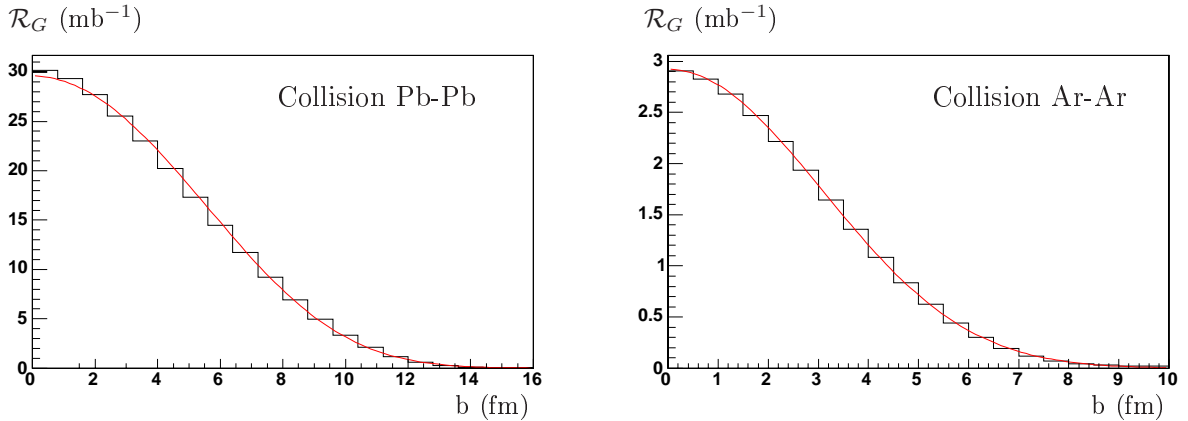


FIG. 4.9 – Facteur géométrique issu du modèle de Glauber ( $\mathcal{R}_G$ ) pour les collisions Pb-Pb et Ar-Ar en fonction de la centralité de la collision.

Les effets de « shadowing » sont pris en compte par l'intermédiaire du facteur  $C_{AB}^{\text{shad}}(b)$ , qui dépend de la centralité de la collision (cf. § 1.4.1.3). La section efficace proton-proton ( $\sigma_{\text{hard}}^{\text{pp}}$ ) pour le charme et la beauté est fixée (cf. tableau 4.4). Pour les pions et kaons, celle-ci doit être déterminée. Ceci peut-être fait à partir de simulations HIJING qui permettent de normaliser le taux de production pour les pions et kaons dans les collisions Pb-Pb et Ar-Ar centrales (cf. § 1.3.2.1). Sans « shadowing » ( $C_{AB}^{\text{shad}} = 1$ ), la section efficace proton-proton pour les pions et les kaons est ainsi fixée à  $\sigma_{pp}^{\pi/K} \simeq 3,7 \text{ b}$ .

<sup>3</sup>Les simulations ont permis de montrer que seuls les muons de désintégration des pions et kaons produits dans les interactions dures (haut  $p_T$ ) sont susceptibles de passer les coupures du « trigger ».

#### 4.4.2.6 Génération des sources de muons

##### Pions et kaons

Les pions et kaons ont été générés dans une fenêtre angulaire de  $[0^\circ, 20^\circ]$  suivant des distributions en  $(p_T, \eta)$  (cf. §1.3). Les taux de « trigger » sont évalués successivement avec la normalisation HIJING standard ( $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} = 5800$ ) et HIJING 8000 ( $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} = 8000$ ) pour les collisions Pb-Pb. Dans la suite, HIJING standard sera toujours utilisé, sauf mention contraire. Pour le transport des pions et kaons dans le spectromètre à muons d'ALICE, deux scénarii ont été envisagés, avec ou sans suppression des gerbes hadroniques. Le premier scénario consiste à bloquer les pions et kaons primaires qui ont une interaction hadronique. Au contraire, le deuxième scénario ne fait aucune sélection sur le transport des particules (les gerbes hadroniques sont aussi propagées). Cette démarche permet de quantifier l'apport supplémentaire des gerbes hadroniques (« soft background »), en particulier des muons secondaires, et leur incidence sur les taux de « trigger ».

Environ 160000 paquets de 100 pions et kaons ont été générés, ce qui représente l'équivalent de 1000 (5000) collisions Pb-Pb (Ar-Ar) centrales, sachant qu'environ 16100 (3250) pions et kaons primaires sont produits par collision centrale Pb-Pb (Ar-Ar) (cf. tableau 4.2). Ces pions et kaons ont été générés par paquet de 100 car, pour un événement correspondant à 100 pions et kaons générés, les effets combinatoires sont tout à fait négligeables, et on peut obtenir les taux de « trigger » dans ce contexte. On peut aussi choisir de regrouper  $n$  événements de 100 pions et kaons pour former un événement central « équivalent » Pb-Pb ou Ar-Ar. Dans ce dernier cas, les effets combinatoires (avec ou sans blocage des gerbes hadroniques) seront réalistes et apparaîtront au niveau des taux de « trigger ». Les effets combinatoires sur la réponse du « trigger », au sein d'un événement, pourront ainsi être évalués. Ceci sera détaillé par la suite.

##### Hadrons charmés et hadrons beaux

Les hadrons charmés et beaux ont été générés dans  $4\pi$ , suivant des distributions en  $(p_T, \eta)$  (cf. § 1.3). Aucun canal de désintégration des hadrons charmés et des hadrons beaux n'a été privilégié. Environ 200000 hadrons charmés ont été générés, ce qui représente environ 1000 (8000) événements Pb-Pb (Ar-Ar) centraux, sachant qu'environ 204 (25,5) hadrons charmés sont produits dans les collisions centrales. Environ 200000 hadrons beaux ont été générés ce qui représente environ 25000 (200000) événements Pb-Pb (Ar-Ar) centraux, sachant qu'environ 8 (0,94) hadrons beaux sont produits dans les collisions centrales.

##### Informations collectées pour l'analyse

Une fois les particules générées (pions et kaons, hadrons charmés ou hadrons beaux) et passées dans AliRoot, seules les informations suivantes sont collectées et sont nécessaires pour lancer l'algorithme de « trigger » et quantifier les taux de « trigger » :

- la position en (x,y) des coups (« digit » dans AliRoot) sur les quatre chambres de « trigger » ;
- le temps de vol de la trace depuis le point d'interaction jusqu'à l'impact sur les chambres de « trigger ».

Il faut noter que seuls les coups issus de traces dont le temps de vol est inférieur à 75 ns seront traités par l'algorithme de « trigger » (cf. §2.3.5).

#### 4.4.2.7 Taux de « trigger minimum bias » sans effets combinatoires

Par la suite, nous appelons « muons déclencheurs » les muons qui passent une des coupures du « trigger » par collision noyau-noyau pour une tranche en centralité donnée.

#### Nombre moyen de muons déclencheurs par événement

Pour chaque paquet de 100 pions et kaons générés, l'analyse de la distribution des coups par l'algorithme de « trigger » sur les quatre chambres de « trigger » permet d'évaluer le nombre de muons simples déclencheurs par paquet. Cette réponse est ensuite sommée sur tous les événements générés, puis divisée par le nombre d'événements centraux « équivalents » au nombre d'événements générés. On obtient finalement le nombre moyen de muons simples qui passent les seuils en  $p_T$  du « trigger » par collision centrale Pb-Pb ou Ar-Ar. La même méthode est appliquée pour chaque hadron charmé ou hadron beau généré. Tous les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau 4.15. Quelle que soit la coupure en  $p_T$  considérée, on remarque que la contribution majoritaire provient des pions et kaons ( $\simeq 70\%$ ), puis vient la contribution du charme ( $\simeq 25\%$ ) et finalement la contribution de la beauté ( $\simeq 5\%$ ). On constate également que les gerbes hadroniques fournissent un apport supplémentaire de « muons » déclencheurs de l'ordre de 25%.

Les effets combinatoires ne sont pas comptabilisés par cette méthode car la probabilité d'avoir plus d'un muon déclencheur par paquet est très faible (seulement 100  $\pi/K$  par paquet).

On peut maintenant estimer la dépendance à la centralité du nombre moyen de muons simples déclencheurs. En effet, lorsque les effets combinatoires sont négligés, la multiplicité de muons simples déclencheurs pour une classe en centralité peut être déduite facilement. Cette dépendance à la centralité s'exprime alors, pour une composante donnée (pions et kaons, hadrons charmés ou hadrons beaux), de la manière suivante :

$$N_{\mu}^{b_1 < b < b_2} = \frac{N_{\text{hard}}^{b_1 < b < b_2}}{N_{\text{hard}}^{\text{CC}}} \times N_{\mu}^{\text{CC}} \quad (4.29)$$

où  $N_{\mu}^{\text{CC}}$  représente le nombre de muons simples déclencheurs par collision centrale Pb-Pb ou Ar-Ar,  $N_{\text{hard}}^{\text{CC}}$  est le taux de production de chaque source par collision centrale Pb-Pb ou Ar-Ar et  $N_{\text{hard}}^{b_1 < b < b_2}$  est le taux de production de chaque source pour des collisions dont le paramètre d'impact  $b$  est compris entre  $b_1$  et  $b_2$ .

#### Probabilité de trigger

Lorsque toutes les composantes du continuum de muons sont sommées (pions et kaons, hadrons charmés et hadrons beaux), le nombre moyen de muons simples déclencheurs s'écrit alors pour une tranche en centralité donnée comme suit :

$$N_{\mu}^{\text{tot}}(b) = N_{\mu}^{\pi/K}(b) + N_{\mu}^c(b) + N_{\mu}^b(b)$$

Utilisant la dépendance à la centralité de  $N_{\mu}^{\text{tot}}$ , il est maintenant possible pour chaque classe en centralité de quantifier la probabilité de « trigger » pour les muons simples, les dimuons de signes différents et les dimuons de mêmes signes en s'appuyant respectivement sur les équations 4.17, 4.20 et 4.23.

#### Taux de « trigger minimum bias »



Collision Pb-Pb : $b < 5$ fm				
	$\pi/K \rightarrow \mu$	$\pi/K \rightarrow \text{all}$	hadrons D	hadrons B
$m_{\mu}^{Apt}$	3,659	4,732	1,141	0,095
$m_{\mu}^{Lpt}$	0,962	1,315	0,455	0,075
$m_{\mu}^{Hpt}$	0,259	0,368	0,136	0,040
Collision Ar-Ar : $b < 3$ fm				
	$\pi/K \rightarrow \mu$	$\pi/K \rightarrow \text{all}$	hadrons D	hadrons B
$m_{\mu}^{Apt}$	0,739	0,955	0,142	0,011
$m_{\mu}^{Lpt}$	0,194	0,265	0,057	0,009
$m_{\mu}^{Hpt}$	0,052	0,074	0,017	0,005

**TAB. 4.15** – Nombre moyen de muons qui passent les différentes coupures en  $p_T$  du « trigger » (« muons déclencheurs ») pour des collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar. La composante notée,  $\pi/K \rightarrow \mu$ , correspond à la source de pions et kaons où les gerbes hadroniques ont été bloquées, tandis que pour la composante notée,  $\pi/K \rightarrow \text{all}$ , le développement des gerbes est autorisé.

Une fois la probabilité de « trigger » connue, le comportement des taux de « trigger » en fonction de la centralité de la collision se déduit des équations 4.16 et 4.26. La sommation de ces derniers sur tout le domaine en centralité permet de quantifier les taux de « trigger minimum bias » pour des collisions Pb-Pb et Ar-Ar. Les valeurs ainsi obtenues sont répertoriées dans le tableau 4.16. Lorsqu'on néglige les effets combinatoires, les taux de « trigger » dimuons « minimum bias » Pb-Pb (Ar-Ar) pour la réponse dimuon de signes différents s'élèvent à environ 260 Hz (540 Hz) pour la coupure basse en  $p_T$  et à 37 Hz (50 Hz) pour la coupure haute en  $p_T$ .

Ces chiffres ne prennent pas en compte les effets combinatoires, et supposent également un comportement purement poissonnien de la probabilité de déclenchement du « trigger » (muons simples et dimuons). Il s'agit désormais de prendre en compte ces effets combinatoires et de vérifier le comportement poissonnien de l'algorithme du « trigger ».

#### 4.4.2.8 Taux de « trigger minimum bias » avec les effets combinatoires

##### Nombre moyen de muons simples et de dimuons déclencheurs par événement

Avec la méthode précédente, le nombre moyen de muons déclencheurs par collision centrale Pb-Pb ou Ar-Ar a été quantifié en négligeant les effets combinatoires : il s'agit maintenant de prendre en compte ces effets.

On doit pour cela reconstituer des événements équivalents à des collisions centrales Pb-Pb ou Ar-Ar.

Pour la composante des pions et kaons, on tire aléatoirement parmi les 160 000 paquets de 100 pions et kaons générés,  $n$  paquets de façon à reconstituer un événement similaire à une collision centrale. La valeur de  $n$  est donnée par une distribution de Poisson centrée sur la valeur moyenne qui est, par exemple, de 160 pour les collisions centrales Pb-Pb, car on s'attend à 16000 pions et kaons (160 paquets de 100 pions

Réponse du « trigger » : muons simples				
	$f_{\text{coll}}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	4000	1700	1000	420
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^5$	28000	10000	3200
Réponse du « trigger » : dimuons de signes différents				
	$f_{\text{coll}}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{\mu\mu}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{\mu\mu}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{\mu\mu}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	4000	910	260	37
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^5$	4500	540	50
Réponse du « trigger » : dimuons de mêmes signes				
	$f_{\text{coll}}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{\mu\mu}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{\mu\mu}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{\mu\mu}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	4000	1000	290	40
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^5$	5000	570	51

**TAB. 4.16** – Taux de « trigger » Pb-Pb et Ar-Ar « minimum bias » pour les muons simples, les dimuons de signes différents et les dimuons de mêmes signes sans prise en compte des effets combinatoires, pour les différents seuils en  $p_{\text{T}}$  du « trigger ». Le nombre de collisions inélastiques par seconde est indiqué à titre de comparaison.

et kaons). Une fois cet événement reconstitué, l'analyse des distributions de coups présents sur les chambres de « trigger » par l'algorithme de « trigger » donne le nombre de « muons » simples issus des pions et kaons qui passent les seuils en  $p_{\text{T}}$  du « trigger » en collision centrale. En répétant cette procédure environ 3000 fois pour acquérir une statistique suffisante, on obtient finalement le nombre moyen de muons issus des pions et kaons (avec ou sans suppression des gerbes hadroniques) qui passent les différentes coupures en  $p_{\text{T}}$  du « trigger » par collision centrale. Ceci est répertorié dans le tableau 4.17.

De la même manière, on tire aléatoirement parmi les 200000 hadrons charmés (beaux),  $m$  ( $p$ ) hadrons charmés (beaux) de façon à reconstituer un événement similaire à une collision centrale Pb-Pb. La valeur de  $m$  ( $p$ ) est donnée par une distribution de Poisson centrée sur la valeur moyenne qui est de 204 (8). Une fois cet événement reconstitué, l'algorithme de « trigger » donne le nombre de muons simples issus des hadrons charmés (beaux) qui passent les coupures en  $p_{\text{T}}$  du « trigger » dans cet événement. Les valeurs obtenues sont regroupées dans le tableau 4.17.

Il s'agit maintenant de fusionner toutes les sources (pions et kaons sans suppression des gerbes hadroniques, hadrons charmés et beaux) de façon à reconstituer un événement équivalent à une collision Pb-Pb. On pourra ainsi estimer le nombre moyen de muons simples et de dimuons qui passent les seuils en  $p_{\text{T}}$  du « trigger » par collision centrale Pb-Pb et Ar-Ar. Les valeurs ainsi obtenues sont regroupées dans le tableau 4.17 pour les muons simples et dans le tableau 4.18 pour les dimuons de signes différents. On remarque qu'environ 2,1 (0,35) et 0,64 (0,09) muons passent respectivement les coupures basse et haute en  $p_{\text{T}}$  du « trigger » par événement central Pb-Pb (Ar-Ar). En ce qui concerne la réponse dimuon, environ 1,25 (0,037) et 0,156 (0,004) dimuons de signes différents franchissent respectivement la coupure basse et haute en  $p_{\text{T}}$  du « trigger » par événement central Pb-Pb (Ar-Ar).

Collision centrale Pb-Pb : $b < 5$ fm					
	$\pi/K \rightarrow \mu$	$\pi/K \rightarrow \text{all}$	hadrons D	hadrons B	Total
$m_{\mu}^{Apt}$	3,744	4,838	1,229	0,158	<b>6,246</b>
$m_{\mu}^{Lpt}$	1,061	1,495	0,472	0,106	<b>2,090</b>
$m_{\mu}^{Hpt}$	0,309	0,424	0,132	0,048	<b>0,638</b>
Collision centrale Ar-Ar : $b < 3$ fm					
	$\pi/K \rightarrow \mu$	$\pi/K \rightarrow \text{all}$	hadrons D	hadrons B	Total
$m_{\mu}^{Apt}$	0,752	0,940	0,164	0,018	<b>1,125</b>
$m_{\mu}^{Lpt}$	0,204	0,269	0,059	0,013	<b>0,347</b>
$m_{\mu}^{Hpt}$	0,056	0,069	0,017	0,006	<b>0,094</b>

**TAB. 4.17** – Nombre moyen de muons simples ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $\mu^0$ ) issus des pions, kaons, hadrons charmés et beaux qui passent les différentes coupures en  $p_T$  du « trigger » pour des collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar. Pour la source de pions et kaons, deux scénarii sont envisagés : avec ( $\pi, K \rightarrow \mu$ ) et sans ( $\pi, K \rightarrow \text{all}$ ) suppression des gerbes hadroniques. La multiplicité totale a été calculée après fusion de toutes les composantes : pions et kaons (sans suppression des gerbes hadroniques), hadrons charmés et hadrons beaux.

Réponse dimuon de signes différents			
	$m_{SD}^{Apt}$	$m_{SD}^{Lpt}$	$m_{SD}^{Hpt}$
Collision centrale Pb-Pb	10,341	1,253	0,156
Collision centrale Ar-Ar	0,337	0,037	0,004
Réponse dimuon de mêmes signes			
	$m_{MS}^{Apt}$	$m_{MS}^{Lpt}$	$m_{MS}^{Hpt}$
Collision centrale Pb-Pb	10,419	1,286	0,157
Collision centrale Ar-Ar	0,373	0,042	0,004

**TAB. 4.18** – Nombre moyen de dimuons de signes différents (SD) et de dimuons de mêmes signes (MS) qui passent les différentes coupures en  $p_T$  du « trigger » pour les collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar. Les sources suivantes ont été fusionnées : pions et kaons sans suppression des gerbes hadroniques, hadrons charmés et hadrons beaux. La composante des muons non signés ( $\mu_0$ ) est prise en compte.

Il s'agit maintenant d'étudier la dépendance en centralité de chacune des réponses du « trigger » (muons simples, dimuons de signes différents et dimuons de mêmes signes). Pour cela, on tire successivement et aléatoirement pour chaque classe en centralité  $n$  pions et kaons,  $m$  hadrons charmés et  $p$  hadrons beaux. Les valeurs de  $n$ ,  $m$  et  $p$  sont données par une distribution de Poisson centrée sur le taux de production moyen de chacune des sources (cf. équation A.20). Une fois l'événement reconstitué, l'algorithme de « trigger » permet de quantifier le nombre de muons simples, de dimuons de signes différents et de dimuons de mêmes signes qui franchissent une des coupures en  $p_T$  du « trigger ». Afin d'obtenir une statistique suffisante, cette procédure est répétée pour chaque classe en centralité environ 3000 fois pour les collisions Pb-Pb et 15000 fois pour les collisions Ar-Ar. On peut maintenant estimer le nombre moyen

de muons simples, de dimuons de signes différents et de dimuons de mêmes signes qui passent les coupures en  $p_T$  du « trigger » par événement en fonction de la classe en centralité. Ceci est illustré dans le cas des collisions Pb-Pb sur la figure 4.10.

### Probabilité de « trigger »

L'analyse de la réponse du « trigger » pour chaque événement reconstitué permet de quantifier la probabilité de « trigger » en évaluant le nombre d'événements déclencheurs (muons simples ou dimuons) parmi le nombre d'événements générés pour chaque classe en centralité. On détermine ainsi le comportement de la probabilité de « trigger » en fonction de la centralité de la collision, comme l'illustre la figure 4.11 pour le cas des collisions Pb-Pb. Cette probabilité, donnée directement par l'algorithme de « trigger », est comparée à celle déduite des équations 4.17 (muons simples), 4.18 (dimuons de signes différents) et 4.22 (dimuons de même signe) de façon à vérifier le comportement poissonnien de l'algorithme de « trigger ». Cette comparaison en fonction de la centralité est illustrée sur la figure 4.11 pour des collisions Pb-Pb. D'après cette figure, on constate que la réponse de l'algorithme du « trigger » est poissonnienne, quelle que soit la centralité de la collision. Le comportement poissonnien de la réponse de l'algorithme de « trigger » a également été vérifié pour les collisions Ar-Ar.

### Taux de « trigger minimum bias »

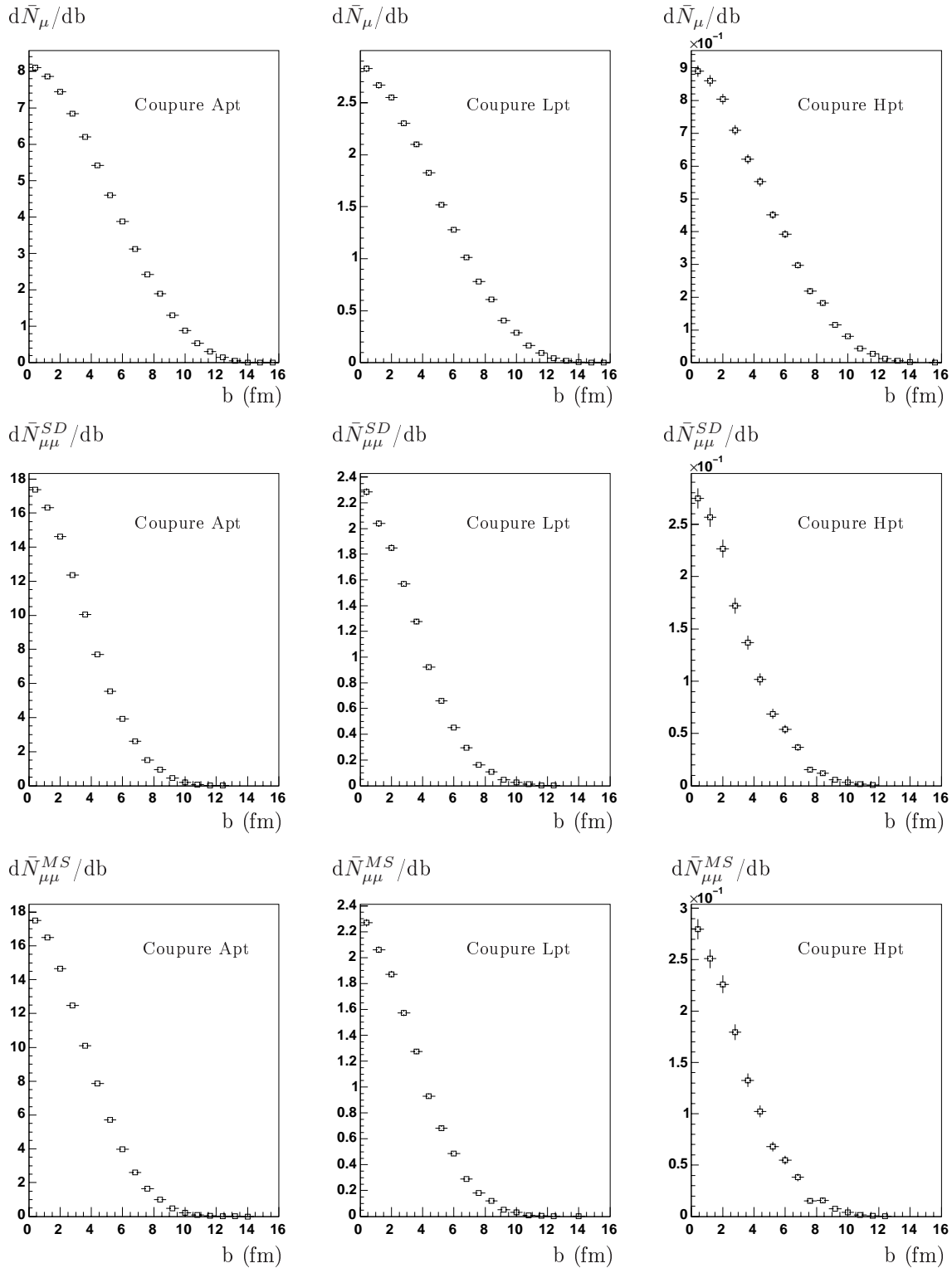
La fréquence de déclenchement du « trigger » pour une tranche en centralité donnée est égale au produit de la probabilité de « trigger » par le nombre de collisions inélastiques par seconde. Le nombre de collisions par seconde est donné par l'équation 4.26. La probabilité de « trigger » a été déterminée précédemment par analyse de la réponse du « trigger » et sa dépendance à la centralité est illustrée sur la figure 4.11 pour les collisions Pb-Pb. Il est alors possible de déterminer la dépendance à la centralité des taux de « trigger », comme l'illustre les figures 4.12 et 4.13 respectivement pour des collisions Pb-Pb et Ar-Ar. À partir des figures 4.12 et 4.13, il est possible, par exemple, d'extraire les taux de « trigger » pour les collisions centrales Pb-Pb ( $b < 5$  fm) ou Ar-Ar ( $b < 3$  fm). Ceux-ci sont retranscrits dans le tableau 4.19. La sommation des taux de « trigger » sur toutes les tranches en centralité permet de quantifier les taux de « trigger minimum bias » qui sont reportés dans le tableau 4.20.

En Pb-Pb, les taux de « trigger » dimuons de signes différents « minimum bias » s'élèvent à 330 Hz pour la coupure basse en  $p_T$  et à 65 Hz pour la coupure haute en  $p_T$ . Par conséquent, pour la réponse dimuons de signes différents, les coupures basse et haute en  $p_T$  sélectionnent respectivement 8,2% et 1,6% des collisions inélastiques Pb-Pb. De même, en Ar-Ar, parmi les  $1,5 \times 10^5$  collisions inélastiques par seconde dans ALICE, 630 collisions par seconde délivrent un signal dimuons de signes différents bas  $p_T$ , contre 73 pour la coupure haute en  $p_T$ . Par conséquent, pour la réponse dimuons de signes différents, les coupures basse et haute en  $p_T$  sélectionnent respectivement 0,4% et 0,05% des collisions inélastiques Ar-Ar.

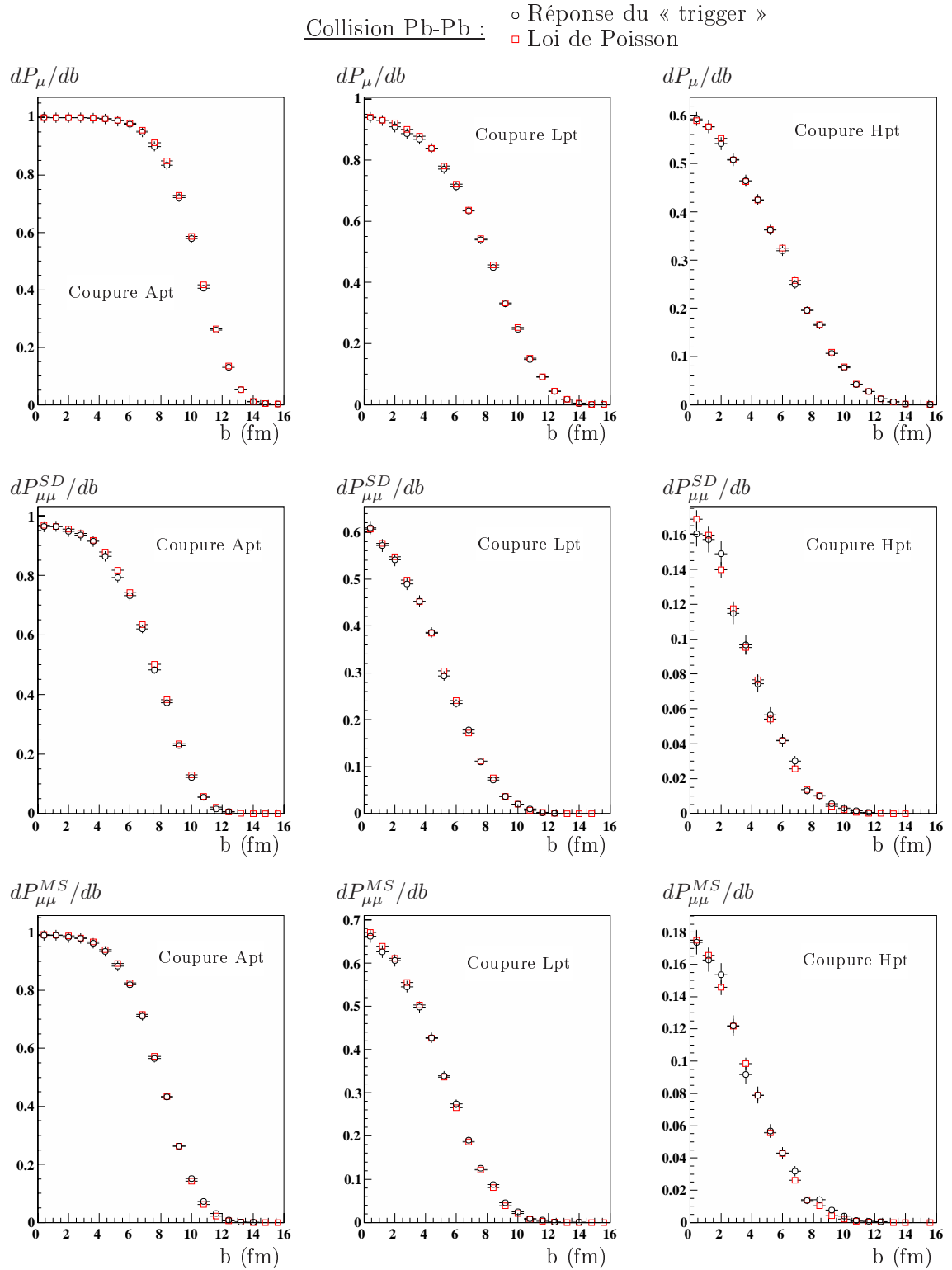
Quand on compare les tableaux 4.16 et 4.20, on constate que les effets combinatoires sont moins sensibles sur la réponse pour les muons simples. Par contre pour la réponse dimuons, on constate que les taux de « trigger » Pb-Pb « minimum bias » augmentent de 21% et 43% respectivement pour les coupures basse et haute en  $p_T$ , à cause des effets combinatoires. Cette différence de sensibilité entre les cas correspondant, d'une part, à un grand nombre de muons déclencheurs et, d'autre part, à un petit nombre de dimuons déclencheurs est tout à fait attendue.

