



**HAL**  
open science

# Etude de la densité de particules chargées et des mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s}NN = 2.76$ TeV dans ALICE au LHC

Maxime Guilbaud

► **To cite this version:**

Maxime Guilbaud. Etude de la densité de particules chargées et des mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s}NN = 2.76$  TeV dans ALICE au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2013. Français. NNT: . tel-00950018

**HAL Id: tel-00950018**

**<https://theses.hal.science/tel-00950018>**

Submitted on 20 Feb 2014

**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.

## Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT  
Spécialité : Physique Hadronique

(arrêté du 7 août 2006)

par

Maxime GUILBAUD

### **Etude de la densité de particules chargées et des mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb à $\sqrt{sNN} = 2.76$ TeV dans ALICE au LHC**

Soutenue le 25 Octobre 2013  
devant la Commission d'Examen

Jury :

M.	I.	Laktineh	Président du jury
M.	Y.	Schutz	Rapporteur
M.	E.	Scomparin	Rapporteur
Mme.	B.	Cheynis	Directrice de thèse
M.	R.	Tieulent	Co-Directeur de thèse
M.	B.	Hippolyte	Examineur
M.	M.	Nguyen	Examineur
M.	P.	Crochet	Examineur



## Remerciements :

Je tiens ici à remercier les différentes personnes qui ont contribué à ma formation ainsi qu'à la réalisation et l'aboutissement de ce travail de thèse tant sur le plan scientifique que humain.

Tout d'abord, je tiens à remercier l'ensemble du groupe ALICE de l'IPN de Lyon qui m'a encadré et suivi pendant ces trois années. J'ai particulièrement apprécié le caractère collégial de la direction de ma thèse qui m'a permis de pouvoir profiter des qualités et compétences de chacun. Je remercie chaleureusement ma directrice de thèse, Brigitte Cheynis, qui s'est toujours montrée abordable et soucieuse de mon travail et de mon moral. Ses compétences, ses qualités humaines indéniables et sa bonne humeur m'ont été essentielles pour pouvoir achever dans les temps ce manuscrit. Je tiens aussi à souligner la qualité du suivi de mon travail dont j'ai pu bénéficier grâce à elle, particulièrement dans la phase de correction de ce manuscrit qu'elle a relu maintes fois en y sacrifiant son temps et son sommeil. Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Raphaël Tieulent, mon co-encadrant de thèse, dont j'ai été touché par la franchise dont il a fait preuve avec moi. Ses précieux conseils et ses connaissances scientifiques m'ont beaucoup apporté. De plus, j'ai beaucoup apprécié sa méthode et son implication dans mon travail (même outre Atlantique!). Il est assez rare, je pense, d'avoir la chance de travailler avec un encadrant capable avec de simples mots à la fois de vous pousser quand vous allez dans la bonne direction et de vous remettre sur les bons rails quand ce n'est pas le cas. Merci aussi à Cvetan Cheshkov et Antonio Uras qui ont grandement contribué à cette thèse. La première analyse n'aurait probablement pas vu le jour sans Cvetan, je lui en suis vraiment reconnaissant. Son dynamisme et ses larges connaissances de la Physique et de l'expérience à tous les niveaux m'ont beaucoup profité. Il en va de même pour Antonio qui m'a grandement assisté sur la deuxième partie dans une ambiance toujours amicale. Ce fut vraiment plaisant de travailler dans de si bonnes conditions. Merci aussi, à Jean-Yves Grossiord, l'ancien directeur du groupe, pour son accueil chaleureux et sa bienveillance et à Laurent Ducroux pour l'aide qu'il a pu m'apporter au niveau de l'enseignement. Enfin, merci à Laure Massacrier pour les quelques années de thèse passées ensemble, pour avoir répondu aux multiples questions que je me posais et pour la formation presque maternelle qu'elle m'a fournie.

Je souhaite aussi remercier Bernard Ille et Guy Chanfray qui ont tout deux occupé le poste de directeur de l'IPNL pendant ma thèse. Merci de m'avoir accueilli dans ce laboratoire et de m'avoir ainsi donné l'opportunité de réaliser cette thèse. À ce titre, j'aimerais remercier l'ensemble du personnel de l'IPNL qu'il soit scientifique, technique ou administratif. Pour ne pas que mes remerciements soient plus longs que le manuscrit lui-même, je ne peux malheureusement pas être

exhaustif. Cependant voici une petite liste de personnes que je tiens à remercier : Patrice Verdier, Dany Davesne, Hubert Hansen (pour les pauses café agrémentées de nos discussions sur la symétrie chirale entre autres), Muriel Vander Donckt (ma marraine), Gérald Grenier, Antoine Cazes, Corinne Augier, Sylvie Flores (la maman des doctorants), Stéphane Gavarini, Karine Doizon (mon interlocutrice mission, toujours efficace et sympathique), Jean-Paul Narcisse (expert de la pétanque), Marie-Christine Fontaine, Yannick Zoccarato, Guillaume Beaulieu, Denis Pugnère, Ziane Boukraa et Clément Chauvet. N'étant pas infallible et étant débiteur de bien plus de personnes, je prie ceux que j'aurais pu oublier de ne pas m'en vouloir.

Dans un cadre différent, je voudrais remercier l'ensemble des membres de mon jury de thèse. Imad Laktineh, tout d'abord, qui m'a fait l'honneur d'être le président de mon jury. Merci à mes deux rapporteurs Yves Schutz et Enrico Scomparin, qui ont pris le temps de relire le manuscrit en y apportant les corrections nécessaires. J'ai aussi particulièrement apprécié les différentes remarques et commentaires qu'ils ont pu me faire afin que je puisse m'améliorer, que ce soit dans le cadre de ce manuscrit ou ailleurs. Je remercie aussi Boris Hyppolite, Philippe Crochet et Matthew NGuyen pour leur relecture attentive de ma thèse. Je tiens à remercier plus particulièrement Boris que j'ai eu la chance de cotoyer régulièrement lorsqu'il s'occupait du PWG2 (PWG-LF). Merci pour le soutien qu'il m'a apporté lors de mes présentations au CERN, ses conseils et explications (Physique et autres) et pour l'ouverture et la sympathie dont il fait preuve d'un point de vue humain.

Je tiens, par ailleurs, à remercier l'ensemble des mes collaborateurs ALICE en France. J'ai pu partager de bons moments avec vous et j'ai beaucoup appris à votre contact, que ce soit en école, réunion ou autres. Je serai éternellement redevable à certains pour l'aide qu'ils m'ont apportée pour la période qui a suivi ma thèse et la recherche d'un travail. Je pense qu'en lisant ces lignes ils se reconnaîtront : Merci ! Un remerciement spécial pour le groupe de Nantes qui m'a plusieurs fois accueilli dans ses locaux lors de mes retours dans ma famille dans l'Ouest. Un grand merci à toute la communauté QGP France, théoriciens et expérimentateurs, qui m'a permis d'échanger sur beaucoup de domaines, qu'ils soient scientifiques, œnologiques, politiques, littéraires et bien d'autres encore. Notre réunion annuelle va me manquer, j'espère pouvoir y assister à nouveau un jour.

Je voudrais aussi remercier l'ensemble de la collaboration ALICE sans qui je n'aurais pas pu faire cette thèse. Plus particulièrement, je tiens à remercier mes collaborateurs du Niels Bohr Institute à Copenhague : Jens Jørgen Gaardhøje, Kristjan Herlache Gulbrandsen, Hans Hjersing Dalsgaard, et mes collaborateurs de l'INFN à Cagliari : Alessandro Di Falco, Ester Casula. Ce fut un réel plaisir de travailler avec vous.

Enfin, je remercie tout particulièrement mes amis (docteurs, futurs docteurs ou autres) pour ces 3-4 années passées à vos côtés. Vous êtes bien trop nombreux pour que je vous cite tous ici, mais je ne vous oublie pas et sans vous je n'aurais pas pu passer cette période de ma vie de façon si agréable.

Je terminerai par remercier ma famille et ma compagne pour m'avoir poussé jusque là. Même si je ne vous vois pas souvent, que parfois vous ne comprenez pas vraiment ce que je fais, vous êtes toujours là pour moi sans questions ni conditions. Merci du fond du cœur!

## Résumé :

La matière que nous connaissons est composée de hadrons dont les quarks et les gluons sont les composants élémentaires. Ces derniers n'existent pas libres dans la matière ordinaire et sont donc en permanence confinés dans les hadrons. Cependant, d'après les prédictions théoriques, quelques microsecondes après le Big Bang, la température était suffisamment élevée pour que les quarks et les gluons ne soient pas contenus dans les hadrons. Il s'agit d'une phase déconfinée de la matière hadronique appelée Plasma de Quarks et Gluons (QGP).

Le Large Hadron Collider (LHC) au CERN (Genève) est un accélérateur de particules permettant d'accélérer, entre autres, des ions et de produire des collisions à des énergies dans le centre de masse par nucléons allant jusqu'à plusieurs TeraélectronVolts. Il est ainsi possible d'atteindre des températures permettant de recréer cette phase de QGP pour en étudier les propriétés. C'est dans ce cadre que se place l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) qui est dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le temps de vie du QGP étant trop faible, il n'est pas possible de l'étudier directement. Il est alors nécessaire d'utiliser des observables indirectes.

Ce travail de thèse s'inscrit directement dans ce programme de physique par le biais de l'étude des collisions d'ions lourds à 2.76 TeV. Deux observables sont abordées : la densité de particules chargées par unité de pseudorapidité et les mésons vecteurs de basse masse ( $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$ ) dans le canal dimuons. La première observable permet d'accéder à des informations sur les conditions initiales et la dynamique sous-jacente des mécanismes de production de particules. La mesure est réalisée sur la gamme en pseudo-rapidité la plus large jamais atteinte au LHC (10 unités) grâce au développement d'une méthode d'analyse originale dite « méthode des vertex déplacés ». La technique employée et les résultats obtenus sont décrits dans le chapitre 3. L'étude des mésons vecteurs de basse masse permet d'accéder à la production d'étrangeté via le méson  $\Phi$  et à la symétrie chirale à travers la modification de la fonction spectrale du  $\rho$ . L'analyse a été menée à l'aide du spectromètre à muons d'ALICE et les résultats obtenus sur le taux de production du méson  $\Phi$  par rapport au mésons  $\rho$  et  $\omega$  sont présentés dans le chapitre 4. Dans ce chapitre, une étude sur la sensibilité du détecteur aux effets liés à la restauration de la symétrie chirale est aussi menée.

---

## English title :

Study of the charged particle density and low mass vector mesons in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV in ALICE at LHC

---

## Abstract :

The matter is composed of hadrons of which quarks and gluons are the elementary components. These do not exist in a free state in ordinary matter and are therefore permanently confined in hadrons. However, according to theoretical predictions, a few microseconds after the Big Bang, the temperature was high enough to create a deconfined state of quarks and hadrons : the Quark and Gluon Plasma (QGP).

The Large Hadron Collider (LHC) at CERN (Geneva) is a particle accelerator which accelerates, among others, ions and produces collisions with energies per nucleons in the center of mass up to several TeraelectronVolts. It is thus possible to achieve temperatures to recreate the QGP phase to study its properties. The experiment ALICE (A Large Ion Collider Experiment) is dedicated to the study of such ultra-relativistic heavy-ion collisions. The lifetime of the QGP being too low, it is not possible to study it directly. It is then necessary to use indirect observables.

This PhD work is directly related to the study of heavy-ion collisions at 2.76 TeV. Two observables are discussed : the density of charged particles per unit of pseudorapidity and low mass vector mesons ( $\rho$ ,  $\omega$  and  $\Phi$ ) in the dimuon channel. The first observable gives access to informations about the initial conditions and the underlying dynamics of particle production mechanisms. The measurement is performed in the largest pseudorapidity range reached at the LHC (10 units) thanks to the development of an original analysis method called « displaced vertex technique ». The technique employed and the results obtained are described in Chapter 3. The study of low mass vector mesons allows to probe the production of strangeness via the  $\Phi$  meson and chiral symmetry through the  $\rho$  spectral function modification. The analysis was conducted using the ALICE muon spectrometer and the results obtained from the production rate of the  $\Phi$  with respect to  $\rho$  and  $\omega$  are shown in Chapter 4. In this chapter, a study on the sensitivity of the detector to the effects related to the chiral symmetry restoration is also conducted.

---

**Mots clés :**

CERN, LHC, ALICE, QGP, Centralité, Multiplicité, Muon, Méson, Étrangeté

---

# Table des matières

Introduction	i
<b>1 Big Bang, Modèle Standard et recherche du Plasma de Quarks et de Gluons</b>	<b>1</b>
1.1 Le Big-Bang et l'expansion de l'Univers	2
1.1.1 Le Modèle Standard	2
1.1.2 La matière hadronique	3
1.2 L'interaction forte et la ChromoDynamique Quantique	5
1.2.1 Analogie avec l'ElectroDynamique Quantique	5
1.2.2 Confinement et liberté asymptotique	6
1.3 Le Plasma de Quarks et de Gluons	8
1.4 Création du QGP et collisions d'ions lourds	10
1.4.1 Paramètres de la collision	11
1.4.2 Les scénarii de collisions dans un système A-A	12
1.4.3 Conditions initiales et effets nucléaires en collisions d'ions lourds	14
1.4.4 Evolution du système en collisions d'ions lourds	17
1.5 Les observables expérimentales en collisions d'ions lourds	18
1.5.1 Observables globales	19
1.5.2 Sondes molles	19
1.5.3 Sondes dures	21
1.5.4 Hydrodynamique du QGP : le fluide parfait	22
Bibliographie	24
<b>2 Le LHC et l'expérience ALICE</b>	<b>27</b>
2.1 Le LHC	28
2.1.1 L'accélérateur	28
2.1.2 Les différentes expériences du LHC	29
2.1.3 Les différents systèmes physiques étudiés au LHC	30
2.1.4 Système d'accélération et faisceauologie	32
2.2 L'expérience ALICE	37
2.2.1 Le système de déclenchement et d'acquisition des données	39

2.2.2	Le tonneau central . . . . .	40
2.2.3	Les détecteurs vers l'avant . . . . .	46
2.2.4	Le VZERO . . . . .	50
2.2.5	Le spectromètre à muons . . . . .	58
2.2.6	Conclusion et perspectives . . . . .	63
2.2.7	L'environnement de travail dans ALICE et la WLCG . . . . .	64
	Bibliographie . . . . .	67
<b>3</b>	<b>Etude de la densité de particules chargées <math>dN_{ch}/d\eta</math></b>	<b>73</b>
3.1	$dN_{ch}/d\eta$ : une observable globale témoin des premiers instants de la collision . . . . .	75
3.2	Etat des lieux expérimental . . . . .	76
3.2.1	Mesures en collisions p-p . . . . .	76
3.2.2	Mesure en collisions A-A . . . . .	77
3.2.3	Dépendance en énergie de $dN_{ch}/d\eta$ . . . . .	79
3.2.4	Comportement de la distribution à très grande rapidité ou limite de fragmentation . . . . .	80
3.2.5	Etude de la dépendance en fonction du nombre moyen de participants $\langle N_{part} \rangle$ . . . . .	80
3.2.6	Le nombre total de particules chargées : $N_{ch}$ . . . . .	83
3.3	Les modèles théoriques Monte Carlo, analytiques et phénoménologiques . . . . .	84
3.3.1	Le Color Glass Condensate (CGC) . . . . .	84
3.3.2	Les générateurs PYTHIA, HIJING et AMPT . . . . .	85
3.3.3	Le non-equilibrium statistical Relativistic Diffusion Model (RDM) . . . . .	86
3.3.4	Le String Percolation Model (SPM) . . . . .	87
3.4	Résultats d'ALICE à mi-rapidité . . . . .	88
3.4.1	La technique d'analyse . . . . .	88
3.4.2	Résultats . . . . .	90
3.5	Problématique, enjeux et méthode pour la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ vers l'avant . . . . .	91
3.5.1	La densité de matière, un agent majeur dans la production du bruit de fond . . . . .	92
3.5.2	La technique des vertex déplacés . . . . .	92
3.5.3	Technique employée et mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le VZERO . . . . .	105
3.5.4	Etude systématique . . . . .	113

3.5.5	Mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le FMD et budget de matière dans ALICE . . . . .	114
3.6	Résultats . . . . .	116
3.6.1	$dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité . . . . .	116
3.6.2	Comparaison avec les modèles théoriques . . . . .	120
3.7	Exploitation des résultats . . . . .	121
3.7.1	Retour sur la densité en particules chargées . . . . .	121
3.7.2	Estimation du nombre total en particules chargées, $N_{ch}$ , produites à la collision . . . . .	121
3.7.3	Evolution de $N_{ch}$ , normalisé par le nombre de paires de participants, en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s_{NN}}$ . . . . .	125
3.7.4	$dN_{ch}/d\eta$ par paire de nucléons participants en fonction de la centralité . . . . .	126
3.7.5	Etude de l'échelle longitudinale : la limite de fragmentation . . . . .	127
3.7.6	Etude de la conservation du boost de Lorentz en fonction de la rapidité : $dN_{ch}/dy$ . . . . .	131
3.8	Conclusions et perspectives . . . . .	133
	Bibliographie . . . . .	137
<b>4</b>	<b>Etude des mésons vecteurs de basses masses</b>	<b>143</b>
4.1	Motivations physiques sous-jacentes . . . . .	144
4.1.1	La symétrie chirale . . . . .	144
4.1.2	Radiation thermique du QGP . . . . .	151
4.1.3	Production des baryons et mésons étranges en collisions d'ions lourds . . . . .	152
4.2	Les résultats expérimentaux sur les mésons vecteurs de basses masses du SPS au LHC . . . . .	154
4.2.1	Excès en dileptons à basse masse et étude de la fonction spectrale du $\rho$ . . . . .	154
4.2.2	Etude de la production d'étrangeté . . . . .	156
4.3	L'analyse des résonances de basses masses en Pb-Pb . . . . .	161
4.3.1	Caractérisation du spectre en masse invariante dimuon . . . . .	162
4.3.2	Conditions globales de l'analyse des mésons vecteurs de basses masses . . . . .	164
4.3.3	Sélection des muons et reconstruction des spectres en masse invariante dimuon . . . . .	165

4.3.4	Soustraction du bruit de fond non-corrélé . . . . .	170
4.3.5	Extraction des formes des processus et du facteur acceptance×efficacité ( $A \times \epsilon$ ) . . . . .	174
4.3.6	Normalisation des processus du « cocktail » hadronique . . . . .	177
4.3.7	Ajustement du signal avec un « cocktail » hadronique . . . . .	177
4.3.8	Étude des erreurs systématiques . . . . .	180
4.4	Exploitation des résultats . . . . .	188
4.4.1	La référence proton-proton . . . . .	188
4.4.2	$R_{CP}$ du $\Phi$ et du $\rho + \omega$ . . . . .	194
4.4.3	Inclusion de la radiation thermique du QGP et de la forme du $\rho + \omega$ dans le milieu . . . . .	196
4.5	Conclusion et perspectives . . . . .	200
	Bibliographie . . . . .	202
<b>Conclusions</b>		<b>207</b>
<b>A</b>	<b>Le modèle de Glauber</b>	<b>1</b>
A.1	Généralités . . . . .	1
A.2	Modèle de Glauber dans la limite optique . . . . .	1
A.3	Modèle de Glauber Monte Carlo . . . . .	3
	Bibliographie . . . . .	5
<b>B</b>	<b>Sélection en impulsion transverse et détermination de l'efficacité des chambres de déclenchement</b>	<b>7</b>
B.1	Principe de sélection en impulsion transverse du système de déclenchement	7
B.2	Détermination de l'efficacité des chambres . . . . .	9
	Bibliographie . . . . .	10
<b>C</b>	<b>Liste des sous-périodes utilisées dans l'analyse des mésons vecteurs de basses masses</b>	<b>11</b>
	Bibliographie . . . . .	12

# Table des figures

1.1	Schéma de l'expansion de l'Univers, du Big Bang à nos jours. . . . .	2
1.2	Constante de couplage $\alpha_s$ en fonction du moment transféré $Q$ [8]. . . . .	7
1.3	Evolution de la pression $p$ (gauche) et de la densité d'énergie $\varepsilon$ (droite) sur $T^4$ en fonction de la température venant des calculs sur réseau [12]. . . . .	9
1.4	Diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température et du potentiel baryonique. . . . .	10
1.5	Schéma d'une collision d'ions lourds (A-A) dans le plan transverse <sup>1</sup> . . . . .	12
1.6	Schéma du plan de réaction et du plan de l'événement. . . . .	12
1.7	Schéma d'une collision suivant le scénario de Bjorken. . . . .	13
1.8	Densité de protons nette en fonction de la rapidité (gauche) et perte de rapidité $\delta y$ en fonction de la rapidité du faisceau $y_b$ (droite) à l'AGS [17–19], au SPS [20] et au RHIC [21]. . . . .	14
1.9	Fonction de distribution partonique des quarks et des gluons en fonction de $x$ [22, 23]. . . . .	15
1.10	Description schématique de l'évolution du milieu nucléaire en fonction de $x$ et $Q^2$ dans le cadre du CGC [28]. . . . .	17
1.11	Vue schématique de l'évolution temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes selon le modèle de Bjorken. . . . .	18
1.12	Schéma de la géométrie du volume d'interaction en collision d'ions lourds semi-centrales (gauche) et fonction de corrélation à deux particules décomposée en série de Fourier (droite) [29]. Le rapport en fonction de $\Delta\phi$ entre la somme des contributions (ligne pointillée) et les points expérimentaux est fourni en dessous du graphique. . . . .	20
1.13	Distributions azimutales à deux particules pour les collisions p-p (noir), d-Au centrales (rouge), d-Au toutes centralités confondues (vert) et Au-Au centrales (bleu) mesurées par l'expérience STAR pour des hadrons sélectionnés de haut $p_T$ [31]. . . . .	21
1.14	Facteur de modification nucléaire en fonction de $dN_{ch}/d\eta _{\eta=0}$ et $\langle N_{part} \rangle$ pour différentes gammes en $p_T$ [32]. Les mesures d'ALICE (rouge) sont comparées aux mesures faites à plus basse énergie par PHENIX à mi-rapidité (vert) et vers l'avant (bleu). . . . .	22
1.15	Flot elliptique en fonction de l'impulsion transverse pour différents hadrons en collisions Au-Au à 200 GeV. La mesure est fournie par les expériences PHENIX et STAR du RHIC [33–35] et comparée avec des calculs d'hydrodynamique idéale. . . . .	23

2.1	Schéma du grand collisionneur de hadrons (LHC) enterré à $\sim 100$ m sous terre près de la frontière Franco-Suisse. . . . .	29
2.2	Schéma de la chaîne d'accélération du LHC. . . . .	35
2.3	Distribution en intensité du faisceau avant l'injection dans le SPS (gauche) et une seconde après (droite) [31]. . . . .	36
2.4	Schéma de la distribution des paquets dans un faisceau du LHC après l'injection. . . . .	37
2.5	Profil d'un faisceau du LHC. On repère clairement le paquet nominal (pic le plus intense), entouré des paquets satellites et fantômes autour (tous les 2,5 ns) [33]. . . . .	37
2.6	Schéma de l'expérience ALICE et de ses détecteurs. . . . .	38
2.7	Couverture en pseudo-rapacité des différents détecteurs de l'expérience ALICE [36]. . . . .	39
2.8	Capacité d'identification des particules en fonction de $p_T$ des différents détecteurs de l'expérience ALICE [36]. . . . .	39
2.9	Vue en coupe du tonneau central d'ALICE dans le plan XY. . . . .	41
2.10	Vue schématique de l'ITS. . . . .	42
2.11	Résolution en X et Y sur la position du vertex donnée par le SPD seul et l'ITS en collisions p-p à 7 TeV. . . . .	43
2.12	$dE/dx$ des particules chargées en fonction de l'impulsion donnée par l'ITS en collisions Pb-Pb à 2,76 TeV. . . . .	43
	<b>(a) TPC</b> . . . . .	45
	<b>(b) TRD</b> . . . . .	45
	<b>(c) TOF</b> . . . . .	45
	<b>(d) HMPID</b> . . . . .	45
2.13	<b>figure (a)</b> : $dE/dx$ dans la TPC en fonction de l'impulsion $p$ . <b>figure (b)</b> : Dépôt d'énergie en collision p-p à 7 TeV dans le TRD pour les $e^-$ , $\pi$ et p après une coupure sur le $dE/dx$ mesuré avec la TPC. <b>figure (c)</b> : Performance du TOF sur l'identification des $e^-$ , $\pi$ , K, p et d en fonction de $p$ . <b>figure (d)</b> : $\theta_c$ mesuré par le HMPID en fonction de $p$ . . . . .	45
2.14	Schéma des anneaux qui composent le FMD le long du tube faisceau. . . . .	47
2.15	Energie déposée dans les calorimètres à neutrons (ZN-A + ZN-C) en fonction de l'énergie déposée dans le ZEM. . . . .	49
2.16	Segmentation des disques du VZERO pour le VZERO-A et le VZERO-C. Les éléments scintillants de chaque côté des lignes pointillées pour le VZERO-C sont connectés au même PMT [55]. . . . .	50
2.17	Représentation schématique du système de détection pour un élément scintillant du VZERO-A (gauche) et du VZERO-C (droite) [55]. . . . .	51

2.18	Temps d'arrivée de l'impulsion en ns pour des collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les voies sont numérotées de 0 à 31 pour le VZERO-C et de 32 à 63 pour le VZERO-A [55]. . . . .	53
2.19	Schéma chronologique des temps d'arrivée des particules suivant le type d'interaction (BB ou BG). . . . .	55
2.20	Temps de vol moyen des particules détectées par les deux disques du VZERO. . . . .	55
2.21	Taux de comptage du VZERO en collision pp à 7 TeV en fonction des déplacements transverses des faisceaux [57]. . . . .	56
2.22	Distribution en amplitude sommée sur les deux disques du VZERO (trait noir) en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. La ligne rouge est un ajustement issu d'une modélisation de type Glauber. La distribution est découpée en classes de centralité indiquant le plus ou moins grand recouvrement des noyaux incidents lors de collisions hadroniques [54]. . . . .	57
2.23	Résolution sur la centralité de la collision pour différents détecteurs de l'expérience ALICE en fonction de la centralité [54]. . . . .	57
2.24	Temps moyen dans le VZERO-A (rouge) et le VZERO-C (bleu) en fonction du temps durant la période de prise de données LHC11h. . . . .	58
2.25	Vue en coupe longitudinale schématique du spectromètre à muon d'ALICE [60]. . . . .	59
2.26	Vue en coupe schématique de l'absorbeur frontal du spectromètre à muon d'ALICE [61,62]. . . . .	60
2.27	Photographies montrant la géométrie en quadrants des stations 1 et 2 (gauche) et la géométrie en lattes des stations 3, 4 et 5 (droite). . . . .	61
2.28	Spectre en masse attendu dans la région des basses masses sans (gauche) et avec (droite) le MFT. Ces spectres sont obtenus à partir de simulations réalistes pour 10% des événements les plus centraux, $\mathcal{L}_{int} = 10 \text{ nb}^{-1}$ et $1.0 < p_T < 10.0 \text{ GeV}/c$ . . . . .	63
2.29	Vue schématique de la structure du logiciel AliRoot. . . . .	64
2.30	Schéma résumant la reconstruction des données dans ALICE aussi bien pour des événements simulés que réels. . . . .	65
3.1	$dN_{ch}/d\eta$ en fonction de $\eta$ en collisions p-p pour différentes valeurs de $\sqrt{s}$ . Les mesures de l'ISR sont réalisées pour des collisions inélastiques (INEL), celles de LHCb, TOTEM et ALICE (7 TeV) sont faites pour des collisions inélastiques en demandant qu'au moins une particule chargée soit reconstruite dans l'acceptance du détecteur faisant la mesure (INEL>0). Les autres mesures sont issues de l'étude des processus NSD (Non Single Diffractive). Les mesures sont tirées de [1, 2, 6–10]. . . . .	76

- 3.2 Densités de particules chargées mesurées par PHOBOS en collisions Au-Au aux énergies de 200 GeV, 130 GeV et 19.6 GeV pour différents intervalles en centralité [11] (gauche). Distributions en  $dN_{ch}/d\eta$  mesurées par BRAHMS en collisions Au-Au à 200 GeV pour différents intervalles en centralité [12] (droite). Les tranches en centralité fournies sur cette figure sont, du haut vers le bas, 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, et 40-50%. Sur cette figure, seules les erreurs statistiques sont données. . . . . 77
- 3.3 La densité  $dN_{ch}/d\eta$  mesurée en collisions Pb-Pb par CMS à 2,76 TeV dans le centre de masse [13]. La figure du haut représente le  $dN_{ch}/d\eta$  normalisé au nombre de paires de participants à la collision en fonction de  $\eta$  et pour différentes tranches en centralité. La figure du bas donne la mesure du  $dN_{ch}/d\eta$  intégré sur  $|\eta| < 2$  en fonction de la centralité. Les valeurs obtenues sont comparées à celles fournies par ALICE dans la même région (gauche). La densité  $dN_{ch}/d\eta$  déterminée par ATLAS dans la région à mi-rapacité pour différentes tranches en centralité [14] (droite). . . . . 78
- 3.4 Évolution de la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité dans la région centrale en fonction de  $\sqrt{s_{NN}}$ . . . . . 79
- 3.5  $dN_{ch}/d\eta$  mesuré par PHOBOS [21] pour trois systèmes distincts : Au-Au (a,b), Cu-Cu (c,d) et p-p (e,f) en fonction de  $y' = \eta - y_{beam}$  et pour différentes énergies. Les erreurs systématiques dans un intervalle de confiance de 90% sont données par les bandes grises. Les flèches permettent d'identifier la position de la région à mi-rapacité ( $\eta = 0$ ). . . . 81
- 3.6 Dépendance du  $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{part} \rangle / 2)$  en fonction du nombre de participants en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV et en collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [3]. Les données du RHIC (carrés ouverts) et d'ALICE au LHC (points rouges) n'ont pas les mêmes échelles. L'axe correspondant au RHIC est tracé à droite de la figure et celui correspondant à ALICE est à gauche. Les données d'ALICE sont fournies avec les erreurs systématiques non corrélées (barres d'erreurs) et corrélées (bande grise). Les erreurs statistiques sont négligeables. . . . . 82
- 3.7  $N_{ch}/(\langle N_{part} \rangle / 2)$  en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  fourni par PHOBOS [21] pour différents systèmes et énergies. Les lignes tracées sur les figures (a) et (c) sont issues de l'équation 3.4. Les figures (b) et (d) montrent le rapport obtenu entre les données et l'équation 3.4 en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  et  $\sqrt{s_{NN}}$ . Les données fournies par les collisions p-p (p- $\bar{p}$ ) sont représentées par des étoiles. . . . . 83
- 3.8  $N_{ch}/(\langle N_{part} \rangle / 2)$  en fonction de  $\ln^2(s_{NN})$  fourni par PHOBOS [21] pour les collisions les plus centrales (0-3%). La figure est complétée par les mesures faites à plus basse énergie au SPS (Pb-Pb) [23,24] et à l'AGS (Au-Au) [25-27]. . . . . 84

3.9	Comparaison du $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{part} \rangle / 2)$ en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ avec différents modèles [3]. . . . .	85
3.10	Rapport des longueurs de radiations $x/X_0$ en fonction de $\eta$ . . . . .	88
3.11	Schéma en coupe du détecteur ALICE. Seuls les détecteurs utilisés dans la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ sont représentés. La zone gris clair entourée de tirés représente les structures de maintien, les système de refroidissement, etc. de l'ITS. Celle entourée de tirés longs représente l'absorbeur à muons placé juste devant le spectromètre d'ALICE. La zone grise correspond aux limites de la sélection imposées sur la position du point d'interaction pour l'analyse avec le SPD. L'aire gris foncé indique le chemin emprunté par les particules primaires produites à la collision lors de leur voyage vers le FMD2. . . . .	89
3.12	Distribution de la séparation azimutale ( $\Delta\phi$ ) de tous les candidats « tra- celettes » dans les données (points noirs), en simulation (rouge), et pour le bruit de fond combinatoire (bleu) estimé à partir de la simulation. . . .	90
3.13	$dN_{ch}/d\eta$ en fonction de $\eta$ , pour quatre tranches en centralité mesurées avec le SPD et avec le ZDC comme estimateur de la centralité. . . . .	91
3.14	Schéma en coupe du détecteur ALICE. Seuls les détecteurs utilisés dans la mesure de $dN_{ch}/d\eta$ sont représentés. La zone gris clair entourée de tirés représente les services de l'ITS. Celle entourée de tirés longs représente l'absorbeur à muons placé juste devant le spectromètre d'ALICE. . . .	93
3.15	Figure montrant la somme en fonction de la différence des temps d'arrivée dans les ZDC-A et -C. La sélection des événements satellites est réalisée à partir de cette distribution. Voir le texte pour plus de détails. . . . .	94
3.16	Energie déposée dans le ZDC en fonction de l'amplitude du signal dans le ZEM pour les satellites venant du côté A et C. . . . .	95
3.17	Energie déposée dans le ZDC en fonction de l'amplitude du signal dans le ZEM pour les satellites venant du côté A uniquement. . . . .	95
3.18	Corrélation entre $E_{ZDC}$ et $A_{ZEM}$ à $z_{vtx} = 0$ cm. La centralité est estimée avec le VZERO au point d'interaction nominal. Les couleurs représentent les différentes tranches en centralité. Pour plus de détails, voir le texte. . .	96
3.19	Pentes des droites issues de l'ajustement dans la distribution $E_{ZDC} = f(A_{ZEM})$ en fonction de la centralité déterminée par le VZERO à $z_{vtx} = 0$ . . . . .	97
3.20	Facteur de correction appliqué à l'amplitude du signal dans le ZEM en fonction de la position du vertex d'interaction pour les deux polarités (++) et (--). Le résultat de l'ajustement est donné par les deux courbes en pointillés soit respectivement pour une polarité (++) en rouge et (--) en bleu. . . . .	98
3.21	Nombre d'événements en fonction de la centralité déterminée avec l'es- timateur ZDC pour tous les vertex. . . . .	99

3.22	Amplitude du signal mesuré dans le VZERO pour des événements à $z_{vtx} = 0$ cm. La centralité de la collision est évaluée à l'aide du ZDC. . . . .	99
3.23	$dN_{ch}/d\eta$ mesuré avec le SPD pour deux estimateurs de la centralité : le VZERO (cercles pleins) et le ZDC (losanges ouverts). Les résultats sont fournis pour plusieurs tranches en centralité. . . . .	100
3.24	Nombre d'impacts dans les deux premières couches de l'ITS en fonction de la centralité pour $z_{vtx} = 225$ cm. La ligne pointillée noire représente le seuil de déclenchement de COSMH et la ligne pointillée rouge la centralité maximale utilisée dans l'analyse. . . . .	101
3.25	Rapport entre les nombres d'événements CMBAC et COSMH obtenus sur l'échantillon de données analysé. . . . .	101
3.26	Multiplicité dans le SPD en fonction de l'amplitude dans le VZERO-A pour $z_{vtx} = 0$ cm. Voir le texte pour plus de détails. . . . .	102
3.27	Rapport $R(z_{vtx})$ en fonction de $z_{vtx}$ et de la centralité pour les quatre anneaux du VZERO-A. Les cercles pleins proviennent des données, et les cercles ouverts sont tirés des simulations. . . . .	103
3.28	Rapport $R(z_{vtx})$ en fonction de $z_{vtx}$ et de la centralité pour les quatre anneaux du VZERO-C. Les cercles pleins proviennent des données, et les cercles ouverts sont extraits des simulations. . . . .	105
3.29	Acceptance du VZERO en fonction de la position du vertex. Pour certains points d'interaction, la couverture en $\eta$ du VZERO-A et du SPD se recouvrent. . . . .	106
3.30	Acceptance du VZERO-A en fonction de la position du vertex. Pour les points d'interactions proches du VZERO-A, la corrélation entre la position du vertex et la couverture en $\eta$ est très forte. . . . .	108
3.31	Amplitude moyenne du signal simulé dans les quatre anneaux du VZERO-A en fonction du nombre de particules primaires chargées produites à la collision. Dans cet exemple, pour $z_{vtx} = 337.5$ cm, la figure montre les résultats obtenus avant (bleu) et après (rouge) correction respectivement. Les distributions corrigées sont ajustées par des fonctions linéaires (noir) dont les coefficients directeurs sont les facteurs $\alpha$ . . . . .	109
3.32	Amplitude moyenne du signal simulé dans les quatre anneaux du VZERO-A en fonction de $N_{ch}^{primaires}(i)$ pour tous les vertex. . . . .	110
3.33	$dN_{ch}/d\eta$ mesuré par le VZERO-A (cercles pleins) pour chaque vertex de mesure et de référence en fonction de la centralité. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis par le SPD pour $ \eta  < 2$ . Les erreurs présentées sont uniquement statistiques pour les points du VZERO-A. Les erreurs sur les points du SPD sont une moyenne quadratique des erreurs statistiques (négligeables) et systématiques. . . . .	111

3.34	$dN_{ch}/d\eta$ mesuré par le VZERO-A (cercles pleins) en fonction de la centralité après combinaison. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis par le SPD pour $ \eta  < 2$ . Les erreurs sur les points du VZERO-A sont une moyenne quadratique des erreurs statistiques (négligeables) et systématiques. . . . .	112
3.35	$dN_{ch}/d\eta$ mesuré par le VZERO-A avant (cercles ouverts) et après (cercles pleins) le changement d'échelle. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis pas le SPD pour $ \eta  < 2$ . Les erreurs sur les points du VZERO-A sont les erreurs systématiques. . . . .	112
3.36	Erreur systématique en fonction de $\eta$ provenant du facteur de correction sur le signal dans le ZEM. . . . .	113
3.37	Comparaison entre les mesures données par le VZERO-A (cercles pleins) avec les collisions satellites et le FMD [43] (cercles vides) à $z_{vtx} = 0$ cm. Le rapport montre un écart significatif entre les deux mesures. . . . .	115
3.38	Origine des particules secondaires dans le plan (Z,R) où R est le rayon. Les zones délimitées par des traits colorées représentent l'acceptance des trois anneaux les plus externes du VZERO-A à différents vertex. La zone cerclée de magenta est une partie du détecteur dont la description manque de précision. . . . .	116
3.39	Comparaison entre les mesures données par le VZERO-A (cercles pleins) et le FMD (cercles vides) avec les collisions satellites. Les deux mesures sont en accord dans les erreurs systématiques. . . . .	117
3.40	Densité de particules primaires chargées $dN_{ch}/d\eta$ combinée (FMD+SPD+VZERO-A) en fonction de $\eta$ pour différentes tranches en centralité. . . . .	118
3.41	Densité de particules primaires chargées $dN_{ch}/d\eta$ combinée et symétrisée en fonction de $\eta$ pour différentes tranches en centralité, comparées à celles obtenues par ATLAS et CMS. . . . .	119
3.42	Comparaison des données d'ALICE avec plusieurs modèles théoriques (haut) et rapport entre les mesures et les modèles fournis (bas). Gauche : La comparaison est faite avec des modèles basés sur le Monte Carlo : AMPT [34,44], UrQMD [45] et CGC [46,47]. Droite : La comparaison est faite avec des modèles phénoménologiques : SPM [40] et RDM [39]. Ces modèles sont présentés dans la section 3.3. . . . .	120
3.43	Fonctions utilisées pour l'étude systématique sur la mesure de $N_{ch}$ . Les données sont ajustées à l'aide d'une double Gaussienne (a), d'une fonction trapèze (b), d'une paramétrisation inspirée d'un scénario dit de « Bjorken » (c) et d'une équation provenant d'une des mesures de PHOBOS (d) [21]. Les courbes représentent les limites hautes et basses des incertitudes systématiques sur l'estimation dues à l'erreur sur le $dN_{ch}/d\eta$ . . . . .	123

- 3.44 Rapport entre le nombre total de particules chargées  $N_{ch}$  calculé avec les fonctions (a), (b), (c) et (d) (figure 3.43) et la fonction de référence (double Gaussienne extrapolée par des droites à très grand  $|\eta|$ ). Gauche : Le calcul est limité à  $-5 < \eta < 5.5$ . Droite : Le calcul est limité à la zone d'extrapolation ( $\eta < -5$  et  $\eta > 5.5$ ). . . . . 124
- 3.45 Nombre total de particules primaires chargées  $N_{ch}$  en fonction du nombre de participants à la collision  $\langle N_{part} \rangle$ . Gauche : Les données d'ALICE (rouge) en collisions Pb-Pb sont comparées à celles de PHOBOS en collisions Au-Au (bleu) [21]. Les données de PHOBOS sont mises à l'échelle pour permettre la comparaison. La bande gris clair représente les incertitudes systématiques non-corrélées et la bande gris foncé les incertitudes systématiques totales. Droite : Les données de PHOBOS sont ajustées avec une fonction linéaire (tirets bleus). Les données d'ALICE sont ajustées avec une fonction linéaire (tirets rouges) et un polynôme du 2<sup>me</sup> degré (pointillés rouges). . . . . 125
- 3.46 Nombre total de particules primaires chargées  $N_{ch}$ , normalisé par le nombre de paires de participants  $\langle N_{part} \rangle$ , en fonction de  $\ln^2(s_{NN})$ , où  $s_{NN}$  est le carré de l'énergie dans le centre de masse. La droite en pointillés est tirée d'une précédente publication de PHOBOS [21]. Les courbes en trait plein et tireté sont deux tentatives d'ajustement des données de haute énergie. . . . . 126
- 3.47  $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{part}/2 \rangle$  en fonction du nombre moyen de participants à la collision pour différentes tranches en  $\eta$ . Les losanges noirs ouverts sont issus de la mesure précédemment publiées par ALICE [3] et l'aire grise représente l'erreur systématique correspondante. Les autres points proviennent du calcul effectué avec la densité de particules chargées combinée (figure 3.40). Les erreurs sur les points sont les erreurs systématiques. . . . . 128
- 3.48 Rapport entre les résultats obtenus dans différentes tranches en pseudo-rapidité et ceux obtenus pour  $|\eta| < 0.5$ . . . . . 128
- 3.49  $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{part}/2 \rangle$  en fonction de  $\eta' = \eta - y_{beam}$  mesuré par ALICE (cercles rouges), BRAHMS (carrés verts) [12] et PHOBOS (étoiles et triangles bleus) [21] à différentes énergies. Les points pleins de BRAHMS sont obtenus avec le détecteur en silicium de la partie centrale alors que les points ouverts sont obtenus avec les détecteurs vers l'avant. La ligne noire représente l'ajustement de la distribution d'ALICE obtenu avec l'équation 3.20. Le résultat de l'extrapolation linéaire de la distribution pour les pseudo-rapidités proches de la rapidité du faisceau est représenté par la ligne noire en pointillés. Les données les plus centrales de PHOBOS sont originalement données pour la tranche 0-6%. Elles ont été mises à l'échelle pour obtenir le même pas en centralité. . . . . 130

3.50	Distribution $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{part}/2 \rangle$ en fonction de $\eta'$ pour la tranche en centralité 0-5%. Les points d'ALICE (rouge) et de PHOBOS (bleu) dans la région hors de l'acceptance d'ALICE sont ajustés par la fonction double Gaussienne (ligne noire). Les points verts sont ceux inclus utilisés l'ajustement. . . . .	131
3.51	Flot elliptique en fonction de $\eta'$ mesuré par ALICE (carrés pleins rouges) à 2.76 TeV et PHOBOS à différentes énergies. . . . .	131
3.52	Densité de particules chargées $dN_{ch}/dy$ en fonction de la rapidité $y$ pour les événements les plus centraux. La distribution est ajustée par la somme de deux Gaussiennes (courbe noire) et une Gaussienne large (tirets bleus). Elle est aussi comparée à deux courbes théoriques (pointillés magenta [53] et tirets verts [54]) basées sur une hydrodynamique de Landau. L'encart montre le rapport entre la largeur de la distribution expérimentale et théorique (tirets verts) en fonction de l'énergie dans le centre de masse. . . . .	133
3.53	Densité de particules chargées $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la pseudo-rapacité $\eta$ pour les collisions NSD en p-Pb à 5.02 TeV mesurée par ALICE. La distribution est comparée à plusieurs prédictions théoriques. . . . .	135
4.1	Masses des partenaires chiraux $\pi - \sigma$ , $\rho - a_1$ et $N(940) - N(1535)$ . . . .	146
4.2	Fonctions spectrales des mésons $\rho$ et $a_1$ observées par désintégration $\tau$ par la collaboration ALEPH [3,4]. . . . .	146
4.3	Evolution du condensat chiral en fonction de la température du milieu donnée par les calculs de $\ell$ QCD [5]. . . . .	148
4.4	Forme du potentiel dans le cadre d'une symétrie réalisée de type Wigner (a) et de type Goldstone (b). . . . .	150
4.5	Spectre en masse invariante dimuon représentant les fonctions spectrales du $\rho + \omega$ dans le vide et dans le milieu [11]. . . . .	150
4.6	Spectre en masse invariante dimuon représentant la contribution de la radiation thermique du QGP [11]. . . . .	151
4.7	Diagrammes de Feynman, en QCD perturbative (au premier ordre) pour la production de quarks étranges dans un QGP. . . . .	152
4.8	Spectre en masse invariante diélectrons de l'expérience NA45/CERES en collisions Pb-Au à 158 A.GeV ajusté avec un « cocktail » hadronique (gauche). Le spectre en masse obtenu est comparé à des modèles théoriques impliquant soit une diminution (courbe bleue), soit un élargissement (courbes rouge et verte) de la masse du $\rho$ [18]. . . . .	154

4.9	Excès mesuré par NA60 lors de collisions In-In semi-centrales comparé à deux modèles théoriques [19]. La courbe bleue correspond à une hypothèse d'élargissement de la masse du $\rho$ , et la courbe verte à une hypothèse de diminution de la masse du $\rho$ . La courbe rouge en trait plein représente le $\rho$ dans le vide et la courbe en pointillés rouges est à la contribution du « cocktail » hadronique. La courbe noire en pointillés correspond la contribution du charme ouvert. . . . .	155
4.10	Mesure dans la région des basses masses de l'excès en dileptons fournie par NA60 en collisions In-In semi-centrales à 158 A.GeV. Le modèle de R. Rapp est comparé au spectre en masse invariante pour différentes sélections en impulsion transverse (gauche) et à la distribution en impulsion transverse corrigée de l'acceptance pour différentes tranches en masse invariante (droite) de l'excès [20]. . . . .	157
4.11	Spectre en masse diélectron ajusté par un « cocktail » hadronique fourni par STAR (gauche) [23] et PHENIX (droite) [24]. . . . .	158
4.12	Renforcement d'étrangeté en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ mesuré par ALICE en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV (symboles pleins), STAR en collisions Au-Au à 200 GeV [25] (symboles vides foncés) et NA57 en collisions Pb-Pb à 17.3 GeV (symboles vides clairs). . . . .	159
4.13	Rapport $\Phi/(\rho+\omega)$ mesuré dans différentes collisions par NA38 et NA50 en fonction du nombre moyen de participants $\langle N_{part} \rangle$ (gauche) et de l'impulsion transverse $p_T$ (droite) [29]. . . . .	160
4.14	Facteur de modification nucléaire $R_{AA}$ des baryons et mésons étranges et légers en fonction du $p_T$ en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. . . . .	160
4.15	Structure du programme d'analyse développé à Lyon pour l'analyse des mésons vecteurs de basses masses. . . . .	161
4.16	Nombre d'événements ayant rempli les conditions de déclenchement MUL (gauche) et MLL (droite) en fonction de la centralité. . . . .	164
4.17	Nombre moyen de « cluster » par trace et par chambre dans le spectromètre à muons d'ALICE. . . . .	166
4.18	Illustration des différentes formes de coupures utilisées dans le plan ( $\chi^2$ , $p \times DCA$ ). . . . .	168
4.19	Significane obtenue avec l'utilisation de différentes formes de coupures. . . . .	168
4.20	Significane en fonction de $M_{\mu\mu}$ pour différentes coupures en $\chi^2$ et une coupure en $p \times DCA$ fixée à 3000. . . . .	168
4.21	Significane en fonction de $M_{\mu\mu}$ pour différentes coupures en $p \times DCA$ et une coupure en $\chi^2$ fixée à 5. . . . .	168
4.22	$\chi^2$ des traces muons en fonction de leur $p \times DCA$ . La ligne rouge en pointillés correspond à la coupure appliquée sur le $\chi^2$ dans l'analyse des mésons vecteurs de basses masses. . . . .	169

4.23	Significane dans la région des basses masses pour différentes coupures sur l'impulsion des muons. . . . .	169
4.24	Rapport entre le nombre de dimuons $LS$ reconstruits en données et par la technique du mélange d'événements en fonction de la masse et dans différentes tranches en centralité. La ligne bleue représente le cas idéal, soit un rapport égal à l'unité. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques. . . . .	172
4.25	Spectre en masse invariante dimuons reconstruits (cercles noirs) dans différentes tranches en centralité. L'estimation de la contribution du bruit de fond non-corrélé par la méthode du mélange d'événements (trait rouge) est comparée à celle fournie par l'utilisation des muons de même signe (cercles vides bleus). . . . .	173
4.26	Rapport signal sur bruit en fonction de la masse invariante dimuon pour différents intervalles en centralité. . . . .	173
4.27	Produit de l'acceptance et de l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse du dimuon. . . . .	175
4.28	Spectre en masse invariante dimuon reconstruit pour le charme ouvert (gauche) et la beauté ouverte (droite). Ces deux histogrammes sont paramétrisés par les fonctions issues de l'équation 4.17. . . . .	176
4.29	Facteur $A \times \epsilon$ pour les mésons $\rho$ , $\omega$ et $\Phi$ intégré en $p_T$ en fonction de la centralité (gauche) et intégré en centralité en fonction du $p_T$ du dimuon (droite). . . . .	176
4.30	Ajustement du signal obtenu après soustraction du bruit de fond combinatoire avec un « cocktail » hadronique dans la tranche 0-90% dans une échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite). La normalisation de la beauté ouverte est ici un paramètre libre de l'ajustement. . . . .	178
4.31	Rapport $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$ en fonction de l'intervalle en masse considéré pour l'ajustement. La valeur du rapport est calculée pour deux jeux de bornes différents : 0.2-5 GeV/ $c^2$ (rouge) et 0.2-9 GeV/ $c^2$ (bleu). . . . .	179
4.32	Ajustement du signal avec un « cocktail » hadronique dans différentes tranches en centralité. . . . .	180
4.33	Nombre de résonances reconstruites pour $\Phi$ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction du rapport $b\bar{b}/c\bar{c}$ et dans différentes tranches en centralité. . . . .	181
4.34	Nombre de résonances reconstruites pour $\Phi$ (gauche) et pour $\rho + \omega$ (droite) en fonction du rapport des sections efficaces de production du $\rho$ et du $\omega$ pour différentes tranches en centralité. . . . .	182
4.35	Nombre de résonances reconstruites pour $\Phi$ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction de la quantité de bruit de fond combinatoire soustrait pour différentes tranches en centralité. . . . .	182

4.36	Nombre de résonances reconstruites pour $\Phi$ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction du rapport d'embranchement du $\omega$ Dalitz pour différentes tranches en centralité. . . . .	183
4.37	Nombre de résonances reconstruites pour $\Phi$ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction du rapport $\sigma_{\eta'}/\sigma_{\eta}$ pour différentes tranches en centralité. . . . .	184
4.38	Nombre de résonances reconstruites pour $\Phi$ (gauche) et pour $\rho + \omega$ (droite) pour différents intervalles d'ajustement et différentes tranches en centralité. . . . .	184
4.39	Nombre de résonances générées pour $\Phi$ (gauche) et pour $\rho + \omega$ (droite) pour différentes coupures en $p_T$ des muons et dans différentes tranches en centralité. . . . .	185
4.40	Ajustement du signal obtenu avec des fonctions phénoménologiques (gauche) et le « cocktail » hadronique (droite) dans la gamme en masse : $0.45 < M_{\mu\mu} < 2.6 \text{ GeV}/c^2$ pour les événements les plus centraux. . . . .	185
4.41	Rapport entre le nombre de résonances reconstruites par la méthode phénoménologique et avec le « cocktail » pour $\Phi$ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction de différentes coupures en $p_T$ des muons. . . . .	186
4.42	Spectre en masse invariante dimuons en collision p-p à 7 TeV (gauche) [45] et 2.76 TeV (droite). Les deux spectres sont ajustés avec un « cocktail ». . . . .	188
4.43	Section efficace du méson $\Phi$ en collision p-p à 7 TeV (gauche) [45] et 2.76 TeV (droite) en fonction de l'impulsion transverse. La distribution à 7 TeV est comparée à celles fournies par PHOJET et plusieurs paramétrisations de PYTHIA. . . . .	189
4.44	Rapport $\sigma_{\Phi}/(\sigma_{\rho} + \sigma_{\omega})$ en fonction du nombre moyen de participants à la collision. Les barres correspondent aux erreurs statistiques et les boîtes aux erreurs systématiques . . . . .	191
4.45	Comparaison entre les rapports $\sigma_{\Phi}/(\sigma_{\rho} + \sigma_{\omega})$ en fonction du nombre moyen de participants à la collision mesuré par les expériences du SPS et par ALICE au LHC [29]. . . . .	192
4.46	$\langle N_{\Phi} \rangle / \langle N_{\text{part}} \rangle$ (gauche) et $\langle N_{\rho+\omega} \rangle / \langle N_{\text{part}} \rangle$ (droite) en fonction de $N_{\text{part}}$ . Les barres sont les erreurs statistiques et les boîtes les erreurs systématiques. . . . .	194
4.47	Comparaison des valeurs de $\langle N_{\Phi} \rangle / \langle N_{\text{part}} \rangle$ mesurées par ALICE et extrapolées à tout l'espace des phases et différentes mesures réalisées au SPS [57]. . . . .	195
4.48	$R_{CP}$ du $\Phi$ (rouge) et du $\rho + \omega$ (bleu) en fonction du nombre moyen de participants à la collision. . . . .	196
4.49	Distributions dans le plan $M-p_T$ des dimuons générés pour la radiation du QGP (gauche) et pour le $\rho + \omega$ dans le milieu (droite) tirées des calculs venant de [58]. . . . .	197

---

4.50	Distributions dans le plan $M$ - $p_T$ des dimuons reconstruits pour la radiation du QGP (gauche) et pour le $\rho + \omega$ dans le milieu (droite) tirées des calculs venant de [58]. . . . .	197
4.51	Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du $\rho + \omega$ dans le milieu et la radiation du QGP fixées à la normalisation du $\omega$ dans le vide. . . . .	198
4.52	Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du $\rho + \omega$ dans le milieu laissée libre et la radiation du QGP fixée à la normalisation du $\omega$ dans le vide. Le niveau de la distribution $\rho + \omega$ dans le milieu est trop faible pour être visualisé. . . . .	199
4.53	Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du $\rho + \omega$ dans le milieu et la radiation du QGP laissées libres. . . . .	199
A.1	Représentation schématique d'une collision entre deux noyaux A et B avec un paramètre d'impact $b$ suivant l'axe longitudinal (gauche) et dans le plan transverse (droite). . . . .	2
A.2	Coupe transverse d'une collision Pb-Pb avec le modèle de Glauber [5]. . . . .	4
B.1	Schéma de principe de la sélection en impulsion transverse par le système de déclenchement. . . . .	8



# Liste des tableaux

1.1	Particules décrites par le MS dans le cadre de neutrinos de masse nulle. . . . .	4
1.2	Principales caractéristiques de plusieurs accélérateurs d’ions lourds. Pour chaque machine sont indiqués les ions les plus accélérés, l’énergie maximale atteinte à ce jour dans le centre de masse, la température et la densité d’énergie atteinte par le milieu. . . . .	11
2.1	Luminosité délivrée par le LHC en fonction du système, des années de prise de données et des expériences [27–30]. Les cases marquées d’un × correspondent aux valeurs non fournies par les références citées. . . . .	31
2.2	Caractéristiques géométriques de l’ITS. . . . .	42
2.3	Rayons interne/externe, position suivant l’axe Z du faisceau et couverture en $\eta$ des anneaux du FMD. . . . .	47
2.4	Couverture en pseudo-rapacité et angle polaire ( $^\circ$ ), rayon et position suivant l’axe Z des faisceaux pour les anneaux du VZERO-A et du VZERO-C dans le système de coordonnées de l’expérience ALICE. . . . .	51
2.5	Configuration logique du système de déclenchement MB de ALICE en fonction de la période et du système collisionnel. Au moins un signal (i.e. au moins une particule traversant le détecteur considéré) est demandé dans un ou chacun des détecteurs composant la combinaison. Si le déclenchement impose N signaux dans le même détecteur, cette condition est notée « × N » dans le tableau ci-dessous. La notation SPDo (SPD outlayer) correspond à la dernière couche du SPD uniquement. . . . .	54
3.1	Récapitulatif des différents vertex utilisés (×) pour l’analyse du $dN_{ch}/d\eta$ suivant les anneaux du VZERO-A. Les vertex et anneaux marqués d’une (*) sont utilisés pour la calibration. . . . .	104
3.2	Récapitulatif des différentes sources d’erreurs systématiques pour l’analyse du $dN_{ch}/d\eta$ avec le VZERO. . . . .	114
3.3	Récapitulatif des différentes sources d’erreurs systématiques prises en compte dans la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ en fonction des détecteurs FMD, SPD et VZERO-A. . . . .	118
3.4	Récapitulatif des paramètres d’ajustements des distributions $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité. . . . .	119
3.5	Nombre total de particules chargées en fonction du nombre moyen de nucléons participants à la collision $\langle N_{part} \rangle$ . . . . .	124
3.6	Nombre moyen de participants à la collision $\langle N_{part} \rangle$ en fonction de la tranche en centralité [4]. . . . .	127

4.1	Masses, canaux de désintégration et rapports d'embranchement des mésons contribuant au spectre en masse invariante dimuon en dessous de $10 \text{ GeV}/c^2$ [35]. . . . .	163
4.2	Statistique disponible en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ en terme de paires de muons reconstruites. . . . .	170
4.3	Nombres de $\Phi$ et de $\rho + \omega$ reconstruits obtenus par l'ajustement du spectre en masse invariante dimuon. . . . .	179
4.4	Récapitulatif des erreurs systématiques relatives (%) et de leurs sources fournies par le critère de Barlow pour $N = 2$ et $3$ en fonction de la centralité. La dernière ligne correspond à la somme quadratique des erreurs obtenues pour $N = 2$ , de $\epsilon_{rec}$ et $\epsilon_{trig}$ . . . . .	187
4.5	Erreurs systématiques totales sur le rapport $\sigma_{\Phi}/(\sigma_{\rho} + \sigma_{\omega})$ en fonction de la centralité et du nombre moyen de participants tirés de [55]. . . . .	190
4.6	Nombre d'événements de biais minimum équivalent à l'échantillon de données MUL utilisé dans l'analyse. . . . .	193
C.1	Récapitulatif des différentes sous-périodes sélectionnées pour l'analyse des mésons vecteurs de basses masses. . . . .	11

# Introduction

1

2

---

3 Comprendre, appréhender et maîtriser l'univers dans lequel nous évoluons a toujours  
4 été un des leitmotiv de l'Homme au cours de son évolution. Cette volonté de comprendre  
5 et de rationaliser son environnement est regroupée sous le terme générique de Sciences.  
6 La Physique est donc une science qui a pour but l'étude de la composition et du compor-  
7 tement de la matière ainsi que de ses interactions au niveau le plus fondamental. Cette  
8 étude inclut la description et la compréhension de la Nature et des phénomènes naturels,  
9 mais comporte un volet prédictif qui met les modèles à l'épreuve de l'expérience. De la  
10 physique Aristotélicienne (IVe siècle avant J.C.) en passant par Copernic (XVe siècle après  
11 J.C.) et Galilée (XVIIe siècle après J.C.) et jusqu'à Maxwell, Planck et Einstein, la Physique  
12 a subi de profondes mutations et est en évolution permanente. En 1935, Popper écrivait :

13

14 *« La science ne poursuit jamais l'objectif illusoire de rendre nos réponses dé-*  
15 *finitives ou même probables. Elle s'achemine plutôt vers le but infini encore*  
16 *qu'accessible de toujours découvrir des problèmes nouveaux, plus profonds et*  
17 *plus généraux, et de soumettre ses réponses, toujours provisoires, à des tests*  
18 *toujours renouvelés et toujours affinés. »*

19

20 C'est dans ce cadre que s'inscrit la physique expérimentale qui permet de tester et  
21 contraindre les théories tout en soulevant de nouvelles questions.

22 L'une des questions centrales dans notre quête de savoir concerne notre origine et en  
23 particulier l'origine même de notre Univers. La théorie la plus communément acceptée est  
24 celle du « Big Bang ». L'Univers réduit, dans son état originel, à un point ou singularité  
25 serait entré en expansion il y a plusieurs milliards d'années. De ce « Big Bang » est  
26 née la matière que nous connaissons et qui nous entoure aujourd'hui. La communauté  
27 scientifique moderne cherche en permanence à repousser les limites de notre connaissance  
28 sur cette matière, appelée matière nucléaire, et ses différents états. La compréhension de  
29 la nature et des propriétés des composants fondamentaux de la matière nucléaire appelés  
30 quarks et gluons, nous permet de mieux appréhender et décrire les premiers instants de  
31 l'Univers. En effet, l'âge sombre cosmologique interdit toute observation de la naissance  
32 de l'Univers. Durant cette période, soit quelques microsecondes après le « Big Bang », le  
33 milieu était si dense et si chaud que les quarks et les gluons évoluaient alors librement  
34 les uns par rapport aux autres. Cet état de la matière est appelé Plasma de Quarks et  
35 de Gluons (QGP). L'expansion de l'Univers aurait ensuite entraîné son refroidissement et le  
36 confinement des quarks et des gluons dans les hadrons constituant la matière nucléaire.

37 La physique des collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes est née de la coïncidence  
38 entre les questions soulevées par l'astrophysique, dont un exemple est cité dans le para-  
39 graphe précédent, et la physique nucléaire/hadronique sur les propriétés collectives ou les

40 conditions d'existence de la matière nucléaire excitée. L'idée est de reproduire les condi-  
41 tions dans lesquelles était l'Univers quelques instants après le « Big Bang ». Pour cela,  
42 il est nécessaire d'atteindre une température et/ou une densité permettant de déconfiner  
43 la matière nucléaire. Ces « Little Bangs » sont obtenus grâce à l'utilisation d'accéléra-  
44 teurs d'ions lourds et permettent, pour certains, d'atteindre un très court instant la densité  
45 d'énergie nécessaire à la création d'un QGP. Un grand nombre d'entre eux ont été mis en  
46 fonctionnement au siècle dernier et sont maintenant arrêtés, les deux derniers étant le SPS  
47 au CERN et le RHIC à Brookhaven. L'héritier de cette lignée d'accélérateurs est le Large  
48 Hadron Collider (LHC) qui bénéficie de l'expérience et des connaissances accumulées par  
49 ses prédécesseurs. Il s'agit du plus grand accélérateur jamais construit. Basé au CERN,  
50 il dispose d'un programme de physique en collisions proton-proton (p-p) et d'ions lourds  
51 (Pb-Pb). L'énergie maximale pouvant être atteinte est de 14 TeV en p-p et 5.5 TeV  
52 par nucléon en Pb-Pb. L'expérience ALICE, située sur cet accélérateur, est spécialisée dans  
53 l'étude de l'interaction forte et du QGP. C'est dans le cadre de cette expérience que ce  
54 manuscrit de thèse a été réalisé.

55 Pour étudier le QGP en collisions d'ions lourds ultra-relativistes, il est nécessaire de bien  
56 comprendre et connaître les conditions initiales et la dynamique globale d'une collision ou  
57 encore la densité d'énergie disponible. L'étude de variables globales comme la multiplicité  
58 en particules chargées produites à la collision ou encore la centralité de la collision est  
59 nécessaire. De plus, la faible durée de vie du QGP n'autorise pas son observation directe.  
60 Pour étudier ses propriétés, il faut s'intéresser aux signatures expérimentales laissées dans  
61 l'état final par la création d'un tel milieu dense et chaud. Ce travail de thèse aborde, à  
62 la fois, l'étude d'une variable globale : la densité de particules chargées  $dN_{ch}/d\eta$  avec  
63 le détecteur VZERO et les sondes du QGP associées aux mésons vecteurs de basses  
64 masses ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\Phi$ ). L'étude de l'augmentation de l'étrangeté est accessible par la mesure  
65 du taux de production du méson doublement étrange  $\Phi$  par rapport aux mésons  $\rho$  et  $\omega$ .  
66 La restauration de la symétrie chirale peut, quant à elle, être étudiée par l'extraction de  
67 la fonction spectrale du  $\rho$  et de son éventuelle modification. Dans ce travail de thèse,  
68 les mésons vecteurs de basses masses seront mesurés à l'aide du spectromètre à muons  
69 d'ALICE dans le canal dimuons.

70 Ce manuscrit résume le travail réalisé au cours de ces trois dernières années et  
71 s'articule en quatre chapitres. Chacun d'entre eux commence par un rappel de la table  
72 des matières et se termine par les références bibliographiques utilisées pour leur rédaction.

73

## 74 Chapitre 1 :

75

76 Dans ce chapitre, on définit le contexte à la fois théorique et expérimental de la  
77 physique abordée au cours de ce travail. Ainsi, on peut y trouver une description de la  
78 théorie de l'interaction forte, du QGP et une brève description des sondes expérimentales  
79 associées. De plus, les raisons motivant l'utilisation des collisions d'ions lourds y sont  
80 développées. Enfin, la dynamique ainsi que les effets physiques intervenant lors de telles  
81 collisions sont détaillés brièvement.

82

---

## 83 Chapitre 2 :

84

85 L'environnement dans lequel a été exécuté ce travail est décrit ici. On apporte donc  
86 des détails sur le LHC et l'expérience ALICE et son environnement de travail. Seuls les  
87 points expérimentaux et les détecteurs utilisés dans ce travail sont détaillés. Ceci permet  
88 de clairement définir le contexte expérimental de ce travail.

89

## 90 Chapitre 3 :

91

92 Ce chapitre présente la première partie des résultats obtenus au cours de cette thèse.  
93 Il traite de la mesure de la densité de particules chargées :  $dN_{ch}/d\eta$  en collisions  
94 Pb-Pb à 2.76 TeV. Après un état des lieux des mesures existantes, les modèles  
95 théoriques traitant du sujet et utilisés dans l'analyse sont développés. Ensuite, la technique  
96 d'analyse utilisée est exposée. Enfin, le chapitre se conclut avec les mesures obtenues, la  
97 comparaison de celles-ci avec des modèles théoriques et des mesures antérieures, une dis-  
98 cussion sur l'interprétation des résultats et les perspectives attendues pour une telle mesure.

99

## 100 Chapitre 4 :

101

102 Dans cette dernière partie, on décrit l'analyse menée sur les mésons vecteurs de basses  
103 masses en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. Le début de ce chapitre concerne quelques  
104 rappels sur la symétrie chirale et motive l'analyse en exposant les résultats obtenus par  
105 des mesures précédemment effectuées (par ALICE ou d'autres expériences). On développe  
106 ensuite l'analyse en mettant en avant les choix effectués, leurs justifications et les difficultés  
107 rencontrées. Les résultats sont ensuite fournis et comparés à ceux obtenus par le passé.  
108 Enfin, le chapitre se termine sur une discussion autour des résultats et les améliorations  
109 qu'il est possible d'apporter à ce type d'analyse dans l'avenir.

110



# Big Bang, Modèle Standard et recherche du Plasma de Quarks et de Gluons

---

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Le Big-Bang et l'expansion de l'Univers</b>	<b>2</b>
1.1.1	Le Modèle Standard	2
1.1.2	La matière hadronique	3
<b>1.2</b>	<b>L'interaction forte et la ChromoDynamique Quantique</b>	<b>5</b>
1.2.1	Analogie avec l'ElectroDynamique Quantique	5
1.2.2	Confinement et liberté asymptotique	6
<b>1.3</b>	<b>Le Plasma de Quarks et de Gluons</b>	<b>8</b>
<b>1.4</b>	<b>Création du QGP et collisions d'ions lourds</b>	<b>10</b>
1.4.1	Paramètres de la collision	11
1.4.2	Les scénarii de collisions dans un système A-A	12
1.4.3	Conditions initiales et effets nucléaires en collisions d'ions lourds	14
1.4.4	Evolution du système en collisions d'ions lourds	17
<b>1.5</b>	<b>Les observables expérimentales en collisions d'ions lourds</b>	<b>18</b>
1.5.1	Observables globales	19
1.5.2	Sondes molles	19
1.5.3	Sondes dures	21
1.5.4	Hydrodynamique du QGP : le fluide parfait	22
	<b>Bibliographie</b>	<b>24</b>

---

## 1.1 Le Big-Bang et l'expansion de l'Univers

Les mesures cosmologiques montrent que l'Univers dans lequel nous vivons est en expansion [1] (figure 1.1). On en déduit l'existence d'un moment dans le passé où l'Univers était infiniment petit, un point unique appelé singularité<sup>1</sup>. Ceci est décrit par la théorie du Big Bang [2]. De là sont nées les particules élémentaires dont certaines composent la matière nucléaire ordinaire. Toutes ces particules sont intégrées et classées dans ce qu'on appelle le Modèle Standard (MS).

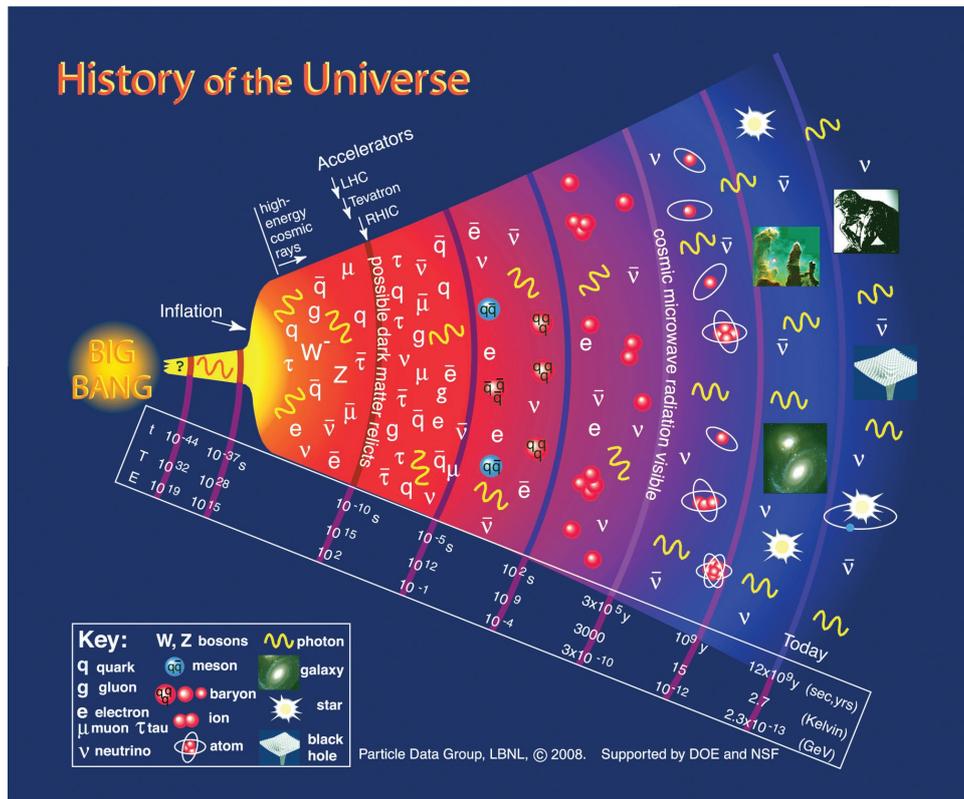


FIGURE 1.1 – Schéma de l'expansion de l'Univers, du Big Bang à nos jours.

### 1.1.1 Le Modèle Standard

Le MS de la physique des particules décrit les interactions entre les particules élémentaires qui constituent la matière. Il permet de décrire avec précision tous les phénomènes corpusculaires comme les désintégrations nucléaires. Il fut développé durant la seconde moitié du vingtième siècle et sa formulation actuelle a été finalisée dans le milieu des années 70 avec la confirmation expérimentale de l'existence des quarks. La découverte

1. Ces conclusions se placent dans le cadre de modèles couramment acceptés.

152 récente d'un boson présentant des propriétés similaires à celle du boson de Higgs [3–5]  
153 prédite par ce modèle vient confirmer définitivement sa viabilité [6,7].

154 Cette théorie est bâtie sur le diptyque particules, interactions. Les particules constituant  
155 la matière sont appelées fermions et divisées en deux groupes : les quarks et les leptons.  
156 Celles qui sont sensibles aux mêmes forces sont regroupées par famille et chaque force  
157 s'exerce par l'échange d'un boson médiateur. Les leptons comme les quarks comptent six  
158 particules qui se regroupent par paires ou « générations ». Les particules les plus légères  
159 et plus stables appartiennent à la première génération, tandis que les plus lourdes et plus  
160 instables constituent la deuxième et la troisième génération. Les particules de deuxième  
161 et troisième génération se désintègrent toutes en particules de première génération et ne  
162 composent donc pas la matière baryonique usuelle dans l'Univers. À cela s'ajoutent les trois  
163 forces fondamentales incluses dans le MS : électromagnétique, faible et forte, représentées  
164 par leur boson médiateur respectif. L'ensemble est résumé dans le tableau 1.1. Le MS  
165 est une théorie invariante de jauge sous  $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$  et possède 19 paramètres  
166 libres<sup>2</sup>.

167 Cette théorie n'est pas complète et ne décrit que les particules élémentaires. En effet,  
168 elle n'inclut pas la description d'une des quatre forces fondamentales : la gravitation. De  
169 plus, elle ne décrit pas la matière noire ou encore la masse des neutrinos. Enfin, un grand  
170 nombre d'extensions du MS comme les modèles super-symétriques ou encore les modèles  
171 à dimensions supplémentaires sont développés aujourd'hui. Ils ont principalement pour but  
172 de résoudre les faiblesses du MS.

### 173 1.1.2 La matière hadronique

174 Dans le cadre du MS, on s'intéresse plus particulièrement aux quarks et à la force forte  
175 dont les gluons sont les médiateurs. Les quarks sont aujourd'hui les composants ultimes  
176 de la matière et portent une charge fractionnaire de la charge électrique élémentaire  $e$   
177 (tableau 1.1). Les quarks et les gluons libres ne sont pas observables expérimentalement.  
178 Cependant, ils composent ce qu'on appelle les hadrons qui sont, eux, observables. Ces  
179 hadrons sont divisés en deux familles :

- 180 — **les baryons** qui sont des triplets de quarks. Les plus connus sont les protons et les  
181 neutrons ;
- 182 — **les mésons** qui sont une paire de quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ). Trois de ces mésons seront  
183 à l'étude dans le chapitre 4 :  $\rho, \omega$  et  $\Phi$ .

184 Les quarks sont sensibles à la force forte et sont confinés dans les hadrons. Ceci explique  
185 le fait qu'on ne peut les observer libres dans la nature et les raisons de ce confinement  
186 seront évoquées dans la suite. Cependant, quelques micro-secondes après le Big-Bang  
187 (figure 1.1), la température et la densité d'énergie étaient telles que les quarks et les  
188 gluons n'étaient pas sous forme de hadrons. Cette phase est appelée Plasma de Quarks et

---

2. On rappelle que dans ce modèle la masse des neutrinos est prise comme nulle. L'inclusion de la masse des neutrinos entraîne une augmentation du nombre de paramètres libres dans le modèle. Dans la suite, on considérera uniquement la version originale du MS soit des neutrinos de masse nulle.

TABLEAU 1.1 – Particules décrites par le MS dans le cadre de neutrinos de masse nulle.

Leptons	1 <sup>ère</sup> génération	2 <sup>ème</sup> génération	3 <sup>ème</sup> génération
Nom particule/anti-particule	Electron $e^\pm$	Muon $\mu^\pm$	Tau $\tau^\pm$
Charge	$\pm 1$	$\pm 1$	$\pm 1$
Masse	$0.511 \text{ MeV}/c^2$	$105.7 \text{ MeV}/c^2$	$1777 \text{ MeV}/c^2$
Nom particule/anti-particule	Neutrino électronique $\nu_e$ ou $\bar{\nu}_e$	Neutrino muonique $\nu_\mu$ ou $\bar{\nu}_\mu$	Neutrino tauique $\nu_\tau$ ou $\bar{\nu}_\tau$
Charge	0	0	0
Masse	0	0	0
Quarks	1 <sup>ère</sup> génération	2 <sup>ème</sup> génération	3 <sup>ème</sup> génération
Nom particule/anti-particule	Up $u$ ou $\bar{u}$	Charm $c$ ou $\bar{c}$	Top $t$ ou $\bar{t}$
Charge	$\pm 2/3$	$\pm 2/3$	$\pm 2/3$
Masse	$2.3^{+0.7}_{-0.5} \text{ MeV}/c^2$	$1.275 \pm 0.025 \text{ GeV}/c^2$	$173.5 \pm 1 \text{ GeV}/c^2$
Nom particule/anti-particule	Down $d$ ou $\bar{d}$	Strange $s$ ou $\bar{s}$	Bottom $b$ ou $\bar{b}$
Charge	$\mp 1/3$	$\mp 1/3$	$\mp 1/3$
Masse	$4.8^{+0.7}_{-0.3} \text{ MeV}/c^2$	$95 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$	$4.18 \pm 0.03 \text{ GeV}/c^2$
Interactions	Portée	Bosons de jauge	Masses
Forte	$2.5 \times 10^{-15} \text{ m}$	Gluons (8)	0
Electromagnétique	$\infty$	Photon $\gamma$	0
Faible	$10^{-18} \text{ m}$	$W^\pm / Z^0$	$80.39/91.19 \text{ GeV}/c^2$
Higgs : H ( $126 \text{ GeV}/c^2$ )			

189 de Gluons (QGP). Pour comprendre les propriétés de cette phase, il faut dans un premier  
 190 temps se pencher sur les caractéristiques de la force forte décrite dans le MS par la  
 191 ChromoDynamique Quantique (QCD).

## 192 1.2 L'interaction forte et la ChromoDynamique Quantique

### 193 1.2.1 Analogie avec l'ElectroDynamique Quantique

194 Pour comprendre la ChromoDynamique Quantique (QCD), on peut faire une analogie  
 195 simple avec l'ElectroDynamique Quantique (QED) qui décrit les interactions électromagné-  
 196 tiques dans le modèle standard. La QED est une théorie de jauge Abélienne décrite grâce  
 197 au groupe unitaire U(1). Le boson vecteur de l'interaction en QED est le photon et le  
 198 Lagrangien de QED pour une interaction entre un électron et un positron s'écrit comme :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} \cdot F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad , \quad (1.1)$$

199 où,

- 200 —  $\psi$  et  $\bar{\psi}$  sont les champs représentant des électrons/positrons ;
- 201 —  $\gamma^\mu$  sont les matrices de Dirac ;
- 202 —  $D_\mu = \partial_\mu + ie A_\mu$  est la dérivée covariante de jauge avec  $e$  la constante de cou-  
 203 plage égale à la charge électrique élémentaire et  $A_\mu$  le quadrivecteur potentiel de  
 204 l'électromagnétisme ;
- 205 —  $m$  la masse de l'électron/positron ;
- 206 — et  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  est le tenseur électromagnétique.

207 La première partie du Lagrangien ( $\bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi$ ) décrit la cinématique, la masse et les  
 208 interactions des fermions lors de leur interaction et la seconde ( $\frac{1}{4} \cdot F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$ ) la propagation  
 209 libre du champ électromagnétique.

210 Pour écrire un Lagrangien dans le cadre de la QCD, il faut remplacer le photon par les  
 211 gluons et les électrons/positrons par les quarks. Cependant, en QCD, le groupe de symétrie  
 212 utilisé est le groupe SU(3). Les quarks peuvent avoir des masses distinctes (saveur) et  
 213 portent une charge de couleur. L'introduction de ce nouveau nombre quantique de couleur  
 214 est motivé par une observation expérimentale. L'observation du baryon  $\Delta^{++}$ , de spin 3/2  
 215 et constitué de trois quarks u dans le même état de spin, violerait le principe d'exclusion  
 216 de Pauli si ce nombre quantique supplémentaire n'était pas introduit. Il faut noter ici que  
 217 les hadrons sont neutres de couleur. Ceci signifie que la somme des charges de couleur  
 218 des quarks qui composent un hadron est toujours nulle<sup>3</sup>. De plus, le groupe de symétrie  
 219 utilisé impose que les gluons, définis comme des champs vectoriels, soient au nombre de  
 220 8. Le Lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_f \bar{\psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \psi_f - \frac{1}{4} \cdot G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a \quad , \quad (1.2)$$

3. Une particule neutre de couleur est dite « blanche ».

221 où l'indice  $f$  indique une sommation sur toutes les saveurs de quarks,  $a$  est une  
 222 sommation sur les 8 gluons,  $m_f$  est la masse du quark de saveur  $f$  et  $D_\mu$  s'écrit sous la  
 223 forme :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig A_\mu^a t_a \quad . \quad (1.3)$$

224 Le premier terme de l'équation 1.2 décrit les quarks et leurs interactions avec les gluons  
 225 via le terme de couplage de Yukawa :

$$\sum_f \bar{\psi}_f g A_\mu^a t_a \gamma^\mu \psi_f \quad , \quad (1.4)$$

226 où  $t^a$  s'exprime avec les matrices de Gell-Mann  $\lambda^a$  :  $t^a = \lambda^a/2$ . Le second terme est le  
 227 tenseur de champ de gluons défini comme :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad . \quad (1.5)$$

228 Les coefficients  $f^{abc}$  sont les constantes de structure de SU(3) et  $g$  est la constante de  
 229 couplage nue de l'interaction forte. La première partie du tenseur ( $\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a$ ) est  
 230 analogue à la QED et décrit la propagation du champ de gluons (*i.e.* la cinématique des  
 231 gluons). Le dernier terme ( $gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ ) provient du caractère non Abélien de la QCD et  
 232 traduit la capacité des gluons à auto-interagir. Cette différence majeure entre la QCD et  
 233 la QED vient du fait que les gluons portent une charge de couleur alors que les photons  
 234 ne portent pas de charge électrique. Ce couplage du champ de couleur avec lui-même  
 235 engendre le confinement c'est à dire qu'il est impossible d'envisager le gluon comme une  
 236 particule libre. Le vide de la QCD est alors non trivial<sup>4</sup>.

## 237 1.2.2 Confinement et liberté asymptotique

238 De la description de l'interaction forte par la QCD découle plusieurs propriétés intéres-  
 239 santes telles que le confinement de la couleur et la liberté asymptotique.