On constate que les taux de « trigger » dimuons de même signe sont toujours légèrement supérieurs que les taux de « trigger » dimuons de signes différents. En effet,

Collision Pb-Pb

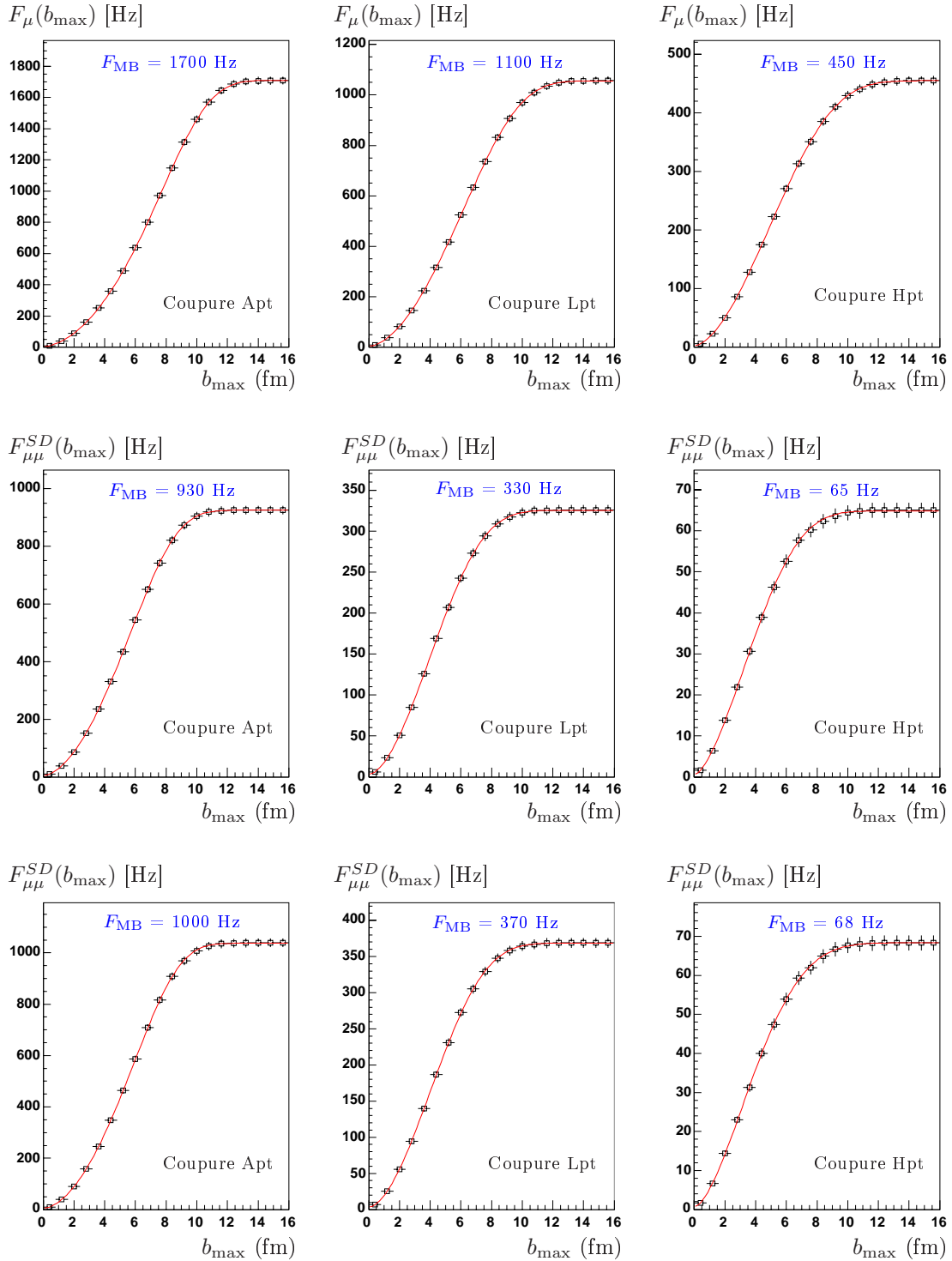


**FIG. 4.10** – Nombre moyen de muons simples (première ligne), de dimuons de signes différents (deuxième ligne) et de dimuons de même signe (troisième ligne) par événement Pb-Pb franchissant les différentes coupures du « trigger » : sans sélection en  $p_T$  (coupure Apt, première colonne), avec la coupure basse en  $p_T$  (deuxième colonne) et avec la coupure haute en  $p_T$  (troisième colonne) en fonction de la centralité de la collision.



**FIG. 4.11** – Probabilité de « trigger » pour les muons simples (première ligne), les dimuons de signes différents (deuxième ligne) et les dimuons de même signe (troisième ligne) pour des collisions Pb-Pb et pour les différents seuils en  $p_T$  du « trigger » : sans sélection en  $p_T$  (coupure Apt, première colonne), avec la coupure basse en  $p_T$  (deuxième colonne) et avec la coupure haute en  $p_T$  (troisième colonne). La probabilité de « trigger » a été quantifiée soit directement à partir de la réponse de l’algorithme du « trigger » (points noirs), soit en supposant un comportement poissonnien (points rouges) (cf. équations 4.17, 4.18 et 4.22).

## Collision Pb-Pb



**FIG. 4.12** – Taux de « trigger » intégrés ( $b < b_{\max}$ ) pour les muons simples (première ligne), les dimuons de signes différents (deuxième ligne) et les dimuons de même signe (troisième ligne) pour des collisions Pb-Pb et pour les différents seuils en  $p_{\text{T}}$  du « trigger » : sans sélection en  $p_{\text{T}}$  (coupure Apt, première colonne), avec la coupure basse en  $p_{\text{T}}$  (deuxième colonne) et avec la coupure haute en  $p_{\text{T}}$  (troisième colonne). Les taux de « trigger minimum bias » ( $b_{\max}=16$  fm) sont également indiqués.

## Collision Ar-Ar

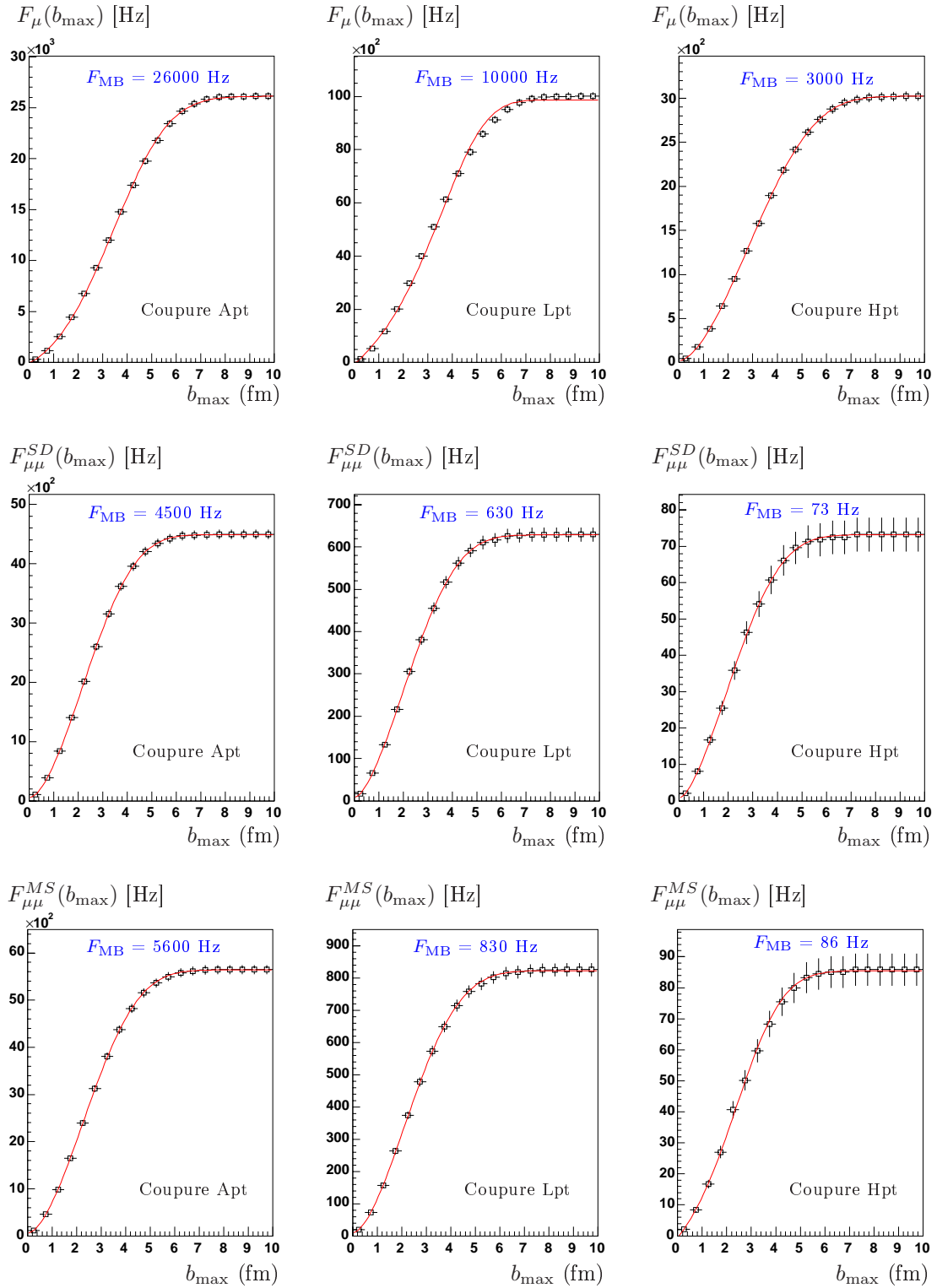


FIG. 4.13 – Taux de « trigger » intégrés ( $b < b_{\max}$ ) pour les muons simples (première ligne), les dimuons de signes différents (deuxième ligne) et les dimuons de même signe (troisième ligne) pour des collisions Ar-Ar et pour les différents seuils en  $p_{\text{T}}$  du « trigger » : sans sélection en  $p_{\text{T}}$  (coupure Apt, première colonne), avec la coupure basse en  $p_{\text{T}}$  (deuxième colonne) et avec la coupure haute en  $p_{\text{T}}$  (troisième colonne). Les taux de « trigger minimum bias » ( $b_{\max} = 10$  fm) sont également indiqués.



Taux de « trigger » pour les collisions centrales				
Réponse du « trigger » : muons simples				
	$f_{CC}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	400	<b>450</b>	<b>425</b>	<b>210</b>
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^4$	10500	<b>4500</b>	<b>1450</b>
Réponse du « trigger » : dimuons de signes différents				
	$f_{CC}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{SD}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{SD}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{SD}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	400	<b>400</b>	<b>200</b>	<b>45</b>
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^4$	2900	<b>420</b>	<b>50</b>
Réponse du « trigger » : dimuons de même signe				
	$f_{CC}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{MS}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{MS}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{MS}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	400	<b>425</b>	<b>225</b>	<b>47</b>
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^4$	3500	<b>530</b>	<b>55</b>

**TAB. 4.19** – Taux de « trigger » pour les collisions centrales Pb-Pb ( $b < 5$  fm) et Ar-Ar ( $b < 3$  fm) en fonction de la réponse du « trigger » (muons simples, dimuons de signes différents et dimuons de même signe) et des différents seuils en  $p_T$  du « trigger ». Le nombre de collisions centrales inélastiques par seconde,  $f_{CC}^{\text{inel}}$ , est indiqué à titre de comparaison.

quand la multiplicité de muons simples est relativement importante (collision centrale), la probabilité de « trigger » est plus grande pour les dimuons de même signe que pour les dimuons de signes différents. Par exemple, pour les collisions centrales Pb-Pb, la multiplicité de muons simples qui passent la coupure bas  $p_T$  est de l'ordre de 2 (cf. tableau 4.17), ce qui fait, en prenant les équations 4.24 et 4.20, une probabilité de « trigger » de 0,46 et 0,40, respectivement, pour les dimuons de même signe et pour les dimuons de signes différents. A l'inverse, quand la multiplicité de muons devient petite (collision périphérique), alors les probabilités de « trigger » pour les dimuons de même signe et de signes différents tendent vers la même valeur ( $m_{\mu}^2/4$ ) (cf. § 4.4.2.2).

Quel que soit le système que l'on considère, Pb-Pb ou Ar-Ar, on constate que les taux de « trigger » dimuons sont inférieurs à 1 kHz, ce qui satisfait les exigences d'ALICE (cf. § 4.1). Il devrait également être possible d'enregistrer un nombre important d'événement muon simple pour la coupure haute en  $p_T$ . La stratégie d'acquisition finale reste cependant à définir.

Afin de quantifier l'importance relative de chacune des composantes du continuum de muons sur ces taux de « trigger » dimuons, ces derniers ont été réévalués en considérant successivement chacune des composantes pour le continuum. Ceci est reporté dans le tableau 4.21. Les taux de « trigger » globaux (toutes les composantes du continuum sont fusionnées) sont également reportés à titre de comparaison. On constate que la composante principale provient des pions et kaons. La sommation des taux de « trigger » sur les différentes composantes du continuum n'est pas égal aux taux de « trigger » globaux à cause de la probabilité de « trigger » qui n'est pas une fonctionnelle linéaire de la multiplicité de muons qui passent les coupures du « trigger » (cf.

§4.4.2.2).

#### 4.4.2.9 Remarques

##### REMARQUE I :

Dans l'estimation précédente des taux de « trigger », les hadrons charmés (hadrons beaux) sont tirés de façon aléatoire suivant des distributions en  $(p_T, \eta)$ . Les corrélations entre les quarks d'une même paire  $c\bar{c}$  ( $b\bar{b}$ ) sont par conséquent négligées. On doit donc estimer si ces corrélations ont une incidence sur les taux de « trigger » dimuons. Ces corrélations sont dues aux processus de créations de paires quark-antiquark lourds. Un des processus, le « gluon splitting » crée une paire  $Q\bar{Q}$  dans un cône réduit en rapidité ( $y_Q - y_{\bar{Q}} \simeq 0$ ) [114]. On s'attendrait donc à une augmentation du nombre de paires de muons franchissant les différentes coupures du « trigger » sachant que si un des quarks est émis dans l'acceptance géométrique, l'autre l'est également. Des simulations PYTHIA [114] intégrant ces processus, dont les paramètres ont été ajustés de manière à reproduire les résultats issus du programme Monte-Carlo MNR [105, 106] (basé sur des calculs de QCD perturbative au « Next to Leading Order ») ont permis de montrer que les corrélations entre les quarks lourds avaient très peu d'incidence sur les taux de « trigger ». Ceci se comprend aisément. En effet, sachant que le rapport d'embranchement en muon d'un hadron charmé est de l'ordre de 12%, seulement trois paires sur 200 donnent un dimuon corrélé, soit approximativement une paire produite dans  $4\pi$  lors d'une collision centrale Pb-Pb. Cet effet s'avère donc négligeable et les corrélations entre les quarks lourds ne font apparaître quasiment aucune augmentation des taux de « trigger » dimuons dans le contexte de ces simulations.

##### REMARQUE II :

Les taux de « trigger » ont été réévalués grâce à des simulations rapides en considérant l'hypothèse HIJING 8000 correspondant à  $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} = 8000$  au lieu de HIJING standard ( $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} = 5800$ ) (cf. §1.3.2.1). Les chiffres obtenus sont reportés dans le tableau 4.23. Dans ces conditions, on constate une augmentation des taux de « trigger » dimuons de l'ordre de 20-35% quel que soit le système considéré. On constate que, même dans cette situation hautement conservatrice et peu probable, les taux de « trigger minimum bias » pour la réponse dimuons de signes différents restent inférieurs à 1 kHz, pour les coupures bas et haut  $p_T$ , en Pb-Pb et Ar-Ar.

##### REMARQUE III :

Des générations complètes d'événements Pb-Pb basées sur le générateur HIJING ont été effectuées pour les cinq classes en centralité suivante : [0,3], [3,6], [6,9], [9,12] et [12,16] fm. Ces simulations ont pour but de vérifier certaines hypothèses faites précédemment et qui sont :

- pour une tranche en centralité quelconque, le taux de production des pions et kaons primaires était supposé être proportionnel au nombre de collisions binaires ;
- les spectres en  $(p_T, \eta)$  des pions et kaons ont un comportement similaire quel que soit le domaine en centralité considéré. Seule la normalisation était supposée différente ;
- les hadrons, autres que les pions et kaons, n'étaient pas pris en considération.

Dans ces conditions, les taux de « trigger » obtenus en fonction de la centralité de la collision, comprenant également la contribution du charme et de la beauté, sont

Taux de « trigger minimum bias »				
Réponse du « trigger » : muons simples				
	$f_{\text{coll}}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	4000	1700	<b>1100</b>	<b>450</b>
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^5$	26000	<b>10000</b>	<b>3000</b>
Réponse du « trigger » : dimuons de signes différents				
	$f_{\text{coll}}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{\text{SD}}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{\text{SD}}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{\text{SD}}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	4000	<b>930</b>	<b>330</b>	<b>65</b>
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^5$	4500	<b>630</b>	<b>73</b>
Réponse du « trigger » : dimuons de même signe				
	$f_{\text{coll}}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{\text{MS}}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{\text{MS}}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{\text{MS}}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	4000	1000	<b>370</b>	<b>68</b>
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^5$	5600	<b>830</b>	<b>86</b>

**TAB. 4.20** – Taux de « trigger » Pb-Pb et Ar-Ar « minimum bias » en fonction de la réponse du « trigger » (muons simples, dimuons de signes différents et dimuons de même signe) et des différents seuils en  $p_{\text{T}}$  du « trigger ». Le nombre de collisions inélastiques par seconde est indiqué à titre de comparaison.

Collision Pb-Pb : $f_{\text{coll}}^{\text{inel}} = 4000$ Hz				
	$\pi/K$	hadrons D	hadrons B	Total
$F_{\text{SD}}^{\text{Apt}}$ (Hz)	750	150	8	930
$F_{\text{SD}}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	200	32	4	330
$F_{\text{SD}}^{\text{Hpt}}$ (Hz)	32	5	1	65
Collision Ar-Ar : $f_{\text{coll}}^{\text{inel}} = 1,5 \times 10^5$ Hz				
	$\pi/K$	hadrons D	hadrons B	Total
$F_{\text{SD}}^{\text{Apt}}$ (Hz)	3300	130	15	4500
$F_{\text{SD}}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	390	28	8	630
$F_{\text{SD}}^{\text{Hpt}}$ (Hz)	48	8	1	73

**TAB. 4.21** – Taux de « trigger » dimuons de signes différents pour chaque contribution (pions et kaons, hadrons charmés et hadrons beaux) et pour les différents seuils en  $p_{\text{T}}$  du « trigger ». Les taux de « trigger » sont donnés pour des collisions Pb-Pb et Ar-Ar « minimum bias ».

HIJING standard : $dN_{ch}/d\eta  _{\eta=0} = 5800$				
	$f_{\text{coll}}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	4000	1700	<b>1100</b>	<b>450</b>
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^5$	26000	<b>10000</b>	<b>3000</b>
HIJING 8000 : $dN_{ch}/d\eta  _{\eta=0} = 8000$				
	$f_{\text{coll}}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{\mu}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	4000	1900	1200	<b>570</b>
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^5$	32000	<b>13000</b>	<b>4000</b>

**TAB. 4.22** – Taux de « trigger » Pb-Pb et Ar-Ar « minimum bias » pour la réponse muon simple en considérant successivement les conditions de simulation HIJING standard et HIJING 8000.

HIJING standard : $dN_{ch}/d\eta  _{\eta=0} = 5800$				
	$f_{\text{coll}}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{\text{SD}}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{\text{SD}}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{\text{SD}}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	4000	930	<b>330</b>	<b>65</b>
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^5$	4500	<b>630</b>	<b>73</b>
HIJING 8000 : $dN_{ch}/d\eta  _{\eta=0} = 8000$				
	$f_{\text{coll}}^{\text{inel}}$ (Hz)	$F_{\text{SD}}^{\text{Apt}}$ (Hz)	$F_{\text{SD}}^{\text{Lpt}}$ (Hz)	$F_{\text{SD}}^{\text{Hpt}}$ (Hz)
Collision Pb-Pb	4000	1100	<b>440</b>	<b>100</b>
Collision Ar-Ar	$1,5 \times 10^5$	6900	<b>1000</b>	<b>120</b>

**TAB. 4.23** – Taux de « trigger » Pb-Pb et Ar-Ar « minimum bias » pour la réponse dimuons de signes différents en considérant successivement les conditions de simulation HIJING standard et HIJING 8000.

montrés sur la figure 4.14. On constate peu de différence pour les taux de « trigger » muons simples, pour lesquels la statistique générée est bonne. Pour les taux de « trigger » dimuons de même signe et dimuons de signes différents, des différences un peu plus importantes sont à noter, qui peuvent être attribuées, au moins en partie, à des fluctuations statistiques. En effet, la probabilité de « trigger » pour les dimuons se déduit directement de la multiplicité des muons simples déclencheurs ( $m_{\mu}$ ) (cf. § 4.4.2.2), qui est très proche entre les deux études (paramétrisations et événements HIJING complets). Par conséquent, on peut en déduire que les taux de « trigger » dimuons devraient rester également proches et que les différences observées sont dues principalement à la faible statistique générée.

#### 4.4.3 Taux d'occupation des chambres de « trigger »

Dans cette partie, les taux d'occupation des chambres de « trigger » seront évalués après l'étape de digitalisation dans le code AliRoot et avec la prise en compte de la coupure en temps de vol de 75 ns. Cette étape permet d'associer les « strips » (bandes

## Collision Pb-Pb

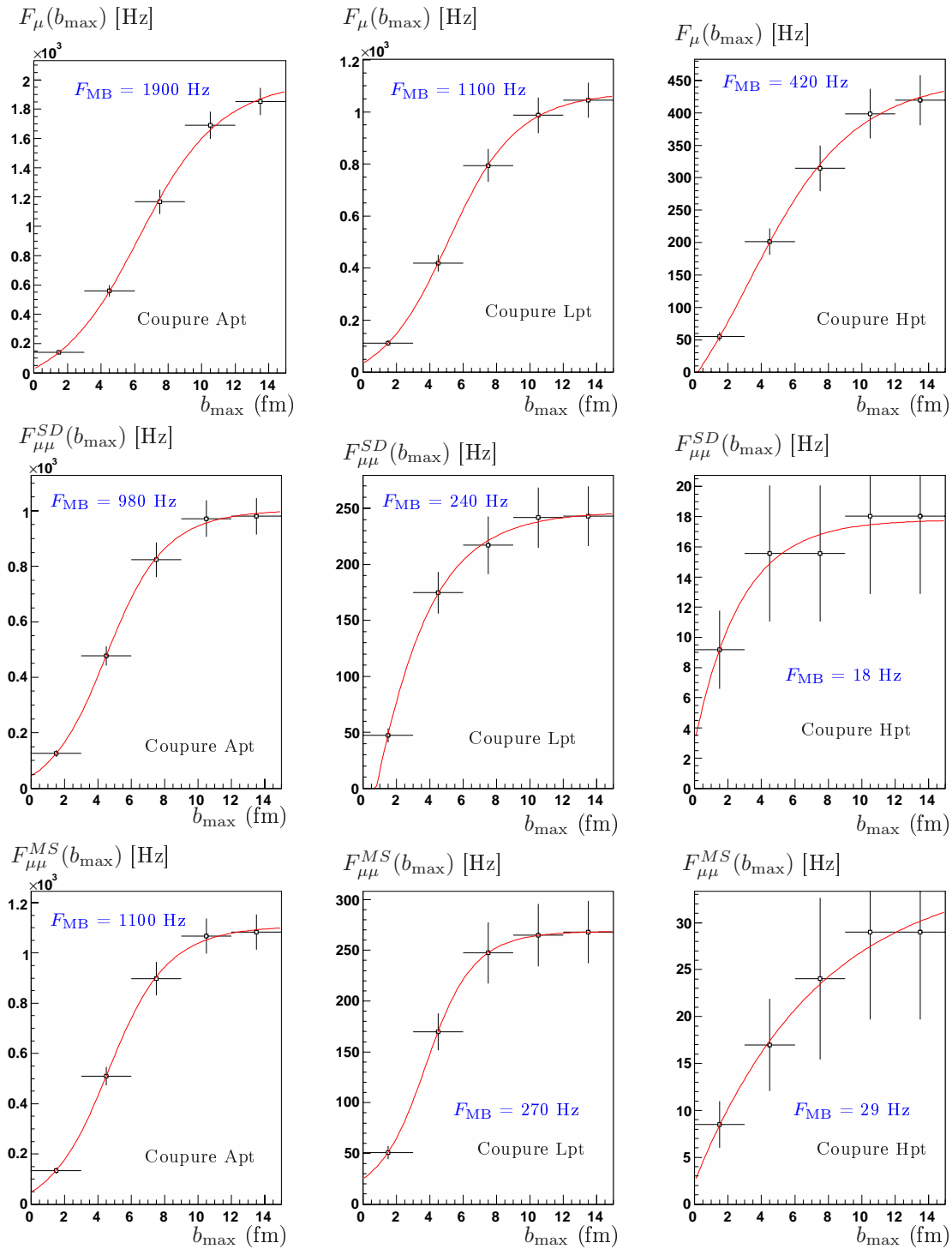


FIG. 4.14 – Taux de « trigger » intégrés ( $b < b_{\max}$ ) pour les muons simples (première ligne), les dimuons de signes différents (deuxième ligne) et les dimuons de même signe (troisième ligne) pour des collisions Pb-Pb et pour les différents seuils en  $p_T$  du « trigger » : sans sélection en  $p_T$  (coupure Apt, première colonne), avec la coupure basse en  $p_T$  (deuxième colonne) et avec la coupure haute en  $p_T$  (troisième colonne). Les taux de « trigger minimum bias » ( $b_{\max}=16$  fm) sont également indiqués. Les conditions utilisées pour le calcul de ces taux de « trigger » sont indiquées dans le texte.

de lecture) correspondant aux « hits » sur les quatre plans du « trigger ».

Les distributions radiales de coups sur le premier des quatre plans du « trigger » lors d'une collision centrale Pb-Pb et Ar-Ar sont montrées sur la figure 4.15.

Quel que soit le système considéré, Pb-Pb ou Ar-Ar, on constate que ces distributions sont piquées au voisinage du blindage de faisceau ( $r \sim 60$  cm). Dans cette région, environ 10 coups sont observés dans une zone de  $\Delta r \simeq 10$  cm lors des collisions centrales Pb-Pb, contre 2 coups lors des collisions centrales Ar-Ar. Les densités radiales de coups sur le premier plan du « trigger » pour des collisions centrales Pb-Pb sont également représentées sur la figure 4.15. Quel que soit le système considéré, cette densité est maximale dans la région proche du blindage de faisceau, où sont implantées les bandes de lecture (« strips ») de 1 cm de largeur pour la segmentation X et 2 cm de largeur pour la segmentation Y. Pour les bandes de 1 cm d'une longueur de 34 cm, on constate en moyenne 0,078 (0,016) coups par collision centrale Pb-Pb (Ar-Ar), soit un taux d'occupation de l'ordre de 7,8% (1,6%). Sachant qu'on dénombre environ 400 ( $1,5 \times 10^4$ ) collisions centrales Pb-Pb (Ar-Ar) par seconde (10% des collisions « minimum bias »), les bandes de lecture de 1 cm ont une fréquence d'occupation maximale d'environ 31,2 Hz (245 Hz), soit un coup toutes les 32 ms (4 ms). Les taux d'occupation maximum et les fréquences maximales d'occupation sont reportées, pour les « strips » de 1 cm et 2 cm, dans le tableau 4.24 pour les collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar.

Dans le cas des collisions Pb-Pb (Ar-Ar) « minimum bias », et pour les « strips » de 1 cm et 2 cm de la zone proche du blindage de faisceau, les fréquences maximales d'occupation sont de l'ordre de 68 Hz (540 Hz) et 280 Hz (2150 Hz), respectivement. Ceci est résumé dans le tableau 4.25. A noter que ces valeurs n'incluent pas la contribution des particules lentes (temps de vol  $> 75$  ns).

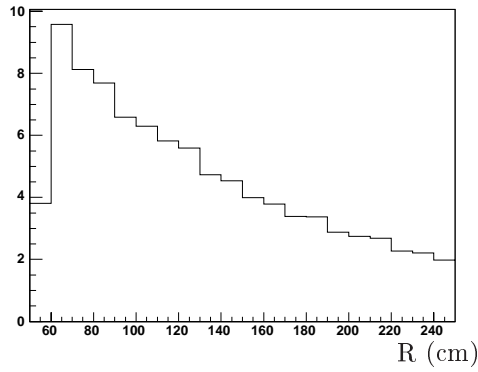
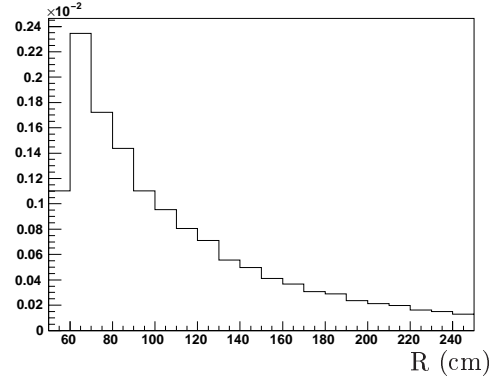
## 4.5 Conclusion

Les principaux enseignements des simulations que nous avons effectuées sont les suivants :

- Pour le  $J/\psi$ , on note une efficacité de détection par le « trigger » dimuons de 71% pour la coupure basse en  $p_T$ . Pour le  $\Upsilon$ , l'efficacité de détection du « trigger » s'élève à 97% et 88% pour les seuils bas et haut  $p_T$  du « trigger », respectivement. Ces efficacités sont calculées avec la condition que les deux muons de désintégration touchent au minimum 3 des 4 plans du « trigger ». On estime à environ  $8,5 \times 10^5$ , le nombre de  $J/\psi$  franchissant la coupure basse en  $p_T$  du « trigger » pour l'équivalent d'un mois de fonctionnement du LHC en Pb-Pb, en condition de luminosité nominale. Dans le même temps, 7800  $\Upsilon$  passeraient la coupure haute en  $p_T$  du « trigger ». Notons que ces valeurs sont proportionnelles à la luminosité et une simple renormalisation permet de prendre en compte l'évolution temporelle de la luminosité du LHC.
- Les taux de « trigger » dimuons de signes opposés bas  $p_T$  « minimum bias » s'élèvent à 330 Hz et à 630 Hz respectivement pour les collisions Pb-Pb et Ar-Ar. Pour la coupure haute en  $p_T$ , ils s'élèvent à 65 Hz et 73 Hz respectivement pour les collisions Pb-Pb et Ar-Ar. Par conséquent, les taux de « trigger » dimuons satisfont les exigences d'ALICE.
- Le comportement poissonnien de la réponse du « trigger » a été vérifié. Ce comportement est fort intéressant car la seule connaissance du nombre moyen de muons qui passent les coupures du « trigger » permet alors de quantifier la probabilité de « trigger » par l'intermédiaire des équations 4.17, 4.18 et 4.22.

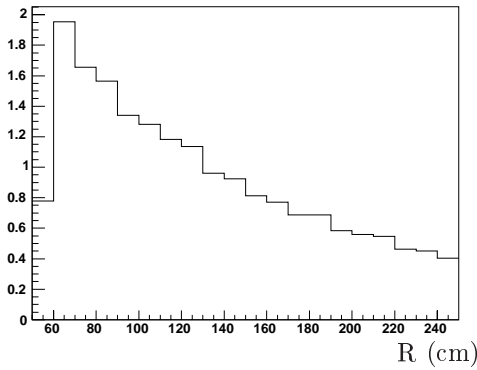
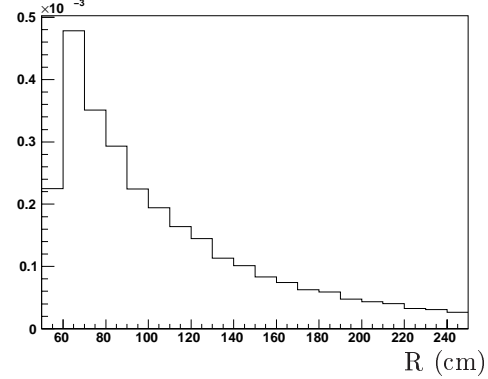
## Collisions centrales Pb-Pb

Nombre de coups/collision

Densité de coups/collision ( $\text{cm}^{-2}$ )

## Collisions centrales Ar-Ar

Nombre de coups/collision

Densité de coups/collision ( $\text{cm}^{-2}$ )

**FIG. 4.15** – Nombre de coups (à gauche) et densité de coups (à droite) sur la première chambre de « trigger » par collision centrale Pb-Pb (en haut) et Ar-Ar (en bas).

Collision centrale Pb-Pb ( $b < 5 fm$ ) : $N_{\text{coll}}^{\text{CC}} = 400 \text{ Hz}$		
	« strips » X : 1 cm $\times$ 34 cm	« strips » Y : 2 cm $\times$ 68 cm
$\tau_{\text{max}}$ (%)	7,8	31,2
$f_{\text{max}}$ (Hz)	31,2	124,8
Collision centrale Ar-Ar ( $b < 3 fm$ ) : $N_{\text{coll}}^{\text{CC}} = 1,5 \times 10^4 \text{ Hz}$		
	« strips » X : 1 cm $\times$ 34 cm	« strips » Y : 2 cm $\times$ 68 cm
$\tau_{\text{max}}$ (%)	1,6	6,4
$f_{\text{max}}$ (Hz)	244,8	979,2

**TAB. 4.24** – Taux d'occupation maximum ( $\tau_{\text{max}}$ ) et fréquence d'occupation maximale ( $f_{\text{max}}$ ) pour des « strips » de 1 cm et 2 cm dans la région proche du blindage de faisceau ( $r \sim 60 \text{ cm}$ ) et pour des collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar. Le nombre de collisions centrales par seconde ( $N_{\text{coll}}^{\text{CC}}$ ) est également indiqué.

Collision « minimum bias » Pb-Pb : $N_{\text{coll}}^{\text{MB}} = 4000$ Hz		
	« strips » X : 1 cm $\times$ 34 cm	« strips » Y : 2 cm $\times$ 68 cm
$f_{\text{max}}^{\text{MB}}$ (Hz)	68	280
Collision « minimum bias » Ar-Ar : $N_{\text{coll}}^{\text{MB}} = 1,5 \times 10^5$ Hz		
	« strips » X : 1 cm $\times$ 34 cm	« strips » Y : 2 cm $\times$ 68 cm
$f_{\text{max}}^{\text{MB}}$ (Hz)	540	2150

**TAB. 4.25** – *Fréquences maximales d'occupation ( $f_{\text{max}}$ ), pour des « strips » de 1 cm et 2 cm, dans la région proche du blindage de faisceau ( $r \sim 60$  cm) et pour des collisions « minimum bias » Pb-Pb et Ar-Ar. Le nombre de collisions « minimum bias » par seconde ( $N_{\text{coll}}^{\text{MB}}$ ) est également indiqué.*

- Pour les collisions Ar-Ar (Pb-Pb) « minimum bias », on s'attend à une fréquence maximale d'occupation, pour les « strips » proches de la région du blindage de faisceau, de l'ordre de quelques kHz (quelques centaines de Hz).

La principale incertitude sur les taux de « trigger » estimés dans le cadre de ce travail de thèse réside dans la connaissance de la multiplicité des pions et kaons. Seuls les premiers faisceaux noyau-noyau du LHC permettront de quantifier précisément cette multiplicité.

Cette étude va permettre d'élaborer un premier scénario d'acquisition pour la physique des muons (« trigger » dimuons de signes différents, « trigger » dimuons de même signe, « trigger » muons simples) ou associant les « trigger » de différents sous détecteurs d'ALICE (centralité, « trigger » diélectrons...).





# Chapitre 5

## Extraction des taux de production des états Upsilon

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Motivations</b>	<b>125</b>
<b>5.2</b>	<b>Génération des spectres en masse</b>	<b>126</b>
5.2.1	Sources de muons	126
5.2.2	Réponse du détecteur	126
5.2.3	Coupages et sélections	127
5.2.4	Spectre en masse des dimuons de signes opposés	127
<b>5.3</b>	<b>Extraction des taux de production</b>	<b>130</b>
5.3.1	Extraction des taux de production des états Upsilon	131
5.3.2	Extraction simultanée des taux de production du charme corrélié, de la beauté corrélée et des quarkonia	135
<b>5.4</b>	<b>Étude de la suppression des états Upsilon</b>	<b>142</b>
5.4.1	Introduction	142
5.4.2	Présentation du modèle	145
5.4.3	$\Upsilon'/\Upsilon$ en fonction de la centralité	146
<b>5.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>147</b>

---

Dans ce chapitre, je vais présenter une méthode d'extraction des taux de production des états Upsilon. Ces taux de production, attendus pour un mois d'acquisition de collisions Pb-Pb, seront extraits à partir du spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés pour cinq classes en centralité et pour les collisions sans critère en centralité (« minimum bias »). Nous commencerons par recenser les différentes sources de muons, puis décrire les coupures appliquées sur les muons générés. Ensuite, nous montrerons comment reconstruire et normaliser le spectre en masse des dimuons de signes opposés. Finalement, nous présenterons la procédure d'extraction des taux de production des états Upsilon attendus pour un mois d'acquisition de collisions Pb-Pb.

### 5.1 Motivations

Dans les collisions Pb-Pb, la formation des états Upsilon ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ), états liés  $b\bar{b}$  de haute masse, est sensible à la phase de plasma de quarks et de gluons (QGP). En effet, l'écrantage de couleur, phénomène prédit dans le cadre de la théorie de la chromodynamique quantique (QCD), peut entraîner une suppression de la production

des états Upsilon lorsque le milieu créé est un milieu déconfiné (QGP) si la température du milieu est supérieure à la température de dissociation de l'état Upsilon considérée. La température de dissociation d'un quarkonia est la température à partir de laquelle il devient impossible de former un quarkonia.

## 5.2 Génération des spectres en masse

### 5.2.1 Sources de muons

Dans le domaine en masse  $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ , les états Psi ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ), les états Upsilon ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ), le charme ouvert, la beauté ouverte et les pions et kaons constituent les principales sources de muons aux énergies du LHC. La génération de ces particules est décrite dans la section 4.3. Les muons provenant de la désintégration des pions et kaons sont générés suivant des paramétrisations à 2 dimensions en  $(p_T, \eta)$ , obtenues avec le générateur Monte-Carlo HIJING en tenant compte des effets de transport des pions et kaons dans les absorbeurs. Le charme corrélé et la beauté corrélée sont générés via le générateur Monte-Carlo PYTHIA, dont les paramètres ont été ajustés de manière à reproduire le plus fidèlement possible les résultats de QCD perturbative au « Next to Leading Order » [105, 106, 116]. Les distributions en impulsion transverse des quarkonia, issues des mesures de l'expérience CDF [110, 111] (collision  $p\bar{p}$  à 1,8 TeV), ont été extrapolées aux énergies du LHC par S. Grigoryan [112] (collisions Pb-Pb à 5,5 TeV). Les distributions en rapidité pour les quarkonia sont issues du modèle d'évaporation de couleur et ont été fournies par R. Vogt [93].

### 5.2.2 Réponse du détecteur

La réponse du détecteur a été obtenue au moyen de simulations dites « rapides ». Les effets liés au détecteur, efficacités, résolution, acceptance, perte d'énergie et « smearing », sont évalués directement dans l'environnement d'analyse Aliroot à partir de paramétrisations qui dépendent à la fois de la charge et des caractéristiques cinématiques du muon ( $p_T, \theta, \phi$ ). Elles dépendent également de la centralité de la collision car plus la collision est centrale, plus la multiplicité sur les systèmes de trajectographie et de déclenchement est importante et moins les systèmes sont efficaces et plus la résolution se détériore. Ces paramétrisations ont été obtenues à partir d'une simulation complète du transport des muons dans le spectromètre à muons.

Précisons les définitions de trois termes importants issus de ces simulations « rapides » :

- l'efficacité de reconstruction des traces avec le trajectographe à muons ( $\epsilon_{\text{Tk}}$ ) définie comme le pourcentage de traces reconstruites, parmi les traces qui touchent au minimum 1 plan sur 2 pour chacune des trois premières chambres du trajectographe et 3 plans sur 4 pour l'ensemble des stations 4 et 5;
- l'efficacité du système de déclenchement ( $\epsilon_{\text{Tr}}^{\text{Hpt}}$ ) définie comme le pourcentage de muons qui passent la coupure haute en  $p_T$  du « trigger », parmi les muons qui touchent au minimum 3 plans sur 4;
- le facteur d'acceptance géométrique ( $\alpha_{\text{acc}}$ ) défini comme le pourcentage de muons qui touchent 1 plan sur 2 pour les stations 1-3 du trajectographe, 3 plans sur 4 pour les stations 4-5 du trajectographe et 3 plans sur 4 du « trigger » parmi les muons générés dans  $4\pi$ .

Tous ces effets liés au détecteur sont regroupés dans un poids  $w$  qui est appliqué sur chacun des muons générés comme suit :

$$w(b : q, p_T, \theta, \phi) = \alpha_{\text{acc}} \times \epsilon_{\text{Tk}} \times \epsilon_{\text{Tr}}^{\text{Hpt}} \quad (5.1)$$

où  $b$  représente la centralité de collision et  $q$  la charge de la trace reconstruite. Le poids d'un dimuon s'obtient comme le produit des poids de chacun des muons.

Dans le cas de collisions Pb-Pb centrales, les facteurs moyens d'acceptance géométrique ( $\bar{\alpha}_{\text{acc}}$ ), d'efficacité du trajectographe ( $\bar{\epsilon}_{\text{Tk}}$ ) et d'efficacité du « trigger » ( $\bar{\epsilon}_{\text{Tr}}^{\text{Hpt}}$ ) ainsi que le poids total moyen ( $\bar{w}$ ) sont reportés dans le tableau 5.1, pour les dimuons provenant des quarkonia et des paires corrélées de quarks lourds (beauté et charme).

	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$	$J/\psi$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$\bar{\alpha}_{\text{acc}}$	0,0067	0,018	0,044	0,045	0,045	0,045	0,045
$\bar{\epsilon}_{\text{Tk}}$	0,409	0,586	0,78	0,82	0,89	0,89	0,89
$\bar{\epsilon}_{\text{Tr}}^{\text{Hpt}}$	0,013	0,084	0,26	0,35	0,92	0,93	0,93
$\bar{w} (\times 10^{-3})$	0,036	0,886	9,12	13,03	36,8	37,2	37,2

**TAB. 5.1** – Facteurs moyens d'acceptance géométrique ( $\bar{\alpha}_{\text{acc}}$ ), d'efficacité du trajectographe ( $\bar{\epsilon}_{\text{Tk}}$ ) et d'efficacité du « trigger » ( $\bar{\epsilon}_{\text{Tr}}^{\text{Hpt}}$ ) et poids total moyen ( $\bar{w}$ ) pour les dimuons provenant des quarkonia et des paires corrélées de quarks lourds, dans le cas de collisions centrales Pb-Pb. Ces nombres ont été obtenus à partir de simulations rapides dans l'environnement d'analyse Aliroot.

### 5.2.3 Coupures et sélections

Pour cette étude de la région des hautes masses, seuls les événements sélectionnés par la coupure haute ( $p_T \simeq 2 \text{ GeV}/c$ ) en impulsion transverse du « trigger » du spectromètre à muons ont été considérés. De plus, une coupure additionnelle sur l'impulsion transverse,  $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ , a été appliquée sur chacun des muons, après l'étape du « smearing » en impulsion de manière à réduire le bruit de fond hadronique ( $\pi/K$ ) qui représente la source principale de muons dans ce domaine des impulsions transverses.

### 5.2.4 Spectre en masse des dimuons de signes opposés

Une fois les poids (réponse du détecteur) et les coupures appliquées sur tous les muons générés, le spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés est reconstruit pour cinq classes en centralité Pb-Pb et pour les collisions Pb-Pb sans critère en centralité (« minimum bias »). Les cinq classes en centralité utilisées lors de cette étude sont les suivantes :  $b \in [0, 3], [3, 6], [6, 9], [9, 12], [12, 16] \text{ fm}$ . Le spectre en masse des dimuons de signes opposés s'obtient en sommant les spectres en masse des dimuons issus des trois composantes suivantes : les quarkonia, le continuum non-corrélé et le continuum corrélé.

Notons que dans l'ensemble de cette étude, aucun effet de milieu nucléaire (absorption et suppression nucléaire, perte d'énergie des quarks,...) autre que le « shadowing » n'est introduit.

### 5.2.4.1 Les quarkonia

Concernant les quarkonia, la masse invariante de chaque dimuon est reconstruite après coupure et pondération sur chacun des muons générés. Cinq spectres en masse invariante sont alors reconstruits pour chaque état Upsilon et pour chaque état Psi, chacun correspondant à une classe en centralité. Ces derniers sont ensuite renormalisés à un mois de collisions Pb-Pb en fonction de la classe de centralité considérée comme suit :

$$W_\alpha(b) = \frac{\mathcal{N}_\alpha^{\text{PbPb}}(b)}{\mathcal{N}_\alpha^{\text{gener}}} \quad (5.2)$$

où  $\mathcal{N}_\alpha^{\text{gener}}$  représente le nombre de quarkonia de type  $\alpha$  ( $\alpha = \Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'', J/\psi, \psi'$ ) généré dans  $4\pi$ . Le terme  $\mathcal{N}_\alpha^{\text{PbPb}}(b)$  représente le nombre de quarkonia reconstruit avec le spectromètre à muons en un mois de collisions Pb-Pb. Ce terme s'écrit comme suit :

$$\mathcal{N}_\alpha^{\text{PbPb}}(b) = f_{\text{coll}}(b) \cdot T^{\text{PbPb}}(b) \cdot \sigma_{\text{pp} \rightarrow \alpha} \cdot C_{\text{sh}}^\alpha(b) \cdot \mathcal{BR}_{\alpha \rightarrow \mu^+ \mu^-} \cdot \Delta\tau \quad (5.3)$$

où  $f_{\text{coll}}$  est le nombre moyen de collisions Pb-Pb pour une classe en centralité donnée. L'extrapolation aux collisions Pb-Pb s'effectue avec le terme  $T^{\text{PbPb}}$  qui est la fonction de recouvrement nucléaire pour les collisions Pb-Pb donnée par le modèle de Glauber (cf. annexe A). Les sections efficaces proton-proton à  $\sqrt{s_{NN}}=5.5$  TeV,  $\sigma_{\text{pp} \rightarrow \alpha}$ , sont calculées avec le modèle d'évaporation de couleur pour les quarkonia [93], et avec des calculs de QCD perturbative au « Next to Leading Order » pour le charme ouvert et la beauté ouverte [105], dont les valeurs sont resumées dans le tableau 5.2. Le terme  $C_{\text{sh}}^\alpha$  est le facteur d'écrantage nucléaire « EKS98 » [107], appelé « shadowing », dont la dépendance à la centralité suit la fonction suivante [113] :

$$C_{\text{sh}}^\alpha(b) = C_{\text{sh}}^\alpha(0) + (1 - C_{\text{sh}}^\alpha(0)) \times \left(\frac{b}{16}\right)^4 \quad (5.4)$$

où  $C_{\text{sh}}^\alpha(0)$  représente le facteur d'écrantage nucléaire à paramètre d'impact nul ( $b = 0$ ). La valeur de ce paramètre, pour les quarkonia et les quarks lourds, est donnée dans le tableau 5.2. Le terme  $\mathcal{BR}_{\mu^+ \mu^-}$  représente le rapport d'embranchement en dimuon de signes opposés.  $\Delta\tau$  est le temps d'acquisition en Pb-Pb fixé à  $10^6$  s.

$\alpha$	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$	$J/\psi$	$\psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$\sigma_{\text{pp} \rightarrow \alpha} (\mu\text{b})$	6640	210	31	4,68	0,501	0,246	0,100
$C_{\text{sh}}^\alpha(0)$	0,65	0,84	0,60	0,60	0,76	0,76	0,76

**TAB. 5.2** – Section efficace proton-proton ( $\sigma_{\text{pp} \rightarrow \alpha}$ ) et facteur d'écrantage nucléaire EKS98 ( $C_{\text{sh}}^\alpha(0)$ ) dans les collisions Pb-Pb à paramètre d'impact nul à  $\sqrt{s_{NN}}=5.5$  TeV, pour les quarks lourds, les états Psi et les états Upsilon [93, 105].

### 5.2.4.2 Le continuum corrélé

Une fois la paire  $c\bar{c}$  hadronisée en une paire  $D\bar{D}$ , cette dernière peut se désintégrer en une paire de muons corrélés de signes opposés comme suit :

$$c + \bar{c} \longrightarrow D + \bar{D} \quad (5.5)$$

avec

$$\begin{cases} D & \longrightarrow \mu^+ + X \\ \bar{D} & \longrightarrow \mu^- + X' \end{cases}$$

où  $D$  et  $\bar{D}$  représentent, respectivement, les hadrons charmés ( $D^+$ ,  $D^0$ ,  $D_s^+$ ,  $\Lambda_c^+$ ) et les hadrons anti-charmés ( $D^-$ ,  $\bar{D}^0$ ,  $D_s^-$ ,  $\Lambda_c^-$ ).

Une fois la paire dimuon corrélée reconstruite, un poids est appliqué sur le dimuon correspondant au rapport d'embranchement de la paire  $D\bar{D}$  en dimuon qui s'écrit :

$$\mathcal{BR}_{\mu^+\mu^-} = \mathcal{BR}_{D \rightarrow \mu^+ + X} \times \mathcal{BR}_{\bar{D} \rightarrow \mu^- + X'} \quad (5.6)$$

De même, pour la beauté, après l'hadronisation de la paire de quarks  $b\bar{b}$  en une paire de hadrons  $B\bar{B}$ , où  $B$  et  $\bar{B}$  représentent respectivement les hadrons beaux ( $B^-$ ,  $B^0$ ,  $B_s^0$ ,  $\Lambda_b^0$ ) et les anti-hadrons beaux ( $B^+$ ,  $B^0$ ,  $B_s^0$ ,  $\Lambda_b^0$ ). Cette paire peut ensuite se désintégrer en une paire de muons corrélés de signes opposés via les quatre canaux de désintégration suivant :

- **le canal  $BD$**  : les deux muons de signes opposés proviennent de la désintégration en cascade du même hadron beau ( $B \rightarrow D + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  avec  $D \rightarrow \mu^+ + X$ ). Le poids appliqué sur le dimuon est de la forme suivante :

$$\mathcal{BR}_{\mu^+\mu^-}^{BD} = \mathcal{BR}_{B \rightarrow D + \mu^- + \bar{\nu}_\mu} \times \mathcal{BR}_{D \rightarrow \mu^+ + X} \quad (5.7)$$

- **le canal  $\bar{B}\bar{D}$**  : les deux muons de signes opposés proviennent de la désintégration en cascade du même anti-hadron beau ( $\bar{B} \rightarrow \bar{D} + \mu^+ + \nu_\mu$  avec  $\bar{D} \rightarrow \mu^- + X$ ). Le poids appliqué sur le dimuon est de la forme suivante :

$$\mathcal{BR}_{\mu^+\mu^-}^{\bar{B}\bar{D}} = \mathcal{BR}_{\bar{B} \rightarrow \bar{D} + \mu^+ + \nu_\mu} \times \mathcal{BR}_{\bar{D} \rightarrow \mu^- + X} \quad (5.8)$$

- **le canal  $B\bar{B}$**  : les deux muons proviennent de la désintégration des deux hadrons beaux primaires ( $B \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + X$  et  $\bar{B} \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + X'$ ). Le poids appliqué est le suivant :

$$\mathcal{BR}_{\mu^+\mu^-}^{B\bar{B}} = \mathcal{BR}_{B \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + X} \times \mathcal{BR}_{\bar{B} \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + X'} \quad (5.9)$$

- **le canal  $D\bar{D}$**  : les deux muons proviennent de la désintégration en cascade de deux hadrons charmés issus de la désintégration des deux hadrons beaux primaires. Le poids appliqué sur le dimuon s'écrit comme suit :

$$\mathcal{BR}_{\mu^+\mu^-}^{D\bar{D}} = [\mathcal{BR}_{B \rightarrow D + X} \times \mathcal{BR}_{D \rightarrow \mu^+ + X'}] \times [\mathcal{BR}_{\bar{B} \rightarrow \bar{D} + X'} \times \mathcal{BR}_{\bar{D} \rightarrow \mu^- + X'}] \quad (5.10)$$

Une fois cette pondération effectuée pour toutes les paires de muons provenant de la beauté ou du charme corrélé, les spectres en masse des dimuons corrélés de signes opposés provenant du charme corrélé ( $\alpha = c\bar{c}$ ) ou de la beauté corrélée ( $\alpha = b\bar{b}$ ) sont reconstruits pour les cinq classes en centralité considérée, puis normalisés globalement comme suit :

$$W_\alpha(b) = \frac{\mathcal{N}_\alpha^{\text{PbPb}}(b)}{\mathcal{N}_\alpha^{\text{gener}}} \quad (5.11)$$

où  $\mathcal{N}_\alpha^{\text{gener}}$  est le nombre de paire  $c\bar{c}$  ( $\alpha = c\bar{c}$ ) ou  $b\bar{b}$  ( $\alpha = b\bar{b}$ ) généré dans  $4\pi$ . Le terme,  $\mathcal{N}_\alpha^{\text{PbPb}}(b)$ , représente le nombre de paires  $c\bar{c}$  ( $\alpha = c\bar{c}$ ) ou  $b\bar{b}$  ( $\alpha = b\bar{b}$ ) reconstruites avec le spectromètre à muons durant un mois de collisions Pb-Pb. Ce terme s'écrit comme suit :

$$\mathcal{N}_\alpha^{\text{PbPb}}(b) = f_{\text{coll}}(b) \cdot T^{\text{PbPb}}(b) \cdot \sigma_{\text{pp} \rightarrow \alpha} \cdot C_{\text{sh}}^\alpha(b) \cdot \Delta\tau \quad (5.12)$$

Les sections efficaces proton-proton à  $\sqrt{s_{NN}}=5.5$  TeV,  $\sigma_{\text{pp} \rightarrow \alpha}$ , sont obtenues par des calculs de QCD perturbative au « Next to Leading Order » pour le charme ouvert et la beauté ouverte [105]. Leurs valeurs sont resumées dans le tableau 5.2. Les autres termes de l'équation 5.12 sont explicités dans la partie précédente 5.2.4.1.

### 5.2.4.3 Le continuum non-corrélé

Une fois les muons des différentes sources générés et les poids et coupures appliqués, ces muons sont combinés par paires de façon à reconstruire le spectre en masse invariante des dimuons non-corrélés. Seuls les muons de désintégration des quarkonia n'ont pas fait l'objet de combinaisons avec ceux des autres sources, car leur contribution est négligeable, comme discuté au chapitre 4. Voici, les différentes combinaisons possibles :

- **Combinaison HH** : les 2 muons proviennent de la désintégration de pions ou kaons ;
- **Combinaison DD** : les 2 muons proviennent de la désintégration de deux hadrons charmés issus de deux paires  $c\bar{c}$  différentes ;
- **Combinaison BB** : les 2 muons proviennent de la désintégration de deux hadrons beaux issus de deux paires  $b\bar{b}$  différentes ;
- **Combinaison HD** : 1 muon provient de la désintégration d'un pion ou kaon et l'autre muon de la désintégration d'un hadron charmé ;
- **Combinaison HB** : 1 muon provient de la désintégration d'un pion ou kaon et l'autre muon de la désintégration d'un hadron beau ;
- **Combinaison BD** : 1 muon provient de la désintégration d'un hadron charmé et l'autre muon de la désintégration d'un hadron beau. Ils sont issus de deux paires de quarks différentes.