### 240 1.2.2.1 La constante de couplage $\alpha_s$

241 Les calculs de QCD mènent à des divergences et une renormalisation de la théorie est  
 242 donc nécessaire. La constante de couplage nue  $g$  n'a pas de sens physique sans l'inclusion  
 243 des corrections radiatives dans le calcul. En fixant l'échelle d'énergie fondamentale de  
 244 QCD à la valeur expérimentale ( $\Lambda_{QCD} \sim 200$  MeV), l'utilisation de telles corrections  
 245 permet d'obtenir la constante de couplage  $\alpha_s$  qui s'exprime au plus bas ordre en théorie  
 246 des perturbations :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{11N_c - 2N_f \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \quad . \quad (1.6)$$

---

4. La non trivialité du vide de QCD provient de l'apparition d'un condensat de gluons.

247  $N_c$  et  $N_f$  sont respectivement le nombre de couleurs et le nombre de saveurs. Grâce  
 248 à l'équation 1.6, on peut étudier le comportement de  $\alpha_s$  en fonction de  $Q^2$  (figure 1.2).  
 249 Cette constante de couplage  $\alpha_s$  caractérise l'intensité de l'interaction entre deux particules  
 250 colorées. Dans le cas de QCD, et contrairement à QED,  $\alpha_s$  décroît lorsque  $Q$  croît. En  
 251 d'autres termes,  $\alpha_s$  croît avec la distance  $r \sim 1/Q$  qui sépare les quarks. Ceci suggère  
 252 deux régimes : le confinement des quarks et des gluons dans les hadrons et la liberté  
 253 asymptotique. Une énergie de 1 GeV correspond à une distance d'environ 1 fm, soit  
 254 l'ordre de grandeur de la taille d'un hadron. En dessous de 1 GeV on est donc dans le  
 255 régime du confinement de la couleur et au-delà de 1 GeV on se trouve dans le régime  
 256 de la liberté asymptotique.

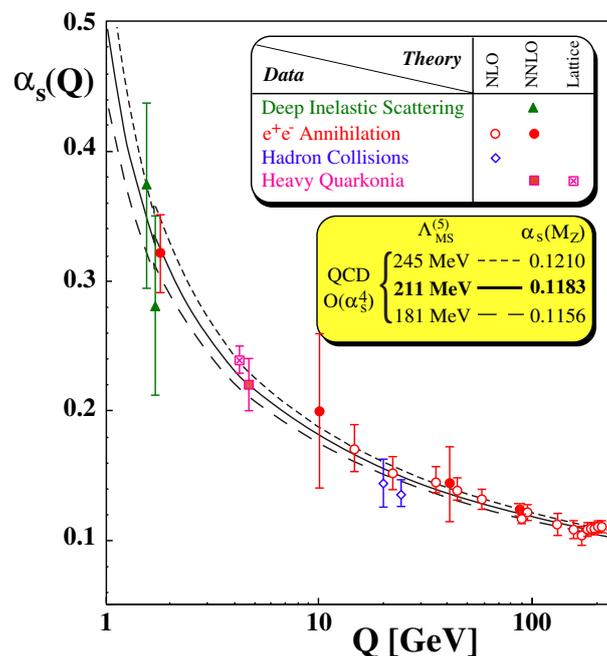


FIGURE 1.2 – Constante de couplage  $\alpha_s$  en fonction du moment transféré  $Q$  [8].

### 257 1.2.2.2 La liberté asymptotique

258 A grandes énergies, donc à petites distances, la constante de couplage  $\alpha_s$  devient très  
 259 faible (figure 1.2). Dans ce régime dit de liberté asymptotique, les quarks proches sont  
 260 quasi-libres et interagissent faiblement entre eux. Enfin, la faible valeur de  $\alpha_s$  (*i.e.* fort  
 261 moment transféré  $Q$  par rapport à  $\Lambda_{QCD}$ ) autorise un traitement perturbatif des calculs  
 262 basés sur un développement en puissance de  $\alpha_s$ .

### 263 1.2.2.3 Le confinement

264 A petites énergies, donc à de grandes distances (*i.e.* supérieur à 1 fm), la constante  
 265 de couplage  $\alpha_s$  diverge et l'interaction entre quarks est forte. Par ailleurs, il est impossible

266 de les séparer<sup>5</sup>. En effet, les seuls objets existant dans la nature sont des hadrons blancs  
 267 qui sont une combinaison de quarks colorés. On appelle cette propriété le confinement de  
 268 la couleur.

269 Pour mieux comprendre le confinement, on peut introduire le potentiel  $V(r)$  auquel est  
 270 soumis une paire de quarks dans un hadron en fonction de la distance entre quarks  $r$ .  
 271 D'une façon approchée :

$$V(r) \simeq -\frac{\alpha_s}{r} + \sigma r \quad . \quad (1.7)$$

272 Comme l'indique l'équation 1.7, le potentiel suit deux comportements particuliers. À  
 273 petite distance ( $r \rightarrow 0$ ), le terme Coulombien ( $1/r$ ) domine, le couplage devient faible et  
 274 les quarks sont quasi-libres : c'est la liberté asymptotique. Cependant, lorsque la distance  
 275 entre quarks devient grande ( $r \rightarrow \infty$ ), le terme en  $\sigma r$  est prépondérant. Dans ce cas,  $\sigma$   
 276 est assimilable à la tension d'une corde et traduit l'effet du confinement pour les grandes  
 277 distances. En effet, il faudrait alors une énergie infinie pour séparer deux quarks. Ainsi,  
 278 lorsque deux quarks sont trop éloignés, l'énergie est suffisante pour créer une paire  $q\bar{q}$ .  
 279 Par conséquent, la distance inter-quarks diminue, le potentiel revient dans un domaine de  
 280 plus faible intensité et les quarks restent confinés dans les hadrons.

281 Il faut noter que dans le cadre de ce régime et donc d'une constante de couplage  
 282 divergente, la théorie des perturbations ne s'applique plus. Pour faire les calculs, il faut  
 283 utiliser des théories effectives ou encore la QCD sur réseau. De plus, la tension de la corde  
 284  $\sigma$  dépend en réalité de la température  $T$ . Les calculs sur réseau montrent que pour une  
 285 température critique  $T_c \sim 155$  MeV [9] la tension de la corde tend vers 0. Les quarks  
 286 et les gluons ne sont plus confinés dans les hadrons. On atteint une transition de phase  
 287 se traduisant par un nouvel état de la matière appelé QGP.

### 288 1.3 Le Plasma de Quarks et de Gluons

289 La transition de phase impliquant le déconfinement des quarks et des gluons hors des  
 290 hadrons est prédite pas les calculs de QCD sur réseau ( $\ell$ QCD) [10–12]. Pour faire de  
 291 tels calculs et contourner la difficulté posée par la divergence de la constante de couplage  
 292  $\alpha_s$  pour les faibles moments transférés, la QCD sur réseau discrétise l'espace-temps sur une  
 293 grille. En ce qui nous concerne : les calculs à température finie, cette technique permet  
 294 la connexion avec la physique statistique. Par l'évaluation de la fonction de partition  
 295  $\mathcal{Z}(T, V, \mu_B)$ <sup>6</sup>, il est possible de calculer les grandeurs thermodynamiques usuelles (densité  
 296 d'énergie  $\varepsilon$ , pression  $p$ , énergie libre  $f$ , etc.). L'évolution de ces grandeurs en fonction de  
 297 la température permet d'étudier une éventuelle transition de phase.

---

5. À partir d'une certaine distance inter-quarks, l'énergie est suffisante pour créer une paire  $q\bar{q}$  entre les deux quarks qu'on tente de séparer.

6.  $T$  est la température,  $V$  le volume et  $\mu_B$  le potentiel chimique baryonique.

298 1.3.0.4 Prédications de  $\ell$ QCD et transition de phase

299 La première hypothèse émise, sur la nature du QGP, fut celle d'un gaz parfait. La  
 300  $\ell$ QCD permet l'étude des grandeurs thermodynamiques du QGP et peut donc calculer, entre  
 301 autres, l'évolution de la pression ( $p$ ) et de la densité d'énergie ( $\epsilon$ ) normalisés en fonction  
 302 de la température (figure 1.3) dans la limite d'un potentiel chimique baryonique nul. Les  
 303 calculs sont conduits sur des réseaux plus ou moins fins et les flèches représentent la limite  
 304 de Stefan-Boltzmann attendue pour un gaz parfait. À partir d'une certaine température,  
 305 l'évolution des courbes de pression et de densité d'énergie change radicalement. Il y a donc  
 306 une augmentation forte du nombre de degrés de liberté du système soit une transition de  
 307 phase de la matière hadronique. La température critique du milieu obtenue est d'environ  
 308 155 MeV, ce qui correspond à une densité d'énergie  $\epsilon$  autour de  $0.3 \text{ GeV/cm}^3$  [12].  
 309 Cependant, pour  $T > 2T_c$ , les valeurs de  $p/T^4$  et  $\epsilon/T^4$  obtenues sont 15 à 20% plus  
 310 basses que la limite de Stefan-Boltzmann pour les gaz parfaits. L'écart à cette limite est  
 311 dû aux interactions entre les constituants de la phase déconfinée.

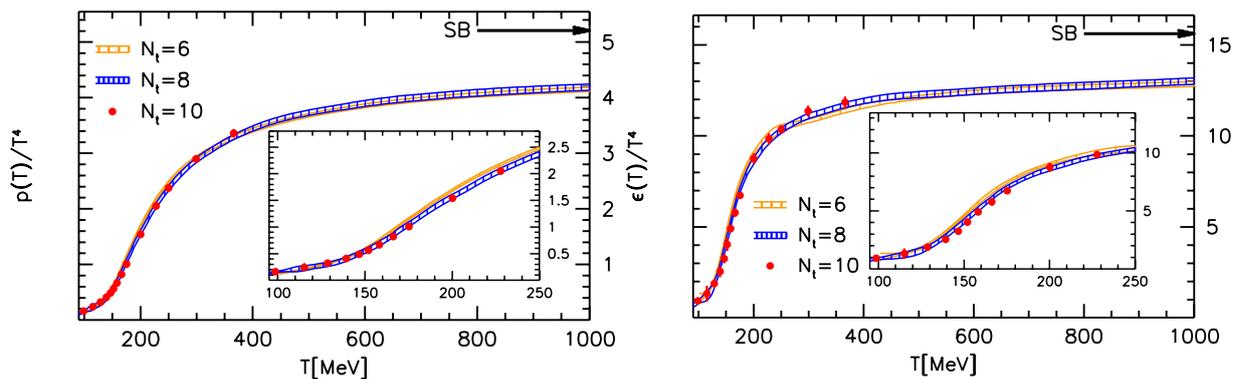


FIGURE 1.3 – Evolution de la pression  $p$  (gauche) et de la densité d'énergie  $\epsilon$  (droite) sur  $T^4$  en fonction de la température venant des calculs sur réseau [12].

312 Une seconde transition de phase est prédite par QCD et est liée à la symétrie chirale.  
 313 Dans l'hypothèse de quarks de masse nulle, la symétrie chirale est une symétrie exacte du  
 314 Lagrangien de QCD. L'introduction de la masse des quarks induit une brisure explicite<sup>7</sup>  
 315 de cette symétrie. On verra qu'il y a aussi une brisure spontanée de la symétrie chirale<sup>8</sup>.  
 316 Les calculs sur réseau prédisent une restauration de cette symétrie à une température  
 317 critique proche de celle de déconfinement. Il faut noter que les températures critiques de  
 318 déconfinement et de restauration de la symétrie chirale sont proches lorsque  $\mu_B \rightarrow 0$ , mais  
 319 ce n'est pas forcément le cas pour des potentiels chimiques baryoniques finis. On reviendra  
 320 plus en détail sur la symétrie chirale, les implications de sa brisure et la restauration de  
 321 cette symétrie dans le chapitre 4.

7. Cette brisure est due au terme de masse dans le Lagrangien où  $m_u \neq m_d$ .

8. La masse des partenaires chiraux est alors différente. C'est de loin le terme prépondérant concernant la magnitude de la brisure de la symétrie chirale.

322 **1.3.0.5 Diagramme de phase**

323 Ce nouvel état de la matière qu'est le QGP est prédit par  $\ell$ QCD. On peut donc établir  
 324 un diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température  $T$  et du  
 325 potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  (figure 1.4). À faible température et pour  $\mu_B$  autour de  
 326 900 MeV, on retrouve la matière nucléaire ordinaire. Elle est incluse dans une phase plus  
 327 large appelée phase hadronique où les quarks et les gluons sont confinés dans les hadrons.  
 328 Puis, en augmentant  $T$  et/ou  $\mu_B$ , on arrive progressivement à une transition de phase. En  
 329 accord avec les prédictions de  $\ell$ QCD, la transition de phase est attendue comme étant de  
 330 type « crossover » (douce) pour les faibles valeurs de  $\mu_B$ . L'existence d'un point critique  
 331 est aussi prédite et des efforts ont été fournis au RHIC pour en déterminer la position.  
 332 Enfin, à grand  $\mu_B$ , une phase supraconductrice de couleur est attendue.

~155 MeV

FIGURE 1.4 — Diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température et du potentiel baryonique.

333 **1.4 Création du QGP et collisions d'ions lourds**

334 On a déjà évoqué l'existence d'un QGP quelques microsecondes après le Big Bang  
 335 (section 1.1). Cependant, le découplage rayonnement-matière de l'Univers eut seulement  
 336 lieu  $3 \cdot 10^5$  ans après le Big Bang. Ainsi, lors de la formation du QGP, l'Univers était  
 337 totalement opaque ce qui rend l'étude du QGP par des moyens cosmologiques impossible.

338 De même l'existence du plasma de quarks et gluons est prédite, par certains modèles, au  
 339 cœur des étoiles à neutrons où la densité baryonique est suffisamment élevée. Pour des  
 340 raisons évidentes, une étude expérimentale du QGP y est impossible.

341 Afin d'étudier le QGP, on doit donc chercher à le reproduire artificiellement en labo-  
 342 ratoire. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes auprès d'accélérateurs tels que le SPS,  
 343 le RHIC ou le LHC permettent d'atteindre les températures et les densités d'énergies  
 344 nécessaires à la création d'un QGP. La technologie pour procéder à de telles collisions  
 345 peut être de deux types : sur cibles fixes (AGS, SPS) ou en collisionneurs (RHIC, LHC).  
 346 La première méthode permet d'obtenir de très grandes luminosités par rapport à la se-  
 347 conde. Cependant, l'utilisation d'un collisionneur, permet de faire coïncider le référentiel  
 348 du centre de masse et du laboratoire. De plus, l'énergie dans le centre de masse atteinte  
 349 en collisionneur est deux fois supérieure à celle atteinte sur cible fixe pour une énergie de  
 350 faisceau équivalente. Les principales caractéristiques de plusieurs accélérateurs d'ions lourds  
 351 sont résumées dans le tableau 1.2.

TABLEAU 1.2 – Principales caractéristiques de plusieurs accélérateurs d'ions lourds. Pour chaque machine sont indiqués les ions les plus accélérés, l'énergie maximale atteinte à ce jour dans le centre de masse, la température et la densité d'énergie atteinte par le milieu.

Machine	AGS	SPS	RHIC	LHC
Lieu	BNL	CERN	BNL	CERN
Mode	Cible fixe	Cible fixe	Collisionneur	Collisionneur
Années	1992	1994	2001	2010
Ions	Au	Pb	Au	Pb
$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	4.8	17.3	200	2760
$T$ [MeV]	$\sim 150$	$\sim 190$	$\sim 230$	$\sim 260$
$\varepsilon$ [GeV/fm <sup>3</sup> ]	$\sim 1.5$	$\sim 3.5$	$\sim 5.5$	$\sim 15$

### 352 1.4.1 Paramètres de la collision

353 En collisions d'ions lourds, des paramètres comme la géométrie de la collision ou la  
 354 rapidité sont très importants car d'eux dépendent la physique observée.

355 **La centralité** traduit le recouvrement transverse des deux noyaux incidents à la collision  
 356 (figure 1.5). Dans le cadre d'un modèle de Glauber [13, 14] (voir Annexe A), on peut  
 357 définir trois quantités : le paramètre d'impact, le nombre de nucléons participants à la  
 358 collision  $N_{\text{part}}$  et le nombre de collisions binaires  $N_{\text{coll}}$ . Le paramètre d'impact  $b$  représente  
 359 la distance entre les centres des deux noyaux incidents dans le plan transverse. Plus  $b$  est  
 360 faible, plus le recouvrement est important et plus la collision est dite centrale. Pour des  
 361 valeurs de  $b$  grandes, on parlera de collisions périphériques.  $N_{\text{part}}$  est défini par le nombre  
 362 de nucléons présents dans la zone de recouvrement des deux noyaux.  $N_{\text{coll}}$  donne le  
 363 nombre de collisions binaires entre nucléons participants.

364 **Le plan de l'événement** est le plan qui contient l'axe du faisceau et le petit axe  
 365 de l'ellipse formée par le recouvrement des deux noyaux (figure 1.6). Il est très difficile

366 d'accéder expérimentalement à l'orientation exacte du plan de l'événement. On approxime  
367 alors ce dernier au **plan de réaction**. Ce plan est défini par l'axe du faisceau et le  
368 paramètre d'impact de la collision (figure 1.6). Cette grandeur est importante pour l'étude  
369 des phénomènes collectifs en collisions d'ions lourds (voir section 1.5.2) ou pour toute  
370 observable fonction de l'azimut.

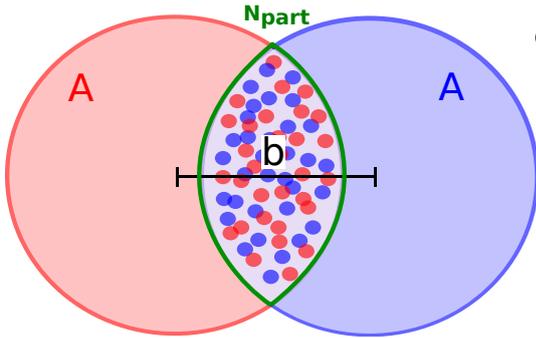


FIGURE 1.5 – Schéma d'une collision d'ions lourds (A-A) dans le plan transverse<sup>9</sup>.

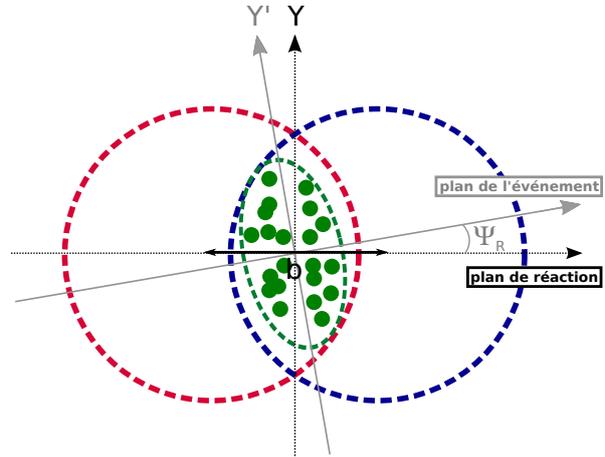


FIGURE 1.6 – Schéma du plan de réaction et du plan de l'événement.

371 **La rapidité** est définie comme :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.8)$$

372 où  $E$  et  $p_z$  sont les composantes du quadri-vecteur énergie-impulsion  $\vec{p} = (E, p_x, p_y, p_z)$ . Les  
373 mécanismes de production ainsi que les densités de particules produites dépendent de cette  
374 variable. Expérimentalement, la grandeur la plus facilement accessible est la pseudo-rapacité  
375  $\eta$ <sup>10</sup> :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (1.9)$$

376 avec  $\theta$  l'angle d'émission polaire de la particule. Dans la limite ultra-relativiste  $y$  et  $\eta$  sont  
377 équivalentes.

## 378 1.4.2 Les scénarii de collisions dans un système A-A

### 379 1.4.2.1 Scénario de Landau : pouvoir d'arrêt

380 La théorie de Landau [15] de l'évolution d'une collision d'ions lourds fait l'hypothèse  
381 que les deux noyaux sont opaques l'un par rapport à l'autre. Ainsi, lors de collisions

9. Le paramètre d'impact  $b$  est la distance entre les centres des deux noyaux et la zone de recouvrement (vert) définit le nombre de nucléons participants à la collision  $N_{part}$ .

10. En effet, l'identification des particules est nécessaire pour  $y$  mais pas pour  $\eta$ .

centrales (*i.e* fort recouvrement des noyaux), toute l'énergie cinétique des noyaux est déposée dans le volume d'interaction et les noyaux sont complètement détruits : c'est le pouvoir d'arrêt. Par la suite, l'expansion du milieu est considérée adiabatique (*i.e.* l'entropie est constante) et traitée hydrodynamiquement. L'équation d'état utilisée est celle d'un gaz parfait relativiste et, par conséquent, mène à un nombre de particules produit directement proportionnel à l'entropie initiale. Les calculs hydrodynamiques, faits sous de telles hypothèses, montrent que la distribution  $dN_{ch}/d\eta$  est attendue Gaussienne.

#### 1.4.2.2 Scénario de Bjorken : transparence

Une approche différente de celle de Landau a été proposée par Bjorken [16]. Les noyaux sont ici transparents l'un par rapport à l'autre et se traversent durant la collision (figure 1.7). Autour de  $y = 0$ , l'asymétrie baryon/anti-baryon est nulle et la poussée de Lorentz (« boost » de Lorentz) est invariante. Pour la distribution de particules produites  $dN/dy$ , on assiste donc à l'établissement d'un plateau dans cette région en rapidité. L'expansion du milieu et son évolution sont modélisées par l'hydrodynamique. Enfin, ce scénario permet d'estimer la densité d'énergie nécessaire à la création du QGP et prédit  $\varepsilon = 1-10 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . On montrera dans la section 1.4.3 que cette valeur est largement atteinte au LHC.

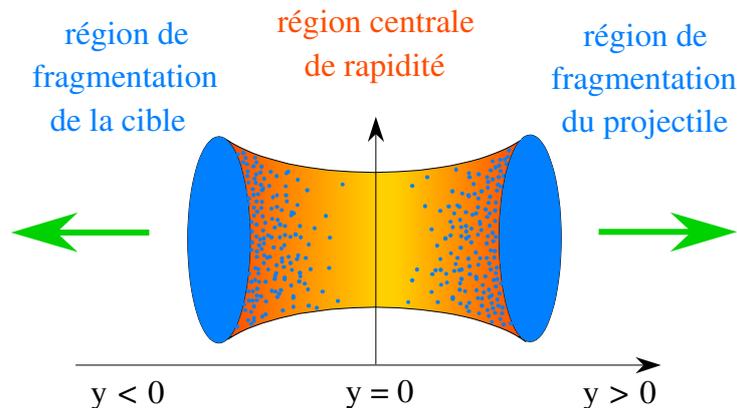


FIGURE 1.7 – Schéma d'une collision suivant le scénario de Bjorken.

#### 1.4.2.3 Scénario au LHC

La concurrence entre le phénomène de transparence et de pouvoir d'arrêt peut être quantifiée par la mesure de l'asymétrie baryon/anti-baryon (densité baryonique nette) et la perte de rapidité  $\delta y$  (figure 1.8). À basse énergie (AGS), la densité nette de protons a une forme Gaussienne comme le prévoit le scénario de Landau. Les collisions sont donc fortement soumises au pouvoir d'arrêt. Puis, plus l'énergie augmente, plus la densité nette autour de  $y = 0$  diminue et favorise un mécanisme de transparence. Par conséquent, plus l'énergie est grande, plus le mécanisme de transparence devient prédominant devant le

407 pouvoir d'arrêt. Un autre argument renforçant cette conclusion vient de la mesure de la  
408 perte de rapidité  $\delta y$  définie comme :

$$\delta y = y_b - \frac{2}{N_{\text{part}}} \int_0^{y_b} y \frac{dN_{B-\bar{B}}}{dy} dy \quad , \quad (1.10)$$

409 où  $y_b$  est la rapidité du faisceau,  $N_{\text{part}}$  est le nombre de nucléons participant à la collision  
410 défini dans la section 1.4.3 et  $dN_{B-\bar{B}}/dy$  est la densité baryonique nette. La comparaison  
411 des mesures faites de l'AGS au RHIC [17–21] montre un changement de comportement  
412 évident à partir des énergies du SPS. Au delà des  $\sim 17$  GeV atteint au SPS, la perte de  
413 rapidité enregistrée est bien plus faible. Les collisions sont donc plus transparentes.

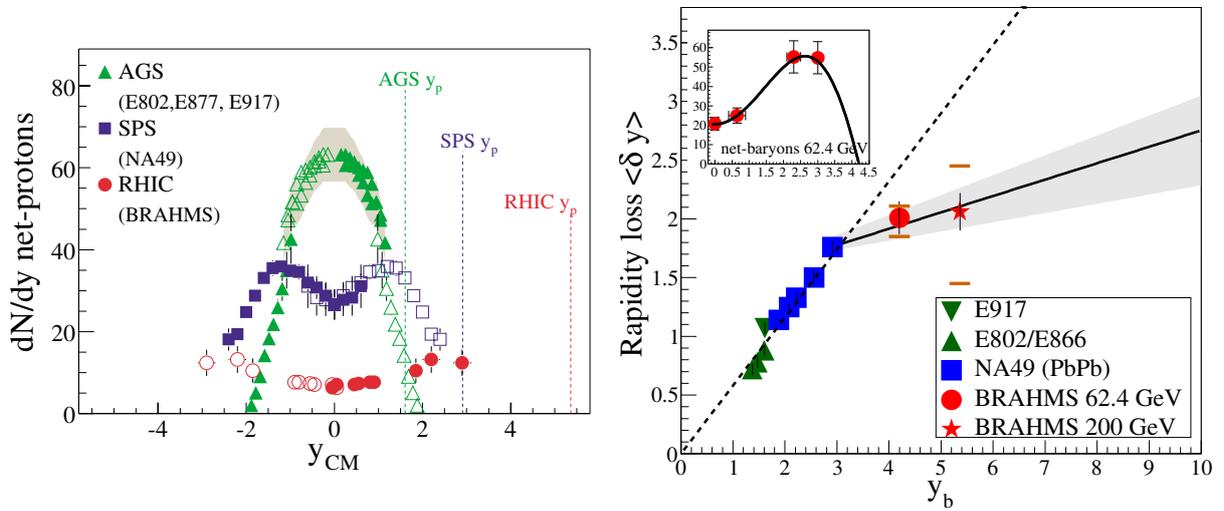


FIGURE 1.8 — Densité de protons nette en fonction de la rapidité (gauche) et perte de rapidité  $\delta y$  en fonction de la rapidité du faisceau  $y_b$  (droite) à l'AGS [17–19], au SPS [20] et au RHIC [21].

414 Au LHC, la mesure de  $\delta y$  est difficile à cause de la couverture en rapidité limitée.  
415 Cependant, l'énergie étant bien plus élevée qu'au RHIC, le mécanisme de transparence est  
416 attendu comme largement dominant.

### 417 1.4.3 Conditions initiales et effets nucléaires en collisions d'ions lourds

418 Les conditions initiales sont très importantes en collisions d'ions lourds et sont définies  
419 par le temps de formation  $\tau_0$  débutant à  $t = 0$  et  $z = 0$ . Elles traitent notamment de  
420 la géométrie de la collision et de la densité d'énergie atteinte. Elles sont la scène de  
421 plusieurs effets nucléaires et fixent certaines observables globales. Lors de collisions d'ions  
422 lourds ultra-relativiste comme celles du LHC, la contraction des longueurs fait que les  
423 deux noyaux sont vus comme deux « galettes » dans le référentiel du laboratoire et la  
424 fraction  $x$  de l'impulsion portée par chaque parton est faible. Les fonctions de distribution  
425 de partons (PDF : Parton Distribution Function) des différentes particules élémentaires

426 dépendent fortement de  $x$  (figure 1.9) et sont dominées par celle des gluons à petit  $x$ .  
 427 Ainsi, au LHC, lors des collisions d'ions lourds, les interactions gluons-gluons prédominent.

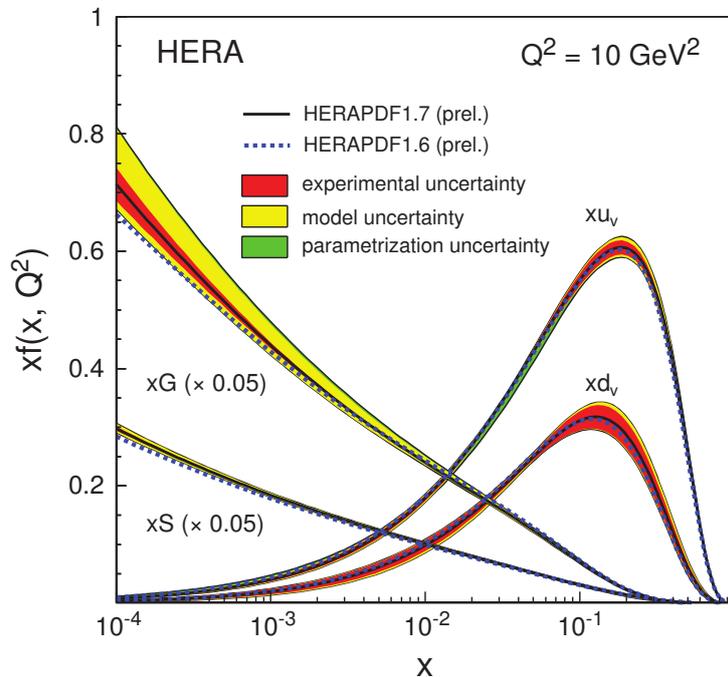


FIGURE 1.9 – Fonction de distribution partonique des quarks et des gluons en fonction de  $x$  [22,23].

428 Il est important de pouvoir différencier les effets nucléaires chauds (*i.e.* les effets liés à  
 429 la formation d'un QGP) et les effets nucléaires froids correspondant aux effets nucléaires  
 430 présents lorsqu'il n'y a pas formation du QGP. Les collisions p-A ou A-A périphériques  
 431 doivent permettre de les isoler.

#### 432 1.4.3.1 Absorption nucléaire normale

433 Cet effet concerne notamment les hadrons lourds dont le nombre quantique de saveur  
 434 est nul : les quarkonia (paire  $q\bar{q}$ ). Ces hadrons, lors de leur création se propagent dans  
 435 le noyau et peuvent interagir avec les nucléons qui le composent. Les multiples diffusions  
 436 inélastiques qu'ils subissent peuvent aboutir à une dissociation de ces quarkonia. L'amplitude  
 437 de cet effet, présent en collisions d'ions lourds, peut être estimée à l'aide de collisions  
 438 p-A. Ceci permet de dissocier l'impact de l'absorption nucléaire normale et la fonte des  
 439 résonances de quarks lourds due à la présence du QGP (voir section 1.5.3).

#### 440 1.4.3.2 L'effet Cronin

441 Lors des collisions, un parton subit de multiples diffusions élastiques sur les partons  
 442 du noyau arrivant en sens opposé. Ceci conduit à une augmentation de son impulsion

443 transverse moyenne. Ainsi, l'effet Cronin a pour conséquence un plus faible taux de  
444 production de hadrons de bas  $p_T$  en collisions A-A et p-A qu'en collisions p-p. Inversement,  
445 la production de hadrons de plus haut  $p_T$  augmente. Cependant, aux énergies du LHC,  
446 l'effet Cronin sur le spectre en  $p_T$  des hadrons est prédit comme faible à mi-rapacité et  
447 négligeable aux rapidités vers l'avant [24].

### 448 1.4.3.3 L'écrantage nucléaire ou « shadowing »

449 Les collisions noyau-noyau s'effectuent au niveau partonique et la connaissance des  
450 distributions de partons à l'intérieur du noyau est essentielle. Ces distributions permettent  
451 d'estimer différentes caractéristiques de la phase initiale de la collision. Cependant, les  
452 interactions entre nucléons modifient la fonction de distribution de partons du noyau.  
453 Cette dernière ne correspond pas à la somme des fonctions de distributions de partons qui  
454 composent le noyau. L'effet sur la PDF d'un noyau de  $A$  nucléons est caractérisé, pour  
455 un parton  $j$ , par le facteur d'écrantage nucléaire  $\mathcal{R}_j^A$ <sup>11</sup>. Quand  $\mathcal{R}_j^A$  est égal à l'unité, la  
456 PDF du noyau est équivalente à celle de  $A$  nucléons libres. Si  $\mathcal{R}_j^A > 1$ , on assiste à un  
457 phénomène d'anti-écrantage ou « anti-shadowing ». Les fonctions d'ondes des nucléons  
458 interfèrent de manière constructive. Enfin, si  $\mathcal{R}_j^A < 1$ , l'interférence est destructive et on  
459 obtient le phénomène inverse : un écrantage ou « shadowing ». Aux énergies du LHC,  
460 l'impulsion longitudinale transférée  $x$  aux partons est faible ( $\simeq 10^{-4}$ ) [25] et on attend  
461 un fort effet de « shadowing ».

### 462 1.4.3.4 Le Color Glass Condensate (CGC)

463 Le Color Glass Condensate (CGC) [26] est un modèle créé pour reproduire l'augmen-  
464 tation de la densité de gluons observée à petit  $x$  (figure 1.9) [22, 23, 27]. La figure  
465 1.10 résume le concept du modèle CGC. À grand  $x$ , les nucléons sont représentés par  
466 trois quarks de valence. À mesure que  $x$  diminue et/ou  $Q^2$  augmente, la densité de  
467 gluons augmente proportionnellement à  $\alpha_s \cdot \ln(1/x)$ . Ces gluons sont colorés et confinés  
468 dans le noyau et soumis à un potentiel de même forme que les quarks. Leur évolution  
469 est soumise à la dilatation du temps de Lorentz, ils sont donc quasi-immobiles par rapport  
470 à l'échelle de temps d'une collision. À partir d'une échelle de saturation  $Q_s^2$ , la densité  
471 de gluons est telle que les fonctions d'ondes de ces derniers se recouvrent. Ceci permet  
472 la recombinaison des gluons par un mécanisme de fusion. Le CGC décrit donc un milieu  
473 coloré, figé dans le temps et dont les états quantiques fortement peuplés permettent de  
474 faire l'analogie avec un condensat de Bose-Einstein. C'est pourquoi on appelle cet état  
475 un condensat de verre de couleur ou CGC. Enfin, lorsque deux gluons se recombinent

<sup>11</sup>. Le facteur d'écrantage nucléaire dépend des PDF du noyau ( $f_j^A(x, Q^2)$ ) et du nucléon libre ( $f_j^N(x, Q^2)$ ) où  $x$  est la fraction d'impulsion longitudinale transférée au parton  $j$  et  $Q^2$  est l'échelle d'énergie.

$$\mathcal{R}_j^A = \frac{f_j^A(x, Q^2)}{A \cdot f_j^N(x, Q^2)} \quad (1.11)$$

476 autour de  $Q_s^2$ , la densité de gluons du noyau devient inférieure à la somme des densités  
 477 des gluons libres : c'est le « shadowing ». Par conséquent, le CGC apporte une explication  
 478 naturelle au phénomène d'écrantage nucléaire observé à petit  $x$ .

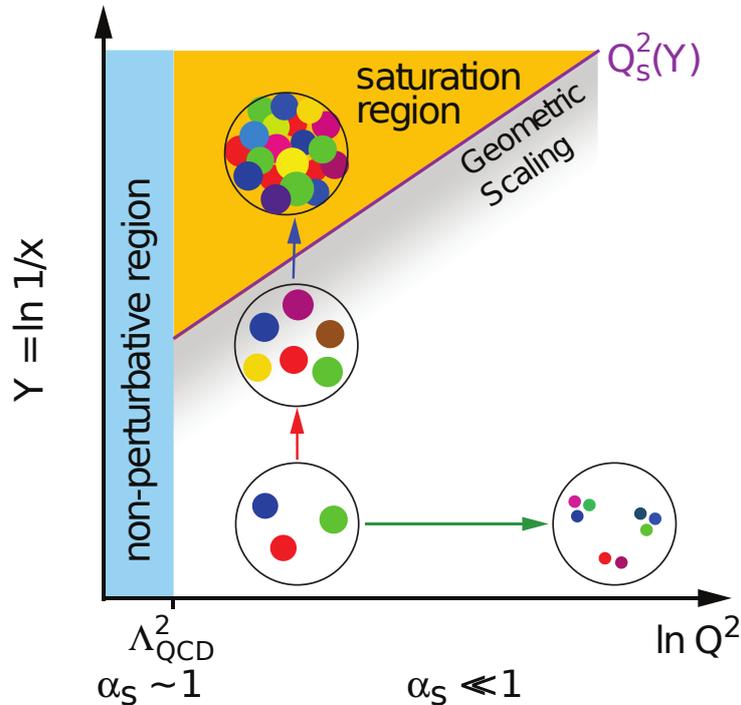


FIGURE 1.10 – Description schématique de l'évolution du milieu nucléaire en fonction de  $x$  et  $Q^2$  dans le cadre du CGC [28].

#### 479 1.4.4 Evolution du système en collisions d'ions lourds

480 L'évolution spatio-temporelle des collisions d'ions lourds (figure 1.11) peut être décrite  
 481 à l'aide du modèle proposé par Bjorken [16]. On peut identifier plusieurs étapes dans  
 482 cette évolution.

483 **L'impact initial** entre les noyaux incidents produit un grand nombre de quarks légers  
 484 et de gluons par des processus mous. C'est à ce moment qu'ont aussi lieu les interactions  
 485 dures entre partons qui aboutiront à la formation de quarks lourds, de photons directs et  
 486 de gerbes. La multiplicité de particules chargées est définie lors de cette phase.

487 **La thermalisation** du milieu intervient pour les quarks légers et les gluons et caractérise  
 488 le QGP. Les particules produites par processus durs vont interagir avec le milieu et  
 489 fourniront des sondes intéressantes pour l'étude du QGP. La durée de vie du QGP,  
 490 dépend de la densité d'énergie et de la taille du système.

491 **L'hadronisation** est l'étape suivante. L'expansion du milieu et son refroidissement jusqu'à  
 492 la température critique  $T_c$  entraîne à nouveau une transition de phase vers un état confiné.

493 On obtient alors un gaz de hadrons chauds. La composition chimique du système est  
494 maintenant fixée et les collisions inélastiques cessent : c'est le gel chimique. Peu à peu, le  
495 milieu se dilue et se refroidit, les interactions entre hadrons cessent (*i.e.* fin des interactions  
496 élastiques) et les propriétés cinématiques des hadrons sont figées : c'est le gel cinématique  
497 ou thermique. Par la suite, les hadrons voyagent vers les détecteurs et certains, de courte  
498 durée de vie, se désintègrent en vol.

499 Au LHC, la densité baryonique est très faible et la température atteinte lors de la  
500 collision est très supérieure à la température critique de transition de phase. On s'approche  
501 donc des conditions de l'Univers primordial quelques microsecondes après le Big Bang. Ce  
502 collisionneur est donc un outil idéal pour l'étude du QGP.

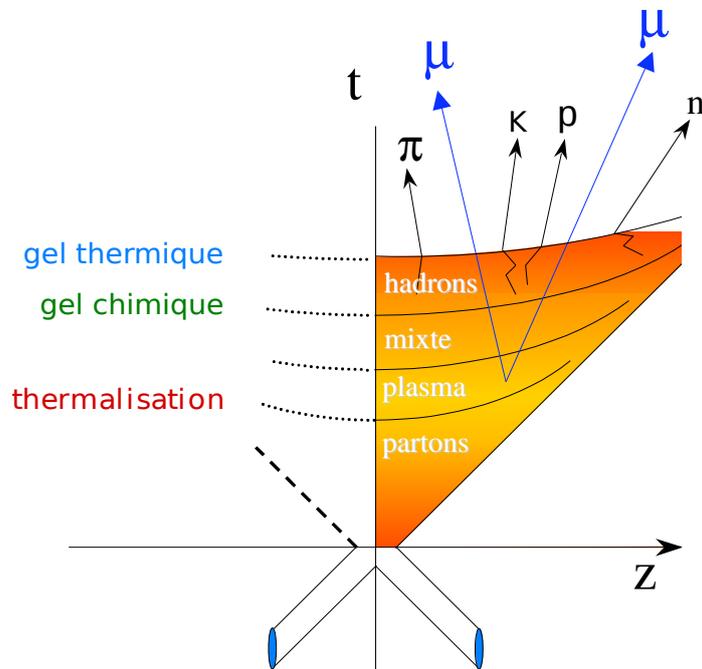


FIGURE 1.11 – Vue schématique de l'évolution temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes selon le modèle de Bjorken.

## 503 1.5 Les observables expérimentales en collisions d'ions lourds

504 Du fait de sa faible durée de vie, le système créé à l'instant de la collision et donc  
505 le QGP ne sont pas expérimentalement accessibles. Seuls les produits de la collision (*i.e.*  
506 les particules produites) peuvent être étudiés pour mettre en évidence le plasma de quarks  
507 et gluons et ses propriétés. On classera les observables étudiées en trois catégories : les  
508 observables globales, les observables molles (sondes molles) et les observables dures (sondes  
509 dures).

### 1.5.1 Observables globales

Les observables globales ne sont pas des sondes du QGP à proprement parler. Elles fournissent des informations globales sur les caractéristiques du système et en reflètent ses propriétés aux tous premiers instants de la collision. Ce type d'observable est fortement lié aux conditions initiales de la collision. Les densités de particules chargées ou d'énergie transverse par unité de pseudo-rapacité sont à classer dans cette catégorie. La première est largement développée dans le chapitre 3. En mesurant le  $dN_{ch}/d\eta$ , on peut, entre autres, remonter à la densité d'énergie du système à la collision. En effet, en utilisant le modèle de Bjorken [16] pour les collisions d'ions lourds, on a :

$$\varepsilon = \frac{\langle m_T \rangle}{\pi R^2 \tau_0} \frac{dN}{dy} \Big|_{y=0} , \quad (1.12)$$

où  $R$  est le rayon du noyau,  $\tau_0$  le temps de thermalisation du système,  $\langle m_T \rangle$  la masse transverse moyenne et  $dN/dy$  est le nombre de particules émises par unité de rapidité. Les mesures d'ALICE effectuées en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV mènent à une valeur de la densité d'énergie  $\varepsilon$  de l'ordre de  $15 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Cette valeur est trois fois supérieure à celle de RHIC et bien au delà de la densité d'énergie nécessaire prédite par Bjorken pour la création d'un QGP (de l'ordre du  $\text{GeV}/\text{fm}^3$ ).

### 1.5.2 Sondes molles

Les observables de basse énergie sont relatives aux processus à faible moment transféré. Elles se décomposent en deux parties : les observables électromagnétiques résultant de la désintégration de particules en photons et/ou leptons et les sondes douces du QGP. Ces dernières reflètent la physique au moment de l'hadronisation, mais la phase chaude de QGP peut les influencer.

#### 1.5.2.1 Observables électromagnétiques

On peut classer dans cette catégorie l'étude des photons thermiques et du spectre en dileptons à basse masse ( $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$ ). La première provient des interactions quark-antiquark dans le canal diphotons. Malgré un rapport de branchement faible aux énergies considérées, les photons thermiques constituent une observable importante car ils interagissent peu avec la matière et fournissent donc des informations sur les premiers instants de la collision. La seconde traite à la fois du QGP via la radiation thermique de cette phase et de la restauration de la symétrie chirale par l'étude de la fonction spectrale du  $\rho$ . Cette observable est détaillée dans le chapitre 4.

#### 1.5.2.2 Observables douces

Cette catégorie concerne l'essentiel des particules. On y trouve notamment l'augmentation de l'étrangeté qui fut une des premières sondes proposées pour l'étude du QGP. En

543 effet, la production de quarks étranges est favorisée dans le cadre d'une phase déconfinée  
 544 de type QGP par rapport à une phase hadronique. Une augmentation de l'étrangeté est  
 545 donc attendue si le QGP est produit lors des collisions d'ion lourds. Cette sonde peut être  
 546 étudiée à l'aide des mésons vecteurs de basse masse :  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$ <sup>12</sup> et sera détaillée dans  
 547 le chapitre 4.

548 Une autre observable importante de cette catégorie, est l'écoulement collectif des  
 549 hadrons. Cet effet est particulièrement visible lors des collisions semi-centrales. Il peut être  
 550 étudié grâce aux distributions azimutales de la corrélation à deux particules (figure 1.12)  
 551 [29]. Les interactions parton-parton dans la zone d'interaction ont lieu à une échelle  
 552 caractéristique bien inférieure à la taille du noyau, et produisent une distribution isotrope  
 553 de particules. Cependant, l'asymétrie initiale de la géométrie de la zone de recouvrement  
 554 des deux noyaux induit un fort gradient de pression dont la magnitude est maximale  
 555 dans la direction du petit axe de l'ellipse (figure 1.12). Ce flot peut être décrit par la  
 556 décomposition en série de Fourier des distributions azimutales et donc par les coefficients ou  
 557 harmoniques du développement de Fourier. Le premier coefficient  $v_1$  (flot direct) renseigne  
 558 sur le degré de pouvoir d'arrêt ou encore l'équation d'état du système. Le coefficient  
 559  $v_2$  (flot elliptique) est un témoin direct de l'asymétrie géométrique initiale. Son étude en  
 560 fonction de  $p_T$  et de la centralité montre que le QGP se comporte comme un fluide de  
 561 viscosité très faible (voir section 1.5.4). Les harmoniques d'ordres supérieurs sont dues à  
 562 des irrégularités, événement par événement de la zone de recouvrement des deux noyaux.

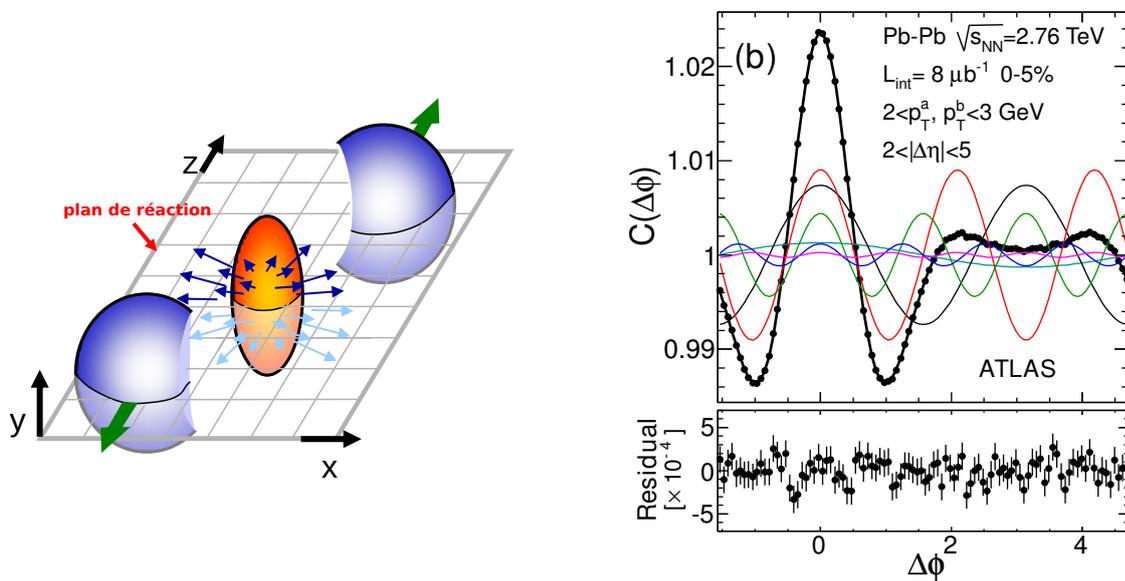


FIGURE 1.12 – Schéma de la géométrie du volume d'interaction en collision d'ions lourds semi-centrales (gauche) et fonction de corrélation à deux particules décomposée en série de Fourier (droite) [29]. Le rapport en fonction de  $\Delta\phi$  entre la somme des contributions (ligne pointillée) et les points expérimentaux est fourni en dessous du graphique.

12. Plus spécifiquement, cette sonde est étudiée à l'aide du rapport  $\frac{\sigma_\Phi}{\sigma_\rho + \sigma_\omega}$ .

## 563 1.5.3 Sondes dures

564 Les sondes dures, sont des observables relatives à des processus de la QCD perturbative.  
 565 L'échelle caractéristique de tels processus est inférieure à  $\Lambda_{QCD}^{-1}$ . Leur étude apporte donc  
 566 des informations cruciales sur les premiers instants de la collision. Ces types de sonde ont  
 567 une grande impulsion transverse et/ou grande masse. On citera ici deux de ces sondes : la  
 568 fonte des résonances lourdes (quarkonia) et l'atténuation des gerbes ou « jet-quenching ».

569 Au début de la collision, des partons de grande énergie sont produits par interaction  
 570 entre quarks et gluons. L'hadronisation de ces partons produit des particules de grande  
 571 impulsion transverse émises autour de la direction du parton initial. Lorsque cette gerbe  
 572 (ou « jet ») traverse le milieu déconfiné, elle perd de l'énergie par collision du parton  
 573 initial ou par rayonnement de gluons : c'est le phénomène d'atténuation des gerbes  
 574 ou « jet-quenching ». Cela se traduit par une diminution du nombre de particules de  
 575 grande impulsion transverse et une diminution de l'énergie des gerbes. Ce phénomène est  
 576 d'autant plus important que la distance parcourue par la gerbe dans le QGP est grande.  
 577 L'atténuation des gerbes peut également être observée en mesurant les corrélations à deux  
 578 gerbes, ou les corrélations  $\gamma$ -jet. Les gerbes produites dans les processus  $q + \bar{q} \rightarrow q + \bar{q}$   
 579 ou  $g + g \rightarrow q + \bar{q}$  sont émises dos à dos. En collisions d'ions lourds, l'épaisseur de milieu  
 580 traversée par les deux gerbes est différent dans la plupart des cas. En sélectionnant les  
 581 gerbes de hautes impulsions, on peut étudier les partons produits en périphérie du milieu  
 582 dense. Ainsi, la gerbe émise à  $180^\circ$  de celle sélectionnée traversera une grande quantité  
 583 de matière jusqu'à perdre toute son énergie. Le « jet-quenching » a été mis en évidence  
 584 au RHIC. Les gerbes ne sont pas atténuées dans les systèmes p-p et d-Au alors qu'elles  
 585 le sont en collisions Au-Au. Ceci met en évidence la création d'un milieu dense et chaud  
 586 de type QGP en collisions Au-Au. Un comportement similaire est observé en comparant  
 587 les corrélations à deux hadrons de haut  $p_T$  en collisions Au-Au avec celle obtenue en  
 588 collisions p-p et d-Au (figure 1.13) [30, 31].

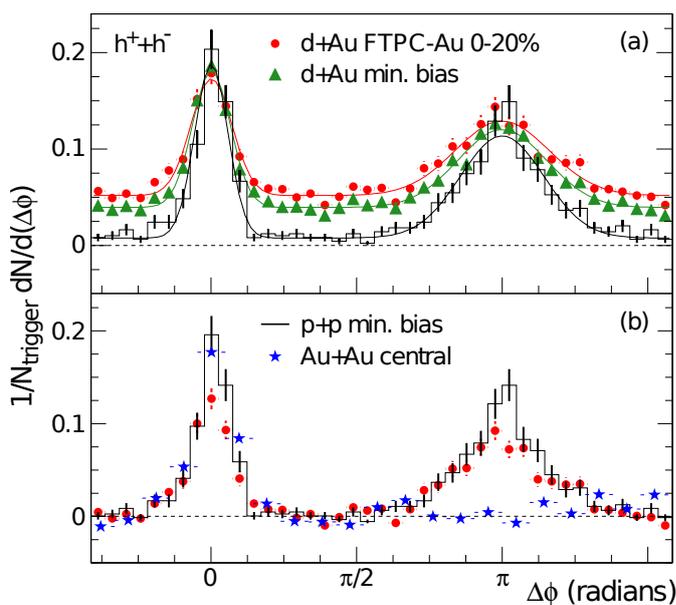


FIGURE 1.13 — Distributions azimutales à deux particules pour les collisions p-p (noir), d-Au centrales (rouge), d-Au toutes centralités confondues (vert) et Au-Au centrales (bleu) mesurées par l'expérience STAR pour des hadrons sélectionnés de haut  $p_T$  [31].

589 Les résonances lourdes correspondant aux états liés  $c\bar{c}$  (famille du  $J/\psi$ ) et  $b\bar{b}$  (famille  
590 du  $\Upsilon$ ) sont créées majoritairement par fusion de gluons. Dans un QGP, la suppression de  
591 ces états liés est due à l'écrantage de couleur du potentiel quark-antiquark. En effet, le  
592 potentiel est modifié lorsque la température augmente et devient répulsif à partir d'une  
593 certaine température de dissociation. Cette température dépend de l'énergie de liaison de  
594 la résonance considérée. Par conséquent, la fonte des résonances lourdes fait office de  
595 thermomètre pour le milieu. Pour estimer la suppression de telles résonances, on compare  
596 leur taux de production en collisions A-A et p-p en utilisant le facteur de modification  
597 nucléaire  $R_{AA}$  défini comme :

$$R_{AA} = \frac{d^2N_{AA}/dydp_T}{\langle N_{coll} \rangle d^2N_{pp}/dydp_T} \quad (1.13)$$

598  $\langle N_{coll} \rangle$  est le nombre moyen de collisions binaires entre nucléons participants à la collision.  
599  $d^2N_{AA}/dydp_T$  et  $d^2N_{pp}/dydp_T$  sont le nombre de résonances produites en collisions  
600 A-A et p-p respectivement. ALICE a pu faire la mesure du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction  
601 de la multiplicité  $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}$  et de  $\langle N_{part} \rangle$  (*i.e.* la centralité) en collisions Pb-Pb à  
602  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV (figure 1.14) [32]. La mesure d'ALICE montre une suppression plus  
603 faible du  $J/\psi$  qui sature avec la centralité comparée à celle observée à PHENIX. En effet,  
604 dû au nombre important de paires  $c\bar{c}$  créées à la collision, un phénomène de recombinaison  
605 à bas  $p_T$  est prédit par les modèles statistiques et vient alors concurrencer la suppression.

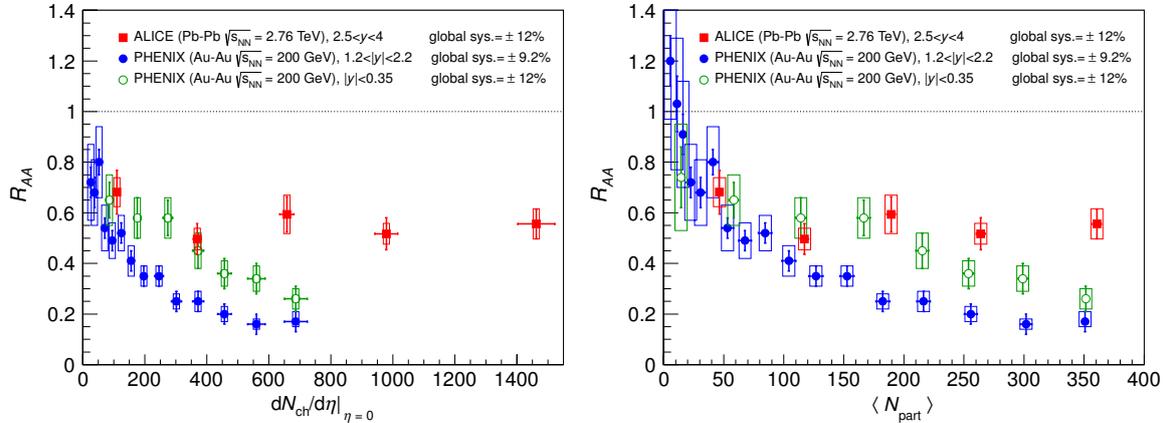


FIGURE 1.14 – Facteur de modification nucléaire en fonction de  $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}$  et  $\langle N_{part} \rangle$  pour différentes gammes en  $p_T$  [32]. Les mesures d'ALICE (rouge) sont comparées aux mesures faites à plus basse énergie par PHENIX à mi-rapacité (vert) et vers l'avant (bleu).

#### 606 1.5.4 Hydrodynamique du QGP : le fluide parfait

607 Il a été mis en évidence le fait que le QGP ne se comporte pas comme un gaz parfait  
608 car les partons interagissent (sQGP). Cette caractéristique est en partie liée au fait que des  
609 interactions gluons-gluons et quarks-gluons sont possibles dans le QGP. Les accélérateurs

610 et les expériences antérieures au LHC, comme celles au RHIC, ont pu mettre en évidence  
 611 le comportement de fluide parfait du QGP (figure 1.15). Le plasma de quarks et gluons  
 612 se comporterait comme un fluide fortement couplé de viscosité très faible ( $\eta/s \approx 0.2$ ).  
 613 En effet, une comparaison du flot elliptique ( $v_2$ ) des hadrons en fonction de l'impulsion  
 614 transverse ( $p_T$ ) avec des calculs d'hydrodynamique idéale montre que la matière créée a  
 615 qualitativement le comportement d'un fluide non visqueux pour  $p_T < 2$  GeV/c. Pour les  
 616 plus grandes impulsions transverses, l'apparition de gerbes créées lors de processus durs fait  
 617 qu'on ne s'attend pas à ce qu'une description hydrodynamique du fluide fonctionne.

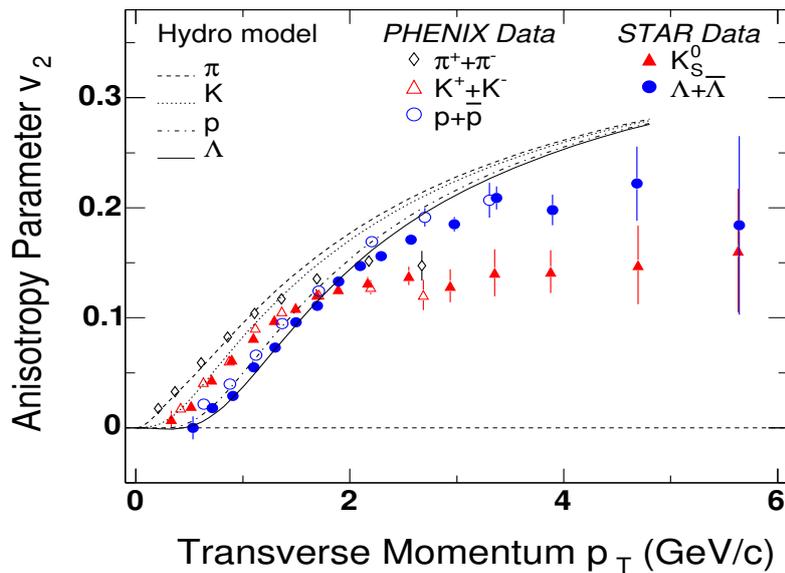


FIGURE 1.15 – Flot elliptique en fonction de l'impulsion transverse pour différents hadrons en collisions Au-Au à 200 GeV. La mesure est fournie par les expériences PHENIX et STAR du RHIC [33–35] et comparée avec des calculs d'hydrodynamique idéale.

618 Enfin, malgré la lumière faite au SPS, au RHIC et plus récemment au LHC sur  
 619 l'existence et les propriétés du QGP, certaines questions restent encore ouvertes. Elles  
 620 traitent, entre autres, des valeurs exactes des températures de dissociation, du mécanisme  
 621 de perte d'énergie des partons et de la thermalisation du milieu. Le détecteur ALICE  
 622 spécialisé dans l'étude des collisions d'ions lourds, dispose d'un programme de physique qui  
 623 s'attache dès à présent et continuera dans les années à venir à répondre à ces questions.

624 **Bibliographie**

- 625 [1] E. V. Linder, "Exploring the expansion history of the universe", *Phys. Rev. Lett.* **90**  
626 (Mar, 2003) 091301.  
627 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.091301>.
- 628 [2] E. J. Wollack, "Universe 101, Big Bang Theory", (2010) .  
629 <http://map.gsfc.nasa.gov/universe/>.
- 630 [3] F. Englert and R. Brout, "Broken symmetry and the mass of gauge vector  
631 mesons", *Phys. Rev. Lett.* **13** (Aug, 1964) 321–323.  
632 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- 633 [4] P. W. Higgs, "Broken symmetries and the masses of gauge bosons", *Phys. Rev.*  
634 *Lett.* **13** (Oct, 1964) 508–509.  
635 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- 636 [5] P. W. Higgs, "Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons", *Phys.*  
637 *Rev.* **145** (May, 1966) 1156–1163.  
638 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.145.1156>.
- 639 [6] S. Chatrchyan *et al.*, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with  
640 the CMS experiment at the LHC", *Phys. Lett. B* **716** no. 1, (2012) 30–61.  
641 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
- 642 [7] G. Aad *et al.*, "Observation of a new particle in the search for the standard model  
643 Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC", *Phys. Lett. B* **716** no. 1,  
644 (2012) 1–29.  
645 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- 646 [8] S. Bethke, "Experimental tests of asymptotic freedom", *Prog.Part.Nucl.Phys.* **58**  
647 (2007) 351–386, [arXiv:hep-ex/0606035](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0606035) [hep-ex].
- 648 [9] S. Borsanyi, Z. Fodor, C. Hoelbling, S. D. Katz, S. Krieg, *et al.*, "QCD transition  
649 temperature : full staggered result", [arXiv:1011.4230](https://arxiv.org/abs/1011.4230) [hep-lat].
- 650 [10] F. Karsch, "Lattice results on QCD thermodynamics", *Nuclear Physics A* **698**  
651 no. 1-4, (2002) 199–208.  
652 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947401013653>.
- 653 [11] F. Karsch, "Lattice QCD at high temperature and density", *Lect. Notes Phys.* **583**  
654 (2002) 209–249, [arXiv:hep-lat/0106019](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0106019) [hep-lat].
- 655 [12] O. Philipsen, "Lattice QCD at non-zero temperature and baryon density",  
656 [arXiv:1009.4089](https://arxiv.org/abs/1009.4089) [hep-lat].
- 657 [13] R. J. Glauber and G. Matthiae, "High energy scattering of protons by nuclei",  
658 *Nucl.Phys.* **B21** (1970) 135–157.
- 659 [14] T. Wibig and D. Sobczynska, "Proton-nucleus cross section at high energies",  
660 *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **24** no. 11, (1998) 2037.  
661 <http://stacks.iop.org/0954-3899/24/i=11/a=006>.

- 662 [15] L. D. Landau, "On the multiparticle production in high-energy collisions", *Izv.*  
663 *Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* **17** (1953) 51–64.
- 664 [16] J. D. Bjorken, "Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : the central rapidity  
665 region", *Phys. Rev. D* **27** (Jan, 1983) 140–151.  
666 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.27.140>.
- 667 [17] **E917** Collaboration, B. B. Back *et al.*, "Baryon rapidity loss in relativistic Au+Au  
668 collisions", *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 1970–1973.  
669 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.1970>.
- 670 [18] **E802** Collaboration, L. Ahle *et al.*, "Proton and deuteron production in Au+Au  
671 reactions at 11.6 A.GeV/c", *Phys. Rev. C* **60** (Oct, 1999) 064901.  
672 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.60.064901>.
- 673 [19] **E877** Collaboration, J. Barrette *et al.*, "Proton and pion production in Au+Au  
674 collisions at 10.8 A.GeV/c", *Phys. Rev. C* **62** (Jul, 2000) 024901.  
675 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.62.024901>.
- 676 [20] H. Appelshauser *et al.*, "Baryon stopping and charged particle distributions in  
677 central Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon", *Phys. Rev. Lett.* **82**  
678 no. nucl-ex/9810014. 12, (1999) 2471.
- 679 [21] **BRAHMS** Collaboration, I. G. Bearden *et al.*, "Nuclear stopping in Au + Au  
680 collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", *Phys. Rev. Lett.* **93** (Aug, 2004) 102301.  
681 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.102301>.
- 682 [22] **H1** Collaboration, I. Abt *et al.*, "Measurement of the proton structure function  
683 {F2} (x, q2) in the low-x region at {HERA}", *Nuclear Physics B* **407** no. 3,  
684 (1993) 515 – 535.  
685 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139390090C>.
- 686 [23] **ZEUS** Collaboration, M. Derrick *et al.*, "Measurement of the proton structure  
687 function {F2} in ep scattering at {HERA}", *Physics Letters B* **316** no. 2, 3,  
688 (1993) 412 – 426.  
689 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939390347K>.
- 690 [24] J. L. Albacete, N. Armesto, A. Kovner, C. A. Salgado, and U. A. Wiedemann,  
691 "Energy dependence of the Cronin effect from nonlinear QCD evolution",  
692 *Phys.Rev.Lett.* **92** (2004) 082001, [arXiv:hep-ph/0307179](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0307179) [hep-ph].
- 693 [25] K. Eskola, V. Kolhinen, and C. Salgado, "The scale dependent nuclear effects in  
694 parton distributions for practical applications", *The European Physical Journal C -*  
695 *Particles and Fields* **9** no. 1, (1999) 61–68.  
696 <http://dx.doi.org/10.1007/s100529900005>.
- 697 [26] E. Iancu and R. Venugopalan, "The Color glass condensate and high-energy  
698 scattering in QCD", [arXiv:hep-ph/0303204](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0303204) [hep-ph].
- 699 [27] **ZEUS** Collaboration, J. Breitweg *et al.*, "Zeus results on the measurement and  
700 phenomenology of  $F_2$  at low  $x$  and low  $Q^2$ ", *Eur. Phys. J. C* **7** (Feb, 1999)  
701 609–630.

- 702 [28] D. Triantafyllopoulos, "The Color Glass Condensate and some applications", *Acta*  
703 *Phys.Polon.Supp.* **5** (2012) 1155–1162, arXiv:1209.3183 [hep-ph].
- 704 [29] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, "Measurement of the azimuthal anisotropy  
705 for charged particle production in  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$  Lead-Lead collisions with the  
706 ATLAS detector", *Phys. Rev. C* **86** (Jul, 2012) 014907.  
707 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.014907>.
- 708 [30] **STAR** Collaboration, C. Adler *et al.*, "Disappearance of back-to-back high  $p_T$   
709 hadron correlations in central Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ ", *Phys.Rev.Lett.*  
710 **90** (2003) 082302, arXiv:nucl-ex/0210033 [nucl-ex].
- 711 [31] **STAR** Collaboration, J. Adams *et al.*, "Evidence from d+Au measurements for  
712 final state suppression of high  $p_T$  hadrons in Au+Au collisions at RHIC",  
713 *Phys.Rev.Lett.* **91** (2003) 072304, arXiv:nucl-ex/0306024 [nucl-ex].
- 714 [32] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, " $J/\psi$  suppression at forward rapidity in  
715 Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ ", *Phys. Rev. Lett.* **109** (Aug, 2012)  
716 072301. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.072301>.
- 717 [33] **PHENIX** Collaboration, S. Adler *et al.*, "Elliptic flow of identified hadrons in  
718 Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ ", *Phys.Rev.Lett.* **91** (2003) 182301,  
719 arXiv:nucl-ex/0305013 [nucl-ex].
- 720 [34] **STAR** Collaboration, C. Adler *et al.*, "Identified particle elliptic flow in Au+Au  
721 collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$ ", *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 182301,  
722 arXiv:nucl-ex/0107003 [nucl-ex].
- 723 [35] **STAR** Collaboration, J. Adams *et al.*, "Azimuthal anisotropy at RHIC : The First  
724 and fourth harmonics", *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 062301,  
725 arXiv:nucl-ex/0310029 [nucl-ex].

# Le LHC et l'expérience ALICE

---

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Le LHC</b> . . . . .	<b>28</b>
2.1.1	L'accélérateur . . . . .	28
2.1.2	Les différentes expériences du LHC . . . . .	29
2.1.3	Les différents systèmes physiques étudiés au LHC . . . . .	30
2.1.4	Système d'accélération et faisceaulogie . . . . .	32
<b>2.2</b>	<b>L'expérience ALICE</b> . . . . .	<b>37</b>
2.2.1	Le système de déclenchement et d'acquisition des données . . . . .	39
2.2.2	Le tonneau central . . . . .	40
2.2.3	Les détecteurs vers l'avant . . . . .	46
2.2.4	Le VZERO . . . . .	50
2.2.5	Le spectromètre à muons . . . . .	58
2.2.6	Conclusion et perspectives . . . . .	63
2.2.7	L'environnement de travail dans ALICE et la WLCG . . . . .	64
	<b>Bibliographie</b> . . . . .	<b>67</b>

---

748 Dans ce chapitre, les principaux outils utilisés pour les travaux de recherche réalisés durant  
749 cette thèse seront présentés. Dans un premier temps, on décrira le grand collisionneur de  
750 hadrons, le LHC (Large Hadron Collider), ses spécificités, son programme de physique et  
751 sa faisceauologie. Ensuite, l'accent sera porté sur l'expérience ALICE (A Large Ion Collider  
752 Experiment). Les détecteurs de l'expérience impliqués dans les analyses propres à ce travail  
753 de thèse seront décrits de manière détaillée. Enfin, on évoquera brièvement les logiciels et  
754 outils utilisés.

## 755 2.1 Le LHC

### 756 2.1.1 L'accélérateur

757 L'histoire du LHC commence en 1984, date à laquelle il a été décidé qu'il serait  
758 le prochain projet de l'organisation Européenne pour la recherche nucléaire (CERN) [1].  
759 Il faudra ensuite 25 ans à celui-ci pour aboutir [2]. La maturation de ce projet fut  
760 contemporaine à la construction d'une autre machine, le LEP (Large Electron Positron  
761 collider). Afin d'anticiper l'arrivée de la génération suivante de collisionneur, les dimensions  
762 du tunnel du LEP furent définies de telle sorte qu'il puisse accueillir le LHC par la suite.  
763 Après plus de 10 ans de prise de données fructueuse, l'arrêt du LEP eut finalement lieu  
764 en 2000. Son démantèlement, suivi du début de la construction du LHC, eut lieu presque  
765 immédiatement après. Le LHC a donc été mis en place dans l'ancien tunnel du LEP à  
766 la frontière Franco-Suisse. Ce tunnel, d'une circonférence de 26.659 km, a été creusé à  
767 une profondeur moyenne de 100 m (50 m sous le lac Léman et jusqu'à 175 m sous le  
768 Jura) comme le montre la figure 2.1.

769 Le LHC permet, de part sa conception, d'atteindre des énergies inégalées jusqu'à  
770 présent en battant les records détenus jusqu'alors par le Tevatron (1.96 TeV), accélérateur  
771 situé au FermiLab à Chicago en p- $\bar{p}$  (proton-antiproton), et par le RHIC (Relativistic Heavy  
772 Ion Collider) en Pb-Pb (Plomb-Plomb) et p-Pb (proton-Plomb). Le LHC possède trois  
773 modes de fonctionnements : proton-proton, noyau-noyau, proton-noyau.

774 L'énergie maximale atteinte en 2012 dans le centre de masse est de 8 TeV en  
775 collisions proton-proton et 2,76 TeV par nucléon en collisions noyau-noyau (Pb-Pb).  
776 L'énergie nominale du LHC dans ces deux systèmes est respectivement, de 14 TeV  
777 et 5.5 TeV par nucléon. Les premières collisions p-Pb ont eu lieu en 2013<sup>1</sup> à une  
778 énergie de 5.02 TeV. Afin d'atteindre de telles énergies, le LHC est constitué de 8  
779 arcs de cercles reliés par des sections droites. 1232 aimants dipolaires, d'une longueur  
780 allant jusqu'à 15 m, maintiennent les particules composant le faisceau sur une trajectoire  
781 quasi-circulaire grâce au puissant champ magnétique de 8.4 T qu'ils génèrent. Pour  
782 assurer leur supra-conductivité, et donc permettre de telles performances, ces aimants  
783 dipolaires sont refroidis dans un bain d'Hélium liquide à 1.9 K. De plus, la focalisation  
784 du faisceau est assurée par 392 aimants quadrupolaires, auxquels viennent s'ajouter des

---

1. Dans les faits et comme il sera précisé dans la suite, une première prise de données pilote a été réalisée fin 2012, mais la statistique alors accumulée est faible comparée à celle de 2013.

785 aimants sextupolaires ayant pour but de corriger les défauts de chromaticité du faisceau.  
786 Enfin, le faisceau est placé dans un vide poussé ( $10^{-13}$  atm dans l'enceinte à vide des  
787 faisceaux) pour minimiser les collisions résiduelles entre les particules du faisceau et les  
788 molécules de gaz présentes dans le tube (principalement de l'azote et de l'oxygène) [3].

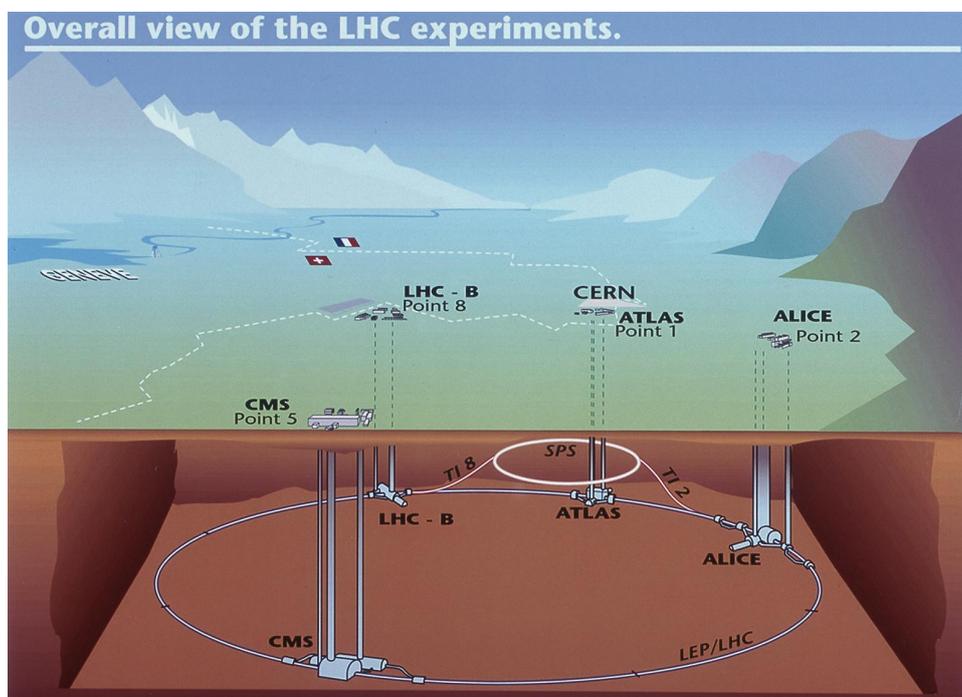


FIGURE 2.1 – Schéma du grand collisionneur de hadrons (LHC) enterré à  $\sim 100$  m sous terre près de la frontière Franco-Suisse.

### 789 2.1.2 Les différentes expériences du LHC

790 L'étude de collisions de particules à l'aide d'un collisionneur comme le LHC permet de  
791 mettre en place, le long de l'anneau, plusieurs expériences simultanément. Sept expériences  
792 sont donc menées auprès du LHC à l'aide de détecteurs dont la conception et/ou les  
793 buts sont différents. On recense quatre expériences principales (ATLAS, ALICE, CMS et  
794 LHCb) et trois expériences de taille plus modeste (TOTEM, LHCf et MoEDAL).

795 ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [4] et CMS (Compact Muon Solenoid) [5, 6]  
796 sont des détecteurs généralistes qui permettent de balayer un large spectre d'observables  
797 en physique des particules. Les thématiques principalement visées par ces deux expériences  
798 sont la recherche du boson de Higgs, la recherche de dimensions supplémentaires, la  
799 mise en évidence de candidats à la matière noire, ou encore la recherche de particules  
800 super-symétriques. Les deux expériences ont d'ailleurs obtenu des résultats majeurs dans  
801 la recherche du boson de Higgs. Un nouveau boson d'une masse d'environ 126 GeV  
802 a été découvert et pourrait être le fameux boson vecteur prédit par Brout, Englert

803 et Higgs dans les années 60 [7–9]. Cependant, bien qu'elles poursuivent des buts  
804 scientifiques communs, les deux expériences se distinguent par des choix technologiques  
805 et un système magnétique très différents. Ces deux expériences possèdent un programme  
806 scientifique en collisions d'ions lourds permettant de compléter les résultats de l'expérience  
807 ALICE [10–12]. L'expérience ALICE sera décrite en détail dans la section 2.2.

808 L'expérience LHCb (Large Hadron Collider beauty) [13–21] étudie plus particulière-  
809 ment l'asymétrie matière anti-matière à travers l'étude du quark  $b$  et de la violation de la  
810 symétrie CP (Charge-Parité). La collaboration LHCb a d'ailleurs publié plusieurs résultats  
811 majeurs sur l'observation de désintégrations rares des mésons  $B^0$ ,  $B_s^0$  et  $B_s^{*0}$  dans plusieurs  
812 canaux, et d'un état excité,  $B_{s_2}^{*0}$  du méson  $B_s^0$  [22]. L'observation de ces désinté-  
813 grations rares est une première, et les mesures des taux d'embranchement sont en accord  
814 avec les prédictions du Modèle Standard de la physique des particules. Ces désintégra-  
815 tions rares sont très intéressantes car sensibles à la nouvelle physique. Elles permettent  
816 notamment de contraindre un peu plus les modèles super-symétriques.

817 L'expérience TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement)  
818 [23, 24], située près de CMS, et LHCf (Large Hadron Collider forward) ont pour but  
819 l'étude de la physique à très petits angles en partie inaccessible aux expériences généra-  
820 listes. TOTEM se concentre notamment sur la mesure de la section efficace totale des  
821 processus de collisions élastiques et diffractifs, ou encore la mesure précise de la luminosité  
822 délivrée par le LHC. LHCf (Large Hadron Collider forward) [25] cherche à reproduire  
823 des rayons cosmiques en conditions de laboratoire. Pour finir, MoEDAL (Monopole and  
824 Exotics Detector at the LHC) [26], situé sur le site de l'expérience LHCb, a pour but la  
825 recherche de monopôles magnétiques, Dyons ou toutes autres particules massives stables  
826 (ou pseudo-stables) fortement ionisantes et de charge électrique conventionnelle.

### 827 2.1.3 Les différents systèmes physiques étudiés au LHC

#### 828 2.1.3.1 Les collisions p-p

829 La production et l'étude des collisions proton-proton occupe la plus grande part du  
830 programme de physique du LHC. En effet, de 2009 à 2012, ces collisions furent  
831 enregistrées par les différentes expériences pendant une période d'environ 8 mois par an  
832 en moyenne. Au cours des années, les améliorations des réglages de la machine et du  
833 faisceau ont permis d'accroître la luminosité et donc le nombre de collisions enregistrées.  
834 De plus, au cours de ces trois années, la gamme d'énergie dans le centre de masse fut  
835 comprise entre 900 GeV et 8 TeV, ce qui permet l'étude de plusieurs observables en  
836 fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les thèmes de recherche étudiés dans ce  
837 système sont très nombreux. Tout d'abord, les données ainsi collectées sont utilisées dans  
838 la recherche du boson de Higgs, de particules super-symétriques ou encore pour l'étude  
839 de la violation de CP par les expériences ATLAS, CMS et LHCb. Ces mesures étant des  
840 mesures de phénomènes rares, elles requièrent une très grande statistique et donc une  
841 luminosité toujours plus grande. Plusieurs autres observables ont été ou sont étudiées dans  
842 le système p-p pour les différentes énergies. On peut notamment citer la mise en évidence,

843 par l'expérience CMS, de corrélations à deux particules en collisions p-p à 7 TeV, pour  
 844 les événements de haute multiplicité ( $N_{ch} > 90$ ), dans une large gamme en azimut :  
 845  $2,0 < \eta < 4,8$ , à  $\Delta\phi \sim 0$  et pour une impulsion transverse de :  $1 < p_T < 3$  GeV/c. On  
 846 peut aussi, grâce à l'étude d'un tel système, étudier la structure des hadrons et donc  
 847 remonter aux PDFs (Parton Density Function) et à la fraction d'impulsion cédée au parton,  
 848 la variable de Bjorken :  $x$ .

849 Ces collisions sont toutes aussi importantes pour des expériences dédiées aux collisions  
 850 d'ions lourds comme ALICE. Tout d'abord, des études complémentaires à celles réalisées  
 851 par ATLAS, CMS et LHCb, peuvent être menées sur certaines observables et dans  
 852 la gamme en rapidité et  $p_T$  d'ALICE. En effet, ALICE, de part sa conception, permet  
 853 d'accéder à la physique à bas  $p_T$  et dans une gamme plus étendue en rapidité. En collisions  
 854 p-p, la multiplicité en particules est faible ce qui permet de mieux comprendre et calibrer  
 855 les différents détecteurs. En effet, les collisions p-p peuvent être utilisées pour estimer, par  
 856 exemple, la contribution des effets de non-flot<sup>2</sup> lors de l'étude d'effets collectifs comme  
 857 le flot de particules chargées ou pour la paramétrisation des générateurs Monte Carlo.  
 858 Elles sont aussi utilisées comme référence lors de la mesure du facteur de modification  
 859 nucléaire ( $R_{AA}$ ) en collisions d'ions lourds. Enfin, le taux d'acquisition par seconde de  
 860 l'expérience ALICE est limité par le temps mort des certains détecteurs du tonneau central  
 861 comme la Chambre à Projection Temporelle (TPC) (cf section 2.2.2.2). Par conséquent,  
 862 le LHC délivre une luminosité plus faible à ALICE qu'aux trois autres expériences (voir  
 863 tableau 2.1)<sup>3</sup>.

TABLEAU 2.1 – Luminosité délivrée par le LHC en fonction du système, des années de prise de données et des expériences [27–30]. Les cases marquées d'un  $\times$  correspondent aux valeurs non fournies par les références citées.

Syst.	$E_{CM}$ [TeV]	Année	Luminosité intégrée totale délivrée			
			ALICE	ATLAS	CMS	LHCb
p-p	7.00	2010	$\times$	48,10 pb <sup>-1</sup>	44,22 pb <sup>-1</sup>	$\times$
	2.76	2011	52.87 nb <sup>-1</sup>	322.7 nb <sup>-1</sup>	345.1 nb <sup>-1</sup>	538.1 nb <sup>-1</sup>
	7.00	2011	4.840 pb <sup>-1</sup>	5.320 fb <sup>-1</sup>	5.370 fb <sup>-1</sup>	1.170 fb <sup>-1</sup>
	8.00	2012	9.960 pb <sup>-1</sup>	23.27 fb <sup>-1</sup>	23.27 fb <sup>-1</sup>	2.190 fb <sup>-1</sup>
	2.76	2013	129.1 nb <sup>-1</sup>	5.030 pb <sup>-1</sup>	5.410 pb <sup>-1</sup>	4.190 pb <sup>-1</sup>
Pb-Pb	2.76	2010	10.00 $\mu$ b <sup>-1</sup>	9.690 $\mu$ b <sup>-1</sup>	10.00 $\mu$ b <sup>-1</sup>	0.000 $\mu$ b <sup>-1</sup>
	2.76	2011	143.6 $\mu$ b <sup>-1</sup>	167.6 $\mu$ b <sup>-1</sup>	148.7 $\mu$ b <sup>-1</sup>	0.000 $\mu$ b <sup>-1</sup>
p-Pb	5.02	2013	31.94 nb <sup>-1</sup>	31.20 nb <sup>-1</sup>	31.69 nb <sup>-1</sup>	2.120 nb <sup>-1</sup>

2. L'effet de non-flot est dû à la mesure de corrélations entre particules qui ne sont pas liées au flot. Les particules secondaires peuvent produire du non-flot.

3. Les luminosités enregistrées lors des prises de données à 900 GeV, 2,36 et 7 TeV de 2010 ne sont pas présentées ici. Les causes en sont des valeurs faibles comparées aux acquisitions qui ont suivi, peu de valeurs fournies par les références citées (probablement dû à la mise en place de l'extraction systématique de la valeur de la luminosité intégrée) et le fait que les données p-p de 2010 ne sont à aucun moment utilisées dans les chapitres suivants.