Pour chaque combinaison possible, le spectre en masse des dimuons non-corrélés est reconstruit, puis normalisé en fonction de la classe en centralité considérée comme suit :

$$W_{\alpha\beta}(b) = f_{\text{coll}}(b) \cdot \Delta\tau \times \frac{\mathcal{N}_{\alpha \rightarrow \mu^+}^{\text{PbPb}}(b) \cdot \mathcal{N}_{\beta \rightarrow \mu^-}^{\text{PbPb}}(b)}{\mathcal{N}_{\mu^+\mu^-}^{\text{gener}}} \quad (5.13)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  correspondent aux différentes contributions au continuum non-corrélé ( $\pi/K$ , charme ou beauté). Le terme  $\mathcal{N}_{\mu^+\mu^-}^{\text{gener}}$  représente le nombre total de dimuons de signes opposés générés. Le terme  $f_{\text{coll}}(b) \cdot \Delta\tau$  est le nombre de collisions Pb-Pb pour un mois d'acquisition. Les termes  $\mathcal{N}_{\alpha \rightarrow \mu^+}^{\text{PbPb}}(b)$  et  $\mathcal{N}_{\beta \rightarrow \mu^-}^{\text{PbPb}}(b)$  représentent respectivement le nombre moyen de muons positifs et négatifs produit lors d'une collision Pb-Pb pour une centralité donnée. Ces muons proviennent soit de la désintégration des pions et kaons ( $\alpha, \beta = \pi/K$ ), soit des hadrons charmés ( $\alpha, \beta = \text{charme}$ ) ou soit des hadrons beaux ( $\alpha, \beta = \text{beauté}$ ). Ce terme s'écrit de la manière suivante :

$$\mathcal{N}_{\gamma}^{\text{PbPb}}(b) = T^{\text{PbPb}}(b) \cdot \sigma_{\text{pp} \rightarrow \alpha, \beta} \cdot C_{\text{sh}}^{\alpha, \beta}(b) \cdot \mathcal{BR}_{\gamma} \quad (5.14)$$

où le terme  $\gamma$  correspond soit à la désintégration en un muon positif ( $\gamma = \alpha \rightarrow \mu^+$ ), soit à la désintégration en un muon négatif ( $\gamma = \beta \rightarrow \mu^-$ ). Dans le cas des pions et des kaons, le terme  $\mathcal{BR}_{\gamma}$  ne correspond pas au rapport de branchement en muons ; mais est égal à la fraction de muons issus de la désintégration des pions et kaons avant l'absorbeur plus la fraction de muons qui proviennent de l'interaction des pions et kaons dans l'absorbeur. Une fois les spectres reconstruits et normalisés pour chacune des six combinaisons possibles, ils sont ensuite sommés pour obtenir finalement le spectre total en masse des dimuons non-corrélés de signes opposés.

## 5.3 Extraction des taux de production

Après normalisation de chacune des composantes, les spectres (continuum corrélé, continuum non-corrélé et quarkonia) sont sommés de manière à obtenir le spectre total

en masse des dimuons (corrélé + non-corrélé), et ceci pour chacune des cinq classes en centralité. L'histogramme obtenu est montré sur la figure 5.1, dans le cas des collisions centrales Pb-Pb. La statistique générée étant plus importante que celle attendue, les fluctuations statistiques de ce spectre sont générées « bin » à « bin » en effectuant un tirage aléatoire poissonnien autour de la valeur centrale générée. Le continuum non-corrélé peut ensuite être soustrait en utilisant les deux méthodes suivantes :

- la méthode des dimuons de mêmes signes (« like-sign ») : on utilise le spectre des dimuons de même signe pour quantifier la contribution non-corrélée au spectre des dimuons de signes opposés. En effet, le continuum non-corrélé peut être estimé de la manière suivante :

$$\mathcal{N}_{+-}^{\text{non-cor}} = 2\mathcal{R}\sqrt{\mathcal{N}_{++} \times \mathcal{N}_{--}} \quad (5.15)$$

où  $\mathcal{N}_{++}$  ( $\mathcal{N}_{--}$ ) est le nombre de paires de muons de signes ++ (—). Le paramètre  $\mathcal{R}$  tient compte d'une possible asymétrie dans la détection des particules chargées [117, 118].

- la méthode du mélange d'événements (« event mixing ») : deux muons de signes opposés sont tirés aléatoirement dans deux collisions différentes, assurant ainsi la non-corrélation du dimuon. En reconstruisant la masse invariante de ce dimuon, puis en répétant la procédure un certain nombre de fois, on reconstruit ainsi le continuum en masse invariante non-corrélé [118].

Pour cette étude, une soustraction parfaite du continuum non-corrélé a été supposée. Sous cette hypothèse, l'erreur statistique dans chaque « bin » du spectre des dimuons corrélés est donnée par l'expression suivante :

$$\sigma_{\text{cor}} = \sqrt{\mathcal{N}_{\text{bin tot}}} \quad (5.16)$$

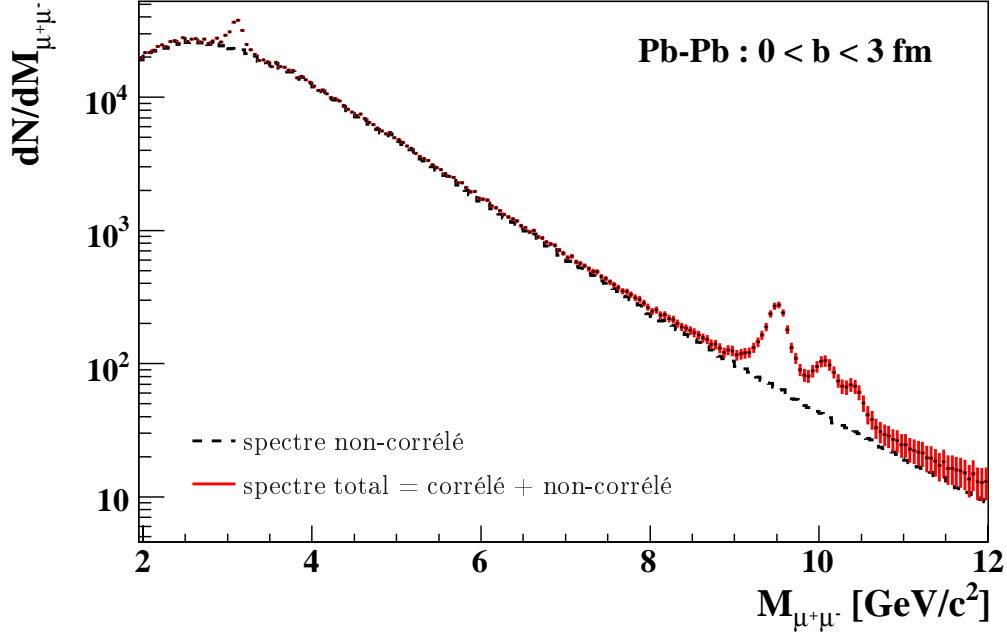
où  $\mathcal{N}_{\text{bin tot}}$  est le nombre d'entrées dans chaque « bin » du spectre total en masse des dimuons (corrélés + non-corrélés).

Dans un premier temps, seuls les taux de production des états Upsilon ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ) seront extraits à partir d'un ajustement global du spectre en masse des dimuons corrélés dans le domaine des hautes masses ( $M_{\mu^+\mu^-} > 4 \text{ GeV}/c^2$ ). Dans un second temps, les taux de production de toutes les composantes du spectre en masse des dimuons corrélés (beauté corrélée, charme corrélé, états Psi, états Upsilon) seront extraits via un ajustement global du spectre en masse des dimuons corrélés sur tout le domaine en masse ( $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ ).

### 5.3.1 Extraction des taux de production des états Upsilon

Après soustraction du continuum non-corrélé, les taux de production des états Upsilon ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ) sont extraits à partir d'un ajustement global du spectre en masse des dimuons corrélés. Cet ajustement global correspond à une minimisation du  $\chi^2$  entre ce spectre et une fonction de forme. La fonction de forme choisie pour extraire les taux de production des états Upsilon dans la région des hautes masses ( $M_{\mu^+\mu^-} > 4 \text{ GeV}/c^2$ ) est la somme d'une fonction exponentielle décrivant le continuum corrélé (charme + beauté) et de trois Breit-Wigner modifiées représentant chacune un des trois états Upsilon. Une Breit-Wigner modifiée a été préférée à une fonction résultant de la convolution d'une gaussienne par une Landau [64], car cette dernière ajuste correctement le spectre en masse des dimuons provenant des états Upsilon uniquement au voisinage du pic des états Upsilon. La Breit-Wigner modifiée reproduit convenablement la queue à basse masse comme on peut le voir sur la figure 5.2 dans le cas du Upsilon. Cette queue à





**FIG. 5.1** – Spectre en masse des dimuons non-corrélés de signes opposés (en noir) et spectre total en masse des dimuons de signes opposés regroupant les composantes non-corrélée et corrélée (en rouge). Ces deux spectres sont normalisés à un mois de collisions centrales Pb-Pb.

basse masse est due aux fluctuations de la perte d'énergie des muons par interaction coulombienne durant leur traversée de l'absorbeur frontal. La Breit-Wigner modifiée est paramétrée de la manière suivante pour chaque état Upsilon  $i$  :

$$\frac{dF^i}{dM_{\mu\mu}} = \frac{dG^i}{dM_{\mu\mu}} \cdot \frac{\Gamma_i^2}{\Gamma_i^2 + (M_{\mu\mu} - M_i)^2} \quad (5.17)$$

où la fonction  $dG^i/dM_{\mu\mu}$  est une fonction polynomiale à cinq degrés de liberté qui s'écrit comme suit :

$$\frac{dG^i}{dM_{\mu\mu}} = \alpha_0^i \cdot \frac{1 + \alpha_1^i(M_{\mu\mu} - M_i)}{[\Gamma_i^2 + (M_{\mu\mu} - M_i)^2]^{\alpha_2^i}} \quad (5.18)$$

où  $\alpha_0^i, \alpha_1^i, \alpha_2^i, M_i$  et  $\Gamma_i$  sont les cinq paramètres libres de la fonction de forme ( $dF^i/dM_{\mu\mu}$ ). Le paramètre  $\alpha_0^i$  correspond à la normalisation de cette fonction. Cet ajustement avec une Breit-Wigner modifiée est montrée sur la figure 5.2 pour le  $\Upsilon$  et sur la figure 5.3 pour les états Upsilon seuls. Les paramètres de forme ( $\alpha_1^i, \alpha_2^i, M_i, \Gamma_i$ ) de cet ajustement sont reportés dans le tableau 5.3, pour les trois états Upsilon ( $i = \Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$ ).

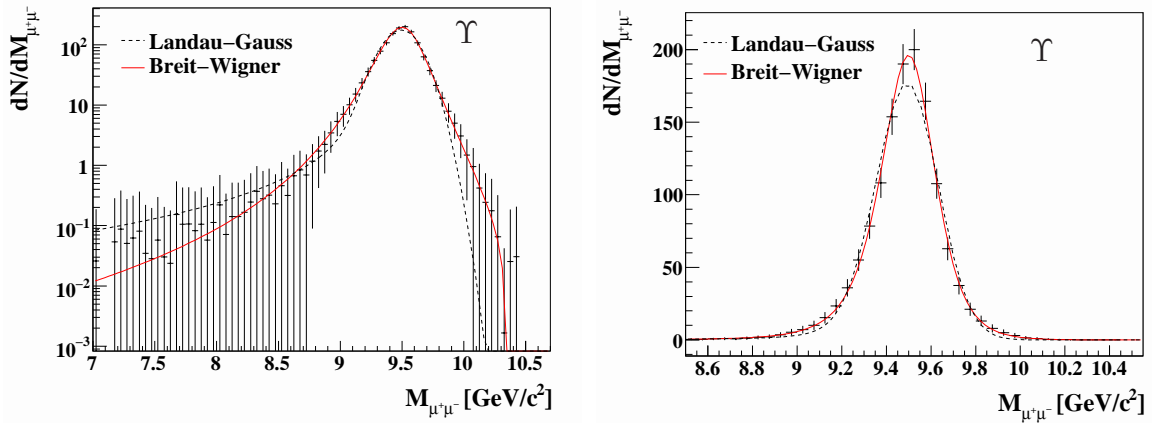
L'exponentielle utilisée pour décrire le continuum corrélé s'écrit :

$$\frac{dF^{\text{corr}}}{dM_{\mu\mu}} = \beta_0 \times \exp(-\beta_1 M_{\mu\mu}) \quad (5.19)$$

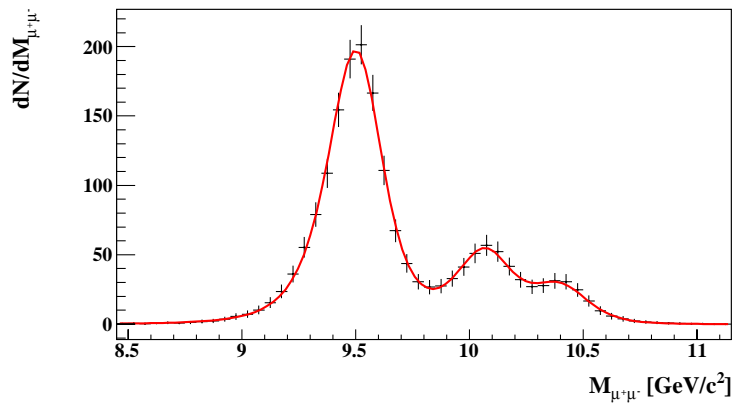
où  $\beta_0$  et  $\beta_1$  sont les deux paramètres libres de cette fonction de forme. Le paramètre  $\beta_1$  décrit la forme du continuum corrélé. Celui-ci est fixé par un ajustement du spectre en masse des dimuons corrélés dans le domaine en masse  $4 < M_{\mu^+\mu^-} < 8$  et  $11 < M_{\mu^+\mu^-} < 12$  GeV/c<sup>2</sup> où seuls le charme et la beauté corrélés contribuent. Cet ajustement, montré figure 5.4, donne  $\beta_1 = 5,99 \times 10^{-1}[\text{GeV}/c^2]^{-1}$ .

$i$	$\alpha_1^i$	$\alpha_2^i$	$M_i$	$\Gamma_i$
$\Upsilon$	-1,21	1,38	9,51	0,246
$\Upsilon'$	-1,09	1,30	10,08	0,247
$\Upsilon''$	$-9,45 \times 10^{-1}$	1,28	10,41	0,254

**TAB. 5.3** – Valeurs des paramètres d'ajustement de la fonction de forme pour les états Upsilon. Les valeurs des paramètres sont calculées pour des masses exprimées en  $\text{GeV}/c^2$ .

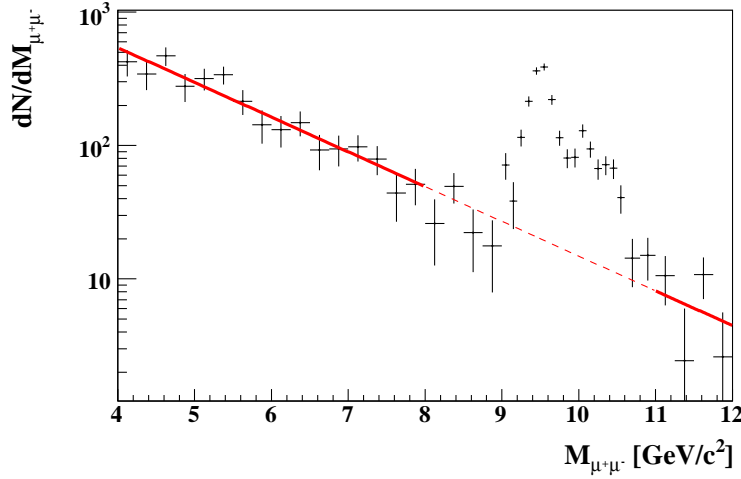


**FIG. 5.2** – Ajustement de la forme du Upsilon avec une Breit-Wigner modifiée (ligne rouge continue) et une convolution d'une Landau avec une Gaussienne (ligne noire discontinue) en échelle linéaire (à droite) et logarithmique (à gauche). Les fonctions de forme utilisées pour le Upsilon sont définies dans le texte.



**FIG. 5.3** – Ajustement de la forme des états Upsilon. La fonction de forme utilisée pour chaque état Upsilon est définie dans le texte.

La fonction de forme a finalement quatre paramètres libres ( $\alpha^{\text{corr}}$ ,  $\alpha^\Upsilon$ ,  $\alpha^{\Upsilon'}$ ,  $\alpha^{\Upsilon''}$ ) correspondant à la normalisation de chacune des composantes du spectre des dimuons



**FIG. 5.4** – Ajustement de la forme du continuum corrélé (charme + beauté) avec une fonction exponentielle dans le domaine en masse invariante  $4 < M_{\mu^+\mu^-} < 8$  et  $11 < M_{\mu^+\mu^-} < 12$   $\text{GeV}/c^2$ .

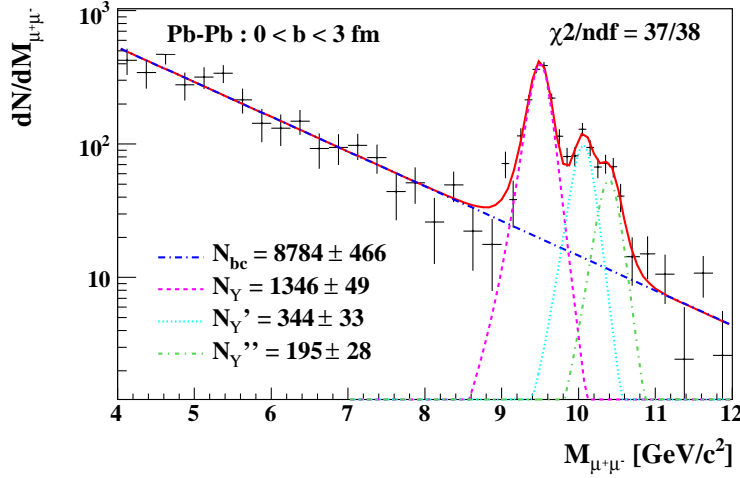
corrélés (continuum corrélé,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ) et s'écrit :

$$\frac{d\mathcal{F}_{\text{glob}}}{dM_{\mu\mu}} = \alpha^{\text{corr}} \times \frac{d\mathcal{F}^{\text{corr}}}{dM_{\mu\mu}} + \alpha^{\Upsilon} \times \frac{d\mathcal{F}^{\Upsilon}}{dM_{\mu\mu}} + \alpha^{\Upsilon'} \times \frac{d\mathcal{F}^{\Upsilon'}}{dM_{\mu\mu}} + \alpha^{\Upsilon''} \times \frac{d\mathcal{F}^{\Upsilon''}}{dM_{\mu\mu}} \quad (5.20)$$

Une fois les quatre paramètres libres fixés par la procédure d'ajustement, les taux de production de chacune des composantes du spectre sont calculés par une intégration des fonctions de forme de chacune des composantes  $i$  du spectre,  $\alpha^i \times d\mathcal{F}^i/dM_{\mu\mu}$  dans le domaine des hautes masses ( $M_{\mu^+\mu^-} > 4$   $\text{GeV}/c^2$ ). La figure 5.5 montre l'ajustement global du spectre en masse des dimuons corrélés qui permet d'extraire les taux de production des états Upsilon pour un mois de collisions centrales Pb-Pb. La même méthode a été utilisée pour extraire les taux de production des états Upsilon pour les autres classes en centralité et pour les collisions Pb-Pb sans critère en centralité (« minimum bias »), comme le montre la figure 5.6.

Comme l'ajustement global du spectre dépend des fluctuations statistiques « bin » à « bin » du spectre total (corrélés + non-corrélés), la stabilité de l'ajustement a donc été testée en accomplissant successivement 1000 ajustements différents, chacun correspondant à des fluctuations statistiques « bin » à « bin » différentes pour le spectre total des dimuons (corrélés + non-corrélés). La distribution des taux de production extraits, pour les 1000 ajustements différents et pour chacun des états Upsilon est montrée sur la figure 5.7. Cette distribution a été ensuite ajustée avec une fonction gaussienne, où la valeur moyenne et l'écart type représentent respectivement le taux de production moyen et l'erreur statistique associée. Comme attendu, cette dernière est égale aux erreurs statistiques obtenues dans le cas d'un seul ajustement (cf. figure 5.5), ce qui donne confiance dans la procédure utilisée. Les taux de production moyens obtenus sont résumés dans le tableau 5.4. Pour chacune des classes en centralité considérée, on note une statistique importante pour le  $\Upsilon$  et une séparation possible des différents états Upsilon. Après un mois de collisions Pb-Pb avec  $5 \times 10^{26}$   $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et sans aucun critère en centralité (« minimum bias »), on s'attend donc à mesurer environ 7500  $\Upsilon$ , 2000  $\Upsilon'$  et 1000  $\Upsilon''$  dans le domaine en masse  $M_{\mu^+\mu^-} > 4$   $\text{GeV}/c^2$ . À titre de comparaison, les taux de production générés en entrée de ces simulations sont aussi mentionnés dans le tableau 5.4, pour les collisions Pb-Pb les plus centrales. On peut ainsi remarquer que

les résultats sont compatibles aux erreurs statistiques près, et ceci a été vérifié quelle que soit la classe en centralité considérée.



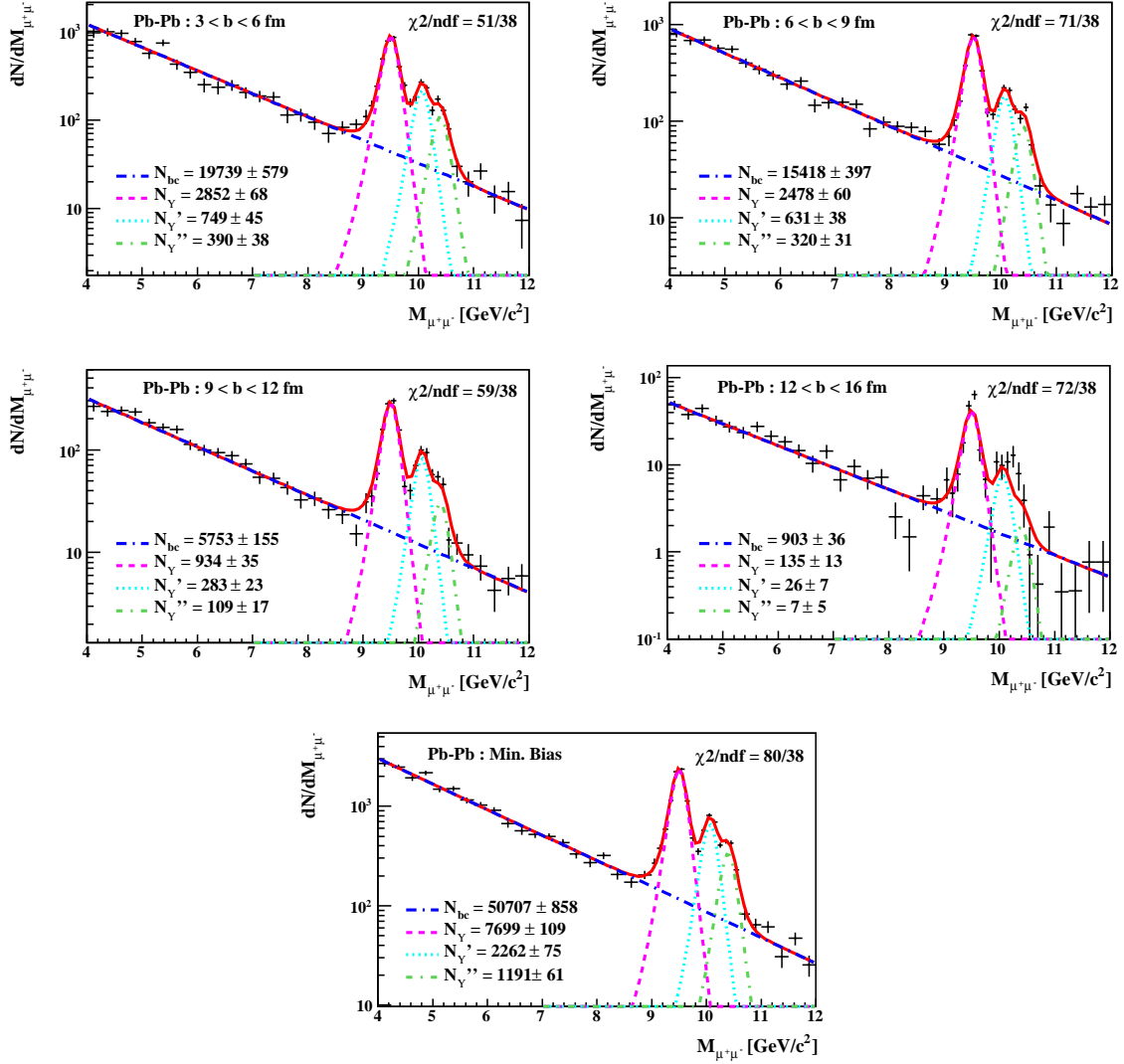
**FIG. 5.5** – Spectre en masse des dimuons corrélés de signes opposés, après soustraction parfaite du continuum non-corrélé. Ce spectre est normalisé à un mois d’acquisition de collisions centrales Pb-Pb ( $10^6$ s), avec une luminosité de  $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Les taux de production pour les états Upsilon et le continuum corrélé sont extraits à partir d’un ajustement global de ce spectre.

centralité (fm)	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
0 - 3	$1301 \pm 51$	$352 \pm 34$	$182 \pm 28$
0 - 3 (gen.)	1323	351	194
3 - 6	$2732 \pm 68$	$736 \pm 48$	$394 \pm 39$
6 - 9	$2410 \pm 57$	$627 \pm 37$	$343 \pm 32$
9 - 12	$969 \pm 37$	$253 \pm 21$	$135 \pm 18$
12 - 16	$134 \pm 17$	$31 \pm 10$	$19 \pm 7$
<b>Min. Bias</b>	<b><math>7609 \pm 112</math></b>	<b><math>2019 \pm 72</math></b>	<b><math>1080 \pm 61</math></b>

**TAB. 5.4** – Taux de production attendus avec le spectromètre à muons d’ALICE pour les états Upsilon ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ), pour cinq classes en centralité et pour les collisions « minimum bias » (dernière ligne). Tous les taux de production correspondent à un mois de collisions Pb-Pb ( $10^6$ s) avec une luminosité de  $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . À titre de comparaison, les taux de production générés sont également mentionnés dans le cas des collisions centrales Pb-Pb (seconde ligne).

### 5.3.2 Extraction simultanée des taux de production du charme corrélé, de la beauté corrélée et des quarkonia

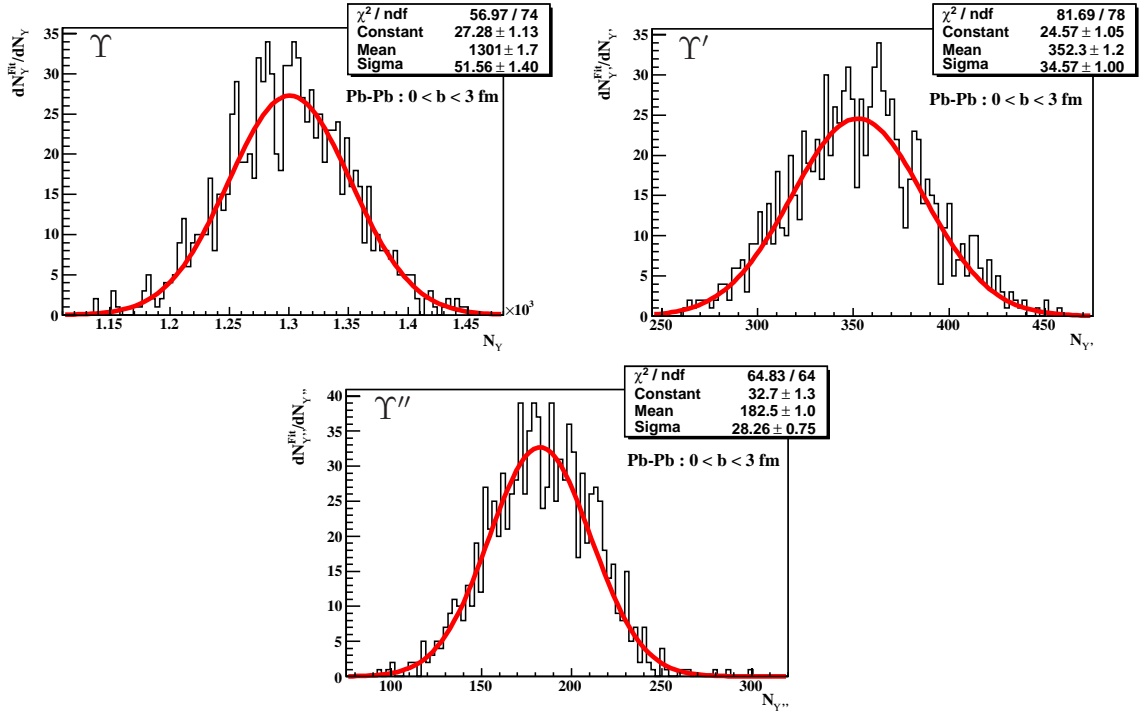
Dans cette partie, la procédure d’ajustement va être étendue à des masses invariantes  $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$  (contre  $M_{\mu^+\mu^-} > 4 \text{ GeV}/c^2$  dans la partie précédente)



**FIG. 5.6** – Spectres en masse des dimuons corrélés de signes opposés et taux de production attendus pour les états Upsilon correspondant à un mois de collisions Pb-Pb pour les classes en centralité autres que celle présentée figure 5.5 et pour les collisions sans critère en centralité (« minimum bias »).

de manière à extraire simultanément les taux de production du charme corrélé, de la beauté corrélée et des quarkonia y compris la famille du Psi. Pour ce faire, la connaissance de la forme de chacune des composantes du continuum corrélé est nécessaire, ce qui n'était pas le cas pour l'étude précédente.

Après soustraction du continuum non-corrélé, les taux de production de la beauté corrélée, du charme corrélé, des états Psi et des états Upsilon sont extraits à partir d'un ajustement global du spectre en masse invariante des dimuons corrélés de signes opposés. Cet ajustement global correspond à une minimisation du  $\chi^2$  entre ce spectre et une fonction de forme ( $\mathcal{F}_{glob}$ ), cette dernière étant définie comme la somme des fonctions de forme de chacune des composantes qui peuplent le spectre en masse des dimuons corrélés dans le domaine des hautes masses ( $M_{\mu^+\mu^-} > 2$  GeV/c<sup>2</sup>). Cette fonction s'écrit donc comme suit :



**FIG. 5.7** – Distributions des taux de production des états Upsilon ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ) extraits pour 1000 ajustements différents pour les collisions centrales Pb-Pb. Chaque ajustement correspond à des fluctuations statistiques « bin » à « bin » différentes pour le spectre total des dimuons. Ces distributions sont ajustées avec une gaussienne : la valeur moyenne et l'écart type donnent respectivement le taux de production moyen et l'erreur statistique associée pour les états Upsilon.

$$\frac{d\mathcal{F}_{glob}}{dM_{\mu\mu}} = \frac{d\mathcal{F}_{c\bar{c}}}{dM_{\mu\mu}} + \frac{d\mathcal{F}_{b\bar{b}}}{dM_{\mu\mu}} + \frac{d\mathcal{F}_{J/\psi}}{dM_{\mu\mu}} + \frac{d\mathcal{F}_{\psi'}}{dM_{\mu\mu}} + \frac{d\mathcal{F}_{\Upsilon}}{dM_{\mu\mu}} + \frac{d\mathcal{F}_{\Upsilon'}}{dM_{\mu\mu}} + \frac{d\mathcal{F}_{\Upsilon''}}{dM_{\mu\mu}} \quad (5.21)$$

La forme de chacune des composantes sera fixée par l'intermédiaire de simulations Monte-Carlo et les normalisations de chacune des contributions seront les seuls paramètres libres de la fonction d'ajustement global, qui seront déterminés par la procédure de minimisation.

### 5.3.2.1 Fonctions de forme

Pour chacune des contributions du spectre en masse des dimuons de signes opposés, ces fonctions de forme sont déterminées par ajustement du spectre en masse des dimuons générés.

#### Fonction de forme pour le charme corrélé :

La fonction de forme utilisée pour paramétrer le continuum dimuon provenant du charme corrélé est une fonction polynomiale à 5 paramètres libres :

$$\frac{d\mathcal{F}_{c\bar{c}}}{dM_{\mu\mu}} = \alpha_0 \cdot \frac{1 + \alpha_1 \cdot (M_{\mu\mu} - \alpha_2)}{[\alpha_3^2 + (M_{\mu\mu} - \alpha_2)^2]^{\alpha_4}} \quad (5.22)$$

où  $\alpha_i$  représentent les cinq paramètres d’ajustement de cette fonction. Une fois la forme de cette fonction fixée, seul le paramètre de normalisation,  $\alpha_0$ , reste libre lors de la procédure d’ajustement global. Les paramètres de forme  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$  sont répertoriés dans le tableau 5.5.

$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$	$\alpha_4$
$-7,76 \times 10^{-2}$	3,125	2,72	1,64

**TAB. 5.5** – Paramètres de la fonction de forme utilisée pour paramétrer le continuum dimuon provenant du charme corrélé dans le domaine  $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ . Les valeurs des paramètres sont calculées pour des masses exprimées en  $\text{GeV}/c^2$ .

La figure 5.8 montre le spectre en masse des dimuons de signes opposés provenant du charme corrélé, ainsi que l’ajustement avec la fonction de forme définie ci-dessus, dans le domaine en masse  $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ .

### Fonction de forme pour la beauté corrélée :

La fonction de forme utilisée pour paramétrer le continuum dimuon provenant de la beauté corrélée est une fonction polynomiale à 8 paramètres libres et son expression est la suivante :

$$\frac{d\mathcal{F}_{b\bar{b}}}{dM_{\mu\mu}} = \alpha_0 \left[ \frac{1 + \alpha_1 \cdot (M_{\mu\mu} - \alpha_2)}{[\alpha_3^2 + (M_{\mu\mu} - \alpha_2)^2]^{\alpha_4}} + \alpha_5 \cdot G(M_{\mu\mu}, \alpha_6, \alpha_7) \right] \quad (5.23)$$

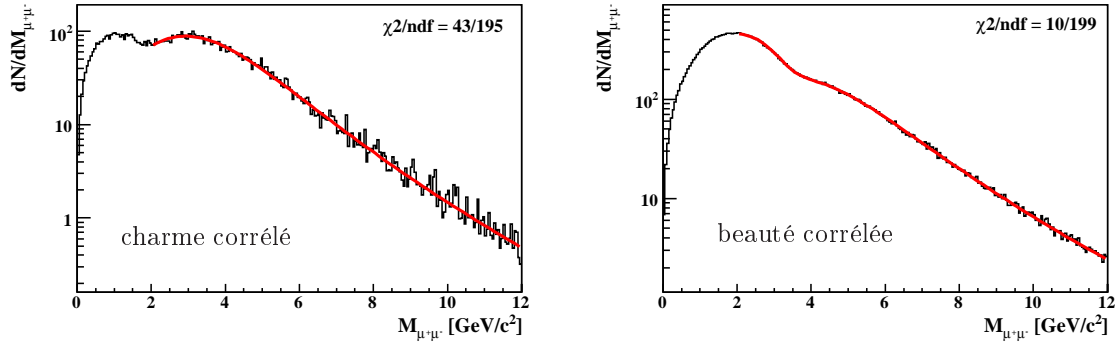
où  $G(M_{\mu\mu}, \alpha_6, \alpha_7)$  est une fonction gaussienne de moyenne  $\alpha_6$  et d’écart type  $\alpha_7$ , qui permet d’ajuster les composantes  $\text{BD}$  et  $\overline{\text{BD}}$  du spectre en masse des dimuons de la beauté corrélée (dimuon provenant de la désintégration en cascade du même hadron ou anti-hadron beau primaire). Ces deux composantes peuplent le spectre en masse des dimuons dans le domaine des basses masses ( $M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$ ). En effet, lors de la désintégration en cascade d’un hadron beau ou d’un anti-hadron beau, la masse invariante du dimuon corrélé provenant de cette désintégration reste inférieure à la masse du hadron beau qui lui a donné naissance <sup>1</sup>. La première fonction dans l’équation 5.23 sert à ajuster les composantes  $\text{BB}$  et  $\text{DD}$  du spectre en masse des dimuons. Les variables  $\alpha_i$  sont les huit paramètres d’ajustement de cette fonction. Une fois la forme de cette fonction fixée, seul le paramètre de normalisation  $\alpha_0$  reste libre lors de la procédure d’ajustement global. Les paramètres de forme  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5, \alpha_6, \alpha_7$  sont répertoriés dans le tableau 5.6.

La figure 5.8 montre le spectre en masse des dimuons corrélés de signes opposés provenant de la beauté corrélée, ainsi que l’ajustement avec les fonctions de forme définies ci-dessus, dans le domaine en masse  $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ .

<sup>1</sup> $B \rightarrow D + \mu^- + \nu_\mu$  et  $D \rightarrow \mu^+ + X$ , si on considère le cas extrême où le neutrino  $\nu_\mu$  et la particule  $X$  sont produits au repos dans le référentiel du centre de masse du hadron  $B$ , et si on néglige la masse du neutrino et de la particule  $X$ , alors toute la masse du hadron beau est transférée au dimuon et donc la masse invariante du dimuon est égale à la masse du hadron beau  $M_{\mu^+\mu^-} = M_B = 5 \text{ GeV}/c^2$ . Dans le cas général où la particule  $X$  et le neutrino ont une impulsion donnée, la masse invariante du dimuon restera toujours inférieure à la masse du hadron beau.

$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$	$\alpha_4$	$\alpha_5$	$\alpha_6$	$\alpha_7$
$-8,19 \times 10^{-2}$	3,90	2,36	1,20	$9,75 \times 10^{-1}$	1,70	$3,2 \times 10^{-1}$

**TAB. 5.6** – Paramètres de la fonction de forme utilisée pour paramétrer le continuum dimuon provenant de la beauté corrélée dans le domaine  $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ . Les valeurs des paramètres sont calculées pour des masses exprimées en  $\text{GeV}/c^2$ .



**FIG. 5.8** – Spectres en masse des dimuons de signes opposés provenant du charme corrélé (à gauche) et de la beauté corrélée (à droite), ajustés avec les fonctions de forme définies dans le texte, pour  $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ .

### Fonction de forme pour les quarkonia :

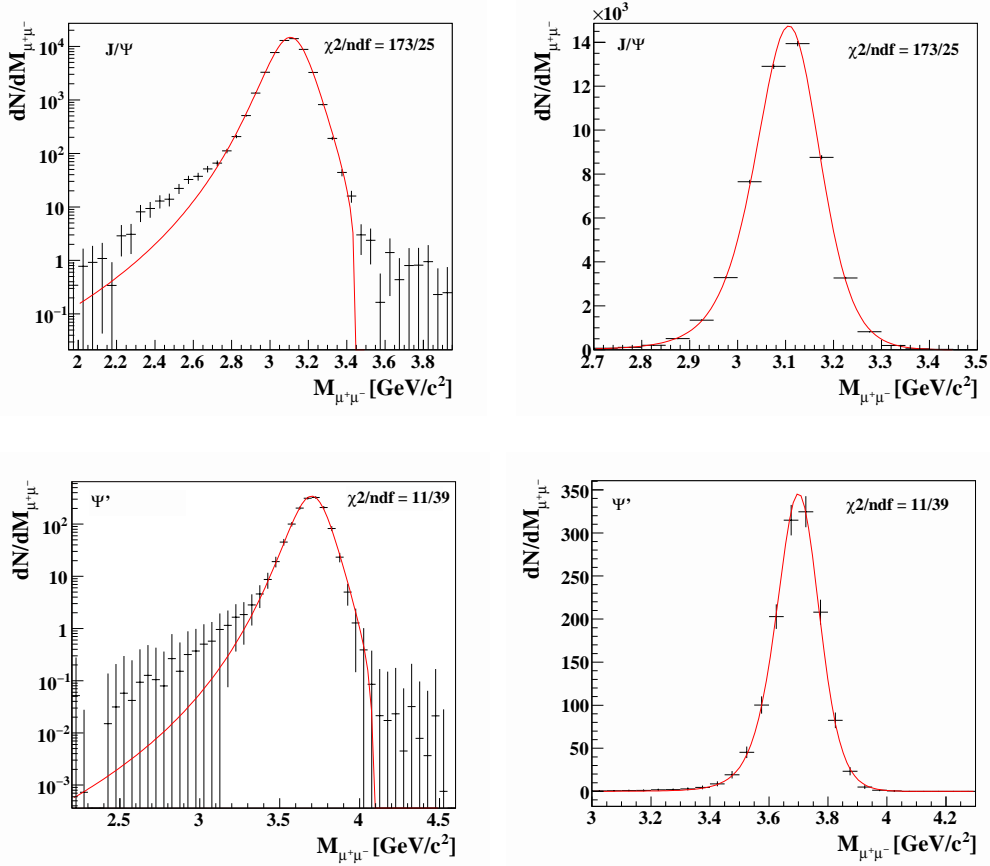
La fonction de forme utilisée pour paramétrer le spectre des dimuons de signes opposés provenant de la désintégration des différents quarkonia ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ) est une Breit-Wigner modifiée avec cinq paramètres libres, dont l'expression est définie dans l'équation 5.17. Une fois la forme de cette fonction fixée, seul le paramètre de normalisation  $\alpha_0$  reste libre lors de la procédure d'ajustement global. Les paramètres de forme ( $\alpha_1^i, \alpha_2^i, M_i, \Gamma_i$ ) de cet ajustement sont reportés dans le tableau 5.7 (5.3) pour les états Psi (Upsilon).

i	$\alpha_1^i$	$\alpha_2^i$	$M_i$	$\Gamma_i$
$J/\psi$	-3,79	4.02	3,12	0,192
$\psi'$	-2,71	3.57	3,71	0,187

**TAB. 5.7** – Valeurs des paramètres d'ajustement de la fonction de forme pour le  $J/\psi$ . Les valeurs des paramètres sont calculées pour des masses exprimées en  $\text{GeV}/c^2$ .

La figure 5.9 montre les spectres en masse des dimuons de signes opposés provenant du  $J/\psi$  et du  $\psi'$ , ainsi que leurs ajustements avec la fonction de forme définie ci-dessus. On remarque que la Breit-Wigner modifiée pour le  $J/\psi$  ne reproduit pas correctement la queue à basse masse car celle-ci est plus importante pour les charmonia que pour les bottomonia. Pour remédier à cela, les taux de production du  $J/\psi$  seront extraits de l'ajustement global seulement dans la région où l'ajustement est correct, soit  $2,75 < M_{\mu^+\mu^-} < 3,4 \text{ GeV}/c^2$ .





**FIG. 5.9** – Spectre en masse des dimuons corrélés de signes opposés provenant de la désintégration du  $J/\psi$  (en haut) et du  $\psi'$  (en bas), ajusté avec la fonction de forme définie dans le texte.

### 5.3.2.2 Ajustement global et taux de production

Après avoir fixé les formes de chacune des composantes du spectre des dimuons corrélés de signes opposés, les normalisations de chacune des composantes sont déterminées par la procédure d’ajustement global du spectre en masse des dimuons corrélés de signes opposés. Puis, par intégration sur le domaine en masse  $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$  ( $2,75 < M_{\mu^+\mu^-} < 3,4 \text{ GeV}/c^2$ ), les taux de production du charme corrélé, de la beauté corrélée, du  $\psi'$  et des états Upsilon ( $J/\psi$ ) sont extraits pour un mois de collisions Pb-Pb, soit  $10^6 \text{ s}$ . Cet ajustement global ainsi que les taux de production extraits sont montrés sur la figure 5.10, pour les cinq classes en centralité et pour les collisions Pb-Pb sans critère en centralité (« minimum bias »).

Comme la procédure d’ajustement global du spectre dépend des fluctuations statistiques « bin » à « bin » du spectre total des dimuons (corrélés + non-corrélés), la stabilité de l’ajustement a donc été testée en accomplissant successivement 1000 ajustements différents, chacun correspondant à des fluctuations statistiques « bin » à « bin » différentes pour le spectre total des dimuons (corrélés + non-corrélés). Les distributions des taux de production dans les collisions centrales Pb-Pb, extraits pour les 1000 ajustements différents, sont montrées sur la figure 5.11 pour la beauté corrélée, le charme corrélé, les états Psi et pour les états Upsilon. Ces distributions ont été ensuite ajustées avec une fonction gaussienne, où la valeur moyenne et l’écart type représentent respectivement les taux de production moyen et l’erreur statistique associée. Les taux de production moyens obtenus sont résumés dans le tableau 5.8. Pour

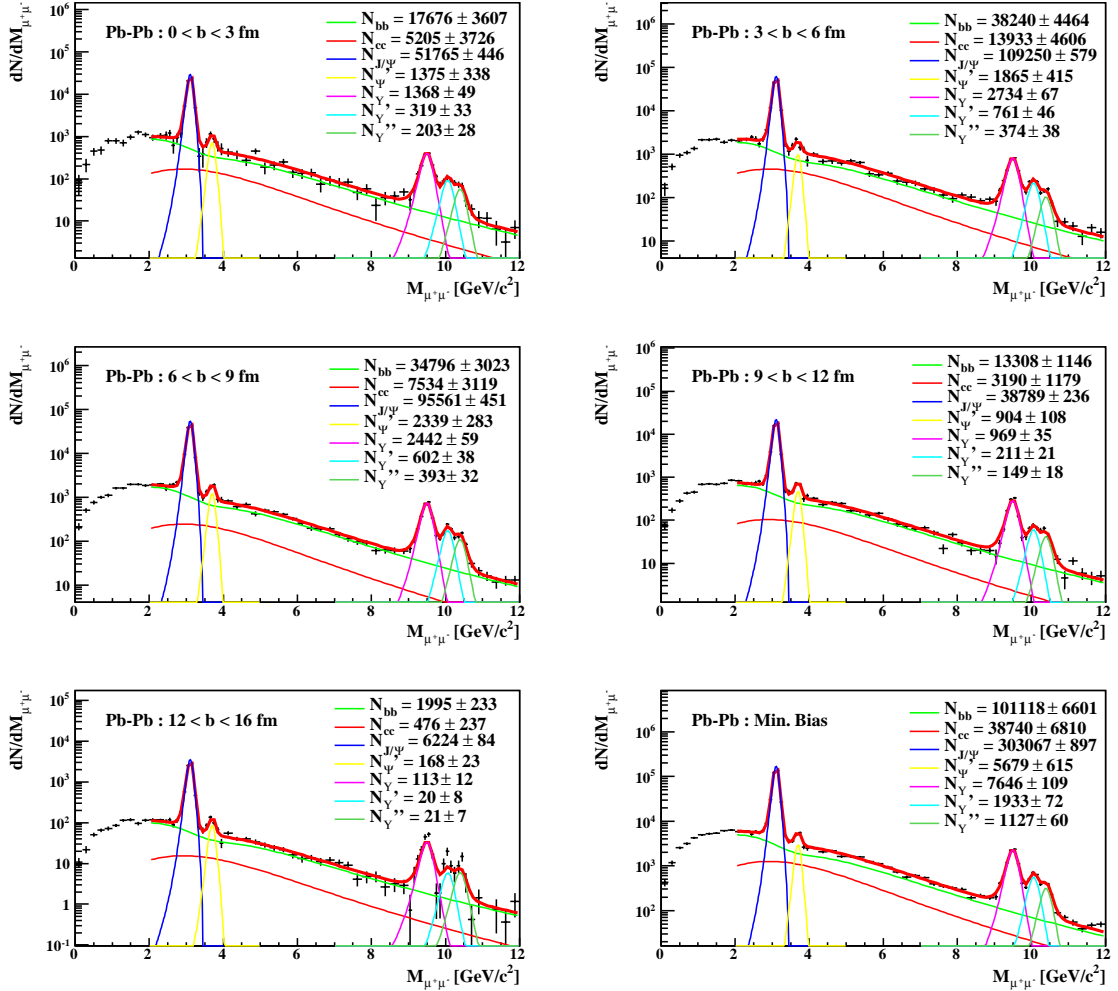


FIG. 5.10 – Spectre en masse des dimuons corrélés de signes opposés et taux de production attendus pour les différentes composantes du spectre ( $c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$ ,  $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ ), pour les cinq classes en centralité et pour les collisions sans critère en centralité (« minimum bias »). Ces taux de production, extraits à partir d'un ajustement global du spectre ( $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ ) avec les fonctions de forme des différentes composantes, correspondent à un mois collisions Pb-Pb ( $10^6 \text{ s}$ ) avec une luminosité de  $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

un mois de collisions Pb-Pb et quelle que soit la classe en centralité considérée, on note une statistique importante pour le  $\Upsilon$  et les états Psi ainsi qu'une séparation possible des différents états Upsilon et Psi. On note également une statistique importante pour la beauté corrélée et le charme corrélé avec respectivement 94000 paires  $b\bar{b}$  et 45000 paires  $c\bar{c}$  extraites à partir du spectre des dimuons corrélés de signes opposés, pour les collisions Pb-Pb « minimum bias ». Les erreurs statistiques sur les taux de production du charme corrélé et de la beauté corrélée, pour les collisions les plus centrales ( $0 < b < 3$  fm), sont cependant relativement importantes, avec une erreur statistique relative de l'ordre de 46% pour le charme corrélé avec  $N_{c\bar{c}} = 8142$  et de l'ordre de 22% pour la beauté corrélée avec  $N_{b\bar{b}} = 16740$ .

Notons également que les taux de production des états Upsilon obtenus avec les deux méthodes d'ajustement (cf. tableaux 5.4 et 5.8) sont compatibles aux erreurs statistiques près.

## 5.4 Étude de la suppression des états Upsilon

Dans cette partie, je vais présenter brièvement l'étude de la suppression des états Upsilon en fonction de la centralité de la collision effectuée par S. Grigoryan [64], afin de montrer un des intérêts de la mesure des taux de production des états Upsilon et du continuum corrélé en fonction de la centralité de la collision, au moyen d'une méthode comme celle présentée dans les sections précédentes.

### 5.4.1 Introduction

Dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, les taux de production des états Upsilon sont sensibles au déconfinement des quarks et de gluons. Si un plasma de quarks et de gluons se forme dans les collisions Pb-Pb, le phénomène d'écrantage de couleur, prédit dans le cadre de la théorie de la chromodynamique quantique (QCD), peut entraîner une suppression des taux de production des états Upsilon, suppression qui dépend de l'état Upsilon considéré. En effet, une paire  $b\bar{b}$  ne peut pas former un état Upsilon dans un plasma de quarks et de gluons (QGP) si la température du QGP,  $T_{\text{QGP}}$ , est supérieure à la température de dissociation de l'état Upsilon considéré,  $T_{\text{D}}$ . Les états Upsilon ayant des rayons de Bohr différents,  $r_{\text{B}}(\Upsilon) < r_{\text{B}}(\Upsilon') < r_{\text{B}}(\Upsilon'')$ , une suppression séquentielle des états Upsilon est donc attendue avec :

$$T_{\text{D}}(\Upsilon) > T_{\text{D}}(\Upsilon') > T_{\text{D}}(\Upsilon'') \quad (5.24)$$

Cette suppression dépend de la centralité de la collision. En effet, les caractéristiques thermodynamiques initiales (température, pression, densité d'énergie) du plasma sont fixées par la centralité de la collision. L'étude de la production des états Upsilon en fonction de la centralité peut donc permettre la mise en évidence et l'étude de ce nouvel état de la matière qu'est le plasma de quarks et de gluons (QGP).

La suppression des différents états Upsilon dans le plasma étant différente, le rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  en fonction de la centralité semble une observable intéressante pour la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons. Une autre observable, qui peut être utilisée pour étudier le QGP, est le rapport  $\Upsilon/b\bar{b}$  [64]. Cependant, la production de la beauté corrélée est sensible au phénomène de perte d'énergie des quarks lourds dans le milieu, donc fonction de la centralité. Ce phénomène a été observé aux énergies du RHIC et doit être quantifié aux énergies du LHC de manière à normaliser correctement la production des états Upsilon.

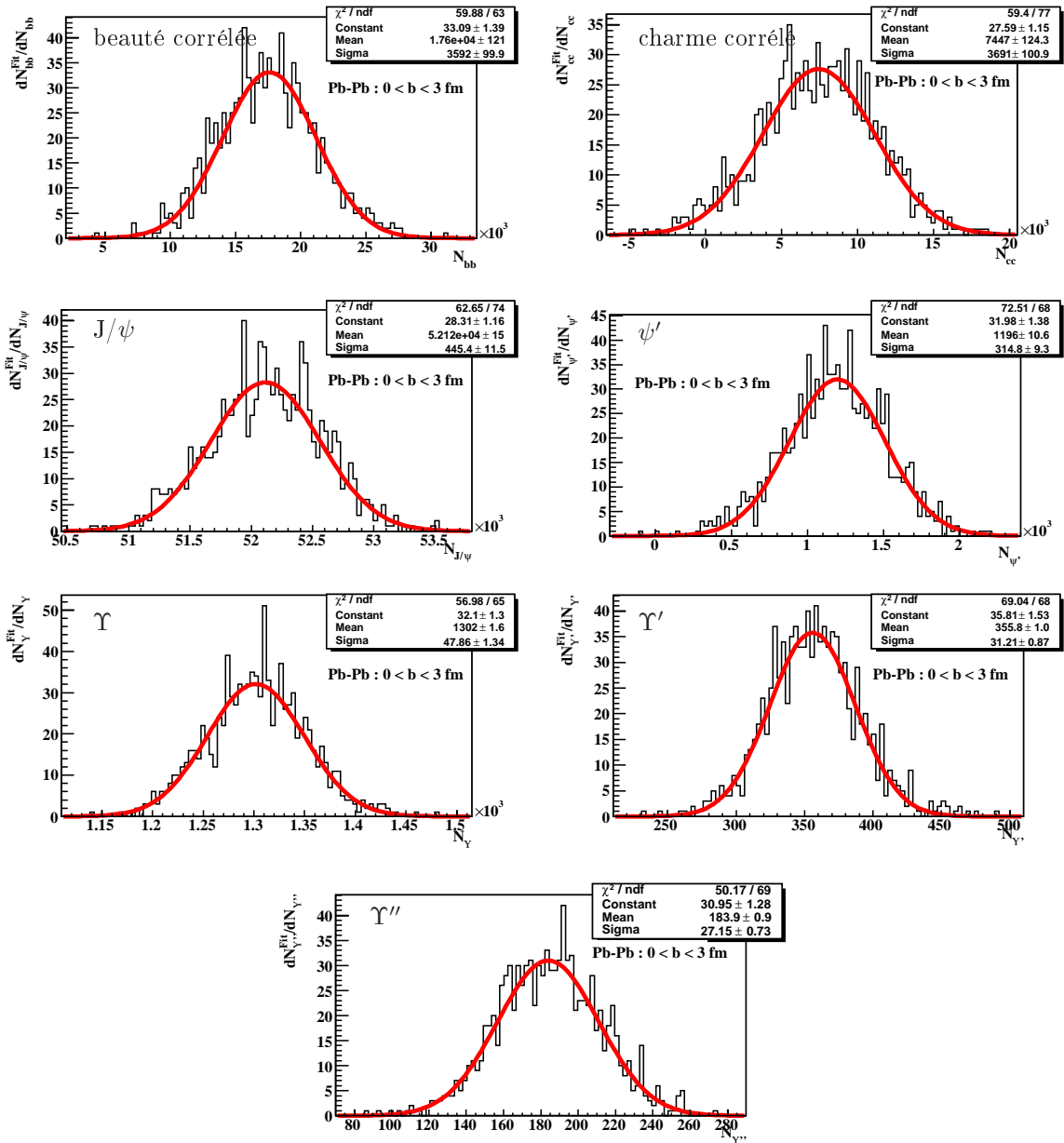


FIG. 5.11 – Distributions des taux de production extraits pour 1000 ajustements différents pour les collisions centrales Pb-Pb. Chaque ajustement correspond à des fluctuations statistiques « bin » à « bin » différentes pour le spectre total des dimuons. Ces distributions sont ajustées avec une gaussienne : la valeur moyenne et l'écart type donnent respectivement le taux de production moyen et l'erreur statistique associée pour la beauté corrélée, le charme corrélé, les états Psi ( $J/\psi$ ,  $\psi$ ) et les états Upsilon ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ).

centralité (fm)	0 - 3	3 - 6	6 - 9
$c\bar{c}$	$7447 \pm 3690$	$15210 \pm 4697$	$11780 \pm 3158$
$b\bar{b}$	$17600 \pm 3590$	$37240 \pm 4533$	$30260 \pm 2950$
$J/\psi$	$52120 \pm 445$	$109300 \pm 531$	$95370 \pm 444$
$\psi'$	$1196 \pm 315$	$2490 \pm 411$	$2268 \pm 282$
$\Upsilon$	$1302 \pm 48$	$2744 \pm 70$	$2425 \pm 58$
$\Upsilon'$	$356 \pm 31$	$748 \pm 43$	$633 \pm 37$
$\Upsilon''$	$184 \pm 27$	$396 \pm 37$	$345 \pm 30$

centralité (fm)	9 - 12	12 - 16	Min. Bias
$c\bar{c}$	$4798 \pm 1153$	$649 \pm 222$	<b><math>40230 \pm 6705</math></b>
$b\bar{b}$	$12070 \pm 1125$	$1827 \pm 217$	<b><math>98240 \pm 6519</math></b>
$J/\psi$	$38580 \pm 233$	$6117 \pm 83$	<b><math>301400 \pm 851</math></b>
$\psi'$	$919 \pm 108$	$155 \pm 23$	<b><math>6989 \pm 605</math></b>
$\Upsilon$	$971 \pm 35$	$134 \pm 16$	<b><math>7653 \pm 104</math></b>
$\Upsilon'$	$253 \pm 21$	$31 \pm 10$	<b><math>2038 \pm 68</math></b>
$\Upsilon''$	$136 \pm 17$	$18 \pm 7$	<b><math>1100 \pm 58</math></b>

**TAB. 5.8** – Taux de production attendus avec le spectromètre à muons d'ALICE pour le charme corrélé ( $c\bar{c}$ ), la beauté corrélée ( $b\bar{b}$ ), les états Psi ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ) et les états Upsilon ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ), pour cinq classes en centralité et pour les collisions « minimum bias » (dernière colonne). Tous les taux de production correspondent à un mois de collisions Pb-Pb ( $10^6$ s) avec une luminosité de  $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

### 5.4.2 Présentation du modèle

Le rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  a été étudié en fonction de la centralité, en utilisant le modèle de Gunion et Vogt [121] pour décrire le mécanisme de suppression des états Upsilon dans le plasma de quarks et de gluons. C'est un modèle « tout ou rien », c'est-à-dire que, lorsque les conditions de suppression sont atteintes pour un état Upsilon considéré, la suppression est de 100%. Selon ce modèle, le plasma est un milieu hydrodynamique idéal qui suit une évolution isentropique. Le rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  a été étudié en considérant deux types de plasma qui sont :

- un plasma avec une température de déconfinement de 270 MeV [119], basé sur des calculs de QCD « quenched » ;
- un plasma avec une température de déconfinement de 190 MeV [120], basé sur des calculs de QCD « unquenched ».