### 864 2.1.3.2 Les collisions p-Noyau

865 Les premières collisions p-Noyau ont été réalisées, auprès de l'accélérateur du LHC, en  
 866 Septembre 2012 lors d'une prise de données pilote dans un premier temps, puis durant  
 867 les mois de Janvier-Février 2013. Le système utilisé fut p-Pb (et Pb-p). Ces collisions  
 868 sont d'une importance cruciale pour comprendre les phénomènes nucléaires froids et mieux  
 869 distinguer les phénomènes liés au milieu nucléaire et non à un milieu dense et chaud de  
 870 type plasma. Ce genre de considération est très important pour la mesure de certaines  
 871 quantités comme la suppression du  $J/\psi$ . En effet, pour aboutir à des conclusions correctes,  
 872 il faut pouvoir déterminer si la diminution du nombre de  $J/\psi$  en collisions d'ions lourds,  
 873 par rapport aux collisions p-p, est due à l'absorption nucléaire ou à l'existence d'un plasma  
 874 et dans quelles proportions. De même, elles permettent d'étendre notre compréhension  
 875 de la modification des distributions de partons dans la matière nucléaire (« shadowing »)  
 876 ou encore de l'élargissement du spectre en impulsion transverse des particules engendré  
 877 par les interactions non perturbatives (effet Cronin). Pour finir, le détecteur ALICE étant  
 878 asymétrique, des collisions p-Pb et Pb-p ont été enregistrées.

### 879 2.1.3.3 Les collisions Noyau-Noyau

880 Les collisions d'ions lourds ont lieu sur une période d'un mois par an. La densité  
 881 d'énergie atteinte lors de telles collisions permet de créer une phase de plasma, où les  
 882 quarks et les gluons ne sont plus confinés dans les hadrons. Elles sont donc utilisées  
 883 pour la recherche et l'étude des propriétés du plasma de quarks et de gluons. Le système  
 884 étudié, lors des prises de données ions lourds en 2010 et 2011, fut le système Pb-Pb. La  
 885 luminosité enregistrée fut respectivement d'environ  $10 \mu\text{b}^{-1}$  en 2010 et de  $143,62 \mu\text{b}^{-1}$   
 886 en 2011 et l'énergie atteinte fut de 2.76 TeV par paire de nucléons. Dans les années  
 887 à venir, l'étude d'autres systèmes, tels que les systèmes Ar-Ar, Ca-Ca, Sn-Sn, Kr-Kr, N-N  
 888 ou O-O, sont envisageables pour étendre la gamme de densité d'énergie balayée.

## 889 2.1.4 Système d'accélération et faisceaulogie

### 890 2.1.4.1 La luminosité

891 Dans un collisionneur, le nombre d'événements par unité de temps est représenté par  
 892 une grandeur appelée luminosité. Elle est indépendante du système physique, invariante  
 893 relativiste et définie comme  $\mathcal{L} = N/\sigma$ , où  $N$  est le nombre de collisions par seconde et  $\sigma$   
 894 la section efficace d'un processus donné. Ainsi, plus la luminosité est grande plus le nombre  
 895 de collisions et donc plus la statistique collectée est importante. Avec l'énergie disponible  
 896 dans le centre de masse, la luminosité est le deuxième paramètre qui limite le domaine  
 897 de physique accessible par un accélérateur. La luminosité dépend de nombreux paramètres  
 898 liés aux faisceaux et à la machine et ses réglages. On peut alors l'écrire comme [3] :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} \cdot F \quad , \quad (2.1)$$

899 où,

- 900 —  $N_b$  est le nombre de particules par paquet ;
- 901 —  $n_b$  est le nombre de paquets par faisceau ;
- 902 —  $f_{rev}$  est la fréquence de révolution ;
- 903 —  $\gamma_r$  est le facteur relativiste ;
- 904 —  $\varepsilon_n$  est l'émittance transverse normalisée du faisceau ;
- 905 —  $\beta^*$  est la fonction beta au point de collision ;
- 906 — et  $F$  est le facteur de réduction géométrique de la luminosité dû à l'angle de
- 907 croisement des faisceaux au point d'interaction.

908 La luminosité est maximale lors de l'injection, puis décroît en fonction du temps. Ceci  
 909 est dû à la dégradation de l'intensité et de l'émittance. Si on néglige l'effet de diffusion  
 910 intra-faisceau et la contribution des interactions faisceau-gaz, la luminosité intégrée décroît  
 911 en suivant la relation :

$$\mathcal{L}(t) = \frac{\mathcal{L}_0}{(1 + t/\tau_{coll})^2} \quad , \quad (2.2)$$

912 avec comme temps de décroissance initiale :

$$\tau_{coll} = \frac{N_0^{tot}}{\mathcal{L}_0 \sigma^{tot} k} \quad , \quad (2.3)$$

913 où,

- 914 —  $\mathcal{L}_0$  est la luminosité maximale du faisceau ;
- 915 —  $N_0^{tot}$  est son intensité maximale ;
- 916 —  $\sigma_{tot}$  est la section efficace totale d'interaction ;
- 917 — et  $k$  est le nombre de points d'interaction.

918 La luminosité dépend du nombre de paquets et du nombre de particules par paquet  
 919 comme le montre l'équation 2.1. Les paramètres du faisceau sont ajustés pour que  
 920 la collision aie lieu en un point<sup>4</sup> de chaque expérience appelé Point d'Interaction (IP)  
 921 ou vertex nominal. Les paquets d'un faisceau étant organisés en train, il est cependant  
 922 probable que deux paquets appartenant à chacun des deux faisceaux incidents interagissent  
 923 et produisent une interaction à une autre localisation que celle définie comme l'IP nominal.  
 924 La probabilité qu'une telle interaction se produise augmente avec la luminosité et dépend  
 925 fortement de l'angle de croisement des faisceaux. Ce phénomène de collisions satellites  
 926 ne se produit pas en même temps qu'une collision au vertex d'interaction classique et  
 927 est détaillé dans la section 2.1.4.3. D'autres phénomènes dépendant de la luminosité,  
 928 comme l'empilement des événements, existent mais ne sont pas décrits ici car ils n'ont pas  
 929 d'impact significatif dans les travaux présentés par la suite.

930 Enfin, une mesure précise de la luminosité intégrée est essentielle lors de la mesure de  
 931 section efficace. En effet, l'incertitude sur sa mesure est propagée lors du calcul de l'erreur  
 932 fait sur les résultats expérimentaux.

---

4. La position de l'interaction suivant l'axe du faisceau varie selon une loi Gaussienne avec une largeur d'environ  $\pm 10$  cm.

### 2.1.4.2 Système d'accélération

#### Accélération en p-p

Afin d'accélérer les protons, des atomes d'hydrogène sont ionisés avant d'être injectés dans l'accélérateur linéaire LINAC2 pour atteindre une énergie de 50 MeV. Ils sont alors portés à une énergie de 1.4 GeV grâce au synchrotron à protons PSB. Par la suite, les protons sont transmis au Synchrotron à Protons (PS), puis au Super Synchrotron à Protons (SPS), où ils atteignent une énergie de 25 GeV et 450 GeV respectivement. Enfin, ils poursuivent leur route dans le LHC sous forme de deux faisceaux circulant en sens inverse. Ils sont alors regroupés par paquets, soit 2808 paquets de  $10^{11}$  protons par faisceau à la puissance nominale. La luminosité maximale atteignable est alors de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Le système décrit ci-dessus est schématisé en figure 2.2.

#### Accélération en Pb-Pb

Le système d'accélération en ions lourds est légèrement différent. Tout d'abord, un morceau de Plomb de 500 mg et 2 cm de longueur est chauffé à environ 500°C. Lors de ce processus, une petite partie des atomes est vaporisée et quelques électrons sont arrachés grâce à un courant électrique pour obtenir des ions  $Pb^{29+}$ . Dans un premier temps, les ions voyagent à travers un accélérateur linéaire appelé LINAC3 et portés à une énergie de 4.5 MeV par nucléon. Les ions vont ensuite passer à travers une mince feuille de Carbone pour enlever une partie des électrons restants. On est alors en présence d'ions  $Pb^{54+}$ . Ils sont stockés et accélérés à 72 MeV par nucléon dans le LEIR (Low Energy Ion Ring). La chaîne d'accélération est ensuite commune à celle du système p-p. Le PS accélère les ions de Plomb à une énergie de 5.9 GeV par nucléon et les noyaux se voient déplétés de leur derniers électrons ( $Pb^{82+}$ ). Grâce au SPS, le faisceau atteint une énergie de 177 GeV par nucléon et est finalement injecté dans le LHC dans deux directions opposées. Le faisceau de Plomb est alors accéléré une dernière fois pour atteindre l'énergie désirée, soit 2.76 TeV par nucléon en 2010 et 2011.

#### Accélération en p-Pb

Le système d'accélération pour les collisions p-Pb est en tout point identique aux deux systèmes précédents. Cependant, les deux tubes faisceaux (où circulent les ions Pb et les protons en sens inverse) sont soumis au même champ. De ce fait, lors de la collision, l'énergie incidente du proton et de l'ion Plomb est différente. Ceci entraîne une asymétrie dans la collision qui se traduit par une poussée des particules produites dans le sens de circulation de l'ion. Autrement dit, le centre de masse est en mouvement par rapport au référentiel du laboratoire.

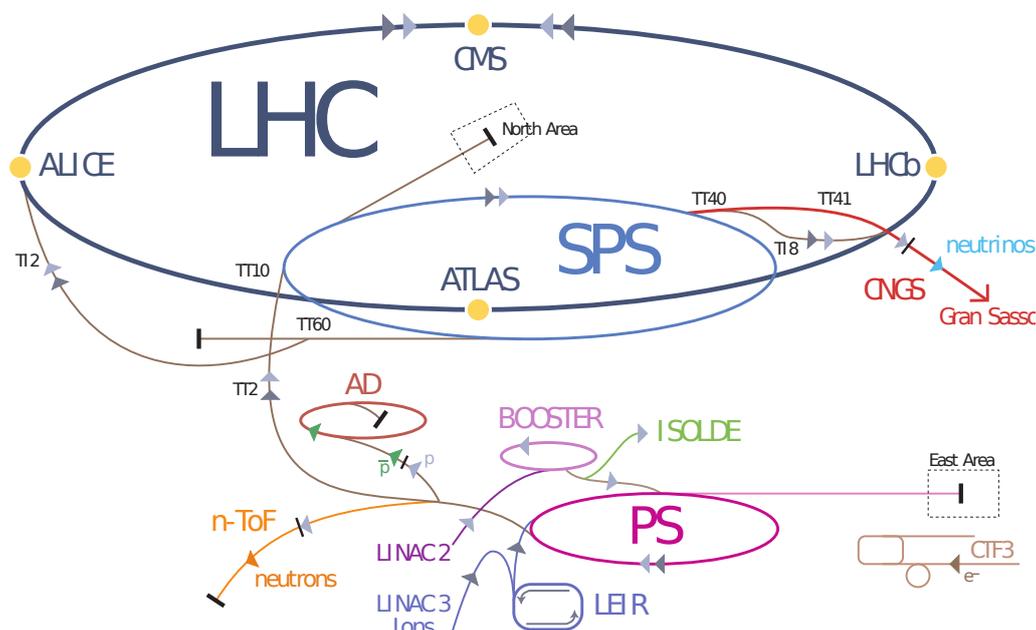


FIGURE 2.2 – Schéma de la chaîne d'accélération du LHC.

### 973 2.1.4.3 La faisceauologie au LHC : paquets nominaux et satellites

974 L'injection et l'accélération des paquets d'ions ou de protons sont un des points  
 975 cruciaux pour l'obtention de collisions dans de bonnes conditions au niveau des différentes  
 976 expériences. En effet, lors de l'injection et du transfert du faisceau d'une machine à la  
 977 suivante (PS → SPS ou SPS → LHC par exemple), une partie du faisceau peut ne pas  
 978 être capturée au début de l'accélération et donc être perdue. Dans le cadre de collisions  
 979 d'ions lourds, la figure 2.3 montre la distribution en intensité des paquets d'ions lors  
 980 de l'injection du PS vers le SPS et une seconde après cette injection. Environ 10% du  
 981 faisceau n'est pas capturé durant cette injection. Le nombre de particules par paquet  
 982 étant directement relié à la luminosité du faisceau, ce phénomène engendre une perte de  
 983 luminosité et doit donc être limité.

984 Un second effet doit être pris en compte lors de l'injection, du transfert et de l'accélé-  
 985 ration des paquets de particules. Le système d'accélération radio-fréquence du LHC, situé  
 986 au point 4 (à gauche de CMS), dispose d'une fréquence de 400 MHz. Ceci implique que  
 987 chaque anneau du LHC peut accueillir, au maximum,  $(26.7 \cdot 10^3 \times 400 \cdot 10^6) / 3.10^8 =$   
 988 35640 paquets de particules, soit un paquet toutes les 2.5 ns comme l'illustre la figure  
 989 2.4. Un de ces « réceptacles radio-fréquences », autrement appelés « buckets », est rempli  
 990 toutes les 25 ns au maximum<sup>5</sup>. Ces paquets seront appelés les paquets nominaux dans la  
 991 suite. Les autres « buckets » sont vides, c'est-à-dire qu'ils ne contiennent pas de paquets  
 992 de particules.

5. Ceci signifie une collision au niveau des différentes expériences toutes les 25 ns, soit 1 « bucket » sur 10.

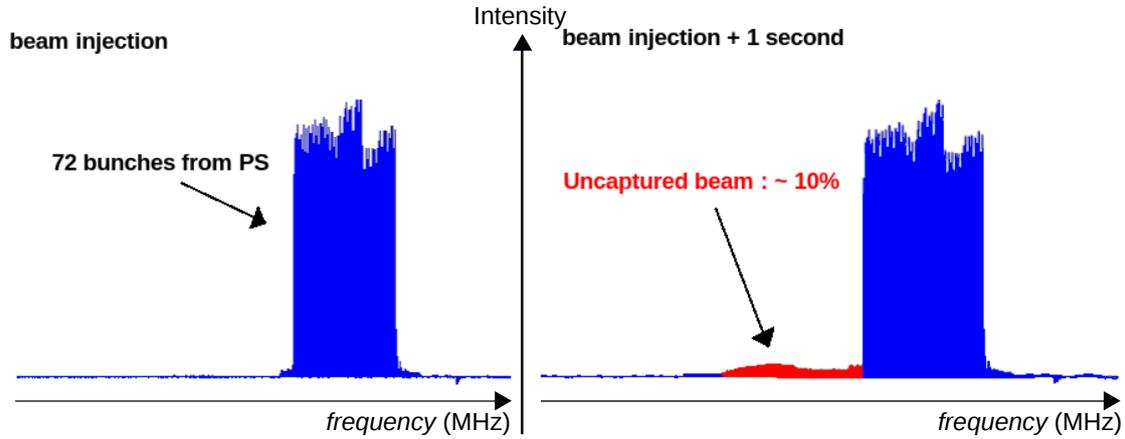


FIGURE 2.3 — Distribution en intensité du faisceau avant l'injection dans le SPS (gauche) et une seconde après (droite) [31].

993 Lors de l'injection, une fraction du faisceau peut être capturée dans un mauvais « bu-  
 994 cket ». Ainsi, ces « buckets » nominalement vides, peuvent contenir une faible population  
 995 de particules et les plus proches du paquet de particules nominal sont appelés paquets  
 996 satellites. Les autres paquets, plus éloignés sont alors appelés paquets fantômes. Ces dif-  
 997 férents paquets sont visibles sur le profil de faisceau montré dans la figure 2.5. Comme  
 998 il a été dit précédemment, ces paquets satellites (ou fantômes) sont principalement créés  
 999 lors de l'injection et du transfert d'une machine à une autre [32, 33]. Evidemment, les  
 1000 satellites (ou fantômes) créés lors du transfert du PS vers le SPS seront probablement la  
 1001 source de paquets satellites lors du transfert du SPS vers le LHC. Enfin, la rencontre d'un  
 1002 paquet satellite d'un des faisceaux et d'un paquet nominal de l'autre faisceau au niveau  
 1003 des différentes expériences peut produire des interactions satellites à des points d'interaction  
 1004 (vertex) espacés de 37.5 cm suivant l'axe du faisceau (axe Z). Du point de vue de la  
 1005 statistique, les interactions satellites sont bien moins probables que les interactions entre  
 1006 paquets nominaux (environ  $10^3$  fois plus faible). En effet, si on regarde la luminosité par  
 1007 collision, on a :

$$\mathcal{L}_{\text{Sat}} \sim r^2 \mathcal{L} \quad , \quad (2.4)$$

1008 avec,

$$r = \frac{I_{\text{Sat}}}{I_{\text{Nominal}}} \quad , \quad (2.5)$$

1009 où

- 1010 —  $\mathcal{L}_{\text{Sat}}$  la luminosité du paquet satellite ;
- 1011 —  $\mathcal{L}$  est la luminosité du paquet nominal ;
- 1012 —  $I_{\text{Sat}}$  est l'intensité du paquet satellite ;
- 1013 — et  $I_{\text{Nominal}}$  est l'intensité du paquet nominal.

1014 Le nombre de collisions satellites enregistrées dépend fortement de l'expérience et de  
 1015 l'angle de croisement des faisceaux. La connaissance et quantification de ce phénomène

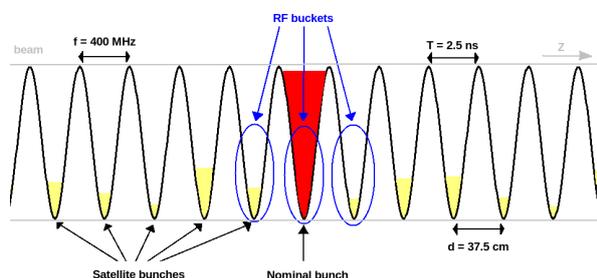


FIGURE 2.4 – Schéma de la distribution des paquets dans un faisceau du LHC après l'injection.

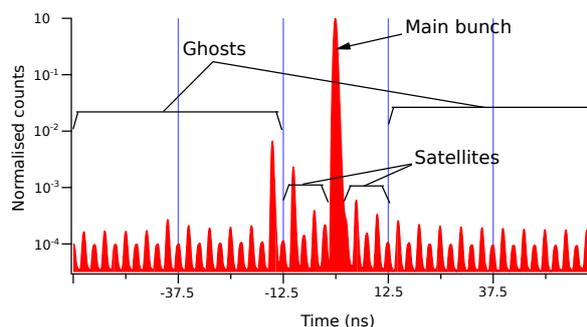


FIGURE 2.5 – Profil d'un faisceau du LHC. On repère clairement le paquet nominal (pic le plus intense), entouré des paquets satellites et fantômes autour (tous les 2,5 ns) [33].

1016 est important pour la protection de la machine et pour la calibration de la luminosité.  
 1017 Depuis 2011, un gros effort pour réduire l'intensité de ces paquets satellites a été réalisé  
 1018 avec succès. Cependant, avec un angle de croisement de faisceau proche de 0 durant la  
 1019 prise de données Pb-Pb en 2010, l'expérience ALICE a pu acquérir un grand nombre  
 1020 d'événements satellites. Ces événements ont pu être utilisés pour mesurer le  $dN_{ch}/d\eta$  dans  
 1021 une large gamme en  $\eta$ . Ces résultats seront présentés dans le chapitre 3.

## 1022 2.2 L'expérience ALICE

1023 La collaboration ALICE regroupe environ 1200 membres et 132 instituts de 36  
 1024 pays [34]. Cette expérience, approuvée en Février 1997 [35], est dédiée principalement  
 1025 à la physique des ions lourds. De telles collisions permettent de mettre en évidence et  
 1026 d'étudier l'état déconfiné de la matière nucléaire, le QGP (Quark Gluon Plasma). En effet,  
 1027 la densité d'énergie atteinte au LHC autorise la formation d'un tel état. Cependant, le  
 1028 programme de physique d'ALICE ne se borne pas aux collisions Pb-Pb et d'autres systèmes  
 1029 plus légers sont envisagés (tels que Ar-Ar ou Ca-Ca) pour faire varier la densité d'énergie.  
 1030 De plus, des mesures en p-p et p-Pb ont été effectuées pour fournir une référence au  
 1031 système Pb-Pb et étudier les effets nucléaires froids respectivement.

1032 Le détecteur est situé au point P2 de l'anneau du LHC (voir figure 2.1 de la  
 1033 section 2.1.1) dans la ville de Saint Genis-Pouilly en France. De grandes dimensions  
 1034 ( $26 \times 16 \times 16 \text{ m}^3$ ) et pesant environ 10000 tonnes, il est composé d'un grand nombre de  
 1035 détecteurs comme le montre la figure 2.6. Sur cette figure, il se dégage deux grandes  
 1036 parties. La première est l'aimant solénoïdal L3, qui fut l'aimant d'une ancienne expérience  
 1037 du LEP portant le même nom. Cet aimant génère un champ magnétique de 0.5 T et  
 1038 pèse près de 8000 tonnes, soit 80% de la masse du détecteur. Il contient le tonneau  
 1039 central d'ALICE et plusieurs détecteurs situés aux petits angles. Les détecteurs centraux  
 1040 ( $|\eta| < 0.9$ ) s'organisent autour du point d'interaction et ont pour rôle l'identification  
 1041 des hadrons, électrons et photons ainsi que la reconstruction des trajectoires des particules  
 1042 chargées. Les détecteurs aux petits angles, quant à eux, sont utilisés pour le déclenchement

1043 et la caractérisation des collisions. Enfin, le spectromètre à muons ( $-4 < \eta < -2.5$ ) compose  
 1044 la seconde partie d'ALICE. Il assure la détection et la reconstruction de la trajectoire  
 1045 des muons et est décrit plus en détail dans le chapitre suivant. L'expérience ALICE est  
 1046 également pourvue d'un détecteur de rayonnements cosmiques : ACORDE (ALICE Cosmic  
 1047 Ray DEtector) positionné sur le dessus de l'aimant L3.

1048 Toutes les grandeurs spatiales du détecteur sont définies par un système de coordonnées  
 1049 Cartésiennes. La base de ce système est orthogonale. L'axe Z est parallèle à l'axe du  
 1050 faisceau et pointe vers le côté opposé au spectromètre à muons (côté A). L'axe X est  
 1051 contenu dans le plan horizontal et pointe vers le centre de l'accélérateur. Pour finir, l'axe  
 1052 Y orienté vers le haut, est perpendiculaire aux deux premiers.

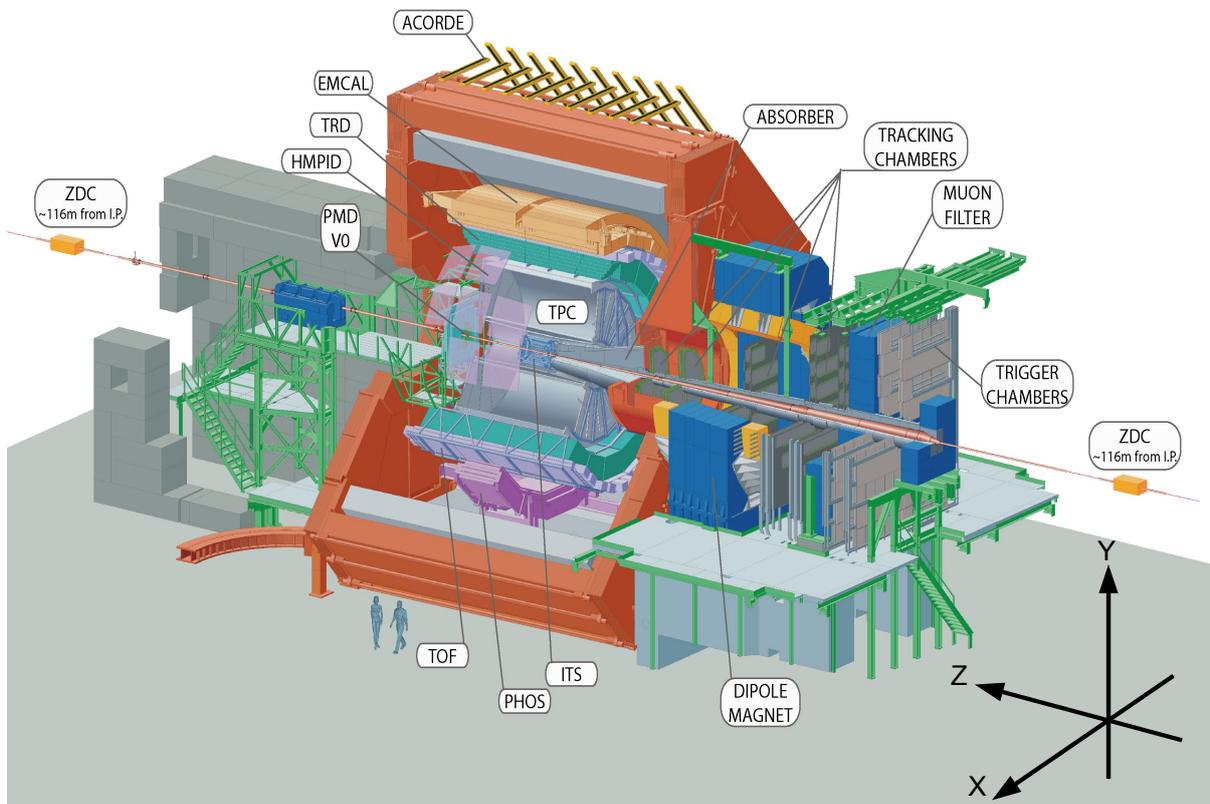


FIGURE 2.6 – Schéma de l'expérience ALICE et de ses détecteurs.

1053 Grâce à ses nombreux détecteurs, l'expérience ALICE dispose d'une large couverture en  
 1054 pseudo-rapidité (9 unités entièrement couvertes) comme le montre la figure 2.7. De plus,  
 1055 comme illustré avec la figure 2.8, le design particulier d'ALICE lui permet de reconstruire  
 1056 la trajectoire des particules et de les identifier sur une large gamme en impulsion transverse  
 1057 (de  $p_T \sim 100 \text{ MeV}/c$  à  $p_T \sim 100 \text{ GeV}/c$ ). Ceci n'est possible que grâce à la faible quantité  
 1058 de matière dans le tonneau central et au champ faible de l'aimant L3. Ces caractéristiques  
 1059 permettent à ALICE d'accomplir des mesures dans des gammes en  $\eta$  ou  $p_T$  équivalentes

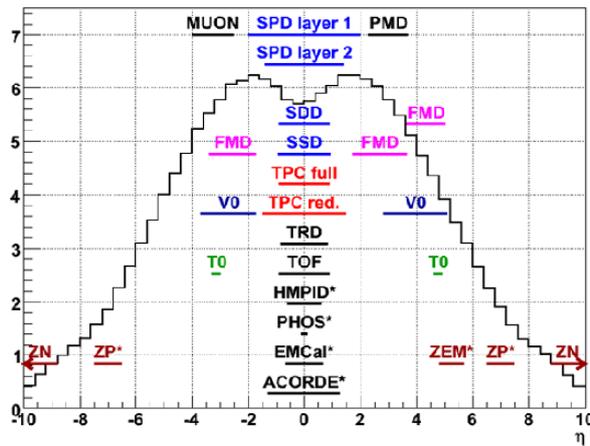


FIGURE 2.7 — Couverture en pseudo-rapidité des différents détecteurs de l'expérience ALICE [36].

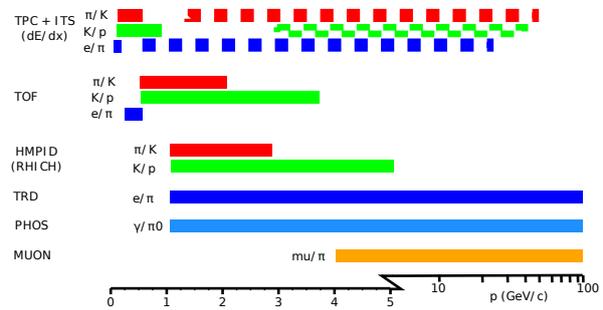


FIGURE 2.8 — Capacité d'identification des particules en fonction de  $p_T$  des différents détecteurs de l'expérience ALICE [36].

1060 et/ou complémentaires à ATLAS, CMS et LHCb. ALICE est la seule expérience capable  
 1061 d'identifier les particules à basse impulsion transverse. Enfin, la conception du détecteur  
 1062 autorise des mesures variées. En effet, il est possible de reconstruire des particules de  
 1063 faible durée de vie tels que les mésons B et D ou les hypérons ; la totalité du spectre  
 1064 des quarkonias ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$ ,  $\Upsilon(3S)$ ) est accessible, ce qui permet l'étude du  
 1065 phénomène de suppression dû au déconfinement ou de recombinaison (pour le  $J/\psi$ ) ; il  
 1066 est aussi possible, grâce aux capacités à bas  $p_T$  d'ALICE, d'obtenir des informations sur  
 1067 l'évolution thermique du système aux premiers instants de la collision via les photons  
 1068 thermiques. Chacune de ces mesures et bien d'autres encore requièrent une technologie  
 1069 particulière et donc un détecteur particulier. Ceux-ci sont décrits dans les sections suivantes.

### 1070 2.2.1 Le système de déclenchement et d'acquisition des données

1071 Les systèmes de déclenchement et d'acquisition [37] sont les pierres angulaires qui  
 1072 garantissent le bon déroulement et la qualité des analyses de données et donc des mesures  
 1073 physiques faites avec l'expérience ALICE.

1074 **Le Central Trigger Processor (CTP)** est le système de déclenchement d'ALICE. Son  
 1075 objectif principal est de combiner, pour chaque événement, les signaux provenant des  
 1076 détecteurs impliqués dans le déclenchement. Si l'événement présente les caractéristiques  
 1077 recherchées, il envoie alors un signal à un ensemble de détecteurs (aussi appelé « cluster »).  
 1078 Chaque détecteur ayant des spécificités différentes, notamment en terme de temps de  
 1079 réponse, trois niveaux de déclenchement sont définis :

- 1080 — Le niveau 0 (L0) : il s'agit du niveau de déclenchement le plus rapide. Le temps  
 1081 écoulé entre la collision et la réception du signal de niveau 0 au niveau du CTP  
 1082 est de  $1.2 \mu\text{s}$  ;
- 1083 — Le niveau 1 (L1) : ce niveau de déclenchement intermédiaire est généré en  $6.5$   
 1084  $\mu\text{s}$  ;

1085 — Le niveau 2 (L2) : ce niveau est beaucoup plus lent que ses prédécesseurs ( $\sim 100$   
1086  $\mu\text{s}$ ).

1087 Les deux premiers niveaux ont pour but d'envoyer un signal d'attente de lecture aux  
1088 détecteurs concernés, mais c'est le dernier niveau de déclenchement qui décide de la  
1089 conservation ou de la réjection d'un événement. Enfin, les différents déclenchements sont  
1090 organisés en classes. Une classe de déclenchement est définie par :

- 1091 — une condition logique associant un ou plusieurs signaux de L0, L1 et L2 ;
- 1092 — un ensemble de détecteurs pour lesquels l'acquisition de données est requise ;
- 1093 — un facteur de réduction pour limiter la fréquence de déclenchement si nécessaire.

1094 Les classes de déclenchement utilisées lors d'une prise de données dépendent de nombreux  
1095 paramètres comme le système étudié (p-p, Pb-Pb, p-Pb).

1096 **Le Data Acquisition system (DAQ)** a pour rôle principal de traiter les données fournies  
1097 par tous les détecteurs et de construire les événements pour pouvoir les enregistrer sur  
1098 disque. Le CTP initie le transfert des données depuis les détecteurs vers la DAQ via les  
1099 DDL (Detector Data Link) jusqu'aux LDC (Local Data Concentrator). Ces derniers ont pour  
1100 fonction la reconstruction partielle de l'événement pour chaque détecteur. Le nombre de  
1101 LDC par détecteur dépend de la quantité de données générée par chacun d'entre eux.  
1102 Les informations sont ensuite centralisées et assemblées en événements globaux au niveau  
1103 des GDC (Global Data Concentrator), avant leur transfert vers les supports permanents.  
1104 La bande passante maximum disponible pour le transfert de données de ces supports  
1105 permanents est de 1,25 Go/s. Cette limite, dans le cadre de très haute luminosité peut  
1106 être atteinte et est donc un des facteurs limitant la quantité de données enregistrable  
1107 par l'expérience ALICE. Enfin, la DAQ permet aussi un accès aux données en ligne. Ceci  
1108 est notamment utile pour le logiciel de contrôle en ligne AMORE [38] ou encore pour  
1109 extraire des paramètres de calibration provenant des différents détecteurs.

1110 **Le High Level Trigger (HLT)** est un système de déclenchement de haut niveau qui  
1111 vient compléter le CTP. Il permet de raffiner la sélection des événements et prend la  
1112 forme d'un algorithme spécifique à chaque détecteur impliqué. Cet algorithme est lancé  
1113 lors de la reconstruction partielle de l'événements par les LDC de chaque détecteur. Il  
1114 permet aussi une compression des données, sans perte d'information, avant leur stockage  
1115 sur les supports permanents.

1116 **Le Data Control System (DCS)** a pour tâche de contrôler le bon déroulement de  
1117 l'expérience dans des conditions de sécurité maximales. Il prend en charge le contrôle  
1118 à distance, le suivi de tous les détecteurs d'ALICE et mesure aussi des paramètres plus  
1119 généraux de l'expérience comme la température au sein de la caverne durant la prise de  
1120 données.

### 1121 2.2.2 Le tonneau central

1122 La partie centrale d'ALICE est installée à l'intérieur de l'aimant L3 et les différents  
1123 détecteurs sont disposés en couches coaxiales suivant l'axe du faisceau (figure 2.9). Du  
1124 centre vers l'extérieur du détecteur on trouve alors : l'Inner Tracking System (ITS), la TPC

1125 (Time Projecting Chamber), le Transition Radiation Detector (TRD), le TOF (Time Of  
 1126 Flight), et enfin le High Momentum Particle Identification (HMPID) et les deux calorimètres  
 1127 électromagnétiques (EmCal) et à photons (PHOS). Vient ensuite à l'extérieur de L3, et  
 1128 non représenté sur la figure, le détecteur à rayons cosmiques ACORDE [39].

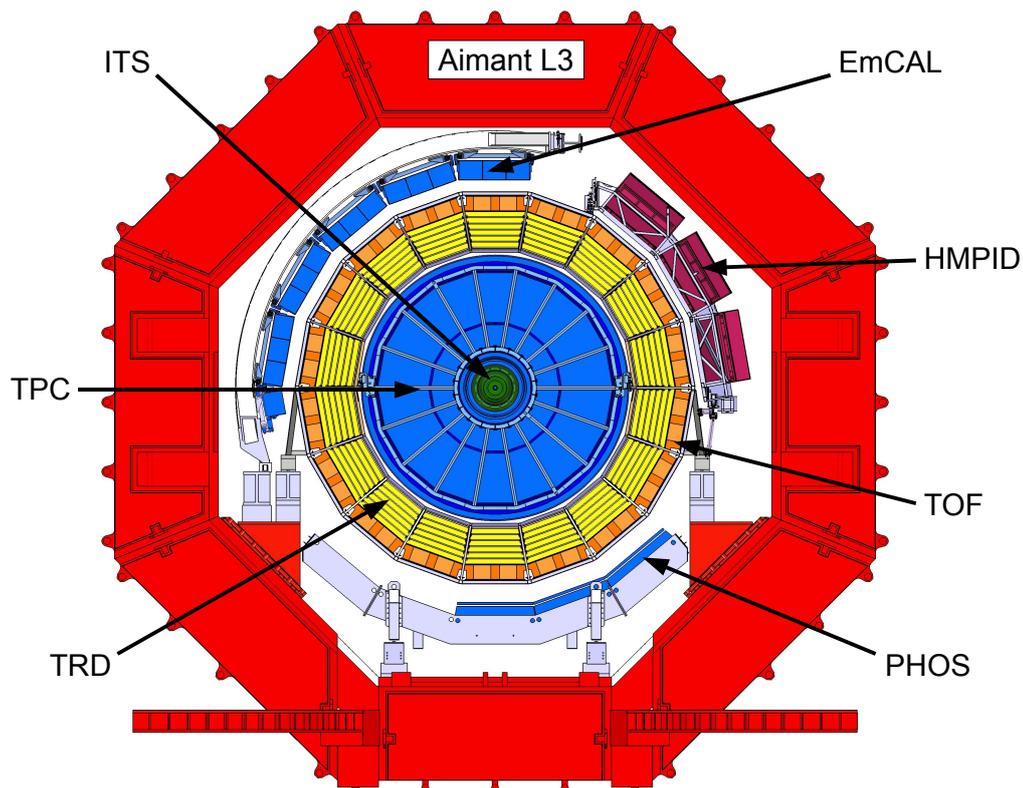


FIGURE 2.9 – Vue en coupe du tonneau central d'ALICE dans le plan XY.

### 1129 2.2.2.1 L'Inner Tracking System (ITS)

1130 L'Inner Tracking System (ITS) [40] est le système de trajectographie interne d'ALICE.  
 1131 Comme l'illustre la figure 2.10, il est constitué de 6 couches cylindriques de Silicium pour  
 1132 un volume total de  $0.7 \text{ m}^3$ . La première couche se situe au plus proche du point  
 1133 d'interaction, soit à un rayon  $r=3.9 \text{ cm}$  du point d'interaction. La position de cette  
 1134 dernière est limitée par le rayon du tube de faisceau en Béryllium (d'un rayon externe de  
 1135  $2.98 \text{ cm}$  pour une épaisseur de  $800 \mu\text{m}$ ). La couche la plus externe est, quant à elle,  
 1136 située à  $43.0 \text{ cm}$ . Les positions des différentes couches sont tabulées dans le tableau 2.2.

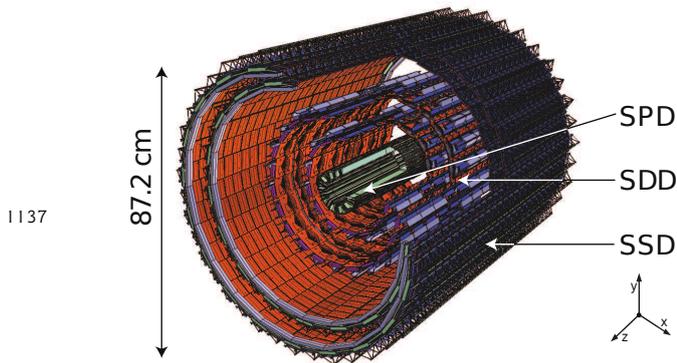


TABLEAU 2.2 – Caractéristiques géométriques de l'ITS.

	couche	type	r (cm)	$\pm z$ (cm)
SPD	1	Pixels	3.9	14.1
	2	Pixels	7.6	14.1
SDD	3	Dérive	15.0	22.2
	4	Dérive	23.9	29.7
SSD	5	Pistes	38.0	43.1
	6	Pistes	43.0	48.9

FIGURE 2.10 – Vue schématique de l'ITS.

1138 La couverture en pseudo-rapacité de ce détecteur est de  $|\eta| < 0.9$ , exception faite  
 1139 de la première couche qui couvre une gamme plus large atteignant une couverture en  
 1140 pseudo-rapacité de  $|\eta| < 1,98$ . Les rôles majeurs de l'ITS sont la détermination de la  
 1141 position du vertex primaire avec une résolution plus petite que  $100 \mu\text{m}$ , l'identification  
 1142 et la trajectographie des particules chargées de faible impulsion ( $< 200 \text{ MeV}/c$ ) ainsi  
 1143 qu'une amélioration de l'impulsion et de l'angle mesurés par la TPC. L'ITS reconstruit  
 1144 notamment les particules traversant les régions non instrumentées de la TPC (Time  
 1145 Projecting Chamber). De plus, comme le suggère la figure 2.10, il est possible de distinguer  
 1146 trois sous-systèmes, utilisant trois technologies de détection différentes :

1147 **Le SPD (Silicon Pixel Detector)**, constituant les deux couches les plus internes de  
 1148 l'ITS, est basé sur une technologie à pixels de silicium. Chaque pixel représente une  
 1149 surface de  $50 \times 425 \mu\text{m}^2$  pour une épaisseur de  $200 \mu\text{m}$ . Son grand nombre de  
 1150 voies de lecture ( $\sim 10\,000\,000$ ), couplé à sa proximité avec le point d'interaction lui  
 1151 permettent de détecter les décroissances des résonances exotiques comme les hyperons  
 1152 et les mésons B et D en reconstruisant leur vertex secondaire d'interaction. De plus, la  
 1153 petite taille de ses éléments de détection par rapport aux couches plus externes permet  
 1154 d'améliorer la précision sur le vertex primaire d'interaction. Le SPD joue aussi un rôle clé  
 1155 au niveau du déclenchement grâce à ses capacités de lecture rapide. En effet, le SPD est  
 1156 utilisé comme déclencheur de biais minimum en collisions p-p et Pb-Pb. Il apporte aussi  
 1157 une estimation très précise du paramètre d'impact et est donc utilisé comme estimateur  
 1158 de la centralité en collisions Pb-Pb. Sa résolution est de 0.5% sur la largeur des tranches  
 1159 en centralité pour les événements les plus centraux. De plus, sa couverture étendue en  
 1160 pseudo-rapacité permet d'assurer la continuité de la couverture en  $\eta$  avec les détecteurs  
 1161 vers l'avant. Le SPD est utilisé pour mesurer la densité en particules chargées en p-p, p-Pb  
 1162 et Pb-Pb dans ALICE (voir chapitre 3).

1163 **Le SDD (Silicon Drift Detector)** est un sous-détecteur Silicium à dérive dont les  
 1164 éléments sensibles ont une surface de  $202 \times 294 \mu\text{m}^2$  et  $300 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Il  
 1165 compose les deux couches centrales de l'ITS. La vitesse de dérive dépendant de la  
 1166 température, un système de refroidissement complexe assure la stabilité de la température  
 1167 du SDD à 0,1 K. Il est utilisé pour la trajectographie et pour mesurer l'énergie déposée  
 1168 par unité de longueur ( $dE/dx$ ) des particules chargées traversant ses deux couches. Ceci

1169 permet l'identification de particules (PID) de basse impulsion transverse.

1170 **Le SSD (Silicon Strip Detector)** a pour rôle de faire le lien entre les traces recons-  
1171 truites dans l'ITS et celles reconstruites dans la TPC. Les micro-pistes de Silicium qui le  
1172 composent ( $95 \times 40000 \mu\text{m}^2$  pour  $300 \mu\text{m}$  d'épaisseur) permettent aussi d'améliorer  
1173 l'identification des particules en fournissant des informations supplémentaires sur le  $dE/dx$ .

1174 Les performances de l'ITS ont pu être estimées grâce aux prises de données en  
1175 p-p comme en Pb-Pb. Deux exemples sont donnés dans les figures 2.11 et 2.12. La  
1176 figure 2.11 représente la résolution sur le vertex primaire d'interaction en fonction de la  
1177 multiplicité des tracelettes<sup>6</sup> pour l'ITS en cercles pleins et pour le SPD seul en cercles  
1178 vides en p-p à 7 TeV. Comme attendu, la résolution s'améliore avec la multiplicité des  
1179 traces reconstruites pour atteindre des valeurs inférieures à  $50 \mu\text{m}$  en X et en Y. La figure  
1180 2.12 montre la perte d'énergie mesurée par l'ITS en fonction de l'impulsion en collisions  
1181 Pb-Pb à 2,76 TeV. Il est donc possible de séparer les pions ( $\pi$ ) et les électrons ( $e^-$ )  
1182 pour des impulsions inférieures à  $500 \text{ MeV}/c$ . De même, les kaons ( $K$ ) et les protons ( $p$ )  
1183 peuvent être identifiés pour des impulsions allant respectivement jusqu'à  $0.5$  et  $1 \text{ GeV}/c$ .  
1184 Pour finir, l'ITS est impliqué dans la majorité des analyses composant le programme de  
1185 physique de l'expérience ALICE.

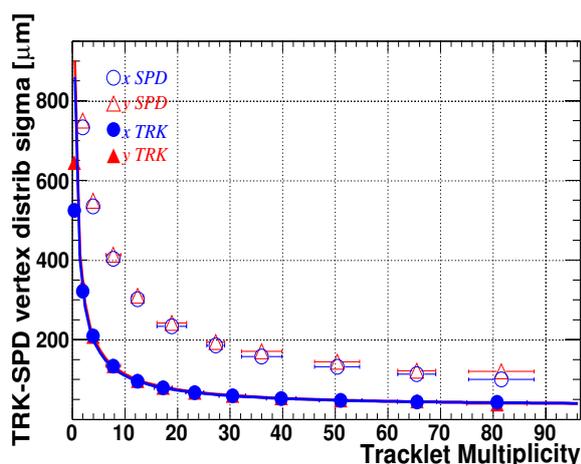


FIGURE 2.11 — Résolution en X et Y sur la position du vertex donnée par le SPD seul et l'ITS en collisions p-p à 7 TeV.

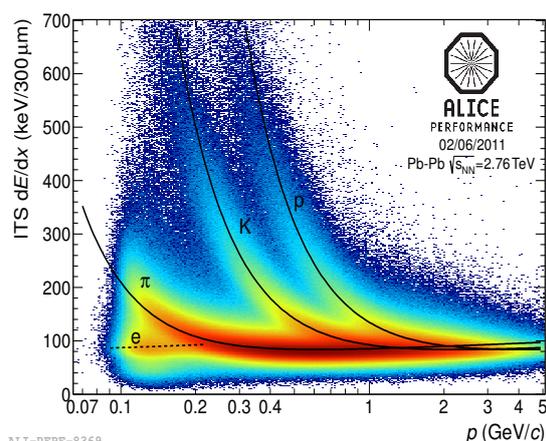


FIGURE 2.12 —  $dE/dx$  des particules chargées en fonction de l'impulsion donnée par l'ITS en collisions Pb-Pb à 2,76 TeV.

### 1186 2.2.2.2 L'identification des particules chargées : la TPC, le TRD, le TOF et le HMPID

1187 **La TPC (Time Projecting Chamber)** [41] est le cœur du système de trajectographie  
1188 de la partie centrale d'ALICE et la plus grande TPC construite à ce jour. Basé sur  
1189 la technologie de chambre à dérive, il s'agit en fait d'un volume cylindrique rempli  
1190 d'un mélange de gaz  $Ne/CO_2/N_2$  (85.7%/9.5%/4.8%). La TPC détecte les particules

6. Une tracelette est définie comme une paire d'impacts dans le SPD où chaque impact appartient à une couche différente.

chargées dans la gamme en pseudo-rapacité  $|\eta| < 0.9$  et couvre tous les azimuts ( $\varphi$ ). La résolution atteinte sur le  $dE/dx$  est de l'ordre de 5% pour des traces isolées en collisions Pb-Pb les plus centrales. Le temps de dérive de  $\sim 90 \mu\text{s}$  et la taille des événements en sortie de l'électronique<sup>7</sup> sont des facteurs limitant les capacités de lecture de la TPC et compte parmi les détecteurs les moins rapides de l'expérience ALICE. Ceci impose des contraintes sur la luminosité maximale que ce détecteur peut accepter. Les objectifs de la TPC sont la reconstruction des traces, la mesure de l'impulsion des particules et la détermination des vertex secondaires. Elle permet de discriminer les traces pour des impulsions transverses allant de 0.1 à 100 GeV/c avec une grande efficacité et l'identification des électrons, pions ( $\pi$ ), protons ( $p$ ), et kaons ( $K$ ) jusqu'à  $\sim 20$  GeV/c d'impulsion transverse grâce notamment à la remontée relativiste [42].

**Le TRD (Transition Radiation Detector)** [43] est composé de 18 super-modules divisés en 30 modules arrangés suivant 6 couches radiales et 5 secteurs suivant la direction des faisceaux. Enveloppant totalement la TPC, il dispose d'une couverture totale en azimut et de  $|\eta| < 0.9$  en pseudo-rapacité. Le TRD mesure l'énergie des radiations<sup>8</sup> émises par une particule chargée de haute énergie et reconstruit leur trajectoire grâce à la mesure du temps de dérive. L'objectif du TRD est l'identification des particules chargées et principalement l'identification des électrons d'impulsion supérieure à 1 GeV/c avec une efficacité de réjection des pions de 90%. Actuellement, tous les modules du TRD ne sont pas encore installés. Les 5 modules restants seront installés lors du LS1 (Long Shutdown 1)<sup>9</sup>.

**Le TOF (Time Of Flight)** [44, 45] est un détecteur permettant de mesurer le temps de vol des particules. Il englobe le TRD et couvre la même gamme en  $\varphi$  et  $\eta$  que les détecteurs du tonneau central qu'il contient et est organisé suivant une structure modulaire de 18 secteurs en azimut et 5 modules suivant l'axe des faisceaux. L'efficacité de détection atteinte est de 99.9% et la résolution temporelle d'environ 50 ps. Cette mesure précise du temps de vol permet au TOF d'identifier les particules chargées dans une gamme intermédiaire en impulsion. Les performances du TOF autorisent notamment une identification des  $\pi$  et des  $K$  pour des impulsions inférieures à 2.2 GeV/c et des  $p$  pour des impulsions inférieures à 4 GeV/c. Ces séparations  $\pi/K$  et  $K/p$  sont alors réalisées avec une résolution meilleure que  $3 \sigma$ . Enfin, du point de vue de la physique, le TOF est impliqué dans l'extraction des distributions en impulsion transverse des  $\pi$ ,  $K$  et  $p$ , la production du charme ouvert ou encore de l'étude méson  $\Phi$ .

**Le HMPID (High Momentum Particle IDentification detector)** [46] couvre  $57.6^\circ$  en  $\varphi$  et  $\pm 0.6$  en  $\eta$ , soit environ 5% de l'espace des phases de la partie centrale. Il est constitué de 7 modules RICH (Ring Imaging CHerenkov) et est principalement dédié à la détection des hadrons chargés d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c. Il permet

7. La taille des événements en sortie de l'électronique peut très rapidement saturer les capacités de lecture du système d'acquisition lorsque le taux d'interaction est élevé.

8. L'énergie de la radiation émise par une particule chargée dans le TRD est proportionnelle au facteur de Lorentz  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ , où  $\beta = v/c$  est la vitesse relative de la particule par rapport à la célérité de la lumière  $c$ .

9. Plusieurs périodes d'arrêt du LHC sont prévues pour la maintenance et l'amélioration de l'accélérateur et des détecteurs. Le LS1 est en cours actuellement et le LS2 est prévu pour 2017.

1228 notamment la séparation  $\pi/K$  jusqu'à 3 GeV/c et  $K/p$  jusqu'à 5 GeV/c d'impulsion. Cette  
 1229 séparation est atteinte par une mesure d'une précision de l'ordre de quelques  $mrad$  de  
 1230 l'angle Cherenkov  $\theta_c$ .

1231 Pour finir, en utilisant les informations provenant de l'ITS, de la TPC, du TRD et du  
 1232 TOF, l'expérience ALICE est capable d'identifier et de séparer les  $e^-$ ,  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$  et  $d$  sur  
 1233 une large gamme en impulsion (figure 2.13). De plus, la combinaison des informations  
 1234 permet d'obtenir une trajectographie complète pour des événements de basse comme de  
 1235 haute multiplicité et pour des impulsions pouvant descendre en dessous de 1 GeV/c.

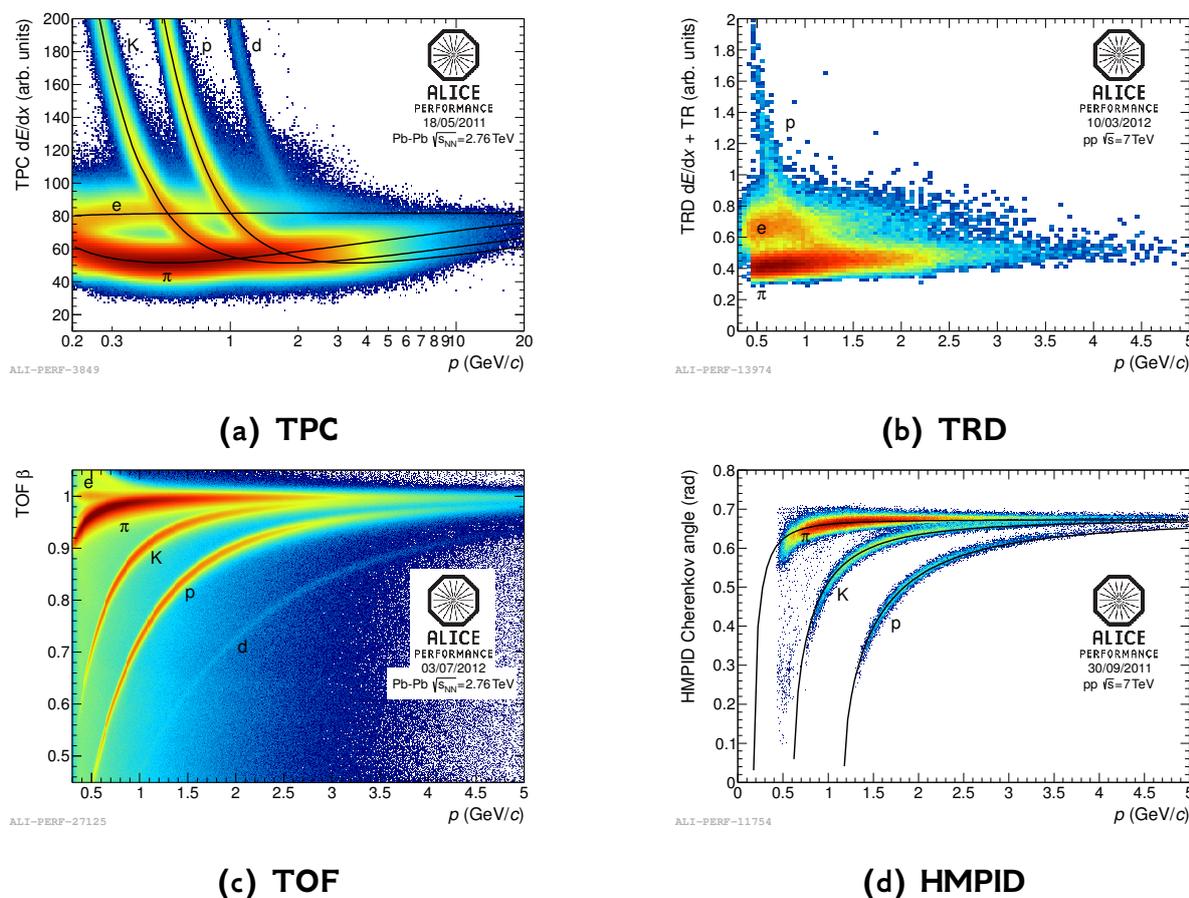


FIGURE 2.13 – **figure (a)** :  $dE/dx$  dans la TPC en fonction de l'impulsion  $p$ . **figure (b)** : Dépôt d'énergie en collision p-p à 7 TeV dans le TRD pour les  $e^-$ ,  $\pi$  et  $p$  après une coupe sur le  $dE/dx$  mesuré avec la TPC. **figure (c)** : Performance du TOF sur l'identification des  $e^-$ ,  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$  et  $d$  en fonction de  $p$ . **figure (d)** :  $\theta_c$  mesuré par le HMPID en fonction de  $p$ .

### 1236 2.2.2.3 Les calorimètres d'ALICE : le PHOS et l'EmCAL

1237 **Le PHOS (PHOton Spectrometer)** [47] couvre une gamme en pseudo-rapidité  
 1238  $|\eta| < 0.12$  et un angle azimutal de  $100^\circ$ . Il est composé de 4 modules qui consistent en  
 1239 un calorimètre électromagnétique de très haute granularité. La haute résolution spatiale et

1240 énergétique du PHOS est utilisée pour la détection des photons dans une gamme allant  
 1241 de 0.5 à 10 GeV/c en  $p_T$  et des mésons neutres légers ( $\eta$  et  $\pi^0$  dans une gamme allant  
 1242 de 1-2 à 10 GeV/c en  $p_T$  principalement) via le canal de désintégration diphotonique.  
 1243 Ceci permet notamment l'étude des photons directs, de l'absorption de gerbe (ou « jet-  
 1244 quenching ») par la mesure des  $\pi^0$  de haut  $p_T$  ou encore les corrélations  $\gamma$ -jet. Pour  
 1245 le moment, seuls 3 des 4 modules du PHOS sont installés. Lors du LS1, un nouveau  
 1246 module doit être installé.

1247 **L'EmCAL (ElectroMagnetic CALorimeter)** [48] est un calorimètre électromagnétique à  
 1248 échantillonnage dont la couverture est  $|\eta| < 0.7$  en pseudo-rapacité et de  $107^\circ$  en azimut.  
 1249 Il est constitué de 11 super-modules dont chacun comprend 288 modules distincts.  
 1250 L'EmCAL permet d'augmenter de façon significative l'acceptance de la mesure des photons  
 1251 en complétant celle du PHOS. De plus, en combinant les informations données par le  
 1252 système de trajectographie d'ALICE, la résolution sur l'énergie des gerbes (ou « jets »)  
 1253 est grandement améliorée (90% de l'énergie de la gerbe reconstruite pour une gerbe de  
 1254 100 GeV). Ses principaux objectifs sont donc l'étude de l'absorption des gerbes (« jet-  
 1255 quenching »), des photons ainsi que des corrélations  $\gamma$ -jets et hadron-jets. Enfin, l'EmCAL  
 1256 fournit aussi des signaux de déclenchement pour les gerbes, les photons et les électrons (LO  
 1257 et L1). Ceci permet d'augmenter la capacité d'ALICE à détecter les gerbes d'un facteur  
 1258 200 environ<sup>10</sup>. Lors du LS1, il est prévu de compléter l'acceptance de l'EmCAL par un  
 1259 autre calorimètre : DCAL [49]. Il s'agit de 8 super-modules placés de part et d'autre du  
 1260 PHOS. Ceci permettra d'obtenir une couverture quasi symétrique et donc d'améliorer les  
 1261 analyses portant sur les corrélations.

### 1262 2.2.3 Les détecteurs vers l'avant

1263 L'aimant L3 contient des détecteurs placés à grande rapidité. Ces détecteurs sont  
 1264 dédiés à la mesure d'observables globales, telles que la multiplicité de photons ou de  
 1265 particules chargées, en complément des mesures effectuées par les détecteurs de la partie  
 1266 centrale. On trouve le FMD, le T0, le PMD et le VZERO [50–52]. Ils jouent aussi  
 1267 un rôle clé dans l'estimation de certaines grandeurs essentielles à la caractérisation des  
 1268 collisions d'ions lourds comme la centralité ou le plan de réaction. Le T0 et le VZERO  
 1269 sont également utilisés pour le déclenchement de bas niveau de l'expérience ALICE. Le  
 1270 ZDC [53], quant à lui, est placé à l'extérieur de l'aimant L3 très loin du point de collision,  
 1271 à environ 115 m du point d'interaction. On décrira dans cette section les détecteurs FMD,  
 1272 T0, PMD et ZDC. Le VZERO étant très utilisé dans ce travail de thèse, la section 2.2.4  
 1273 lui sera consacrée.

#### 1274 2.2.3.1 Le FMD, le PMD et le T0

1275 **Le FMD (Forward Multiplicity Detector)** [50] est composé de 5 anneaux (fi-  
 1276 gure 2.14). Il dispose d'un anneau à très grande rapidité (FMD1i) et de deux ensembles

<sup>10</sup>. Le déclenchement de l'acquisition seulement pour les événements contenant au moins une gerbe permet d'augmenter la statistique collectée en limitant les temps morts des détecteurs.

1277 de deux anneaux (FMD2i/FMD2o et FMD3i/FMD3o) de part et d'autre du point d'inter-  
 1278 action. La position relative le long de l'axe des faisceaux, les rayons internes et externes  
 1279 et la couverture en pseudo-rapidité des anneaux sont donnés dans le tableau 2.3. Ce  
 1280 détecteur est composé de bandes de Silicium et chaque anneau contient 10240 bandes  
 1281 d'une épaisseur d'environ 300  $\mu\text{m}$ . Les anneaux internes (FMD1i/FMD2i/FMD3i) sont seg-  
 1282 mentés en 20 secteurs contenant 512 bandes et les anneaux externes (FMD2o/FMD3o)  
 1283 sont divisés en 40 secteurs de 256 bandes.

1284 Le rôle premier du FMD est de compléter la couverture en pseudo-rapidité de l'ITS.  
 1285 Il permet l'étude d'observables globales comme la multiplicité de particules chargées par  
 1286 unité de pseudo-rapidité. Il est aussi utilisé pour la détermination du plan de réaction et  
 1287 la mesure des différentes harmoniques du flot anisotropique en collisions Pb-Pb.

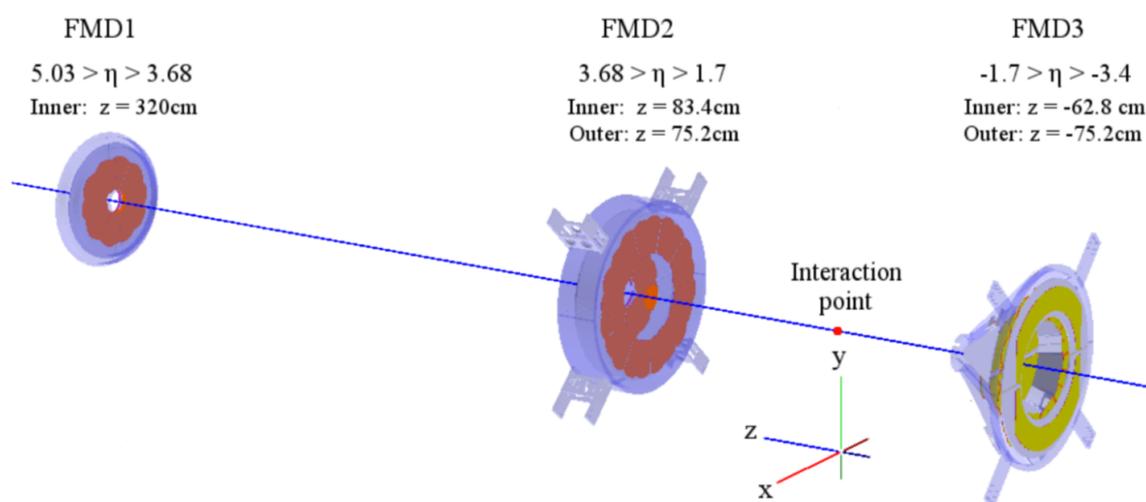


FIGURE 2.14 – Schéma des anneaux qui composent le FMD le long du tube faisceau.

TABLEAU 2.3 – Rayons interne/externe, position suivant l'axe Z du faisceau et couverture en  $\eta$  des anneaux du FMD.

Anneau	$r_{int}/r_{ext}$ (cm)	Z (cm)	$\eta_{min}/\eta_{max}$
FMD1i	4.2/17.2	320	3.68/5.03
FMD2i	4.2/17.2	83.4	2.28/3.68
FMD2o	15.4/28.4	75.2	1.70/2.29
FMD3i	4.2/17.2	-62.8	-3.40/-2.01
FMD3o	15.4/28.4	-75.2	-2.29/-1.70

1288 **Le PMD (Photon Multiplicity Detector)** [51,52] dispose d'une couverture en pseudo-  
 1289 rapidité de  $2.3 < \eta < 3.5$ . Ce détecteur de haute granularité est composé de 24 modules  
 1290 construits pour détecter les photons. Il permet de caractériser les événements (plan de  
 1291 réaction) et de mesurer certaines observables globales (multiplicité des photons et leur  
 1292 distribution spatiale, flot anisotropique, etc.).

1293 **Le T0** [50] est composé de deux disques de radiateurs Cherenkov couplés à des

1294 tubes photomultiplicateurs (PMT). Ces deux disques sont placés de part et d'autre du  
1295 point d'interaction et respectivement nommés TO-A ( $Z > 0$  cm) et TO-C ( $Z < 0$  cm). Ils  
1296 sont positionnés à 375 cm et -70 cm sur l'axe des faisceaux et couvrent une gamme en  
1297 pseudo-rapacité de  $4.61 < \eta < 4.92$  et  $-3.28 < \eta < -2.97$ . Sa résolution en temps est  
1298 meilleure que 50 ps et l'efficacité de déclenchement varie de 50% en collisions p-p jusqu'à  
1299 100% en collision d'ions lourds. Il est donc utilisé comme déclencheur LO et fournit le  
1300 signal de départ de la mesure pour le TOF. Ses performances et sa position asymétrique  
1301 lui permettent notamment de rejeter les interactions faisceau-gaz avec une bonne efficacité  
1302 comparable à celle du VZERO (voir section 2.2.4). Il est aussi utilisé pour fournir un  
1303 signal rapide pour la mise en marche du TRD. Enfin, il mesure indépendamment la position  
1304 du vertex d'interaction selon l'axe du faisceau avec une précision de  $\pm 1.5$  cm.

### 1305 2.2.3.2 Le Zero Degree Calorimeter (ZDC)

1306 Le ZDC (Zero Degree Calorimeter) [53] est composé de deux calorimètres à hadrons  
1307 ZDC-A et ZDC-C et d'un calorimètre électromagnétique : le ZEM (Zero degree Electro-  
1308 Magnetic calorimeter). Les deux calorimètres hadroniques sont situés de part et d'autre du  
1309 point d'interaction. Leur position exacte par rapport à l'IP est variable suivant la période  
1310 de prise de données<sup>11</sup>. Ainsi, de 2009 à 2011, les ZDC étaient placés à  $\pm 114$  m du  
1311 point d'interaction alors qu'à partir de 2012, ils furent déplacés à  $\pm 112.6$  m sur l'axe  
1312 des faisceaux. Les calorimètres hadroniques sont chacun constitués de deux calorimètres  
1313 séparés, un pour les protons (ZP-A/C) et un pour les neutrons (ZN-A/C). Chacun de ces  
1314 calorimètres est composé d'un empilement de plaques de métaux lourds faites d'un alliage  
1315 de tungstène pour les neutrons et de laiton pour les protons. Chaque plaque est rainurée  
1316 pour y intégrer une matrice en fibres de quartz. Les particules traversant les plaques  
1317 d'alliage créent des gerbes qui se développent dans les fibres de quartz et produisent des  
1318 photons par effet Cherenkov. Les photons sont collectés par des photomultiplicateurs et  
1319 convertis en signaux électriques.

1320 Quand deux noyaux entrent en collision, seule une fraction des nucléons participent  
1321 à la collision (appelés nucléons participants) et les autres (appelés nucléons spectateurs)  
1322 poursuivent leur trajectoire dans le tube faisceau. Cependant, la trajectoire des protons  
1323 spectateurs est légèrement défléchiée par les aimants du LHC, alors que les neutrons pour-  
1324 suivent leur course en ligne droite sans être affectés après la collision. Ainsi, les calorimètres  
1325 à neutrons sont placés au plus proche du tube faisceau alors que les calorimètres à pro-  
1326 tons sont situés plus en périphérie de la trajectoire des faisceaux incidents. Les ZDC-A/C  
1327 mesurent l'énergie de ces nucléons spectateurs. La valeur de cette énergie est directement  
1328 corrélée à la centralité de la collision (plus la collision est centrale, moins il y a de nucléons  
1329 spectateurs, donc moins il y a d'énergie déposée dans les calorimètres) et le nombre de

---

11. En 2012, une partie du tube faisceau a été changée et les collimateurs de faisceau ont été déplacés de 70 m. Afin de préserver les performances du ZDC, sa position a été ajustée.

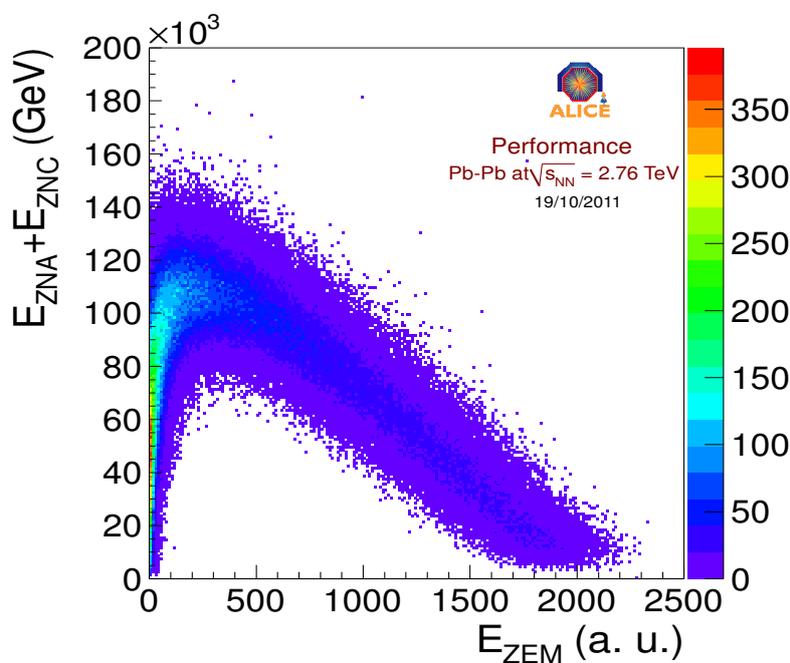
1330 spectateurs peut être déterminé, pour les collisions les plus centrales, grâce à la relation :

$$N_{\text{spectateurs}} = \frac{E_{\text{ZDC}}}{E_{\text{faisceau}}}, \quad (2.6)$$

1331 où,  $N_{\text{spectateurs}} = A - N_{\text{participants}}$  et  $E_{\text{faisceau}} = 2.76/2 = 1.38$  TeV pour des collisions  
1332 Pb-Pb lors des prises de données en 2010 et 2011.

1333 Le ZEM, quant à lui, est positionné à 7.35 m du point d'interaction, dans la direction  
1334 opposée au spectromètre à muons (côté A) et couvre  $4,8 < \eta < 5,7$ . Ce calorimètre  
1335 électromagnétique est composé d'un empilement de plaques de Plomb. Comme pour  
1336 les ZDC-A/C, des fibres optiques en quartz, insérées entre les plaques, sont chargées  
1337 de récupérer les photons Cherenkov. Le signal ainsi collecté dépend directement de la  
1338 multiplicité en particules émises lors de la collision, et donc par extension, de la centralité.

1339 Le ZDC est conçu pour estimer la centralité de la collision. La résolution sur la cen-  
1340 tralité est d'environ 1% pour les événements les plus centraux (0-10%) et de 3% pour  
1341 les événements de centralité intermédiaire (10-30%) [54]. Cette résolution se détériore  
1342 très rapidement avec l'accroissement du paramètre d'impact. En effet, des processus de  
1343 fragmentations multiples des noyaux pour les événements périphériques dégradent la ré-  
1344 solution de l'énergie mesurée par les calorimètres hadroniques. La centralité est estimée  
1345 grâce à la corrélation entre les signaux fournis par les calorimètres hadroniques et par le  
1346 ZEM (figure 2.15).



ALI-PERF-12199

FIGURE 2.15 – Energie déposée dans les calorimètres à neutrons (ZN-A + ZN-C) en fonction de l'énergie déposée dans le ZEM.

1347 **2.2.4 Le VZERO**

1348 Le VZERO [50,55] est composé de deux disques de scintillateur nommés VZERO-A  
 1349 et VZERO-C. Il a été développé et construit à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon  
 1350 (VZERO-C) et par le département de Physique de Cinvestav à Mexico (VZERO-A). Le  
 1351 VZERO-A se situe à 329 cm du point d'interaction ( $Z > 0$  cm) pour un diamètre de  
 1352 100 cm. Le VZERO-C, d'un diamètre de 74 cm, est fixé sur la face avant de l'absorbeur  
 1353 hadronique à environ 90 cm du point d'interaction ( $Z < 0$  cm). La couverture en pseudo-  
 1354 rapidité pour ce détecteur est de  $2.8 < \eta < 5.1$  et  $-3.7 < \eta < -1.7$  pour le VZERO-A  
 1355 et le VZERO-C respectivement. Comme le montre la figure 2.16, les deux disques sont  
 1356 segmentés en 4 anneaux de rayon variable pour une couverture homogène en pseudo-  
 1357 rapidité. La couverture respective de tous les anneaux du VZERO en  $\eta$  est donnée dans  
 1358 le tableau 2.4. Enfin, chaque anneau est scindé en 8 cellules de  $45^\circ$  chacune.

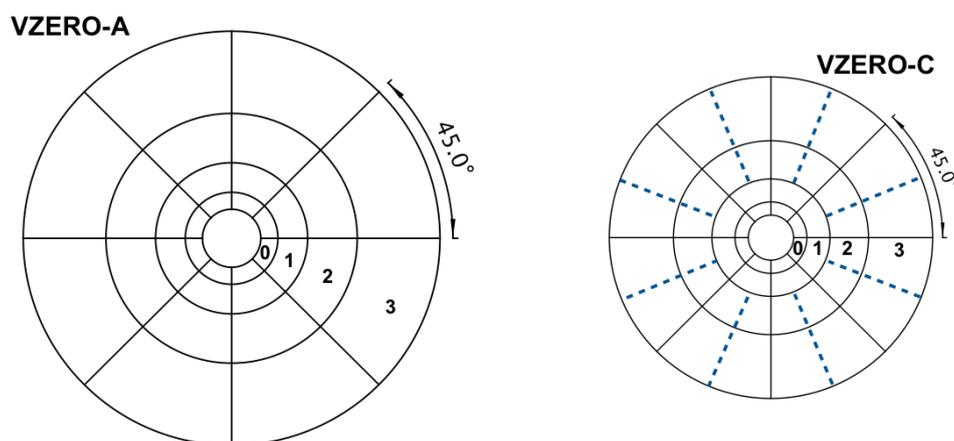


FIGURE 2.16 – Segmentation des disques du VZERO pour le VZERO-A et le VZERO-C. Les éléments scintillants de chaque côté des lignes pointillées pour le VZERO-C sont connectés au même PMT [55].

1359 Les éléments scintillants pour le VZERO sont composés de scintillateur plastique  
 1360 BC404. La lumière générée par le passage des particules chargées à l'intérieur de ces  
 1361 cellules est collectée par des fibres à décalage de longueur d'onde (WLS : Wave Length  
 1362 Shifting) BCF9929A. Ces fibres absorbent la lumière émise par le scintillateur et la conver-  
 1363 tissent, par fluorescence, en photons de longueur d'onde plus grande. L'utilisation de ces  
 1364 fibres permet une collection efficace de la lumière de scintillation et limite l'atténuation  
 1365 du signal dans les fibres optiques par diffusion Rayleigh et/ou absorption. La lumière est  
 1366 ensuite dirigée par réflexion totale dans la fibre vers des PMTs R5946. Ces PMTs à  
 1367 mailles fines ont été choisis pour leur capacité de fonctionnement dans un champ magné-  
 1368 tique. En effet, le VZERO étant entièrement contenu dans l'aimant L3, il est soumis au  
 1369 champ solénoïdal de 0.5 T. La compacité de ces PMTs leur permettent donc d'être moins  
 1370 sensibles à ce genre d'environnement que des PMTs classiques. De plus, pour diminuer  
 1371 l'atténuation du signal dû à l'impact du champ sur la trajectoire des électrons dans le tube,

1372 les PMTs sont orientés avec un angle de  $30^\circ$  par rapport à la direction du champ.

TABLEAU 2.4 – Couverture en pseudo-rapacité et angle polaire ( $^\circ$ ), rayon et position suivant l'axe Z des faisceaux pour les anneaux du VZERO-A et du VZERO-C dans le système de coordonnées de l'expérience ALICE.

Anneau	$\eta_{min}/\eta_{max}$	$\theta_{min}/\theta_{max}$	$r_{min}/r_{max}$ (cm)	Z (cm)
VZERO-A				
0	4.5/5.1	0.7/1.3	4.3/7.5	329
1	3.9/4.5	1.3/2.3	7.7/13.7	329
2	3.4/3.9	2.3/3.8	13.9/22.6	329
3	2.8/3.4	3.8/6.9	22.8/41.2	329
VZERO-C				
0	-3.7/-3.2	175.3/177.0	4,5/7,1	-86
1	-3.2/-2.7	172.3/175.3	7,3/11,7	-87
2	-2.7/-2.2	167.6/172.3	11,9/19,3	-88
3	-2.2/-1.7	160.0/167.6	19,5/32,0	-88

1373 Les systèmes de détection pour le VZERO-A et le VZERO-C sont légèrement différents  
 1374 (figure 2.17). Les cellules scintillantes du VZERO-A font 2.5 cm d'épaisseur et les  
 1375 fibres WLS sont directement intégrées à l'intérieur de celles-ci. La lumière est ensuite  
 1376 directement transmise aux PMTs (1 PMT par cellule soit 32 voies). En ce qui concerne  
 1377 le VZERO-C, l'espace occupé par les autres détecteurs et la présence de l'absorbeur  
 1378 impose une géométrie légèrement différente. En effet, les éléments de scintillation ne  
 1379 font que 2 cm d'épaisseur et les fibres WLS sont collées sur les bords de chaque  
 1380 cellule. À la suite de ces fibres, 3 m de fibres claires acheminent les photons vers 32  
 1381 photomultiplicateurs. Afin d'optimiser la collection de la lumière par les fibres à décalage de  
 1382 longueur d'onde<sup>12</sup>, les éléments des deux anneaux extérieurs du VZERO-C sont divisés  
 1383 en 2 sections de  $22.5^\circ$  comme le montre la figure 2.16. Ces sections sont connectées  
 1384 au même photomultiplicateur.

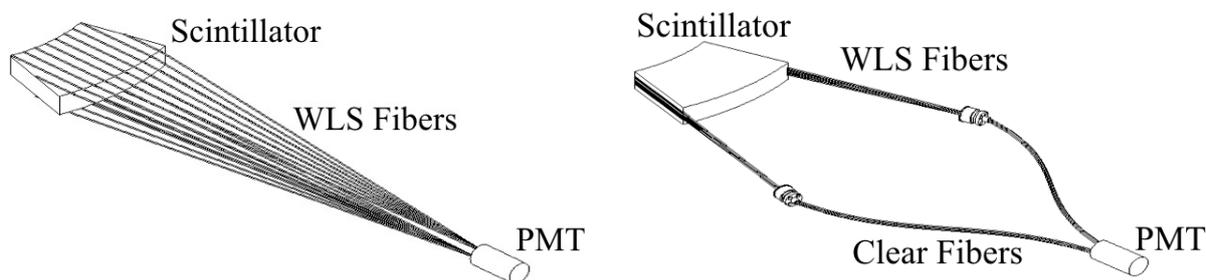


FIGURE 2.17 – Représentation schématique du système de détection pour un élément scintillant du VZERO-A (gauche) et du VZERO-C (droite) [55].

12. L'utilisation de cellules scintillantes de trop grande taille peut conduire à de fortes fluctuations du signal (auto-absorption des photons par le scintillateur) et une dégradation de la résolution temporelle.

1385 A la sortie des PMTs, des préamplificateurs délivrent deux signaux par voie vers  
1386 l'électronique frontale (FEE : Front-End Electronics), le premier reste inchangé alors que le  
1387 second est amplifié d'un facteur 10. Ce système génère 16 signaux de déclenchement LO  
1388 dont seulement 5 sont envoyés au CTP selon les caractéristiques de la prise de données  
1389 et la configuration de l'expérience ALICE ainsi que du LHC. Pour chacune des 64 voies  
1390 du VZERO, l'électronique mesure :

- 1391 — le temps d'arrivée de l'impulsion par rapport à l'horloge LHC avec une résolution
- 1392 de 450 ps pour le VZERO-A et 350 ps pour le VZERO-C ;
- 1393 — la largeur en temps de cette impulsion au dessus du seuil du discriminateur ;
- 1394 — la charge intégrée de cette impulsion.

1395 Les deux premières quantités sont mesurées par des TDCs (Time Digital Converter) sur le  
1396 signal amplifié et la dernière est intégrée grâce à un ADC (Analog-to-Digital Converter).  
1397 Deux types de déclenchement sont dispensés par l'électronique frontale. Le premier type  
1398 est basé sur la coïncidence des fenêtres en temps prédéfinis pour les interactions faisceau-  
1399 faisceau et faisceau-gaz et le signal en temps mesuré par les éléments du VZERO.  
1400 Ce type est utilisé pour le déclenchement de biais minimum, la réjection des interactions  
1401 faisceau-gaz et pour la sélection d'événements suivant la multiplicité de particules produites  
1402 par la collision. Le deuxième type de déclenchement utilise la charge totale collectée par  
1403 le VZERO-A et le VZERO-C. Il permet de définir deux niveaux de déclenchement en  
1404 fonction de la centralité de la collision en Pb-Pb et p-Pb. Enfin, le VZERO, à l'image du  
1405 TO, fournit un signal de déclenchement rapide pour la mise en marche du TRD.

1406 En définitive, le VZERO joue donc un rôle clé dans le déclenchement LO de l'expérience  
1407 ALICE qui permet au CTP, par combinaison avec d'autres informations à différents niveaux  
1408 de déclenchement, de construire des déclenchements rares comme le déclenchement sur  
1409 les muons ou sur les gerbes de haut  $p_T$ .

#### 1410 **2.2.4.1 Calibration et correction du signal du VZERO**

1411 Les hautes tensions de chaque voie sont alors ajustées pour obtenir une réponse  
1412 uniforme en amplitude pour toutes les voies du VZERO. Lors des collisions p-p, les hautes  
1413 tensions ont une valeur moyenne autour de 2000 V. En collisions Pb-Pb, afin de limiter  
1414 la saturation due à la grande multiplicité atteinte, la valeur moyenne des hautes tensions  
1415 est inférieure, de l'ordre de 1500 V. Le gain des PMTs est alors réduit d'un facteur 10  
1416 par rapport aux collisions p-p.

1417 Les temps d'arrivée du signal en fonction de la voie ont été égalisés. On obtient une  
1418 uniformité sur l'ensemble des cellules de l'ordre de 0.5 ns très proche de la résolution  
1419 temporelle du VZERO. Le temps de vol des particules entre le point d'interaction nominal  
1420 et les deux disques du VZERO sont respectivement d'environ 11 ns pour le VZERO-A  
1421 et 3 ns pour le VZERO-C. La ligne pointillée sur la figure 2.18 représente le temps de  
1422 collision. On observe clairement sur cette figure le signal provenant des collisions faisceau-  
1423 faisceau et celui provenant des collisions entre un des deux faisceaux et le gaz résiduel  
1424 du tube faisceau. La réponse des voies en temps est uniforme.

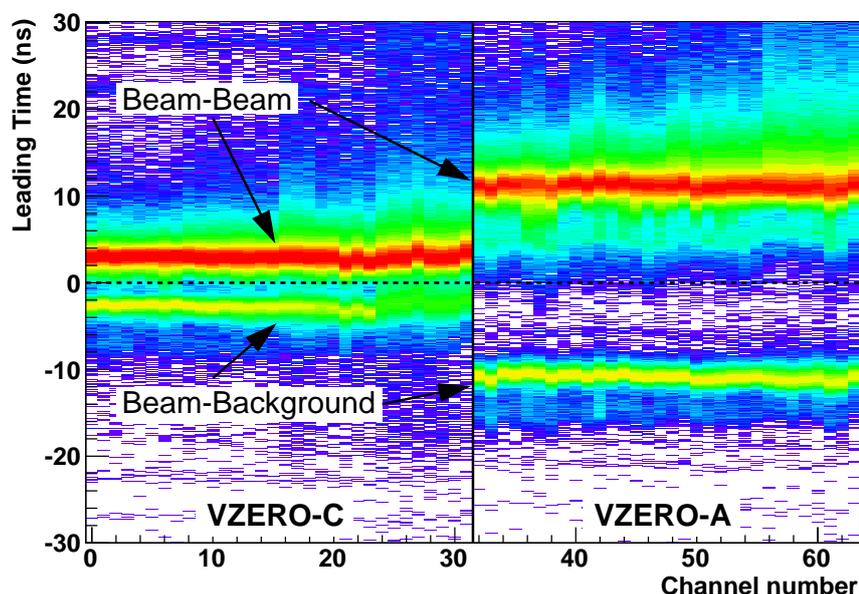


FIGURE 2.18 — Temps d'arrivée de l'impulsion en ns pour des collisions p-p à  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Les voies sont numérotées de 0 à 31 pour le VZERO-C et de 32 à 63 pour le VZERO-A [55].

1425 L'utilisation d'un discriminateur à seuil implique que les temps d'arrivée obtenus par les  
 1426 cellules du VZERO sont affectés par un décalage de la charge vers les grands temps, ou  
 1427 effet de « slewing ». Cet effet est corrigé dans les données et plus de détails peuvent  
 1428 être trouvés dans [55].

#### 1429 2.2.4.2 Missions et implication du VZERO dans les analyses

1430 Les applications du VZERO dans l'expérience ALICE sont à la fois techniques et  
 1431 physiques. Sa position et la robustesse de la technologie sur laquelle il est basé en font  
 1432 un excellent détecteur pour le déclenchement LO quel que soit le système de collisions  
 1433 étudié. Il est notamment possible de rejeter les événements provenant d'interactions entre  
 1434 le faisceau et le gaz résiduel du tube en étudiant le temps de vol des particules qui tra-  
 1435 versent les deux disques. Enfin, certaines grandeurs géométriques et physiques peuvent être  
 1436 mesurées telles que la luminosité, la centralité, le plan de la réaction, le flot anisotropique  
 1437 ou encore la multiplicité de particules chargées. Dans la suite, on détaillera le système de  
 1438 déclenchement basé sur le VZERO ainsi que les mesures réalisées sur la centralité le plan  
 1439 de réaction et la luminosité. La dernière mesure est détaillée dans le chapitre 3.

1440 **Le système de déclenchement du VZERO** tient une place importante dans le dé-  
 1441 déclenchement LO de l'expérience ALICE. Il permet de fournir un déclenchement de biais  
 1442 minimum (MB) en p-p, p-Pb (Pb-p) et Pb-Pb et un déclenchement basé sur la centra-  
 1443 lité de la collision en Pb-Pb. Le VZERO a été opérationnel durant toute la période de

fonctionnement de l'expérience ALICE. Quel que soit le type de collisions, ce système de déclenchement est toujours construit suivant les mêmes principes de base. Le déclenchement de biais minimum requiert une combinaison logique entre les réponses du SPD et des deux disques du VZERO donnée dans le tableau 2.5. Le seuil de déclenchement de chacune des voies du VZERO correspond à l'énergie moyenne déposée, ou une fraction de celle-ci, par une particule à son minimum d'ionisation (MIP). Enfin, le déclenchement MB est mis en coïncidence avec le temps de croisement de faisceau donné par le LHC. Durant la période d'acquisition en collisions Pb-Pb en 2011, ce système de déclenchement MB fut complété par deux autres basés sur la centralité de la collision :

- un déclenchement sur les 50% des événements les plus centraux ;
- un déclenchement sur les 10% des événements les plus centraux.

Lors des collisions Pb-Pb, le système VZERO est configuré pour obtenir une grande efficacité vis-à-vis des interactions hadroniques.

TABLEAU 2.5 – Configuration logique du système de déclenchement MB de ALICE en fonction de la période et du système collisionnel. Au moins un signal (i.e. au moins une particule traversant le détecteur considéré) est demandé dans un ou chacun des détecteurs composant la combinaison. Si le déclenchement impose N signaux dans le même détecteur, cette condition est notée « × N » dans le tableau ci-dessous. La notation SPDo (SPD outlayer) correspond à la dernière couche du SPD uniquement.

Système	Periode	Combinaison logique
P-P	2009-2010 2011	SPD ou VZERO-A ou VZERO-C VZERO-A et VZERO-C
Pb-Pb	début 2010 fin 2010-2011	2 conditions sur 3 : SPDo (× 2), VZERO-A, VZERO-C SPD et VZERO-A et VZERO-C
p-Pb/Pb-p	2012 2013	VZERO-A ou VZERO-C VZERO-A et VZERO-C

Les capacités de déclenchement du VZERO sont aussi utilisées pour identifier et rejeter les interactions entre le faisceau et le gaz résiduel présent dans le tube. En effet, quel que soit le système collisionnel, un bruit de fond non négligeable provient de ces interactions. Pour ce faire, on utilise le temps de vol des particules détectées par le VZERO par rapport à l'horloge LHC. La figure 2.19 présente les trois cas possibles. Premièrement, si l'interaction est issue de la collision entre les deux faisceaux (BB), les particules produites atteignent le VZERO-A et le VZERO-C en 11 ns et 3 ns respectivement après le signal de croisement de faisceaux donné par l'horloge LHC. Si l'interaction est de type faisceau-gaz (BG) et provient du côté A<sup>13</sup>, les particules atteignent le VZERO-A 11 ns avant le croisement des faisceaux et le VZERO-C 3 ns après. Le même raisonnement peut être appliqué pour une interaction BG venant du côté C.

Pour clairement distinguer les deux types d'interactions, un calcul du temps de vol moyen est exécuté pour chaque disque du VZERO. La figure 2.20 montre le temps moyen dans le VZERO-C en fonction du temps moyen dans le VZERO-A. On observe

13. L'interaction a lieu en amont du VZERO-A.

1471 ici qu'en demandant un temps de vol moyen positif pour les deux disques, on peut  
1472 facilement rejeter les événements BG pour ne conserver que les événements BB.

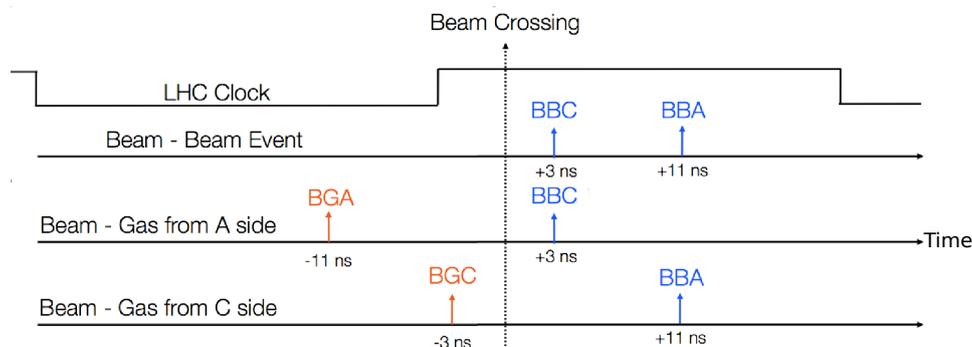


FIGURE 2.19 – Schéma chronologique des temps d'arrivée des particules suivant le type d'interaction (BB ou BG).

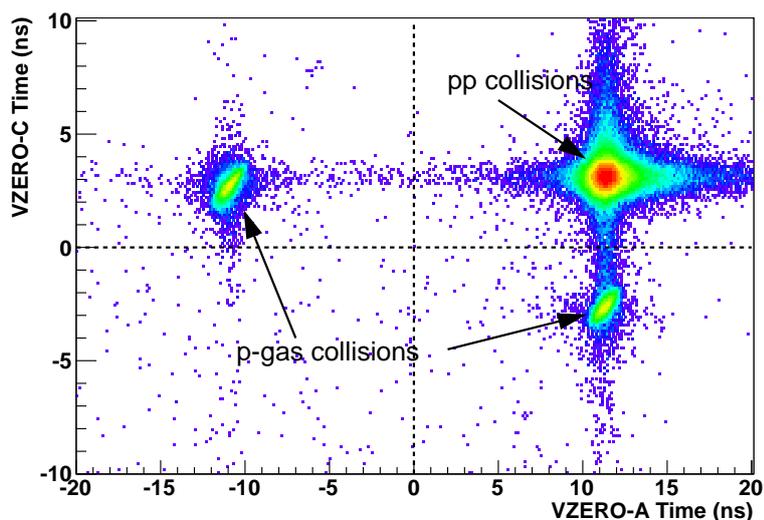


FIGURE 2.20 – Temps de vol moyen des particules détectées par les deux disques du VZERO.

1473 **La mesure de la luminosité** en ligne peut être réalisée par le VZERO. Cette grandeur  
1474 a été définie dans la section 2.1.4.1 comme  $\mathcal{L} = N/\sigma$ , où N est le nombre de collisions  
1475 par seconde et  $\sigma$  la section efficace d'un processus donné. Du point de vue de la détection,  
1476 le nombre de collisions par seconde peut être défini comme le taux de comptage d'un  
1477 détecteur corrigé de son acceptation et de son efficacité. On peut donc écrire :

$$\mathcal{L} = \frac{R}{A \cdot \epsilon \cdot \sigma} \quad , \quad (2.7)$$

1478 où, R est le taux de comptage,  $\sigma$  est la section efficace du processus considéré,  $A \cdot \epsilon$  est

1479 le facteur acceptance fois efficacité du détecteur utilisé. Le taux de comptage est mesuré  
 1480 avec le VZERO en utilisant la méthode de balayage de Van der Meer [56, 57]. Il est  
 1481 fonction des déplacements transverses du faisceau notés  $D_x$  et  $D_x$  comme le montre la  
 1482 figure 2.21. Les facteurs de forme  $Q_x$  et  $Q_y$  sont alors extraits comme le rapport de la  
 1483 hauteur et de l'intégrale de ces distributions dans les deux directions. On obtient alors :

$$\mathcal{L} = n_b f_{rev} N_1 N_2 Q_x Q_y \quad , \quad (2.8)$$

1484 où

- 1485 —  $n_b$  est le nombre de paquets par faisceau ;
- 1486 —  $f_{rev} = 11.2455 \text{ kHz}$  est la fréquence de révolution du LHC ;
- 1487 — et  $N_1$  et  $N_2$  les intensités des faisceaux mesurées par le LHC pour un angle de  
 1488 croisement de faisceaux nul.

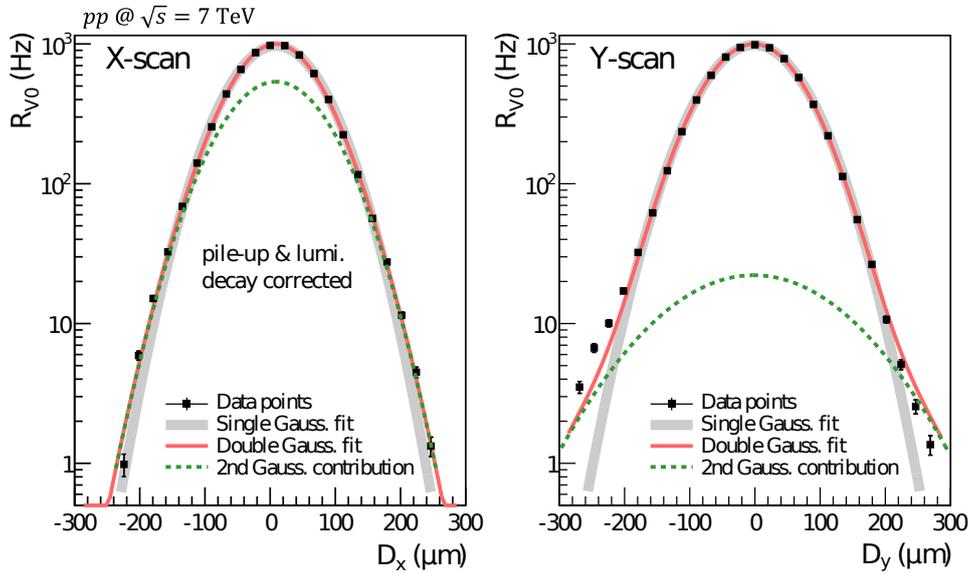


FIGURE 2.21 – Taux de comptage du VZERO en collision pp à 7 TeV en fonction des déplacements transverses des faisceaux [57].

1489 Enfin, le VZERO peut aussi être utilisé pour la mesure du taux d'empilement. Le  
 1490 taux d'interaction mesuré par le VZERO fournit une information sur le nombre moyen  
 1491 de collisions par croisement de faisceaux. La mesure du taux d'empilement est ensuite  
 1492 utilisée pour corriger la mesure de la section efficace de biais minimum pour des collisions  
 1493 inélastiques  $\sigma_{inel}^{14}$ .

1494 **La centralité et le plan de réaction** sont basés sur la géométrie de la collision et  
 1495 peuvent être estimés avec le VZERO.

14. Il faut noter que la section efficace mesurée par ALICE n'est pas réellement la section efficace de biais minimum. En effet, pour la mesure de la section efficace, une coïncidence entre les signaux du VZERO-A et du VZERO-C est demandée ce qui introduit un biais.

1496 La centralité est directement reliée à la multiplicité de particules produites à la collision.  
 1497 La réponse en amplitude du VZERO évoluant linéairement avec le nombre de particules  
 1498 produites, il est possible d'en extraire l'information sur la centralité de la collision. En  
 1499 utilisant un modèle de Glauber (voir chapitre 1), on peut accéder aux valeurs de paramètres  
 1500 tels que le paramètre d'impact  $b$ , le nombre de participants à la collision  $N_{part}$  ou encore  
 1501 le nombre de collisions binaires  $N_{coll}$ . Pour cela, on ajuste la distribution en amplitude du  
 1502 signal du VZERO avec une Distribution Binomiale Négative (NBD) extraite de ce modèle.  
 1503 Ce dernier reproduit correctement la distribution du VZERO pour des événements allant  
 1504 des plus centraux aux plus périphériques et permet de définir des tranches en centralité  
 1505 (figure 2.22). Le VZERO est le détecteur qui fournit une très bonne résolution (figure  
 1506 2.23) et est utilisé par défaut comme estimateur de la centralité dans l'expérience ALICE.

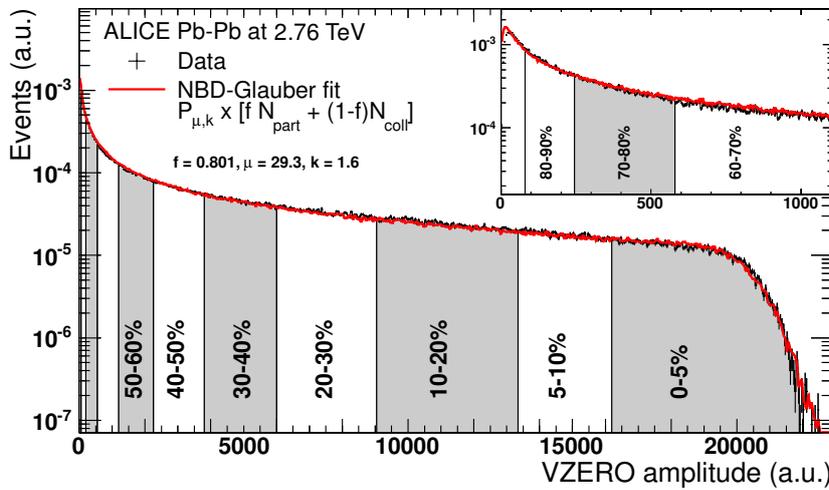


FIGURE 2.22 – Distribution en amplitude sommée sur les deux disques du VZERO (trait noir) en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. La ligne rouge est un ajustement issu d'une modélisation de type Glauber. La distribution est découpée en classes de centralité indiquant le plus ou moins grand recouvrement des noyaux incidents lors de collisions hadroniques [54].

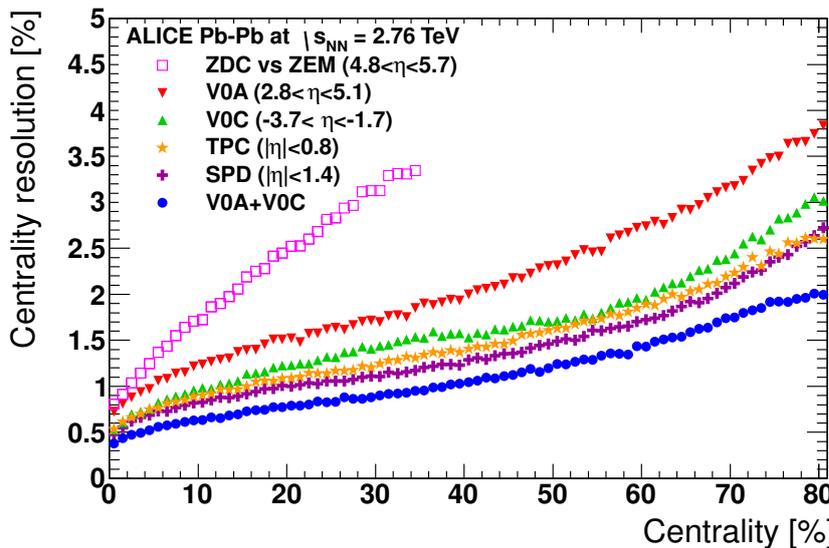


FIGURE 2.23 – Résolution sur la centralité de la collision pour différents détecteurs de l'expérience ALICE en fonction de la centralité [54].

1507 Le plan de réaction est défini par la direction du faisceau et l'axe contenant le centre  
 1508 des deux projectiles le long duquel est mesuré le paramètre d'impact. La granularité du  
 1509 VZERO (8 secteur de  $45^\circ$ ) permet de connaître l'orientation de ce plan. Cette mesure

est importante pour l'étude du flot anisotropique qui se développe par rapport à ce plan et fournit des informations sur les propriétés du système lors des premiers instants de la collision.

### 2.2.4.3 Conclusion et perspectives

Le VZERO est un détecteur qui joue un rôle crucial dans l'expérience ALICE, tant au niveau du déclenchement qu'au niveau de la détermination de variables importantes pour l'étude et la caractérisation des collisions dans les différents systèmes telles que la centralité ou encore la luminosité. Il est aussi utilisé pour plusieurs mesures de physique développées dans les chapitres 3 et 4. Ses performances et son bon fonctionnement durant toute la période de prise de données traduisent une bonne stabilité et une robustesse du détecteur (figure 2.24).

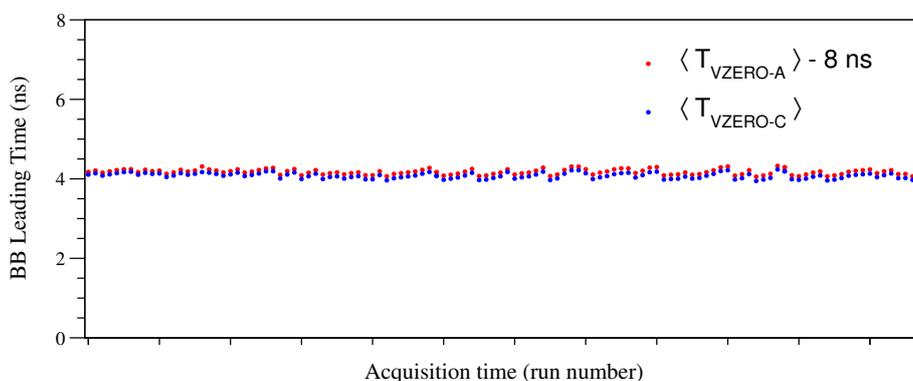


FIGURE 2.24 — Temps moyen dans le VZERO-A (rouge) et le VZERO-C (bleu) en fonction du temps durant la période de prise de données LHC11h.

### 2.2.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons d'ALICE [58, 59] mesure 17 m de long et dispose d'une couverture en pseudo-rapacité de  $-4.0 < \eta < -2.5$ , ce qui correspond à une couverture angulaire de  $171^\circ < \theta < 178^\circ$  dans le système de coordonnées de l'expérience. Il a été construit dans le but d'étudier la beauté et le charme ouvert (mésons B et D), la production de charmonia et bottomonia ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$  ...) et les mésons vecteurs de basse masse ( $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$ ) dans le canal (di)muonique. Pour cela, le spectromètre est capable de détecter des muons jusqu'à des impulsions transverses de 0.5 GeV/c et séparer les états résonants beaux :  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  et  $\Upsilon(3S)$  malgré la haute multiplicité atteinte en collisions Pb-Pb. Pour remplir cette dernière condition, une résolution de 100 MeV/c<sup>2</sup> doit être atteinte pour une masse de l'ordre de 10 GeV/c<sup>2</sup> ( $\sim M_\Upsilon$ ).

Une vue en coupe schématique du spectromètre est donnée dans la figure 2.25. L'absorbeur frontal et le blindage du tube faisceau servent à réduire le bruit de fond. Les

1534 cinq stations de trajectographie et l'aimant dipolaire permettent de reconstruire les traces  
 1535 laissées par les muons et de mesurer leur impulsion. Enfin, le mur de fer filtre les muons  
 1536 ayant une impulsion  $p < 4 \text{ GeV}/c$  et est suivi de deux stations assurant le déclenchement.

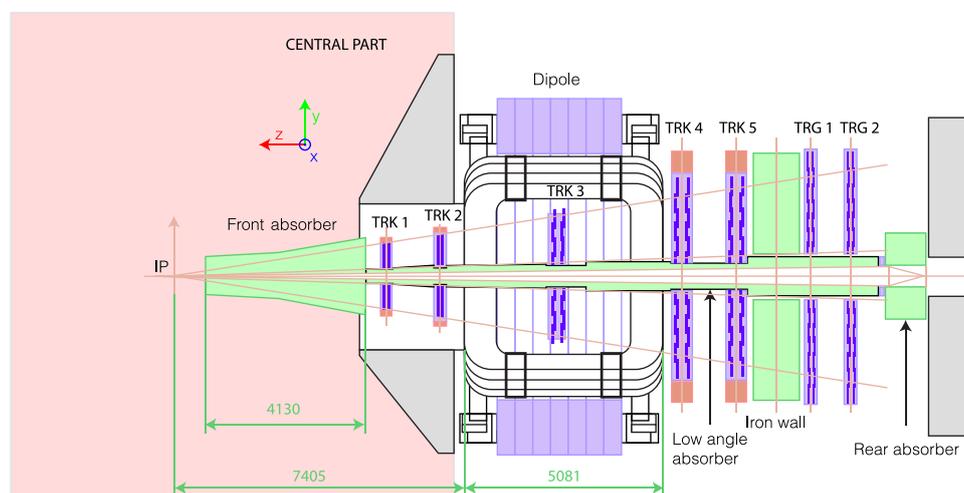


FIGURE 2.25 – Vue en coupe longitudinale schématique du spectromètre à muon d'ALICE [60].

### 1537 2.2.5.1 Les absorbeurs et le blindage du tube faisceau

1538 Lors des collisions, et notamment dans le cadre des hautes multiplicités atteintes  
 1539 en collisions Pb-Pb, une forte contribution du bruit de fond au signal mesuré par le  
 1540 spectromètre est attendue<sup>15</sup>. Pour réduire ce phénomène, plusieurs absorbeurs ont été mis  
 1541 en place.

1542 **L'absorbeur hadronique frontal** (figure 2.26) est positionné à 90 cm du point d'interac-  
 1543 tion juste derrière le VZERO-C et mesure 4.13 m de long. Lors de la collision, un grand  
 1544 nombre de pions et de kaons sont produits. Ces deux types de particules se désintègrent  
 1545 majoritairement dans le canal semi-muonique. Les muons ainsi produits sont une source  
 1546 majeure de bruit de fond dans le spectromètre. Le rôle premier de l'absorbeur frontal  
 1547 est de diminuer cette contribution en limitant le libre parcours moyen de ces hadrons.  
 1548 Ceci explique sa position très proche du point d'interaction. Il est conçu pour limiter la  
 1549 rétrodiffusion des particules chargées et neutres vers la TPC, la diffusion multiple et les  
 1550 pertes d'énergie en son sein. Il permet aussi de maintenir un taux d'occupation dans  
 1551 les chambres de trajectographie inférieur à 5%. Il est constitué de plusieurs couches de  
 1552 matériaux différents<sup>16</sup> afin d'absorber un maximum de particules. Il stoppe également les  
 1553 muons de très basse impulsion transverse ( $p_T < 0.5 \text{ GeV}/c$ ).

15. Ce bruit de fond provient de muons célibataires issus de la décroissance de pions et de kaons.

16. On y retrouve du graphite, béton, acier, etc. pour une longueur totale de  $60 X_0$ .

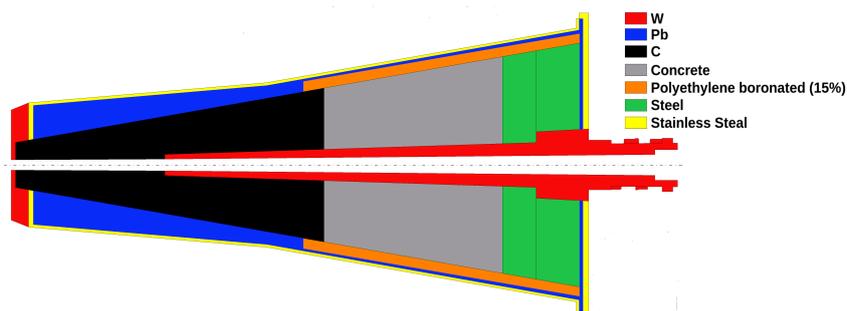


FIGURE 2.26 – Vue en coupe schématique de l'absorbeur frontal du spectromètre à muon d'ALICE [61, 62].

1554 **Le blindage du tube faisceau** protège, sur toute sa longueur, le détecteur contre les  
 1555 particules émises à très petits angles et les interactions faisceau-gaz. Constitué de métaux  
 1556 lourds, il est optimisé pour réduire le taux de particules produites par interaction entre  
 1557 les particules provenant du faisceau et le tube lui-même. Enfin, le dispositif est complété  
 1558 par un mur de fer d'1 m d'épaisseur et de rayon 1.1 m situé derrière les stations  
 1559 de déclenchement du détecteur. Cet absorbeur protège le spectromètre des particules  
 1560 provenant des interactions faisceau-gaz créées en amont dans la machine.

1561 **L'absorbeur à muons** est un mur de fer de 1.2 m d'épaisseur situé juste devant la  
 1562 première chambre de déclenchement. Il a pour rôle de filtrer les muons de basse impulsion  
 1563 qui pourraient provenir du bruit de fond. En association avec l'absorbeur frontal, le filtre  
 1564 à muons impose une coupure de 4 GeV/c sur l'impulsion des muons ce qui réduit  
 1565 drastiquement la contribution du bruit de fond aux mesures. Cependant, cette coupure  
 1566 diminue d'autant la statistique collectée dans la région des basses masses.

### 1567 2.2.5.2 L'aimant dipolaire

1568 L'aimant dipolaire est situé à 9.94 m du point d'interaction et pèse 850 t. D'une  
 1569 longueur de 4.97 m, il délivre un champ de 0.7 T, soit une valeur intégrée de 3 T.m  
 1570 entre le point d'interaction et le filtre à muons. Le champ magnétique généré est orienté  
 1571 suivant l'axe X de l'expérience. Cet aimant permet de courber suffisamment la trajectoire  
 1572 des muons pour obtenir une mesure précise de l'impulsion. Il abrite la troisième chambre  
 1573 de trajectographie du spectromètre.

### 1574 2.2.5.3 Les chambres de trajectographie

#### 1575 Caractéristiques des chambres

1576 Le système de trajectographie du spectromètre à muons est composé de cinq stations

1577 contenant chacune deux chambres. Les deux premières stations sont placées entre l'absor-  
1578 beur frontal et l'aimant dipolaire, la station 3 est contenue dans ce dernier et les deux  
1579 dernières stations sont placées entre l'aimant et le mur de fer (figure 2.25). Les chambres  
1580 à l'intérieur d'une même station sont séparées d'environ 10 à 20 cm et sont chacune  
1581 composées de MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) à cathodes segmentées ou CPC  
1582 (Cathode Pad Chamber). Enfin, les deux premières stations sont composées de quadrants  
1583 alors que les stations 3, 4 et 5 sont composées de lattes (figure 2.27).



FIGURE 2.27 – Photographies montrant la géométrie en quadrants des stations 1 et 2 (gauche) et la géométrie en lattes des stations 3, 4 et 5 (droite).

#### 1584 **Alignement**

1585 Afin d'obtenir une résolution en masse la meilleure possible, il est important de connaître  
1586 précisément la position de chaque chambre de trajectographie. Pour cela, on acquiert  
1587 régulièrement des données sans champ magnétique. Les traces ainsi produites traversent  
1588 les chambres en ligne droite et sont traitées à l'aide d'un algorithme Millepede [63]  
1589 permettant de déterminer la position des chambres. La résolution atteinte sur cette position  
1590 est de l'ordre de quelques centaines de micromètres. Cependant, les matériaux composants  
1591 les chambres, comme leur support, sont sensibles au champ magnétique. Par conséquent, la  
1592 position initiale des chambres est perturbée par la mise sous tension successive des aimants  
1593 L3 et dipolaire. De plus, les plans de détection et leur support subissent des déformations  
1594 dues à l'augmentation de la température lors de l'acquisition. Ces déplacements et ces  
1595 déformations des chambres de trajectographie sont mesurés et enregistrés par le système  
1596 GMS (Geometry Monitoring System) [64]. Il s'agit de diodes lasers et de caméras placées  
1597 sur chaque coin des chambres. La résolution sur la position ainsi atteinte est meilleure que  
1598  $40 \mu\text{m}$  en X et Y.

#### 1599 **Reconstruction des traces**

1600 La reconstruction des traces dans le spectromètre à muons se décompose en deux  
1601 étapes. Premièrement, les points d'impacts laissés par le passage des particules dans les  
1602 différentes chambres de trajectographie sont localisés. La charge déposée se répartit sur

1603 un groupe de segments de cathode adjacents d'une chambre. Ce groupe peut être  
 1604 issu du passage d'une ou plusieurs particules. On applique alors un algorithme appelé  
 1605 MLEM (Maximum Likelihood Expectation Maximization) qui permet de différencier la  
 1606 contribution de chaque particule incidente au groupe de segments touchés. Ensuite, le  
 1607 point de passage de chaque particule dans la chambre est déterminé par la méthode de  
 1608 Mathieson-Gatti [65–67]. La seconde étape de la reconstruction consiste à extrapoler  
 1609 les traces à partir de la position des impacts dans les chambres en tenant compte de  
 1610 la déviation due au champ magnétique. L'algorithme démarre d'un impact sur une des  
 1611 dernières stations (4 et 5) et définit une zone de recherche de trace sur la station  
 1612 précédente. Un nouvel impact est alors associé à la trace et le processus est répété  
 1613 jusqu'à ce que l'algorithme soit parvenu à la première station. Il faut au moins 6 points  
 1614 de référence dans la totalité des 10 chambres pour qu'une trace soit reconstruite. Enfin,  
 1615 la trace est extrapolée à travers l'absorbeur frontal jusqu'au vertex primaire. La distance  
 1616 obtenue entre cette extrapolation au vertex et la position du vertex mesurée est appelée  
 1617 DCA (Distance Closest Approach) et permet de déterminer si la trace ainsi reconstruite  
 1618 provient d'un vertex secondaire (désintégration de  $\pi$  et  $K$  par exemple) ou d'une particule  
 1619 primaire ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\Phi$ ,  $J/\psi$ , etc.).

#### 1620 2.2.5.4 Les chambres de déclenchement

1621 Le système de déclenchement du spectromètre à muons est composé de deux stations  
 1622 situées à environ 16 m du point d'interaction et séparées d'un mètre l'une de l'autre  
 1623 (figure 2.25). Elles sont placées derrière le filtre à muons et sont constituées de deux  
 1624 chambres composées de 18 RPCs (Resistive Plate Chamber) chacune. Les RPCs ont une  
 1625 très bonne résolution temporelle, ce qui est nécessaire pour un système de déclenchement.  
 1626 Les chambres de déclenchement génèrent et envoient 6 signaux vers le CTP :

- 1627 — MSL : Au moins un muon avec un  $p_T$  supérieur à la coupure bas  $p_T$  du système  
 1628 de déclenchement ;
- 1629 — MSH : Au moins un muon avec un  $p_T$  supérieur à la coupure haut  $p_T$  du système  
 1630 de déclenchement ;
- 1631 — MLL : Au moins deux muons de même signe avec un  $p_T$  supérieur à la coupure  
 1632 bas  $p_T$  du système de déclenchement ;
- 1633 — MLH : Au moins deux muons de même signe avec un  $p_T$  supérieur à la coupure  
 1634 haut  $p_T$  du système de déclenchement ;
- 1635 — MUL : Au moins deux muons de signe opposé avec un  $p_T$  supérieur à la coupure  
 1636 bas  $p_T$  du système de déclenchement ;
- 1637 — MUH : Au moins deux muons de signe opposé avec un  $p_T$  supérieur à la coupure  
 1638 haut  $p_T$  du système de déclenchement.

1639 Durant les différentes prises de données, les seuils pour les coupures bas et haut  $p_T$  ont  
 1640 été modifiés. On notera que cette coupure a été placée à 1 GeV/c pour le seuil bas  $p_T$   
 1641 et 2 GeV/c pour le seuil haut  $p_T$  lors de la prise de données Pb-Pb 2011. Le seuil bas  
 1642  $p_T$  a ensuite été modifié pour être fixé à 0.5 GeV/c pour les données p-Pb, Pb-p et p-p  
 1643 de 2013.

1644 **2.2.6 Conclusion et perspectives**

1645 Le spectromètre à muons d'ALICE a été construit avec comme objectif une résolution  
 1646 en masse de  $100 \text{ MeV}/c^2$  à  $10 \text{ GeV}/c^2$  et pour détecter les muons jusqu'à très bas  
 1647  $p_T$ . La conception des chambres de trajectographie et de déclenchement ainsi qu'une  
 1648 protection des plans de détection à l'aide d'absorbeurs permettent d'atteindre de telles  
 1649 performances.

1650 Cependant, des améliorations sont envisagées. Tout d'abord, pour pouvoir supporter  
 1651 les hautes luminosités atteintes par le LHC en 2018, une amélioration de l'électronique  
 1652 d'acquisition du bras dimuon est prévue pendant le LS2. À plus long terme, pour améliorer  
 1653 la résolution en masse du spectromètre à muons, un autre projet a été proposé. En effet,  
 1654 la diffusion multiple dans l'absorbeur frontal et l'incertitude sur la position du vertex  
 1655 d'interaction dégrade la résolution en masse. L'effet est d'autant plus important que la  
 1656 masse est petite (*i.e.* petites impulsions). L'idée est d'insérer plusieurs plans de détection  
 1657 en pixel de Silicium entre le point d'interaction et l'absorbeur frontal. Ceci permettrait une  
 1658 reconstruction des trajectoires en amont de l'absorbeur et donc de diminuer l'incertitude  
 1659 liée à l'extrapolation de la trace muon jusqu'au vertex d'interaction. Ce projet nommé MFT  
 1660 (Muon Forward Tracker) [68] présente d'ores et déjà des résultats encourageants comme  
 1661 le montre la figure 2.28. D'après des simulations réalistes réalisées pour les collisions Pb-Pb  
 1662 à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  (Centralité : 0-10%,  $\mathcal{L}_{int} = 10 \text{ nb}^{-1}$  et  $1.0 < p_T < 10.0 \text{ GeV}/c$ ), on  
 1663 obtiendrait une amélioration d'un facteur 3 environ sur la résolution en masse du  $\omega$  et  
 1664 du  $\Phi$ . L'IPN de Lyon est un des laboratoires moteurs de ce projet.

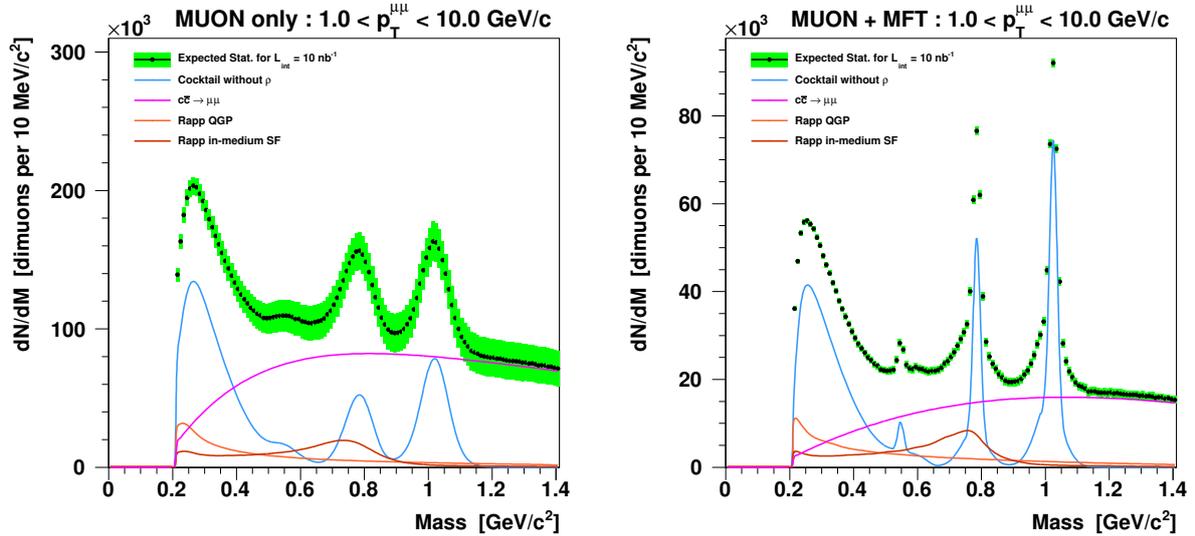


FIGURE 2.28 — Spectre en masse attendu dans la région des basses masses sans (gauche) et avec (droite) le MFT. Ces spectres sont obtenus à partir de simulations réalistes pour 10% des événements les plus centraux,  $\mathcal{L}_{int} = 10 \text{ nb}^{-1}$  et  $1.0 < p_T < 10.0 \text{ GeV}/c$ .

### 1665 2.2.7 L'environnement de travail dans ALICE et la WLCG

1666 Les outils de calculs hors-ligne fournissent le cadre permettant l'exploitation des données  
 1667 incluant la simulation, la reconstruction des données, le calibrage et l'alignement des  
 1668 détecteurs, la visualisation et l'analyse. L'environnement de travail d'ALICE est représenté  
 1669 par le schéma de la figure 2.29. Cet environnement est basé sur la programmation  
 1670 orientée objet et utilise le langage C++. À sa base, on retrouve le logiciel ROOT [69]  
 1671 développé au CERN. Il s'agit d'un ensemble de classes applicables à un grand nombre de  
 1672 domaines en physique nucléaire et des particules et utilisé par de nombreuses collaborations  
 1673 à travers le monde. Sur cette base est construit un ensemble de classes plus spécifiques à  
 1674 l'expérience ALICE appelé AliRoot [70] qui fournit l'environnement pour le développement  
 1675 de logiciel pour la génération d'événements, la simulation du détecteur, et la reconstruction  
 1676 des événements et des données.

1677 Les principaux buts d'AliRoot sont :

- 1678 — la simulation de collisions hadroniques et la réponse des détecteurs en résultant ;
- 1679 — la reconstruction des données brutes obtenues lors de collisions réelles ou de données  
 1680 simulées ;
- 1681 — et l'analyse des données ainsi reconstruites.

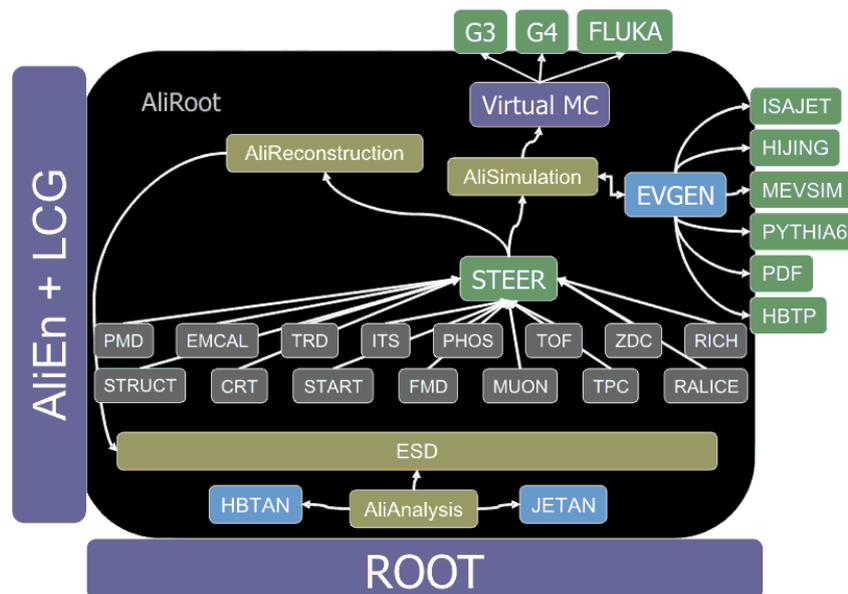


FIGURE 2.29 – Vue schématique de la structure du logiciel AliRoot.

1682 Le coeur du logiciel AliRoot est le module STEER qui contient les classes de bases,  
 1683 fournit l'interface nécessaire à toutes les parties du code et gère l'acquisition des données.  
 1684 Les codes pour les différents détecteurs sont indépendants et permettent donc à un grand  
 1685 nombre de personnes de travailler en parallèle en minimisant les interférences. AliRoot  
 1686 joue aussi le rôle d'interface avec les générateurs Monte Carlo comme PYTHIA [71] où  
 1687 HIJING [72] qui simulent les collisions hadroniques. Il en va de même avec les logiciels

1688 de transport comme GEANT3 [73], GEANT4 [74] ou FLUKA [75] qui simulent la  
 1689 réponse des détecteurs. Enfin, la structure d'AliRoot est complétée par un grand nombre  
 1690 de classes utilisées pour les analyses spécifiques à chaque thème de physique.

1691 La figure 2.30 illustre le processus de reconstruction des données brutes à partir de  
 1692 la production d'événements simulés ou d'acquisition d'événements réels. Les événements  
 1693 simulés par les générateurs créent des particules qui sont transportées vers et à travers les  
 1694 détecteurs par les codes de transport. Ces mêmes codes reproduisent alors les réponses  
 1695 des volumes sensibles, que représentent les détecteurs, au passage de chaque particule :  
 1696 c'est ce qu'on appelle les « Hits ». Il s'agit de signaux numérisés obtenus par un volume  
 1697 sensible du détecteur considéré. Ils contiennent des informations sur leur position spatiale  
 1698 dans le volume de détection, sur l'énergie déposée ou encore sur la nature de la particule  
 1699 à leur origine. L'information est ensuite dégradée (la position spatiale d'un « Hit » dans  
 1700 le détecteur est par exemple convertie en terme de bandes, segments ou pixels touchés  
 1701 dans le détecteur) pour donner les « Digits ». Dans certains cas, un passage par les  
 1702 « SDigits »<sup>17</sup> est effectué. Il est éventuellement possible d'écrire les Digits dans un format  
 1703 binaire appelé données brutes ou « Raw Data ». Du point de vue des données, on  
 1704 passe par la chaîne d'acquisition déjà évoquée au cours de ce chapitre et du chapitre  
 1705 précédent. Les signaux provenant des détecteurs et récupérés par la DAQ sont eux aussi  
 1706 convertis en données brutes. Ceci à pour avantage majeur la mise en place d'un unique  
 1707 processus de reconstruction que les événements soient simulés ou réels. Ainsi, le résultat  
 1708 de la reconstruction est stocké dans un fichier ESD (Event Summary Data) qui contient  
 1709 toutes les informations intéressantes pour les études physiques. Par la suite, certains filtres  
 1710 peuvent être appliqués sur les ESDs pour obtenir un jeu de données réduites, fonctionnelles  
 1711 et potentiellement ciblées pour une analyse, stocké dans un fichier AOD (Analysis Object  
 1712 Data).

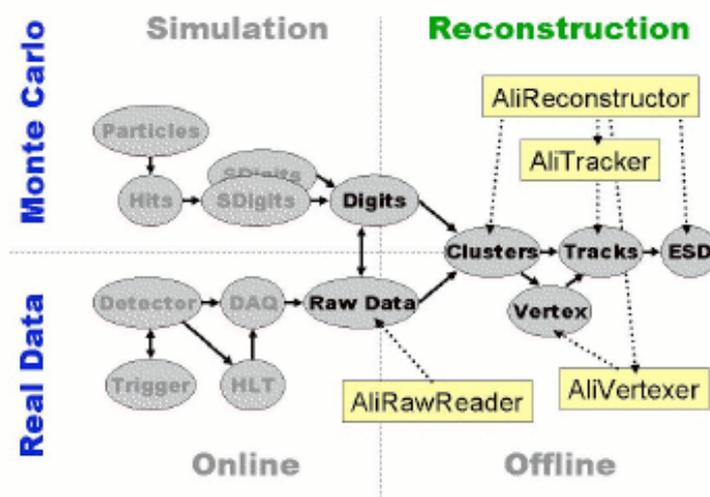


FIGURE 2.30 – Schéma résumant la reconstruction des données dans ALICE aussi bien pour des événements simulés que réels.

17. S pour « Summable ». Contrairement aux « Digits » les SDigits contiennent encore toute l'information des « Hits ».

1713 Enfin, pour pouvoir stocker et traiter les quantités phénoménales de données collectées,  
1714 Alien [76] interface AliRoot et garantit l'accès à la WLCG (Worldwide LHC Computing  
1715 Grid) [77]. Il s'agit d'une gigantesque ferme d'ordinateurs, hiérarchisés et répartis en  
1716 différents endroits du globe. Elle est organisée en 4 strates (Tiers) successives. La première  
1717 est appelée Tier 0 et est située au CERN. Il s'agit du centre nerveux de la grille où  
1718 sont stockées les données brutes recueillies. Il distribue les données ( $\sim 15$  Po/an<sup>18</sup>) vers  
1719 les onze Tiers 1 du globe via des connexions à 10 Gb/s. L'un des rôles des Tiers 1 est  
1720 une première reconstruction des données (calibration, alignement ...). Viennent ensuite les  
1721 Tiers 2 (plus de 250) qui sont utilisés pour la génération Monte-Carlo et les analyses  
1722 physiques. La hiérarchie entre Tier 1 et Tier 2 n'est pas stricte. En effet, un Tier 2 peut  
1723 communiquer avec n'importe quelle autre Tier 1 ou 2 qui compose la grille. Pour finir, il  
1724 existe aussi des Tier 3 plus petits et sans obligation de service vis-à-vis de la communauté  
1725 utilisatrice.

---

18. Ce chiffre est fourni pour l'ensemble des collaborations bénéficiant de ce service.

## 1726 Bibliographie

- 1727 [1] CERN, "CERN, accelerating science", (2013) .  
1728 <http://public.web.cern.ch/public/>.
- 1729 [2] H. Ostrowiecki, "Genèse d'un projet : du LEP au LHC", la revue pour l'histoire du  
1730 CNRS [en ligne]", Dec., 2006. <http://histoire-cnrs.revues.org/489>.
- 1731 [3] L. Evans and P. Bryant, "LHC machine", *Journal of Instrumentation* **3** no. 08,  
1732 (2008) S08001. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001>.
- 1733 [4] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, "Expected Performance of the ATLAS  
1734 Experiment - Detector, Trigger, and Physics", [arXiv:0901.0512 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/0901.0512).
- 1735 [5] G. L. Bayatian *et al.*, "CMS physics : Technical design report volume 1 : Detector  
1736 performance and software". Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, (2006)  
1737 .
- 1738 [6] G. L. Bayatian *et al.*, "CMS physics : Technical design report volume 2 : physics  
1739 performance", *J. Phys. G* **34** no. CERN-LHCC-2006-021. CMS-TDR-8-2, (2006)  
1740 995–1579. 669 p. revised version submitted on 2006-09-22 17 :44 :47.
- 1741 [7] F. Englert and R. Brout, "Broken symmetry and the mass of gauge vector  
1742 mesons", *Phys. Rev. Lett.* **13** (Aug, 1964) 321–323.  
1743 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- 1744 [8] P. W. Higgs, "Broken symmetries and the masses of gauge bosons", *Phys. Rev.*  
1745 *Lett.* **13** (Oct, 1964) 508–509.  
1746 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- 1747 [9] P. W. Higgs, "Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons", *Phys.*  
1748 *Rev.* **145** (May, 1966) 1156–1163.  
1749 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.145.1156>.
- 1750 [10] **ALICE** Collaboration, "The ALICE experiment at the CERN LHC", *Journal of*  
1751 *Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08002.  
1752 <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002>.
- 1753 [11] **ALICE** Collaboration, F. Carminati, Y. Foka, P. Giubellino, A. Morsch, G. Paić, J.-P.  
1754 Revol, K. Šafařík, Y. Schutz, and U. A. Wiedemann, "ALICE : Physics  
1755 performance report, volume I", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*  
1756 **30** no. 11, (2004) 1517. <http://stacks.iop.org/0954-3899/30/i=11/a=001>.
- 1757 [12] **ALICE** Collaboration, B. Alessandro, F. Antinori, J. A. Belikov, C. Blume,  
1758 A. Dainese, P. Foka, P. Giubellino, B. Hippolyte, C. Kuhn, G. Martínez,  
1759 M. Monteno, A. Morsch, T. K. Nayak, J. Nystrand, M. L. Noriega, G. Paić,  
1760 J. Pluta, L. Ramello, J.-P. Revol, K. Šafařík, J. Schukraft, Y. Schutz, E. Scomparin,  
1761 R. Snellings, O. V. Baillie, and E. Vercellin, "ALICE : physics performance report,  
1762 volume II", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **32** no. 10,  
1763 (2006) 1295. <http://stacks.iop.org/0954-3899/32/i=10/a=001>.
- 1764 [13] S. Amato *et al.*, "LHCb magnet : Technical design report". Technical Design  
1765 Report LHCb. CERN, Geneva, (2000) .

- 1766 [14] S. Amato *et al.*, "LHCb calorimeters : Technical design report". Technical Design  
1767 Report LHCb. CERN, Geneva, (2000) .
- 1768 [15] S. Amato *et al.*, "LHCb RICH : technical design report". Technical Design Report  
1769 LHCb. CERN, Geneva, (2000) .
- 1770 [16] P. R. Barbosa-Marinho *et al.*, "LHCb muon system : Technical design report".  
1771 Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2001) .
- 1772 [17] P. R. Barbosa-Marinho *et al.*, "LHCb VELO (VERtex LOcator) : Technical design  
1773 report". Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2001) .
- 1774 [18] P. R. Barbosa-Marinho *et al.*, "LHCb outer tracker : Technical design report".  
1775 Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2001) .
- 1776 [19] P. R. Barbosa-Marinho *et al.*, "LHCb online system, data acquisition and  
1777 experiment control : Technical Design Report". Technical Design Report LHCb.  
1778 CERN, Geneva, (2001) .
- 1779 [20] P. R. Barbosa-Marinho *et al.*, "LHCb inner tracker : Technical design report".  
1780 Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2002) . revised version number 1  
1781 submitted on 2002-11-13 14 :14 :34.
- 1782 [21] R. Antunes-Nobrega *et al.*, "LHCb reoptimized detector design and performance :  
1783 Technical design report". Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2003) .
- 1784 [22] **LHCb** Collaboration, R. Aaij *et al.*, "First Evidence for the Decay  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ",  
1785 *Phys.Rev.Lett.* **110** (2013) 021801, [arXiv:1211.2674](https://arxiv.org/abs/1211.2674) [Unknown].
- 1786 [23] V. Berardi, M. G. Catanesi, E. Radicioni, R. Herzog, R. Rudischer, E. Wobst,  
1787 M. Deile, K. Eggert, F. Haug, P. Jarron, D. Macina, H. Niewiadomski, E. Noschis,  
1788 M. Oriunno, A. L. Perrot, G. Ruggiero, W. Snoeys, A. Verdier, V. Boccone,  
1789 M. Bozzo, A. Buzzo, F. Capurro, S. Cuneo, F. Ferro, M. Macri, S. Minutoli,  
1790 A. Morelli, P. Musico, M. Negri, A. Santroni, G. Sette, A. Sobol, V. Avati,  
1791 E. Goussev, M. Jarvinen, J. Kalliopuska, K. Kurvinen, R. Lauhakangas, F. Oljemark,  
1792 R. Orava, K. Osterberg, V. G. Palmieri, H. Saarikko, A. Toppinen, V. Kandrát,  
1793 M. Lokajícek, C. Da Vià, J. Hasi, A. Kok, and S. Watts, "Total cross-section,  
1794 elastic scattering and diffraction dissociation at the large hadron collider at CERN :  
1795 TOTEM technical design report". Technical Design Report TOTEM. CERN,  
1796 Geneva, (2004) .
- 1797 [24] V. Berardi, M. G. Catanesi, E. Radicioni, R. Herzog, R. Rudischer, E. Wobst,  
1798 M. Deile, K. Eggert, F. Haug, P. Jarron, D. Macina, H. Niewiadomski, E. Noschis,  
1799 M. Oriunno, A. L. Perrot, G. Ruggiero, W. Snoeys, A. Verdier, V. Boccone,  
1800 M. Bozzo, A. Buzzo, F. Capurro, S. Cuneo, F. Ferro, M. Macri, S. Minutoli,  
1801 A. Morelli, P. Musico, M. Negri, A. Santroni, G. Sette, A. Sobol, V. Avati,  
1802 E. Goussev, M. Jarvinen, J. Kalliopuska, K. Kurvinen, R. Lauhakangas, F. Oljemark,  
1803 R. Orava, K. Osterberg, V. G. Palmieri, H. Saarikko, A. Toppinen, V. Kandrát,  
1804 M. Lokajícek, C. Da Vià, J. Hasi, A. Kok, and S. Watts, "Total cross-section,  
1805 elastic scattering and diffraction dissociation at the large hadron collider at CERN :  
1806 addendum to the TOTEM technical design report". Technical Design Report  
1807 TOTEM. CERN, Geneva, (2004) . Submitted on 18 Jun 2004.

- 1808 [25] O. Adriani, L. Bonechi, M. Bonghi, R. D’Alessandro, D. A. Faus, M. Haguenaer,  
1809 Y. Itow, K. Kasahara, K. Masuda, Y. Matsubara, H. Menjo, Y. Muraki, P. Papini,  
1810 T. Sako, T. Tamura, S. Torii, A. Tricomi, W. C. Turner, J. Velasco, and  
1811 K. Yoshida, “LHCf experiment : Technical design report”. Technical Design Report  
1812 LHCf. CERN, Geneva, (2006) .
- 1813 [26] J. Pinfold, R. Soluk, Y. Yao, S. Cecchini, G. Giacomelli, M. Giorgini, L. Patrizii,  
1814 G. Sirri, D. H. Lacarrère, K. Kinoshita, J. Jakubek, M. Platkevic, S. Pospíšil,  
1815 Z. Vykydal, T. Hott, A. Houdayer, C. Leroy, J. Swain, D. Felea, D. Hasegan, G. E.  
1816 Pavalas, and V. Popa, “Technical design report of the MoEDAL experiment”, Tech.  
1817 Rep. CERN-LHCC-2009-006. MoEDAL-TDR-001, CERN, Geneva, Jun, 2009.
- 1818 [27] CERN, “LHC performance and statistics”.  
1819 <http://lhc-statistics.web.cern.ch/LHC-Statistics/>.
- 1820 [28] **ATLAS** Collaboration, “ATLAS EXPERIMENT - public results  
1821 (luminositypublicresults)”.  
1822 <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>.
- 1823 [29] **CMS** Collaboration, “CMS luminosity - public results”.  
1824 <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>.
- 1825 [30] **ALICE** Collaboration, Y. Kharlov, “Recent results from ALICE”, *PoS*  
1826 **IHEPLHC2011** (2011) 013, [arXiv:1203.2420](https://arxiv.org/abs/1203.2420) [*nucl-ex*].
- 1827 [31] J. Wenninger, “Satellite bunches in the LHC, at LEADE / JW”, Jul, 2003.  
1828 <http://lhc-data-exchange.web.cern.ch>.
- 1829 [32] A. Jeff, A. Boccardi, E. Bravin, A. Fisher, T. Lefevre, A. Rabiller, F. Roncarolo,  
1830 and C. P. Welsch, “First results of the LHC longitudinal density monitor”, *Nucl.*  
1831 *Instrum. Methods Phys. Res., A* **659** no. CERN-ATS-Note-2011-091 TECH,  
1832 (Aug, 2011) 549–556. 8 p.
- 1833 [33] A. Alici, G. Anders, N. Bacchetta, V. Balagura, C. Barschel, E. Bravin,  
1834 H. Burkhardt, M. Ferro-Luzzi, M. Gagliardi, J. J. Gras, B. Heinemann, P. Hopchev,  
1835 M. Huhtinen, A. Jeff, W. Kozanecki, S. Pagan Griso, J. Panman, S. White, and  
1836 A. Zuranski, “Study of the LHC ghost charge and satellite bunches for luminosity  
1837 calibration.”, .
- 1838 [34] C. ALICE Collaboration, “A large ion collider experiment”, (2008) .  
1839 <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>.
- 1840 [35] D. C. G. CERN, “LHC milestones”, (2008) . [http:](http://lhc-milestones.web.cern.ch/LHC-Milestones/Flash/LHCMilestones-en.html)  
1841 [//lhc-milestones.web.cern.ch/LHC-Milestones/Flash/LHCMilestones-en.html](http://lhc-milestones.web.cern.ch/LHC-Milestones/Flash/LHCMilestones-en.html).
- 1842 [36] P. Kuijer, “Commissioning and Prospects for Early Physics with ALICE”, *Nucl.Phys.*  
1843 **A830** (2009) 81C–88C, [arXiv:0907.5060](https://arxiv.org/abs/0907.5060) [*hep-ex*].
- 1844 [37] C. W. Fabjan, L. Jirdén, V. Lindestruth, L. Riccati, D. Rorich, P. Van de Vyvre,  
1845 O. Villalobos Baillie, and H. de Groot, “ALICE trigger data-acquisition high-level  
1846 trigger and control system : Technical Design Report”. CERN, Geneva.

- 1847 [38] S. Chapeland and R. F., "The ALICE-LHC online data quality monitoring  
1848 framework", *Journal of Physics : Conference Series* **119** no. 2, (2008) 022017.  
1849 <http://stacks.iop.org/1742-6596/119/i=2/a=022017>.
- 1850 [39] C. Pagliarone and A. Fernandez-Tellez, "Cosmic Ray Physics with ACORDE at  
1851 LHC", *J. Phys. Conf. Ser.* **110** (2008) 062021, [arXiv:0709.3066](https://arxiv.org/abs/0709.3066) [hep-ex].
- 1852 [40] **ALICE** Collaboration, "ALICE technical design report of the inner tracking system  
1853 (ITS)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1999) .
- 1854 [41] **ALICE** Collaboration, "ALICE technical design report of the time projecting  
1855 chamber (TPC)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2000) .
- 1856 [42] **ALICE Collaboration** Collaboration, A. Ortiz Velasquez, "Production of pions, kaons  
1857 and protons at high  $p_T$  in  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV Pb-Pb collisions",  
1858 *Nucl.Phys.A904-905* **2013** (2013) 763c–766c, [arXiv:1210.6995](https://arxiv.org/abs/1210.6995) [hep-ex].
- 1859 [43] **ALICE** Collaboration, "ALICE technical design report of the transition radiation  
1860 detector (TRD)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2001) .
- 1861 [44] **ALICE** Collaboration, "ALICE technical design report of the time of flight (TOF)".  
1862 Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2000) .
- 1863 [45] **ALICE** Collaboration, "Addendum to the ALICE technical design report of the time  
1864 of flight (TOF)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2002) .
- 1865 [46] **ALICE** Collaboration, "Technical design report of high momentum particle  
1866 identification (HMPID)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1998) .
- 1867 [47] **ALICE** Collaboration, "Technical design report of PHOton spectrometer (PHOS)".  
1868 Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1999) .
- 1869 [48] **ALICE** Collaboration, "Technical design report of electromagnetic calorimeter  
1870 (EmCAL)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1999) .
- 1871 [49] **ALICE** Collaboration, "ALICE DCal : An addendum to the EMCal technical design  
1872 report". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2010) .
- 1873 [50] **ALICE** Collaboration, "Technical design report on forward detectors : FMD, TO,  
1874 VO". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2004) .
- 1875 [51] **ALICE** Collaboration, "Technical design report of photon multiplicity detector  
1876 (PMD)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1999) .
- 1877 [52] **ALICE** Collaboration, "Addendum to the technical design report of photon  
1878 multiplicity detector (PMD)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva,  
1879 (2003) .
- 1880 [53] **ALICE** Collaboration, "Technical design report of zero degree calorimeter (ZDC)".  
1881 Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1999) .
- 1882 [54] **ALICE** Collaboration, "Centrality determination of Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} =$   
1883 2.76 TeV with ALICE", Tech. Rep. [arXiv :1301.4361](https://arxiv.org/abs/1301.4361). CERN-PH-EP-2012-368,  
1884 CERN, Geneva, Dec, 2012. Comments : 37 pages, 16 figures, authors from page  
1885 31.

- 1886 [55] **ALICE** Collaboration, E. Abbas *et al.*, "Performance of the ALICE VZERO  
1887 system", [arXiv:1306.3130](https://arxiv.org/abs/1306.3130) [nucl-ex].
- 1888 [56] S. van der Meer, "Calibration of the effective beam height in the ISR", Tech. Rep.  
1889 CERN-ISR-PO-68-31. ISR-PO-68-31, CERN, Geneva, (1968) .
- 1890 [57] **ALICE** Collaboration, K. Oyama *et al.*, "Cross-section normalization in  
1891 proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 2.76$  and 7 TeV, with ALICE at the LHC",  
1892 *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **38** no. 12, (2011) 124131.  
1893 <http://stacks.iop.org/0954-3899/38/i=12/a=124131>.
- 1894 [58] **ALICE** Collaboration, "ALICE technical design report of the dimuon forward  
1895 spectrometer". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2000) .
- 1896 [59] **ALICE** Collaboration, "Addendum to the ALICE technical design report of the  
1897 dimuon forward spectrometer". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva,  
1898 (2002) .
- 1899 [60] L. Bianchi, " $J/\psi$  polarization in pp collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 7\text{tev}$  with the ALICE muon  
1900 spectrometer at the LHC". PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI Università  
1901 degli studi di Torino, (2012) . [http://tel.archives-ouvertes.fr/view\\_by\\_](http://tel.archives-ouvertes.fr/view_by_stamp.php?&halsid=bjghhfub948j17kmm3kulktn83&label=STAR&langue=en&action_todo=view&id=tel-00688321&version=1)  
1902 [stamp.php?&halsid=bjghhfub948j17kmm3kulktn83&label=STAR&langue=en&action\\_](http://tel.archives-ouvertes.fr/view_by_stamp.php?&halsid=bjghhfub948j17kmm3kulktn83&label=STAR&langue=en&action_todo=view&id=tel-00688321&version=1)  
1903 [todo=view&id=tel-00688321&version=1](http://tel.archives-ouvertes.fr/view_by_stamp.php?&halsid=bjghhfub948j17kmm3kulktn83&label=STAR&langue=en&action_todo=view&id=tel-00688321&version=1).
- 1904 [61] A. Morsch, "Optimisation of the small angle and front absorbers", (2002) .  
1905 <https://edms.cern.ch/document/348540/1>.
- 1906 [62] A. Morsch, "The muon arm simulation and reconstruction package in AliRoot".  
1907 <https://morsch.web.cern.ch/morsch/MUONdoc/Contents.html>.
- 1908 [63] S. H. Alliance, "Physics at the terascale".  
1909 [https://www.wiki.terascale.de/index.php/Millepede\\_II](https://www.wiki.terascale.de/index.php/Millepede_II).
- 1910 [64] R. Tieulent, "Le détecteur VZERO, la physique muons présente et la préparation  
1911 de son futur dans l'expérience ALICE au LHC". PhD thesis, Institut de Physique  
1912 Nucléaire de Lyon (IPNL) - CNRS, (2013) .
- 1913 [65] J. Gordon and E. Mathieson, "Cathode charge distributions in multiwire chambers :  
1914 I. measurement and theory", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*  
1915 *Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **227**  
1916 no. 2, (1984) 267 – 276.  
1917 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900284901323>.
- 1918 [66] E. Mathieson and J. Gordon, "Cathode charge distributions in multiwire chambers :  
1919 II. approximate and empirical formulae", *Nuclear Instruments and Methods in*  
1920 *Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated*  
1921 *Equipment* **227** no. 2, (1984) 277 – 282.  
1922 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900284901335>.
- 1923 [67] J. Thompson, J. Gordon, and E. Mathieson, "Cathode charge distributions in  
1924 multiwire chambers : III. distribution in anode wire direction", *Nuclear Instruments*  
1925 *and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors*

- 1926 *and Associated Equipment* **234** no. 3, (1985) 505 – 511.  
1927 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900285909994>.
- 1928 [68]
- 1929 [69] T. R. team, "Root home page", (1995-2013) . <http://root.cern.ch>.
- 1930 [70] **ALICE** Collaboration, "The ALICE experiment at the CERN LHC", *Journal of*  
1931 *Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08002.  
1932 <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002>.
- 1933 [71] "PYTHIA home page". <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- 1934 [72] "Hijing home page", (1997) . <http://ntc0.lbl.gov/~xnwang/hijing/>.
- 1935 [73] "Geant3 documentation", (1995) .  
1936 [wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant/geantall.html](http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant/geantall.html).
- 1937 [74] "Geant4 home page", (2013) . <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- 1938 [75] **FLUKA** Collaboration, "FLUKA home page", (2000-2013) . [www.fluka.org](http://www.fluka.org).
- 1939 [76] "AliEn home page". <http://alien2.cern.ch/>.
- 1940 [77] EGI, "Big science needs big computing : the WLCG", (2012) .  
1941 <http://www.egi.eu/case-studies/physical-sciences/WLCG.html>.

# Etude de la densité de particules chargées $dN_{ch}/d\eta$

## Sommaire

1947	<b>3.1</b>	$dN_{ch}/d\eta$ : une observable globale témoin des premiers instants de la collision	<b>75</b>
1948	<b>3.2</b>	<b>Etat des lieux expérimental</b>	<b>76</b>
1949	3.2.1	Mesures en collisions p-p	76
1950	3.2.2	Mesure en collisions A-A	77
1951	3.2.3	Dépendance en énergie de $dN_{ch}/d\eta$	79
1952	3.2.4	Comportement de la distribution à très grande rapidité ou limite de fragmentation	80
1953	3.2.5	Etude de la dépendance en fonction du nombre moyen de participants $\langle N_{part} \rangle$	80
1954	3.2.6	Le nombre total de particules chargées : $N_{ch}$	83
1955	<b>3.3</b>	<b>Les modèles théoriques Monte Carlo, analytiques et phénoménologiques</b>	<b>84</b>
1956	3.3.1	Le Color Glass Condensate (CGC)	84
1957	3.3.2	Les générateurs PYTHIA, HIJING et AMPT	85
1958	3.3.3	Le non-equilibrium statistical Relativistic Diffusion Model (RDM)	86
1959	3.3.4	Le String Percolation Model (SPM)	87
1960	<b>3.4</b>	<b>Résultats d'ALICE à mi-rapidité</b>	<b>88</b>
1961	3.4.1	La technique d'analyse	88
1962	3.4.2	Résultats	90
1963	<b>3.5</b>	<b>Problématique, enjeux et méthode pour la mesure du <math>dN_{ch}/d\eta</math> vers l'avant</b>	<b>91</b>
1964	3.5.1	La densité de matière, un agent majeur dans la production du bruit de fond	92
1965	3.5.2	La technique des vertex déplacés	92
1966	3.5.3	Technique employée et mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le VZERO	105
1967	3.5.4	Etude systématique	113
1968	3.5.5	Mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le FMD et budget de matière dans ALICE	114
1969	<b>3.6</b>	<b>Résultats</b>	<b>116</b>
1970	3.6.1	$dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité	116
1971	3.6.2	Comparaison avec les modèles théoriques	120
1972	<b>3.7</b>	<b>Exploitation des résultats</b>	<b>121</b>
1973	3.7.1	Retour sur la densité en particules chargées	121
1974	3.7.2	Estimation du nombre total en particules chargées, $N_{ch}$ , produites à la collision	121
1975			
1976			
1977			
1978			
1979			

1980	3.7.3	Evolution de $N_{ch}$ , normalisé par le nombre de paires de participants,	
1981		en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s_{NN}}$ . . . . .	125
1982	3.7.4	$dN_{ch}/d\eta$ par paire de nucléons participants en fonction de la centralité	126
1983	3.7.5	Etude de l'échelle longitudinale : la limite de fragmentation . . . . .	127
1984	3.7.6	Etude de la conservation du boost de Lorentz en fonction de la	
1985		rapidité : $dN_{ch}/dy$ . . . . .	131
1986	<b>3.8</b>	<b>Conclusions et perspectives</b> . . . . .	<b>133</b>
1987		<b>Bibliographie</b> . . . . .	<b>137</b>
1988			
1990			

### 3.1. $dN_{ch}/d\eta$ : une observable globale témoin des premiers instants de la collision 75

1991 Ce chapitre introduit les concepts relatifs à la densité de particules chargées en fonction  
1992 de la pseudo-rapacité et l'intérêt de cette mesure (sections 3.1 et 3.2). Les mesures  
1993 réalisées précédemment et les différentes études possibles à partir de la distribution de  
1994 particules chargées sont tout d'abord présentées ainsi que certains modèles théoriques  
1995 et phénoménologiques (section 3.3). Puis, les techniques d'analyse mises en place à  
1996 mi-rapacité (section 3.4) et dans la région vers l'avant (section 3.5) seront détaillées.  
1997 L'analyse réalisée en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV sera détaillée (section 3.4). Ce chapitre  
1998 se termine sur une discussion autour des différents résultats extraits (section 3.6) et une  
1999 mise en perspective (section 3.8) de la mesure pour les futures prises de données.

### 2000 **3.1 $dN_{ch}/d\eta$ : une observable globale témoin des premiers ins-** 2001 **tants de la collision**

2002 La multiplicité et en particulier la densité de particules chargées  $dN_{ch}/d\eta$  est une  
2003 observable globale fondamentale en collisions d'ions lourds. Il s'agit, la plupart du temps,  
2004 de la toute première mesure effectuée lors du lancement d'une nouvelle expérience<sup>1</sup>. Ce  
2005 fut d'ailleurs le cas pour ALICE qui publia la mesure du  $dN_{ch}/d\eta$  seulement quelques mois  
2006 après l'acquisition des données à mi-rapacité en collisions p-p à 0.9, 2.36 et 7 TeV [1,2],  
2007 en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV pour différentes centralités [3,4] et en collisions p-Pb  
2008 à 5.02 TeV [5] intégrée en centralité. Cette mesure permet d'extraire rapidement les  
2009 propriétés globales de la matière créée lors de la collision. En effet, cette observable  
2010 permet d'obtenir des informations sur les premiers instants de la collision et est utilisée  
2011 pour estimer plusieurs autres quantités physiques telles que la densité d'énergie ou encore  
2012 l'entropie du système.

2013 Cette grandeur est difficilement calculable théoriquement. Il est impossible, par exemple,  
2014 d'obtenir le nombre de particules chargées produites à partir d'un Lagrangien de QCD. Pour  
2015 parvenir à son estimation théorique, il faut donc utiliser des modèles Monte Carlo et/ou  
2016 phénoménologiques. Néanmoins, les valeurs ainsi fournies ne sont pas toujours directement  
2017 comparables avec l'expérience. Certains calculs fournissent la multiplicité totale de particules  
2018 produites en incluant non seulement les baryons, mésons et leptons chargés, mais aussi  
2019 les neutres. Par ailleurs, la théorie fait le plus souvent référence au  $dN_{ch}/dy$  plutôt qu'au  
2020  $dN_{ch}/d\eta$ . À très grande rapidité (grand  $y$ ), on a  $\eta \sim y$ . Cette approximation est fautive à  
2021 mi-rapacité. Ceci implique donc une transformation Jacobienne pour passer de la rapidité à  
2022 la pseudo-rapacité et donc une ou plusieurs hypothèses.

2023 Pour finir, à cause des difficultés théoriques rencontrées pour l'estimation de cette  
2024 grandeur, l'étude du  $dN_{ch}/d\eta$  ne prend son sens que si la mesure est comparée à  
2025 plusieurs modèles et/ou différentes mesures pour des énergies et systèmes différents.

---

1. Le terme « nouvelle expérience » sous-entend ici : nouveau détecteur, nouvelle énergie ou encore nouveau système collisionnel.

## 2026 3.2 Etat des lieux expérimental

### 2027 3.2.1 Mesures en collisions p-p

2028 Les collisions p-p (ou p- $\bar{p}$ ) sont utilisées dans la physique des ions lourds comme  
 2029 références. Deux types de mesures peuvent être considérés. La première concerne la  
 2030 multiplicité de particules chargées pour les collisions inélastiques (INEL), la seconde fait  
 2031 référence aux collisions NSD (Non Single Diffractive) où les deux protons (ou proton et  
 2032 anti-proton) incidents sont détruits lors de la collision. Les résultats obtenus en fonction de  
 2033 la pseudo-rapacité, auprès des différentes expériences de l'ISR au LHC, sont résumés dans  
 2034 la figures 3.1. La comparaison des mesures en p-p (ou p- $\bar{p}$ ) avec les mesures effectuées  
 2035 en collisions A-A permet de déterminer si le nombre total de particules chargées produit  
 2036 en collisions A-A résulte d'une superposition ou non de collisions entre les nucléons qui  
 2037 composent les deux noyaux.

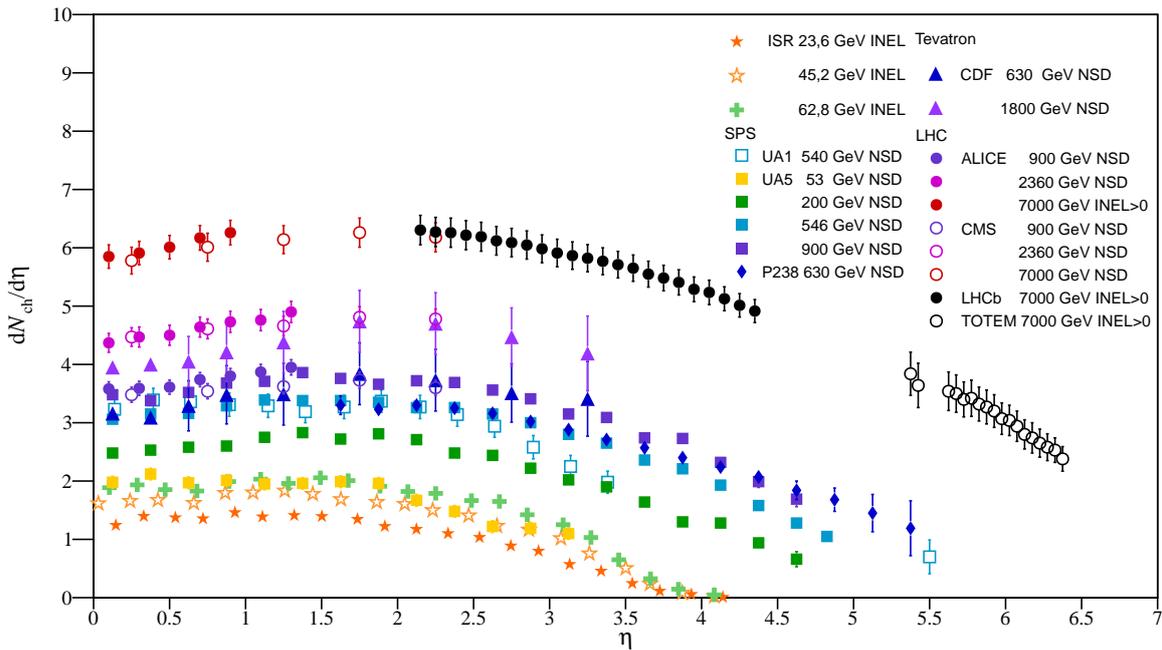


FIGURE 3.1 –  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction de  $\eta$  en collisions p-p pour différentes valeurs de  $\sqrt{s}$ . Les mesures de l'ISR sont réalisées pour des collisions inélastiques (INEL), celles de LHCb, TOTEM et ALICE (7 TeV) sont faites pour des collisions inélastiques en demandant qu'au moins une particule chargée soit reconstruite dans l'acceptance du détecteur faisant la mesure (INEL>0). Les autres mesures sont issues de l'étude des processus NSD (Non Single Diffractive). Les mesures sont tirées de [1, 2, 6–10].

2038 **3.2.2 Mesure en collisions A-A**

2039 Un grand nombre de mesures est également disponible en collisions d'ions lourds. On  
 2040 peut par exemple voir sur la figure 3.2 les résultats obtenus par PHOBOS et BRAHMS,  
 2041 deux expériences du RHIC, en collisions Au-Au à différentes énergies. La mesure est  
 2042 faite sur une large gamme en pseudo-rapacité ( $\sim 10$  unités), en fonction de la centralité.  
 2043 Les résultats de PHOBOS et BRAHMS à l'énergie maximale du RHIC sont similaires.  
 2044 La largeur du plateau observé à mi-rapacité croît avec l'énergie mais les queues des  
 2045 distributions montrent un comportement semblable à grande pseudo-rapacité. Ainsi, malgré  
 2046 une augmentation d'un facteur 10 en énergie entre les distributions de PHOBOS à  
 2047 19.6 GeV et 200 GeV, la dynamique du système reste globalement inchangée vers  
 2048 l'avant.

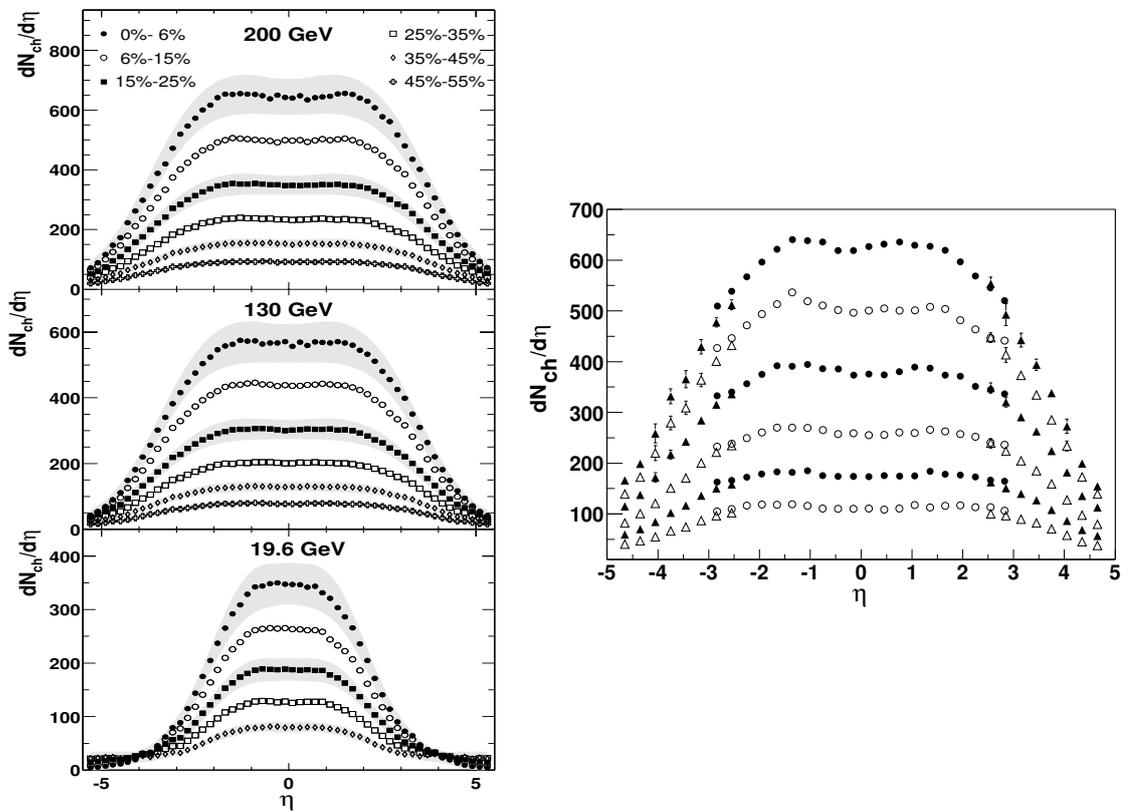


FIGURE 3.2 — Densités de particules chargées mesurées par PHOBOS en collisions Au-Au aux énergies de 200 GeV, 130 GeV et 19.6 GeV pour différents intervalles en centralité [11] (gauche). Distributions en  $dN_{ch}/d\eta$  mesurées par BRAHMS en collisions Au-Au à 200 GeV pour différents intervalles en centralité [12] (droite). Les tranches en centralité fournies sur cette figure sont, du haut vers le bas, 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, et 40-50%. Sur cette figure, seules les erreurs statistiques sont données.

2049 D'autres mesures réalisées en Pb-Pb à 2.76 TeV au LHC, dans une gamme restreinte  
 2050 en pseudo-rapacité ont été fournies par ATLAS et CMS [13, 14] et sont compatibles  
 2051 avec les mesures réalisées par ALICE pour les événements les plus centraux. La figure

2052 3.3 présente les mesures réalisées par ATLAS et CMS en fonction de la centralité de la  
 2053 collision. Les résultats obtenus par les différentes expériences sont en bon accord comme  
 2054 on le montrera dans la section 3.6.1.2.

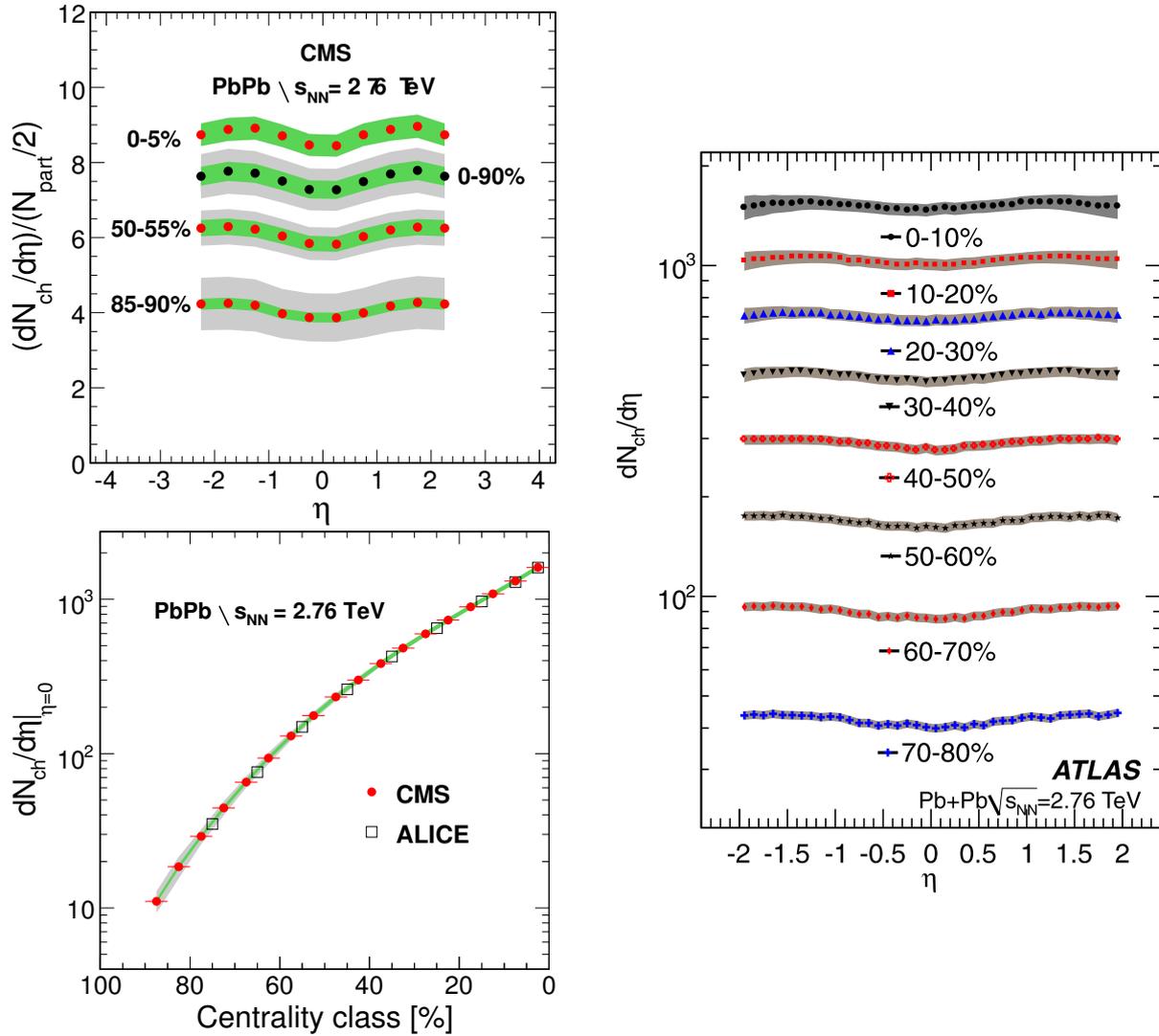


FIGURE 3.3 – La densité  $dN_{ch}/d\eta$  mesurée en collisions Pb-Pb par CMS à 2,76 TeV dans le centre de masse [13]. La figure du haut représente le  $dN_{ch}/d\eta$  normalisé au nombre de paires de participants à la collision en fonction de  $\eta$  et pour différentes tranches en centralité. La figure du bas donne la mesure du  $dN_{ch}/d\eta$  intégré sur  $|\eta| < 2$  en fonction de la centralité. Les valeurs obtenues sont comparées à celles fournies par ALICE dans la même région (gauche). La densité  $dN_{ch}/d\eta$  déterminée par ATLAS dans la région à mi-rapacité pour différentes tranches en centralité [14] (droite).