Ces deux choix correspondent à deux cas extrêmes de température de déconfinement. Les températures de dissociation des états Upsilon sont résumées dans le tableau 5.9, pour les deux types de plasma considérés. Le temps propre de formation des états Upsilon est répertorié également.

	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$	$\chi_b$	$\chi'_b$
$\tau_F$ (fm/c)	0,76	1,9	1,9	2,6	2,6
$T_D/T_c$ « quenched »	4,0	1,4	1,14	1,6	1,16
$T_D/T_c$ « unquenched »	2,9	1,06	1,0	1,07	1,0

**TAB. 5.9** – Temps propre de formation ( $\tau_F$ ) et températures de dissociation ( $T_D$ ) des états Upsilon. Les températures de dissociation correspondent aux deux modèles présentés dans le corps du texte.

- La suppression des états Upsilon dépend principalement des paramètres suivants :
- paramètres liés aux états Upsilon eux-mêmes : temps de formation ( $\tau_F$ ), température de dissociation ( $T_D$ ) et impulsion transverse ( $p_T$ ) ;
  - paramètres liés au type de QGP : température ( $T_{QGP}$ ), taille ( $r_{QGP}$ ) et temps de vie ( $\tau_{QGP}$ ).

Pour qu'un état Upsilon soit supprimé dans le QGP, il faut à la fois que son temps de formation dans le référentiel du QGP ( $t_F$ ) soit inférieur au temps de vie du QGP ( $\tau_{QGP}$ ) et que la distance de formation de l'état Upsilon considéré soit inférieure au rayon du QGP ( $r_{QGP}$ ).

En d'autres termes, si une paire  $b\bar{b}$  est produite dans le plan transverse au point d'espace-temps  $x^\nu = (0, \vec{r}, 0)$ , l'état Upsilon, de masse  $M$ , se forme alors au point d'espace-temps  $x^{\nu'} = (t_F, \vec{r} + \vec{p}_T \tau_F / M, 0)$  avec un quadrimoment  $p^\nu = (\sqrt{M^2 + p_T^2}, \vec{p}_T, 0)$ . La condition spatio-temporelle de suppression des états Upsilon s'écrit alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} t_F < \tau_{QGP} \iff \sqrt{1 + \frac{p_T^2}{M^2}} \cdot \tau_F < \tau_{QGP} \\ r_F < r_{QGP} \iff \left| \vec{r} + \frac{\vec{p}_T \tau_F}{M} \right| < r_{QGP} \end{array} \right. \quad (5.25)$$

Cette condition entraîne que les états Upsilon de bas  $p_T$  ont une probabilité plus importante de se former dans le QGP et donc d'être supprimés. À partir de ce modèle,

une probabilité de survie,  $S^\alpha(p_T, b)$ , est calculée en fonction de l'impulsion transverse des états Upsilon  $\alpha$  et pour les cinq tranches en centralité habituellement considérées.

Afin de comparer l'effet de la formation du plasma de quarks et de gluons sur le rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$ , ce dernier sera également quantifié en supposant que le milieu formé n'est pas un plasma (référence). L'absorption nucléaire sera supposée négligeable pour les états Upsilon, autrement dit, une fois les états Upsilon formés, ils ne peuvent être dissociés dans la phase hadronique. En effet, les résultats du RHIC montrent une section efficace d'absorption nucléaire normale pour le  $J/\psi$  plus faible que celle du SPS<sup>2</sup>.

### 5.4.3 $\Upsilon'/\Upsilon$ en fonction de la centralité

À partir du modèle de Gunion et Vogt, la distribution en impulsion transverse d'un état Upsilon ( $\alpha = \Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$ ) dans le QGP peut être calculée et s'écrit :

$$\frac{dN_{\text{QGP}}^\alpha(b)}{dp_T} = S^\alpha(p_T, b) \times \frac{dN_{\text{vide}}^\alpha}{dp_T} \quad (5.26)$$

où  $S^\alpha(p_T, b)$  est la probabilité de survie de l'état Upsilon  $\alpha$  considéré pour une tranche en centralité donnée et  $dN_{\text{vide}}^\alpha/dp_T$  est la distribution en impulsion transverse dans le vide de l'état Upsilon considéré (cf. §5.2.1). Les taux de production d'un état Upsilon,  $\mathcal{N}_{\text{QGP}}^\alpha$ , dans le QGP sont ensuite calculés pour les cinq classes en centralité comme suit :

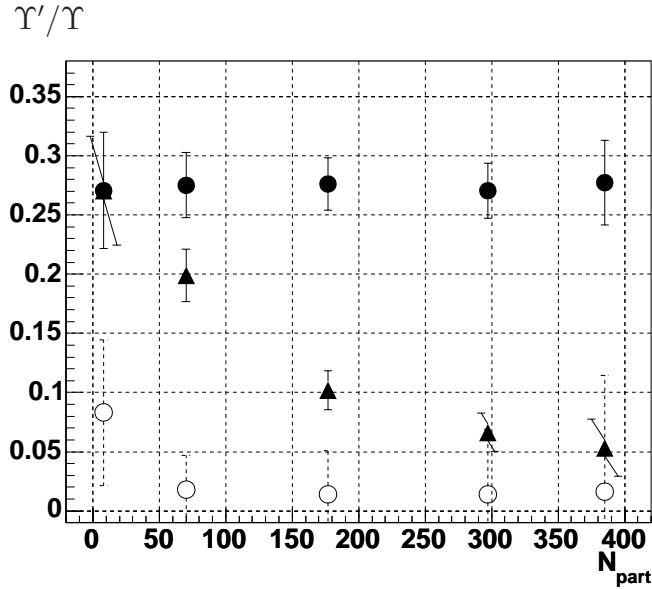
$$\mathcal{N}_{\text{QGP}}^\alpha(b) = \frac{N_{\text{QGP}}^\alpha(b)}{N_{\text{vide}}^\alpha} \times \mathcal{N}_{\text{vide}}^\alpha(b) \quad (5.27)$$

où  $\mathcal{N}_{\text{vide}}^\alpha(b)$  représente le taux de production d'un état Upsilon produit dans le vide pour une classe en centralité donnée. Ces taux de production des états Upsilon dans le vide ont été extraits précédemment à partir d'un ajustement du spectre en masse invariante des dimuons corrélés pour les cinq classes en centralité considérée (cf. tableau 5.4). Le rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  est ensuite évalué en fonction de la centralité, pour les deux types de QGP (« quenched » ou « unquenched »), ainsi que dans le vide (en absence de QGP). Ce rapport ainsi que les erreurs statistiques correspondantes ont été quantifiés pour un mois de collisions Pb-Pb au LHC avec une luminosité de  $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

La figure 5.12 montre le rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  en fonction du nombre de nucléons participants à la collision Pb-Pb. Le nombre de nucléons participants à la collision est utilisé ici comme observable pour décrire la centralité de la collision (cf. annexe A). En effet, plus le nombre de nucléons participants à la collision Pb-Pb est important, plus la collision Pb-Pb est centrale. En l'absence de QGP (points noir), on observe que le rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  est constant en fonction de la centralité et égal au rapport des sections efficaces proton-proton multipliées par le rapport d'embranchement en dimuon. Cette mesure en l'absence de QGP sert de référence pour étudier les deux scénarii de suppression. Dans le cas où un QGP se forme dans les collisions Pb-Pb, on constate alors des déviations par rapport à la mesure de référence (absence de QGP). Ces déviations par rapport à la mesure de référence, plus importantes pour le scénario de suppression où la température de déconfinement est la plus basse (QCD « unquenched »), sont observables et quantifiables quel que soit le scénario envisagé (QCD « quenched » ou « unquenched »).

Compte tenu de ces observations, la mesure du rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  en fonction de la centralité, avec le spectromètre à muons d'ALICE, semble donc être une observable intéressante pour la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons dans les collisions

<sup>2</sup> $\sigma^{J/\psi} = 4,3 \text{ mb}$  au SPS et  $\sigma^{J/\psi} = 1 - 3 \text{ mb}$  au RHIC



**FIG. 5.12** – Rapport  $Y'/Y$  en fonction du nombre de nucléons participants à la collision Pb-Pb [64], sans formation de plasma de quarks et de gluons (points noir) et avec formation d'un plasma de quarks et de gluons pour deux cas extrêmes correspondant respectivement à une température de déconfinement de 190 MeV (points blanc) et 270 MeV (triangles noir). Ce rapport et les erreurs statistiques correspondantes ont été quantifiés pour un mois de collisions Pb-Pb au LHC avec une luminosité de  $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Pb-Pb au LHC. En plus de la mise en évidence du QGP, cette observable pourrait en principe permettre d'évaluer certaines caractéristiques du plasma ainsi formé, comme la température de déconfinement, son temps de vie, sa taille...

## 5.5 Conclusion

Après un mois de collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,5 \text{ TeV}$  au LHC avec une luminosité de  $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , on s'attend à mesurer, sans condition sur la centralité de la collision, environ 7500  $\Upsilon$ , 2000  $\Upsilon'$  et 1000  $\Upsilon''$  au moyen du spectromètre à muons d'ALICE. Ces taux de production ont été extraits au moyen d'un ajustement global du spectre en masse des dimuons de signes opposés en prenant une simple exponentielle pour le continuum corrélé et en supposant une soustraction parfaite du bruit de fond non-corrélé. Pour les cinq tranches en centralité considérée, on remarque une statistique importante pour le  $\Upsilon$  et une séparation possible des différents états Upsilon dans le domaine de masse  $M_{\mu^+\mu^-} > 4 \text{ GeV}/c^2$ . Le même type d'ajustement dans le domaine de masse  $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ , permet d'extraire, en plus, les taux de production des états Psi et les composantes du charme et de la beauté corrélée individuellement. Ceci suppose cependant une bonne connaissance des formes de ces composantes, nécessitant un Monte-Carlo performant (avec la prise en compte de tous les effets nucléaires).

Compte tenu de la statistique attendue pour les états Upsilon, une mise en évidence du plasma de quarks et de gluons semble possible via l'étude du rapport  $Y'/Y$  en fonction de la centralité. En effet, pour deux scénarii différents de QGP, comparés à une référence pour laquelle il n'y aurait pas formation de QGP, la suppression par écrantage de couleur, introduite via un modèle, est observable avec le spectromètre à muons après un mois de collisions Pb-Pb au LHC. Par conséquent, cette suppression,



si elle était observée au LHC, serait une signature décisive pour la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons. Cette mise en évidence pourrait être également confirmée par l'étude du rapport  $\Upsilon'/\Upsilon$  en fonction de l'impulsion transverse des états Upsilon [122]. De plus, la comparaison de ces deux mesures avec les différents modèles de suppression pourrait fournir des informations intéressantes concernant les caractéristiques du plasma de quarks et de gluons tels que son temps de vie, sa taille et la température de déconfinement.

# Conclusion

Mon travail de thèse, effectué au sein de la collaboration ALICE, s'est orienté sur l'étude des performances du spectromètre à muons et se divise en trois parties.

Dans une première partie, des tests, réalisés avec des faisceaux de muons au CERN, nous ont permis d'étudier les inhomogénéités concernant l'efficacité d'une RPC en mode « streamer ». Sur l'ensemble de la RPC, une dispersion sur l'efficacité de détection de l'ordre de 350 V autour de la haute tension de fonctionnement (7850 V) a été constatée. Ces mesures permettent d'affirmer que la dispersion de l'efficacité due à la segmentation des plans de lecture de cette RPC, ce qui était le but principal de cette étude, reste dans tous les cas inférieure à 200 V. Les inhomogénéités locales du champ électrique sont probablement une des causes expliquant l'essentiel de la dispersion de l'efficacité. Les inhomogénéités d'efficacité observées aux extrémités de la RPC, aux entrées et sorties du gaz, sont attribuées aux effets d'injection de gaz sec qui, d'une part, peuvent engendrer des contraintes mécaniques sur la RPC et, d'autre part, peuvent entraîner une augmentation locale de la résistivité de la bakélite (moins bonne tenue au flux). Lors des tests suivants, les RPC ont été alimentées par du gaz humidifié à 50%. Avec ce gaz humide, les inhomogénéités ont été abaissées à 300 V sur l'ensemble de la RPC.

Dans une seconde partie, nous avons étudié les performances du système de déclenchement du spectromètre à muons d'ALICE. Cette étude, basée sur des simulations Monte-Carlo, nous a ainsi permis d'estimer l'efficacité et la fréquence de déclenchement de ce système vis-à-vis du bruit de fond et du signal pour les deux coupures en  $p_T$  du système. L'efficacité du système de déclenchement pour le  $J/\psi$  est de l'ordre de 71% pour la coupure basse en  $p_T$ . Pour le  $\Upsilon$ , l'efficacité s'élève à 97% et 88%, respectivement, pour les coupures basse et haute en  $p_T$ . L'efficacité du système de déclenchement a été calculée avec la condition que les deux muons de désintégration touchent au minimum 3 des 4 plans du « trigger ». Dans les collisions Pb-Pb (Ar-Ar), la fréquence de déclenchement du système a été estimée à environ 330 Hz (630 Hz) pour la coupure dimuon bas  $p_T$ . Pour la coupure dimuon haut  $p_T$ , la fréquence de déclenchement s'élève à environ 65 Hz et 73 Hz, respectivement, pour les collisions Pb-Pb et Ar-Ar. À titre de comparaison, la fréquence des collisions Pb-Pb (Ar-Ar) au LHC est de l'ordre de 4000 Hz ( $1,5 \times 10^5$  Hz) pour une luminosité attendue de  $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $5 \times 10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). La principale incertitude sur l'estimation des fréquences de déclenchement effectuée dans le cadre de ce travail de thèse réside dans la connaissance de la multiplicité des pions et kaons. Seuls les premiers faisceaux noyau-noyau du LHC permettront de quantifier précisément cette multiplicité. Cette étude pourra permettre d'élaborer un premier scénario d'acquisition pour la physique des muons (« trigger » dimuons de signes différents, « trigger » dimuons de même signe, « trigger » muons simples) ou associant les « trigger » de différents sous détecteurs d'ALICE (centralité, « trigger » diélectrons...).

Dans la dernière partie de ma thèse, des simulations nous ont permis d'estimer les taux de production des états Upsilon en fonction de la centralité de la collision. Après un mois de collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV}$  au LHC avec une luminosité de

$5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , on s'attend à mesurer, sans condition sur la centralité de la collision, environ 7500  $\Upsilon$ , 2000  $\Upsilon'$  et 1000  $\Upsilon''$  au moyen du spectromètre à muons d'ALICE. Ces taux de production ont été extraits au moyen d'un ajustement global du spectre en masse des dimuons de signes opposés en prenant une simple exponentielle pour le continuum corrélé et en supposant une soustraction parfaite du bruit de fond non-corrélé. Pour les cinq tranches en centralité considérées, on remarque une statistique importante pour le  $\Upsilon$  et une séparation possible des différents états Upsilon dans le domaine de masse  $M_{\mu^+\mu^-} > 4 \text{ GeV}/c^2$ . Le même type d'ajustement dans le domaine de masse  $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ , permet d'extraire, en plus, les taux de production des états Psi et les composantes du charme et de la beauté corrélée individuellement. Ceci suppose cependant une bonne connaissance des formes de ces composantes, nécessitant un Monte-Carlo performant (avec la prise en compte de tous les effets nucléaires).

L'ensemble de ces résultats, performances des détecteurs RPC, efficacité et taux de trigger, mesure des quarkonia, valide les choix qui ont été faits dans la conception du spectromètre à muons d'ALICE. Nous espérons que les premières données du spectromètre à muons d'ALICE, attendues au cours des quelques années à venir, viendront confirmer les conclusions de ces simulations et permettront de mettre en évidence des signaux clairs de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Cependant, du fait du nouveau domaine en énergie proposé par le LHC en collisions d'ions lourds, des surprises ne peuvent pas être exclues...

# Annexe A

## Le modèle de GLAUBER

### A.1 Introduction

Le modèle géométrique de GLAUBER [108] permet de déterminer des quantités liées à une collision proton-noyau ou noyau-noyau, en supposant qu'une collision noyau-noyau est une superposition indépendante de  $n$  collisions proton-proton, où  $n$  dépend de la centralité de la collision. Le seul degré de liberté du modèle est le paramètre d'impact  $b$  (distance exprimée dans le plan transverse séparant les centres des deux noyaux) qui détermine la centralité de la collision. Toutes les observables, telles que la section efficace, le taux de production, le nombre de nucléons participants et le nombre de collisions seront exprimées en fonction du paramètre d'impact de la collision. Dans ce modèle, on négligera tous les effets nucléaires (« shadowing », absorption nucléaire normale...). Ce modèle ne fait pas de distinction entre les collisions proton-neutron, proton-proton et neutron-neutron.

### A.2 Le noyau

La répartition des nucléons au sein du noyau suit une paramétrisation de WOODS-SAXON, qui représente la densité de probabilité qu'un nucléon se situe à une distance  $r$  du centre du noyau et s'écrit :

$$\rho_A(r) = \rho_0 \frac{1 + \omega(r/R_A)^2}{1 + \exp((r - R_A)/a)} \quad (\text{A.1})$$

Le paramètre  $R_A$  correspond au rayon du noyau. Son expression est la suivante :  $R_A = 1,19 \cdot A^{1/3} - 1,61 \cdot A^{-1/3}$  (fm). Les paramètres  $a$ ,  $R_A$  et  $\omega$  pour des noyaux de Pb et Ar sont regroupés dans le tableau A.1. La densité de probabilité  $\rho_A(r)$  est normalisée à 1, c'est-à-dire que  $\int \rho_A(r, z) d^2r dz = 1$ .

	A	$\rho_0$ (fm <sup>-3</sup> )	$\omega$	$R_A$ (fm)	$a$ (fm)
Ar	40	$4,25 \times 10^{-3}$	-0,161	3,766	0,586
Pb	208	$7,69 \times 10^{-4}$	0	6,624	0,549

**TAB. A.1** – Paramètres de la densité nucléaire pour des noyaux de plomb (<sup>208</sup>Pb) et d'argon (<sup>40</sup>Ar).

### A.3 Collision proton-noyau

Dans une collision proton-noyau, la probabilité d'avoir une collision proton-proton inélastique à  $b$  fixé s'écrit :

$$q(b) = T_A(b) \cdot \sigma_{pp}^{\text{inel}} \quad \text{avec} \quad T_A(b) = \int \rho_A(z, b) dz \quad (\text{A.2})$$

où  $\sigma_{pp}^{\text{inel}}$  est la section efficace proton-proton inélastique<sup>1</sup>.  $T_A(b)$  s'appelle la fonction de profil nucléaire associée au noyau A pour un paramètre d'impact  $b$ . Cette fonction représente la densité de probabilité  $\rho_A(r)$  projetée dans le plan transverse (plan qui contient le paramètre d'impact). On déduit alors la probabilité d'avoir  $n$  collisions proton-proton inélastiques parmi les A possibles :

$$p_A^{\text{inel}}(n, b) = C_A^n \cdot q^n \cdot (1 - q)^{A-n} \quad (\text{A.3})$$

#### Section efficace inélastique :

On peut maintenant dériver l'expression de la section efficace inélastique dont l'expression est :

$$\frac{d^2 \sigma_{pA}^{\text{inel}}}{d^2 b} = 1 - p_A^{\text{inel}}(0, b) = 1 - [1 - T_A(b) \sigma_{pp}^{\text{inel}}]^A \quad (\text{A.4})$$

Cette expression se simplifie de la manière suivante :

$$\sigma_{pA}^{\text{inel}} \simeq \int [1 - e^{-\sigma_{pp}^{\text{inel}} A T_A(b)}] d^2 b \quad \text{car} \quad T_A(b) \sigma_{pp}^{\text{inel}} \sim 0 \quad (\text{A.5})$$

#### Nombre de collisions inélastiques :

On peut également estimer que le nombre moyen de collisions inélastiques proton-proton lors d'une collision proton-noyau pour un paramètre d'impact  $b$  fixé s'écrit :

$$\mathcal{N}_{pA}^{\text{inel}}(b) = \sum_{n=1}^A n \cdot p_A^{\text{inel}}(n, b) = A \cdot T_A(b) \cdot \sigma_{pp}^{\text{inel}} \quad (\text{A.6})$$

#### Taux de production des processus durs :

Dans une collision proton-proton, le taux de production de processus durs (production de quarks lourds ou de quarkonia, par exemple) s'écrit :

$$\mathcal{N}_{pp}^{\text{hard}} = \frac{\sigma_{pp}^{\text{hard}}}{\sigma_{pp}^{\text{inel}}} \quad (\text{A.7})$$

Dans une collision proton-noyau, le taux de production moyen des processus durs est égal au produit du nombre moyen de collisions proton-proton inélastiques dans une collision proton-noyau par le taux de production de ces processus dans une collision proton-proton : ce taux de production s'écrit :

$$\mathcal{N}_{pA}^{\text{hard}}(b) = \mathcal{N}_{pA}^{\text{inel}}(b) \cdot \mathcal{N}_{pp}^{\text{hard}} = A \cdot T_A(b) \cdot \sigma_{pp}^{\text{hard}} \quad (\text{A.8})$$

---

<sup>1</sup>  $\sigma_{\text{inel}} = 70 \text{ mb}$  (60 mb) à 14 TeV (5.5 TeV) [109]

Le passage du taux de production proton-proton au taux de production proton-noyau s'appelle le « scaling » binaire, c'est-à-dire qu'une collision proton-noyau est la superposition de  $\mathcal{N}_{pA}^{\text{inel}}$  collisions proton-proton.

### Rapport de modification nucléaire :

À partir de l'équation précédente, on peut définir le rapport de modification nucléaire  $R_{pA}$  pour les collisions proton-noyau de la manière suivante :

$$R_{pA}(p_T, y, b) = \frac{d\mathcal{N}_{pA}^{\text{hard}}/dp_T^2 dy}{N_{pA}^{\text{inel}}(b) \times d\mathcal{N}_{pp}^{\text{hard}}/dp_T^2 dy} \quad (\text{A.9})$$

Dans les collisions proton-noyau, ce rapport est utilisé pour étudier les effets dans l'état initial tels que le « Color Glass Condensate », le « shadowing », et l'effet Cronin.

## A.4 Collision noyau-noyau

### Section efficace inélastique :

Par analogie avec les collisions proton-noyau, on peut dériver l'expression de la section inélastique noyau-noyau qui s'écrit :

$$\sigma_{AB}^{\text{inel}} = \int \left[ 1 - e^{-\sigma_{pp}^{\text{inel}} \cdot AB \cdot T_{AB}(b)} \right] d^2b \quad (\text{A.10})$$

où  $T_{AB}(b)$  est la fonction de recouvrement nucléaire des noyaux A et B séparés par le paramètre d'impact  $b$  dans le plan transverse. Cette fonction de recouvrement peut s'écrire comme la convolution des fonctions de profil nucléaire des noyaux A et B sur l'élément d'aire  $d^2s$  (aire de recouvrement des noyaux A et B), comme l'illustre la figure A.1. Son expression mathématique est la suivante :

$$T_{AB}(b) = \int T_A(s) T_B(|\vec{b} - \vec{s}|) d^2s \quad (\text{A.11})$$

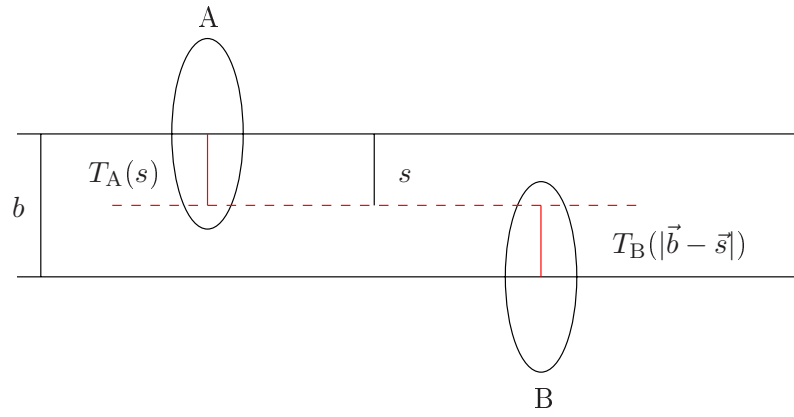
Cette fonction de recouvrement est montrée sur la figure A.2 pour des collisions Pb-Pb et Ar-Ar comme une fonction du paramètre d'impact  $b$ . Cette fonction a été ajustée par une fonction paire d'allure gaussienne à 4 paramètres dont la forme est la suivante :

$$T_{AB}(b) = \alpha_0 \cdot \exp\left(-\frac{b^2}{2\alpha_1^2}\right) + \alpha_2 \cdot \exp\left(-\frac{b^4}{2\alpha_3^4}\right) \quad (\text{A.12})$$

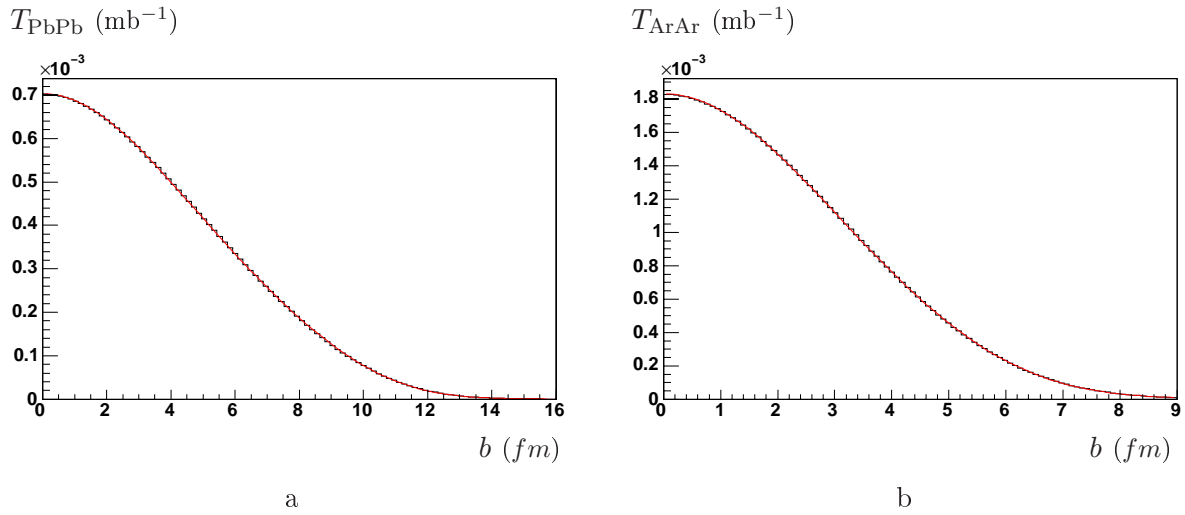
Les paramètres d'ajustement sont regroupés dans le tableau A.2.

	$\alpha_0$ (mb <sup>-1</sup> )	$\alpha_1$ (fm)	$\alpha_2$ (mb <sup>-1</sup> )	$\alpha_3$ (fm)
$T_{\text{PbPb}}(b)$	$5,116 \times 10^{-4}$	4,093	$1,899 \times 10^{-4}$	7,855
$T_{\text{ArAr}}(b)$	$1,607 \times 10^{-3}$	2,836	$0,221 \times 10^{-3}$	4,681

**TAB. A.2** – Paramètres d'ajustement de la fonction de recouvrement nucléaire pour des collisions Pb-Pb et Ar-Ar.



**FIG. A.1** – Schéma représentant la collision de deux noyaux A et B séparés d'une distance  $b$  (paramètre d'impact), où le vecteur  $\vec{s}$  définit le point de recouvrement des deux noyaux. Afin de simplifier le schéma, les vecteurs  $\vec{b}$  et  $\vec{s}$  sont choisis colinéaires.



**FIG. A.2** – Fonction de recouvrement nucléaire en fonction du paramètre d'impact de la collision pour des collisions Pb-Pb (a) et Ar-Ar (b).

À partir de l'équation A.10, on peut déterminer la section efficace inélastique « minimum bias » (sans aucun critère en centralité) en intégrant la section efficace inélastique sur le diamètre du noyau (paramètre d'impact maximum). Pour des collisions Pb-Pb, le paramètre d'impact maximum est  $b_{\max}=15$  fm, tandis que pour des collisions Ar-Ar, il est de l'ordre de 9 fm.

Il faut noter que dans le domaine  $[0, b_{\max}]$ , la section efficace inélastique se simplifie et a une dépendance quadratique au paramètre d'impact :

$$\sigma_{AB}^{\text{inel}}(b) \propto b^2 \quad (\text{A.13})$$

### Nombre de collisions inélastiques :

En opérant de la même manière, on peut également déterminer le nombre moyen de collisions inélastiques proton-proton dans une collision noyau-noyau pour un paramètre d'impact fixé à  $b$  :

$$\mathcal{N}_{AB}^{\text{inel}}(b) = AB \cdot T_{AB}(b) \cdot \sigma_{pp}^{\text{inel}} \quad (\text{A.14})$$

On constate que le comportement du nombre moyen de collisions inélastiques proton-proton et du nombre moyen de processus durs en fonction du paramètre d'impact  $b$  est similaire à celui de la fonction de recouvrement nucléaire montrée sur la figure A.2. Seule la normalisation est modifiée.