2055 Enfin, pour pratiquer une comparaison avec les mesures fournies dans d'autres systèmes,  
 2056 il est nécessaire d'appliquer un coefficient de normalisation dépendant du nombre de  
 2057 participants à la collision. En prenant l'exemple d'une comparaison avec les données

2058 recueillies en Au-Au au RHIC, on obtient :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta}(Au - Au \rightarrow Pb - Pb) = \frac{N_{part}(Pb - Pb)}{N_{part}(Au - Au)} \cdot \frac{dN_{ch}}{d\eta}(Au - Au) \quad (3.1)$$

2059 Ainsi, en s'affranchissant du système, il est possible de confronter directement les deux  
2060 mesures et de tirer des conclusions sur l'influence de l'énergie dans le centre de masse  
2061 sur la mesure du  $dN_{ch}/d\eta$ . En comparant les résultats produits au LHC à ceux obtenus  
2062 à l'énergie maximum du RHIC dans la même gamme en  $\eta$  et pour les collisions les plus  
2063 centrales, une augmentation d'un facteur  $\sim 2.5$  du niveau du plateau est observée pour  
2064 un gain d'un facteur  $\sim 14$  en énergie par nucléon dans le centre de masse. On observe  
2065 donc une dépendance de la multiplicité de particules chargées en fonction de  $\sqrt{s_{NN}}$ . Il est  
2066 intéressant de comparer la mesure d'ALICE avec plusieurs autres mesures précédemment  
2067 effectuées à différentes énergies pour essayer de dégager un comportement global de  
2068  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction de  $\sqrt{s_{NN}}$ .

### 2069 3.2.3 Dépendance en énergie de $dN_{ch}/d\eta$

2070 La dépendance en énergie du  $dN_{ch}/d\eta$  a été mesurée par un grand nombre d'ex-  
2071 périences aussi bien en collisions A-A qu'en collisions p-p ou p- $\bar{p}$ . La figure 3.4 montre  
2072 l'évolution du  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. On  
2073 remarque que le plateau de la distribution (pour  $|\eta| < 1$ ) varie comme une loi de puissance  
2074 en  $s_{NN}$  en A-A comme en p-p (ou p- $\bar{p}$ ). Cependant, la différence de puissance suggère  
2075 que la production de particules chargées en collisions d'ions lourds ne peut être traitée  
2076 comme une superposition de collisions p-p. L'étude du nombre total de particules chargées  
2077  $N_{ch}$  par paire de nucléons participants en fonction de l'énergie dans le centre de masse  
2078 permet d'avoir des informations non seulement sur l'évolution du plateau mais aussi sur  
2079 la largeur de la distribution en fonction de la densité d'énergie du système. Cette partie  
2080 sera discutée dans la section 3.7.3.

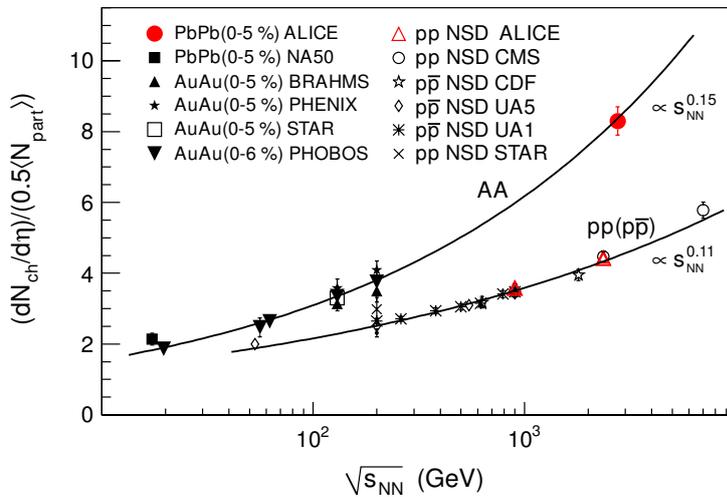


FIGURE 3.4 — Évolution de la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité dans la région centrale en fonction de  $\sqrt{s_{NN}}$ .

### 3.2.4 Comportement de la distribution à très grande rapidité ou limite de fragmentation

En collisions p-p et A-A, il a été mis en évidence que  $dN_{ch}/d\eta$  montre un comportement indépendant de l'énergie à très grande rapidité. En effet, lorsqu'on étudie la forme de la distribution en fonction de  $y' = \eta - y_{\text{beam}}$ , il apparaît que celle-ci est la même quelle que soit l'énergie de collision dans la limite  $\eta \rightarrow y_{\text{beam}}$ . La première idée expliquant cela vient de l'hypothèse de limite de fragmentation [15]. Dans ce modèle, la production de particules n'est effective que dans la région de fragmentation (*i.e.* proche de la rapidité du faisceau). Même si cette hypothèse sur le mécanisme de production de particules n'a pas permis de reproduire les observations expérimentales, la conservation de la limite de fragmentation a été observée et montre la formation de deux régions de fragmentation. La position de ces régions de fragmentation est indépendante de l'énergie en  $y'$ . En d'autres termes, la variable  $y' = \eta - y_{\text{beam}}$  est une simple transformation vers le référentiel d'un des deux noyaux incidents. La figure 3.5 montre  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction de  $y'$  pour différents systèmes et à différentes énergies. La large couverture en  $\eta$  de PHOBOS permet une étude précise de la limite de fragmentation dans ces différents systèmes et la conservation de cette limite est clairement visible pour  $y' > -2$ . On peut également noter que cette limite est conservée non seulement en collisions d'ions lourds mais aussi en collisions p-p.

La théorie de Landau (chapitre 1) prédit une telle conservation. Dans le cadre de cette théorie,  $dN/dy'$  s'exprime dans le référentiel d'un des noyaux incidents comme :

$$\frac{dN}{dy'} \propto \frac{1}{\sqrt{L}} \cdot \exp\left(-\frac{y'^2}{2L} - y'\right) \quad , \quad (3.2)$$

où,  $L = (1/2) \ln(s/m_p^2)$  avec  $s$  l'énergie dans le centre de masse au carré et  $m_p$  la masse du proton.  $L$  étant constant, pour  $y' \sim 0$ , on a donc :

$$\frac{dN}{dy'} \propto \frac{1}{\sqrt{L}} \cdot \exp(-y') \quad . \quad (3.3)$$

La validité de la limite de fragmentation au LHC est en lien direct avec ce travail et sera discutée dans la section 3.7.5. Ce point particulier a motivé un bon nombre d'études et de modèles qui prédisent la conservation [16–18] ou la violation de cette limite [16, 19, 20] aux énergies du LHC.

### 3.2.5 Etude de la dépendance en fonction du nombre moyen de participants $\langle N_{\text{part}} \rangle$

En collisions A-A, le nombre de participants est directement lié à la géométrie de la collision. Etant donné que la production de particules chargées dépend clairement de  $\sqrt{s_{NN}}$ , l'étude de sa dépendance en fonction de  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  peut nous donner des informations complémentaires. Pour s'affranchir du système collisionnel, on divise  $dN_{ch}/d\eta$  par le nombre de paires de participants. On peut ensuite étudier l'évolution de cette grandeur

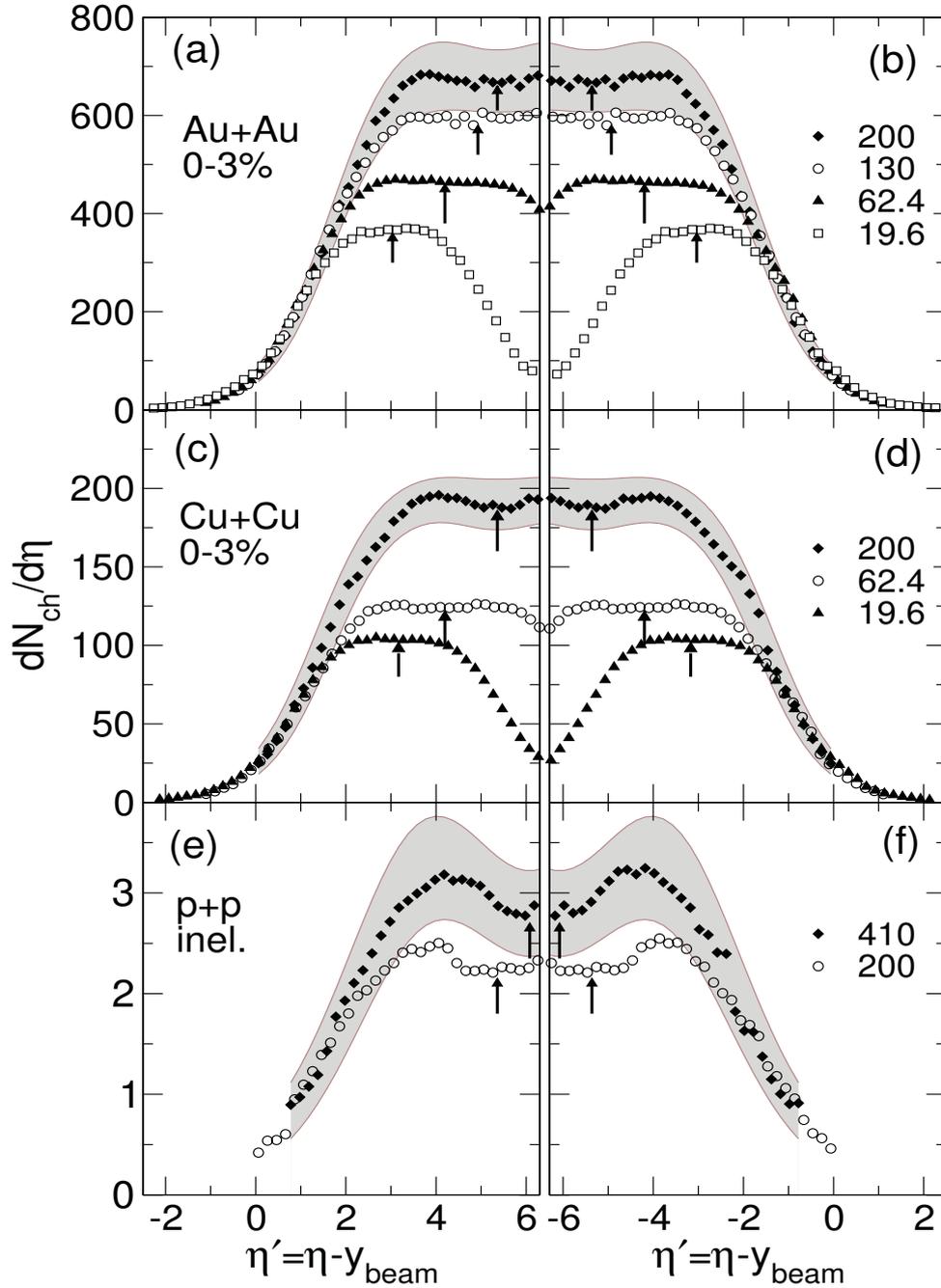


FIGURE 3.5 –  $dN_{ch}/d\eta$  mesuré par PHOBOS [21] pour trois systèmes distincts : Au-Au (a,b), Cu-Cu (c,d) et p-p (e,f) en fonction de  $y' = \eta - y_{beam}$  et pour différentes énergies. Les erreurs systématiques dans un intervalle de confiance de 90% sont données par les bandes grises. Les flèches permettent d'identifier la position de la région à mi-rapacité ( $\eta = 0$ ).

2114 en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  (*i.e.* de la centralité). Si les différentes classes en centralité ont les  
 2115 mêmes propriétés, la distribution  $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{part} \rangle / 2)$  en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  devrait être

2116 constante. De plus, si une collision A-A peut être comprise comme une simple superposition  
 2117 de collisions p-p, cette constante devrait être environ égale à la valeur mesurée en p-p  
 2118 ( $N_{part} = 2$ ).

2119 Le rapport  $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{part} \rangle/2)$ , mesuré par ALICE (figure 3.6) en fonction de  
 2120  $\langle N_{part} \rangle$  pour  $|\eta| < 0.5$  et différentes énergies, montre clairement que cette hypothèse  
 2121 est fautive. Il croît avec  $\langle N_{part} \rangle$  aux énergies de RHIC comme à celle du LHC. Pour  
 2122 les événements les plus périphériques, le rapport s'approche de la valeur obtenue en p-p,  
 2123 ce qui suggère que plus la collision est périphérique, plus elle se comporte comme une  
 2124 collision p-p. Pour les collisions les plus centrales, il y a une augmentation du nombre de  
 2125 particules produites d'un facteur  $\sim 2$  par rapport aux collisions p-p. Il est aussi important  
 2126 de remarquer les similarités dans la forme de la distribution entre les mesures du RHIC et  
 2127 du LHC. Au LHC, le niveau de la distribution augmente seulement d'un facteur  $\sim 2.1$   
 2128 par rapport à RHIC malgré une augmentation d'un facteur  $\sim 13$  en énergie. Cependant,  
 2129 les formes des deux distributions sont quasiment les mêmes. Ceci suggère des mécanismes  
 2130 communs dans la production de particules chargées à mi-rapidité en collisions A-A entre le  
 2131 RHIC et le LHC et peu d'effet de la taille du système en fonction de la centralité entre  
 2132 une collision Au-Au et Pb-Pb. Le fait que les données collectées à plus basses énergies au  
 2133 SPS montre un comportement similaire de cette distribution conforte ces arguments [22].

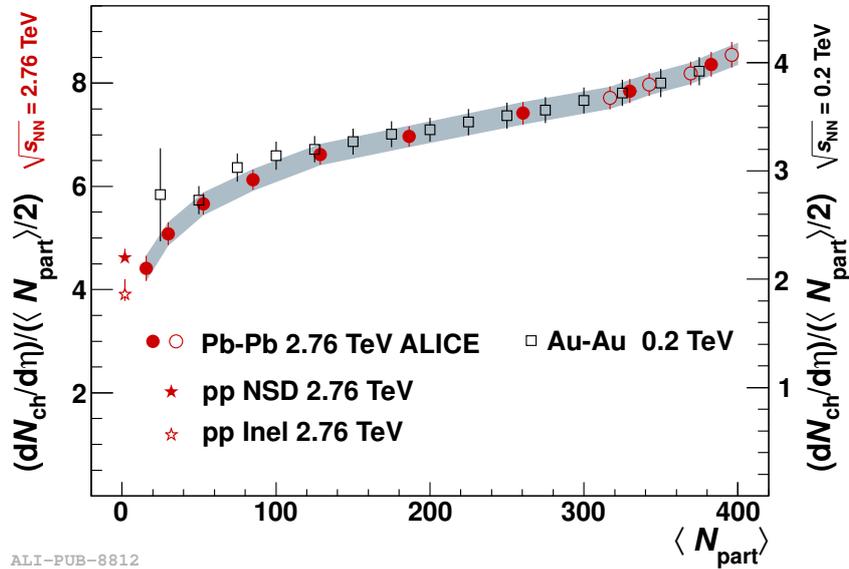


FIGURE 3.6 — Dépendance du  $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{part} \rangle/2)$  en fonction du nombre de participants en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV et en collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [3]. Les données du RHIC (carrés ouverts) et d'ALICE au LHC (points rouges) n'ont pas les mêmes échelles. L'axe correspondant au RHIC est tracé à droite de la figure et celui correspondant à ALICE est à gauche. Les données d'ALICE sont fournies avec les erreurs systématiques non corrélées (barres d'erreurs) et corrélées (bande grise). Les erreurs statistiques sont négligeables.

2134 **3.2.6 Le nombre total de particules chargées :  $N_{ch}$** 

2135 Le nombre total de particules chargées produites lors de la collision pour  $|\eta| < y_{beam}$   
 2136 a été mesuré par PHOBOS à RHIC. Les figures 3.7 et 3.8 [21] montrent les résul-  
 2137 tats obtenus en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  et  $\ln^2(s_{NN})$  respectivement. En fonction de  $\langle N_{part} \rangle$ ,  
 2138 la distribution normalisée au nombre de paires de participants croît faiblement pour les  
 2139 collisions les plus centrales. Une évolution de  $N_{ch}/(\langle N_{part} \rangle/2)$  indépendante du nombre  
 2140 de participants a été proposée par PHOBOS. Cette évolution suit l'équation suivante :

$$\frac{2}{\langle N_{part} \rangle} N_{ch} = 0.26 \cdot \ln^2(s_{NN})^2 + 0.12 \quad . \quad (3.4)$$

2141 L'équation 3.4 donne une bonne description dans les barres d'erreurs des résultats  
 2142 de l'expérience du RHIC quels que soient le système et l'énergie. La figure 3.8, montre  
 2143 l'évolution de  $N_{ch}$  en fonction de l'énergie dans le centre de masse dans une échelle loga-  
 2144 rithmique à gauche et linéaire à droite. L'équation 3.4 est représentée par la ligne noire  
 2145 et la ligne pointillée est issue de l'estimation de  $N_{ch}$  par l'approximation de la distribution  
 2146  $(dN_{ch}/d\eta)$  par un trapèze [21]. La dépendance en énergie semble effectivement être  
 2147 linéaire avec  $\ln^2(s_{NN})$  de AGS au RHIC. Ces deux dépendances au LHC seront discutées  
 2148 dans les sections 3.7.2 et 3.7.3.

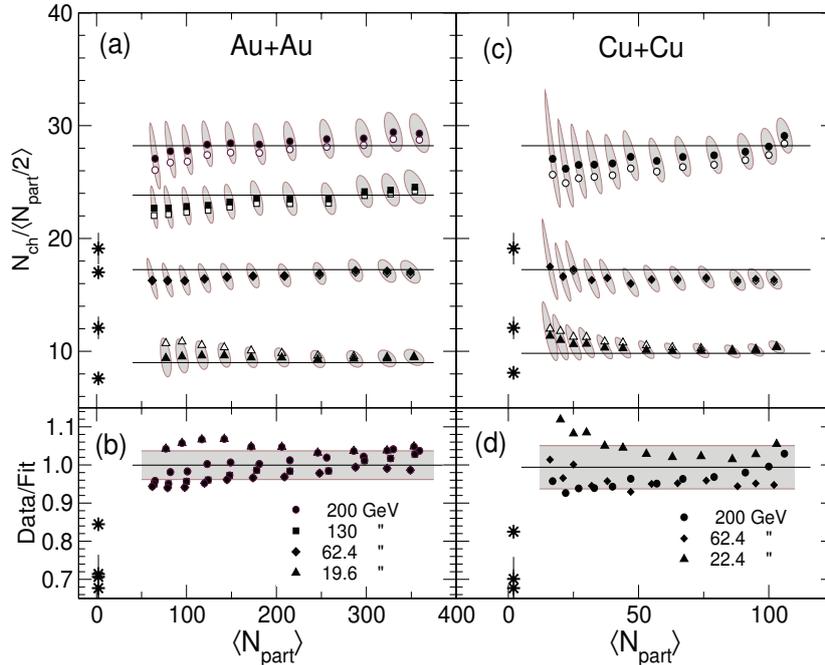


FIGURE 3.7 —  $N_{ch}/(\langle N_{part} \rangle/2)$  en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  fourni par PHOBOS [21] pour différents systèmes et énergies. Les lignes tracées sur les figures (a) et (c) sont issues de l'équation 3.4. Les figures (b) et (d) montrent le rapport obtenu entre les données et l'équation 3.4 en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  et  $\sqrt{s_{NN}}$ . Les données fournies par les collisions p-p (p-p̄) sont représentées par des étoiles.

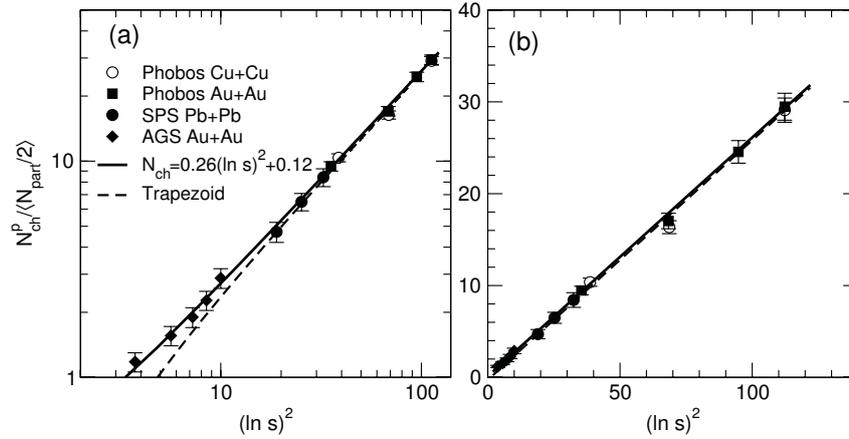


FIGURE 3.8 –  $N_{ch}/((N_{part})/2)$  en fonction de  $\ln^2(s_{NN})$  fourni par PHOBOS [21] pour les collisions les plus centrales (0-3%). La figure est complétée par les mesures faites à plus basse énergie au SPS (Pb-Pb) [23, 24] et à l'AGS (Au-Au) [25–27].

### 2149 3.3 Les modèles théoriques Monte Carlo, analytiques et phéno- 2150 ménologiques

2151 Dans cette section, les modèles disponibles pour décrire la densité de particules chargées  
2152 en collisions d'ions lourds seront brièvement évoqués. Cette discussion a deux objectifs  
2153 majeurs. Tout d'abord, certains de ces modèles servent de base aux productions Monte  
2154 Carlo utilisées dans l'analyse présentée par la suite. Les autres modèles seront comparés aux  
2155 résultats expérimentaux pour tester leurs capacités prédictives et poser certaines contraintes  
2156 sur la théorie.

#### 2157 3.3.1 Le Color Glass Condensate (CGC)

2158 Un grande partie des modèles, ayant rencontré le plus de succès cette dernière décennie  
2159 pour reproduire le  $dN_{ch}/d\eta$ , est basée sur le concept de condensat de verres de couleur  
2160 (CGC). Ces modèles utilisent tous le principe de saturation de gluons présenté dans le  
2161 chapitre 1 et sont valables à petit  $x$  de Bjorken, c'est-à-dire pour une fraction faible de  
2162 moment transféré ( $Q^2$ )<sup>2</sup>. Nous nous intéresserons plus particulièrement dans la suite au  
2163 modèle développé par Albacete *et al.* [28]. Ce modèle utilise l'équation B-JIMWLK pour  
2164 faire évoluer le système en collisions A-A et prédire la multiplicité. Les conditions initiales  
2165 sont contrôlées par un paramètre  $\gamma$  appelé « la dimension anormale ». Il permet de définir  
2166 la forme de la distribution initiale non intégrée des gluons du proton (UGD : Unintegrated  
2167 Gluon Distribution) [29]. Même si les mesures provenant de la diffusion p-e<sup>-</sup> suggèrent  
2168 que  $\gamma \sim 1.119$ , ce modèle utilise la valeur fournie par les calculs originaux de McLerran-  
2169 Vengugopalan [30] où  $\gamma \sim 1$ <sup>3</sup>. C'est avec cette configuration que ce modèle CGC a

2.  $x = Q^2/(2M)$  ou  $M$  est la masse du hadron incident.

3.  $\gamma \sim 1$  correspond à une UGD de forme Gaussienne.

2170 prédit avec succès les premières mesures d'ALICE (figure 3.9) tant pour l'amplitude que  
 2171 pour la distribution.

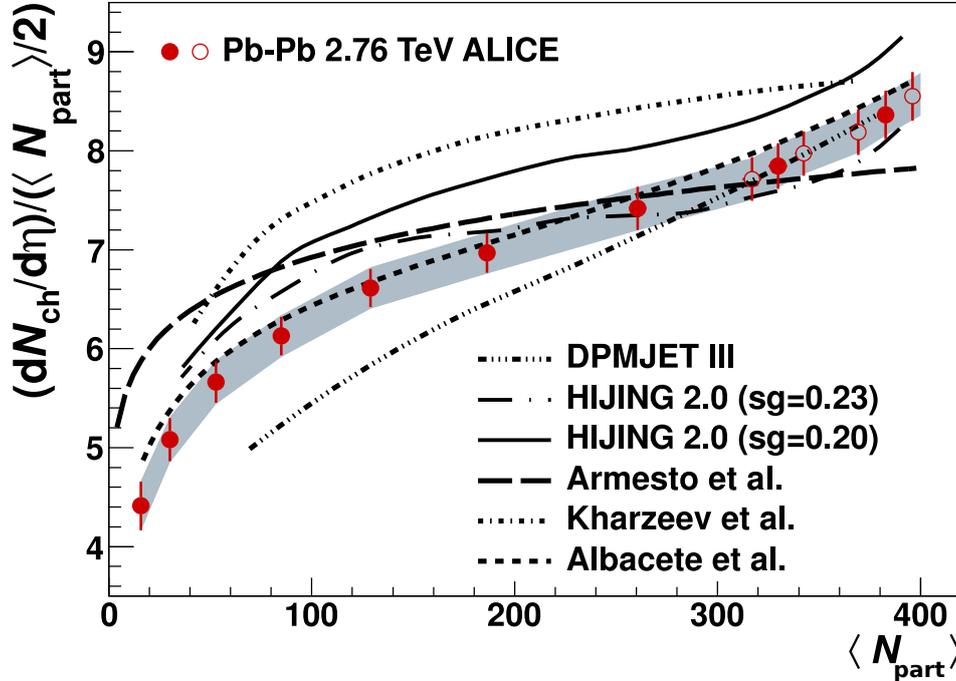


FIGURE 3.9 – Comparaison du  $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{part} \rangle/2)$  en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  avec différents modèles [3].

### 2172 3.3.2 Les générateurs PYTHIA, HIJING et AMPT

2173 PYTHIA [31] est un modèle Monte Carlo couramment utilisé en physique des parti-  
 2174 cules. Son développement commença en 1978 avec la naissance du programme JETSET  
 2175 créé par les membres du groupe de Physique théorie de Lund. Depuis lors, de nom-  
 2176 breuses de personnes participèrent au développement de ce code ou créèrent de nouveaux  
 2177 programmes similaires dont PYTHIA est l'un des plus importants. En 1997, JETSET et  
 2178 PYTHIA sont réunis sous le même label : PYTHIA. Ce générateur utilise des théories et  
 2179 modèles pour un grand nombre d'aspects physiques. Ainsi, il gère la production d'inter-  
 2180 actions dures et douces, la fragmentation, l'hadronisation, la production de partons dans  
 2181 l'état final et initial, la physique du photon, les décroissances de particules ou encore la  
 2182 physique au delà du modèle standard. PYTHIA est en perpétuelle évolution et réguliè-  
 2183 rement amélioré pour reproduire le plus fidèlement possible les données collectées à de  
 2184 nouvelles énergies [32].

2185 La première version de HIJING (Heavy Ion Jet INteraction Generator) est apparue en  
 2186 1991 [33]. Le modèle est basé sur PYTHIA fut utilisé avec succès pour décrire les  
 2187 données en collisions A-A et p-p à plus basses énergies. Plusieurs mises à jours permirent

2188 de prendre en compte les résultats obtenus aux énergies de RHIC et du LHC [33]. HIJING  
 2189 utilise une approche pQCD qui combine la production de mini-gerbes (basé sur PYTHIA)  
 2190 avec des modèles phénoménologiques utilisant des cordes à bas  $p_T$  (Lund FRITIOF et  
 2191 DPM (Dual Parton Model)). À haut  $p_T$ , les processus rares de QCD sont également inclus.  
 2192 Afin de reproduire les interactions multiples en collisions A-A, ce modèle Monte Carlo  
 2193 utilise une approche de type Glauber. Par ailleurs, l'influence et les modifications induites  
 2194 par un milieu dense et chaud sur les mini-gerbes produites par interaction q- $\bar{q}$  sont aussi  
 2195 incluses (*i.e* « shadowing » et « jet-quenching »).

2196 AMPT (A Multi-Phase Transport) [34] est une extension de HIJING. En effet, AMPT  
 2197 utilise HIJING pour la génération des conditions initiales, mais applique ses propres algo-  
 2198 rithmes pour traiter l'évolution du système après la collision notamment dans l'état final.  
 2199 Dans AMPT, la diffusion des partons (quarks et gluons) est assurée par le modèle ZPC  
 2200 (Zhang's Parton Cascade) et la diffusion des hadrons après le gel chimique est prise en  
 2201 charge par un modèle de transport relativiste : ART (A Relativistic Transport model).  
 2202 La dernière version publiée de AMPT donne une distribution en  $dN_{ch}/d\eta$  équivalente à  
 2203 celle donnée par HIJING 2.0. Enfin, l'inclusion des interactions dans l'état final font de ce  
 2204 modèle Monte Carlo un bon candidat pour l'étude des phénomènes collectifs comme le  
 2205 flot anisotropique [35–38].

### 2206 3.3.3 Le non-equilibrium statistical Relativistic Diffusion Model (RDM)

2207 Le RDM [39] est un modèle phénoménologique qui utilise une approche statistique hors  
 2208 équilibre des collisions d'ions lourds relativistes. Dans ce modèle, la distribution de particules  
 2209 chargées en fonction de la rapidité est décrite comme une superposition incohérente de trois  
 2210 sources au temps d'interaction  $t = \tau_{int}$  : les sources  $R_{1,2}(y, t = \tau_{int})$  dites de fragmentation<sup>4</sup>  
 2211 ayant pour contenu  $N_{ch}^{1,2}$  particules chargées et une source provenant des interactions  
 2212 gluon-gluon  $R_{gg}(y, t = \tau_{int})$  à mi-rapidité avec un contenu en particules chargées  $N_{ch}^{gg}$ <sup>5</sup>.  
 2213 On a alors :

$$\frac{dN_{ch}(y, t = \tau_{int})}{dy} = N_{ch}^1 R_1(y, \tau_{int}) + N_{ch}^2 R_2(y, \tau_{int}) + N_{ch}^{gg} R_{gg}(y, \tau_{int}) \quad , \quad (3.5)$$

2214 L'évolution temporelle des distributions macroscopiques est assurée par l'équation de  
 2215 Fokker-Planck suivante dans l'espace des phases de la rapidité ( $k = 1, 2, gg$ ) :

$$\frac{\partial}{\partial t} R_k(y, t) = -\frac{1}{\tau_y} \frac{\partial}{\partial y} [(y_{eq} - y) \cdot R_k(y, t)] + D_y^k(t) \frac{\partial^2}{\partial y^2} R_k(y, t) \quad , \quad (3.6)$$

2216 où

2217 —  $\tau_y$  est le temps de relaxation pour la rapidité ;

4. Ces sources de fragmentation sont en fait les deux noyaux incidents produisant des particules chargées par collisions douces et fragmentation des noyaux.

5. Cette dernière composante proche de l'équilibre thermique, indiquerait la formation locale d'un QGP.

- 2218 —  $y_{eq}$  est la valeur d'équilibre local, nulle pour les systèmes symétriques ;  
 2219 — et  $D_y^k(t)$  est le coefficient de diffusion qui tient compte de l'élargissement de la  
 2220 distribution dû aux interactions douces et à la création de particules.  
 2221 Enfin, une transformation Jacobienne<sup>6</sup> permet de remonter à la distribution en  $dN_{ch}/d\eta$ .  
 2222 En utilisant, les données à plus basse énergie et en faisant l'hypothèse que la limite de  
 2223 fragmentation est conservée, des prédictions aux énergies du LHC sont possibles.

### 2224 3.3.4 Le String Percolation Model (SPM)

2225 Le SPM (String Percolation Model) [40] est un modèle sur la base du DPM (Dual  
 2226 Parton Model) utilisant la fusion et la percolation des cordes de Schwinger. La production  
 2227 de particules est décrite en collisions d'ions lourds, au niveau du parton et du nucléon,  
 2228 via la formation de cordes colorées tendues entre les deux noyaux incidents. Ces cordes  
 2229 décroissent en d'autres cordes par production de paires  $q\bar{q}$ - $q\bar{q}$  qui sont alors hadronisées  
 2230 pour former les hadrons observés. On distingue deux types de cordes en fonction de leur  
 2231 extension suivant la rapidité  $y$  :

- 2232 — Les cordes dites de valence, associées aux interactions des quarks (diquarks) de  
 2233 valence ;  
 2234 — et les cordes dites de la mer, associées aux interactions entre partons de la mer<sup>7</sup>.

2235 En collisions A-A, le nombre de cordes de valence est égal au nombre de nucléons  
 2236 participants à la collision alors que le nombre de cordes de la mer  $N_s$  se comportent  
 2237 comme  $N_s \sim N_{part}^{4/3}$ . Enfin, la densité de particules chargées  $dN_{ch}/dy$  est attendue être  
 2238 proportionnelle au nombre moyen de cordes ( $\bar{N}_s$ ) tel que :

$$\frac{1}{N_{part}} \frac{dN_{ch}}{dy} \Big|_{A-A} = \kappa \frac{dN_{ch}}{dy} \Big|_{p-p} \left[ 1 + \frac{F(\eta_{A-A}^t)}{F(\eta_{p-p}^t)} (N_{part}^{1/3} - 1) \right] , \quad (3.7)$$

2239 où,

- 2240 —  $\kappa$  est un facteur de normalisation ;  
 2241 —  $\frac{dN_{ch}}{dy} \Big|_{p-p}$  est la densité de particules chargées en collisions p-p à la même énergie  
 2242 dans le centre de masse ;  
 2243 —  $\eta^t$  est la densité de cordes dans le plan du paramètre d'impact. Elle est proportion-  
 2244 nelle à  $\bar{N}_s$  ;  
 2245 — et  $F(\eta^t)$  est un facteur de réduction de couleur et dépend de la densité de cordes  
 2246  $\eta^t$ . En effet, à haute densité d'énergie, les cordes sont vues comme des disques  
 2247 dans le plan du paramètre d'impact et se chevauchent, fusionnent et percolent<sup>8</sup>.  
 2248 Ceci conduit à une réduction globale de la couleur.

2249 La dépendance en  $\eta$  de la distribution est une nouvelle fois obtenue par une transformation  
 2250 Jacobienne. Enfin, il faut noter que, dans le cadre de ce modèle, la limite de fragmentation  
 2251 n'est pas conservée. La violation est de l'ordre de quelques pourcents.

6. Dans les calculs, la masse moyenne des hadrons produits est approximée par celle du pion.

7. Ces partons sont pour la plupart des gluons.

8. On note que lorsque  $\eta^t \rightarrow 0$ ,  $F(\eta^t) \rightarrow 1$  et lorsque  $\eta^t \rightarrow \infty$ ,  $F(\eta^t) \rightarrow 1/\sqrt{\eta^t}$ .

## 2252 3.4 Résultats d'ALICE à mi-rapacité

2253 Dans cette section, on présentera brièvement la technique d'analyse mise en place et  
 2254 les résultats obtenus pour le  $dN_{ch}/d\eta$  dans la région à mi-rapacité avec le SPD. Ces  
 2255 résultats sont à l'origine de ceux obtenus dans la région vers l'avant avec le VZERO.

### 2256 3.4.1 La technique d'analyse

2257 Les toutes premières mesures faites et publiées par ALICE, en collisions Pb-Pb, concer-  
 2258 naient le  $dN_{ch}/d\eta$  dans la partie centrale ( $|\eta| < 0.5$ ) [3, 4]. Ces mesures furent réalisées  
 2259 avec le SPD (voir section 3.4.2). La faible quantité de matière présente entre les deux  
 2260 couches du SPD et le point d'interaction (figure 3.10) implique une faible production  
 2261 de particules secondaires<sup>9</sup>. En effet, comme le montre le schéma sur la figure 3.10 la  
 2262 quantité de matière présente est 20 fois plus faible à mi-rapacité que dans la région vers  
 2263 l'avant. Ceci permet une mesure précise du  $dN_{ch}/d\eta$  peu polluée par la contribution des  
 2264 particules secondaires au signal. Dans la suite, on présentera une mesure étendue en  $\eta$  du  
 2265  $dN_{ch}/d\eta$  avec le SPD dont la technique d'analyse est similaire à celle décrite dans [3, 4].

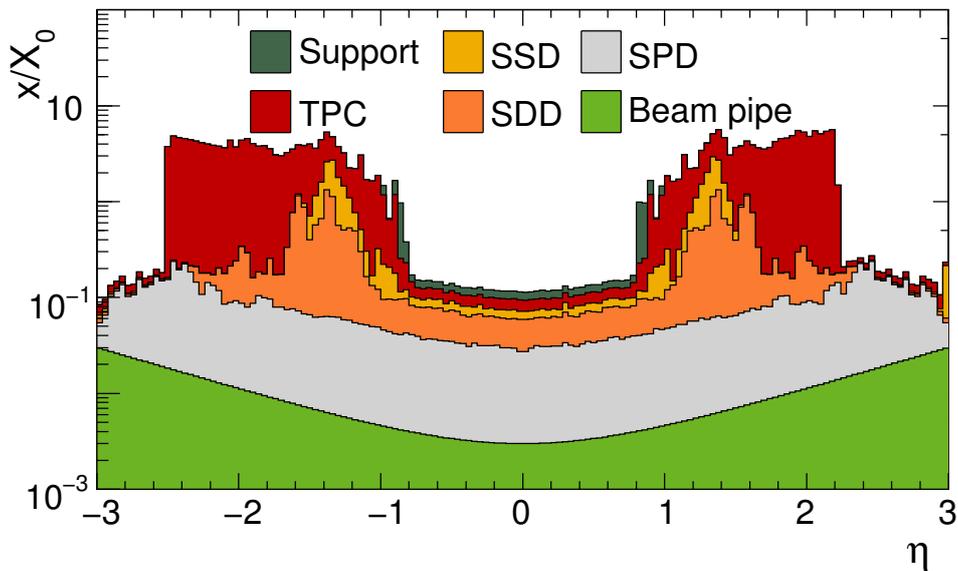


FIGURE 3.10 – Rapport des longueurs de radiations  $x/X_0$  en fonction de  $\eta$ .

2266 Cette technique d'analyse est basée sur la reconstruction de « tracelettes ». Un candidat  
 2267 « tracelette » est défini comme une paire d'impacts dans le SPD (un par couche). En  
 2268 utilisant le vertex d'interaction reconstruit comme origine, les différences en azimuth  $\Delta\phi$

9. Les particules primaires sont définies comme des particules issues de la collision, alors que les particules secondaires et les produits de décroissance par interaction faible sont issues de l'interaction entre une particule et les matériaux composant le détecteur ALICE.

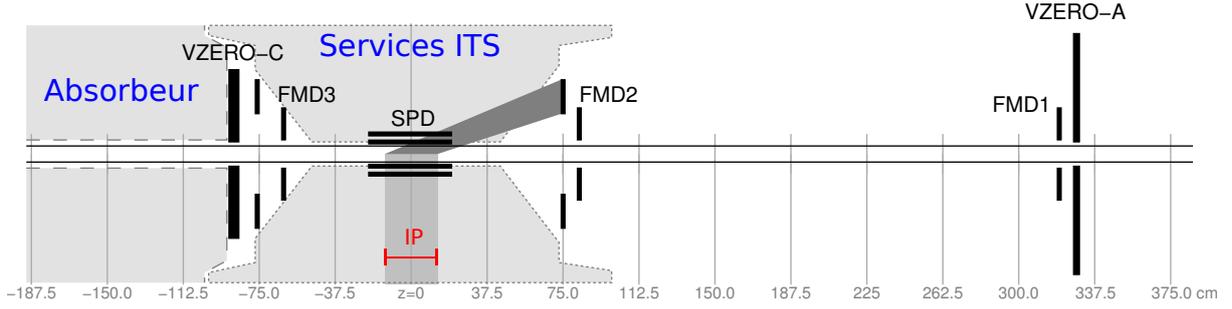


FIGURE 3.11 – Schéma en coupe du détecteur ALICE. Seuls les détecteurs utilisés dans la mesure du  $dN_{ch}/d\eta$  sont représentés. La zone gris clair entourée de tirés représente les structures de maintien, les système de refroidissement, etc. de l'ITS. Celle entourée de tirés longs représente l'absorbeur à muons placé juste devant le spectromètre d'ALICE. La zone grise correspond aux limites de la sélection imposées sur la position du point d'interaction pour l'analyse avec le SPD. L'aire gris foncé indique le chemin emprunté par les particules primaires produites à la collision lors de leur voyage vers le FMD2.

2269 (plan de déviation) et en angle polaire  $\Delta\theta$  (plan de non-déviation) sont calculées pour  
 2270 chaque paire. Seules les « tracelettes » ayant un  $\delta^2$  suffisamment petit sont sélectionnées.  
 2271  $\delta^2$  est défini comme la somme quadratique de  $\Delta\phi$  et  $\Delta\theta$ <sup>10</sup>. Le seuil en impulsion  
 2272 des particules chargées pouvant produire une « tracelette » dans le détecteur est de  
 2273 50 MeV/c. De plus, si plusieurs « tracelettes » partagent un même impact dans le SPD,  
 2274 seule la combinaison avec le plus petit  $\delta^2$  est conservée. On obtient donc un nombre  
 2275 total de « tracelettes » en fonction de la rapidité  $dN_{tr}/d\eta$ .

2276 La sélection d'événements utilisée dans cette analyse est la suivante. Les collisions  
 2277 utilisées se produisent autour de l'IP nominal. Afin d'étendre la couverture en  $\eta$ , par  
 2278 rapport aux mesures précédemment fournies par ALICE [3, 4], on demande un vertex  
 2279 d'interaction tel que  $|z_{vtx}| < 13$  cm (zone grise sur le schéma de la figure 3.11). On  
 2280 obtient ainsi trois lots d'événements suivant  $z_{vtx}$  :

- 2281 —  $-13 < z_{vtx} < -6$  cm ;
- 2282 —  $-7 < z_{vtx} < 7$  cm ;
- 2283 —  $6 < z_{vtx} < 13$  cm.

2284 La sélection en centralité des événements est déterminée à l'aide du ZDC<sup>11</sup> et seuls les  
 2285 événements ayant un vertex d'interaction bien reconstruit sont sélectionnés. Ceci permet  
 2286 d'obtenir une mesure du  $dN_{ch}/d\eta$  dans la gamme en pseudo-rapacité  $|\eta| < 2$ .

2287  $dN_{ch}/d\eta$  est ensuite extrait en utilisant  $dN_{tr}/d\eta$  avec la formule suivante :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = \alpha_{SPD} \times (1 - \beta) \frac{dN_{tr}}{d\eta} . \quad (3.8)$$

10.  $\Delta\phi$  et  $\Delta\theta$  sont naturellement normalisés par la résolution atteinte par le SPD dans chacun de ces plans. On estime cette résolution à 60 mrad en  $\Delta\phi$  et  $25 \cdot \sin^2\theta$  mrad en  $\Delta\theta$ .

11. Dans les références [3, 4], c'est le VZERO qui avait été utilisé.

2288 Ici, le facteur  $\alpha_{SPD}$  est un facteur de correction sur l'acceptance du détecteur et l'efficacité  
 2289 de reconstruction des « tracelettes » (*i.e.* la probabilité qu'une particule primaire forme une  
 2290 « tracelette » dans le SPD). Le facteur  $\beta$  traduit la fraction de « tracelettes » reconstruites  
 2291 issues d'impacts non corrélés dans le détecteur. Cette contribution est aussi appelée bruit de  
 2292 fond combinatoire. Ces deux corrections  $\alpha_{SPD}$  et  $\beta$  dépendent de  $\eta$  et  $z_{vtx}$ . Les simulations  
 2293 utilisées pour calculer ces corrections sont basées sur le générateur d'événements Monte  
 2294 Carlo HIJING et un modèle GEANT3 pour la réponse des détecteurs.

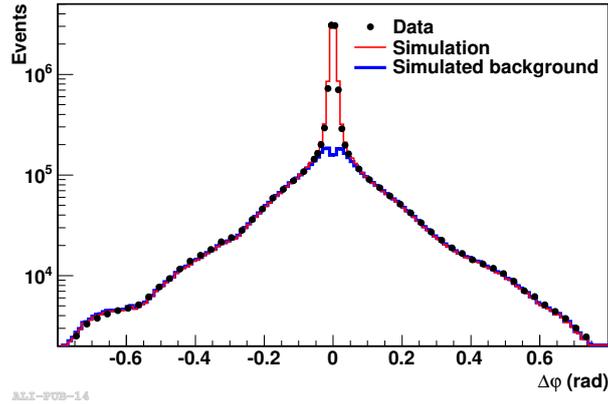


FIGURE 3.12 — Distribution de la séparation azimutale ( $\Delta\phi$ ) de tous les candidats « tracelettes » dans les données (points noirs), en simulation (rouge), et pour le bruit de fond combinatoire (bleu) estimé à partir de la simulation.

2295 En simulant des événements de multiplicité similaire à celle observée dans les données  
 2296 et en sélectionnant les « tracelettes » reconstruites mais provenant d'impacts non corrélés  
 2297 dans le SPD, il est possible d'obtenir la distribution en  $\delta^2$  du bruit de fond combinatoire.  
 2298 La fraction  $\beta$  est estimée en faisant correspondre les queues des distributions en  $\delta^2$  des  
 2299 données et du bruit de fond combinatoire. La figure 3.12 montre le bon accord entre les  
 2300 données et la simulation pour la distribution en  $\Delta\phi$ .

2301 La correction en acceptance et en efficacité  $\alpha_{SPD}$  est obtenue en simulation par le  
 2302 rapport entre le nombre de traces primaires chargées générées dans l'acceptance du SPD sur  
 2303 le nombre de « tracelettes » reconstruites après soustraction du bruit de fond combinatoire.  
 2304  $\alpha_{SPD}$  tient ainsi compte de :

- 2305 — l'acceptance géométrique ;
- 2306 — l'efficacité du détecteur et de la reconstruction des « tracelettes » ;
- 2307 — la contamination par les produits de la décroissance des particules étranges par  
 2308 interaction faible, des particules secondaires contribuant au signal et des particules  
 2309 de trop faible impulsion pour être détectées.

### 2310 3.4.2 Résultats

2311 Les résultats obtenus avec le SPD concernant le  $dN_{ch}/d\eta$  pour une gamme en pseudo-  
 2312 rapidité  $|\eta| < 2$  sont présentés dans la figure 3.13. La densité de particules chargées a été

2313 extraite à l'aide de la formule 3.8 pour quatre tranches en centralité : 0-5%, 5-10%, 10-  
 2314 20% et 20-30%. Les résultats sont entièrement compatibles avec ceux obtenus dans les  
 2315 précédentes publications d'ALICE [3,4] comme on le montrera dans la section 3.6.1.2.

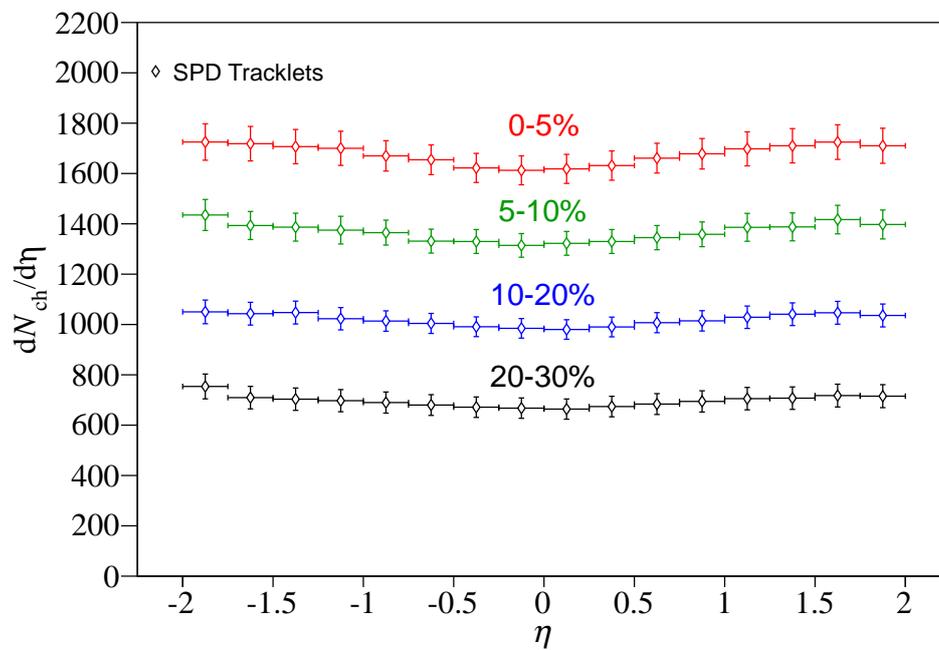


FIGURE 3.13 –  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction de  $\eta$ , pour quatre tranches en centralité mesurées avec le SPD et avec le ZDC comme estimateur de la centralité.

2316 **3.5 Problématique, enjeux et méthode pour la mesure du  $dN_{ch}/d\eta$**   
 2317 **vers l'avant**

2318 Une étude plus complète de la densité de particules chargées  $dN_{ch}/d\eta$  implique une  
 2319 mesure de la distribution sur une large gamme en  $\eta$ . ALICE possède une couverture d'en-  
 2320 viron 9 unités en pseudo-rapidity permettant cette étude (voir figure 2.7 du chapitre 2).  
 2321 Cela impose l'implication des détecteurs vers l'avant d'ALICE tels que le VZERO et le  
 2322 FMD. Dans cette section, on discutera des contraintes et problèmes liés à une telle mesure  
 2323 ainsi que les solutions mises en place pour parvenir aux résultats. La pierre angulaire de  
 2324 la technique d'analyse qui suit est l'utilisation des collisions satellites largement détaillée  
 2325 dans le chapitre 2. Cette nouvelle technique d'analyse est nommée « technique des vertex  
 2326 déplacés ».

### 2327 3.5.1 La densité de matière, un agent majeur dans la production du bruit de 2328 fond

2329 L'analyse dans le tonneau central bénéficie d'une faible densité de matière entre le  
2330 point d'interaction et le SPD. Cependant, pour des collisions nominales dans la région vers  
2331 l'avant (*i.e.* dans l'acceptance des détecteurs tels que le VZERO et le FMD), la densité  
2332 de matière traversée par les particules primaires est beaucoup plus importante (figure 3.11,  
2333 section 3.4.1). Ces particules primaires traversent des faisceaux de câbles électriques ainsi  
2334 que des structures de maintien et de refroidissement utiles à l'ITS. De plus, la proximité du  
2335 VZERO-C et du FMD3 avec l'absorbeur les rend sensibles au phénomène de rétrodiffusion  
2336 des particules secondaires produites dans ce dernier<sup>12</sup>. Par conséquent, l'encombrement  
2337 matériel dans cette région engendre une production de particules secondaires accrue et  
2338 augmente d'autant la contribution du bruit de fond aux signaux en sortie des détecteurs<sup>13</sup>.

2339 La contribution de ces particules secondaires doit être corrigée. Pour cela, il est néces-  
2340 saire de disposer d'une description très précise du détecteur en simulation, tant pour les  
2341 matériaux présents (incluant la totalité des infrastructures liés aux multiples détecteurs) que  
2342 pour la réponse des détecteurs impliqués. Cependant compte tenu de l'ordre de grandeur  
2343 des corrections à appliquer ainsi que de la finesse nécessaire pour la description du détec-  
2344 teur lors de simulations, il a été préférable de développer une nouvelle méthode d'analyse  
2345 utilisant les collisions satellites enregistrées par ALICE en 2010 en collisions Pb-Pb. Ces  
2346 collisions ainsi que leur origine ont été décrites en détails dans la section 2.1.4.3 du  
2347 chapitre 2.

### 2348 3.5.2 La technique des vertex déplacés

2349 L'analyse utilisant les collisions satellites est originale. Il est nécessaire de redéfinir une  
2350 sélection physique des événements et une estimation de la centralité propre à cette analyse.  
2351 Dans la suite, on détaillera les caractéristiques de la méthode employée, ses avantages  
2352 ainsi que les procédures mises en place pour sélectionner les événements.

#### 2353 3.5.2.1 Principe et avantages de la méthode

2354 Les collisions satellites se produisent tous les 37.5 cm environ le long de l'axe des  
2355 faisceaux au niveau de l'expérience ALICE (voir section 2.1.4.3). Sur le schéma de la  
2356 figure 3.14, la position de ces différents points d'interaction est représentée entre -187.5  
2357 et 375 cm. Les deux aires gris foncé représentent le trajet emprunté par les particules  
2358 primaires créées à  $z_{vtx} = 225$  cm pour rejoindre le détecteur VZERO-A ou l'anneau  
2359 interne du FMD2. Dans cette zone, la contribution principale à la production de particules

12. La rétrodiffusion est limitée pour la TPC (voir section 2.2.5.1) mais beaucoup moins pour les détecteurs vers l'avant proches de la face avant de l'absorbeur (VZERO-C et FMD3).

13. Dans certains cas, le nombre de particules secondaires produites peut atteindre jusqu'à 2 fois celui des particules primaires d'après les simulations Monte Carlo réalisées avec HIJING et une multiplicité en particules chargées de l'ordre de celle observée dans les données à  $|\eta| < 0.5$ .

2360 secondaires vient du tube faisceau. Ainsi, en utilisant les collisions qui sont localisées au  
 2361 niveau de ces vertex déplacés, il est possible de réduire fortement l'impact de la production  
 2362 de particules secondaires sur la mesure. En effet, la quantité de particules secondaires peut  
 2363 être réduite d'un facteur 2 à 4 en fonction du vertex d'interaction choisi. Il s'agit là de  
 2364 l'un des avantages majeurs de cette technique.

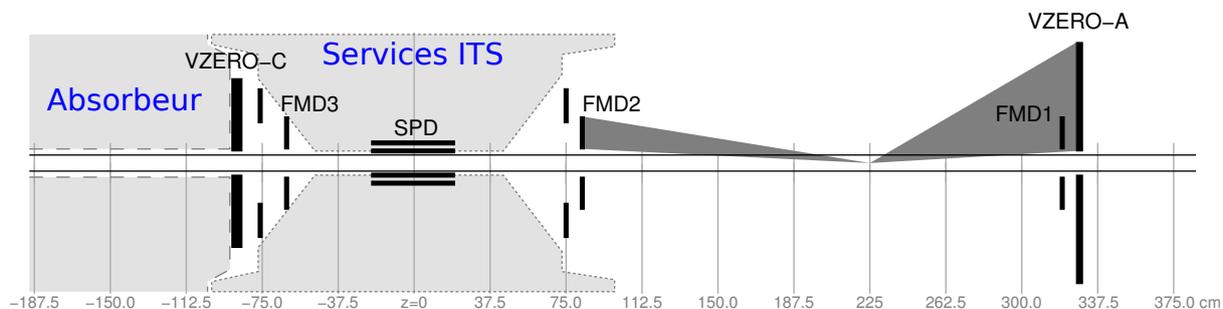


FIGURE 3.14 – Schéma en coupe du détecteur ALICE. Seuls les détecteurs utilisés dans la mesure de  $dN_{ch}/d\eta$  sont représentés. La zone gris clair entourée de tirés représente les services de l'ITS. Celle entourée de tirés longs représente l'absorbeur à muons placé juste devant le spectromètre d'ALICE.

2365 Grâce à cette technique, il est possible de balayer l'environnement d'ALICE pour com-  
 2366 prendre et améliorer la description du détecteur (*i.e.* le budget de matière) en simulation.  
 2367 De surcroît, l'utilisation de ces vertex déplacés permet de faire varier l'acceptance en  $\eta$  des  
 2368 différents détecteurs en fonction de  $z_{vtx}$  et donc d'étendre considérablement la couverture  
 2369 en pseudo-rapacité pour ces mesures. En effet, la mesure est possible sur 8 unités de  
 2370 pseudo-rapacité ( $-3 < \eta < 5$ ) pour le VZERO et 10.5 unités ( $-5 < \eta < 5.5$ ) pour le FMD.  
 2371 Les autres intérêts de la méthode, souvent propres à l'analyse du FMD ou du VZERO,  
 2372 seront évoqués dans la suite.

### 2373 3.5.2.2 Sélection des événements satellites en fonction de $z_{vtx}$

2374 Afin d'utiliser les collisions satellites, il faut tout d'abord être en mesure de les séparer  
 2375 le long de l'axe des faisceaux. Pour cela, on utilise le ZDC (A+C) qui possède la résolution  
 2376 en temps nécessaire pour cette séparation. La figure 3.15 montre la corrélation entre la  
 2377 somme des temps moyens d'arrivée dans les ZDC-A et le ZDC-C ( $\Sigma t_{ZDC} = t_A^{ZDC} + t_C^{ZDC}$ )  
 2378 et la différence ( $\Delta t_{ZDC} = t_C^{ZDC} - t_A^{ZDC}$ ). La somme en temps peut être comprise comme  
 2379 le temps de collision<sup>14</sup> et la différence comme la position du point d'interaction suivant  
 2380 l'axe du faisceau. D'après cette figure, une séparation claire des événements en fonction  
 2381 du temps de collision et de la position du vertex est donc possible.

2382 On distingue plusieurs cas de figure :

- 2383 — le **cercle noir** contient les événements issus de collisions entre deux paquets nominaux  
 2384 ( $z_{vtx} = 0$  et  $t = 0$ );

14. Le temps de collision est ici défini relativement au temps  $t = 0$  auquel se croisent les deux paquets nominaux à  $z_{vtx} = 0$ .

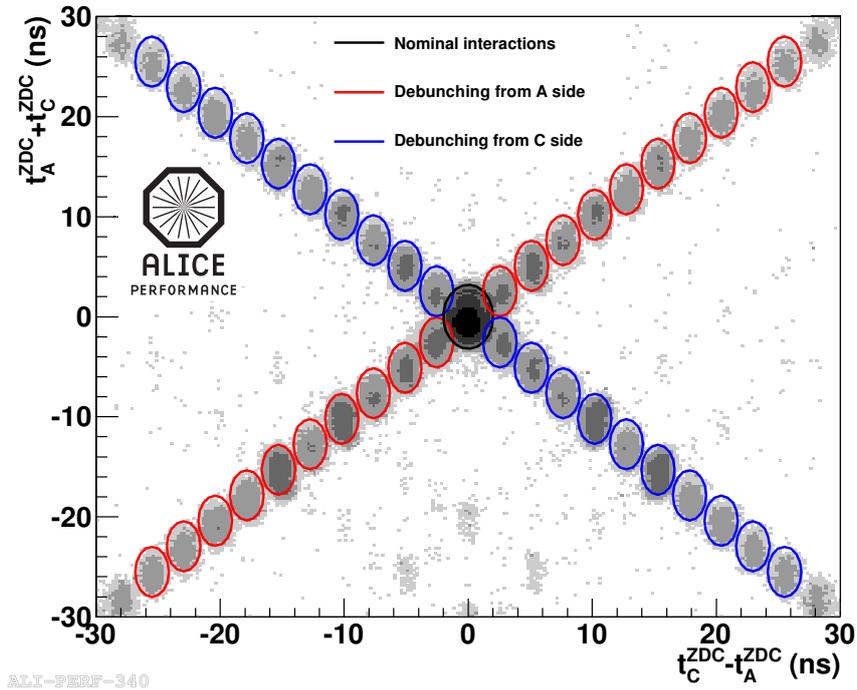


FIGURE 3.15 — Figure montrant la somme en fonction de la différence des temps d'arrivée dans les ZDC-A et -C. La sélection des événements satellites est réalisée à partir de cette distribution. Voir le texte pour plus de détails.

- 2385 — les **cercles rouges (bleus)** contiennent les événements issus de collisions entre un
- 2386 paquet satellite provenant du côté A (C) et un paquet nominal provenant du côté
- 2387 C (A);
- 2388 — les événements **hors des cercles** sont, pour la plupart, le fruit d'interactions entre
- 2389 deux paquets satellites. La statistique représentée par de telles collisions est néglig-
- 2390 eable et ces événements ne seront pas considérés.

2391 Dans la suite, seuls les événements cerclés de rouge seront utilisés. En effet, l'unique

2392 tour du ZEM est placée côté A et, par conséquent, les signaux provenant d'interactions

2393 cerclées de bleu arrivent trop tôt ou trop tard pour être intégrés correctement par l'élec-

2394 tronique. A contrario, les particules créées lors de l'interaction entre un paquet satellite

2395 venant du côté A et un paquet nominal venant du côté C voyagent avec le faisceau.

2396 Les signaux générés par ces collisions arrivent donc dans le ZEM en même temps que

2397 ceux produits par une collision entre deux paquets nominaux. Les figures 3.16 et 3.17,

2398 montrant la corrélation entre l'énergie déposée dans le ZDC (A+C) et l'amplitude du

2399 signal reçu par le ZEM, illustrent parfaitement ceci. En théorie, la relation entre ces deux

2400 grandeurs est linéaire<sup>15</sup> et décroissante en allant vers les événements les plus centraux.

2401 À gauche, tous les événements satellites sont pris en compte (bleu+rouge) et un grand

15. Pour les événements les plus périphériques (*i.e.* pour des signaux de basse amplitude dans le ZEM), la résolution du ZDC en énergie est fortement dégradée, ce qui explique la forme de la distribution pour les basses amplitudes dans le ZEM.

2402 nombre d'événements ne respectent pas cette corrélation. À droite, seuls les événements  
 2403 cerclés de rouge sont pris en compte et l'effet de non-corrélation a disparu.

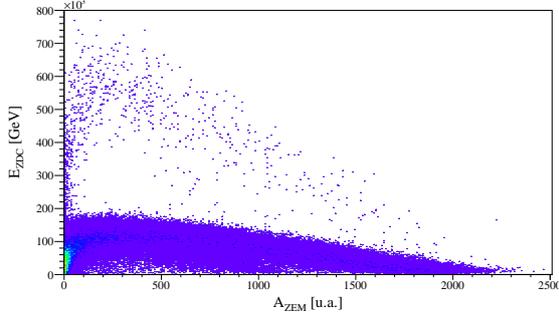


FIGURE 3.16 – Energie déposée dans le ZDC en fonction de l'amplitude du signal dans le ZEM pour les satellites venant du côté A et C.

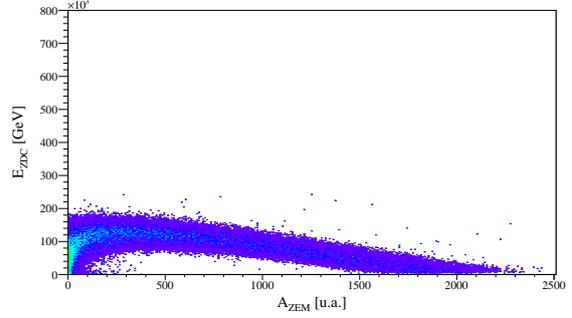


FIGURE 3.17 – Energie déposée dans le ZDC en fonction de l'amplitude du signal dans le ZEM pour les satellites venant du côté A uniquement.

2404 Pour finir, les événements sont sélectionnés et classés en fonction de la position du  
 2405 vertex d'interaction grâce à une coupe dépendante de  $\Sigma t_{ZDC}$  et  $\Delta t_{ZDC}$  (cercles rouges sur  
 2406 la figure 3.15) tels que :

$$\frac{(\Sigma t_{ZDC} - 2,5 \times n)^2}{(\sigma_{\Sigma t_{ZDC}})^2} + \frac{(\Delta t_{ZDC} - 2,5 \times n)^2}{(\sigma_{\Delta t_{ZDC}})^2} < 1 \quad , \quad (3.9)$$

2407 où  $\sigma_{\Sigma t_{ZDC}} = 2.45$  ns et  $\sigma_{\Delta t_{ZDC}} = 1.32$  ns sont les résolutions en temps sur la somme et  
 2408 la différence en temps.  $n$ , compris entre -10 et 10, est l'indice représentant la position  
 2409 du vertex satellite. Ainsi,  $n = 0$  signifie une interaction au vertex nominal. Cet indice  
 2410 est multiplié par un facteur 2.5 (en ns) qui correspond à la distance entre deux vertex  
 2411 satellites soit 37.5 cm comme il a été décrit dans la section 2.1.4.3.

### 2412 3.5.2.3 Estimation de la centralité de la collision

2413 L'estimateur de la centralité dans ALICE est, par défaut, le VZERO (voir section  
 2414 2.2.4.2). Cependant, cet estimateur est basé sur le spectre en multiplicité brut fourni par  
 2415 le détecteur et la forme de ce spectre est fortement dépendante de la position du point  
 2416 d'interaction. Pour pouvoir estimer la centralité d'une collision aux vertex satellites, il est  
 2417 donc nécessaire d'utiliser un estimateur de la centralité dont la réponse est indépendante  
 2418 de la position du vertex d'interaction. Le ZDC s'impose comme un candidat idéal puisqu'il  
 2419 est placé très loin du point d'interaction soit à  $\pm 114$  m (voir chapitre 2 section 2.2.3.2).  
 2420 En effet, pour les collisions satellites, la variation relative de la distance entre le ZDC-A(C)  
 2421 et le vertex d'interaction ne dépasse pas 7%. Cette valeur est inférieure à celle obtenue  
 2422 pour le VZERO, lors de collisions nominales et avec une incertitude sur la position du  
 2423 vertex de  $\pm 13$  cm. Néanmoins, la réponse du ZDC n'est pas monotone en fonction de

2424 la centralité de la collision<sup>16</sup>. Pour cela, les informations du ZDC sont combinées à celles  
 2425 du ZEM. La réponse du ZEM, proportionnelle à la centralité de la collision, est légèrement  
 2426 plus sensible à la position du vertex car il n'est situé qu'à 7.5 m du point de collision  
 2427 nominal. Les corrections appliquées en fonction de la position du vertex pour cet effet  
 2428 seront détaillées dans la suite.

2429 L'estimateur avec le ZDC est calibré en utilisant l'estimation faite par le VZERO pour  
 2430 des collisions nominales. La figure 3.18 montre l'estimation de la centralité faite par le  
 2431 VZERO dans le plan défini par l'énergie déposée dans le ZDC ( $E_{ZDC}$ ) et l'amplitude du  
 2432 signal dans le ZEM ( $A_{ZEM}$ ) [41].

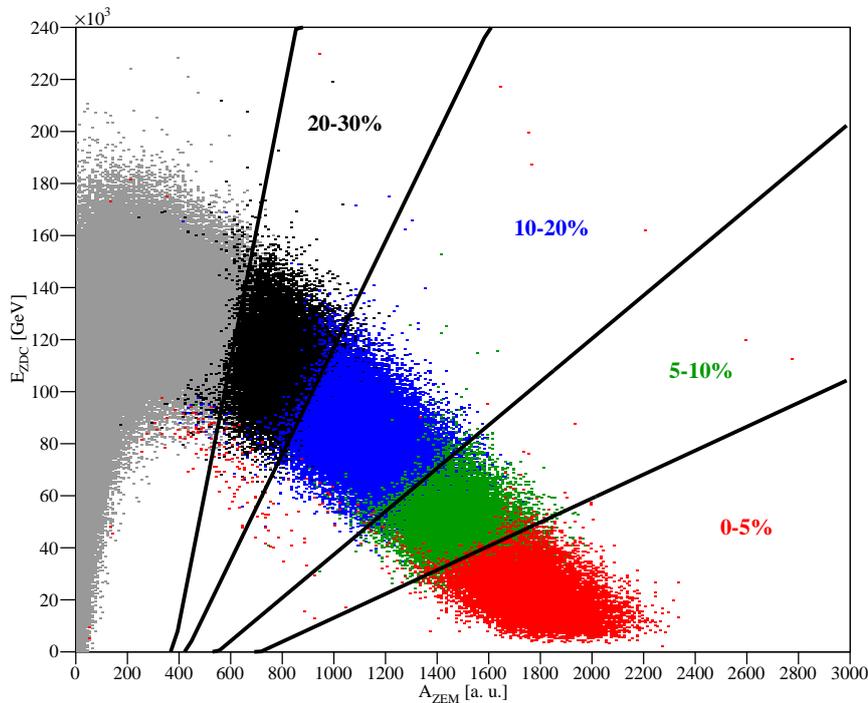


FIGURE 3.18 – Corrélation entre  $E_{ZDC}$  et  $A_{ZEM}$  à  $z_{vtx} = 0$  cm. La centralité est estimée avec le VZERO au point d'interaction nominal. Les couleurs représentent les différentes tranches en centralité. Pour plus de détails, voir le texte.

2433 Les points à la frontière entre deux tranches en centralité sont ajustés par une fonction  
 2434 linéaire. Ces droites sont représentées en noir sur la figure 3.18. Elles partent toutes d'un  
 2435 même point de coordonnées  $(E_{ZDC_{ref}}, A_{ZEM_{ref}})$  et ont un coefficient directeur  $s_{VZERO}$ . On  
 2436 trace ces pentes en fonction de la centralité fournie, en pourcents, par le VZERO ( $C_{VZERO}$ )

<sup>16</sup>. Lors d'une collision, certains nucléons peuvent rester liés et forment des fragments. Si ces fragments ont une rigidité magnétique équivalente à celle des ions du faisceau, ils demeurent dans le tube faisceau et ne sont pas détectés. Cette effet est d'autant plus important que la collision est périphérique.

### 3.5. Problématique, enjeux et méthode pour la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ vers l'avant 97

2437 (figure 3.19). L'histogramme ainsi obtenu est ajusté à l'aide de la fonction suivante :

$$s_{VZERO} = \tan(a_1 \times C_{VZERO} + a_2) + b \quad , \quad (3.10)$$

2438 où  $a_{1,2}$  et  $b$  sont des paramètres libres de l'ajustement. L'équation 3.10 reproduit bien les  
 2439 données et dénote le comportement angulaire de  $C_{VZERO}$  dans l'espace des phases  $E_{ZDC}$   
 2440 en fonction de  $A_{ZEM}$ . Pour un événement  $i$ , on peut donc estimer sa centralité donnée  
 2441 par le ZDC ( $C_{ZDC}$ ) avec la formule :

$$C_{ZDC} = \frac{\arctan s_{ZDC} - b - a_2}{a_1} \quad , \quad (3.11)$$

2442 avec,

$$s_{ZDC} = \frac{E_{ZDC_i} - E_{ZDC_{ref}}}{A_{ZEM_i} - A_{ZEM_{ref}}} \quad , \quad (3.12)$$

2443 où  $E_{ZDC_i}$  et  $A_{ZEM_i}$  sont respectivement l'énergie déposée dans le ZDC et l'amplitude du  
 2444 signal dans le ZEM pour l'événement  $i$  considéré.

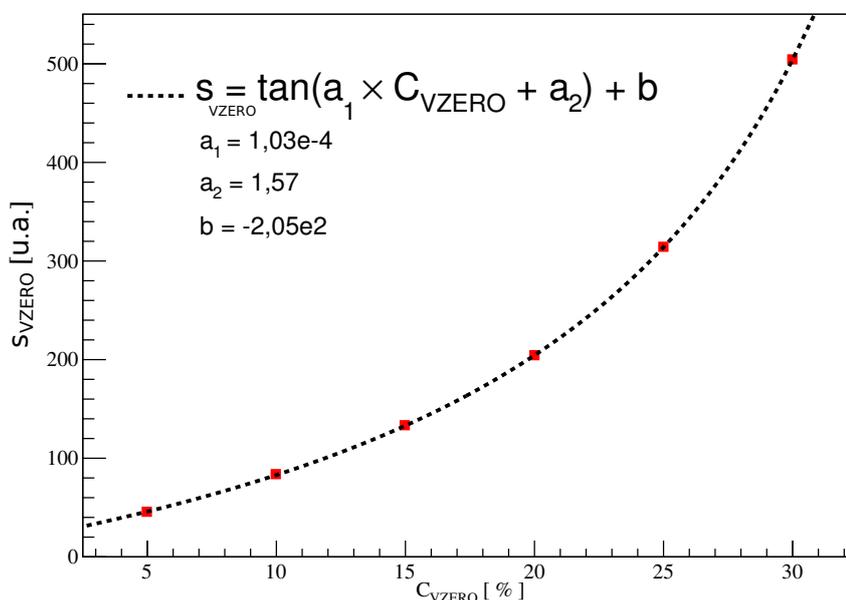


FIGURE 3.19 – Pentes des droites issues de l'ajustement dans la distribution  $E_{ZDC} = f(A_{ZEM})$  en fonction de la centralité déterminée par le VZERO à  $z_{vtx} = 0$ .

2445 Afin d'améliorer cette estimation, une correction sur l'amplitude mesurée par le ZEM  
 2446 est apportée.  $A_{ZEM_i}$  dépend à la fois de la position du vertex d'interaction et de la polarité

2447 du champ. La figure 3.20 montre le rapport entre l'amplitude moyenne dans le ZEM  
 2448 pour un vertex d'interaction donné  $A_{ZEM}(z_{vtx})$  et l'amplitude moyenne au vertex nominal  
 2449  $A_{ZEM}(0)$ . Ce rapport est déterminé en fonction de la polarité du champ soit (--) en bleu  
 2450 et (++) en rouge. Les distributions sont paramétrisées à l'aide de polynômes de degré 5.  
 2451 On obtient alors l'amplitude corrigée  $A_{ZEM_{corr}}$  donnée par :

$$A_{ZEM_{corr}} = \frac{A_{ZEM}(0)}{A_{ZEM}(z_{vtx})} A_{ZEM_{raw}} \quad (3.13)$$

2452 Cette correction est introduit un effet systématiques sur la mesure du  $dN_{ch}/d\eta$ . La mé-  
 2453 thode employée pour déterminer l'amplitude de cette erreur sera détaillée ultérieurement.

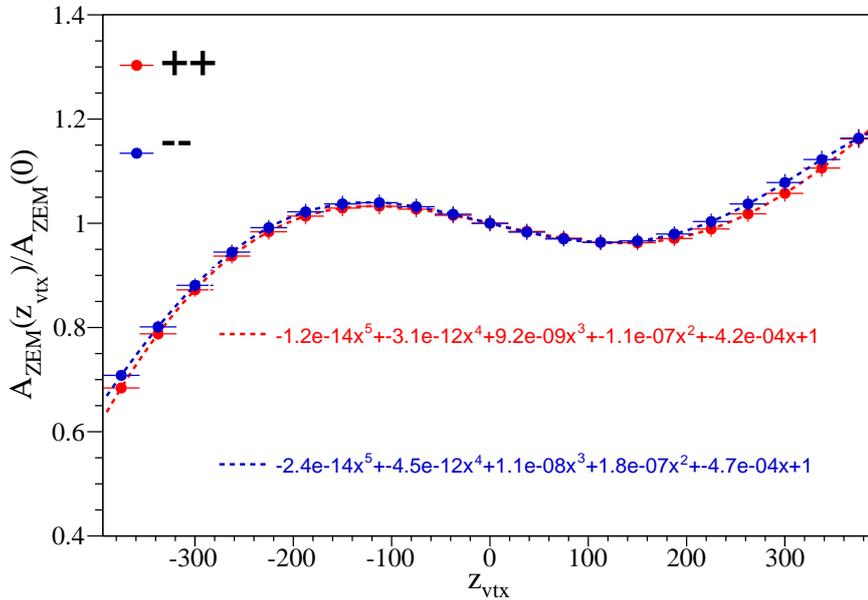


FIGURE 3.20 – Facteur de correction appliqué à l'amplitude du signal dans le ZEM en fonction de la position du vertex d'interaction pour les deux polarités (++) et (--). Le résultat de l'ajustement est donné par les deux courbes en pointillés soit respectivement pour une polarité (++) en rouge et (--) en bleu.

2454 Enfin, la figure 3.21 montre le nombre d'événements sélectionnés avec l'estimateur ZDC  
 2455 par tranche en centralité pour tous les vertex d'interaction. Un ajustement des points a été  
 2456 fait à l'aide d'une constante pour la tranche en centralité 0 à 30%. Le résultat montre  
 2457 que les événements sont également distribués en fonction de la centralité. Cependant,  
 2458 pour les tranches suivantes (30-35% et 35-40%), une déviation par rapport à l'ajustement  
 2459 est observée. On en conclut que cet estimateur ne fonctionne pas au-delà de 30% des  
 2460 collisions les plus centrales. Ceci est intrinsèquement lié à la dégradation de la résolution  
 2461 des calorimètres à protons et à neutrons lorsqu'on se déplace vers des événements de  
 2462 plus en plus périphériques. Dans la suite de cette analyse, on se limitera donc à l'étude

2463 des événements dans une gamme en centralité entre 0 et 30%. L'erreur systématique  
 2464 provenant de la sélection des événements avec un tel estimateur sera déterminée à l'aide  
 2465 de cette étude. Ce point sera discuté dans la suite.

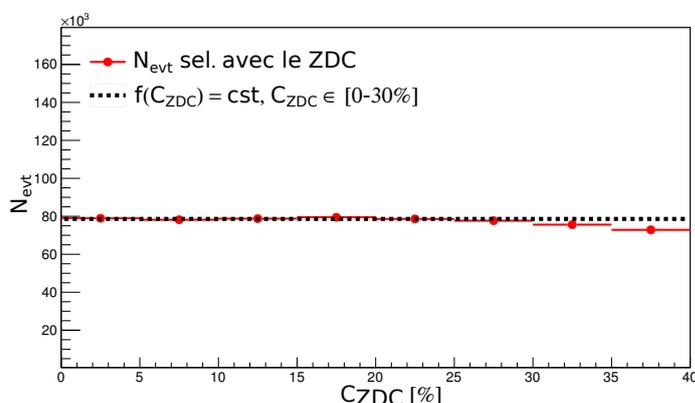


FIGURE 3.21 – Nombre d'événements en fonction de la centralité déterminée avec l'estimateur ZDC pour tous les vertex.

2466 La figure 3.22 montre pour le vertex nominal la sélection en centralité des événements  
 2467 détectés par le VZERO pour les quatre tranches en centralité considérées dans la suite : 0-  
 2468 5%, 5-10%, 10-20% et 20-30%. Les résultats obtenus pour les autres vertex d'interaction  
 2469 sont similaires.

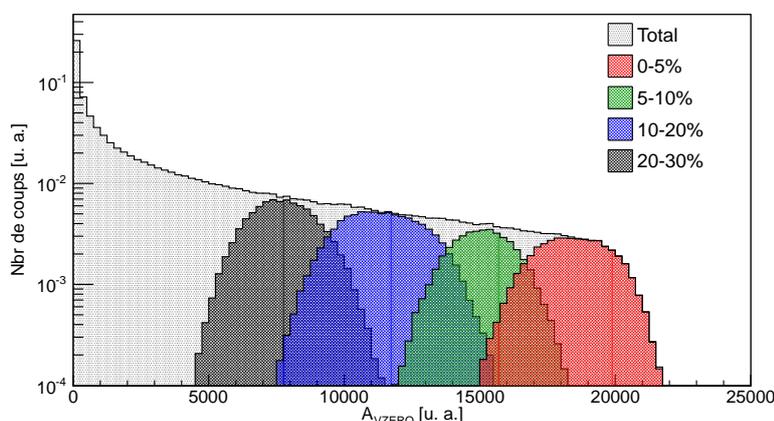


FIGURE 3.22 – Amplitude du signal mesuré dans le VZERO pour des événements à  $z_{vtx} = 0$  cm. La centralité de la collision est évaluée à l'aide du ZDC.

2470 Une vérification de la qualité de cet estimateur a été faite avec le  $dN_{ch}/d\eta$  mesuré  
 2471 par le SPD pour des collisions à  $z_{vtx} = 0$  cm. Pour de tels événements, il est possible  
 2472 d'utiliser le VZERO comme estimateur et donc de comparer les résultats obtenus dans les  
 2473 différents cas (figure 3.23). Un bon accord entre les mesures est observé pour les deux

2474 analyses le VZERO (cercles pleins) ou le ZDC (losanges ouverts) comme estimateur en  
 2475 fonction de la centralité. La variation observée sur le  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction de l'estimateur  
 2476 sera intégrée dans les erreurs systématiques.

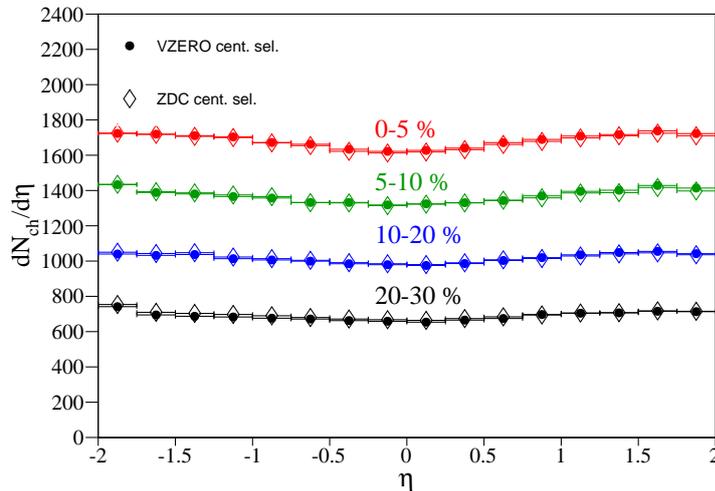


FIGURE 3.23 –  $dN_{ch}/d\eta$  mesuré avec le SPD pour deux estimateurs de la centralité : le VZERO (cercles pleins) et le ZDC (losanges ouverts). Les résultats sont fournis pour plusieurs tranches en centralité.

#### 2477 3.5.2.4 Choix des conditions de déclenchement

2478 Afin de sélectionner les événements, il est important de choisir les conditions de  
 2479 déclenchement auxquelles ces derniers doivent répondre. Deux déclenchements ont été  
 2480 envisagés : les déclenchements de biais minimum CMBAC et de haute multiplicité COSMH.  
 2481 Le premier répond aux conditions décrites dans la section 2.2.4.2 du chapitre 2. Le second  
 2482 demande à ce qu'au moins 100 impacts soient détectés dans le SPD. La figure 3.24  
 2483 montre le rapport entre le nombre d'impacts dans le SPD en fonction de la centralité de  
 2484 la collision pour le vertex  $z_{vtx} = 225$  cm. Pour la gamme en centralité considérée dans  
 2485 l'analyse (0-30%), le signal est largement au dessus du seuil du déclenchement COSMH.  
 2486 Le même comportement est observé pour tous les autres vertex d'interaction utilisés dans  
 2487 l'analyse. La condition de déclenchement COSMH est donc totalement efficace quelle que  
 2488 soit la position du vertex. Pour le déclenchement CMBAC, le rapport CMBAC/COSMH  
 2489 (figure 3.25) est plus petit que l'unité pour les vertex proches du point d'interaction nominal  
 2490 ( $|z_{vtx}| < 225$  cm) et décroît rapidement sinon. Le déclenchement de biais minimum est  
 2491 construit avec des conditions en partie basées sur la réponse du VZERO autour du temps  
 2492  $t = 0$  défini par le croisement des deux paquets nominaux à  $z_{vtx} = 0$ . La réponse du  
 2493 VZERO change significativement en fonction du vertex et la fenêtre d'observation de  
 2494 25 ns du déclenchement CMBAC explique la décroissance rapide pour les vertex loin  
 2495 du point d'interaction nominal. Ainsi, pour  $|z_{vtx}| > 225$  cm, l'efficacité de ce système de

2496 déclenchement devient faible, voire nulle. Par conséquent, le déclenchement COSMH est  
 2497 choisi pour l'analyse de données.