Dans le cas de collisions noyau-noyau symétrique A-A, le nombre de collisions inélastiques sert à exprimer le facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  :

$$R_{AA}(p_T, y, b) = \frac{d\mathcal{N}_{AA}/dp_T^2 dy}{\mathcal{N}_{AA}^{\text{inel}}(b) \times d\mathcal{N}_{pp}/dp_T^2 dy} \quad (\text{A.15})$$

que l'on peut réécrire de la façon suivante :

$$R_{AA}(p_T, y, b) = \frac{d\mathcal{N}_{AA}/dp_T^2 dy}{A^2 \cdot T_{AA}(b) \cdot \sigma_{pp}^{\text{inel}} \times d\mathcal{N}_{pp}/dp_T^2 dy} \quad (\text{A.16})$$

Ce facteur vaut 1 si les collisions proton-proton sont indépendantes lors d'une collision A-A. Par contre, si ce facteur diffère de l'unité alors les collisions proton-proton interfèrent entre elles.

### Nombre de nucléons participants :

Dans une collision noyau-noyau, le nombre de nucléons participants à au moins une collision nucléon-nucléon inélastique parmi les A+B nucléons s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_{AB}^{\text{part}}(b) &= A \int T_A(s) \cdot \left[ 1 - p_B^{\text{inel}}(0, |\vec{b} - \vec{s}|) \right] \cdot d^2s \\ &+ B \int T_B(s) \cdot \left[ 1 - p_A^{\text{inel}}(0, |\vec{b} - \vec{s}|) \right] \cdot d^2s \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

où  $p_A^{\text{inel}}$  est défini précédemment (cf. equation A.3). Le nombre de nucléons spectateurs à la collision se déduit alors :

$$\mathcal{N}_{AB}^{\text{spec}}(b) = A + B - \mathcal{N}_{AB}^{\text{part}}(b) \quad (\text{A.18})$$

Cette observable, mesurable avec un « calorimètre à zéro degré », peut être utilisée pour évaluer la centralité de la collision noyau-noyau.

### Taux de production des processus durs :

En s'inspirant de l'équation A.7, le nombre moyen de processus durs (quarks lourds ou quarkonia, par exemple) dans les collisions noyaux-noyaux s'écrit, pour un paramètre d'impact  $b$  fixé :

$$\mathcal{N}_{AB}^{\text{hard}}(b) = AB \cdot T_{AB}(b) \cdot \sigma_{pp}^{\text{hard}} \quad (\text{A.19})$$

Pour une classe en centralité donnée ( $b_1 < b < b_2$ ), ce taux de production doit être moyenné sur le domaine en centralité et s'exprime :

$$\langle \mathcal{N}_{AB}^{\text{hard}} \rangle = \frac{1}{\pi \cdot (b_2^2 - b_1^2)} \times \int_{b_1}^{b_2} AB \cdot T_{AB}(b) \cdot \sigma_{pp}^{\text{hard}} d^2b = \mathcal{R}_G \times \sigma_{pp}^{\text{hard}} \quad (\text{A.20})$$



où le facteur  $\mathcal{R}_G$  est un facteur géométrique qui dépend uniquement du domaine en centralité et des noyaux mis en jeu lors de la collision.

### Section efficace pour les processus durs :

La section efficace noyau-noyau des processus durs s'écrit comme suit :

$$\frac{d^2\sigma_{AB}^{\text{hard}}}{d^2b} = AB \cdot T_{AB}(b) \sigma_{pp}^{\text{hard}} \quad (\text{A.21})$$

Pour des collisions noyau-noyau « minimum bias » (sans aucun critère en centralité), la section efficace se simplifie et s'exprime de la manière suivante :

$$\sigma_{AB}^{\text{hard [MB]}} = AB \cdot \sigma_{pp}^{\text{hard}} \quad (\text{A.22})$$

### Fréquence expérimentale des collisions noyau-noyau :

Pour une luminosité  $\mathcal{L}$  fixée, on peut dénombrer la fréquence des collisions noyau-noyau pour une classe en centralité donnée :

$$\langle f_{AB}^{\text{coll}} \rangle = \mathcal{L} \times \langle \sigma_{AB}^{\text{geo}} \rangle \quad (\text{A.23})$$

où  $\sigma_{AB}^{\text{geo}}$  représente la section efficace géométrique noyau-noyau. Cette dernière s'écrit :

$$\langle \sigma_{AB}^{\text{geo}} \rangle \simeq \pi \times (b_2^2 - b_1^2) \quad (\text{A.24})$$

### Fréquence expérimentale de production des processus durs :

Pour une classe en centralité donnée, on peut maintenant établir l'expression de la fréquence expérimentale de production des processus durs. Elle s'obtient ainsi :

$$\langle f_{AB}^{\text{hard}} \rangle = \langle f_{AB}^{\text{coll}} \rangle \times \langle N_{AB}^{\text{hard}} \rangle = \langle f_{AB}^{\text{coll}} \rangle \times \mathcal{R}_G \times \sigma_{pp}^{\text{hard}} \quad (\text{A.25})$$

# Table des figures

1.1	Évolution de la constante de couplage de QCD, $\alpha_S(Q)$ , en fonction de l'échelle d'énergie, $Q$ , à laquelle on se place pour observer les processus physiques [5]. . . . .	5
1.2	Évolution de la densité d'énergie en fonction de la température pour les deux phases considérées. . . . .	8
1.3	Densité d'énergie (à gauche) et terme d'interaction (à droite) du système en fonction de la température [7, 8]. Les courbes rouges (bleues) représentent un plasma de deux (trois) saveurs de quarks légers. La courbe verte correspond à un plasma de deux saveurs de quarks légers et une saveur plus lourde. . . . .	9
1.4	Diagramme de phase $(\mu_B, T)$ de la matière nucléaire obtenu avec les calculs de QCD sur réseau pour un plasma de deux saveurs de quarks légers ( $u, d$ ) et une saveur de quark lourd ( $s$ ) [11]. . . . .	10
1.5	Évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes dans le scénario de Bjorken [12]. . . . .	12
1.6	Rapport des distributions de partons pour les gluons dans le cas du plomb ( $A = 208$ ) en fonction de $x$ issu du modèle EKS98. Les différentes courbes correspondent à des $Q^2$ allant de 2,25 GeV <sup>2</sup> à 10000 GeV <sup>2</sup> . Les régions accessibles aux différents accélérateurs, à savoir le SPS, le RHIC et le LHC, sont également indiquées. . . . .	15
1.7	Évolution de la densité gluonique dans un proton en fonction de $x$ et pour différentes résolutions $Q^2$ , mesuré par l'expérience HERA (à gauche). Représentation du proton à grand $x$ (faible énergie) et à petit $x$ (haute énergie) (à droite). . . . .	16
1.8	Rapport de modification nucléaire, $R_{dAu}(p_T)$ , des hadrons mesurés à différentes rapidités par l'expérience BRAHMS dans les collisions d-Au [20].	17
1.9	Multiplicité de particules chargées en fonction de l'énergie incidente pour les collisions proton-proton et A-A [63]. Les données p-p (A-A) sont ajustées par une fonction logarithmique représentée en trait plein (trait pointillé). Les données A-A sont ajusté également par une loi de puissance issue d'un modèle de saturation [22] (courbe en tirets longs). La courbe en tirets courts est un ajustement linéaire des données A-A. . .	19
1.10	Comparaison des rapports (anti-)hadron/hadron au RHIC avec les prédictions d'un modèle statistique [24]. . . . .	21

1.11	<b>À gauche</b> : Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour les pions neutres et les hadrons chargés dans les collisions d-Au et Au-Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV mesurés par l'expérience PHENIX [28]. <b>À droite</b> : Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour les pions neutres, les $\eta$ et les photons directs dans les collisions Au-Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV mesurés par l'expérience PHENIX [29]. La courbe correspond à un modèle basé sur la perte d'énergie partonique GLV (Gyulassy Levai Vitev) [30]. . . . .	24
1.12	Corrélation azimutale des hadrons de haut $p_T$ mesurée par l'expérience STAR [31] dans les collisions p-p (ligne continue), centrales d-Au (ronds), « minimum bias » d-Au (triangles) et centrales Au-Au (étoiles). . . . .	24
1.13	Probabilité de survie des états liés $c\bar{c}$ (à gauche) et du $J/\psi$ (à droite) en fonction de la densité d'énergie du milieu. . . . .	26
1.14	Dissociation des quarkonia comme une mesure indirecte de la température du milieu. . . . .	26
1.15	Diagramme de Feynmann à l'ordre ( $\alpha_S^2$ ) pour la création d'une paire $Q\bar{Q}$ : l'annihilation $q\bar{q}$ (diagramme a) et la fusion de gluon (diagrammes b, c et d). . . . .	28
1.16	Diagramme de Feynmann à l'ordre ( $\alpha_S^3$ ) pour la création d'une paire $Q\bar{Q}$ : la brisure d'un gluon (diagrammes a), l'excitation de saveur (diagrammes b) et l'émission d'un gluon dans l'état final (diagrammes c). . . . .	28
1.17	Diagramme de production d'un $J/\psi$ dans le modèle de l'octet de couleur (à gauche). Ajustement de la section efficace proton-proton du $J/\psi$ en fonction de $\sqrt{s}$ avec le modèle de l'octet de couleur (à droite). . . . .	30
1.18	Taux de production du $J/\psi$ normalisés au Drell-Yan mesurés au SPS en fonction de la longueur $L$ de matière traversée pour les collisions proton-noyau et noyau-noyau légers [45] (à gauche). Rapport de modification nucléaire du $J/\psi$ mesuré au RHIC en fonction de la rapidité pour les collisions d-Au à 200 GeV [48] (à droite). . . . .	31
1.19	<b>à gauche</b> : Taux de production du $J/\psi$ mesurés et normalisés aux taux de production attendus en fonction du nombre de nucléons participants. Les taux de productions attendus prennent en compte l'absorption normale mesurée dans les collisions proton-noyau [55]. <b>à droite</b> : Rapport de modification nucléaire pour le $J/\psi$ mesuré au RHIC en fonction du nombre de nucléons participants à la collision pour les collisions d-Au, Cu-Cu et Au-Au [56]. . . . .	32
1.20	Probabilité de survie des $J/\psi$ en fonction de la densité d'énergie dans le modèle des co-voyageurs (à gauche) et dans le modèle de suppression séquentielle (à droite) [38]. . . . .	33
1.21	Probabilité de survie du $J/\psi$ mesurée au SPS et au RHIC en fonction de la densité d'énergie (à gauche). Probabilité de survie du $J/\psi$ , à partir des mesures du $\psi'$ et du $J/\psi$ du SPS, en fonction de la densité d'énergie (à droite) [57]. . . . .	34
1.22	Probabilité de survie du $J/\psi$ extrapolée au LHC pour deux scénarii : augmentation par hadronisation statistique (en bleue) et suppression séquentielle (en rouge). . . . .	34
2.1	Complexe des accélérateurs du CERN. Les positions des quatre expériences (ATLAS, CMS, LHCb et ALICE) sur l'anneau du LHC sont également indiquées. . . . .	40

2.2	Schéma du détecteur ALICE. . . . .	41
2.3	Densités d'énergie atteintes lors des collisions proton-proton, oxygène-oxygène, argon-argon et plomb-plomb en fonction de la centralité. Ces densités d'énergie ont été calculées en utilisant la formule de Bjorken. La borne supérieure (inférieure) d'une bande donnée correspond aux collisions centrales (« minimum bias ») noyau-noyau. . . . .	42
2.4	Schéma de l'ITS. . . . .	44
2.5	Schéma de la TPC d'ALICE. . . . .	44
2.6	Schéma montrant l'emplacement du TRD et du TOF dans la partie centrale d'ALICE. . . . .	46
2.7	Schéma en 3-D des sept modules du HMPID. . . . .	46
2.8	Schéma du PHOS. . . . .	47
2.9	Récapitulatif des performances d'identification des sous-détecteurs de la partie centrale d'ALICE. . . . .	47
2.10	Implantation du ZDC dans le tube à vide. . . . .	49
2.11	Localisation des détecteurs à grande rapidité : PMD, FMD (Si1, Si2 et Si3), V0 et T0. . . . .	49
2.12	Segmentation des détecteurs V0. Les côtes correspondent au détecteur V0 <sub>C</sub> . . . . .	51
2.13	Vue globale du spectromètre à muons d'ALICE couvrant le domaine en pseudo-rapacité $-4 < \eta < -2, 5$ . . . . .	52
2.14	Schéma de l'absorbeur frontal. . . . .	53
2.15	Schéma d'une partie du blindage de faisceau à petit angle. . . . .	53
2.16	Profil du champ magnétique, $B_x$ du dipôle dans la direction du faisceau ( $z$ ) pour différentes positions dans le plan (X,Y). . . . .	54
2.17	Schéma de principe d'une CPC. . . . .	55
2.18	Schéma du principe du « trigger ». . . . .	59
2.19	Vue en coupe d'une RPC du « trigger » du spectromètre à muons. . . . .	61
2.20	Stations MT1 et MT2 du « trigger » du spectromètre à muons composées chacune de deux plans de RPC. . . . .	63
2.21	Segmentation en « strips » X (à gauche) et « strips » Y (à droite) pour un quart de plan de MT11. Le reste du plan se déduit par symétrie. . . . .	63
2.22	Spectres en temps obtenus lors des tests en mode « streamer » pour deux valeurs de haute tension avec le système ADuT (en haut) et avec un système de discrimination à simple seuil (en bas). . . . .	64
2.23	Schéma global de l'électronique de « trigger » du spectromètre à muons d'ALICE. . . . .	65
2.24	Chaîne temporelle de l'électronique de « trigger » du spectromètre à muons depuis l'interaction jusqu'à la décision du « trigger » global. . . . .	65
3.1	Schéma du dispositif expérimental utilisé lors des tests sous faisceau en août 2003 au CERN, comprenant 3 chambres à fils (DWC) et 2 hodoscopes de scintillateurs plastiques associés à des photomultiplicateurs. . . . .	71
3.2	Position de la RPC testée sur un des plans de détection du « trigger » du spectromètre à muons (à gauche), et segmentation des deux plans de lecture X et Y de cette RPC en terme de « strips » (à droite). . . . .	71
3.3	Schéma représentant une bande de transmission (« strip »). Le signal électrique ( $I_i$ ) initié par le passage d'une particule chargée dans le volume de gaz, se propage jusqu'à la carte d'électronique FEB et jusqu'à la carte d'adaptation FEA. . . . .	72

3.4	Courbes d'efficacité pour chacun des deux plans (X et Y), pour deux positions différentes du faisceau sur la RPC. . . . .	75
3.5	Valeur de la haute tension pour une efficacité fixée à 80% en fonction de la position horizontale x (longueur de 210 cm), pour différentes positions verticales y (hauteur de 72 cm). Plan de « strips » X à gauche et plan de « strips » Y à droite. . . . .	76
3.6	Valeur de la haute tension pour une efficacité fixée à 95% en fonction de la position horizontale x (longueur de 210 cm), pour différentes positions verticales y (hauteur de 72 cm). Plan de « strips » X à gauche et plan de « strips » Y à droite. . . . .	76
3.7	Carte d'efficacité à 80% en fonction de la position et de la haute tension pour le plan X. Les bandes noires représentent la position des cartes FEB sur la RPC. Les « strips » sont perpendiculaires à ces bandes avec 8 « strips » par bandes. . . . .	77
3.8	Carte d'efficacité à 80% en fonction de la position et de la haute tension pour le plan Y. Les bandes noires représentent la position des cartes FEB sur la RPC. Les « strips » sont perpendiculaires à ces bandes avec 8 « strips » par bandes. . . . .	78
3.9	Différence entre la haute tension sur le plan X et la haute tension sur le plan Y pour une efficacité fixée à 80% en fonction de la position. La segmentation des plans de lecture en X et Y est également représentée. . . . .	79
3.10	Taille des « clusters » pour des « strips » de 2 cm, 300 V au-dessus du genou. . . . .	80
3.11	Valeur moyenne de la taille des « clusters » en fonction de la haute tension au voisinage du genou (référence 0 V) pour des « strips » de 1 cm du plan X. . . . .	81
3.12	Valeur moyenne de la taille des « clusters » en fonction de la haute tension au voisinage du genou (référence 0 V) pour des « strips » de 2 cm du plan X. . . . .	81
3.13	Valeur moyenne de la taille des « clusters » en fonction de la haute tension au voisinage du genou (référence 0 V) pour des « strips » de 4 cm du plan X. . . . .	81
3.14	« RMS TDC » (à droite) et « sigma TDC » (à gauche) en fonction de la haute tension au voisinage du genou (référence 0 V) pour des « strips » de 2 cm. Les variables « RMS TDC » et « sigma TDC » sont définies dans le texte. . . . .	82
4.1	Nombre moyen de muons émis dans l'acceptance du spectromètre à muons pour une impulsion transverse $p_T$ supérieure à un seuil $p_T^{\text{min}}$ , et pour les principales sources de muons [96]. . . . .	85
4.2	Distributions en pseudo-rapacité (a) et en impulsion transverse (b) des pions chargés et des kaons chargés pour des collisions centrales Pb-Pb obtenues avec HIJING. . . . .	86
4.3	Distributions en pseudo-rapacité des particules chargées pour des collisions centrales Pb-Pb obtenues à partir de différents générateurs. La fenêtre en pseudo-rapacité $2.5 < \eta < 4$ correspond à l'acceptance du spectromètre à muons. . . . .	86
4.4	Distributions en impulsion transverse (a, b) et en rapidité (c, d) pour le $J/\psi$ (a, c) et pour le $\Upsilon$ (b, d) lors de collisions Pb-Pb à 5,5 TeV (données de CDF extrapolées à 5,5 TeV). La normalisation est arbitraire. . . . .	91

4.5	Efficacité de référence du « trigger » pour des muons simples en fonction de l'impulsion transverse des muons pour la coupure basse en $p_T$ (a) et pour la coupure haute en $p_T$ (b). . . . .	94
4.6	Cartes d'efficacité des muons simples en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapacité des muons sans coupure en $p_T$ (« all $p_T$ » en haut), pour la coupure bas $p_T$ (au centre) et pour la coupure haut $p_T$ (en bas). . . . .	96
4.7	Spectres en impulsion transverse des muons issus de la désintégration des hadrons charmés (a) et des hadrons beaux (b). . . . .	97
4.8	Efficacité de détection du $J/\psi$ (en haut) et du $\Upsilon$ (en bas) en fonction de l'impulsion transverse (à gauche) et de la rapidité (à droite) de la résonance. . . . .	100
4.9	Facteur géométrique issu du modèle de Glauber ( $\mathcal{R}_G$ ) pour les collisions Pb-Pb et Ar-Ar en fonction de la centralité de la collision. . . . .	105
4.10	Nombre moyen de muons simples (première ligne), de dimuons de signes différents (deuxième ligne) et de dimuons de même signe (troisième ligne) par événement Pb-Pb franchissant les différentes coupures du « trigger » : sans sélection en $p_T$ (coupure Apt, première colonne), avec la coupure basse en $p_T$ (deuxième colonne) et avec la coupure haute en $p_T$ (troisième colonne) en fonction de la centralité de la collision. . . . .	112
4.11	Probabilité de « trigger » pour les muons simples (première ligne), les dimuons de signes différents (deuxième ligne) et les dimuons de même signe (troisième ligne) pour des collisions Pb-Pb et pour les différents seuils en $p_T$ du « trigger » : sans sélection en $p_T$ (coupure Apt, première colonne), avec la coupure basse en $p_T$ (deuxième colonne) et avec la coupure haute en $p_T$ (troisième colonne). La probabilité de « trigger » a été quantifiée soit directement à partir de la réponse de l'algorithme de « trigger » (points noirs), soit en supposant un comportement poissonnien (points rouges) (cf. équations 4.17, 4.18 et 4.22). . . . .	113
4.12	Taux de « trigger » intégrés ( $b < b_{max}$ ) pour les muons simples (première ligne), les dimuons de signes différents (deuxième ligne) et les dimuons de même signe (troisième ligne) pour des collisions Pb-Pb et pour les différents seuils en $p_T$ du « trigger » : sans sélection en $p_T$ (coupure Apt, première colonne), avec la coupure basse en $p_T$ (deuxième colonne) et avec la coupure haute en $p_T$ (troisième colonne). Les taux de « trigger minimum bias » ( $b_{max}=16$ fm) sont également indiqués. . . . .	114
4.13	Taux de « trigger » intégrés ( $b < b_{max}$ ) pour les muons simples (première ligne), les dimuons de signes différents (deuxième ligne) et les dimuons de même signe (troisième ligne) pour des collisions Ar-Ar et pour les différents seuils en $p_T$ du « trigger » : sans sélection en $p_T$ (coupure Apt, première colonne), avec la coupure basse en $p_T$ (deuxième colonne) et avec la coupure haute en $p_T$ (troisième colonne). Les taux de « trigger minimum bias » ( $b_{max}=10$ fm) sont également indiqués. . . . .	115

4.14	Taux de « trigger » intégrés ( $b < b_{max}$ ) pour les muons simples (première ligne), les dimuons de signes différents (deuxième ligne) et les dimuons de même signe (troisième ligne) pour des collisions Pb-Pb et pour les différents seuils en $p_T$ du « trigger » : sans sélection en $p_T$ (coupure Apt, première colonne), avec la coupure basse en $p_T$ (deuxième colonne) et avec la coupure haute en $p_T$ (troisième colonne). Les taux de « trigger minimum bias » ( $b_{max}=16$ fm) sont également indiqués. Les conditions utilisées pour le calcul de ces taux de « trigger » sont indiquées dans le texte. . . . .	120
4.15	Nombre de coups (à gauche) et densité de coups (à droite) sur la première chambre de « trigger » par collision centrale Pb-Pb (en haut) et Ar-Ar (en bas). . . . .	122
5.1	Spectre en masse des dimuons non-corrélés de signes opposés (pointillé noir) et spectre total en masse des dimuons de signes opposés regroupant les composantes non-corrélée et corrélée (ligne rouge). Ces deux spectres sont normalisés à un mois de collisions centrales Pb-Pb. . . . .	132
5.2	Ajustement de la forme du Upsilon avec une Breit-Wigner modifiée (ligne rouge continue) et une convolution d'une Landau avec une Gaussienne (ligne noire discontinue) en échelle linéaire (à droite) et logarithmique (à gauche). Les fonctions de forme utilisées pour le Upsilon sont définies dans le texte. . . . .	133
5.3	Ajustement de la forme des états Upsilon. La fonction de forme utilisée pour chaque état Upsilon est définie dans le texte. . . . .	133
5.4	Ajustement de la forme du continuum corrélé (charme + beauté) avec une fonction exponentielle dans le domaine en masse invariante $4 < M_{\mu^+\mu^-} < 8$ et $11 < M_{\mu^+\mu^-} < 12$ GeV/ $c^2$ . . . . .	134
5.5	Spectre en masse des dimuons corrélés de signes opposés, après soustraction parfaite du continuum non-corrélé. Ce spectre est normalisé à un mois d'acquisition de collisions centrales Pb-Pb ( $10^6$ s), avec une luminosité de $5 \times 10^{26}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ . Les taux de production pour les états Upsilon et le continuum corrélé sont extraits à partir d'un ajustement global de ce spectre. . . . .	135
5.6	Spectres en masse des dimuons corrélés de signes opposés et taux de production attendus pour les états Upsilon correspondant à un mois de collisions Pb-Pb pour les classes en centralité autres que celle présentée figure 5.5 et pour les collisions sans critère en centralité (« minimum bias »). . . . .	136
5.7	Distributions des taux de production des états Upsilon ( $\Upsilon$ , $\Upsilon'$ , $\Upsilon''$ ) extraits pour 1000 ajustements différents pour les collisions centrales Pb-Pb. Chaque ajustement correspond à des fluctuations statistiques « bin » à « bin » différentes pour le spectre total des dimuons. Ces distributions sont ajustées avec une gaussienne : la valeur moyenne et l'écart type donnent respectivement le taux de production moyen et l'erreur statistique associée pour les états Upsilon. . . . .	137
5.8	Spectres en masse des dimuons de signes opposés provenant du charme corrélé (à gauche) et de la beauté corrélée (à droite), ajustés avec les fonctions de forme définies dans le texte, pour $M_{\mu^+\mu^-} > 2$ GeV/ $c^2$ . . . . .	139

5.9	Spectre en masse des dimuons corrélés de signes opposés provenant de la désintégration du $J/\psi$ (en haut) et du $\psi'$ (en bas), ajusté avec la fonction de forme définie dans le texte. . . . .	140
5.10	Spectre en masse des dimuons corrélés de signes opposés et taux de production attendus pour les différentes composantes du spectre ( $c\bar{c}$ , $b\bar{b}$ , $J/\psi$ , $\psi'$ , $\Upsilon$ , $\Upsilon'$ et $\Upsilon''$ ), pour les cinq classes en centralité et pour les collisions sans critère en centralité (« minimum bias »). Ces taux de production, extraits à partir d'un ajustement global du spectre ( $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ ) avec les fonctions de forme des différentes composantes, correspondent à un mois collisions Pb-Pb ( $10^6 s$ ) avec une luminosité de $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . . . . .	141
5.11	Distributions des taux de production extraits pour 1000 ajustements différents pour les collisions centrales Pb-Pb. Chaque ajustement correspond à des fluctuations statistiques « bin » à « bin » différentes pour le spectre total des dimuons. Ces distributions sont ajustées avec une gaussienne : la valeur moyenne et l'écart type donnent respectivement le taux de production moyen et l'erreur statistique associée pour la beauté corrélée, le charme corrélé, les états Psi ( $J/\psi$ , $\psi$ ) et les états Upsilon ( $\Upsilon$ , $\Upsilon'$ ). . . . .	143
5.12	Rapport $\Upsilon'/\Upsilon$ en fonction du nombre de nucléons participants à la collision Pb-Pb [64], sans formation de plasma de quarks et de gluons (points noir) et avec formation d'un plasma de quarks et de gluons pour deux cas extrêmes correspondant respectivement à une température de déconfinement de 190 MeV (points blanc) et 270 MeV (triangles noir). Ce rapport et les erreurs statistiques correspondantes ont été quantifiés pour un mois de collisions Pb-Pb au LHC avec une luminosité de $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . . . . .	147
A.1	Schéma représentant la collision de deux noyaux A et B séparés d'une distance $b$ (paramètre d'impact), où le vecteur $\vec{s}$ définit le point de recouvrement des deux noyaux. Afin de simplifier le schéma, les vecteurs $\vec{b}$ et $\vec{s}$ sont choisis colinéaires. . . . .	154
A.2	Fonction de recouvrement nucléaire en fonction du paramètre d'impact de la collision pour des collisions Pb-Pb (a) et Ar-Ar (b). . . . .	154





# Liste des tableaux

1.1	Énergie dans le centre de masse ( $\sqrt{s_{NN}}$ ), densité d'énergie calculée pour $\tau = 1$ fm/c ( $\epsilon$ ), temps de formation du plasma ( $\tau_0$ ), temps de vie du plasma ( $\tau_{QGP}$ ), temps de « freeze out » ( $\tau_f$ ) et volume du « freeze out » ( $V_f$ ) pour des collisions centrales au SPS, au RHIC et au LHC [13, 14, 15].	11
1.2	Spectroscopie des quarkonia dans le vide ( $M_i, r_i, \Delta E_i$ ), température de dissociation des quarkonia dans le milieu ( $T_d$ ) [38] et contribution des états excités à l'état fondamental ( $f_{J/\psi, \Upsilon}^i$ ) [93]. $T_c$ est la température critique estimée à environ 173 MeV par les calculs de QCD sur réseau. .	25
1.3	Spectroscopie expérimentale des quarkonia [39]. . . . .	26
1.4	Paramètre du modèle d'évaporation de couleur fixé par les données expérimentales [41]. . . . .	29
2.1	Principales caractéristiques attendues au LHC pour les faisceaux de proton et de plomb. Dans le cas des collisions noyau-noyau, la section efficace inélastique est approximativement égale à la section efficace géométrique « minimum bias » (cf. Annexe A). . . . .	38
2.2	Résolutions spatiales ( $r - \phi, z$ ), simple et double traces, pour les trois différentes couches de détecteurs au silicium de l'ITS (SPD, SDD et SSD).	44
2.3	Signaux de « trigger » pour les niveaux L0 et L1 provenant des différents détecteurs d'ALICE et recueillis par le CTP pour les collisions Pb-Pb. .	56
2.4	Conditions de « trigger » pour les classes de « trigger » impliquant un des « trigger » du spectromètre à muons. . . . .	57
3.1	Caractéristiques des « strips » et du signal transmis à la carte d'électronique FEB. La valeur de $I_i$ est prise arbitrairement à $I_i = 2$ mA. . . . .	72
3.2	Valeur moyenne de la taille des « clusters » au genou (en haut) ainsi qu'au point de fonctionnement (en bas) pour des « strips » de 1 cm, 2 cm et 4 cm. . . . .	80
4.1	Paramètres des distributions en pseudo-rapacité des pions et kaons chargés issues de HIJING pour des collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar. . . . .	87
4.2	Multiplicités de pions chargés ( $\pi^\pm$ ), de kaons chargés ( $K^\pm$ ) et de pions et kaons neutres et chargés ( $\pi, K$ ) <sub>tot</sub> produits dans la fenêtre angulaire $[0^\circ, 20^\circ]$ lors de collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar. . . . .	88
4.3	Paramètres d'ajustement des distributions en rapidité et en impulsion transverse pour les hadrons charmés et les hadrons beaux obtenues avec PYTHIA. . . . .	89
4.4	Taux de production et facteur de « shadowing » pour les quarks charmés et beaux dans les collisions centrales Pb-Pb (Ar-Ar) à $\sqrt{s_{NN}}=5,5$ TeV (6,3 TeV). La section efficace proton-proton à $\sqrt{s_{NN}}=5,5$ TeV (6,3 TeV) est également reportée. . . . .	90