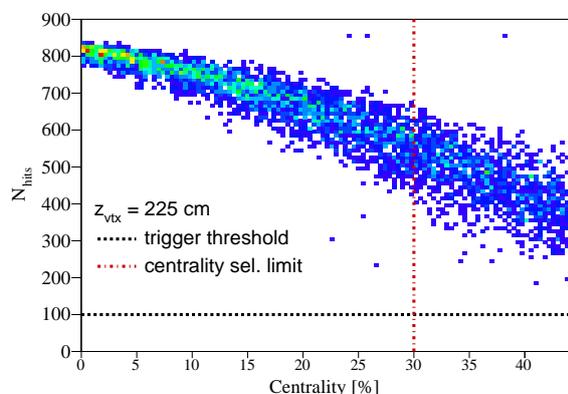


FIGURE 3.24 — Nombre d'impacts dans les deux premières couches de l'ITS en fonction de la centralité pour  $z_{vtx} = 225$  cm. La ligne pointillée noire représente le seuil de déclenchement de COSMH et la ligne pointillée rouge la centralité maximale utilisée dans l'analyse.

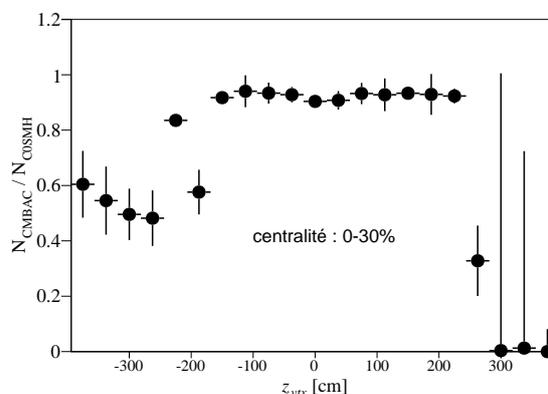


FIGURE 3.25 — Rapport entre les nombres d'événements CMBAC et COSMH obtenus sur l'échantillon de données analysé.

### 2498 3.5.2.5 Filtrage et contrôle de la qualité des événements traités avec le VZERO

2499 La méthode d'analyse employée ici pour mesurer le  $dN_{ch}/d\eta$  sortant du cadre classique  
 2500 des analyses effectuées dans ALICE et donc du cadre de travail courant, il est nécessaire  
 2501 de développer une méthode à la sélection des événements traités propre à cette analyse.  
 2502 En effet, la sélection standard des événements rejette les événements satellites.

2503 La réponse du VZERO-A en fonction de la multiplicité dans le SPD est supposée  
 2504 linéaire et la distribution dépend de la position du vertex considéré. Dans un premier  
 2505 temps, il est nécessaire de vérifier le fait que tous les événements sélectionnés pour l'analyse  
 2506 satisfont ce critère. Plusieurs types d'événements ne respectant pas cette corrélation entre  
 2507 la multiplicité dans le VZERO-A et celle dans le SPD ont été observés. Les origines de  
 2508 ces événements sont les suivantes :

- 2509 — des événements provenant d'interactions faisceau-gaz contribuent au signal pour les
- 2510 vertex proches du point d'interaction nominal ;
- 2511 — la sélection des événements satellites proches de la position des collisions au vertex
- 2512 nominal n'est pas totalement efficace. Une contamination d'un vertex à l'autre
- 2513 est observée (*i.e.* certaines collisions peuvent être attribuées au mauvais vertex
- 2514 d'interaction) ;
- 2515 — certains événements sont détectés par le SPD mais un signal faible ou aucun signal
- 2516 n'est enregistré dans le VZERO.

2517 Les événements issus d'interactions faisceau-gaz sont supprimés suivant la méthode présent-  
 2518 tée dans 2.2.4.2. Pour les deux derniers cas, on utilise la corrélation entre la multiplicité

2519 dans le SPD et l'amplitude du signal dans le VZERO-A (figure 3.26). On observe un  
 2520 nombre non négligeable d'événements ne respectant pas la relation linéaire attendue entre  
 2521 les deux grandeurs. Une coupure est mise en place sur cette corrélation et la méthode  
 2522 employée est la suivante :

- 2523 — on trace le profil de la distribution  $Mult_{SPD} = f(A_{VZERO})$  (points rouges, figure 3.26) ;
- 2524 — le profil est ajusté par une fonction linéaire (pointillés noirs, figure 3.26) ;
- 2525 — la largeur de la distribution en fonction de  $A_{VZERO}$  et  $Mult_{SPD}$  est  $\pm 10\%$  de la
- 2526 valeur moyenne environ. Par conséquent, une variation de  $\pm 10\%$  sur les paramètres
- 2527 est appliquée pour fixer les limites supérieure et inférieure de la sélection (traits
- 2528 pleins noirs, figure 3.26).

2529 Seuls les événements situés entre ces deux bornes sont conservés. Cette méthode est  
 2530 appliquée pour tous les vertex satellites et supprime très efficacement les deux types  
 2531 d'événements cités plus haut.

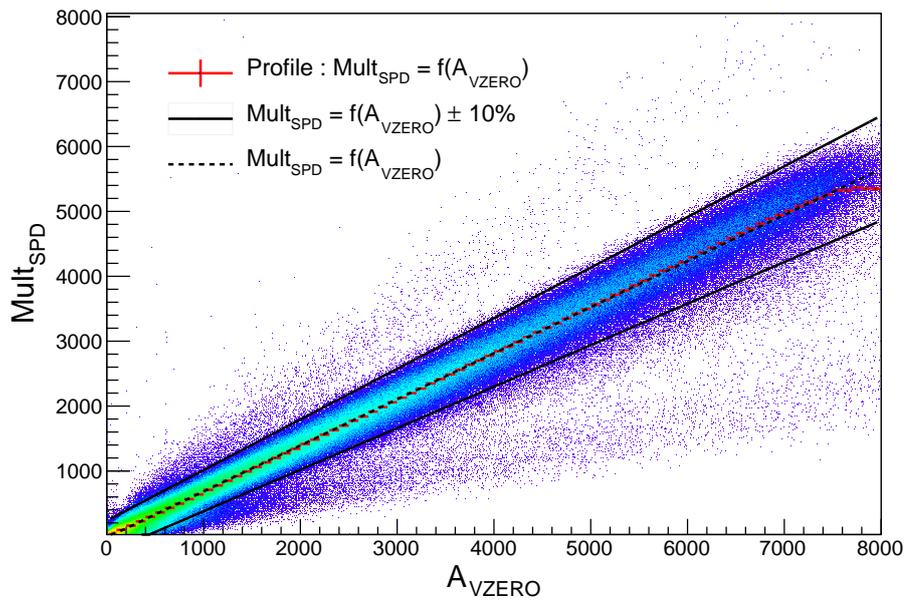


FIGURE 3.26 — Multiplicité dans le SPD en fonction de l'amplitude dans le VZERO-A pour  $z_{vtx} = 0$  cm. Voir le texte pour plus de détails.

2532 Après sélection, on cherche à étudier la stabilité de la réponse du VZERO-A en  
 2533 fonction de  $z_{vtx}$  ainsi que la reproductibilité de cette dernière en simulation. Pour cela,  
 2534 on détermine les rapports entre l'amplitude moyenne et la moyenne quadratique (RMS)  
 2535 du signal fourni par le VZERO en fonction de la centralité et de  $z_{vtx}$ . Puis on calcule le  
 2536 rapport  $R(z_{vtx})$  défini comme :

$$R(z_{vtx}) = \frac{RMS_{VZERO}(0 - 5\%)}{RMS_{VZERO}(i_{cent})} \cdot \frac{\langle A_{VZERO}(i_{cent}) \rangle}{\langle A_{VZERO}(0 - 5\%) \rangle} , \quad (3.14)$$

2537 où

- 2538 —  $i_{cent}$  représente les tranches en centralité : 5-10%, 10-20% et 20-30% ;
- 2539 —  $RMS_{VZERO}$  est la moyenne quadratique de l'amplitude du signal fourni par le
- 2540 VZERO pour l'anneau considéré ;
- 2541 — et  $\langle A_{VZERO-A} \rangle$  est l'amplitude moyenne du signal dans le VZERO pour l'anneau
- 2542 considéré.

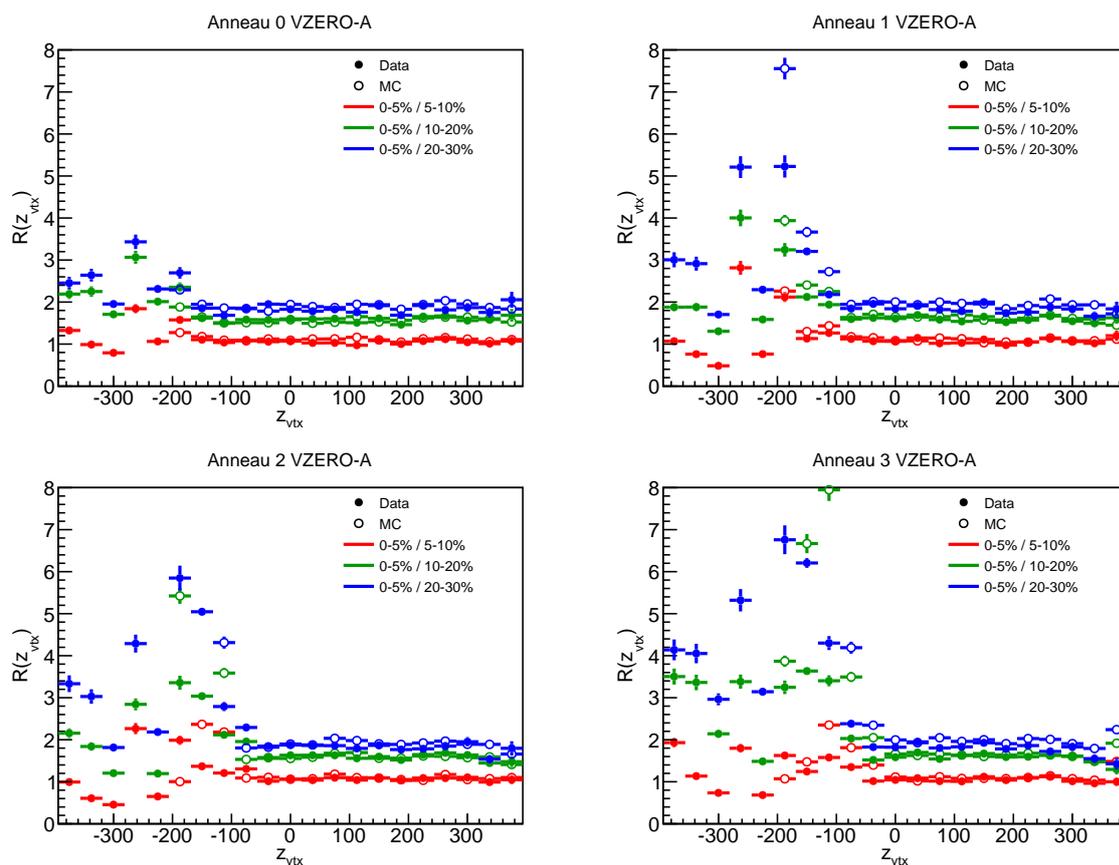


FIGURE 3.27 — Rapport  $R(z_{vtx})$  en fonction de  $z_{vtx}$  et de la centralité pour les quatre anneaux du VZERO-A. Les cercles pleins proviennent des données, et les cercles ouverts sont tirés des simulations.

2543 La figure 3.27 montre les différents rapports  $R(z_{vtx})$  obtenus en fonction de l'anneau du  
 2544 VZERO-A pour différentes centralités. Le rapport en fonction de  $z_{vtx}$  montre une bonne  
 2545 stabilité pour les données (cercles pleins) en fonction de la centralité et pour un grand  
 2546 nombre de position en  $z_{vtx}$ . La stabilité de la réponse en fonction du vertex varie suivant  
 2547 l'anneau considéré. Le comportement global du détecteur est bien reproduit en simulation  
 2548 (cercles ouverts) en fonction de l'anneau, de la centralité, et de  $z_{vtx}$ . La stabilité de ce  
 2549 rapport et l'accord avec la simulation montrent donc une bonne compréhension de la  
 2550 réponse du détecteur ainsi que la viabilité de la technique utilisée pour un grand nombre  
 2551 de vertex.

2552 Les grandes fluctuations de  $R(z_{vtx})$  et/ou le mauvais accord avec la simulation pour  
 2553 certaines positions s'expliquent par le budget de matière. En effet, comme on peut le voir  
 2554 sur la figure 3.14, pour certains anneaux et vertex d'interaction, les particules produites à  
 2555 la collision traversent l'ITS et ses services ou l'absorbeur hadronique. La densité de matière  
 2556 traversée par les particules est importante dans ce cas. L'un des avantages majeurs de la  
 2557 méthode étant caduc dans ce cas, on ne tiendra pas compte de ces vertex. Les positions  
 2558  $z_{vtx}$  et les anneaux utilisés dans l'analyse sont listés dans le tableau 3.1.

2559 Enfin, pour les vertex d'interaction très proches du VZERO-A, l'angle d'entrée des particules  
 2560 dans les scintillateurs peut être important et la réponse du détecteur mal comprise. Afin  
 2561 de s'assurer d'une bonne compréhension de la réponse du VZERO-A, certains de ces  
 2562 anneaux ne seront pas considérés en fonction de la position du point d'interaction (voir  
 2563 tableau 3.1).

TABLEAU 3.1 – Récapitulatif des différents vertex utilisés ( $\times$ ) pour l'analyse du  $dN_{ch}/d\eta$  suivant les anneaux du VZERO-A. Les vertex et anneaux marqués d'une (\*) sont utilisés pour la calibration.

Anneau(x) du VZERO-A utilisé									
$z_{vtx}$ [cm]	0	1	2	3	$z_{vtx}$ [cm]	0	1	2	3
-187,5	$\times$	-	-	-	112,5	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
-150,0	$\times$	-	-	-	150,0	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
-112,5	$\times$	-	-	-	187,5	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
-75,0	$\times$	-	-	-	225,0	$\times$	$\times$	$\times$	$\times^*$
-37,5	$\times$	-	-	-	262,5	$\times$	$\times$	$\times^*$	$\times^*$
0.0	$\times$	-	-	-	300,0	$\times$	$\times^*$	$\times^*$	-
37,5	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	337,5	$\times^*$	-	-	-
75,0	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	375,0	$\times$	$\times^*$	$\times^*$	-

2564 Concernant le VZERO-C, les mêmes calculs et comparaisons ont été faits comme le  
 2565 montre la figure 3.28. Ici, la réponse du VZERO-C n'est pas stable avec la centralité  
 2566 ou la position du vertex. En effet, contrairement au VZERO-A, le VZERO-C est placé  
 2567 dans un environnement très dense en terme de matériaux. Comme on a pu le voir sur  
 2568 la figure 3.14, ce dernier est entouré par les services de l'ITS, plusieurs détecteurs vers  
 2569 l'avant comme le FMD1, le T0 et le PMD, et est fixé sur l'absorbeur hadronique. Dans  
 2570 cet environnement un fort taux de production de particules secondaires est attendu. De  
 2571 plus, les variations importantes de densité de matière en fonction des différents vertex et  
 2572 de  $\eta$  expliquent le comportement instable des distributions. Pour finir, la comparaison avec  
 2573 la simulation montre de larges différences avec les données en fonction du vertex d'inter-  
 2574 action. Ceci traduit une mauvaise compréhension du bruit de fond et/ou une description  
 2575 incomplète des matériaux dans cette région. Par conséquent, dans la suite de l'analyse,  
 2576 seul le VZERO-A sera utilisé. Cependant, on entrevoit ici une autre application de la  
 2577 méthode concernant l'amélioration de la description du détecteur en simulation. Ce point  
 2578 sera discuté plus tard dans ce chapitre.

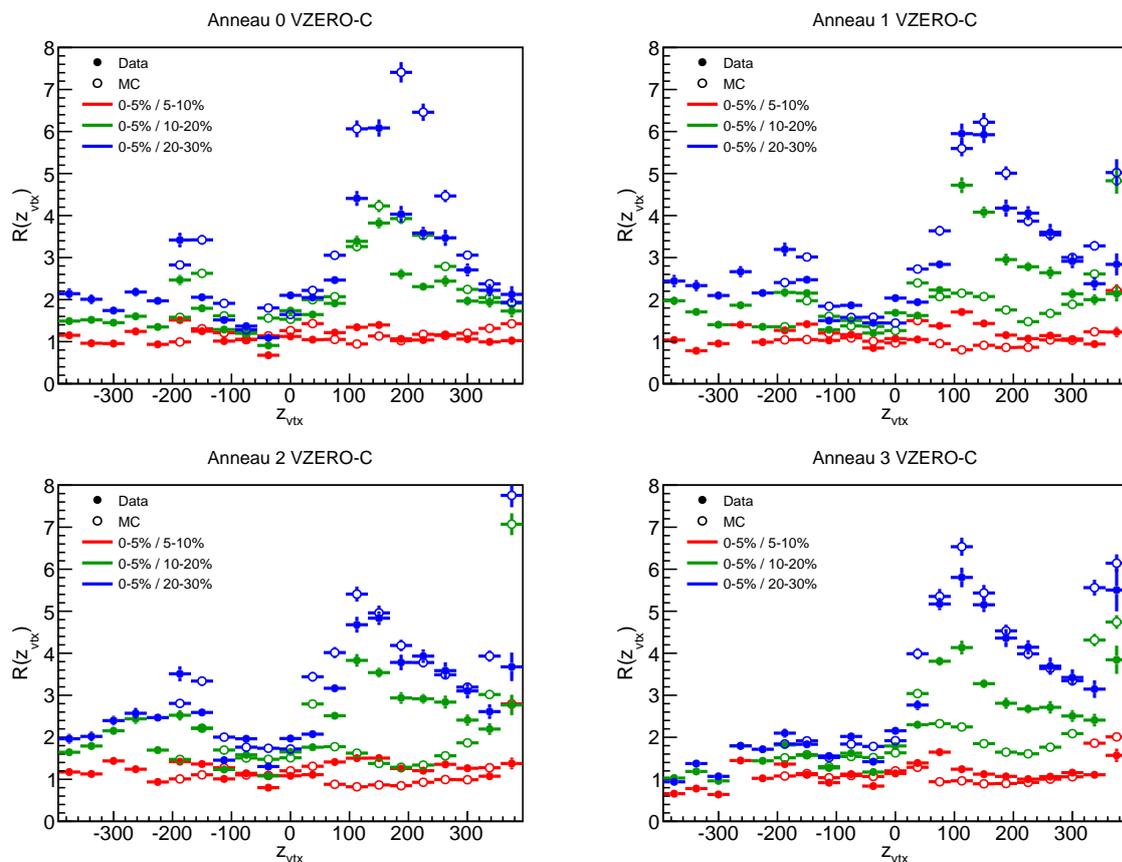


FIGURE 3.28 — Rapport  $R(z_{vtx})$  en fonction de  $z_{vtx}$  et de la centralité pour les quatre anneaux du VZERO-C. Les cercles pleins proviennent des données, et les cercles ouverts sont extraits des simulations.

### 2579 3.5.3 Technique employée et mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le VZERO

2580 Pour extraire la densité de particules chargées, la plus grande difficulté réside dans  
 2581 l'estimation de la contribution des particules secondaires au signal. Pour s'affranchir de  
 2582 cette contrainte, une technique d'analyse particulière a été développée avec le VZERO.

#### 2583 3.5.3.1 Base de la technique

2584 L'acceptance angulaire et donc la couverture en pseudo-rapidité du VZERO change  
 2585 avec la position du point d'interaction. La figure 3.29 montre l'acceptance des différents  
 2586 anneaux du VZERO en fonction de la position du vertex d'interaction. Pour certaines  
 2587 positions du point d'interaction, certains anneaux du VZERO-A couvrent une partie de  
 2588 l'acceptance en  $\eta$  du SPD. Par conséquent, il est possible de calibrer la réponse en  
 2589 multiplicité brute du VZERO-A sur la mesure du  $dN_{ch}/d\eta$  faite par le SPD à  $z_{vtx} = 0$  cm.  
 2590 Ces anneaux, ainsi calibrés, seront utilisés comme référence.

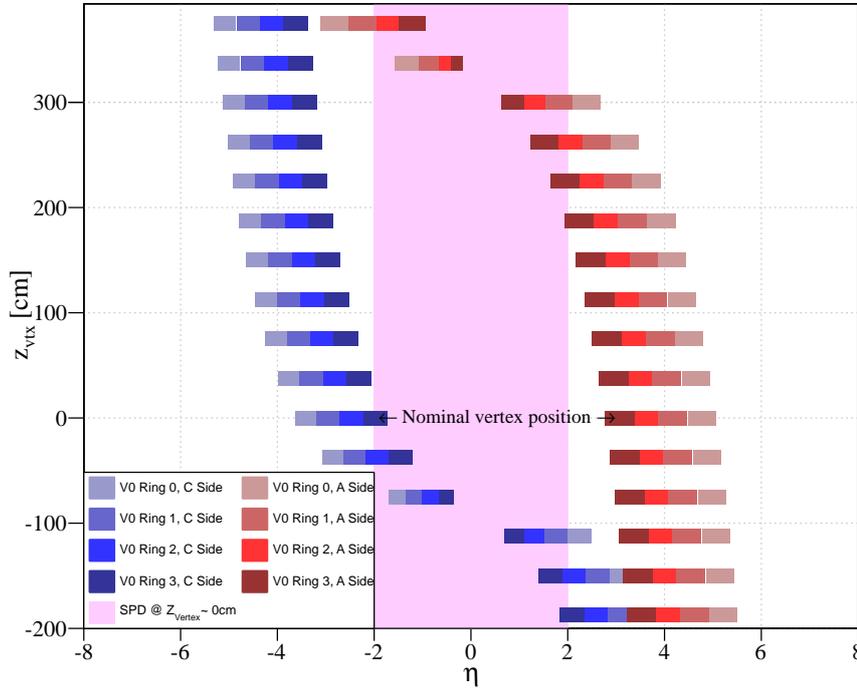


FIGURE 3.29 – Acceptance du VZERO en fonction de la position du vertex. Pour certains points d'interaction, la couverture en  $\eta$  du VZERO-A et du SPD se recouvrent.

2591 Par la suite, la multiplicité brute est extraite pour les autres vertex et pour chaque  
 2592 anneau  $i$  du VZERO-A. Le  $dN_{ch}/d\eta$  est extrait à l'aide de la formule suivante :

$$\frac{dN_{ch}^{VZERO}}{d\eta} [\eta(z_{vtx}, i)] = \frac{dN_{ch}^{SPD}}{d\eta} [\eta^{ref}(z_{vtx}^{ref}, i)] \cdot \frac{\alpha(z_{vtx}, i)}{\alpha(z_{vtx}^{ref}, i)} \cdot \frac{A^{VZERO}(z_{vtx}, i)}{A^{VZERO}(z_{vtx}^{ref}, i)}, \quad (3.15)$$

2593 où

- 2594 —  $z_{vtx}$  est le vertex utilisé pour la mesure ;
- 2595 —  $z_{vtx}^{ref}$  est le vertex utilisé pour la calibration ;
- 2596 —  $dN_{ch}^{SPD}/d\eta$  est la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapidity mesurée  
 2597 par le SPD ;
- 2598 — le facteur  $A^{VZERO}$  représente la multiplicité brute mesurée par le VZERO-A pour  
 2599 un anneau  $i$  et un vertex d'interaction donnés ;
- 2600 — et les facteurs  $\alpha$  correspondent la réponse du VZERO sur le nombre de particules  
 2601 primaires produites durant collision par unité de pseudo-rapidity pour un anneau et  
 2602 un vertex d'interaction donnés. Il traduit la réponse complète du détecteur en tenant  
 2603 compte des particules secondaires, du rendement lumineux par particule et de la

2604 réponse de l'électronique. Ces facteurs sont constants avec la multiplicité pour une  
2605 position  $z_{vtx}$  donnée et sont estimés en simulation.

2606 La contribution des particules secondaires au signal ou encore les effets dus à la réponse du  
2607 détecteur sont grandement supprimés dans l'équation 3.15. Par conséquent, cette méthode  
2608 dépend marginalement des simulations Monte Carlo et donc de la qualité de la description  
2609 du détecteur et des interactions en simulation. Cette mesure est relative à l'analyse du  
2610 SPD, ainsi, une partie des erreurs systématiques provient de cette caractéristique.

### 2611 3.5.3.2 Simulation Monte Carlo

2612 L'estimation des facteurs  $\alpha(z_{vtx}, i)$  est faite en simulation. Le détecteur ALICE y est  
2613 reproduit le plus fidèlement possible et des collisions Pb-Pb aux différents vertex sont  
2614 simulées en utilisant le générateur HIJING. GEANT3 prend en charge le transport des  
2615 particules et la réponse des détecteurs. Le vertex d'interaction  $z_{vtx}$  est compris entre  
2616 -187.5 cm et 375 cm par pas de 37.5 cm et le temps de collision  $t_{coll}$  est défini par  
2617 rapport à  $z_{vtx}$  tel que  $t_{coll} = 0$  à  $z_{vtx} = 0$ . Le pas en temps est donc de 2.5 ns. Pour  
2618 chaque collision simulée, on tire au hasard un couple  $(z_{vtx}, t_{coll})$  et la largeur du vertex  
2619 d'interaction est défini par rapport à celle observée dans les données. Les simulations sont  
2620 effectuées avec un paramètre d'impact variant entre 0 et 12 fm.

2621 Les facteurs  $\alpha(z_{vtx}, i)$  dépendent de trois composantes principales :

- 2622 — le rapport entre le nombre total de particules chargées touchant le VZERO et le
- 2623 nombre de particules primaires chargées ;
- 2624 — le rendement lumineux par particule ;
- 2625 — et la réponse des PMTs et de l'électronique au signal produit par la scintillation.

2626 La plupart de ces contributions sont annulées dans le rapport  $\alpha(z_{vtx}^{ref}, i) / \alpha(z_{vtx}, i)$  de l'équa-  
2627 tion 3.15. En effet, le VZERO-A est placé dans un environnement où la densité de  
2628 matière est faible. Ceci permet de reproduire fidèlement les matériaux et la réponse du  
2629 détecteur ALICE en simulation. Par conséquent, la réponse du couple (PMTs + électro-  
2630 nique) et la contribution des particules secondaires sont, en grande partie, supprimées dans  
2631 le calcul. Le facteur  $\alpha(z_{vtx}, i)$  fait le lien entre l'amplitude du signal dans le VZERO-A et  
2632 le nombre de particules primaires produites durant collision. On a :

$$A_{MC}^{VZERO}(z_{vtx}, i) = \alpha(z_{vtx}, i) \cdot N_{ch}^{primaires}(i) \quad (3.16)$$

2633 où  $A_{MC}^{VZERO}(z_{vtx}, i)$  est l'amplitude du signal dans le VZERO-A en simulation pour le vertex  
2634  $z_{vtx}$  et l'anneau  $i$ .  $N_{ch}^{primaires}(i)$  est le nombre de particules primaires chargées générées à la  
2635 collision dans la couverture en  $\eta$  de l'anneau  $i$ . L'acceptance des anneaux du VZERO-A  
2636 varie beaucoup avec la position du vertex d'interaction et d'un anneau à l'autre. La  
2637 figure 3.30, tirée de la simulation, nous montre que, à un vertex donné, un anneau peut  
2638 couvrir une gamme importante en  $\eta$ . Plus le vertex d'interaction est proche du VZERO-A,  
2639 plus la gamme en  $\eta$  couverte par les anneaux est grande et plus les valeurs exactes de  
2640 l'acceptance événement par événement dépendent de la largeur du vertex d'interaction

2641 suivant l'axe du faisceau. Si cet effet n'est pas pris en compte, cela conduit à une relation  
 2642 non-linéaire entre la multiplicité brute vue par le VZERO-A et le nombre de particules  
 2643 primaires chargées générées à la collision.

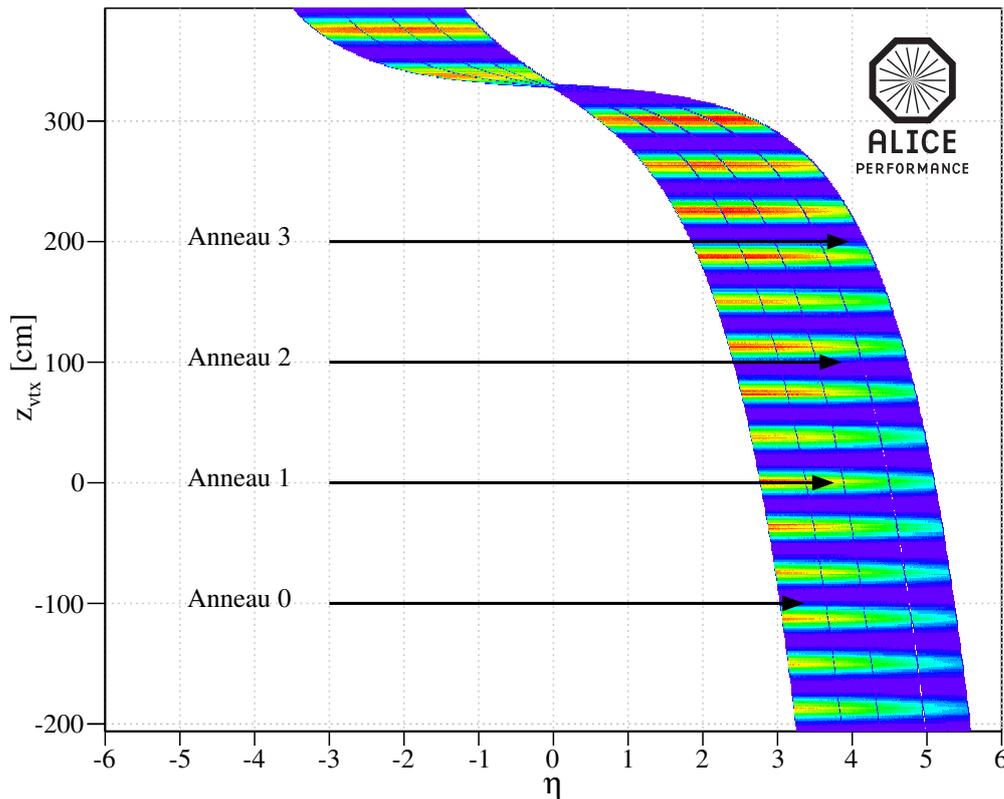


FIGURE 3.30 – Acceptance du VZERO-A en fonction de la position du vertex. Pour les points d'interactions proches du VZERO-A, la corrélation entre la position du vertex et la couverture en  $\eta$  est très forte.

2644 Pour une collision donnée, l'acceptance des anneaux du VZERO-A est calculée, événement  
 2645 par événement, en fonction de la position exacte du point d'interaction. Le  $N_{ch}^{\text{primaires}}(i)$   
 2646 est normalisé par la couverture en  $\eta$  de l'anneau  $i$  correspondant.

2647 Sur la figure 3.31, les courbes bleues sont obtenues avant la correction en acceptance  
 2648 événement par événement et les courbes rouges sont produites après correction. Grâce  
 2649 à cette correction, on retrouve une relation linéaire entre  $A_{MC}^{\text{VZERO}}(z_{vtx}, i)$  et  $N_{ch}^{\text{primaires}}(i)$   
 2650 pour toutes les valeurs de paramètres d'impact. Les facteurs  $\alpha$  sont extraits pour tous les  
 2651 anneaux et tous les vertex en ajustant les distributions corrigées par des fonctions linéaires  
 2652 (courbes noires). Les corrélations entre  $A_{MC}^{\text{VZERO}}(z_{vtx}, i)$  et  $N_{ch}^{\text{primaires}}(i)$  pour tous les vertex et  
 2653 les quatre anneaux du VZERO-A sont données en figure 3.32. Le comportement linéaire

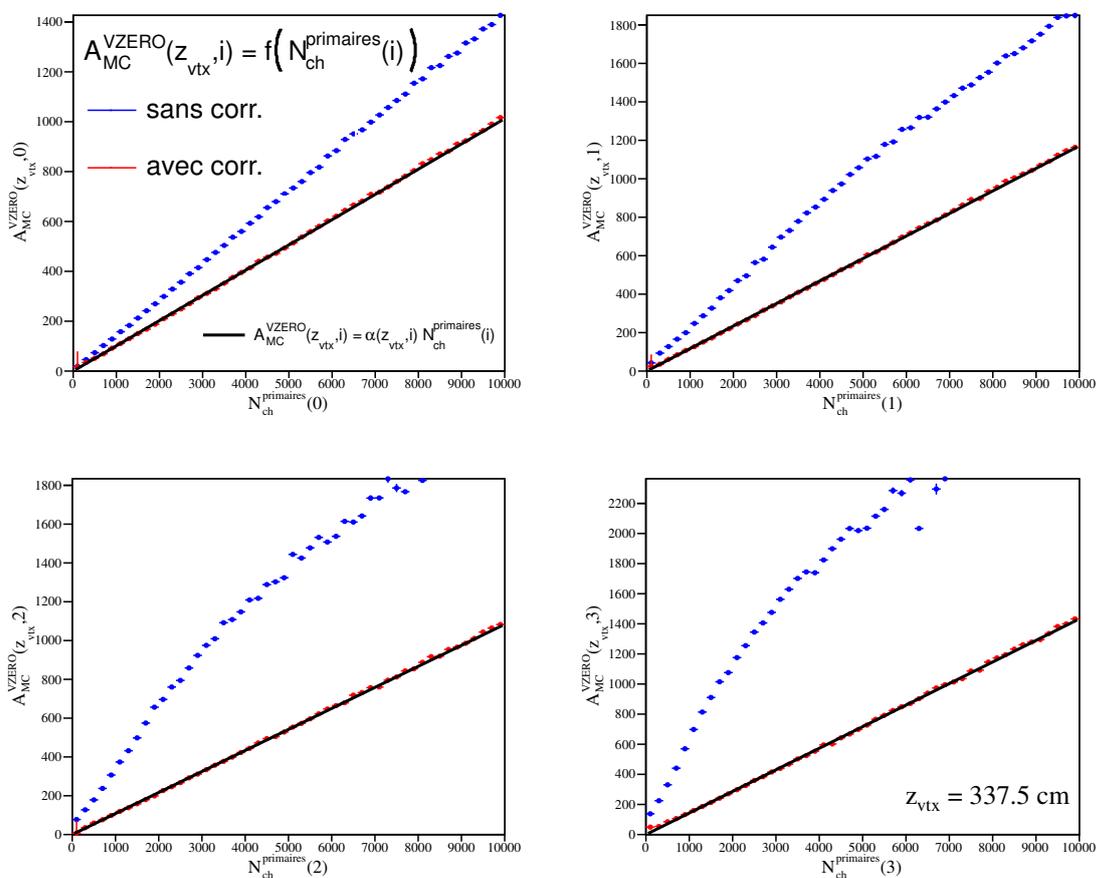


FIGURE 3.31 – Amplitude moyenne du signal simulé dans les quatre anneaux du VZERO-A en fonction du nombre de particules primaires chargées produites à la collision. Dans cet exemple, pour  $z_{vtx} = 337.5$  cm, la figure montre les résultats obtenus avant (bleu) et après (rouge) correction respectivement. Les distributions corrigées sont ajustées par des fonctions linéaires (noir) dont les coefficients directeurs sont les facteurs  $\alpha$

2654 n'est pas valide lorsque  $-150 < z_{vtx} < -112.5$  cm pour les trois anneaux les plus externes  
 2655 du VZERO-A. En effet, dans ce cas, les particules primaires traversent l'absorbeur et l'ITS  
 2656 avant de toucher le VZERO-A. Un grand nombre de particules secondaires est donc  
 2657 produit. Ceci conduit à une saturation du signal dans le VZERO-A pour les événements  
 2658 de grande multiplicité.

### 2659 3.5.3.3 Calcul du $dN_{ch}/d\eta$

2660 Le  $dN_{ch}/d\eta$  est calculé pour chaque anneau et chaque vertex en utilisant l'équa-  
 2661 tion 3.15 avec les vertex de mesure/référence cités dans le tableau 3.1. Le résultat, en  
 2662 fonction de  $\eta$ , est obtenu pour quatre tranches en centralité (figure 3.33).

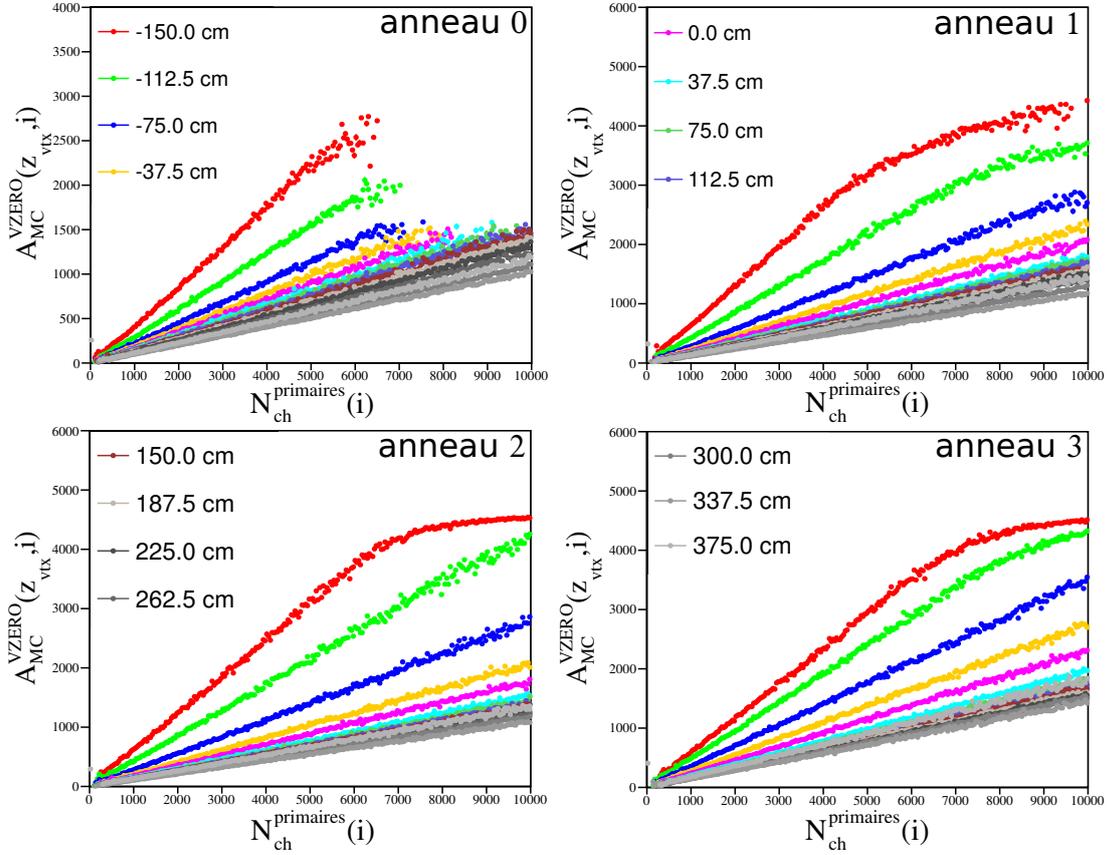


FIGURE 3.32 – Amplitude moyenne du signal simulé dans les quatre anneaux du VZERO-A en fonction de  $N_{ch}^{primaires}(i)$  pour tous les vertex.

2663 Les mesures à un même point d'interaction mais à des vertex de référence différents  
 2664 sont combinées. Pour cela, on utilise une technique extraite du PDG [42]. Cette dernière  
 2665 utilise, dans un premier temps, une moyenne pondérée standard :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_{ch}}{d\eta}(z_{vtx}) \pm \delta\left[\frac{dN_{ch}}{d\eta}(z_{vtx})\right] = \frac{\sum_{z_{vtx}^{ref}} \omega(z_{vtx}^{ref}) \frac{dN_{ch}}{d\eta}(z_{vtx}^{ref})}{\sum_{z_{vtx}^{ref}} \omega(z_{vtx}^{ref})} \pm \frac{1}{\sqrt{\sum_{z_{vtx}^{ref}} \omega(z_{vtx}^{ref})}} \\ \omega(z_{vtx}^{ref}) = \frac{1}{\delta\left[\frac{dN_{ch}}{d\eta}(z_{vtx}^{ref})\right]^2} \end{array} \right. \quad (3.17)$$

2666 Puis, dans le cas où le calcul ne respecte pas de façon satisfaisante un loi de  $\chi^2$ , les  
 2667 poids des différents points ainsi que la moyenne sont recalculés. Plus de détails sur cette  
 2668 méthode et ses critères sont disponibles dans [42]. La fluctuation entre les points obtenus  
 2669 pour une même valeur en  $\eta$  est incluse comme une erreur systématique. Le résultat de

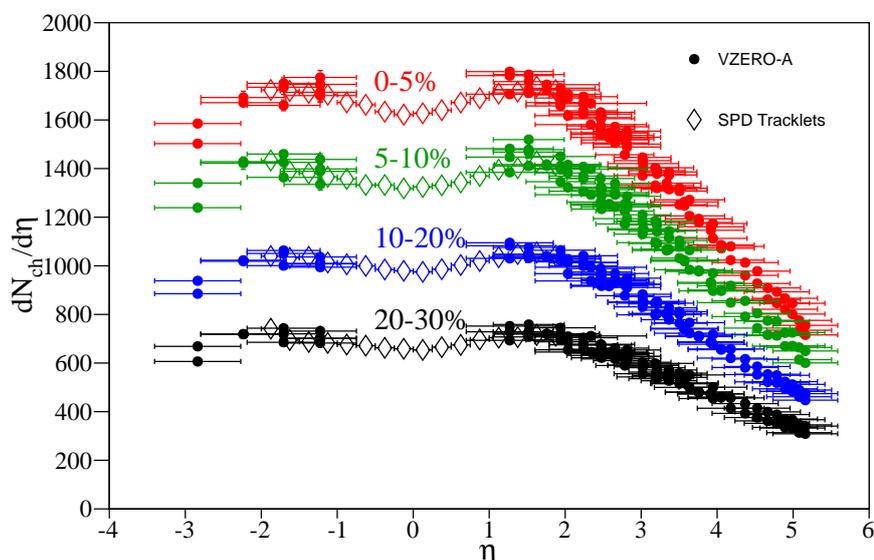


FIGURE 3.33 –  $dN_{ch}/d\eta$  mesuré par le VZERO-A (cercles pleins) pour chaque vertex de mesure et de référence en fonction de la centralité. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis pas le SPD pour  $|\eta| < 2$ . Les erreurs présentées sont uniquement statistiques pour les points du VZERO-A. Les erreurs sur les points du SPD sont une moyenne quadratique des erreurs statistiques (négligeables) et systématiques.

2670 la combinaison est donné en figure 3.34 pour les quatre tranches en centralité. Ils sont  
 2671 compatibles avec les mesures données par le SPD dans la région où les deux distributions  
 2672 se chevauchent.

2673 Le pas en  $|\eta|$  des distributions ainsi calculées est irrégulier. Afin de pouvoir comparer  
 2674 nos résultats avec ceux du FMD dans la même gamme en  $\eta$ , l'échelle de l'histogramme  
 2675 doit être modifiée. Pour cela, on ajuste la distribution pour obtenir un pas régulier de  
 2676 0.25 unité en pseudo-rapacité (figure 3.35). La distribution de départ (cercles ouverts) et  
 2677 celle après le changement d'échelle (cercles pleins) sont en parfait accord, la forme et le  
 2678 niveau de la distribution restent inchangés.

2679 Pour finir, la méthode de calcul du  $dN_{ch}/d\eta$  avec le VZERO est testée sur un  
 2680 échantillon de données Monte Carlo et comparée à la distribution brute provenant de  
 2681 HIJING. La déviation maximale est de 2%. Sur cette base, une correction finale est  
 2682 appliquée sur les données et est définie comme :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta}|_{corr} = \beta \times \frac{dN_{ch}}{d\eta} \quad , \quad (3.18)$$

2683 où  $\beta$  est le rapport entre la distribution HIJING et le  $dN_{ch}/d\eta$  extrait du Monte Carlo  
 2684 avec notre méthode d'analyse.

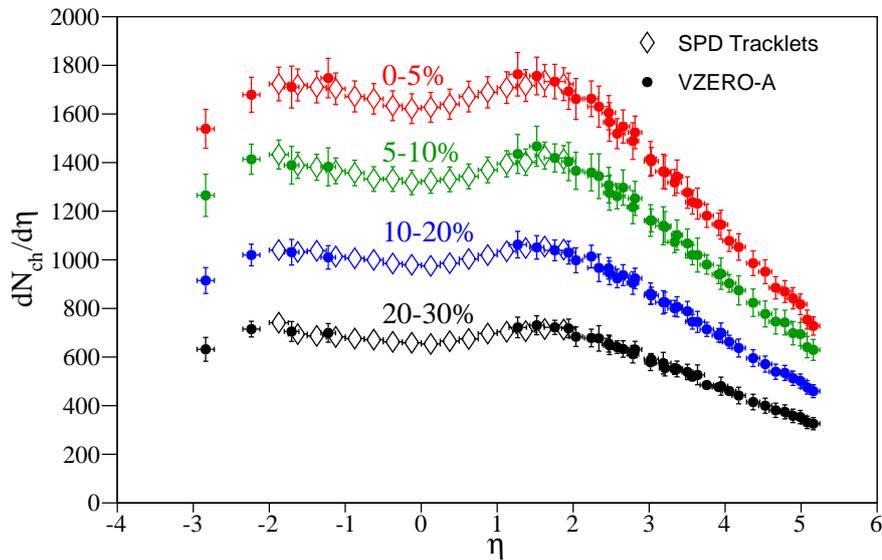


FIGURE 3.34 –  $dN_{ch}/d\eta$  mesuré par le VZERO-A (cercles pleins) en fonction de la centralité après combinaison. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis par le SPD pour  $|\eta| < 2$ . Les erreurs sur les points du VZERO-A sont une moyenne quadratique des erreurs statistiques (négligeables) et systématiques.

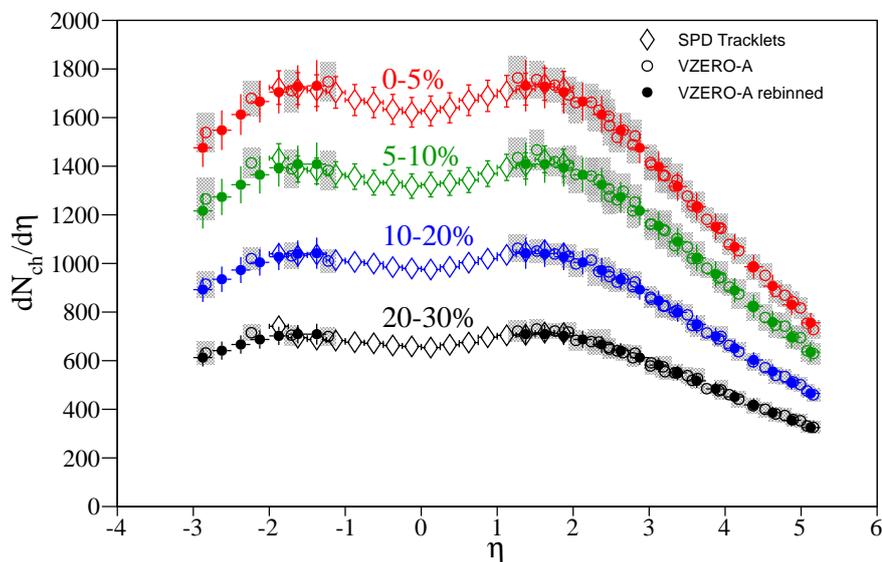


FIGURE 3.35 –  $dN_{ch}/d\eta$  mesuré par le VZERO-A avant (cercles ouverts) et après (cercles pleins) le changement d'échelle. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis pas le SPD pour  $|\eta| < 2$ . Les erreurs sur les points du VZERO-A sont les erreurs systématiques.

2685 **3.5.4 Etude systématique**

2686 La première source d'erreurs systématiques provient de la calibration de la mesure à  
 2687 partir de celle du SPD. Pour en estimer l'importance, on fait varier la valeur du  $dN_{ch}^{SPD}/d\eta$   
 2688 dans les barres d'erreurs systématiques des points expérimentaux fournis par le SPD. On  
 2689 obtient une variation des mesures faites par le VZERO de 3 à 4% en fonction de la  
 2690 centralité.

2691 Les incertitudes provenant de la description des détecteurs en simulation et de la  
 2692 quantité de particules secondaires produites sont estimées en faisant varier la densité  
 2693 des matériaux de plus ou moins 10%. Cette source d'erreurs est estimée de manière  
 2694 conservatrice à hauteur de 4% et est commune avec le FMD.

2695 Le seul estimateur de centralité utilisable dans l'analyse présentée ici est la corrélation  
 2696 entre les signaux du ZEM et du ZDC (A+C). L'erreur provenant du choix de l'estimateur  
 2697 est faite à l'aide du SPD pour des collisions au vertex nominal. Nos résultats sont comparés  
 2698 à ceux obtenus avec le VZERO comme estimateur de la centralité. Cette erreur est estimée  
 2699 entre 1 et 2% en fonction de la centralité et est commune aux trois détecteurs : FMD,  
 2700 SPD et VZERO.

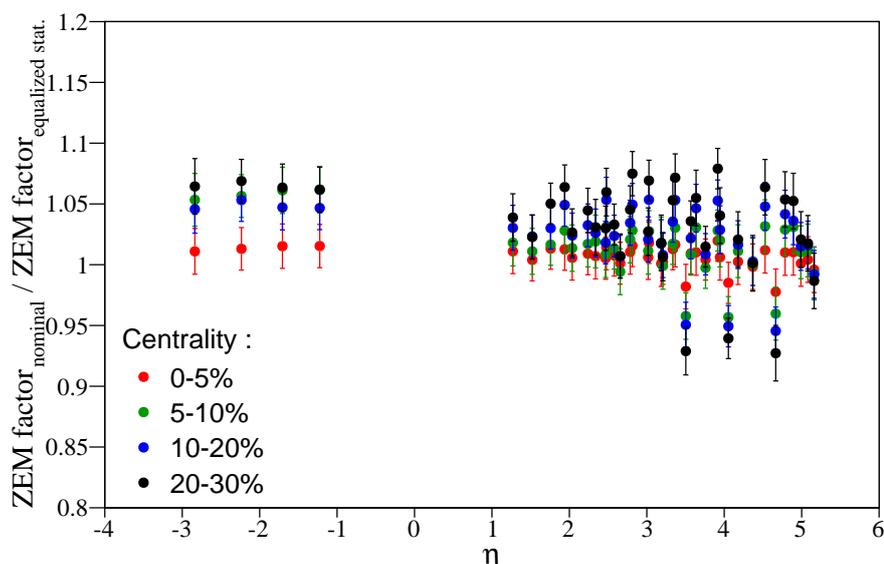


FIGURE 3.36 – Erreur systématique en fonction de  $\eta$  provenant du facteur de correction sur le signal dans le ZEM.

2701 Une autre source d'erreurs systématiques provient des facteurs de correction appliqués  
 2702 au signal du ZEM. Pour cela, on compare les facteurs obtenus dans la section 3.5.2.3 et  
 2703 les valeurs recalculées en égalisant la statistique dans chaque tranche en centralité. Ceci  
 2704 signifie que les paramètres de l'estimateur sont variés pour que la tranche en centralité  
 2705 0-5% ait le même nombre d'événements que la tranche 5-10%, et la moitié du nombre

2706 d'événements présents dans les classes 10-20% et 20-30%. La différence observée sur  
 2707 le résultat final est prise en compte comme un effet systématique. L'amplitude de cet  
 2708 effet en fonction de la centralité (figure 3.36) est trouvée identique pour le FMD et le  
 2709 VZERO. La contribution de ceci à l'erreur systématique est en moyenne comprise entre  
 2710 1 et 4% en fonction de la centralité et est commune au FMD et au VZERO.

2711 Enfin, la dernière source d'erreurs systématiques concernant l'analyse du VZERO vient  
 2712 de la fluctuation entre les points pour les différents vertex de références utilisés. Cette  
 2713 fluctuation atteint au maximum 3%. Cette valeur est calculée pour chaque vertex de  
 2714 mesure *i.e.* chaque point de la distribution disponible en figure 3.34. Toutes les erreurs  
 2715 systématiques sur l'analyse du VZERO sont résumées dans le tableau 3.2.

TABLEAU 3.2 – Récapitulatif des différentes sources d'erreurs systématiques pour l'analyse du  $dN_{ch}/d\eta$  avec le VZERO.

Source	Erreur
Calibration avec le SPD	3-4%
Budget de matière	4%
Estimation de la centralité	1-2%
Correction sur le ZEM	1-4%
Fluctuation entre les anneaux pour un même $\eta$	3%

### 2716 3.5.5 Mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le FMD et budget de matière dans ALICE

2717 Comme évoqué dans la section 3.5.3.3, la technique des vertex déplacés permet  
 2718 de radiographier le détecteur ALICE et donc d'améliorer la description de celui-ci en  
 2719 simulation. En effet, la mesure du  $dN_{ch}/d\eta$  au vertex d'interaction nominal avec le FMD  
 2720 n'était pas en accord avec la mesure faite par le SPD à mi-rapacité et avec le VZERO  
 2721 dans la région vers l'avant (figure 3.37). La technique d'analyse du FMD est basée sur  
 2722 des corrections estimées avec les simulations Monte Carlo pour soustraire la contribution  
 2723 des particules secondaires au signal. Pour cela, une description très précise des matériaux  
 2724 composant le détecteur et de la production des particules secondaires est nécessaire. Les  
 2725 distributions mesurées par le FMD au vertex nominal montrent certaines structures autour  
 2726 de  $|\eta| = 2$  et 3.5. Celles-ci sont attribuées à une mauvaise correction de la contribution  
 2727 des particules secondaires au signal et donc à une description imprécise des matériaux  
 2728 composant le détecteur. Dans cette région, les particules primaires passent à travers une  
 2729 importante quantité de matière (l'ITS, ses supports et services...) avant de toucher les  
 2730 détecteurs. Une bonne description de cette quantité de matière est essentielle pour la  
 2731 mesure du  $dN_{ch}/d\eta$  vers l'avant avec les collisions au point d'interaction nominal. L'un  
 2732 des avantages de la technique des vertex déplacés est de pouvoir localiser dans l'espace  
 2733 l'endroit où les matériaux composant le détecteur ne sont pas assez précisément décrits  
 2734 (figure 3.38). En effet, la structure observée avec le FMD autour de  $|\eta| = 3.5$  est aussi  
 2735 visible avec le VZERO-A et les collisions satellites pour les trois anneaux les plus externes  
 2736 du VZERO-A et pour  $-112.5 < z_{vtx} < 0$  cm. On peut donc déterminer une zone dans

### 3.5. Problématique, enjeux et méthode pour la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ vers l'avant 115

2737 l'espace  $(R,Z)$  où  $R = \sqrt{X^2 + Y^2}$  où la description du détecteur doit être plus précise.  
 2738 Un effort particulier a été fait au sein de la collaboration ALICE à partir de 2011 pour  
 2739 améliorer cette description et continue encore aujourd'hui. En attendant que ce travail de  
 2740 fond soit arrivé à son terme, l'analyse du FMD utilisant les collisions au point d'interaction  
 2741 nominale a été mise en suspens.

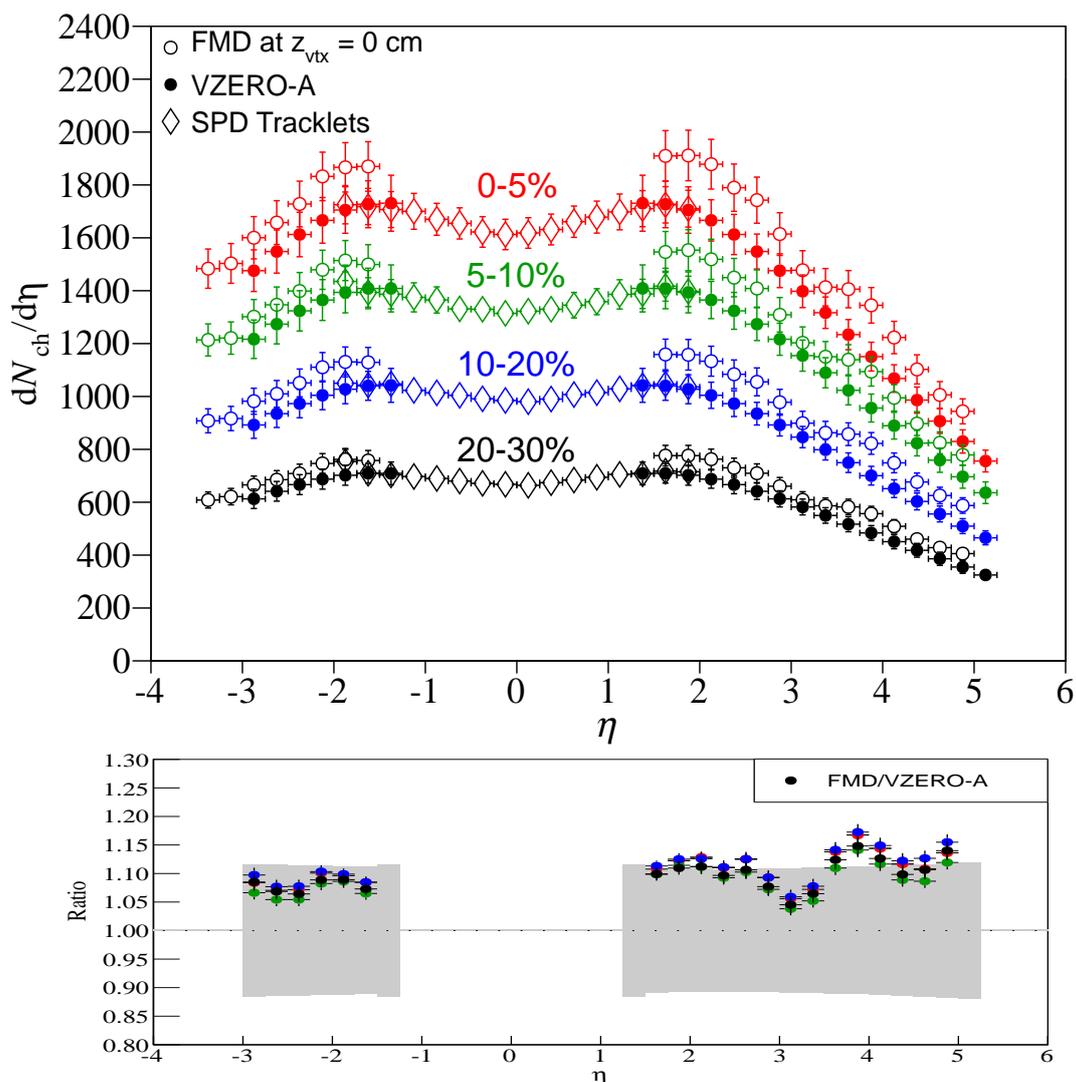


FIGURE 3.37 – Comparaison entre les mesures données par le VZERO-A (cercles pleins) avec les collisions satellites et le FMD [43] (cercles vides) à  $z_{vtx} = 0$  cm. Le rapport montre un écart significatif entre les deux mesures.

2742 Pour finir, afin de s'affranchir des problèmes liés à la production des particules  
 2743 secondaires, l'analyse du FMD a aussi été faite à l'aide des vertex déplacés pour  
 2744  $75 < z_{vtx} < 300$  cm. Dans cette région, la contribution majoritaire à la production de  
 2745 particules secondaires provient du tube faisceau. Plus de détail sur la stratégie d'analyse  
 2746 du FMD peuvent être trouvés dans la référence [43].

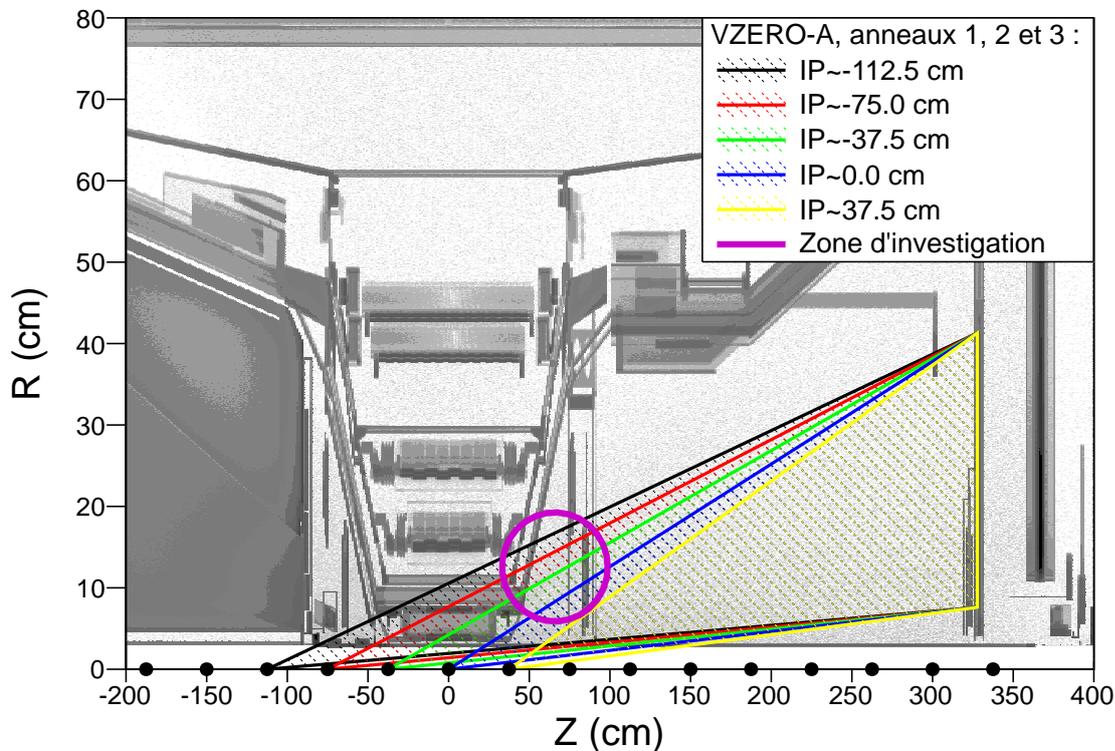


FIGURE 3.38 – Origine des particules secondaires dans le plan  $(Z,R)$  où  $R$  est le rayon. Les zones délimitées par des traits colorés représentent l'acceptance des trois anneaux les plus externes du VZERO-A à différents vertex. La zone encerclée de magenta est une partie du détecteur dont la description manque de précision.

## 2747 3.6 Résultats

### 2748 3.6.1 $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité

#### 2749 3.6.1.1 Comparaison entre SPD, VZERO et FMD

2750 La figure 3.39 montre la comparaison entre les mesures obtenues par le FMD avec les  
 2751 collisions satellites (cercle ouvert), le SPD (losange ouvert) et le VZERO-A (cercle plein)  
 2752 en fonction de la centralité. Les deux mesures vers l'avant utilisent la technique des vertex  
 2753 déplacés et sont compatibles dans les erreurs systématiques. De plus, comme on peut le  
 2754 voir dans la région autour de  $|\eta| = 1.5$ , les résultats du FMD et du VZERO-A sont en  
 2755 bon accord avec ceux du SPD.

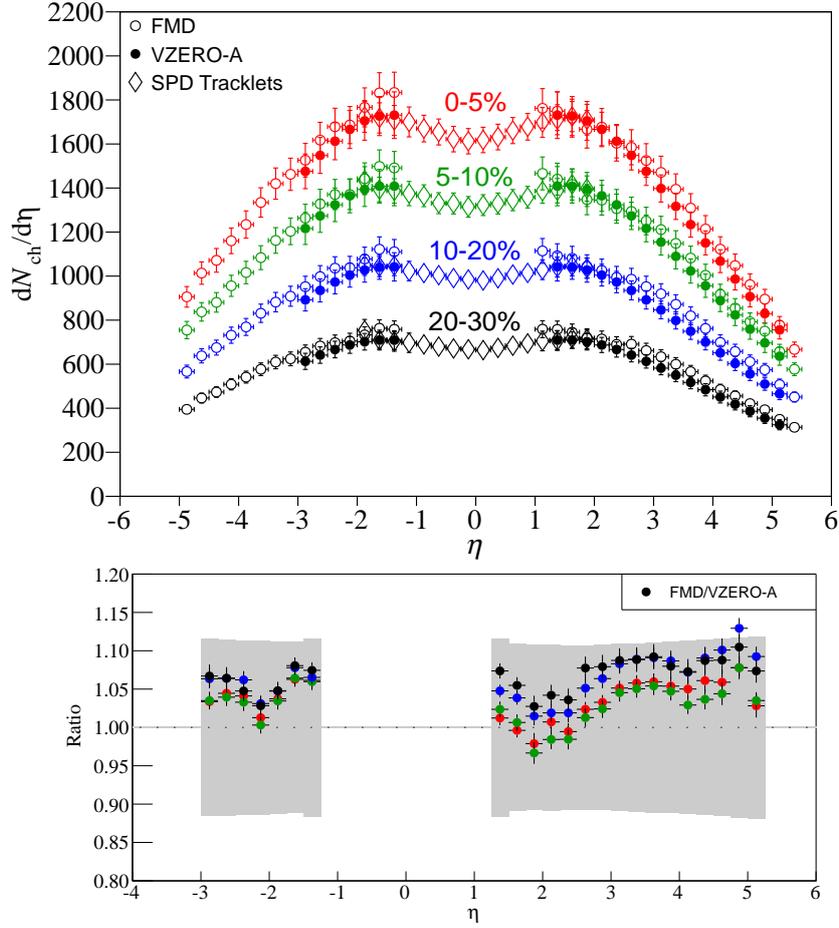


FIGURE 3.39 – Comparaison entre les mesures données par le VZERO-A (cercles pleins) et le FMD (cercles vides) avec les collisions satellites. Les deux mesures sont en accord dans les erreurs systématiques.

### 2756 3.6.1.2 Combinaison des résultats

2757 La couverture en  $\eta$  du VZERO-A et du FMD diffèrent pour un même vertex d'in-  
 2758 teraction et les événements utilisés par le SPD sont ceux produits au vertex nominal.  
 2759 Les trois mesures sont donc non-corrélées. Les résultats des détecteurs étant compatibles,  
 2760 on peut alors les combiner. Pour cela, on calcule une moyenne pondérée par les erreurs  
 2761 systématiques spécifiques à chaque détecteur :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = \frac{\sum_d \omega_d \frac{dN_{ch}}{d\eta} \Big|_d}{\sum_d \omega_d} , \quad (3.19)$$

2762 où,  $d = \text{FMD, SPD, VZERO-A}$  et  $\omega_d$  est le poids calculé à partir de l'erreur systématique  
 2763 sur le détecteur  $d$ . On obtient alors une distribution combinée mesurée par ALICE sur  
 2764 une gamme en pseudo-rapacité  $-5.0 < \eta < 5.5$  (figure 3.40). Les erreurs systématiques

2765 communes à chaque détecteur sont sommées quadratiquement. La liste des erreurs systé-  
2766 matiques correspondant à chaque détecteur est fournie dans le tableau 3.3.

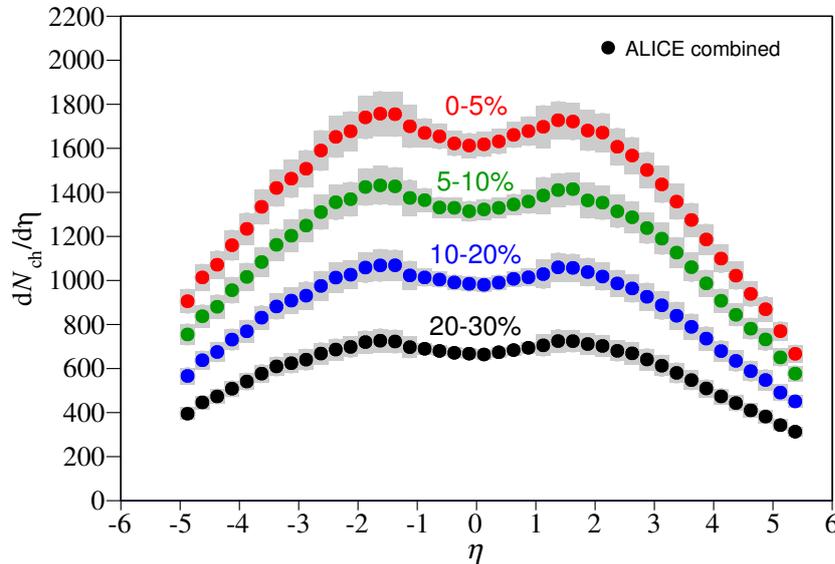


FIGURE 3.40 – Densité de particules primaires chargées  $dN_{ch}/d\eta$  combinée (FMD+SPD+VZERO-A) en fonction de  $\eta$  pour différentes tranches en centralité.

TABEAU 3.3 – Récapitulatif des différentes sources d'erreurs systématiques prises en compte dans la mesure du  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction des détecteurs FMD, SPD et VZERO-A.

Détecteurs	Sources	Erreur
Commune	Centralité	1-2%
SPD	Soustraction du bruit de fond	0.1-2%
	Composition du lot de particules produites	1%
	Décroissances faibles	1%
	Extrapolation à impulsion nulle	2%
FMD et VZERO-A	Budget de matière	4%
	Correction sur le ZEM	1-4%
FMD	Spectre des particules produites	2%
	Variation des coupures	3%
	Méthode d'analyse	2%
VZERO-A	Fluctuation entre les anneaux pour le même $\eta$	3%
	Calibration avec le SPD	3-4%

2767 Les distributions, en fonction de la centralité, admettent une asymétrie gauche-droite <sup>17</sup>  
2768 de l'ordre de 6 à 8%. Afin de respecter la symétrie du système collisionnel, les distributions  
2769 sont symétrisées. Pour cela, les points ayant le même  $|\eta|$  sont combinés à l'aide d'une  
2770 moyenne pondérée par les erreurs systématiques. La méthode est identique à celle utilisée  
2771 pour combiner les mesures provenant des différents détecteurs (voir l'équation 3.19). Le  
2772 résultat obtenu est donné dans la figure 3.41.

17. Les termes « gauche » et « droite » correspondent à  $\eta < 0$  et  $\eta > 0$  respectivement (ou côté C et A).

## 2773 3.6.1.3 Ajustement

2774 Les différentes distributions sont ajustées avec deux Gaussiennes d'amplitude  $A_{1,2}$  et  
 2775 de largeur  $\sigma_{1,2}$  tel que :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = A_1 e^{-\frac{\eta^2}{\sigma_1^2}} - A_2 e^{-\frac{\eta^2}{\sigma_2^2}} . \quad (3.20)$$

2776 Cette fonction reproduit bien les données et sera utilisée dans la suite pour l'extraction du  
 2777 nombre total de particules chargées (section 3.7.2) et l'étude de la limite de fragmentation  
 2778 (section 3.7.5). Pour la tranche 0-5%, on a  $A_1 = 2102 \pm 105$ ,  $A_2 = 485 \pm 99$ ,  
 2779  $\sigma_1 = 3.7 \pm 0.1$  et  $\sigma_2 = 1.2 \pm 0.2$ . En tenant compte des erreurs, les valeurs de  
 2780  $A_1/A_2$ ,  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  sont identiques pour chaque tranche en centralité mesurée (tableau  
 2781 3.4). Enfin, les résultats obtenus sont entièrement compatibles avec ceux déjà publiés par  
 2782 ALICE [3,4] mais aussi avec les résultats établis par ATLAS [14] et par CMS [13] dans  
 2783 différentes tranches en centralité (figure 3.41).

TABLEAU 3.4 – Récapitulatif des paramètres d'ajustements des distributions  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction de la centralité.

centralité	$A_1/A_2$	$\sigma_1$	$\sigma_2$
0-5%	$4.33 \pm 0.21$	$3.68 \pm 0.14$	$1.17 \pm 0.19$
5-10%	$4.30 \pm 0.22$	$3.73 \pm 0.15$	$1.19 \pm 0.19$
10-20%	$4.38 \pm 0.23$	$3.79 \pm 0.16$	$1.18 \pm 0.20$
20-30%	$4.22 \pm 0.25$	$3.81 \pm 0.19$	$1.21 \pm 0.23$

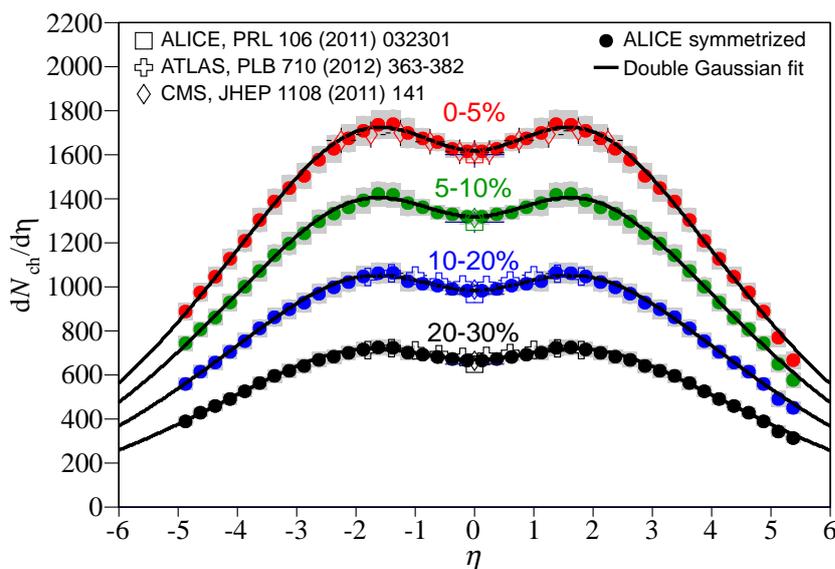


FIGURE 3.41 – Densité de particules primaires chargées  $dN_{ch}/d\eta$  combinée et symétrisée en fonction de  $\eta$  pour différentes tranches en centralité, comparées à celles obtenues par ATLAS et CMS.

2784 **3.6.2 Comparaison avec les modèles théoriques**

2785 Les mesures sont comparées à plusieurs modèles théoriques prédisant la densité de  
 2786 particules chargées par unité de pseudo-rapidité. Trois modèles basés sur une approche  
 2787 Monte Carlo (figure 3.42 à gauche) et deux modèles phénoménologiques (figure 3.42  
 2788 à droite) ont été évalués. Les modèles Monte Carlo sont : AMPT paramétré comme  
 2789 dans [44], UrQMD [45] et un modèle basé sur le CGC (Color Glass Condensate) [46,47].  
 2790 Les deux modèles phénoménologiques sont : le RDM [39] et le SPM [40]. Tous ces  
 2791 modèles ont été présentés dans la section 3.3.

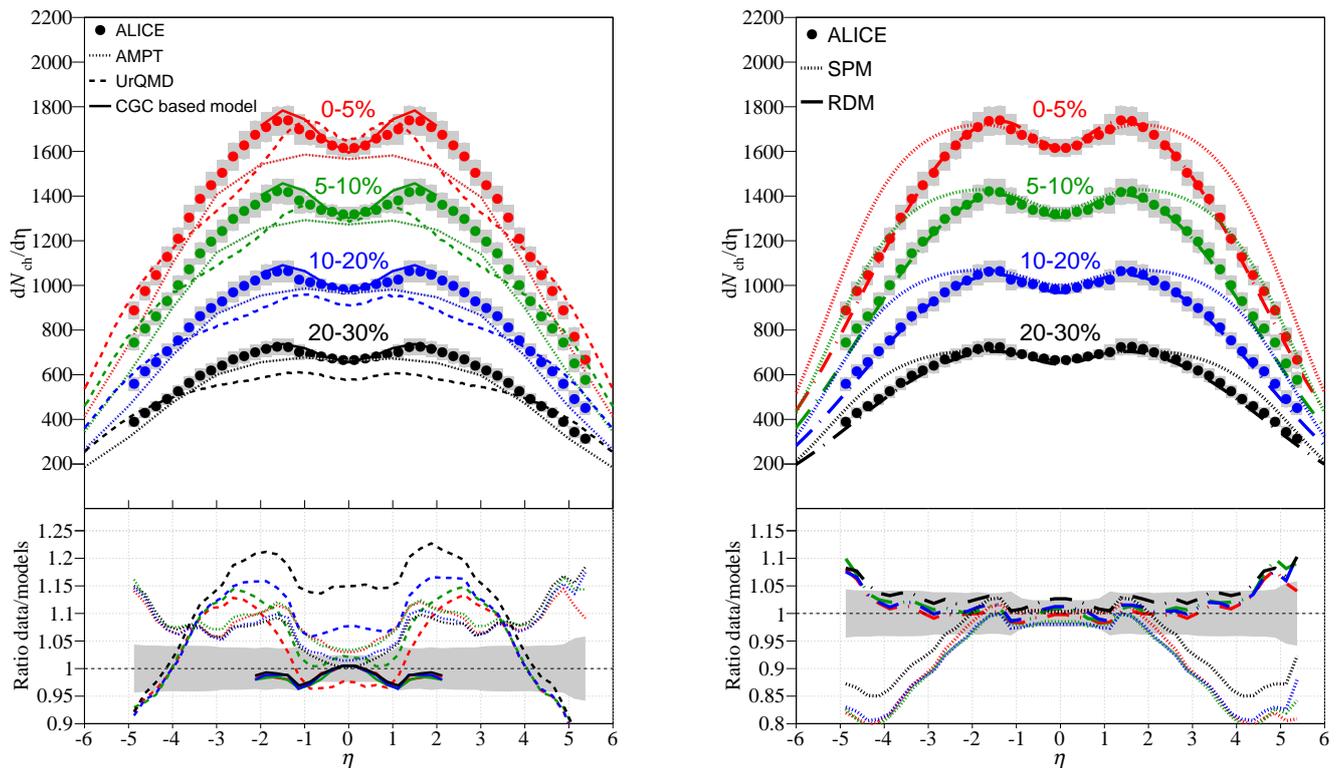


FIGURE 3.42 — Comparaison des données d'ALICE avec plusieurs modèles théoriques (haut) et rapport entre les mesures et les modèles fournis (bas). Gauche : La comparaison est faite avec des modèles basés sur le Monte Carlo : AMPT [34, 44], UrQMD [45] et CGC [46, 47]. Droite : La comparaison est faite avec des modèles phénoménologiques : SPM [40] et RDM [39]. Ces modèles sont présentés dans la section 3.3.

2792 AMPT décrit bien la mesure à mi-rapidité ( $|\eta| \simeq 0$ ) puisqu'il a été paramétré pour cela.  
 2793 Cependant, il ne reproduit pas la forme globale de la distribution. Le modèle UrQMD  
 2794 donne une estimation raisonnable pour  $|\eta| > 4$  et à mi-rapidité, mais est incapable de décrire  
 2795 correctement le niveau et la forme globale de la plupart des distributions en fonction de  
 2796 la centralité. Enfin, le CGC donne une très bonne description des données tant au niveau  
 2797 de la forme qu'au niveau des distributions en fonction de la centralité dans une gamme  
 2798 cependant restreinte en pseudo-rapidité ( $|\eta| < 2$ ). Lorsque la densité des sources colorées  
 2799 est grande, *i.e.* lorsque la densité baryonique est importante (grande rapidité), le calcul

2800 de la section efficace nucléon-nucléon est difficile à réaliser. Ceci explique pourquoi les  
2801 résultats sont, pour le moment, seulement fournis au voisinage de  $|\eta| = 0$ .

2802 Pour ce qui est des modèles phénoménologiques, le SPM et le RDM reproduisent très  
2803 bien le niveau et la forme de la distribution dans la région centrale ( $|\eta| < 2$ ) en fonction  
2804 de la centralité. Un des paramètres contraignant le RDM est la mesure faite par ALICE à  
2805 ( $|\eta| < 0.5$ ). Il est donc logique que ce modèle reproduise le niveau global de la distribution  
2806 dans cette région. Les cinq paramètres libres du RDM ( $\tau_{int}/\tau_y$ ,  $\Gamma_{1,2}$ ,  $\Gamma_{gg}$ ,  $N_{ch}^{1+2}$  et  $N_{gg}$ )  
2807 sont ajustés, par une minimisation du  $\chi^2$ , aux données d'ALICE fournies par ce travail.  
2808 Ici,  $\tau_{int}/\tau_y$  est le rapport entre le temps d'interaction et le temps de relaxation,  $\Gamma_{1,2,gg}$  est  
2809 la largeur à mi-hauteur de la contribution considérée<sup>18</sup>,  $N_{ch}^{1+2}$  la somme des intégrales  
2810 des contributions dans la région de fragmentation et  $N_{gg}$  l'intégrale de la contribution  
2811 à mi-rapacité. Le modèle fournit alors une bonne description de la mesure. Enfin le  
2812 SPM ne décrit pas la distribution à grande pseudo-rapacité. Les queues de la distribution  
2813 expérimentale tombent plus rapidement que celles prédites par ce modèle.

## 2814 3.7 Exploitation des résultats

### 2815 3.7.1 Retour sur la densité en particules chargées

2816 La comparaison avec les modèles de la section 3.6.2 permet d'obtenir plusieurs in-  
2817 formations intéressantes. Revenons tout d'abord sur les résultats fournis par le RDM pour  
2818 plusieurs énergies dans le centre de masse [39]. Le paramètre  $\tau_{int}/\tau_y$ , qui contraint la  
2819 position des pics de fragmentation, est assez stable en fonction de l'énergie ( $\sim 0.85$ ).  
2820 L'influence de l'énergie dans le centre de masse sur la position des pics de fragmentation  
2821 est donc assez limitée. Le modèle indique que la contribution des pics de fragmentation  
2822 ( $N_{ch}^{1+2}$ ) est toujours supérieure à celle traduisant le contenu en gluons du système ( $N_{gg}$ )  
2823 excepté au LHC. À 2.76 TeV, le taux de production global de particules venant de  
2824  $N_{gg}$  devient supérieur à celui des sources de fragmentation. On peut alors conclure à  
2825 une augmentation du contenu en gluons du système aux énergies du LHC. Cette idée  
2826 fait écho aux concepts utilisés par le CGC qui reproduit lui aussi les mesures d'ALICE à  
2827 mi-rapacité. Enfin, à partir des calculs du RDM, une extrapolation à plus haute énergie est  
2828 possible. Le RDM prédit une densité de particules chargées à mi-rapacité pour une énergie  
2829 de 5.5 TeV par nucléon dans le centre de masse de :  $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} \sim 1940$ .

### 2830 3.7.2 Estimation du nombre total en particules chargées, $N_{ch}$ , produites à la 2831 collision

2832 La mesure du  $dN_{ch}/d\eta$  dans une large gamme en  $\eta$  permet une estimation du  
2833 nombre total de particules chargées produites lors de la collision ( $N_{ch}$ ) en fonction de la

<sup>18</sup>. Les contributions (1,2) de la région de fragmentation sont de forme Gaussienne et la contribution dans la partie centrale (gg) a une forme proche de celle d'un plateau.