4.5	Taux de production et facteur de « shadowing » (à paramètre d'impact nul) pour le $\phi$ , les charmonia ( $J/\psi$ , $\psi'$ ) et les bottomonia ( $\Upsilon$ , $\Upsilon'$ , $\Upsilon''$ ) dans les collisions centrales Pb-Pb (Ar-Ar) à $\sqrt{s_{NN}}=5,5$ TeV (6,3 TeV). La section efficace proton-proton à $\sqrt{s_{NN}}=5,5$ TeV (6,3 TeV) est également reportée [93]. . . . .	92
4.6	Caractéristiques attendues au LHC lors des collisions p-p, Ar-Ar et Pb-Pb, où $\langle \mathcal{L} \rangle$ représente la luminosité moyenne, $\sigma_{\text{inel}}$ est la section efficace inélastique et $N_{\text{coll}}$ est le nombre de collisions inélastiques par seconde. . . . .	92
4.7	Paramètres de la fonction qui reproduit la réponse du « trigger » suivant la coupure en $p_T$ considérée et pour les deux définitions de l'efficacité de « trigger » (référence et géométrique). L'efficacité nominale ( $\epsilon_{\text{nom}}$ ), évaluée à $p_T = 10$ GeV/c (au plateau), est reportée également. . . . .	94
4.8	Efficacités de rejection pour les muons de désintégration des $\pi/K$ , hadrons charmés et hadrons beaux suivant la coupure en $p_T$ appliquée. L'erreur statistique sur les efficacités est de l'ordre de 0.5%. Les efficacités de rejection ont été calculées à partir de deux méthodes, la méthode standard et la méthode par convolution des spectres. . . . .	95
4.9	Paramètres de la fonction d'ajustement du spectre en impulsion transverse des muons issus des hadrons charmés et beaux. . . . .	97
4.10	Facteurs d'acceptance géométrique ( $\alpha_{\text{geo}}$ ) et d'acceptance 3/4 ( $\alpha_{\text{geo}}^{\text{trig}}$ ) pour les quarkonia. . . . .	99
4.11	Efficacités de détection des résonances suivant la coupure en $p_T$ appliquée au niveau du « trigger ». L'erreur statistique sur les efficacités est de l'ordre de 0.5%. . . . .	99
4.12	Fréquences ( $f$ ) et nombres de quarkonia ( $\mathcal{N}$ ) du « trigger » pour les différentes résonances ( $\phi$ , $J/\psi$ , $\psi'$ , $\Upsilon$ , $\Upsilon'$ et $\Upsilon''$ ) suivant la coupure en $p_T$ appliquée au niveau du « trigger ». Les fréquences sont données pour les collisions Pb-Pb et Ar-Ar, sans aucun critère en centralité (« minimum bias ») et les taux de déclenchement sont donnés pour un mois d'acquisition en Pb-Pb ou Ar-Ar sans aucun critère en centralité. La fréquence de collisions inélastiques est indiquée à titre de comparaison. . . . .	101
4.13	Réponses du « trigger » qui ne donnent aucun signal dimuon de signes différents. Les probabilités associées à ces types de réponses sont également reportées. Les notations sont définies dans le texte. . . . .	102
4.14	Réponses du « trigger » qui ne donnent aucun signal dimuon de même signe. Les probabilités associées à ces types de réponses sont également reportées. Les notations sont définies dans le texte. . . . .	103
4.15	Nombre moyen de muons qui passent les différentes coupures en $p_T$ du « trigger » (« muons déclencheurs ») pour des collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar. La composante notée, $\pi/K \rightarrow \mu$ , correspond à la source de pions et kaons où les gerbes hadroniques ont été bloquées, tandis que pour la composante notée, $\pi/K \rightarrow \text{all}$ , le développement des gerbes est autorisé. . . . .	108
4.16	Taux de « trigger » Pb-Pb et Ar-Ar « minimum bias » pour les muons simples, les dimuons de signes différents et les dimuons de mêmes signes sans prise en compte des effets combinatoires, pour les différents seuils en $p_T$ du « trigger ». Le nombre de collisions inélastiques par seconde est indiqué à titre de comparaison. . . . .	109

- 4.17 Nombre moyen de muons simples ( $\mu^+, \mu^-, \mu^0$ ) issus des pions, kaons, hadrons charmés et beaux qui passent les différentes coupures en  $p_T$  du « trigger » pour des collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar. Pour la source de pions et kaons, deux scénarii sont envisagés : avec ( $\pi, K \rightarrow \mu$ ) et sans ( $\pi, K \rightarrow \text{all}$ ) suppression des gerbes hadroniques. La multiplicité totale a été calculée après fusion de toutes les composantes : pions et kaons (sans suppression des gerbes hadroniques), hadrons charmés et hadrons beaux. 110
- 4.18 Nombre moyen de dimuons de signes différents (SD) et de dimuons de mêmes signes (MS) qui passent les différentes coupures en  $p_T$  du « trigger » pour les collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar. Les sources suivantes ont été fusionnées : pions et kaons sans suppression des gerbes hadroniques, hadrons charmés et hadrons beaux. La composante des muons non signés ( $\mu_0$ ) est prise en compte. . . . . 110
- 4.19 Taux de « trigger » pour les collisions centrales Pb-Pb ( $b < 5$  fm) et Ar-Ar ( $b < 3$  fm) en fonction de la réponse du « trigger » (muons simples, dimuons de signes différents et dimuons de même signe) et des différents seuils en  $p_T$  du « trigger ». Le nombre de collisions centrales inélastiques par seconde,  $f_{CC}^{\text{inel}}$ , est indiqué à titre de comparaison. . . . . 116
- 4.20 Taux de « trigger » Pb-Pb et Ar-Ar « minimum bias » en fonction de la réponse du « trigger » (muons simples, dimuons de signes différents et dimuons de même signe) et des différents seuils en  $p_T$  du « trigger ». Le nombre de collisions inélastiques par seconde est indiqué à titre de comparaison. . . . . 118
- 4.21 Taux de « trigger » dimuons de signes différents pour chaque contribution (pions et kaons, hadrons charmés et hadrons beaux) et pour les différents seuils en  $p_T$  du « trigger ». Les taux de « trigger » sont donnés pour des collisions Pb-Pb et Ar-Ar « minimum bias ». . . . . 118
- 4.22 Taux de « trigger » Pb-Pb et Ar-Ar « minimum bias » pour la réponse muon simple en considérant successivement les conditions de simulation HIJING standard et HIJING 8000. . . . . 119
- 4.23 Taux de « trigger » Pb-Pb et Ar-Ar « minimum bias » pour la réponse dimuons de signes différents en considérant successivement les conditions de simulation HIJING standard et HIJING 8000. . . . . 119
- 4.24 Taux d'occupation maximum ( $\tau_{\text{max}}$ ) et fréquence d'occupation maximale ( $f_{\text{max}}$ ) pour des « strips » de 1 cm et 2 cm dans la région proche du blindage de faisceau ( $r \sim 60$  cm) et pour des collisions centrales Pb-Pb et Ar-Ar. Le nombre de collisions centrales par seconde ( $N_{\text{coll}}^{\text{CC}}$ ) est également indiqué. . . . . 122
- 4.25 Fréquences maximales d'occupation ( $f_{\text{max}}$ ), pour des « strips » de 1 cm et 2 cm, dans la région proche du blindage de faisceau ( $r \sim 60$  cm) et pour des collisions « minimum bias » Pb-Pb et Ar-Ar. Le nombre de collisions « minimum bias » par seconde ( $N_{\text{coll}}^{\text{MB}}$ ) est également indiqué. 123
- 5.1 Facteurs moyens d'acceptance géométrique ( $\bar{\alpha}_{\text{acc}}$ ), d'efficacité du trajectographe ( $\bar{\epsilon}_{\text{Tk}}$ ) et d'efficacité du « trigger » ( $\bar{\epsilon}_{\text{Tr}}^{\text{Hpt}}$ ) et poids total moyen ( $\bar{w}$ ) pour les dimuons provenant des quarkonia et des paires corrélées de quarks lourds, dans le cas de collisions centrales Pb-Pb. Ces nombres ont été obtenus à partir de simulations rapides dans l'environnement d'analyse Aliroot. . . . . 127

5.2	Section efficace proton-proton ( $\sigma_{pp \rightarrow \alpha}$ ) et facteur d'écrantage nucléaire EKS98 ( $C_{sh}^\alpha(0)$ ) dans les collisions Pb-Pb à paramètre d'impact nul à $\sqrt{s_{NN}}=5.5$ TeV, pour les quarks lourds, les états Psi et les états Upsilon [93, 105]. . . . .	128
5.3	Valeurs des paramètres d'ajustement de la fonction de forme pour les états Upsilon. Les valeurs des paramètres sont calculées pour des masses exprimées en $\text{GeV}/c^2$ . . . . .	133
5.4	Taux de production attendus avec le spectromètre à muons d'ALICE pour les états Upsilon ( $\Upsilon$ , $\Upsilon'$ , $\Upsilon''$ ), pour cinq classes en centralité et pour les collisions « minimum bias » (dernière ligne). Tous les taux de production correspondent à un mois de collisions Pb-Pb ( $10^6$ s) avec une luminosité de $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . À titre de comparaison, les taux de production générés sont également mentionnés dans le cas des collisions centrales Pb-Pb (seconde ligne). . . . .	135
5.5	Paramètres de la fonction de forme utilisée pour paramétrer le continuum dimuon provenant du charme corrélé dans le domaine $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ . Les valeurs des paramètres sont calculées pour des masses exprimées en $\text{GeV}/c^2$ . . . . .	138
5.6	Paramètres de la fonction de forme utilisée pour paramétrer le continuum dimuon provenant de la beauté corrélée dans le domaine $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ . Les valeurs des paramètres sont calculées pour des masses exprimées en $\text{GeV}/c^2$ . . . . .	139
5.7	Valeurs des paramètres d'ajustement de la fonction de forme pour le $J/\psi$ . Les valeurs des paramètres sont calculées pour des masses exprimées en $\text{GeV}/c^2$ . . . . .	139
5.8	Taux de production attendus avec le spectromètre à muons d'ALICE pour le charme corrélé ( $c\bar{c}$ ), la beauté corrélée ( $b\bar{b}$ ), les états Psi ( $J/\psi$ , $\psi'$ ) et les états Upsilon ( $\Upsilon$ , $\Upsilon'$ , $\Upsilon''$ ), pour cinq classes en centralité et pour les collisions « minimum bias » (dernière colonne). Tous les taux de production correspondent à un mois de collisions Pb-Pb ( $10^6$ s) avec une luminosité de $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . . . . .	144
5.9	Temps propre de formation ( $\tau_F$ ) et températures de dissociation ( $T_D$ ) des états Upsilon. Les températures de dissociation correspondent aux deux modèles présentés dans le corps du texte. . . . .	145
A.1	Paramètres de la densité nucléaire pour des noyaux de plomb ( $^{208}\text{Pb}$ ) et d'argon ( $^{40}\text{Ar}$ ). . . . .	151
A.2	Paramètres d'ajustement de la fonction de recouvrement nucléaire pour des collisions Pb-Pb et Ar-Ar. . . . .	153

# Bibliographie

- [1] S. GLASHOW, Nucl. Phys. **22** (1961) 579  
A. SALAM, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 168  
S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264
- [2] O. W. GREENBERG, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 598
- [3] C. N. YANG ET R. L. MILLS, Phys. Rev. **96** (1954) 191
- [4] W. GREINER ET A. SCHÄFER, *Quantum Chromodynamics* (Springer, 1995)
- [5] S. BETHKE, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **135** (2004) 345, *arXiv : hep-ex/0407021*
- [6] A. CHODOS ET AL., Phys. Rev. **D30** (1974) 3471
- [7] A. PEIKERT, F. KARSCH ET E. LAERMANN, Nucl. Phys. **B83** (2000) 390
- [8] F. KARSCH, Lect. Notes Phys. **583** (2002) 209
- [9] R. GUPTA, Introduction to Lattice QCD, (1998), *arXiv : hep-lat/9807028*
- [10] Z. FODOR ET S. D. KATZ, JHEP **0404** (2004) 050
- [11] F. KARSCH ET E. LAERMANN, (2003) *arXiv : hep-lat/0305025*
- [12] J. D. BJORKEN, Phys. Rev. **D27** (1983) 140
- [13] K. ADCOX ET AL., Nucl. Phys. **A757** (2005) 184, *arXiv : nucl-ex/0410003*
- [14] K. J. ESLOKA, (1999), *arXiv : hep-ph/9911350*
- [15] J. SCHUKRAFT, Nucl. Phys. **A698** (2002) 287
- [16] D. ANTREASYAN, Phys. Rev. **D19** (1979) 764
- [17] E. IANCU ET R. VENUGOPALAN, (2003), *arXiv : hep-ph/0303204*
- [18] L. MCLERRAN, (2003), *arXiv : hep-ph/0311028*
- [19] M. GYULASSY ET L. MCLERRAN, Nucl. Phys. **A750** (2005) 30, *arXiv : nucl-th/0405013*
- [20] I. ARSENE ET AL., Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 242303
- [21] D. KHARZEEV ET AL., Nucl. Phys. **A730** (2004) 448
- [22] K. J. ESKOLA ET AL., Nucl. Phys. **B570** (2000) 379, *arXiv : hep-ph/0104010*
- [23] A. ANDRONIC ET P. BRAUN-MUNZINGER, *arXiv : hep-ph/0402291*
- [24] A. ANDRONIC ET P. BRAUN-MUNZINGER, *arXiv : nucl-th/0511071*
- [25] J. D. BJORKEN, FERMILAB-PUB-82-59-THY
- [26] M. GYULASSY ET M. PLÜMER, Phys. Lett. **B243** (1990) 432  
M. GYULASSY ET X. N. YANG, Nucl. Phys. **B420** (1994) 583, *arXiv : nucl-th/9306003*
- [27] R. BAIER, Y. L. DOKSHITZER, A.H. MUELLER, S. PEIGNÉ ET D. SCHIFF, Nucl. Phys. **B483** (1997) 291, *arXiv : nucl-th/9607335*
- [28] S. S. ADLER ET AL., Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072303

- [29] S. S. ADLER ET AL., *arXiv : nucl-ex/0601037*
- [30] I. VITEV ET M. GYULASSY, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 252301, *arXiv : hep-ph/0209161*
- [31] STAR COLLABORATION, Phys. Rev. Lett. **54** (2003) 072304
- [32] M. GYULASSY ET L. MCLERRAN, Nucl. Phys. **A750** (2005) 30, *arXiv : nucl-th/0405013*
- [33] ATLAS COLLABORATION, CERN/LHCC/2004-009 (2004)
- [34] CMS COLLABORATION, CMS-NOTE-2000-060 (2000)
- [35] S. BLYTH, (2005), *arXiv : nucl-ex/0510065*
- [36] A. DAINESE, *arXiv : nucl-ex/0311004*, *arXiv : nucl-ex/0510083*
- [37] H. SATZ ET T. MATSUI, Phys. Lett. **B178** (1986) 416
- [38] H. SATZ, *arXiv : hep-ph/0512217*
- [39] W.-M. YAO ET AL., PDG 2006, J. Phys. **G33** (2006) 1
- [40] H. FRITZSCH, Phys. Lett. **B67** (1977) 217
- [41] R. VOGT, Phys. Rept. **310** (1999) 197
- [42] C. H. CHANG, Nucl. Phys. **B172** (1980) 425
- [43] G. T. BODWIN, E. BRAATEN ET G.P. LEPAGE, Phys. Rev. **D51** (1995) 1125
- [44] A. D. MARTIN ET AL., Phys. Rev. **D51** (1995) 4756
- [45] B. ALESSANDRO ET AL., Eur. Phys. J. **C39** (2005) 335, *arXiv : nucl-ex/0412036*
- [46] M. SITTA ET AL., J. Phys. **G30** (2004) 1175, *arXiv : nucl-ex/0405056*
- [47] Z. CONESA DEL VALLE, (2006) *arXiv : nucl-ex/0609027*
- [48] R. VOGT, *arXiv : nucl-th/0507027*
- [49] A. CAPELLA ET E. G. FERREIRO, *arXiv : hep-ph/0610313*
- [50] S. DIGAL, S. FORTUNATO ET H. SATZ, Eur. Phys. J. **C32** (2004) 547, *arXiv : hep-ph/0310354*
- [51] L. GRANDCHAMP, R. RAPP ET G. E. BROWN, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 212301, *arXiv : hep-ph/0306077*
- [52] P.-M. DINH, J.-P. BLAIZOT ET J.-Y. OLLITRAULT, Nucl. Phys. **A698** (2002) 579, *arXiv : nucl-th/0103083*
- [53] A. CAPELLA ET D. SOUSA, (2003) *arXiv : hep-ph/0305196*, (2003) *arXiv : nucl-th/0303055*
- [54] X. ZHU, P. ZHUANG ET N. XU, Phys. Lett. **B607** (2005) 107, *arXiv : nucl-th/0411093*
- [55] A. FOERSTER, *arXiv : nucl-ex/0609039*
- [56] H. PEREIRA DA COSTA, (2005) *arXiv : nucl-ex/0510051*
- [57] F. KARSCH, D. KHARZEEV ET H. SATZ, Phys. Lett. **B637** (2005) 75, *arXiv : hep-ph/0512239*
- [58] ALICE COLLABORATION, LHC Experimental Conditions, ALICE Internal Note **2002-034** (2002)
- [59] ALICE COLLABORATION, ALICE Technical Proposal, CERN-LHCC **95-71** (1995)

- [60] ATLAS COLLABORATION, ATLAS Technical Proposal, CERN-LHCC **94-43** (1994)
- [61] CMS COLLABORATION, CMS Technical Proposal, CERN-LHCC **94-38** (1994)
- [62] LHCb COLLABORATION, LHCb Technical Proposal, CERN-LHCC **98-004** (1998)
- [63] ALICE COLLABORATION, ALICE Physics Performance Report (Volume 1), J. Phys. **G 30** (2004) 1517
- [64] ALICE COLLABORATION, ALICE Physics Performance Report (Volume 2), J. Phys. **G 32** (2006) 1295
- [65] ALICE COLLABORATION, ITS Technical Design Report, CERN-LHCC **99-12** (1999)
- [66] ALICE COLLABORATION, TPC Technical Design Report, CERN-LHCC **2000-001** (2000)
- [67] ALICE COLLABORATION, TRD Technical Design Report, CERN-LHCC **99-13** (1999)
- [68] ALICE COLLABORATION, TOF Technical Design Report, CERN-LHCC **2000-12** (2000)  
ALICE COLLABORATION, TOF Technical Design Report (Addendum), CERN-LHCC **2002-016** (2002)
- [69] ALICE COLLABORATION, HMPID Technical Design Report, CERN-LHCC **98-19** (1998)
- [70] ALICE COLLABORATION, PHOS Technical Design Report, CERN-LHCC **99-4** (1999)
- [71] ALICE COLLABORATION, ZDC Technical Design Report, CERN-LHCC **99-5** (1999)
- [72] ALICE COLLABORATION, PMD Technical Design Report, CERN-LHCC **99-32** (1999)  
ALICE COLLABORATION, PMD Technical Design Report (Addendum), CERN-LHCC **2003-038** (2003)
- [73] ALICE COLLABORATION, Forward Detectors (FMD, T0 and V0) Technical Design Report, CERN-LHCC **2004-025** (2004)
- [74] ALICE COLLABORATION, Dimuon Forward Spectrometer Technical Design Report, CERN-LHCC **99-22** (1999)  
ALICE COLLABORATION, Dimuon Forward Spectrometer Technical Design Report (addendum) CERN-LHCC **99-22** (1999)
- [75] ALICE COLLABORATION, Trigger, DaQ, HLT and Control Sytem Technical Design Report, CERN-LHCC **2003-062** (2003)
- [76] R. SANTONICO ET R. CARDARELLI, Development of resistive plate counters, Nucl. Inst. and Meth. **187** (1981) 377-380
- [77] R. SANTONICO ET AL., Progress in resistive plate counters, Nucl. Inst. and Meth. **A 263** (1988) 20-25
- [78] R. ARNALDI ET AL., A low resitivity RPC for the ALICE dimuon arm, Nucl. Inst. Meth. **A 451** (2000) 462
- [79] R. GUERNANE, A. MORSCH ET E. VERCELLIN, ALICE Internal Note **2003-041**
- [80] F. YERMIA, Thèse Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, (2005).



- [81] F. POGGIO, Ph.D Thesis, Universit'a degli Studi di Torino e Universit'a degli Studi di Messina, (2006).
- [82] R. ARNALDI ET AL., Front-End Electronics for RPCs of the ALICE dimuon trigger, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** (2005) 1176
- [83] R. ARNALDI ET AL., A dual threshold technique to improve the time resolution of resistive plate chambers in streamer mode, *Nucl. Inst. Meth.* **A 457** (2001) 117
- [84] G. BLANCHARD, P. CROCHET ET P. DUPIEUX, The local trigger electronics of the ALICE dimuons trigger, ALICE Internal Note **2003-010** (2003)
- [85] J. SPANGGARD, CERN - SL DIVISION, SL-Note **98-023** (1998).
- [86] A. GENOUX-LUBAIN, P. ROSNET, LPC Internal Note interne, Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, (2001)
- [87] A. GENOUX-LUBAIN, P. ROSNET ET L. ROYER, LPC Internal Note, Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, (2001)
- [88] P. CAMARRI ET AL., *Nucl. Inst. and Meth.* **A 414** (1998) 317
- [89] M. ABBRESCIA ET AL., *Nucl. Inst. and Meth.* **A 398** (1997) 173
- [90] O. ROIG, Thèse Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, DU 1172 - EDSF 254 (1999)
- [91] B. FORESTIER, Thèse Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, DU 1457 - EDSF 399 (2003)
- [92] M. L. MANGANO, The saga of bottom production in  $p\bar{p}$  collisions, *arXiv : hep-ph/0411020*
- [93] M. BEDJIDIAN ET AL., Hard probes in heavy ion collisions at the LHC : Heavy flavour physics, *arXiv : hep-ph/0311048*
- [94] A. ACCARDI ET AL., Hard probes in heavy ion collisions at the LHC : pdf, shadowing and pA collisions, *arXiv : hep-ph/0308248*
- [95] M. CACCIARI, M. MANGANO, P. NASON ET G. RIDOLFI, QCD analysis of first b cross section data at 1.96 TeV, *JHEP* **07** (2004) 033
- [96] K. EGGERT & A. MORSCH, Onium Production at the LHC, ALICE Internal Note **95-05** (1995)  
A. MORSCH, Signals and Backgrounds in the dimuon channel, ALICE Internal Note **96-31** (1996)
- [97] X.N. WANG & M. GYULASSY, HIJING User Guide, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 3501
- [98] T. SJÖSTRAND, PYTHIA and JETSET, *Comput. Phys. Commun.* **39** (1986) 347
- [99] R. BRUN ET AL., GEANT3 User Guide, CERN Data Handling Division DD/EE **84-1** (1985)
- [100] T. SJÖSTRAND, L. LÖNNBLAD. ET S. MRENNNA, PYTHIA 6.3 Physics and Manual, *arXiv : hep-ph/0308153*
- [101] F. CARMINATI ET A. MORSCH, Simulation in ALICE, *arXiv : physics/0306092*  
ALICE Off-line Project, <http://aliweb.cern.ch/offline/>.
- [102] <http://root.cern.ch>
- [103] F. ABE ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1819
- [104] M. BOURQUIN ET M. GAILLARD, A simple phenomenological description of hadron production, *Nucl. Phys.* **B114** (1976) 334

- [105] N. CARRER & A. DAINESE, Charm and beauty production at LHC, ALICE Internal Note **2003-019** (2003), *arXiv : hep-ph/0311225*
- [106] M. MANGANO, P. NASON ET G. RIDOLFI, Nucl. Phys. **B373** (1992) 295
- [107] K.J. ESKOLA, V.J. KOLHINEN ET C.A. SALGADO, Eur. Phys. J. **C9** (1999) 61
- [108] R.J. GLAUBER ET G. MATTHIAE, Nucl. Phys. **B21** (1970) 135  
R. VOGT, Heavy Ion Phys. **9** (1999) 339, *arXiv : nucl-th/9903051*
- [109] S. EIDELMAN ET AL., Particle Data Group : Review of Particle Physics, Phys. Lett. **B592** (2004) 1
- [110] C. CHEN, Presentation at "Beauty 2003" (2003), [http ://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/030904.blessed-brsec-jpsi](http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/030904.blessed-brsec-jpsi)  
M. BISHAI, Presentation at Fermilab, (2003), [http ://www-cdf.fnal.gov/ bishai/papers/wandc.pdf](http://www-cdf.fnal.gov/bishai/papers/wandc.pdf)
- [111] D. ACOSTA ET AL., Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 161802
- [112] S. GRIGORYAN, private communication (2004)
- [113] V. EMEL'YANOV, A. KHODINOV, S. R. KLEIN ET R. VOGT, Phys. Rev **C61** (2000) 044904
- [114] E. NORRBIN ET T. SJÖSTRAND, Eur. Phys. J. **C17** (2000) 137
- [115] F. GUÉRIN, F. YERMIA, P. DUPIEUX ET P. ROSNET, ALICE Internal Note **2006-0002** (2006)
- [116] R. GUERNANE, P. CROCHET, A. MORSCH ET E. VERCELLIN, ALICE Internal Note **2005-018** (2005)
- [117] C. CASTANIER, Thèse Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, DU 1412 - EDSF 376 (2003)
- [118] P. CROCHET ET P. BRAUN-MUNZINGER, Nucl. Instrum. Meth. **A484** (2002) 564, *arXiv : nucl-ex/0106008*
- [119] W.M. ALBERICO, *arXiv : hep-ph/0507084*
- [120] C.Y. WONG, Phys. Rev. **C72** (2005) 034906
- [121] J.F. GUNION ET R. VOGT, Nucl. Phys. **B492** (1997) 301
- [122] E. DUMONTEIL, Thèse Université de Caen (2004)



# Résumé

ALICE est le détecteur du LHC dédié à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le principal objectif de cette expérience est la mise en évidence et l'étude d'une nouvelle phase de la matière nucléaire prédite par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD) : le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). Une des signatures possibles est la suppression des taux de production des quarkonia par écrantage de couleur dans les collisions d'ions lourds, dans lesquelles la formation d'un plasma est attendue. Le spectromètre à muons permettra de mesurer les taux de production des quarkonia ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ ) dans les collisions d'ions lourds via leur canal de désintégration dimuonique. Un système de déclenchement rapide, associé au spectromètre à muons, est chargé de sélectionner les événements contenant au minimum un muon ou un dimuon à l'aide d'un algorithme de recherche de traces. L'étude des performances du système de déclenchement du spectromètre à muons, réalisée à l'aide de simulations Monte-Carlo, sera présentée dans ce mémoire en mettant l'accent sur l'efficacité et la fréquence de déclenchement du système dans le cas des collisions Pb-Pb et Ar-Ar. Nous présenterons également la reconstruction du spectre en masse des dimuons de signes opposés avec le spectromètre à muons d'ALICE. À partir de ce spectre, les taux de production des états Upsilon seront extraits pour un mois de collisions Pb-Pb au LHC et pour diverses tranches en centralité.

**Mots-clés** : chromodynamique quantique, plasma de quarks et de gluons, quarkonia, quarks lourds, LHC, ALICE, spectromètre à muon, RPC, système de déclenchement.

---

# Abstract

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) is the LHC detector dedicated to the study of ultra-relativistic heavy ion collisions. The main goal of ALICE is the study of a new phase of the nuclear matter predicted by the Quantum Chromodynamics theory (QCD) : the Quark-Gluon Plasma (QGP). One of the possible signature is a suppression of quarkonia yields by color screening in the heavy ion collisions, in which the formation of the QGP is expected. The muon spectrometer will be measured the quarkonia yields ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ ) in heavy ion collisions via their dimuon decay. A fast trigger, associated to muon spectrometer, has to select events with at least one muon or one dimuon by using a track search algorithm. The study of muon trigger performances will be presented with emphasis on the trigger efficiency and rates in Ar-Ar and Pb-Pb collisions. We will also present the reconstruction of unlike-sign dimuon mass spectrum with the ALICE muon spectrometer. The expected yields of Upsilon states will be extracted from a simulation based on a fit of this spectrum for one month running for Pb-Pb collisions and for different collision centralities.

**Keywords** : quantum chromodynamics, quark-gluon plasma, quarkonia, heavy quark, LHC, ALICE, muon spectrometer, RPC, trigger.