2834 centralité. Afin de calculer l'intégrale de la densité de particules chargées, on utilise la  
 2835 fonction 3.20 dans la zone en  $\eta$  où les mesures expérimentales sont disponibles puis une  
 2836 extrapolation linéaire de la distribution jusqu'à la rapidité du faisceau. Cette fonction sera  
 2837 appelée fonction de référence dans la suite.

2838 La première source d'erreurs systématiques sur l'intégrale est estimée en faisant varier  
 2839 l'ajustement du  $dN_{ch}/d\eta$  par la fonction de référence dans les barres d'erreurs expé-  
 2840 rimentales. Des exemples sur la façon dont est estimée cette erreur sont présentés avec la  
 2841 figure 3.43. Le  $N_{ch}$  dépend fortement de la géométrie de la collision. Par conséquent,  
 2842 une partie des erreurs systématiques est corrélée à l'incertitude sur la méthode d'estimation  
 2843 de la centralité. Pour cela, on fait tout d'abord varier la fonction d'ajustement dans les  
 2844 erreurs systématiques non corrélées de chaque distribution  $dN_{ch}/d\eta$ <sup>19</sup>. On obtient alors  
 2845 l'erreur systématique non corrélée pour cette source d'erreur. La méthode est de nouveau  
 2846 appliquée en tenant compte cette fois-ci de l'erreur totale sur les points expérimentaux.  
 2847 On obtient ainsi l'erreur globale.

2848 L'incertitude provenant de la fonction utilisée pour l'ajustement de la distribution est  
 2849 estimée à l'aide de quatre fonctions d'ajustement (figure 3.43). La fonction (a) correspond  
 2850 à l'équation 3.20 et dispose de quatre paramètres libres :  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ . Les fonctions  
 2851 (b) et (d) proviennent de [21] et sont respectivement une fonction trapèze :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta}(z_{vtx}) = \begin{cases} \alpha \cdot (y_{beam} - \eta_0) & \text{si } |\eta| < \eta_0 \\ \pm \alpha \cdot (\eta + y_{beam}) & \text{sinon.} \end{cases}, \quad (3.21)$$

2852 et une fonction d'équation :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = \frac{A \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{(\alpha \cdot \cosh(\eta))^2}}}{1 + e^{\frac{|\eta| - \beta}{\alpha}}}. \quad (3.22)$$

2853 Les fonctions (b) et (d) disposent respectivement de deux ( $\alpha$  et  $\eta_0$ ) et de quatre ( $A$ ,  $\alpha$ ,  
 2854  $\beta$  et  $\alpha$ ) paramètres libres. La dernière fonction est inspirée d'un scénario avec deux pics  
 2855 de fragmentation et un plateau central. Les pics sont modélisés par deux gaussiennes et  
 2856 la fonction répond à l'équation :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = A_1 e^{-\frac{(\eta - \mu_1)^2}{\sigma_1^2}} + A_2 e^{-\frac{(\eta - \mu_2)^2}{\sigma_2^2}} + \text{plateau}(\eta), \quad (3.23)$$

2857 où  $A_1$ ,  $\sigma_1$ , la hauteur et la largeur du plateau sont laissés libres lors de l'ajustement. De  
 2858 même,  $\mu_1$ , qui contrôle la position d'une des deux Gaussiennes, est un paramètre libre.  
 2859 Les autres paramètres sont fixés comme suit :  $A_2 = A_1$ ,  $\mu_2 = -\mu_1$  et  $\sigma_2 = \sigma_1$ . Toutes  
 2860 les fonctions ajustent ainsi les données correctement avec un bon  $\chi^2$  proche ou inférieur  
 2861 à l'unité.

2862 L'intégrale est estimée pour chacune des fonctions et le rapport entre la valeur obtenue  
 2863 et la valeur fournie par la fonction de référence est calculé. Il est tracé en fonction

19. Les erreurs non-corrélées sont ici les erreurs qui ne dépendent pas de la centralité (voir tableau 3.3).

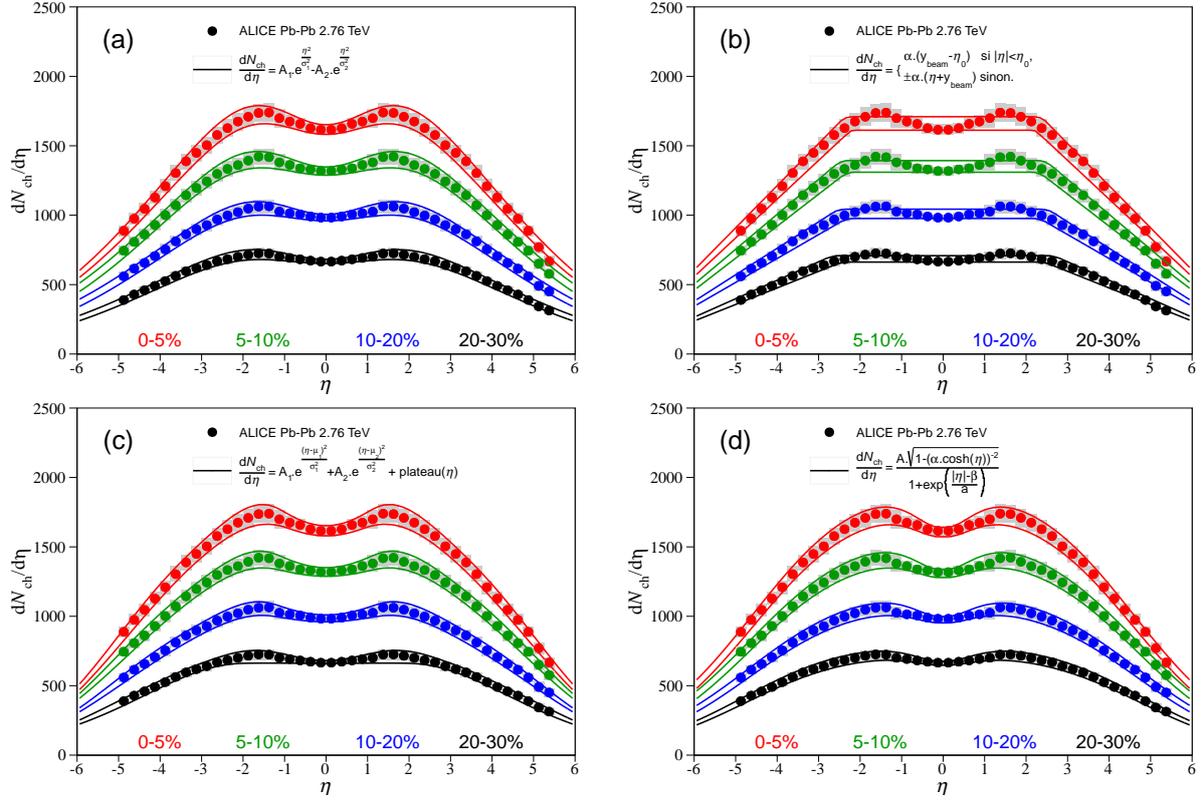


FIGURE 3.43 – Fonctions utilisées pour l'étude systématique sur la mesure de  $N_{ch}$ . Les données sont ajustées à l'aide d'une double Gaussienne (a), d'une fonction trapèze (b), d'une paramétrisation inspirée d'un scénario dit de « Bjorken » (c) et d'une équation provenant d'une des mesures de PHOBOS (d) [21]. Les courbes représentent les limites hautes et basses des incertitudes systématiques sur l'estimation dues à l'erreur sur le  $dN_{ch}/d\eta$ .

2864 de  $\langle N_{part} \rangle$  et les points sont ajustés par une constante. L'écart par rapport à l'unité  
 2865 est l'erreur systématique. On distingue deux effets contribuant à l'erreur systématique  
 2866 totale : le changement de forme de la fonction, et l'extrapolation de la fonction à grande  
 2867 rapidité. L'effet du changement de forme est évalué en intégrant les différentes fonctions  
 2868 dans la zone en  $\eta$  où les données expérimentales sont disponibles (figure 3.44, à gauche).  
 2869 L'erreur systématique sur l'extrapolation est estimée en restreignant l'intégration à la région  
 2870 extrapolée (figure 3.44, à droite). D'après la figure 3.44, on conclut que l'influence de  
 2871 la forme de la fonction est négligeable et l'erreur systématique sur l'extrapolation est de  
 2872 l'ordre de 3%.

2873 Le nombre total de particules chargées  $N_{ch}$  (points rouges) est tracé en fonction  
 2874 du nombre moyen de participants à la collision  $\langle N_{part} \rangle$  (figure 3.45). La bande claire  
 2875 représente les erreurs systématiques non corrélées et la bande foncée l'erreur totale. Une  
 2876 augmentation d'un facteur  $\sim 2.4$  du nombre total de particules chargées est observée de  
 2877 la tranche la plus périphérique (20-30%) à la tranche la plus centrale (0-5%). La fraction  
 2878 de la valeur totale provenant de l'extrapolation est de 13%. Le tableau 3.5 résume  
 2879 les résultats obtenus en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$ . La mesure est comparée aux données de

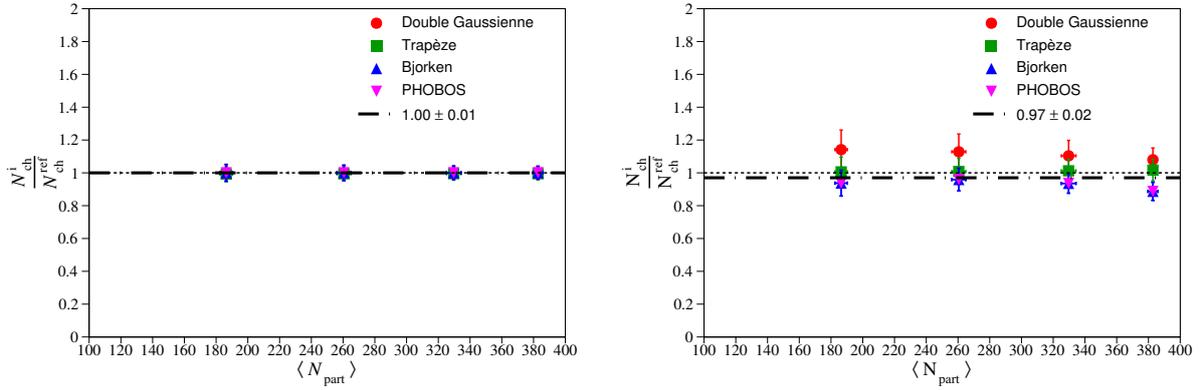


FIGURE 3.44 – Rapport entre le nombre total de particules chargées  $N_{ch}$  calculé avec les fonctions (a), (b), (c) et (d) (figure 3.43) et la fonction de référence (double Gaussienne extrapolée par des droites à très grand  $|\eta|$ ). Gauche : Le calcul est limité à  $-5 < \eta < 5.5$ . Droite : Le calcul est limité à la zone d'extrapolation ( $\eta < -5$  et  $\eta > 5.5$ ).

2880 PHOBOS à 200 GeV en collisions Au-Au [21]. Les points de PHOBOS sont multipliés  
2881 par un facteur :

$$\frac{\langle N_{part}^{Pb-Pb} \rangle}{\langle N_{part}^{Au-Au} \rangle} = 2.87 \quad . \quad (3.24)$$

2882 Les valeurs obtenues apparaissent en points bleus sur la figure 3.45. Il a été établi  
2883 au RHIC que  $N_{ch}$  croît linéairement avec  $\langle N_{part} \rangle$  et les deux expériences montrent des  
2884 résultats compatibles dans les erreurs. Cependant, la tendance en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  au  
2885 LHC semble légèrement différente de celle obtenue au RHIC. À titre de vérification,  
2886 on ajuste les mesures de PHOBOS et ALICE par des fonctions linéaires (tirets bleus et  
2887 rouges). Les  $\chi^2$  obtenus sont petits, mais celui d'ALICE est bien plus grand que celui  
2888 de PHOBOS (environ un facteur 10). On ajuste alors les données d'ALICE avec un  
2889 polynôme du second degré. Le  $\chi^2$  est meilleur et la courbe reproduit mieux les données.  
2890 Cependant la taille des erreurs ne permet pas de conclure quant à un changement d'échelle  
2891 en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  du RHIC au LHC pour  $N_{ch}$ , c'est-à-dire pour une augmentation de  
2892 200 GeV à 2.76 TeV.

TABLEAU 3.5 – Nombre total de particules chargées en fonction du nombre moyen de nucléons participants à la collision  $\langle N_{part} \rangle$ .

Centralité [%]	$\langle N_{part} \rangle$	$N_{ch, -5 < \eta < 5.5}$	$N_{ch,  \eta  < \eta_{beam}}$
0-5	$382.7 \pm 3.1$	$14963 \pm 666$	$17165 \pm 772$
5-10	$329.4 \pm 4.6$	$12272 \pm 561$	$14099 \pm 655$
10-20	$260.5 \pm 4.4$	$9205 \pm 457$	$10581 \pm 535$
20-30	$186.4 \pm 3.9$	$6324 \pm 330$	$7278 \pm 387$

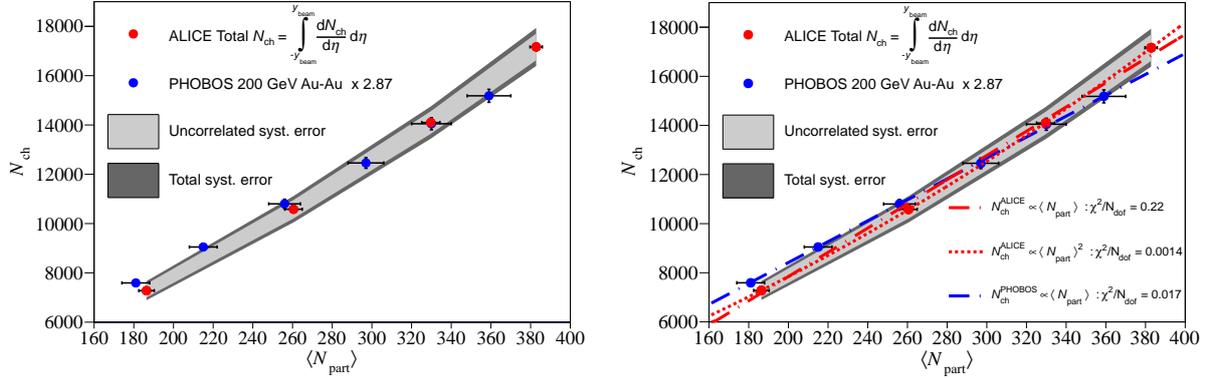


FIGURE 3.45 – Nombre total de particules primaires chargées  $N_{ch}$  en fonction du nombre de participants à la collision  $\langle N_{part} \rangle$ . Gauche : Les données d’ALICE (rouge) en collisions Pb-Pb sont comparées à celles de PHOBOS en collisions Au-Au (bleu) [21]. Les données de PHOBOS sont mises à l’échelle pour permettre la comparaison. La bande gris clair représente les incertitudes systématiques non-corrélées et la bande gris foncé les incertitudes systématiques totales. Droite : Les données de PHOBOS sont ajustées avec une fonction linéaire (tirets bleus). Les données d’ALICE sont ajustées avec une fonction linéaire (tirets rouges) et un polynôme du 2<sup>me</sup> degré (pointillés rouges).

### 2893 3.7.3 Evolution de $N_{ch}$ , normalisé par le nombre de paires de participants, en 2894 fonction de l’énergie dans le centre de masse $\sqrt{s_{NN}}$

2895 En tenant compte des erreurs sur la mesure, aucun changement significatif de la  
2896 variation de  $N_{ch}$  n’a été observé, dans les erreurs, en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  du RHIC au  
2897 LHC. On cherche maintenant à comparer l’évolution de  $N_{ch}$  en fonction de  $\sqrt{s_{NN}}$ . Il a  
2898 été mis en évidence par l’expérience PHOBOS [21] un comportement linéaire de  $N_{ch}$   
2899 en fonction de  $\ln^2(s_{NN})$  des basses vers les hautes énergies. Afin de vérifier la validité  
2900 de cette relation au LHC, les valeurs expérimentales des expériences précédentes ont été  
2901 rassemblées. Certaines d’entre elles nécessitent une mise à l’échelle pour être directement  
2902 comparables à celles proposées dans ce travail.

2903 Les données pour  $\langle \pi^{0,\pm} \rangle / \langle N_{part} \rangle$  à 2, 4, 6, et 8 GeV de AGS sont tirées de [25].  
2904 Les valeurs fournies doivent être multipliées par un facteur 2/1.5 :

- 2905 – Les valeurs citées sont exprimées par participant et non par paire de participants.  
2906 Ceci revient à multiplier par 2 ;
- 2907 – La mesure incluait la contribution des  $\pi^0$  qui doit être supprimée pour ne garder  
2908 que la contribution des pions chargés ( $\pi^\pm$ ). Les  $\pi^0$  représentent  $\sim \frac{1}{3}$  des pions  
2909 aux énergies de AGS. On divise donc par 1.5.

2910 Le nombre de protons est :  $2 \times 79 / (0.5 \times \langle N_{part} \rangle)$ . Pour cette gamme d’énergie, la  
2911 contribution des kaons est très faible et donc négligée et la contribution des  $\bar{p}$  est nulle.  
2912 Pour la mesure à 11.7 GeV, les valeurs sont tirées des distributions  $dN_{ch}/dy$  [26] pour  
2913 les  $\pi^\pm$  et les protons. Les autres mesures d’AGS sont extraites de [27]. Enfin les données  
2914 du SPS sont issues de [23–25]. Les données à plus hautes énergies viennent de [12]  
2915 pour BRAHMS et de [21] pour PHOBOS. Le résultat est donné dans la figure 3.46.

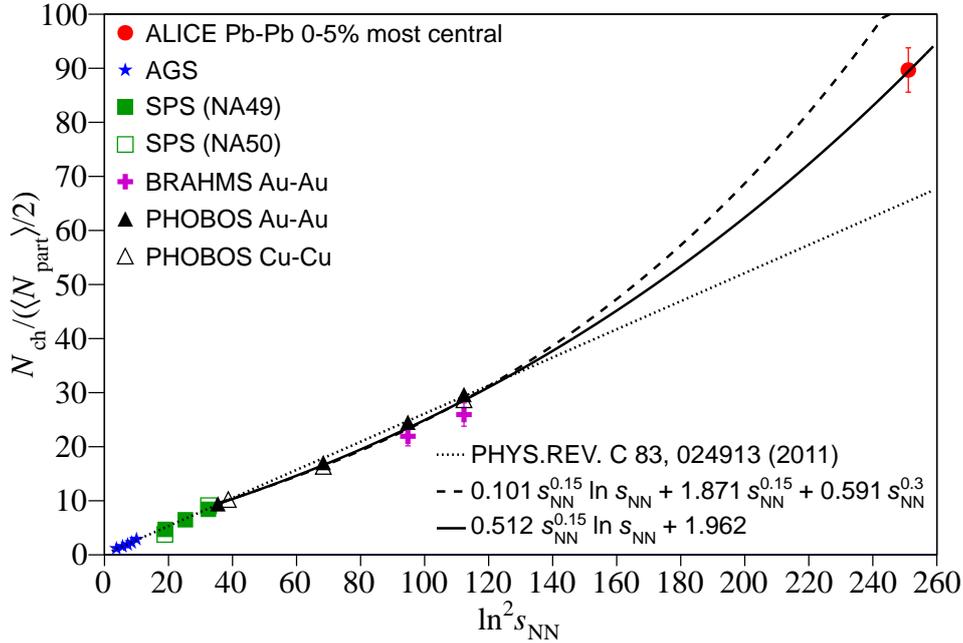


FIGURE 3.46 – Nombre total de particules primaires chargées  $N_{ch}$ , normalisé par le nombre de paires de participants  $\langle N_{part} \rangle$ , en fonction de  $\ln^2(s_{NN})$ , où  $s_{NN}$  est le carré de l'énergie dans le centre de masse. La droite en pointillés est tirée d'une précédente publication de PHOBOS [21]. Les courbes en trait plein et tireté sont deux tentatives d'ajustement des données de haute énergie.

2916 Il apparaît que la loi d'échelle linéaire (pointillés noirs) proposée en [21] n'est plus  
 2917 valide au LHC. Ceci avait déjà été mis en évidence pour le  $dN_{ch}/d\eta$  à mi-rapidité (voir  
 2918 section 3.2.3). Au LHC, le plateau autour de  $\eta = 0$  suit une évolution en puissance  
 2919 de  $s_{NN}$ . On introduit dans la fonction linéaire proposée par PHOBOS un terme en  $s_{NN}^{0.15}$   
 2920 (tirets noirs). L'ajustement, incluant les données allant du RHIC au LHC, prédit une valeur  
 2921 supérieure à celle mesurée par ALICE. Enfin, on essaie d'ajuster les mesures en conservant  
 2922 une évolution du plateau à mi-rapidité en  $s_{NN}^{0.15}$  et en prenant comme hypothèse un  
 2923 accroissement de la largeur de la distribution en  $\ln(s_{NN})$  (trait plein). Cette hypothèse est  
 2924 prédite par plusieurs modèles, notamment dans le cadre d'une conservation de la limite de  
 2925 fragmentation [48] et donne une meilleure description des données du RHIC au LHC.

2926 Cette mesure permet de conclure que, pour les énergies allant du RHIC au LHC,  
 2927 l'évolution linéaire en  $\ln^2(s_{NN})$  de  $N_{ch}/(\langle N_{part} \rangle/2)$  n'est pas conservée. Cependant, la  
 2928 mesure est compatible avec une augmentation en  $s_{NN}^{0.15}$  du plateau à mi-rapidité et en  
 2929  $\ln(s_{NN})$  de la largeur de la distribution en  $dN_{ch}/d\eta$ .

### 2930 3.7.4 $dN_{ch}/d\eta$ par paire de nucléons participants en fonction de la centralité

2931 Le volume d'interaction est défini, à  $t = \tau_{int}$ , par le recouvrement des deux noyaux.  
 2932  $dN_{ch}/d\eta$  étant une observable globale, elle est témoin des premiers instants de la collision

2933 ( $t \approx \tau_{int}$ ) et peu sensible à l'évolution du système<sup>20</sup>. Ainsi, il est intéressant d'étudier  
 2934 l'évolution du  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction de la centralité. Une telle étude peut notamment  
 2935 fournir des informations sur l'entropie du système.

2936 Comme témoin de la géométrie de la collision, on utilisera le nombre moyen de  
 2937 participants  $\langle N_{part} \rangle$  qui est une grandeur (indirectement) accessible expérimentalement et  
 2938 directement liée au recouvrement des deux noyaux. En effet, plus le recouvrement des  
 2939 noyaux est grand, plus  $\langle N_{part} \rangle$  est important. Le nombre moyen de participants à la  
 2940 collision est extrait de l'expérience via un modèle de Glauber [4, 41]. Les valeurs ainsi  
 2941 obtenues sont listées dans le tableau 3.6.

2942 La densité de particules chargées  $dN_{ch}/d\eta$  est normalisée au nombre de paires de  
 2943 nucléons participants. Ceci permet une comparaison directe avec les mesures effectuées  
 2944 en p-p. On trace  $(dN_{ch}/d\eta)/(N_{part}/2)$  en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  pour différentes tranches  
 2945 en  $\eta$  (figure 3.47). La mesure précédente d'ALICE [4] (losanges noirs ouverts) met en  
 2946 évidence une augmentation en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  d'un facteur 1.9 pour les collisions  
 2947 les plus périphériques vers les plus centrales. Dans le cas présent, la technique d'analyse  
 2948 limite les tranches en centralité accessibles aux collisions comprises entre 0 et 30 %  
 2949 des plus centrales. La mesure dans la même gamme en pseudo-rapacité (cercle rouge)  
 2950 est compatible avec celle précédemment effectuée compte tenu des erreurs systématiques.  
 2951 Pour toutes les tranches en  $\eta$ , une augmentation de 10 à 15 % du  $(dN_{ch}/d\eta)/(N_{part}/2)$   
 2952 est observée entre les tranches 20-30% et 0-5%. Les formes du  $(dN_{ch}/d\eta)/(N_{part}/2)$   
 2953 semblent être similaires quelle que soit la tranche en  $\eta$ . Pour s'en assurer, on calcule  
 2954 le rapport entre les résultats obtenus dans différentes tranches en pseudo-rapacité pour  
 2955  $|\eta| > 1$  et ceux obtenus pour  $|\eta| < 0.5$  (figure 3.48). Ce rapport est compatible avec une  
 2956 constante en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  pour toutes les tranches en  $\eta$ . Pour les 30% des collisions  
 2957 les plus centrales, il n'y a donc pas de modification de la forme de  $(dN_{ch}/d\eta)/(N_{part}/2)$   
 2958 pour différentes tranches en pseudo-rapacité étudiées en fonction de la géométrie de la  
 2959 collision.

TABLEAU 3.6 – Nombre moyen de participants à la collision  $\langle N_{part} \rangle$  en fonction de la tranche en centralité [4].

Centralité [%]	0-5	5-10	10-20	20-30
$\langle N_{part} \rangle$	382.7	329.4	260.5	186.4
$\sigma_{sys}(\langle N_{part} \rangle)$	3.1	4.6	4.4	3.9

### 2960 3.7.5 Etude de l'échelle longitudinale : la limite de fragmentation

2961 Il a été clairement établi qu'aux énergies du RHIC, la production de particules dans la  
 2962 région de fragmentation, *i.e.* à très grande (pseudo-)rapacité, est invariante avec l'énergie  
 2963 du faisceau [49]. Ce phénomène est souvent appelé « conservation de l'échelle longi-  
 2964 tudinale » ou conservation de la limite de fragmentation. Pour débiter l'étude, il faut

20. Cette observable dépend principalement de la densité d'énergie à la collision.

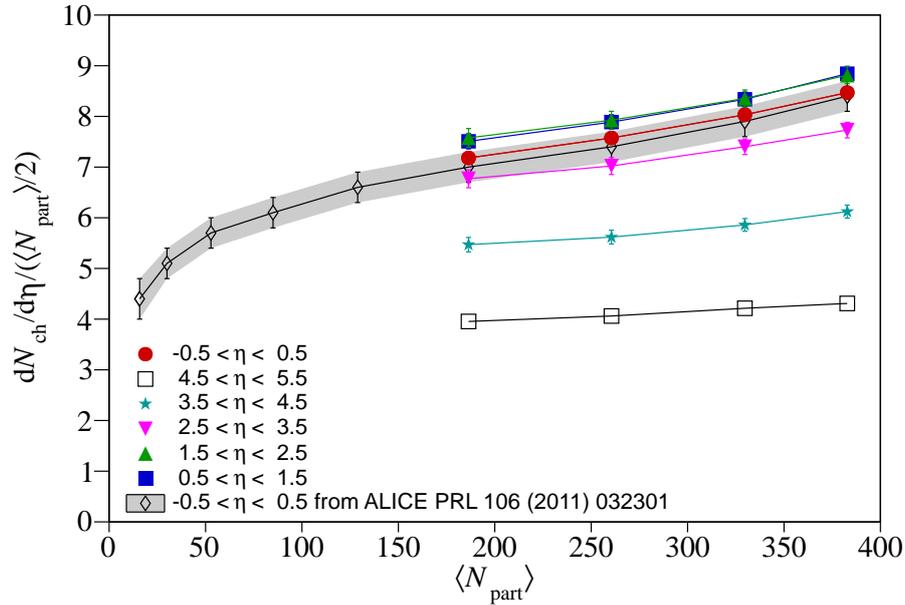


FIGURE 3.47 –  $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{part} \rangle / 2$  en fonction du nombre moyen de participants à la collision pour différentes tranches en  $\eta$ . Les losanges noirs ouverts sont issus de la mesure précédemment publiées par ALICE [3] et l'aire grise représente l'erreur systématique correspondante. Les autres points proviennent du calcul effectué avec la densité de particules chargées combinée (figure 3.40). Les erreurs sur les points sont les erreurs systématiques.

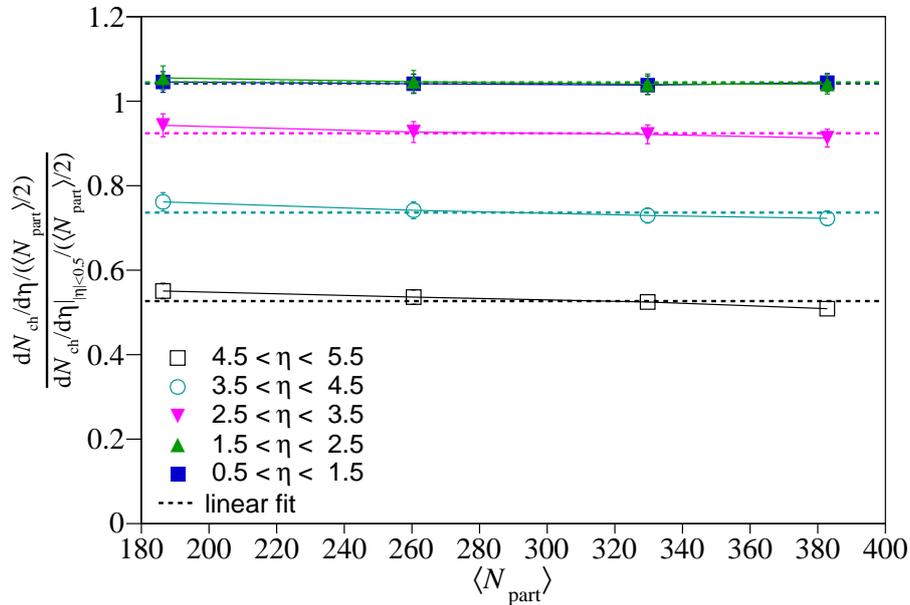


FIGURE 3.48 – Rapport entre les résultats obtenus dans différentes tranches en pseudo-rapidité et ceux obtenus pour  $|\eta| < 0.5$ .

2965 normaliser la densité de particules chargées par le nombre de paires de participants pour  
2966 s'affranchir du système de collisions. On se place ensuite dans le référentiel d'un des deux  
2967 noyaux incidents en exprimant le résultat en fonction de la variable  $\eta' = \eta - y_{\text{beam}}$ . Cette  
2968 étude a été faite par ALICE au LHC (figure 3.49) et comparée aux données obtenues  
2969 par PHOBOS et BRAHMS en Au-Au à plus basse énergie. Les mesures d'ALICE sont  
2970 ajustées avec la fonction issue de l'équation 3.20 et extrapolées de la région mesurée vers  
2971 la rapidité du faisceau par une droite. Par comparaison avec les expériences précédentes,  
2972 les données sont compatibles avec une conservation de la limite de fragmentation compte  
2973 tenu des erreurs systématiques. La principale source d'erreur est ici liée à l'extrapolation  
2974 de la distribution.

2975 Pour nuancer la discussion, revenons au modèle SPM précédemment cité. Ce modèle  
2976 prédit une violation de l'échelle longitudinale de l'ordre du pourcent [20, 40]. Dans l'état  
2977 actuel de l'analyse, et au regard de l'erreur commise sur l'extrapolation, il est impossible  
2978 de conclure si une violation de quelques pourcents de la limite de fragmentation est  
2979 présente aux énergies du LHC. Cependant, plusieurs arguments peuvent venir renforcer  
2980 nos conclusions sur la conservation de cette limite.

2981 Tout d'abord, les modèles reproduisant le mieux les distributions expérimentales d'ALICE  
2982 conservent la limite de fragmentation. Ensuite, en complétant les distributions d'ALICE de  
2983 la figure 3.49 avec les données de plus basses énergies dans la région de fragmentation, il  
2984 est possible d'ajuster la distribution résultante avec les équations utilisées pour l'estimation  
2985 du  $N_{ch}$  dans la section 3.7.2. La fonction double Gaussienne reproduit bien les données  
2986 (figure 3.50) avec un  $\chi^2/N_{dof} = 0.2$ . Ce genre de méthode est très proche de ce qui  
2987 est fait dans le modèle RDM.

2988 Enfin, la conservation de la limite de fragmentation a été observée à RHIC pour une autre  
2989 observable, la seconde harmonique du flot anisotropique : le flot elliptique  $\nu_2$ . Comme  
2990 le montre la figure 3.51, l'expérience ALICE a mesuré  $\nu_2$  dans une large gamme en  $\eta$   
2991 pour 40% des collisions les plus centrales en fonction de  $\eta'$ . Le résultat est comparé avec  
2992 ceux de PHOBOS à plus basse énergie en Au-Au pour la même classe d'événements. La  
2993 conservation de la limite de fragmentation au LHC est clairement visible sur cette figure.  
2994 Les références [16, 48] proposent une discussion détaillée sur les scénarii conduisant à la  
2995 (non-)conservation de la limite de fragmentation au LHC pour  $dN_{ch}/d\eta$  et  $\nu_2$  sur la base  
2996 de plusieurs modèles. D'après ces références, la conservation de la limite de fragmentation  
2997 pour  $dN_{ch}/d\eta$  et  $\nu_2$  implique un fond de particules produit par des processus doux issues  
2998 de l'excitation des projectiles et une production de particules gouvernée par les interactions  
2999 dures ne contribuant pas au flot à mi-rapidité. Pour les autres hypothèses évoquées, la  
3000 conservation de la limite de fragmentation n'est pas assurée pour  $dN_{ch}/d\eta$  et/ou  $\nu_2$ .

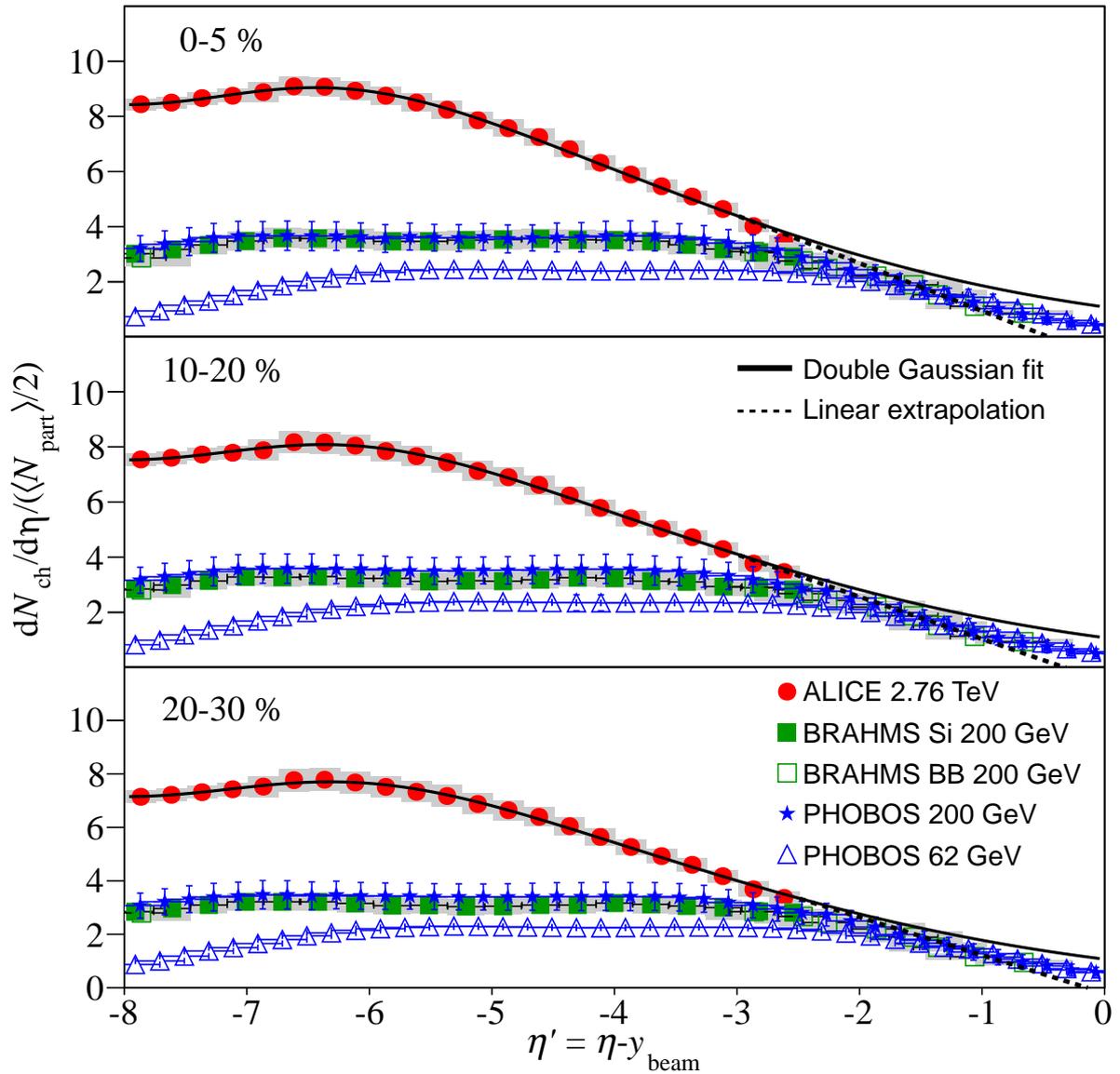


FIGURE 3.49 –  $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{part}/2 \rangle$  en fonction de  $\eta' = \eta - y_{beam}$  mesuré par ALICE (cercles rouges), BRAHMS (carrés verts) [12] et PHOBOS (étoiles et triangles bleus) [21] à différentes énergies. Les points pleins de BRAHMS sont obtenus avec le détecteur en silicium de la partie centrale alors que les points ouverts sont obtenus avec les détecteurs vers l'avant. La ligne noire représente l'ajustement de la distribution d'ALICE obtenu avec l'équation 3.20. Le résultat de l'extrapolation linéaire de la distribution pour les pseudo-rapidités proches de la rapidité du faisceau est représenté par la ligne noire en pointillés. Les données les plus centrales de PHOBOS sont originalement données pour la tranche 0-6%. Elles ont été mises à l'échelle pour obtenir le même pas en centralité.

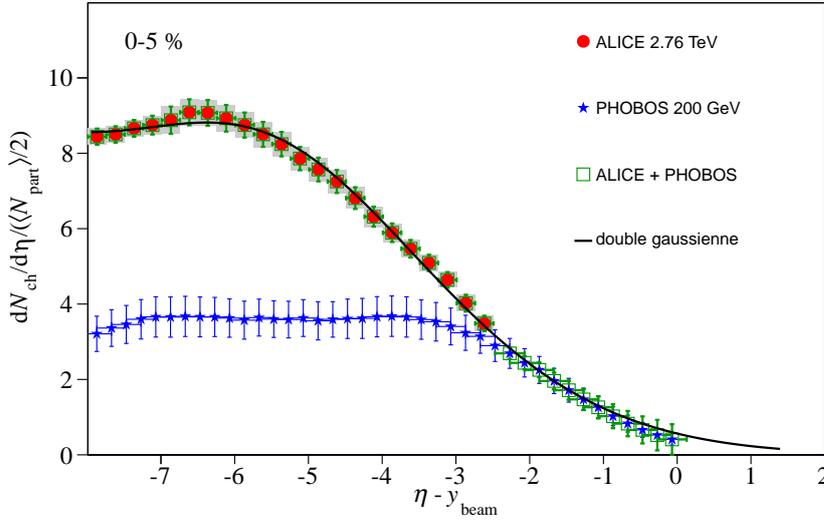


FIGURE 3.50 – Distribution  $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{part}/2 \rangle$  en fonction de  $\eta'$  pour la tranche en centralité 0-5%. Les points d'ALICE (rouge) et de PHOBOS (bleu) dans la région hors de l'acceptance d'ALICE sont ajustés par la fonction double Gaussienne (ligne noire). Les points verts sont ceux inclus utilisés l'ajustement.

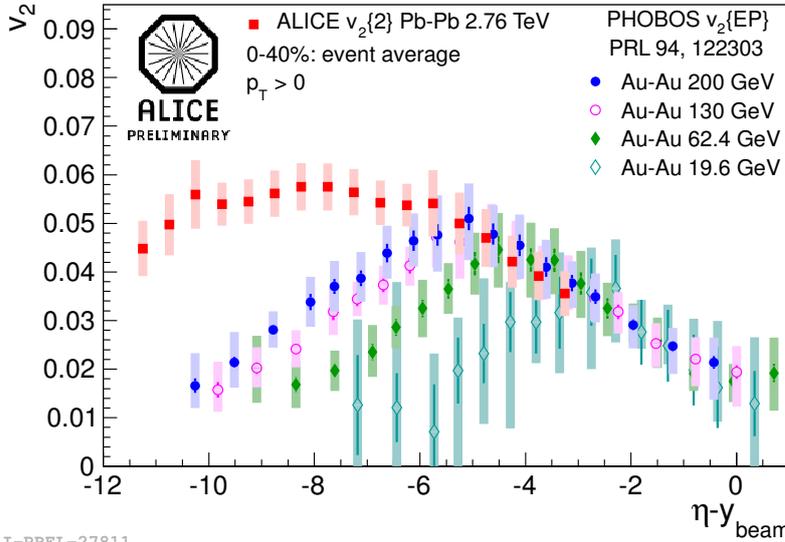


FIGURE 3.51 – Flot elliptique en fonction de  $\eta'$  mesuré par ALICE (carrés pleins rouges) à 2.76 TeV et PHOBOS à différentes énergies.

ALI-PREL-27811

3001 **3.7.6 Etude de la conservation du boost de Lorentz en fonction de la rapidité :**  
 3002  $dN_{ch}/dy$

3003 La distribution en rapidité peut être obtenue par une transformation Jacobienne de la  
 3004 distribution en pseudo-rapacité (figure 3.52) :

$$\frac{dN_{ch}}{dy} = \frac{1}{\langle J(\eta) \rangle} \cdot \frac{dN_{ch}}{d\eta} \quad , \quad (3.25)$$

3005 avec,

$$\langle J(\eta) \rangle = \frac{N_{\pi^\pm} \langle J_{\pi^\pm}(\eta) \rangle + N_{K^\pm} \langle J_{K^\pm}(\eta) \rangle + N_{p,\bar{p}} \langle J_{p,\bar{p}}(\eta) \rangle}{N_{\pi^\pm} + N_{K^\pm} + N_{p,\bar{p}}} \quad . \quad (3.26)$$

3006 On utilise ici les rapports des particules et les spectres en  $\langle p_T \rangle$  mesurés par ALICE pour  
 3007 les  $\pi^\pm$ ,  $\kappa^\pm$ , p et  $\bar{p}$  à mi-rapacité [50]. Les erreurs systématiques sur la mesure incluent  
 3008 une modification linéaire de la forme du spectre en  $p_T$ . Le spectre est adouci pour les  $\eta$   
 3009 vers l'avant tels que l'impulsion transverse moyenne  $\langle p_T \rangle$  à  $\eta = 3$  est 20% plus petite que  
 3010 celle à  $\eta = 0$ . Ceci correspond approximativement au double de ce qui a été observé à  
 3011 RHIC [51]. Le taux de production de particules est varié de  $\pm 50\%$  au delà de  $\eta = 2.5$   
 3012 et un facteur de réduction linéaire est appliqué pour réduire cette variation à 0 pour  
 3013  $\eta \rightarrow 0$ . Enfin, les densités  $dN_{ch}/d\eta$  de BRAHMS [12] et PHOBOS [11] sont converties  
 3014 de la même manière pour obtenir le  $dN_{ch}/dy$  en utilisant les spectres en  $p_T$  et les  
 3015 rapports des particules mesurés par STAR [52]. Ainsi, les mesures de ALICE, BRAHMS  
 3016 et PHOBOS sont directement comparables.

3017 Le résultat obtenu est compatible avec un plateau pour  $|y| < 1.5$  impliquant une  
 3018 conservation du « boost » de Lorentz à mi-rapacité. De plus, l'établissement de ce plateau  
 3019 dénote une grande transparence des noyaux dans cette région qui s'explique par une  
 3020 forte décroissance de la section efficace nucléon-nucléon à mi-rapacité. En effet, dans cette  
 3021 région, les particules interagissant sont majoritairement les gluons (*i.e.* la PDF du gluon à  
 3022 petit  $x$  de Bjorken est dominante par rapport aux autres contributions).

3023 La distribution (figure 3.52) peut être ajustée et bien décrite sur toute la gamme en  
 3024 rapidité par une Gaussienne de largeur  $\sigma = 3.86$  (courbe bleue). Cette largeur est bien  
 3025 plus importante que celle prédite par l'hydrodynamique comme le montre la comparaison  
 3026 avec le modèle de Landau-Carruthers [53] (courbe verte) et le modèle de Landau-  
 3027 Wong [54] (courbe rose). L'encart de la figure 3.52 propose une comparaison de la  
 3028 largeur expérimentale de la distribution et la largeur théorique prédite par [53] en fonction  
 3029 de l'énergie. À basse énergie (AGS, SPS)<sup>21</sup>, le mécanisme dominant lors de la collision  
 3030 des deux noyaux est le pouvoir d'arrêt (grande section efficace nucléon-nucléon). La  
 3031 distribution expérimentale pour les pions chargés est de forme Gaussienne et sa largeur  
 3032 est équivalente à celle fournie par l'hydrodynamique de Landau. Au RHIC, en Au-Au à  
 3033 200 GeV, la distribution expérimentale est plus plate à mi-rapacité et légèrement plus large  
 3034 que la prédiction faite par le modèle de Landau-Carruthers [53]. Il s'agit d'un premier  
 3035 indice favorisant un plus haut degré de transparence au RHIC vis-à-vis des expériences  
 3036 à plus basse énergie. Pour ce même modèle, la largeur théorique de la distribution est  
 3037 extrapolée à l'énergie du LHC en utilisant l'équation :

$$\sigma_{\text{Carrut.}} = \ln(y_{\text{beam}}) = \ln \frac{\sqrt{s_{NN}}}{m_p} . \quad (3.27)$$

3038 Le rapport obtenu (point rouge) montre une large déviation par rapport au modèle. Cette  
 3039 déviation est plus importante que celle observée à plus basse énergie et suggère une  
 3040 augmentation significative de l'écart à une hydrodynamique de Landau aux énergies du  
 3041 LHC par rapport au RHIC. Des déviations à l'hydrodynamique de Landau semblables ont  
 3042 été observées pour d'autres mesures en Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV [13].

21. Les valeurs expérimentales sont tirées de [51].

3043 Pour finir, les collisions Pb-Pb au LHC ne sont ni totalement soumises au pouvoir  
 3044 d'arrêt, ni totalement transparentes bien qu'un haut degré de transparence soit observé.  
 3045 Par conséquent, la densité de particules chargées  $dN_{ch}/dy$  dans son intégralité est atten-  
 3046 due comme étant la somme de particules produites dans la zone centrale d'invariance du  
 3047 « boost » et des particules issues de l'excitation des projectiles dans la zone de fragmen-  
 3048 tation. Le fait que la distribution mesurée ici soit plus plate et plus large que ce qui est  
 3049 prédit par le modèle de Landau-Carruthers semble pointer dans cette direction.

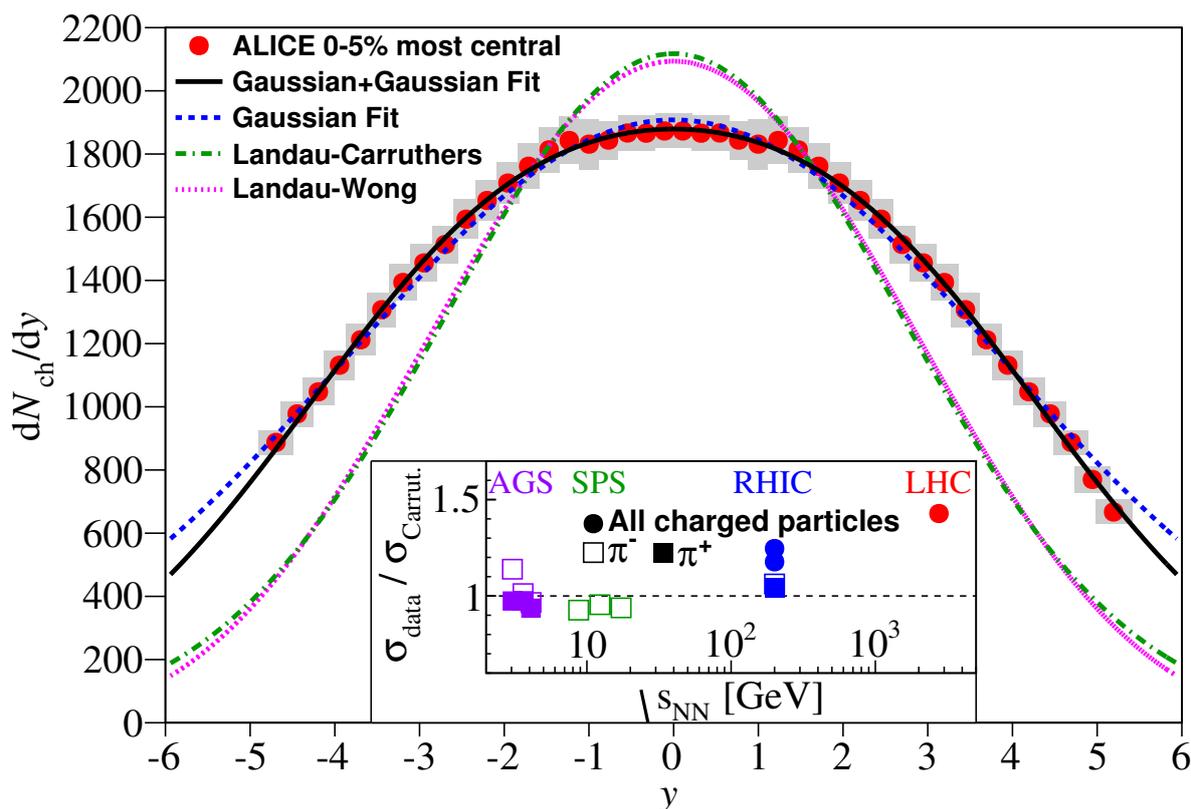


FIGURE 3.52 – Densité de particules chargées  $dN_{ch}/dy$  en fonction de la rapidité  $y$  pour les événements les plus centraux. La distribution est ajustée par la somme de deux Gaussiennes (courbe noire) et une Gaussienne large (tirets bleus). Elle est aussi comparée à deux courbes théoriques (pointillés magenta [53] et tirets verts [54]) basées sur une hydrodynamique de Landau. L'encart montre le rapport entre la largeur de la distribution expérimentale et théorique (tirets verts) en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

### 3050 3.8 Conclusions et perspectives

3051 La densité de particules chargées a été mesurée sur une large gamme en pseudo-  
 3052 rapidité (10 unités) en utilisant la reconstruction de « tracelettes » dans la région à mi-  
 3053 rapidité et une technique originale exploitant les collisions satellites pour réaliser des mesures

à grande rapidité. Les résultats sont fournis pour 30% des collisions les plus centrales. Les mesures des détecteurs impliqués (FMD, SPD, VZERO-A) ont été combinées. Le  $dN_{ch}/d\eta$  a ensuite été étudié en fonction de différentes variables comme la géométrie de la collision ( $\langle N_{part} \rangle$ ) et  $\eta'$ . La densité obtenue a aussi été comparée aux résultats à plus basse énergie et à quelques modèles théoriques. Les mesures montrent une augmentation du  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  similaire pour toutes les tranches en  $\eta$ . De plus, l'évolution du  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction de  $\eta'$  est compatible avec la conservation de la limite de fragmentation compte tenu des erreurs. Le nombre total de particules chargées produites lors de la collision,  $N_{ch}$ , a été extrait et étudié en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  et  $\sqrt{s_{NN}}$ . Le  $N_{ch}$  croît avec  $\langle N_{part} \rangle$  et son évolution est compatible avec celle observée par PHOBOS en Au-Au à 200 GeV. Au LHC, l'évolution linéaire en  $\ln^2(s_{NN})$  du  $N_{ch}$  observée pour les plus basses énergies n'est pas respectée. Il apparaît que, en fonction de l'énergie, le plateau et la largeur de la densité  $dN_{ch}/d\eta$  croissent respectivement comme  $s_{NN}^{0.15}$  et  $\ln(s_{NN})$ . La densité  $dN_{ch}/dy$  a été extraite à l'aide d'une transformation Jacobienne. La densité obtenue est compatible avec un plateau à mi-rapidité impliquant une invariance du « boost » de Lorentz dans cette région et un fort degré de transparence. Par ailleurs, la forte déviation au modèle de Landau-Carruthers par rapport aux expériences précédentes suggère un changement significatif à l'énergie du LHC.

On peut envisager un scénario expliquant les résultats obtenus. À grande rapidité, la production de particules est majoritairement dominée par la production de particules douces issues de l'excitation des projectiles. Ceci conduit à la formation de deux pics de fragmentation placés aux rapidités vers l'avant. Dans ce cadre, la limite de fragmentation semble conservée. À mi-rapidité, la production de particules est gouvernée par les interactions dures entre gluons et la densité baryonique est faible. Un grand nombre de particules est produit par rapport aux plus basses énergies. On observe aussi l'établissement d'un plateau dans la distribution en  $dN_{ch}/dy$  qui dénote un fort degré de transparence dans cette région. Les particules, ainsi produites, participent au flot mesuré. Ce plateau à mi-rapidité et une conservation de la limite de fragmentation pour le flot elliptique des particules chargées  $\nu_2$  sont donc aussi observés.

Les mesures présentées ici souffrent de deux inconvénients. Premièrement, même si les travaux présentent des mesures du  $dN_{ch}/d\eta$  sur la plus grande gamme en pseudo-rapidité des expériences du LHC, ALICE ne dispose pas d'une couverture suffisante pour couvrir tout l'espace des phases en  $\eta$  jusqu'à la rapidité du faisceau. Aucune amélioration n'étant prévue dans ce domaine, les discussions autour de la limite de fragmentation devront toujours être faites à l'aide d'une extrapolation. Il faudra donc trouver des solutions pour réduire les erreurs systématiques de l'analyse afin de mieux contraindre l'extrapolation. Enfin, la qualité du faisceau ne cessant de s'améliorer et l'angle de croisement de faisceau en Pb-Pb dans ALICE n'étant plus nulle, la technique d'analyse des vertex déplacés ne sera donc probablement pas reproductible lors des prochaines prises de données. L'effort fourni par la collaboration ALICE pour améliorer la description du détecteur et de la production de particules en simulation devrait permettre d'utiliser le FMD au vertex nominal à l'avenir. De plus, l'insertion du MFT dans ALICE lors du LS2 devrait résoudre en partie les deux problèmes sus-cités. En effet, le MFT devrait pouvoir calculer le  $dN_{ch}/d\eta$  en se basant

3097 sur la méthode actuellement utilisée par le SPD.

3098 Pour finir, le  $dN_{ch}/d\eta$  a récemment été extrait des collisions p-Pb (figure 3.53) à  
3099 5.02 TeV [5]. Les résultats sont comparés avec les modèles de saturation (CGC), HIJING  
3100 et DMPJET normalisé aux collisions NSD. La plupart des modèles incluant les effets de  
3101 saturation ou de « shadowing » reproduisent les mesures à plus ou moins 20%. Il est  
3102 intéressant de noter que, à l'image des collisions Pb-Pb, les modèles de saturation donnent  
3103 une description proche des mesures. Cependant, ces modèles semblent éprouver plus de  
3104 difficultés à reproduire la dépendance en  $\eta$  du  $dN_{ch}/d\eta$ .

FIGURE 3.53 – Densité de particules chargées  $dN_{ch}/d\eta$  en fonction de la pseudo-rapacité  $\eta$  pour les collisions NSD en p-Pb à 5.02 TeV mesurée par ALICE. La distribution est comparée à plusieurs prédictions théoriques.



## 3105 Bibliographie

- 3106 [1] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Charged-particle multiplicity measurement  
3107 in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and 2.36 TeV with ALICE at LHC",  
3108 *Eur.Phys.J.* **C68** (2010) 89–108, arXiv:1004.3034 [hep-ex].
- 3109 [2] K. Aamodt *et al.*, "Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton  
3110 collisions at  $\sqrt{s} = 7$  tev with ALICE at LHC", *The European Physical Journal C* **68**  
3111 no. 3-4, (2010) 345–354.  
3112 <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1350-2>.
- 3113 [3] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Charged-particle multiplicity density at  
3114 mid-rapidity in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *Phys.Rev.Lett.* **105**  
3115 (2010) 252301, arXiv:1011.3916 [nucl-ex].
- 3116 [4] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Centrality dependence of the  
3117 charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at  
3118  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *Phys.Rev.Lett.* **106** (2011) 032301, arXiv:1012.1657  
3119 [nucl-ex].
- 3120 [5] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Pseudorapidity density of charged particles  
3121 p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV", *Phys.Rev.Lett.* **110** (2013) 032301,  
3122 arXiv:1210.3615 [nucl-ex].
- 3123 [6] J. F. G. e Oetringhaus, "Measurement of the charged-particle multiplicity in  
3124 proton,Äiproton collisions with the alice detector". PhD thesis, University of  
3125 Munster, (2009) .
- 3126 [7] **CMS** Collaboration, V. Khachatryan *et al.*, "Transverse momentum and  
3127 pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and  
3128 2.36 TeV", *JHEP* **1002** (2010) 041, arXiv:1002.0621 [hep-ex].
- 3129 [8] **CMS** Collaboration, V. Khachatryan *et al.*, "Transverse-momentum and  
3130 pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV",  
3131 *Phys.Rev.Lett.* **105** (2010) 022002, arXiv:1005.3299 [hep-ex].
- 3132 [9] R. Aaij *et al.*, "Measurement of charged particle multiplicities in pp collisions at  
3133  $\sqrt{s} = 7$  TeV in the forward region", *The European Physical Journal C* **72** no. 4,  
3134 (2012) 1–14. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1947-8>.
- 3135 [10] G. Antchev *et al.*, "Measurement of the forward charged particle pseudorapidity  
3136 density in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  tev with the TOTEM experiment", *EPL* **98**  
3137 no. arXiv :1205.4105. CERN-PH-EP-2012-106. TOTEM-2012,Äi001, (Apr,  
3138 2012) 31002. 7 p. Comments : 7 pages, 3 figures.
- 3139 [11] B. Back, M. Baker, D. Barton, R. Betts, M. Ballintijn, *et al.*, "The Significance of  
3140 the fragmentation region in ultrarelativistic heavy ion collisions", *Phys.Rev.Lett.* **91**  
3141 (2003) 052303, arXiv:nucl-ex/0210015 [nucl-ex].
- 3142 [12] **BRAHMS** Collaboration, I. Bearden *et al.*, "Pseudorapidity distributions of charged  
3143 particles from Au+Au collisions at the maximum RHIC energy", *Phys.Rev.Lett.* **88**  
3144 (2002) 202301, arXiv:nucl-ex/0112001 [nucl-ex].

- 3145 [13] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Measurement of the pseudorapidity and  
3146 centrality dependence of the transverse energy density in Pb-Pb collisions at  
3147  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ ", *Phys.Rev.Lett.* **109** (2012) 152303, arXiv:1205.2488  
3148 [nucl-ex].
- 3149 [14] Y. Chen and A. Collaboration, "Measurement of charged particle pseudorapidity  
3150 density in pb+pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$  with the ATLAS detector at the  
3151 LHC", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **38** no. 12, (2011)  
3152 124042. <http://stacks.iop.org/0954-3899/38/i=12/a=124042>.
- 3153 [15] J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, and E. Yen, "Hypothesis of limiting  
3154 fragmentation in high-energy collisions", *Phys. Rev.* **188** (Dec, 1969)  
3155 2159–2169. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.188.2159>.
- 3156 [16] G. Torrieri, "Rapidity scaling of multiplicity and flow in weakly and strongly  
3157 interacting systems", *Phys.Rev.* **C82** (2010) 054906, arXiv:0911.4775 [nucl-th].
- 3158 [17] A. Bialas, A. Bzdak, and R. Peschanski, "Limiting fragmentation from  
3159 scale-invariant merging of fast partons", *Physics Letters B* **665** no. 1, (2008)  
3160 35–38.  
3161 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026930800659X>.
- 3162 [18] W. Busza, "Trends in multiparticle production and some 'predictions' for p-p and  
3163 Pb-Pb collisions at LHC", *J. Phys.* **G35** (2008) 044040, arXiv:0710.2293  
3164 [nucl-ex].
- 3165 [19] J. Cleymans, J. Strümpfer, and L. Turko, "Extended longitudinal scaling and the  
3166 thermal model", *Phys. Rev. C* **78** (Jul, 2008) 017901.  
3167 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.017901>.
- 3168 [20] P. Brogueira, J. Dias de Deus, and C. Pajares, "Limiting fragmentation in heavy-ion  
3169 collisions and percolation of strings", *Phys.Rev.* **C75** (2007) 054908,  
3170 arXiv:hep-ph/0605148 [hep-ph].
- 3171 [21] **PHOBOS** Collaboration, B. Alver *et al.*, "PHOBOS results on charged particle  
3172 multiplicity and pseudorapidity distributions in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p  
3173 collisions at ultra-relativistic energies", *Phys.Rev.* **C83** (2011) 024913,  
3174 arXiv:1011.1940 [nucl-ex].
- 3175 [22] M. Abreu *et al.*, "Scaling of charged particle multiplicity in Pb-Pb collisions at SPS  
3176 energies", *Physics Letters B* **530** no. 1-4, (2002) 43–55.  
3177 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269302013539>.
- 3178 [23] **NA49** Collaboration, S. V. Afanasiev *et al.*, "Energy dependence of pion and  
3179 kaon production in central Pb+Pb collisions", *Phys. Rev. C* **66** (Nov, 2002)  
3180 054902. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.054902>.
- 3181 [24] **NA49** Collaboration, T. Anticic *et al.*, "Energy and centrality dependence of  
3182 deuteron and proton production in Pb + Pb collisions at relativistic energies", *Phys.*  
3183 *Rev. C* **69** (Feb, 2004) 024902.  
3184 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.024902>.

- 3185 [25] **E895** Collaboration, J. L. Klay *et al.*, "Charged pion production in  $2\alpha$  to  $8\alpha$  GeV  
3186 central Au + Au collisions", *Phys. Rev. C* **68** (Nov, 2003) 054905.  
3187 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.68.054905>.
- 3188 [26] **E802** Collaboration, L. Ahle *et al.*, "Particle production at high baryon density in  
3189 central Au+Au reactions at  $11.6 A \cdot \text{GeV}/c$ ", *Phys. Rev. C* **57** (Feb, 1998)  
3190 R466–R470. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.57.R466>.
- 3191 [27] **E917** Collaboration, B. B. Back *et al.*, "Proton emission in Au+Au collisions at 6,  
3192 8, and 10.8 GeV/nucleon", *Phys. Rev. C* **66** (Nov, 2002) 054901.  
3193 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.054901>.
- 3194 [28] J. L. Albacete, "Particle multiplicities in Lead-Lead collisions at the LHC from  
3195 non-linear evolution with running coupling", *Phys.Rev.Lett.* **99** (2007) 262301,  
3196 [arXiv:0707.2545](http://arxiv.org/abs/0707.2545) [hep-ph].
- 3197 [29] J. L. Albacete, N. Armesto, J. G. Milhano, and C. A. Salgado, "Nonlinear QCD  
3198 meets data : A global analysis of lepton-proton scattering with running coupling  
3199 Balitsky-Kovchegov evolution", *Phys. Rev. D* **80** (Aug, 2009) 034031.  
3200 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.80.034031>.
- 3201 [30] L. McLerran, "What is the evidence for the color glass condensate?",  
3202 [arXiv:hep-ph/0402137](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0402137) [hep-ph].
- 3203 [31] "PYTHIA home page". <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- 3204 [32] "Pythia 6.4". <https://pythia6.hepforge.org/>.
- 3205 [33] X.-N. Wang and M. Gyulassy, "Hijing : a Monte Carlo model for multiple jet  
3206 production in pp, pA, and AA collisions", *Phys. Rev. D* **44** (Dec, 1991)  
3207 3501–3516. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.44.3501>.
- 3208 [34] Z.-W. Lin, C. M. Ko, B.-A. Li, B. Zhang, and S. Pal, "A Multi-phase transport  
3209 model for relativistic heavy ion collisions", *Phys. Rev.* **C72** (2005) 064901,  
3210 [arXiv:nucl-th/0411110](http://arxiv.org/abs/nucl-th/0411110) [nucl-th].
- 3211 [35] B. Alver and G. Roland, "Collision-geometry fluctuations and triangular flow in  
3212 heavy-ion collisions", *Phys. Rev. C* **81** (May, 2010) 054905.  
3213 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.054905>.
- 3214 [36] L.-W. Chen, C. M. Ko, and Z.-W. Lin, "Partonic effects on higher-order  
3215 anisotropic flows in relativistic heavy-ion collisions", *Phys. Rev. C* **69** (Mar, 2004)  
3216 031901. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.031901>.
- 3217 [37] S. Voloshin, "Anisotropic flow", *Nuclear Physics A* **715** no. 0, (2003) 379c –  
3218 388c. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947402014501>.  
3219 Quark Matter 2002, Proceedings of the 16th International Conference on  
3220 Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions.
- 3221 [38] L.-W. Chen, V. Greco, C. M. Ko, and P. F. Kolb, "Pseudorapidity dependence of  
3222 anisotropic flows in relativistic heavy-ion collisions", *Physics Letters B* **605**  
3223 no. 1,Ä2, (2005) 95 – 100.  
3224 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269304015710>.

- 3225 [39] G. Wolschin, "Particle production sources at LHC energies", *J. Phys.* **G40** (2013)  
3226 045104, [arXiv:1301.1868](https://arxiv.org/abs/1301.1868) [hep-ph].
- 3227 [40] I. Bautista, C. Pajares, J. G. Milhano, and J. Dias de Deus, "Rapidity dependence of  
3228 particle densities in pp and AA collisions", *Phys. Rev. C* **86** (Sep, 2012) 034909.  
3229 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.034909>.
- 3230 [41] **ALICE** Collaboration, "Centrality determination of Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} =$   
3231 2.76 TeV with ALICE", Tech. Rep. arXiv :1301.4361. CERN-PH-EP-2012-368,  
3232 CERN, Geneva, Dec, 2012. Comments : 37 pages, 16 figures, authors from page  
3233 31.
- 3234 [42] K. Nakamura and P. D. Group, "Review of particle physics", *Journal of Physics G :  
3235 Nuclear and Particle Physics* **37** no. 7A, (2010) 075021.  
3236 <http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021>.
- 3237 [43] H. H. Dalsgaard, "Pseudorapidity densities in p+p and Pb+Pb collisions at LHC  
3238 measured with the ALICE experiment". PhD thesis, Niels Bohr Insitute, University  
3239 of Copenhagen, (2012) .
- 3240 [44] J. Xu and C. M. Ko, "Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV in a multiphase  
3241 transport model", *Phys. Rev.* **C83** (2011) 034904, [arXiv:1101.2231](https://arxiv.org/abs/1101.2231) [nucl-th].
- 3242 [45] M. Mitrovski, T. Schuster, G. Graf, H. Petersen, and M. Bleicher, "Charged particle  
3243 (pseudo-) rapidity distributions in  $p^+\bar{p}$  /  $p^+p$  and Pb+Pb/Au+Au collisions from  
3244 SPS to LHC energies from UrQMD", *Phys.Rev.* **C79** (2009) 044901,  
3245 [arXiv:0812.2041](https://arxiv.org/abs/0812.2041) [hep-ph].
- 3246 [46] J. L. ALbacete and A. Dumitru, "A model for gluon production in heavy-ion  
3247 collisions at the LHC with rcBK unintegrated gluon densities", [arXiv:1011.5161](https://arxiv.org/abs/1011.5161)  
3248 [hep-ph].
- 3249 [47] J. L. Albacete, A. Dumitru, and Y. Nara, "CGC initial conditions at RHIC and  
3250 LHC", *J.Phys.Conf.Ser.* **316** (2011) 012011, [arXiv:1106.0978](https://arxiv.org/abs/1106.0978) [nucl-th].
- 3251 [48] G. Torrieri, "Scaling of multiplicity and flow : pre-LHC trends and LHC surprises",  
3252 *EPJ Web Conf.* **13** (2011) 04002, [arXiv:1012.2790](https://arxiv.org/abs/1012.2790) [nucl-th].
- 3253 [49] B. Back *et al.*, "The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC", *Nuclear  
3254 Physics A* **757** no. 1-2, (2005) 28 – 101.  
3255 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405005282>. First  
3256 Three Years of Operation of RHIC.
- 3257 [50] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Pion, Kaon, and Proton Production in  
3258 Central Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *Phys.Rev.Lett.* **109** (2012)  
3259 252301, [arXiv:1208.1974](https://arxiv.org/abs/1208.1974) [hep-ex].
- 3260 [51] **BRAHMS** Collaboration, I. Bearden *et al.*, "Charged meson rapidity distributions in  
3261 central Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", *Phys.Rev.Lett.* **94** (2005) 162301,  
3262 [arXiv:nuc1-ex/0403050](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0403050) [nucl-ex].
- 3263 [52] **STAR** Collaboration, J. Adams *et al.*, "Identified particle distributions in pp and  
3264 Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", *Phys. Rev. Lett.* **92** (Mar, 2004)  
3265 112301. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.112301>.

- 3266 [53] P. Carruthers and M. Duong-Van, "New scaling law based on the hydrodynamical  
3267 model of particle production", *Physics Letters B* **41** no. 5, (1972) 597 – 601.  
3268 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269372906430>.
- 3269 [54] C.-Y. Wong, "Landau Hydrodynamics Revisited", *Phys.Rev.* **C78** (2008) 054902,  
3270 [arXiv:0808.1294](https://arxiv.org/abs/0808.1294) [hep-ph].



# Etude des mésons vecteurs de basses masses

---

## Sommaire

<b>4.1 Motivations physiques sous-jacentes</b>	<b>144</b>
4.1.1 La symétrie chirale	144
4.1.2 Radiation thermique du QGP	151
4.1.3 Production des baryons et mésons étranges en collisions d'ions lourds	152
<b>4.2 Les résultats expérimentaux sur les mésons vecteurs de basses masses du SPS au LHC</b>	<b>154</b>
4.2.1 Excès en dileptons à basse masse et étude de la fonction spectrale du $\rho$	154
4.2.2 Etude de la production d'étrangeté	156
<b>4.3 L'analyse des résonances de basses masses en Pb-Pb</b>	<b>161</b>
4.3.1 Caractérisation du spectre en masse invariante dimuon	162
4.3.2 Conditions globales de l'analyse des mésons vecteurs de basses masses	164
4.3.3 Sélection des muons et reconstruction des spectres en masse invariante dimuon	165
4.3.4 Soustraction du bruit de fond non-corrélé	170
4.3.5 Extraction des formes des processus et du facteur acceptance×efficacité ( $A \times \epsilon$ )	174
4.3.6 Normalisation des processus du « cocktail » hadronique	177
4.3.7 Ajustement du signal avec un « cocktail » hadronique	177
4.3.8 Étude des erreurs systématiques	180
<b>4.4 Exploitation des résultats</b>	<b>188</b>
4.4.1 La référence proton-proton	188
4.4.2 $R_{CP}$ du $\Phi$ et du $\rho + \omega$	194
4.4.3 Inclusion de la radiation thermique du QGP et de la forme du $\rho + \omega$ dans le milieu	196
<b>4.5 Conclusion et perspectives</b>	<b>200</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>202</b>

---

3307 Dans ce chapitre, on introduit, en premier lieu, les concepts théoriques et quelques  
 3308 résultats obtenus par les expériences antérieures au LHC en lien avec l'étude des mésons  
 3309 vecteurs de basses masses. La seconde partie est consacrée à l'analyse du spectre en  
 3310 masse invariante dans le canal dimuon. Cette analyse est le fruit d'une collaboration  
 3311 entre les groupes de Cagliari et Lyon. Lorsque des contributions aux résultats présentés  
 3312 ici sont apportées par le groupe de Cagliari, cela sera explicité. Dans un premier temps,  
 3313 on détaillera la technique d'analyse, les critères de sélection des données et les coupures  
 3314 appliquées pour la sélection des muons. Dans la dernière partie, l'extraction du signal et  
 3315 les résultats de physique obtenus seront discutés.

## 3316 4.1 Motivations physiques sous-jacentes

3317 Les mésons vecteurs de basses masses ( $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$ ) constituent une sonde riche  
 3318 pour l'étude d'un milieu déconfiné comme le QGP et la restauration de la symétrie  
 3319 chirale. En effet, le méson  $\rho$ , de durée de vie très courte<sup>1</sup>, se désintègre à l'intérieur du  
 3320 milieu déconfiné. Sa fonction spectrale est donc influencée par le QGP et potentiellement  
 3321 témoigne de la restauration de la symétrie chirale. Par ailleurs, l'existence d'un QGP  
 3322 implique une radiation thermique de dileptons détectable aux petites masses invariantes.  
 3323 Enfin, l'étude du nombre de mésons  $\Phi$  produits par rapport au nombre de mésons  $\rho$  et  $\omega$   
 3324 permet de quantifier l'augmentation du nombre de quarks étranges produits dans le QGP.

### 3325 4.1.1 La symétrie chirale

#### 3326 4.1.1.1 La chiralité et le Lagrangien de QCD

3327 Le concept de chiralité fut introduit par Lord Kelvin en 1884 :

3328

3329 « *J'appelle n'importe quelle figure géométrique, ou groupe de points, chiral,*  
 3330 *et je dis qu'ils possèdent la chiralité, si leur image dans un miroir plan,*  
 3331 *parfaitement réalisée, ne peut pas être mise en coïncidence avec elle-même* ».

3332

3333 Ce concept est applicable à chaque particule (non scalaire) disposant alors d'un partenaire  
 3334 chiral. Deux états chiraux sont possibles : l'état gauche et l'état droit en analogie avec  
 3335 l'hélicité. En effet, pour une particule en mouvement de spin 1/2, l'hélicité (gauche ou  
 3336 droite) est la projection du spin dans la direction de vol de la particule. Dans la limite  
 3337 des particules sans masse, la chiralité et l'hélicité sont équivalentes et la symétrie chirale  
 3338 est une symétrie exacte du Lagrangien de QCD. Cette symétrie est décrite par le groupe  
 3339  $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R$ <sup>2</sup> et introduit les spineurs gauche ( $\psi_L$ ) et droit ( $\psi_R$ ) tels que :

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi = P_L \psi \quad \text{et} \quad \psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi = P_R \psi \quad , \quad (4.1)$$

1. Le temps de vie moyen du  $\rho$  est :  $\tau = 0.4 \cdot 10^{-24}$  s

2.  $N_f$  représente le nombre de saveurs.

3340 avec  $\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$  où  $\gamma^i$  sont les matrices de Dirac. En se restreignant aux trois  
 3341 saveurs de quarks les plus légères, le groupe de symétrie  $SU(3)_L \times SU(3)_R$  contient les  
 3342 transformations suivantes :

$$\psi_L \rightarrow e^{-i\lambda_j\theta_L^j} \psi_L \quad \text{et} \quad \psi_R \rightarrow e^{-i\lambda_j\theta_R^j} \psi_R \quad , \quad (4.2)$$

3343 avec  $\lambda_j = 2 \cdot t_j$  où  $t_j$  sont les matrices de Gell-Mann. En l'absence de masse, il n'y a pas  
 3344 couplage entre les quarks gauches et les quarks droits et le Lagrangien, sans champ de  
 3345 gluons, s'écrit comme :

$$\mathcal{L}_{QCD} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi = i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R \quad . \quad (4.3)$$

3346 Il est aussi commode de redéfinir le groupe de symétrie en introduisant les transfor-  
 3347 mations vectorielle et axiale :

$$\psi \xrightarrow{V} e^{-i\lambda^j\theta_V^j} \psi \quad \text{et} \quad \psi \xrightarrow{A} e^{-i\lambda^j\theta_A^j\gamma_5} \psi \quad , \quad (4.4)$$

3348 où  $\theta_V = \theta_L = \theta_R$  et  $\theta_A = -\theta_L = \theta_R$ . On peut donc réécrire la symétrie chirale avec  
 3349 le groupe  $SU(N_f)_V \times SU(N_f)_A$  où cette symétrie est composée d'une symétrie vectorielle  
 3350 (isospin) et axiale. Il est alors simple d'exprimer les courants et les charges associés  
 3351 aux symétries d'isospin et axiale. Dans la limite des masses de quarks nulles, ces deux  
 3352 symétries sont exactes. L'invariance par symétrie d'isospin et axiale génère respectivement  
 3353 une structure en multiplets d'isospin (*i.e.* groupe de particules de masses dégénérées, de  
 3354 même spin, parité et nombre baryonique) et un doublement du spectre des hadrons. Ceci  
 3355 implique que chaque hadron possède un partenaire chirale de parité opposée et de même  
 3356 masse.

#### 3357 4.1.1.2 Brisure explicite de la symétrie chirale

3358 Dans la section précédente, les masses des quarks étaient considérées comme nulles.  
 3359 On introduit maintenant le terme de masse dans le Lagrangien ( $\mathcal{L}_m$ ) dans l'hypothèse de  
 3360 quarks de même masse ( $m_u = m_d = m_s = m_0$ ). On a :

$$\mathcal{L}_m = m_0\bar{\psi}\psi = m_0(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad . \quad (4.5)$$

3361 Dans cette hypothèse, la symétrie vectorielle est conservée mais la symétrie axiale est  
 3362 légèrement brisée par le terme de masse dans l'expression du Lagrangien : c'est la brisure  
 3363 explicite de la symétrie chirale<sup>3</sup>. En effet, le terme de masse mélange les états gauche  
 3364 et droit et conduit à une violation de la symétrie ; elle est faible car son échelle est  
 3365  $m_0 \ll \Lambda_{QCD}$  l'échelle typique de QCD. Cette brisure a donc peu d'influence à l'échelle  
 3366 hadronique et la symétrie chirale peut être considérée comme approximativement réalisée  
 3367 au niveau du Lagrangien de QCD. Cependant, cette brisure ne permet pas d'expliquer la  
 3368 levée de dégénérescence en masse des partenaires chiraux. Pour cela, il faut introduire la  
 3369 brisure spontanée de la symétrie chirale.

3. Ceci revient à la non conservation du courant associé à la symétrie axiale.

## 3370 4.1.1.3 Brisure spontanée de la symétrie chirale

3371 Les hypothèses faites dans les sections précédentes menaient à l'existence de partenaires  
 3372 chiraux de même masse et de parité opposée. Cependant, les masses des partenaires chiraux  
 3373 ne sont pas égales dans la nature (figure 4.1). La mesure de la fonction spectrale du  
 3374 méson  $\rho$  et de la résonance  $a_1$  par l'expérience ALEPH [1, 2] montre une différence  
 3375 importante tant au niveau de la masse que de la forme des fonctions spectrales de ces  
 3376 deux partenaires (figure 4.2).

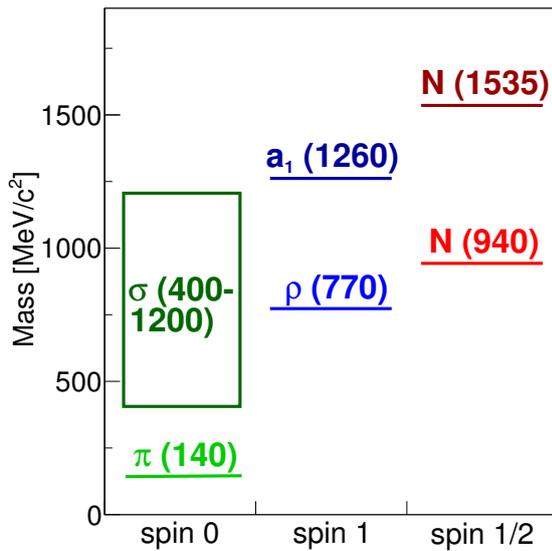


FIGURE 4.1 — Masses des partenaires chiraux  $\pi$  -  $\sigma$ ,  $\rho$  -  $a_1$  et  $N(940)$  -  $N(1535)$ .

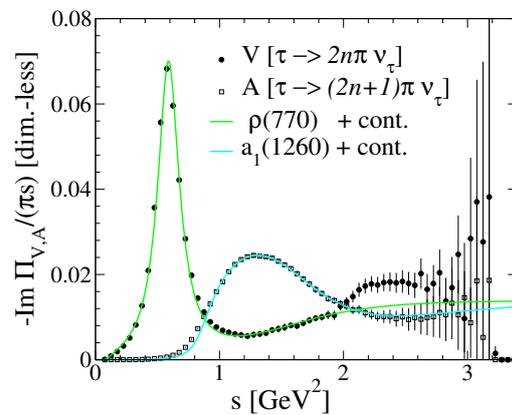


FIGURE 4.2 — Fonctions spectrales des mésons  $\rho$  et  $a_1$  observées par désintégration  $\tau$  par la collaboration ALEPH [3, 4].

3377 Pour expliquer cette levée de dégénérescence, il est nécessaire d'introduire les inter-  
 3378 actions entre quarks : chaque quark est habillé de son interaction et sa masse est une  
 3379 masse effective. Ces masses effectives, différentes suivant la saveur du quark, induisent  
 3380 une brisure spontanée de la symétrie chirale de l'ordre de  $\Lambda_{QCD}$ . Dans ce cadre, la symé-  
 3381 trie vectorielle reste approximativement conservée<sup>4</sup> mais la symétrie axiale est fortement  
 3382 brisée (spontanément). C'est pourquoi les partenaires chiraux n'ont pas la même masse.  
 3383 Plus fondamentalement, la symétrie d'isospin est réalisée par un mécanisme de Wigner  
 3384 ce qui signifie que le vide de QCD est invariant sous cette transformation. Au contraire,  
 3385 la charge axiale du vide n'est pas nulle et la symétrie axiale est donc réalisée par un  
 3386 mécanisme de Goldstone. Ceci signifie que, bien que la symétrie soit présente au niveau  
 3387 du Lagrangien, elle ne l'est pas dans l'état fondamental et par suite dans le spectre  
 3388 hadronique. Cependant, dans une symétrie de ce type, un état créé par application de la  
 3389 charge axiale au vide doit avoir la même énergie que le vide. Un tel état ne peut être

4. Si on considère un modèle à deux saveurs (u, d), la conservation de la symétrie est bien réalisée. Ajouter les saveurs plus lourdes (s), revient à faire une approximation plus importante mais les multiplets hadroniques restent visibles.

3390 réalisé que si il existe des particules de masse nulle : les bosons de Goldstone. Dans notre  
 3391 cas, cela implique l'existence de huit bosons de Goldstone. Si on se restreint aux saveurs  
 3392 u et d (soit à  $SU(2)$ ) les trois bosons de Goldstone nécessaires sont les pions :  $\pi^0$  et  $\pi^\pm$ .  
 3393 Cependant, la masse des pions, même si elle est petite à l'échelle hadronique, n'est pas  
 3394 nulle. En effet, la (petite) brisure explicite de la symétrie chirale confère leur masse aux  
 3395 pions.

3396 Le paramètre d'ordre macroscopique de la symétrie chirale est la constante de désinté-  
 3397 gration du pion  $f_\pi = 94$  MeV à température et densité nulle. Cette constante peut être  
 3398 reliée à un autre paramètre d'ordre plus microscopique : le condensat de quarks  $\langle \bar{q}q \rangle$ . Ce  
 3399 dernier est défini comme :

$$\langle \bar{q}q \rangle = \frac{1}{2} \langle 0 | \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L | 0 \rangle \quad . \quad (4.6)$$

3400 Il est responsable de la masse effective importante des quarks (*e.g.*  $m_u \simeq 320$  MeV  $\simeq$   
 3401  $M_{\text{nucléon}}/3$ ). La valeur du condensat est non nulle à  $T = 0$  et densité nulle. Par conséquent,  
 3402 on voit clairement ici l'existence d'un mélange des états gauche et droit dans le vide de  
 3403 QCD. Ceci est une conséquence directe de la brisure spontanée de la symétrie par un  
 3404 mécanisme de Goldstone. Enfin, les calculs de QCD sur réseau permettent d'obtenir la  
 3405 valeur du condensat de quarks<sup>5</sup>. On choisira dans la suite ce paramètre d'ordre pour  
 3406 l'étude de la restauration de la symétrie chirale.

#### 3407 4.1.1.4 Restauration de la symétrie chirale

3408 À température nulle, la symétrie chirale est spontanément brisée. Cependant, en colli-  
 3409 sions d'ions lourds au LHC, la température atteinte est très élevée et modifie la valeur du  
 3410 condensat de quarks. L'évolution du paramètre d'ordre  $\langle \bar{q}q \rangle$  en fonction de la température  
 3411 est fournie par les calculs de QCD sur réseau (figure 4.3). Autour d'une température  
 3412  $T = 155$  MeV, on observe une fonte du condensat qui, rappelons-le, est à l'origine de  
 3413 la masse effective des quarks. Au delà de 200 MeV,  $\langle \bar{q}q \rangle$  tend vers 0, ce qui implique  
 3414 une disparition de la masse effective des quarks. Par conséquent, la symétrie chirale est  
 3415 de nouveau réalisée : c'est la restauration de la symétrie chirale. La restauration de cette  
 3416 symétrie dans le milieu créé en collisions d'ions lourds a des conséquences sur les particules  
 3417 produites à partir des excitations du vide de QCD. Le méson  $\rho$ , qui possède une durée  
 3418 de vie de l'ordre de celle du QGP (la largeur de désintégration est d'environ 145 MeV),  
 3419 est sensible aux propriétés du milieu et à la restauration de la symétrie chirale (car les  
 3420 fonctions spectrales du  $\rho$  et du  $a_1$  vont se superposer).

#### 3421 4.1.1.5 Modèles effectifs et fonction spectrale du $\rho$

3422 La QCD sur réseau n'est pas la seule théorie capable de calculer la valeur du condensat  
 3423 de quarks et donc d'étudier la restauration de la symétrie chirale à haute température.

5. Il faut noter ici que la valeur du condensat de quarks peut être aussi obtenue à l'aide de modèles effectifs ou de règles de somme comme on le montrera dans la suite.

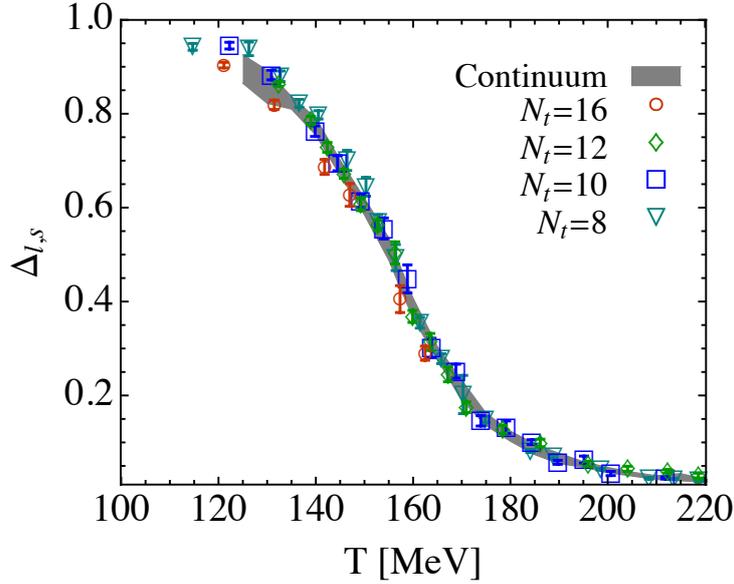


FIGURE 4.3 — Evolution du condensat chiral en fonction de la température du milieu donnée par les calculs de  $\ell$ QCD [5].

3424 Les modèles effectifs permettent de calculer les fonctions spectrales des hadrons dans le  
 3425 milieu, leurs masses ou constantes de couplage au condensat. On décrit brièvement dans  
 3426 la suite les modèles effectifs les plus courants.

3427 **Le modèle NJL (Nambu-Jona-Lasinio)** [6,7] fut construit pour le nucléon, à l'origine,  
 3428 par analogie avec le phénomène de supraconductivité. Il s'agit d'une théorie effective qui  
 3429 considère les saveurs de quarks légers (ici pour simplifier u et d). Les quarks interagissent  
 3430 par l'intermédiaire d'une interaction de contact attractive qui n'est effective que pour  
 3431 des quarks d'impulsion inférieure à une coupure  $\lambda_{NJL}$ <sup>6</sup>.  $\lambda_{NJL}$  est de l'ordre du GeV et  
 3432 traduit le fait que seuls les quarks de faible impulsion interagissent fortement en QCD. Le  
 3433 Lagrangien de la théorie s'écrit :

$$\mathcal{L}_{NJL} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_0) \psi + \frac{g_s}{2} \left[ (\bar{\psi} t^a \psi)^2 + (\bar{\psi} i\gamma_5 t^a \psi)^2 \right] . \quad (4.7)$$

3434  $m_0$  est la masse « nue » ou constituante des quarks, le second terme du Lagrangien  
 3435 représente l'interaction à quatre fermions et  $g_s$  est une constante de couplage effective  
 3436 dans laquelle les degrés de liberté n'intervenant pas à basse énergie sont figés (*i.e.* les  
 3437 gluons). Dans une approximation de champ moyen, on peut définir une masse effective  $M$   
 3438 de la forme :

$$M = m_0 - 2g_s \cdot \langle \bar{\psi} \psi \rangle . \quad (4.8)$$

6. Cette coupure est analogue à  $\Lambda_{QCD}$  en QCD.

3439 Le modèle NJL est invariant chirale (si  $m_0 = 0$ ) et l'introduction de cette masse effective  
 3440  $M$  brise naturellement cette symétrie. Cependant, le modèle NJL ne permet pas d'étudier  
 3441 le confinement. Pour cela, il faut compléter le modèle.

3442 **Le modèle PNJL (Polyakov-Nambu-Jona-Lasinio)** [8], basé sur le modèle NJL, intro-  
 3443 duit un potentiel effectif exprimé en terme de traces de la boucle de Polyakov<sup>7</sup> et de son  
 3444 conjugué. Ceci se traduit par l'ajout de deux termes dans le Lagrangien de l'équation 4.7.  
 3445 Un terme  $-U(\Phi, \bar{\Phi}, T)$ <sup>8</sup> où  $\Phi$  et  $\bar{\Phi}$  sont les traces de la boucle de Polyakov et de son  
 3446 conjugué ainsi qu'un couplage des quarks au champ de jauge *via* la dérivée covariante. En  
 3447 l'absence de quarks, la boucle de Polyakov sert de paramètre d'ordre au déconfinement.  
 3448 Ainsi, le modèle PNJL permet d'étudier à la fois la transition chirale et la transition de  
 3449 phase vers un état déconfiné.

3450 **Le modèle sigma non linéaire** [9] est une extension du modèle sigma linéaire [10]  
 3451 qui est une théorie effective basée sur un Lagrangien chirale des nucléons libres. Cependant,  
 3452 afin de conserver l'invariance chirale du Lagrangien, le terme de masse est introduit sous  
 3453 la forme :

$$\mathcal{L}_M = -g \left( \bar{\psi}_L W(x) \psi_R + \bar{\psi}_R W^\dagger(x) \psi_L \right) \quad , \quad (4.9)$$

3454 avec,

$$W(x) = \sigma(x) + i \vec{\tau} \cdot \vec{\pi}(x) \quad . \quad (4.10)$$

3455 Le champ  $\sigma$ , est un scalaire isoscalaire et le champ  $\vec{\pi}$  est un pseudoscalaire isovecteur  
 3456 identifiable au pion. La brisure explicite de la symétrie chirale est introduite dans le terme  
 3457 dynamique du Lagrangien par l'ajout d'un potentiel construit à partir de la combinaison  
 3458 invariante  $tr(WW^\dagger) = \sigma^2 + \vec{\pi}^2$ . On choisit alors la forme la plus simple :

$$V(\sigma, \vec{\pi}) = \frac{\lambda}{4} \left( \sigma^2 + \vec{\pi}^2 - \nu^2 \right)^2 - c \sigma \quad , \quad (4.11)$$

3459 où  $\lambda > 0$ ,  $c$  est le paramètre qui contrôle la petite brisure explicite de la symétrie chirale,  
 3460 et  $\nu^2$  est le paramètre contrôlant la forme du potentiel. En effet, si  $\nu^2 < 0$  la symétrie  
 3461 réalisée est de type Wigner (figure 4.4 (a)) et si  $\nu^2 > 0$  la symétrie réalisée est de type  
 3462 Goldstone (figure 4.4 (b)). Il faut donc que  $\nu^2$  soit supérieur à 0 pour briser spontanément  
 3463 la symétrie chirale.

3464 Les quatre paramètres ( $g, \lambda, \nu^2, c$ ) sont liés à la masse du nucléon  $M_N$ , la masse du pion  
 3465  $m_\pi$ , la masse du sigma  $m_\sigma$ , et la constante de désintégration du pion  $f_\pi$  par les relations :

$$g = \frac{M_N}{f_\pi}, \quad \lambda = \frac{m_\sigma^2 - m_\pi^2}{2 \cdot f_\pi^2}, \quad \nu^2 = f_\pi^2 \cdot \frac{m_\sigma^2 - 3m_\pi^2}{m_\sigma^2 - m_\pi^2}, \quad c = f_\pi m_\pi^2 \quad . \quad (4.12)$$

7. La boucle de Polyakov est une matrice dans l'espace des couleurs.

8.  $U(\Phi, \bar{\Phi}, T)$  s'interprète comme la pression provenant des gluons.

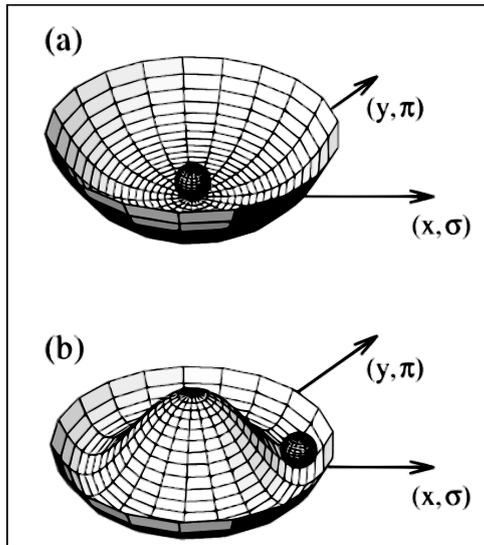


FIGURE 4.4 — Forme du potentiel dans le cadre d'une symétrie réalisée de type Wigner (a) et de type Goldstone (b).

3466 Lorsque  $\lambda$  tend vers l'infini, la masse du méson sigma tend vers l'infini et  $v^2$  tend vers  $f_\pi$ .  
 3467 On est contraint dans le cercle chiral, ce qui revient à augmenter la force du potentiel.  
 3468 Les états d'excitation  $\sigma$  sont alors plus difficiles à atteindre et ce méson ne contribue  
 3469 plus au spectre. On obtient la contrainte non linéaire  $\sigma^2 + \vec{\pi}^2 = f_\pi$  qui caractérise le  
 3470 modèle sigma non linéaire. Ce modèle permet de reproduire avec succès les résultats de  
 3471 QCD dans le régime des basses impulsions. Il permet notamment de calculer l'évolution  
 3472 du paramètre d'ordre de la transition chirale : le condensat de quarks. Enfin, le modèle  
 3473 de R. Rapp [11], utilisé dans la suite, est une amélioration de ce modèle qui introduit  
 3474 les mésons vecteurs. Le modèle est alors connecté à la théorie électrofaible pour obtenir  
 3475 les spectres en dileptons des mésons  $\rho$  et  $\omega$  (figure 4.5).

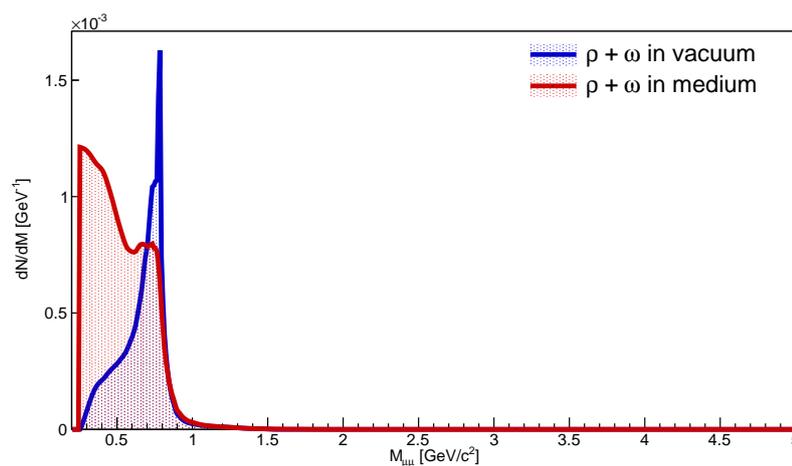


FIGURE 4.5 — Spectre en masse invariante dimuon représentant les fonctions spectrales du  $\rho + \omega$  dans le vide et dans le milieu [11].

3476 Dans ce cadre, l'extraction de la fonction spectrale du  $\rho$  est particulièrement intéressante  
 3477 puisqu'elle contribue à l'étude de la restauration de la symétrie chirale. Cette restauration  
 3478 prédite par certains modèles dont [11] induirait une modification de la largeur du  $\rho$ . Les  
 3479 résultats obtenus au SPS, RHIC et LHC qui seront présentés dans les sections 4.2 et 4.3  
 3480 tendent à valider ce scénario.

### 3481 4.1.2 Radiation thermique du QGP

3482 La radiation thermique du QGP est une idée proposée pour la première fois par  
 3483 Shuryak en 1978 et publiée deux ans plus tard [12]. Tout milieu en équilibre thermique  
 3484 émet un rayonnement électromagnétique et le plasma de quarks et gluons n'y fait pas  
 3485 exception. Une des signatures possibles du QGP et observable lors de collisions d'ions  
 3486 lourds vient de la radiation thermique de paires de leptons. Une paire de quark anti-quark  
 3487 s'annihile et, couplée à un photon virtuel, donne une paire de leptons de faible impulsion  
 3488 dans l'état final. On peut aussi envisager la diffusion Compton de gluons sur les quarks.  
 3489 Aux énergies du SPS, la contribution au spectre en masse dilepton de ce processus est  
 3490 presque négligeable face à celle du  $\rho$ . Cependant, avec l'augmentation de la température  
 3491 au RHIC et au LHC, cette contribution est visible dans le spectre et constitue une signature  
 3492 électromagnétique intéressante du QGP. Le modèle de R. Rapp [11] prédit la forme et  
 3493 l'intensité de cette contribution dans le spectre en masse invariante dimuons (figure 4.6)  
 3494 au LHC lors de collision Pb-Pb à 2.76 TeV. La contribution de la radiation thermique du  
 3495 QGP est dominante à proximité du seuil ( $\sim 0.2 \text{ GeV}/c^2$ ) par rapport à la contribution du  
 3496  $\rho$  mais est environ huit fois plus faible que cette dernière autour de la masse du  $\rho$  dans  
 3497 le vide. La séparation des deux contributions est délicate et nécessite expérimentalement  
 3498 une très bonne résolution à basse masse ainsi qu'une grande statistique.

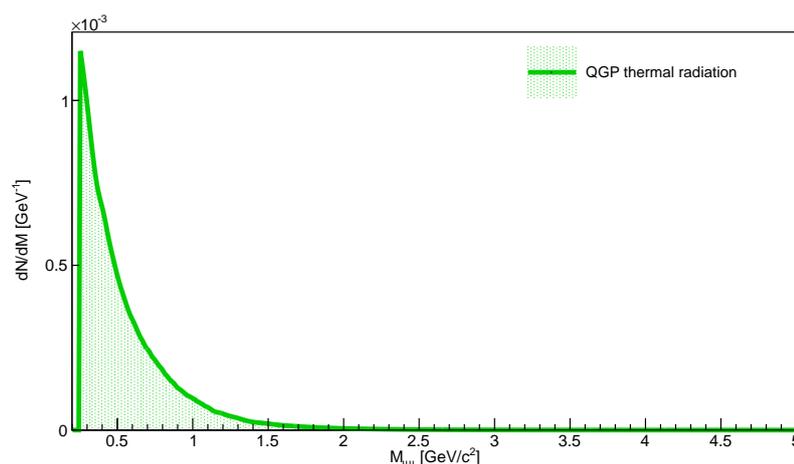


FIGURE 4.6 — Spectre en masse invariante dimuon représentant la contribution de la radiation thermique du QGP [11].

3499 **4.1.3 Production des baryons et mésons étranges en collisions d'ions lourds**3500 **4.1.3.1 L'augmentation de l'étrangeté**

3501 La production de l'étrangeté est largement étudiée dans les expériences de collisions  
 3502 d'ions lourds. Cette observable est proposée par Johann Rafelski et Berndt Müller en 1982  
 3503 comme une sonde pertinente de la formation du QGP [13, 14]. Les arguments proposés  
 3504 reposent sur la différence de production des quarks  $s$  entre un gaz de hadrons et un QGP.

3505 Le premier argument traite de la probabilité de production des quarks  $s$  et donc par  
 3506 extension des hadrons étranges. Dans le gaz hadronique, les hypérons ( $h_s$ ) sont produits  
 3507 dans des collisions binaires par des processus du type direct ( $\pi + \pi \rightarrow \pi + \pi + h_s + \bar{h}_s$ )  
 3508 ou indirect ( $\pi + n(p) \rightarrow K + \Lambda$  puis  $\pi + \Lambda \rightarrow K + \Xi$ ,  $\pi + \Xi \rightarrow K + \Omega$ ). Les mésons  
 3509 étranges sont aussi produits par des réactions comme  $\pi + \pi \rightarrow K + K$ . Pour la production  
 3510 directe, la conservation du nombre baryonique pour les hypérons ou plus largement la  
 3511 conservation de l'étrangeté impose la production simultanée d'une particule et d'une anti-  
 3512 particule étranges. Le seuil de réaction est de l'ordre de deux fois la masse du hadron au  
 3513 repos soit  $2230 \text{ MeV}/c^2$  pour  $\Lambda + \bar{\Lambda}$ ,  $2642 \text{ MeV}/c^2$  pour  $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$  et  $3344 \text{ MeV}/c^2$  pour  
 3514  $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ . Concernant la production d'une paire de mésons  $K$ , le seuil en énergie nécessaire  
 3515 est proche du GeV, soit  $710 \text{ MeV}$ . Pour la production indirecte, l'étrangeté est générée  
 3516 par production de hadrons légers puis par réactions successives des produits intermédiaires.  
 3517 Le seuil en énergie de la réaction globale est un peu plus faible dans ce cas soit environ  
 3518  $1810 \text{ MeV}$ . Dans les deux cas, les seuils sont très supérieurs à ceux attendus pour la  
 3519 production de paires de quarks  $s$  dans le QGP. En effet, les mécanismes attendus dans  
 3520 ce cas sont la fusion de gluons (figure 4.7 (a), (b) et (c)) et l'annihilation de paires de  
 3521 quarks (figure 4.7 (d)).

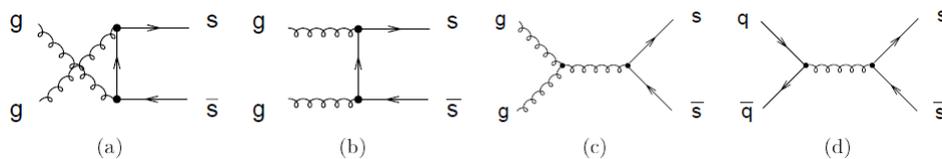


FIGURE 4.7 – Diagrammes de Feynman, en QCD perturbative (au premier ordre) pour la production de quarks étranges dans un QGP.

3522 La thermalisation du plasma, du moins pour les quarks légers ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ), accompagnée de  
 3523 la restauration de la symétrie chirale font des quarks les degrés de liberté du système. La  
 3524 production d'étrangeté est donc réduite à la production de paires de quarks étranges prises  
 3525 à la masse nue soit environ  $200 \text{ MeV}/c^2$ . La fusion de gluons est le mécanisme dominant  
 3526 par rapport à la fusion de quarks. En effet, les sections efficaces sont respectivement de  
 3527  $0.6 \text{ mb}$  et  $0.25 \text{ mb}$ <sup>9</sup> [15]. Toutefois, ce propos doit être nuancé si on considère les  
 3528 réactions faisant intervenir les résonances comme :  $\Delta + \pi \rightarrow \pi + K + \Lambda$  dans le gaz  
 3529 hadronique. Le seuil en énergie est alors comparable à celui requis dans le QGP. On

9. Pour une masse du quark étrange de  $100 \text{ MeV}/c^2$  et une constante de couplage de 0.5.

3530 peut donc s'attendre aussi à une augmentation de la production d'hypérons dans le gaz  
3531 hadronique.

3532 Le second argument traite du processus d'équilibration de l'étrangeté. Dans le QGP, ce  
3533 processus est rapide (de l'ordre de 10 fm/c) et permet de saturer le milieu en étrangeté  
3534 sans autoriser la destruction des hadrons étranges par processus dynamique comme cela  
3535 peut être le cas dans le gaz hadronique. En effet, dans le cas du gaz de hadrons, le temps  
3536 d'équilibration est environ 3 à 5 fois plus long, notamment pour la filière de production  
3537 indirecte. On s'attend donc à une production d'étrangeté plus abondante dans le cas du  
3538 QGP.

3539 En suivant les arguments présentés, on s'attend bien à une augmentation de la pro-  
3540 duction de hadrons étranges dans le cadre de la formation d'un QGP par rapport à un  
3541 gaz hadronique. La présence d'un QGP favorise d'autant plus la production de baryons  
3542 que ces derniers contiennent des quarks étranges. On prévoit donc une hiérarchisation de  
3543 l'augmentation de la production de ces baryons en fonction du nombre de quarks s qu'ils  
3544 contiennent allant de la plus grande augmentation pour le  $\Omega$  à la plus faible pour le  $\Lambda$ .  
3545 Pour les mésons, l'un d'entre eux présente des propriétés intéressantes : le méson  $\Phi$  ( $s\bar{s}$ ).  
3546 L'étude de l'augmentation de l'étrangeté *via* l'étude du méson  $\Phi$  est proposée pour la  
3547 première fois par A. Shor en 1985 [16]. Les arguments avancés en faveur de ce signal  
3548 sont :

- 3549 — la section efficace du  $\Phi$  est faible en collisions inélastiques et élastiques. Il interagit  
3550 donc très peu avec le gaz de hadrons ;
- 3551 — d'après la règle d'OZI (Okubo-Zweig-lizuka) [17], la production directe d'un méson  
3552  $\Phi$  est interdite en collision hadronique classique car le nucléon ne possède pas  
3553 de quark s de valence<sup>10</sup>. De plus, dans le canal dimuons, il n'est le produit  
3554 de désintégration d'aucune particule. En présence d'un QGP, A. Shor prédit une  
3555 violation de la règle d'OZI par le méson  $\Phi$  et donc une augmentation de sa  
3556 production par rapport aux mésons  $\rho$  et  $\omega$ .

3557 L'étude des mésons vecteurs de basses masses permet l'accès au rapport  $\Phi/(\rho + \omega)$  et  
3558 donc au rapport  $s\bar{s}/(d\bar{d} + u\bar{u})$ . On peut donc quantifier l'augmentation de la production  
3559 d'étrangeté liée à la présence d'un QGP en comparant ce rapport en collisions p-p et  
3560 A-A ou en étudiant sa dépendance en centralité. Pour finir, le  $\Phi$  peut être étudié dans  
3561 le canal leptonique (électronique et muonique) ou hadronique (principalement  $K^+K^-$ ). Le  
3562 canal muonique est celui utilisé dans ce travail de thèse. Il présente l'avantage de ne  
3563 posséder qu'une voie unique ou du moins extrêmement majoritaire de désintégration du  
3564  $\Phi$  :  $\Phi \rightarrow \mu^+\mu^-$  contrairement au canal électronique.

---

10. L'absence de quark s de valence dans le nucléon implique des lignes de quarks discontinues dans le diagramme de production du  $\Phi$ .

## 3565 4.2 Les résultats expérimentaux sur les mésons vecteurs de 3566 basses masses du SPS au LHC

3567 Les différentes sondes citées précédemment ont été étudiées au SPS, au RHIC et, plus  
3568 récemment, au LHC. Afin de fixer le contexte de la mesure réalisée dans ce travail de  
3569 thèse, ces résultats sont brièvement présentés.

### 3570 4.2.1 Excès en dileptons à basse masse et étude de la fonction spectrale du $\rho$

3571 Les mésons vecteurs de basses masses ont été largement étudiés au SPS. Les résultats  
3572 obtenus par l'expérience NA45/CERES en collisions Pb-Au à 158 A.GeV (figure 4.8)  
3573 sont les premiers à mettre en évidence un excès en dileptons dans la région des basses  
3574 masses [18]. Le spectre en masse est obtenu dans le canal diélectrons et ajusté avec  
3575 les différentes contributions hadroniques possibles (figure 4.8 à gauche). La forme de ces  
3576 contributions ne tient compte ni des effets dus au QGP ni de la restauration de la symétrie  
3577 chirale et le spectre présente un excès visible dans la région  $200 < M_{e^+e^-} < 700 \text{ MeV}/c^2$ .  
3578 En comparaison, aucun excès n'avait été observé en collision p-A à 450 GeV. L'augmen-  
3579 tation observée dans cette fenêtre en masse en collisions Pb-Au par rapport aux collisions  
3580 p-Au est de  $2.6 \pm 0.5 \pm 0.6$ . Plusieurs modèles théoriques ont été développés pour  
3581 expliquer cet excès (figure 4.8 à droite) qui est attribué à des effets de milieu liés à la  
3582 présence d'un QGP et à la restauration de la symétrie chirale (voir section 4.1.1).

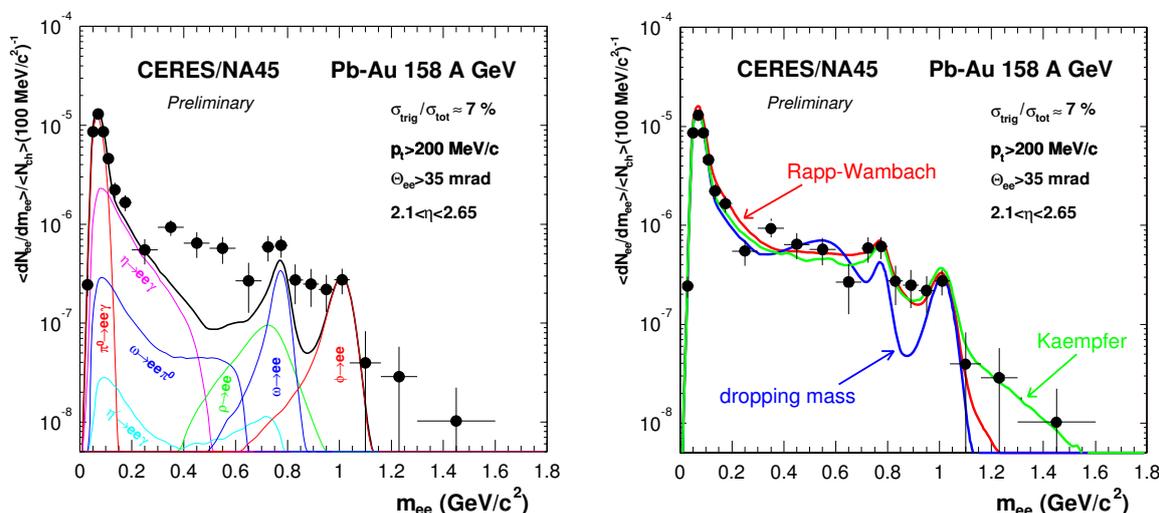


FIGURE 4.8 — Spectre en masse invariante diélectrons de l'expérience NA45/CERES en collisions Pb-Au à 158 A.GeV ajusté avec un « cocktail » hadronique (gauche). Le spectre en masse obtenu est comparé à des modèles théoriques impliquant soit une diminution (courbe bleue), soit un élargissement (courbes rouge et verte) de la masse du  $\rho$  [18].

3583 On distingue deux scénarii : une diminution de la masse du  $\rho$  ou « dropping mass »  
3584 (courbe bleue) et un élargissement de la masse du  $\rho$  (courbes verte et rouge). Pour

## 4.2. Les résultats expérimentaux sur les mésons vecteurs de basses masses du SPS au LHC 155

3585 ce dernier, les deux modèles se distinguent par la prise en compte (Kaempfer) ou non  
 3586 (Rapp-Wambach) du rayonnement thermique du  $\rho$ <sup>11</sup> dans les calculs mais reproduisent  
 3587 de façon satisfaisante l'excès observé. Le scénario de « dropping mass » semble moins  
 3588 plausible que ses concurrents mais les erreurs statistiques et systématiques de la mesure  
 3589 ne permettent pas d'être plus conclusif.

3590 La mesure de NA60 en collisions In-In dans le canal dimuons a permis de mesurer  
 3591 un excès similaire à celui de NA45/CERES et de contraindre les modèles théoriques  
 3592 (figure 4.9) [19]. Le scénario de « dropping mass » est exclu (courbe verte) alors  
 3593 que celui de l'élargissement de la masse du  $\rho$  (courbe bleue) reproduit, tout du moins  
 3594 qualitativement, l'excès observé.

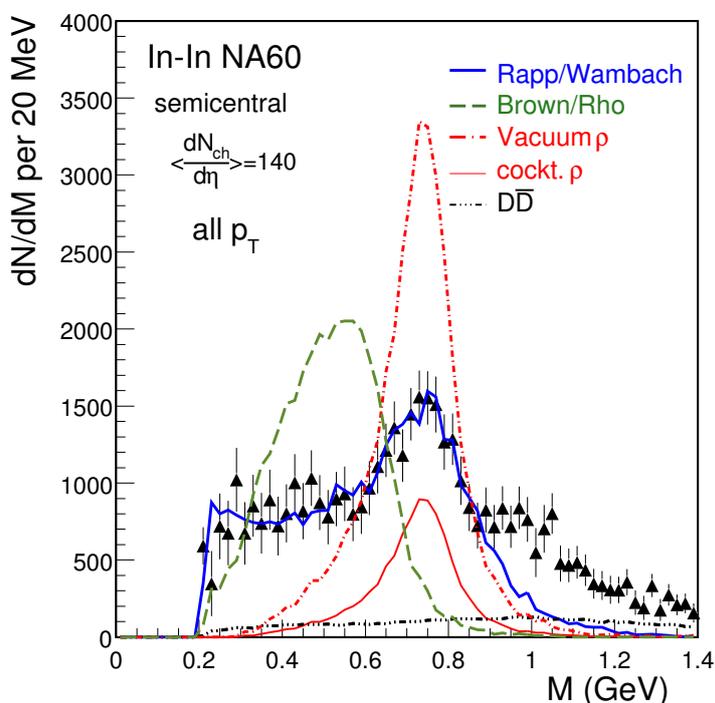


FIGURE 4.9 – Excès mesuré par NA60 lors de collisions In-In semi-centrales comparé à deux modèles théoriques [19]. La courbe bleue correspond à une hypothèse d'élargissement de la masse du  $\rho$ , et la courbe verte à une hypothèse de diminution de la masse du  $\rho$ . La courbe rouge en trait plein représente le  $\rho$  dans le vide et la courbe en pointillés rouges est à la contribution du « cocktail » hadronique. La courbe noire en pointillés correspond la contribution du charme ouvert.

3595 Par la suite, une amélioration des modèles a permis de reproduire très fidèlement cet excès  
 3596 (figure 4.10) [20]. On note ici la présence de différentes contributions :

3597 — les  $\rho$  primordiaux (trait noir plein) qui sont une source de dileptons non thermiques  
 3598 et sont produits par processus durs. Ils traversent le milieu sans interagir ;

11. Ce rayonnement thermique provient de la réaction :  $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow e^+e^-$ .

- 3599 — le processus Drell-Yann (courbe cyan) est une annihilation quark/anti-quark donnant
- 3600 deux leptons dans l'état final *via* un photon virtuel. Ce processus est produit lors
- 3601 d'interactions nucléons-nucléons à la collision des noyaux et est dominant à haute
- 3602 masse ( $M > 3 \text{ GeV}/c^2$ ) aux énergies du SPS. Au LHC, la contribution de cette
- 3603 source est négligeable dans la région des basses masses ;
- 3604 — la contribution des effets de milieu à la fonction spectrale du  $\rho$  (courbe rouge) qui
- 3605 provient des interactions des mésons  $\rho$  avec la matière hadronique chaude. Cette
- 3606 contribution inclut notamment la régénération du  $\rho$  donnant lieu à une radiation
- 3607 thermique de dileptons par :  $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow e^+e^-$  ;
- 3608 — le mélange chirale du  $\rho$  et du  $a_1$  faisant intervenir l'annihilation de quatre pions.
- 3609 Cette contribution est directement liée à la symétrie chirale et sa restauration mais
- 3610 elle reste de faible intensité ;
- 3611 — la radiation thermique du QGP et la contribution du charme ouvert  $D\bar{D}$  (courbe
- 3612 jaune) ;
- 3613 — la contribution des  $\rho$  qui ne se sont pas désintégrés avant le gel thermique (notée
- 3614 FO) ajoutée à la contribution des effets de milieu (courbe noire).

3615 Au LHC, les deux contributions majoritaires sont les effets de milieu et la radiation  
 3616 thermique du QGP. Elles seront étudiées dans le cadre de la mesure d'ALICE dans les  
 3617 sections suivantes et les formes de ces contributions proviennent du modèle présenté dans  
 3618 la figure 4.10. Concernant les données de NA60, d'autres modèles ont aussi été utilisés  
 3619 pour ajuster l'excès comme les modèles développés dans les références [21, 22].

3620 L'étude du spectre à basses masses et la mesure de l'excès leptonique ont aussi été  
 3621 réalisées au RHIC par les expériences STAR (figure 4.11 à gauche) et PHENIX (figure  
 3622 4.11 à droite) en collisions Au-Au à 200 GeV dans le canal diélectrons. Les deux mesures  
 3623 montrent un excès dans la région des basses masses pour  $0.4 < M_{e^+e^-} < 0.8 \text{ GeV}/c^2$  et  
 3624 mettent en évidence des effets de milieu similaires à ceux observés au SPS. Cependant,  
 3625 les deux mesures ne sont pas en accord pour le moment. L'excès observé par PHENIX  
 3626 est supérieur à celui observé par STAR. L'ajout du Hadron Blind Detector (HBD) à  
 3627 l'expérience PHENIX devrait améliorer la mesure et permettre de mieux comprendre la  
 3628 différence observée entre les deux expériences du RHIC. L'analyse est en cours et pour  
 3629 le moment, seul le spectre en collision semi-centrale a été présenté publiquement.

3630 L'expérience ALICE est en mesure de reproduire des analyses similaires à celles faites  
 3631 au SPS et au RHIC dans les canaux diélectrons et dimuons à une énergie dans le centre  
 3632 de masse très supérieure à celle des expériences précédentes. Les résultats obtenus dans  
 3633 le canal dimuons sont présentés dans la suite.

## 3634 4.2.2 Etude de la production d'étrangeté

3635 Comme on l'a déjà évoqué, l'augmentation de l'étrangeté fait partie, historiquement,  
 3636 des observables les plus populaires pour sonder l'existence et les propriétés d'un QGP. En  
 3637 conséquence, elle a largement été étudiée par les expériences du SPS, du RHIC et plus  
 3638 récemment du LHC.

## 4.2. Les résultats expérimentaux sur les mésons vecteurs de basses masses du SPS au LHC

157

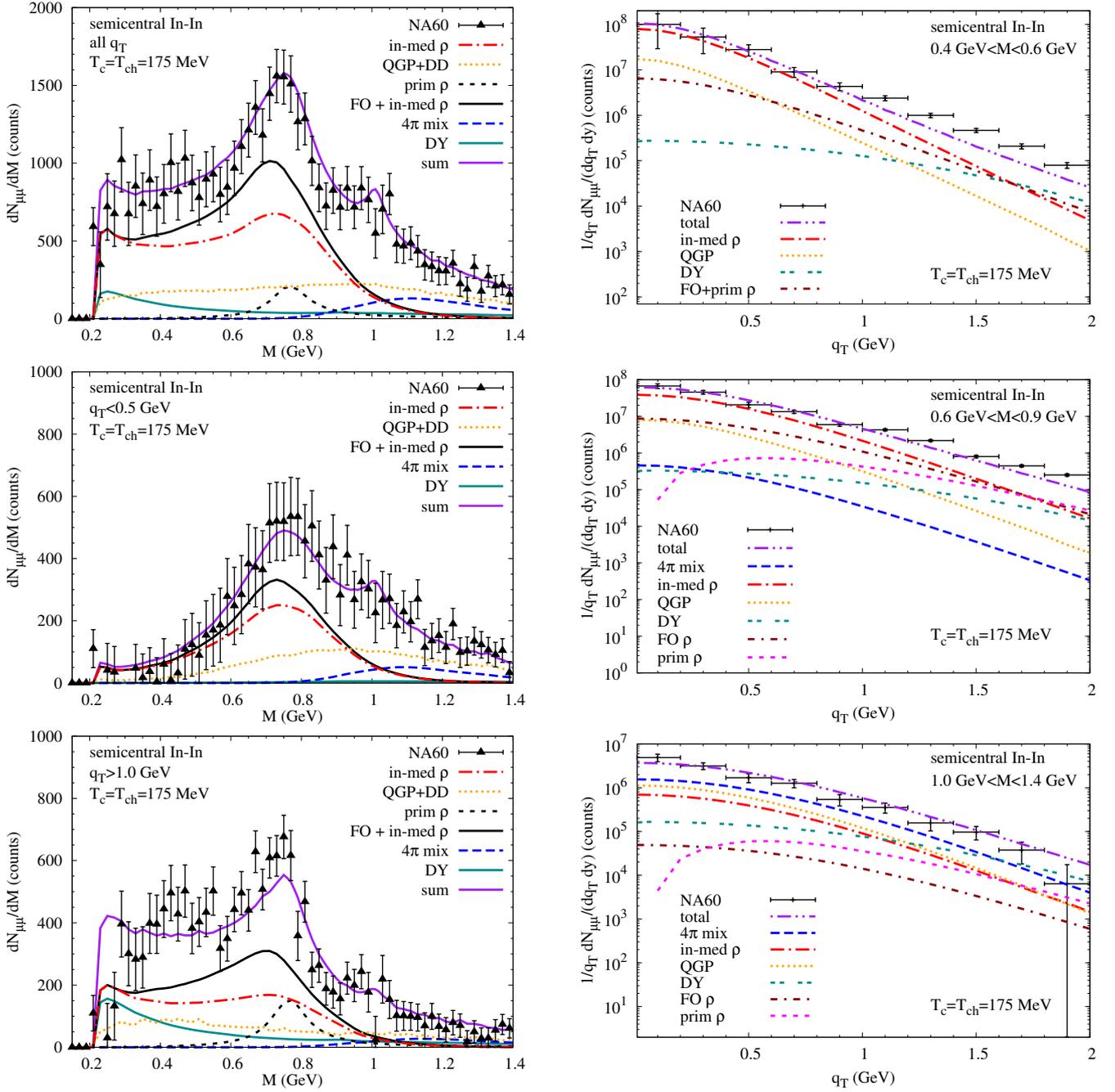


FIGURE 4.10 – Mesure dans la région des basses masses de l'excès en dileptons fournie par NA60 en collisions In-In semi-centrales à 158 A.GeV. Le modèle de R. Rapp est comparé au spectre en masse invariante pour différentes sélections en impulsion transverse (gauche) et à la distribution en impulsion transverse corrigée de l'acceptance pour différentes tranches en masse invariante (droite) de l'excès [20].

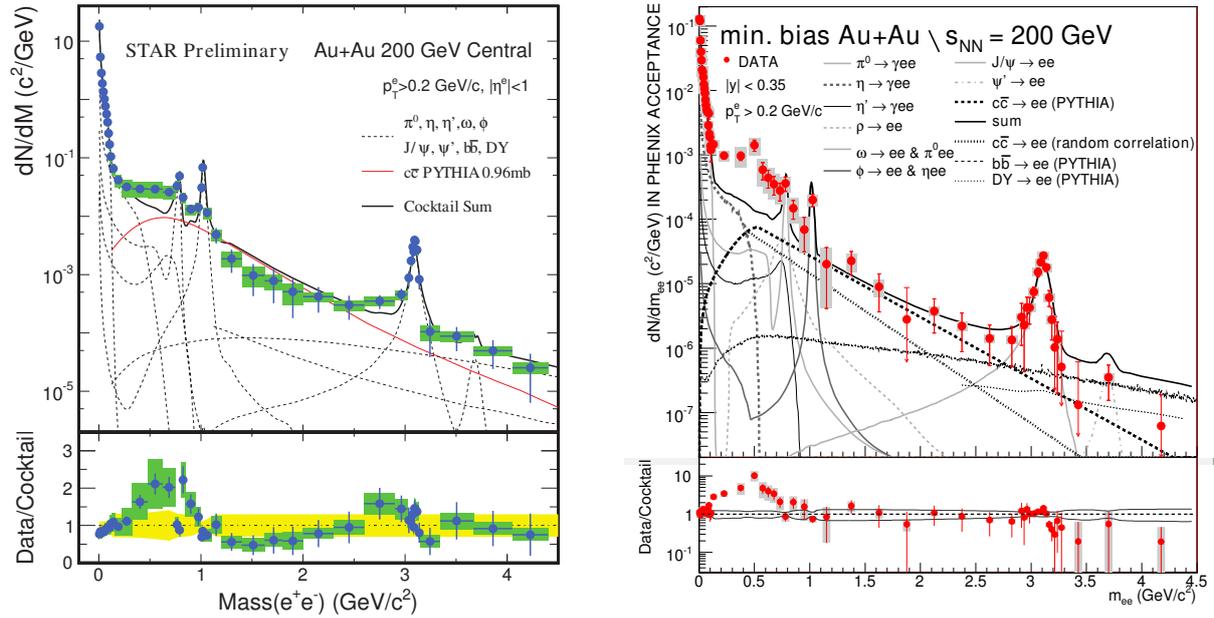


FIGURE 4.11 – Spectre en masse diélectron ajusté par un « cocktail » hadronique fourni par STAR (gauche) [23] et PHENIX (droite) [24].

3639 Les principaux résultats sur le renforcement de l'étrangeté en collisions d'ions lourds  
 3640 par rapport aux collisions p-p ou p-A sur les baryons  $\Lambda$ ,  $\Xi$  et  $\Omega$  sont résumés dans  
 3641 la figure 4.12. Les symboles vides représentent les mesures faites par STAR (couleurs  
 3642 foncées) [25] en collisions Au-Au à 200 GeV et NA47 (couleurs claires) [26] en  
 3643 collisions Pb-Pb à 17.3 GeV. Les symboles pleins sont les mesures préliminaires d'ALICE  
 3644 en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. Comme attendu, par comparaison aux collisions p-p  
 3645 ou p-A, le renforcement est hiérarchisé pour les baryons  $\Omega$ ,  $\Xi$  et  $\Lambda$  et la production de  
 3646 baryons triplement étranges est plus favorisée que celle des baryons simplement étranges.  
 3647 Ces phénomènes sont observés quelle que soit l'énergie dans le centre de masse et  
 3648 les mesures sont bien reproduites, en particulier pour les collisions les plus centrales, par  
 3649 les modèles thermiques statistiques<sup>12</sup>. Cependant, plus l'énergie est grande et plus le  
 3650 renforcement observé est petit. Au LHC, il tend même à saturer pour les collisions les  
 3651 plus centrales pour certains baryons. Cette atténuation s'explique par le phénomène de  
 3652 « suppression canonique » intervenant en collisions p-p [27, 28]. En effet, en traitant  
 3653 les collisions p-p comme un système à l'équilibre dans l'ensemble statistique adapté (*i.e.*  
 3654 l'ensemble canonique), la conservation des nombres quantiques doit être exacte et impose  
 3655 la création d'une anti-particule pour toute particule créée. Ainsi, la production de quarks  
 3656 étranges est défavorisée à basse énergie car une paire  $s\bar{s}$  est plus coûteuse à produire  
 3657 qu'une paire de quarks plus légers. Cependant, en augmentant l'énergie dans le centre  
 3658 de masse, on peut relâcher cette contrainte et produire plus de quarks étranges. Par  
 3659 conséquent, plus l'énergie dans le centre de masse est importante, plus la production de  
 3660 l'étrangeté dans le système de référence (p-p ou p-A) est grande. La production de paires

12. Ces modèles se placent dans l'ensemble grand canonique.

## 4.2. Les résultats expérimentaux sur les mésons vecteurs de basses masses du SPS au LHC 159

3661  $s\bar{s}$  augmentant dans le système de référence en fonction de l'énergie, le renforcement de  
 3662 l'étrangeté observé est moins important.

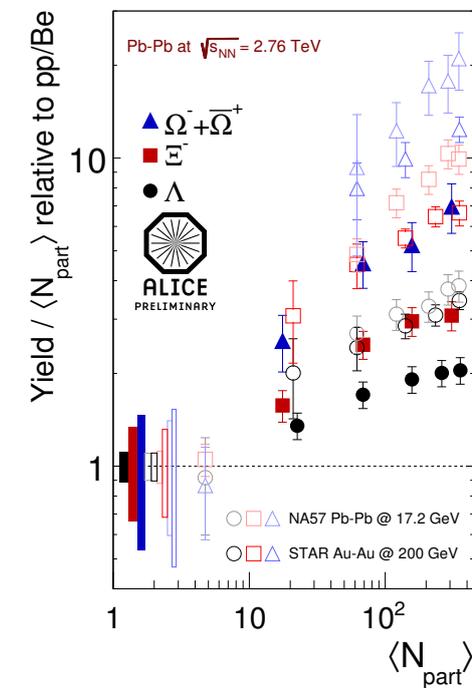


FIGURE 4.12 – Renforcement d'étrangeté en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  mesuré par ALICE en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV (symboles pleins), STAR en collisions Au-Au à 200 GeV [25] (symboles vides foncés) et NA57 en collisions Pb-Pb à 17.3 GeV (symboles vides clairs).

3663 Le méson  $\Phi$  a été, lui aussi, largement étudié dans les expériences NA38, NA50 [29]  
 3664 et NA60 [30] au SPS et dans STAR [31, 32] et PHENIX [33, 34] au RHIC. Dans le  
 3665 canal dimuons, NA38 et NA45 ont mesuré le rapport  $\Phi/(\rho + \omega)$  en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$   
 3666 (figure 4.13 gauche) et du  $p_T$  (figure 4.13 droite). On observe une augmentation du  
 3667 rapport en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$ , qui s'explique par une production plus importante de quarks  
 3668 étranges par rapport aux quarks plus légers. En fonction du  $p_T$ , le rapport est constant  
 3669 et ne dépend que du système considéré. Une telle mesure a été réalisée dans ALICE à  
 3670 2.76 TeV et sera comparée à ces mesures.

3671 Enfin, ALICE a pu mesurer le facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  (voir section 1.5.3)  
 3672 d'un grand nombre de baryons et mésons étranges en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV (figure  
 3673 4.14). Les mesures sont données à mi-rapacité et pour les événements les plus centraux. Le  
 3674 méson  $\Phi$  est ici étudié dans le canal di-kaons. À l'exception du baryon  $\Omega$ , on observe une  
 3675 suppression de tous ces hadrons en fonction du  $p_T$ . Cette dernière est moins importante  
 3676 pour les  $p_T$  intermédiaires et on assiste même à une augmentation pour le  $\Omega$ .

3677 Pour conclure, la mesure des mésons vecteurs de basses masses permet d'étudier une  
 3678 large gamme d'observables liées à la restauration de la symétrie chirale et à la formation  
 3679 du QGP. Les mesures faites dans différents canaux de désintégration dans ALICE pourront

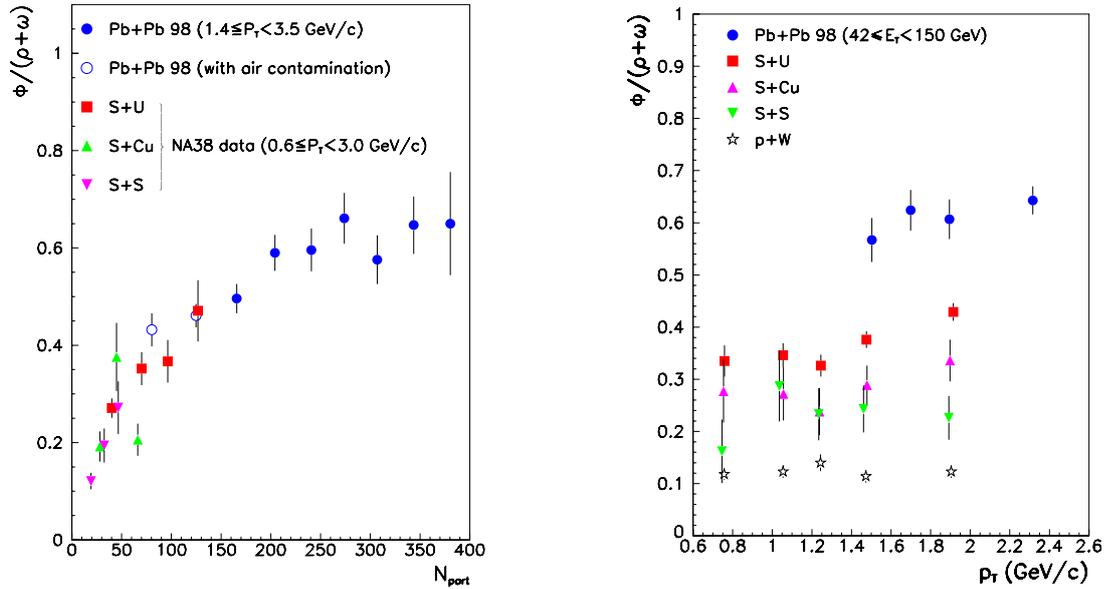


FIGURE 4.13 – Rapport  $\Phi/(\rho+\omega)$  mesuré dans différentes collisions par NA38 et NA50 en fonction du nombre moyen de participants ( $N_{part}$ ) (gauche) et de l'impulsion transverse  $p_T$  (droite) [29].

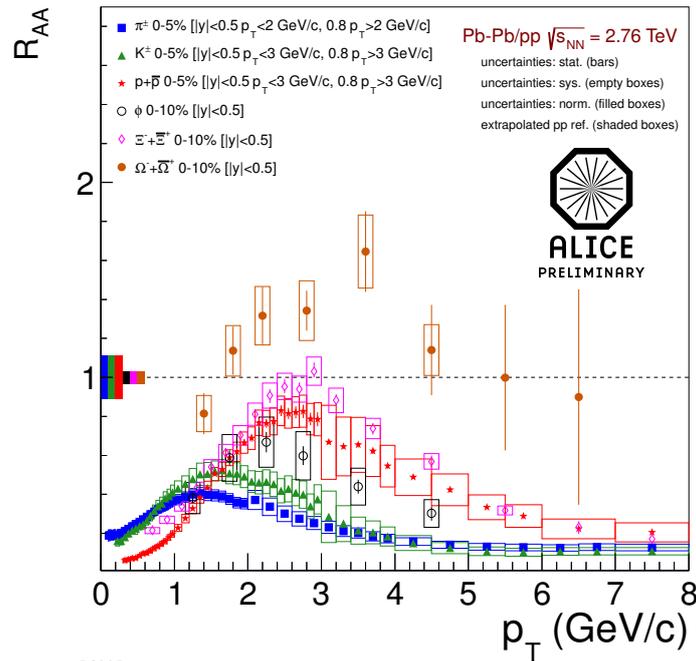


FIGURE 4.14 – Facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  des baryons et mésons étranges et légers en fonction du  $p_T$  en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV.

3680 être comparées aux mesures pré-existantes et aux modèles théoriques afin d'étendre notre  
3681 compréhension de la physique des ions lourds et du QGP. Ce sera l'objet de la section 4.3

3682 qui dressera le bilan de ce travail de thèse effectué sur les mésons vecteurs de basses  
3683 masses.

### 3684 4.3 L'analyse des résonances de basses masses en Pb-Pb

3685 Cette analyse a pour but l'étude des mésons vecteurs de basses masses dans le canal  
3686 dimuons. La technique d'analyse employée, les différentes coupures appliquées ainsi que  
3687 les résultats obtenus seront présentés dans la suite. Pour cela, une méthode spécifique  
3688 a été développée. La structure du programme employé est présentée en figure 4.15.  
3689 L'étude présentée dans ce chapitre utilise les AODs muons de la deuxième passe de  
3690 reconstruction. La même procédure est utilisée pour extraire les informations nécessaires  
3691 des données et des différentes productions Monte Carlo. La stratégie d'analyse est divisée  
3692 en quatre grandes étapes :

- 3693 — Extraction d'arbres de données (*TTree*) contenant toutes les informations sur les  
3694 événements ayant passé la sélection physique et étant rattachés aux conditions de  
3695 déclenchement requises ① ;
- 3696 — Lecture des événements ainsi obtenus et sélection des muons passant les coupures  
3697 de l'analyse, pour reconstruire les spectres en masse invariante dimuon brutes ② ;
- 3698 — Soustraction du bruit de fond et extraction des formes des résonances et des facteurs  
3699 de corrections d'acceptance et d'efficacité ③ ;
- 3700 — Ajustement du spectre final (signal) et extraction des résultats concernant les mésons  
3701  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$  ④.

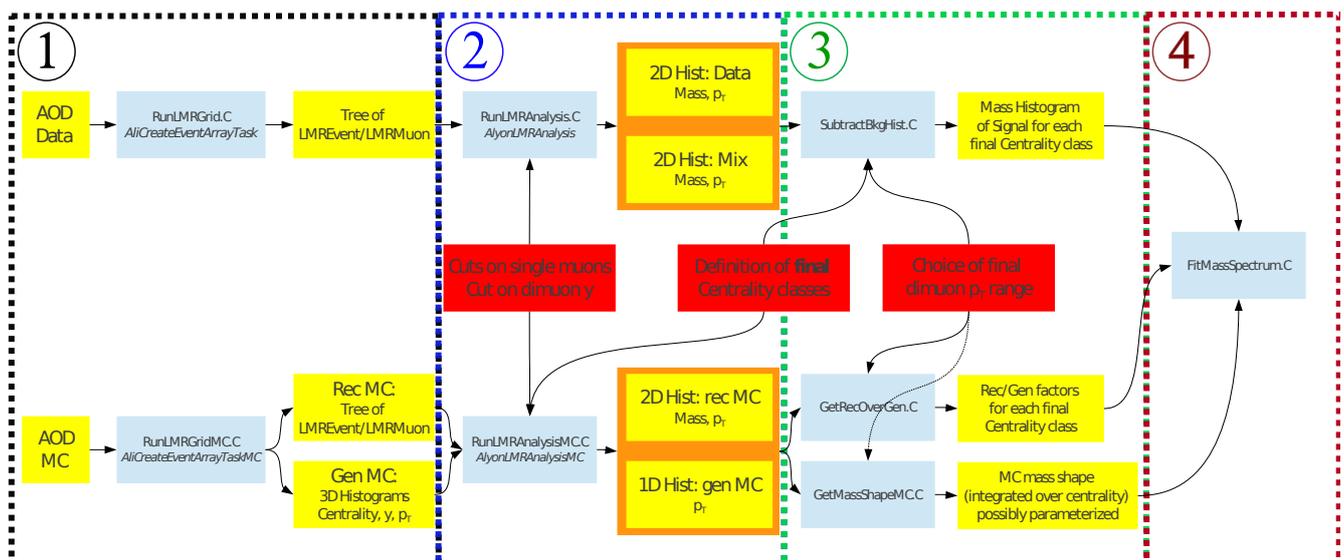


FIGURE 4.15 – Structure du programme d'analyse développé à Lyon pour l'analyse des mésons vecteurs de basses masses.

3702 Cette analyse s'inscrit dans un effort du groupe d'analyse d'ALICE des dimuons de  
 3703 basses masses, en vue d'une publication dans une revue scientifique. Les résultats présentés  
 3704 ici reflètent l'état actuel de cet effort.

### 3705 4.3.1 Caractérisation du spectre en masse invariante dimuon

3706 Dans cette section, on s'intéresse aux processus contribuant au spectre en masse invariante  
 3707 dimuon pour une masse  $M_{\mu^+\mu^-}$  inférieure à  $10 \text{ GeV}/c^2$ . On classe ces processus  
 3708 en deux catégories : les sources corrélées et celles non-corrélées. Les premières sources  
 3709 constituent le signal et les secondes ce que nous appellerons le bruit de fond.

#### 3710 4.3.1.1 Les sources de dimuons corrélées

3711 Les sources corrélées contribuant au spectre en masse invariant dimuon peuvent être  
 3712 classées en trois catégories distinctes.

3713 **Les désintégrations à deux corps** concernent les mésons  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\Phi$ ,  $\eta$ ,  $J/\psi$  et  $\psi'$ . Chacun  
 3714 de ces mésons se désintègre en une paire  $\mu^+\mu^-$  via un photon virtuel. On retrouve dans  
 3715 cette catégorie les trois mésons qui nous intéresseront par la suite : le  $\rho$ , le  $\omega$  et le  $\Phi$ .

3716 **Les désintégrations Dalitz à trois corps** concernent les mésons  $\omega$ ,  $\eta$  et  $\eta'$  dans les  
 3717 canaux suivants :

- 3718 —  $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$  ;
- 3719 —  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  ;
- 3720 —  $\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ .

3721 Ces trois processus contribuent au spectre essentiellement à très basse masse (*i.e.*  
 3722  $M_{\mu^+\mu^-} < 0.7 \text{ GeV}/c^2$ ).

3723 Les caractéristiques des mésons de ces deux premières sources sont résumées dans le  
 3724 tableau 4.1.

3725 **Les désintégrations semi-leptoniques « simultanées » des mésons charmés et/ou beaux**  
 3726 sont la contribution majeure au signal corrélé obtenu dans le canal dimuon. Aux énergies  
 3727 du LHC, la contribution du charme ouvert est dominante par rapport à celle de la beauté.

3728 Les paires  $c\bar{c}$  sont majoritairement produites par fusion de gluons (les diagrammes de  
 3729 Feynman impliqués sont équivalents à ceux en figure 4.7) et leur fragmentation conduit  
 3730 à la formation d'une paire de mésons charmés (par exemple  $D^+D^-$ ). Les désintégrations  
 3731 simultanées dans un canal semi-leptonique, des deux mésons ainsi formés, sont dans cet  
 3732 exemple du type :

$$\begin{cases} D^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{K}^0 + \nu_\mu \\ D^- \rightarrow \mu^- + K^0 + \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

3733 On obtient donc dans l'état final deux muons corrélés de signes opposés. Le mécanisme de  
 3734 fusion de gluons est dominant puisque sa contribution représente 90% du charme ouvert

TABLEAU 4.1 – Masses, canaux de désintégration et rapports d'embranchement des mésons contribuant au spectre en masse invariante dimuon en dessous de 10 GeV/c<sup>2</sup> [35].

Particule	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]	Canal de désintégration	Rapport d'embranchement [%]
$\eta'$	$957.78 \pm 0.06$	$\mu^+\mu^-\gamma$	$(1.09 \pm 0.27) \times 10^{-4}$
$\eta$	$547.853 \pm 0.024$	$\mu^+\mu^-\gamma$ $\mu^+\mu^-$	$(3.1 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ $(5.8 \pm 0.8) \times 10^{-6}$
$\rho$	$775.49 \pm 0.34$	$\mu^+\mu^-$	$(4.55 \pm 0.28) \times 10^{-5}$
$\omega$	$782.65 \pm 0.12$	$\mu^+\mu^-\pi^0$ $\mu^+\mu^-$	$(1.3 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ $(9.0 \pm 3.1) \times 10^{-5}$
$\Phi$	$1019.455 \pm 0.020$	$\mu^+\mu^-$	$(2.87 \pm 0.19) \times 10^{-4}$
$J/\psi$	$3096.916 \pm 0.011$	$\mu^+\mu^-$	$5.93 \pm 0.06$
$\psi'$	$3686.109 \pm 0.013$	$\mu^+\mu^-$	$(7.8 \pm 0.17) \times 10^{-3}$

3735 total. En effet, les baryons charmés ( $\Lambda_c$ ,  $\Xi_c$  et  $\Omega_c$ ) contribuent eux aussi à la formation  
3736 de muons corrélés mais dans une bien moins grande proportion.

3737 La beauté ouverte, bien qu'ayant une contribution plus faible que le charme ouvert,  
3738 est aussi une source de muons corrélés. Les mésons  $B$  sont l'analogue beau des mésons  $D$   
3739 et peuvent produire eux aussi une paire de muons corrélés dans l'état final. À cela, il faut  
3740 ajouter la corrélation possible entre un muon d'un méson beau et d'un méson charmé. En  
3741 effet, les mésons beaux peuvent aussi se désintégrer comme :

$$\begin{cases} B^+ \rightarrow \bar{D}^0 + l^+ + \nu_l, \text{ avec } \bar{D}^0 \rightarrow l^- + X \\ B^- \rightarrow D^0 + \pi^-, \text{ avec } D^0 \rightarrow l^+ + X \end{cases}$$

3742 Une paire  $b\bar{b}$  initiale produisant deux mésons beaux, l'un de ces mésons peut se  
3743 désintégrer en un méson charmé. Dans l'état final, on peut alors trouver deux muons  
3744 corrélés car ils sont issus de la même paire de quarks à l'origine. Dans le cas où les deux  
3745 mésons beaux se désintègrent en mésons charmés, il est possible d'obtenir trois muons  
3746 corrélés dans l'état final. Il est donc probable pour de telles désintégrations d'avoir une  
3747 contribution dans le spectre en masse dimuon reconstruit avec des muons de même signe  
3748 et/ou de muons de signes opposés.

#### 3749 4.3.1.2 Les sources de dimuons non-corrélés

3750 Les paires composées de muons non-corrélés sont responsables d'un continuum sup-  
3751 plémentaire visible dans le spectre en masse invariant dimuons qui s'ajoute aux sources  
3752 corrélées. De telles sources ont pour origine :

3753 — les muons provenant de deux sources de signaux non-corrélés. Ceci est le cas de  
3754 muons issus la désintégration de mésons charmés et/ou beaux qui ne proviennent  
3755 pas de la même paire  $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$  initiale ;

3756 — les désintégrations semi-leptoniques des pions et kaons qui peuvent produire for-  
 3757 tuitement deux muons dans l'acceptance du spectromètre à muons d'ALICE. Cette  
 3758 source est largement majoritaire.

3759 Le bruit de fond issu de ces muons non-corrélés doit être soustrait au spectre. Pour  
 3760 cela, on emploiera la technique du mélange des événements développée en 4.3.4.

### 3761 4.3.2 Conditions globales de l'analyse des mésons vecteurs de basses masses

3762 Dans cette section seront détaillées les sélections appliquées sur les événements et les  
 3763 traces muons correspondant à l'étape ① de la figure 4.15.

#### 3764 4.3.2.1 Conditions de déclenchement

3765 Le système de déclenchement du spectromètre à muons d'ALICE a été décrit dans la  
 3766 section 2.2.5.4. On s'intéressera dans cette analyse aux événements qui remplissent les  
 3767 conditions de déclenchement MUL et MLL. Ceci signifie qu'on analysera uniquement les  
 3768 événements contenant au moins deux muons (de même signe ou non) dans l'acceptance  
 3769 du spectromètre et ayant passé la coupure de basse impulsion dans les chambres de  
 3770 déclenchement ( $p_{T_{trig}} \sim 1 \text{ GeV}/c$ ). Les informations relatives à cette coupure et aux  
 3771 critères qu'elle impose sur les muons sont disponibles dans l'annexe B. Le premier rôle de  
 3772 cette coupure consiste à limiter le taux de déclenchements quand la luminosité délivrée  
 3773 par le LHC devient trop grande. Sans cela, la seule présence de l'absorbeur en amont  
 3774 du spectromètre et ses dimensions imposent déjà un seuil de 0.5 GeV/c en impulsion  
 3775 transverse qui correspond à des taux de déclenchements dans les chambres de 30 à 500  
 3776 Hz [36]. La coupure  $p_{T_{trig}}$  est en même temps utilisée pour rejeter les muons de basse  
 3777 impulsion qui représentent la partie dominante des désintégrations des pions et des kaons  
 3778 et est ajustable en fonction des prises de données. Pour l'analyse dans la région des basses  
 3779 masses, on obtient  $1.715 \cdot 10^7$  événements pour le déclenchement MUL et  $1.993 \cdot 10^7$   
 3780 (figure 4.16 à gauche) événements pour le déclenchement MLL (figure 4.16 à droite)  
 3781 pour une gamme en centralité de 0-90%.

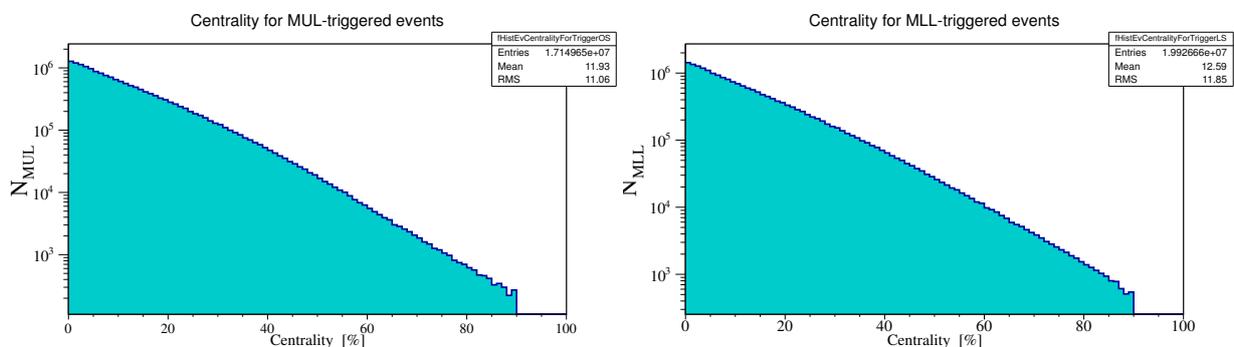


FIGURE 4.16 — Nombre d'événements ayant rempli les conditions de déclenchement MUL (gauche) et MLL (droite) en fonction de la centralité.

### 3782 4.3.2.2 Qualité des périodes de prises de données sélectionnées

3783 La période de prise de données LHC11h (collisions Pb-Pb, deuxième passe de re-  
3784 construction) et les sous-périodes allant des runs 167713 à 170593 sont utilisées dans  
3785 l'analyse suivante. Avant toute analyse physique, la qualité de chaque sous-période de  
3786 prise de données est vérifiée pour chaque détecteur par les experts QA (Quality Assu-  
3787 rance) correspondants. Toute anomalie sur les conditions de ces prises de données est  
3788 alors reportée dans une base de données [37]. À partir de ces informations et après  
3789 la reconstruction des données, une liste des sous-périodes utilisables pour les analyses de  
3790 physique est extraite et intégrée dans la RCT (Run Condition Table) [38] où figurent de  
3791 multiples informations comme la valeur des champs magnétiques, le nombre d'interactions  
3792 de biais minimum, le nombre d'interactions avec un muon détecté, la liste des détecteurs  
3793 ayant participé à la prise de données ainsi que d'éventuelles remarques sur la configuration  
3794 des détecteurs. À partir de cette liste, les experts du spectromètre à muons vérifient si  
3795 l'utilisation de ces sous-périodes est possible ou non pour les analyses de physique avec  
3796 le spectromètre. Pour cela, un certain nombre de variables clés sont examinées comme  
3797 le nombre moyen de « cluster » par trace et par chambre (figure 4.17). Lorsque ce  
3798 nombre moyen est supérieur à 0.9, le détecteur fonctionne dans une configuration pra-  
3799 tiquement nominale et la sous-période est propre pour l'analyse. Dans le cas contraire,  
3800 des simulations adaptées pour les corrections d'acceptance et d'efficacité sont nécessaires.  
3801 Si les pertes d'efficacité ne sont pas bien comprises, ou si la sous-période a servi à la  
3802 mesure de la luminosité, ils ne sont pas utilisables pour la physique [39]. La liste des  
3803 136 sous-périodes utilisées par la suite est fournie en annexe C.

### 3804 4.3.2.3 Sélection des événements

3805 Contrairement à ce qui a été présenté dans le chapitre 3, cette analyse s'inscrit dans le  
3806 cadre classique de toutes les analyses faites dans ALICE. La sélection physique standard  
3807 est appliquée aux événements. En quelques mots, la première étape consiste à choisir  
3808 le déclencheur (MUL et MLL dans notre cas). Le déclenchement doit avoir eu lieu en  
3809 coïncidence avec le croisement des deux faisceaux au niveau du point d'interaction. Les  
3810 événements faisceau-gaz sont identifiés et supprimés à l'aide du VZERO (voir chapitre 2).  
3811 Le détecteur ZDC, quant à lui, permet le rejet des interactions purement électromagné-  
3812 tiques, mais aussi l'élimination de toutes les collisions satellites (voir chapitre 3). Plus de  
3813 détails sur la sélection physique des événements dans ALICE peuvent être trouvés à la  
3814 référence [40].

### 3815 4.3.3 Sélection des muons et reconstruction des spectres en masse invariante 3816 dimuon

3817 La différenciation du signal et du bruit de fond dans cette analyse est particulièrement  
3818 délicate. Afin de maximiser le rapport signal sur bruit, il est nécessaire d'imposer certaines  
3819 sélections aux muons utilisés dans la reconstruction du spectre en masse invariante dimuons.

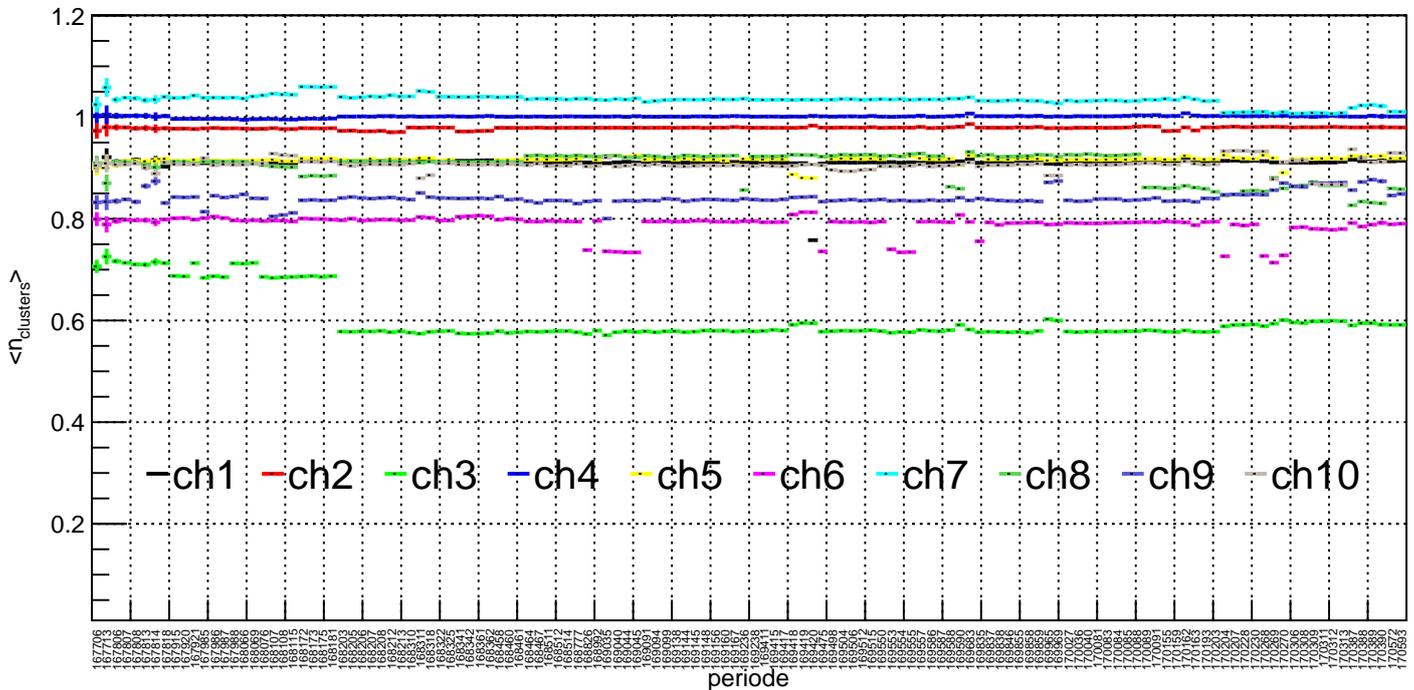


FIGURE 4.17 – Nombre moyen de « cluster » par trace et par chambre dans le spectromètre à muons d’ALICE.

3820 En effet, l’analyse suivante se plaçant à basse masse, la source de bruit de fond non-corrélé  
 3821 majoritaire provient de la désintégration des pions et kaons en muons. La stratégie mise  
 3822 en place pour minimiser cette contribution est décrite dans la suite et correspond à l’étape  
 3823 ② de la figure 4.15.

#### 3824 4.3.3.1 Sélection des muons

##### 3825 Coupures cinématiques

3826 Les premières coupures appliquées dans l’analyse concernent les caractéristiques cinéma-  
 3827 tiques des muons et des dimuons reconstruits. Une coupure sur la pseudo-rapacité des  
 3828 muons<sup>13</sup> est appliquée. Elle impose que la trace muon soit strictement dans l’acceptance  
 3829 du spectromètre soit :  $-4.0 < \eta_{\mu} < -2.5$ . La rapidité des dimuons reconstruits est elle  
 3830 aussi restreinte à  $-4.0 < y_{\mu\mu} < -2.5$ . Enfin, une dernière coupure impliquant la variable  
 3831 nommée  $R_{\text{abs}}$  est ajoutée telle que :  $17.6 < R_{\text{abs}} < 89.5 \text{ cm}$  où  $R_{\text{abs}}$  correspond au rayon  
 3832 de la face de sortie de l’absorbeur hadronique. Ainsi, une fois les traces reconstruites,  
 3833 seules celles dont l’extrapolation au vertex d’interaction passe dans cette fenêtre sont

13. Il faut noter ici que dans la région vers l’avant où se situe le spectromètre et pour des particules identifiées telles que les muons, la rapidité et la pseudo-rapacité sont équivalentes.

3834 sélectionnées ce qui limite les effets de bord. Il est à noter ici que les coupures sur  $\eta_\mu$  et  
3835  $R_{\text{abs}}$  sont fortement corrélées.

### 3836 **Coupures sur la correspondance des traces dans les chambres de déclenchement et** 3837 **de trajectographie**

3838 Cette coupure consiste à requérir que chaque muon, utilisé pour reconstruire un dimuon,  
3839 ait une trace dans le trajectographe qui soit associée à un segment de trace dans le  
3840 déclencheur : c'est la condition dite de « trigger matching ». En utilisant le déclencheur  
3841 bas  $p_T$ , ceci revient à appliquer une coupure autour de 1 GeV/c en impulsion transverse  
3842 sur chaque muon reconstruit (voir la section 2.2.5.4 du chapitre 2). Cependant, cette  
3843 coupure n'est pas franche et certains muons de  $p_T$  plus faible que 1 GeV/c peuvent  
3844 remplir cette condition. En effet, la sélection en impulsion transverse dans le déclencheur  
3845 ne se fait pas directement sur le  $p_T$  des traces muons qui y sont reconstruites mais sur  
3846 la déviation dans les chambres de déclenchement des traces muons reconstruites avec  
3847 une trace d'impulsion infinie (voir annexe B). Enfin, l'application de cette sélection permet  
3848 d'améliorer significativement la soustraction du bruit de fond non-corrélé.

### 3849 **Coupures dans le plan ( $\chi^2$ , $p \times \text{DCA}$ )**

3850 Afin d'améliorer le rejet du bruit de fond non-corrélé, une étude de l'influence sur la  
3851 signification  $\mathcal{S}(M_{\mu\mu})$  de la coupure dans le plan ( $\chi^2$ ,  $p \times \text{DCA}$ ) a été réalisée. Le  $\chi^2$  est  
3852 celui de la trace reconstruite fourni par le filtre de Kalman et le  $p \times \text{DCA}$  est l'impulsion du  
3853 muon pour cette trace multipliée par le DCA (Distance of Closest Approach). Le DCA est  
3854 la distance dans le plan transverse entre la trace muon extrapolée dans le plan du vertex  
3855 et le vertex lui-même. La signification est définie ici comme :

$$3856 \mathcal{S}(M_{\mu\mu}) = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad , \quad (4.13)$$

3857 où  $S$  est le signal obtenu après la soustraction du bruit de fond non-corrélé dans le spectre  
3858 en masse invariante dimuon (la méthode employée sera présentée dans la section 4.3.4).  
3859  $S+B$  (signal + bruit) correspond au spectre en masse invariante dimuon brut, soit avant  
3860 soustraction du bruit. On s'intéresse tout particulièrement à la valeur de  $\mathcal{S}(M_{\mu\mu})$  dans la  
3861 région en masse des mésons vecteurs de basses masses ( $M_{\mu\mu}(\rho + \omega) \sim 0.8 \text{ GeV}/c^2$  et  
3862  $M_{\mu\mu}(\Phi) \sim 1.0 \text{ GeV}/c^2$ ) et dans une moindre mesure du  $J/\psi$  ( $M_{\mu\mu}(J/\psi) \sim 3.0 \text{ GeV}/c^2$ ).

3863 Dans un premier temps, plusieurs formes de coupures ont été testées : une coupure  
3864 linéaire, une coupure rectangulaire, et une coupure ellipsoïdale (figure 4.18) pour des  
3865 valeurs limites :

- 3865 —  $\chi^2 = 5$  pour  $p \times \text{DCA} = 0 \text{ GeV}/c \cdot \text{cm}$  ;
- 3866 — et  $p \times \text{DCA} = 1000 \text{ GeV}/c \cdot \text{cm}$  pour  $\chi^2 = 0$ .

3867 La figure 4.19 montre la signification en fonction de  $M_{\mu\mu}$  pour les différentes formes de  
3868 coupure. L'influence de la forme sur  $\mathcal{S}(M_{\mu\mu})$  est négligeable, les courbes sur la figure 4.19  
3869 sont entièrement confondues. De plus, le même exercice pour des valeurs limites différentes  
3870 ne montre pas d'amélioration significative en fonction de la forme de la coupure.

3871 L'étude a ensuite été poursuivie en faisant varier la coupure sur le  $\chi^2$  pour un  $p \times \text{DCA}$   
3872 fixe (figure 4.20) et inversement (figure 4.21). Pour une sélection forte sur le  $\chi^2$  des

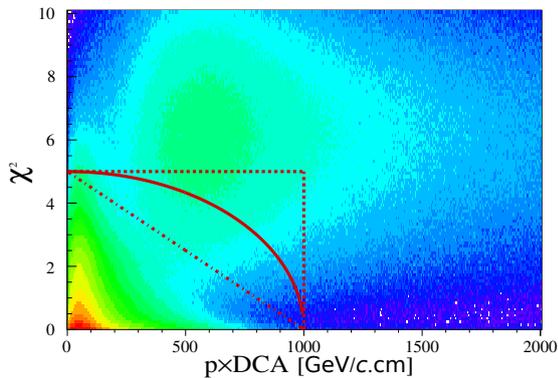


FIGURE 4.18 — Illustration des différentes formes de coupures utilisées dans le plan ( $\chi^2$ ,  $p \times \text{DCA}$ ).

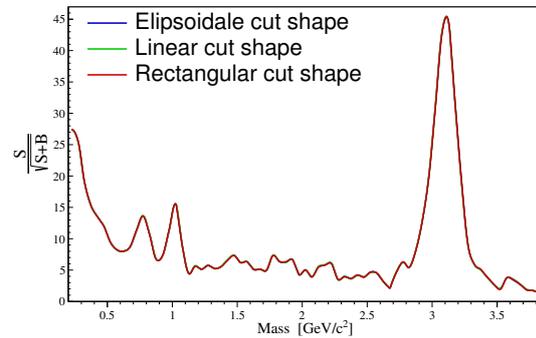


FIGURE 4.19 — Significane obtenue avec l'utilisation de différentes formes de coupures.

3873 traces ( $\chi^2 < 1$ ), une diminution de la significane dans les régions d'intérêt est observée.  
 3874 Au-delà, l'effet de la coupure est négligeable sur tout le spectre en masse. La même  
 3875 procédure menée sur le  $p \times \text{DCA}$  montre que l'effet de cette coupure est négligeable sur  
 3876 la significane.

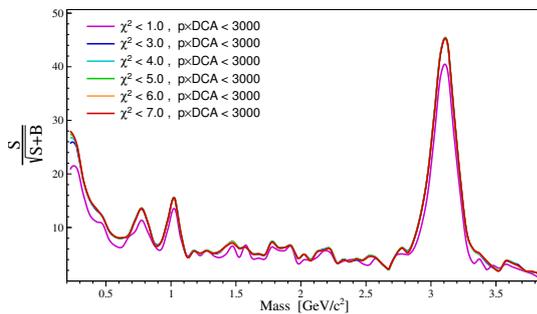


FIGURE 4.20 — Significane en fonction de  $M_{\mu\mu}$  pour différentes coupures en  $\chi^2$  et une coupure en  $p \times \text{DCA}$  fixée à 3000.

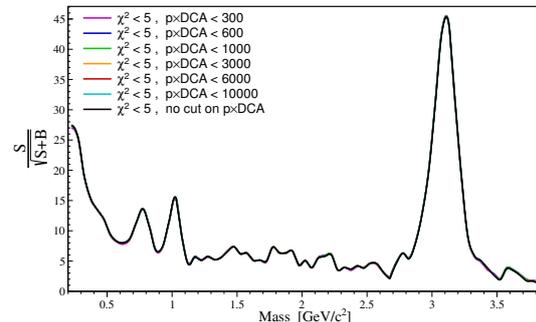


FIGURE 4.21 — Significane en fonction de  $M_{\mu\mu}$  pour différentes coupures en  $p \times \text{DCA}$  et une coupure en  $\chi^2$  fixée à 5.

3877 En conclusion, l'effet de la forme de la coupure et de la sélection en  $p \times \text{DCA}$  des  
 3878 traces est négligeable sur la significane et donc sur l'extraction du signal. La coupure  
 3879 sur le  $p \times \text{DCA}$  est donc abandonnée. Un effet est visible pour des coupures sur le  $\chi^2$   
 3880 trop restrictives mais l'effet devient négligeable pour une coupure supérieure à 3. On se  
 3881 contentera dans cette analyse d'une coupure sur le  $\chi^2$  de la trace telle que :  $\chi^2 < 5$   
 3882 (figure 4.22), pour être compatible avec l'analyse du  $J/\psi$ . En effet, l'analyse officielle du  
 3883  $J/\psi$  en deux muons, dont provient la forme de la résonance utilisée dans la suite de ce  
 3884 travail, est réalisée avec une telle coupure [41, 42].

#### 3885 Coupures sur l'impulsion transverse des muons : $p_{T\mu}$

3886 Comme on l'a déjà évoqué, la condition de correspondance entre les traces muons dans le  
 3887 déclencheur et le trajectographe n'impose pas une coupure nette sur l'impulsion transverse

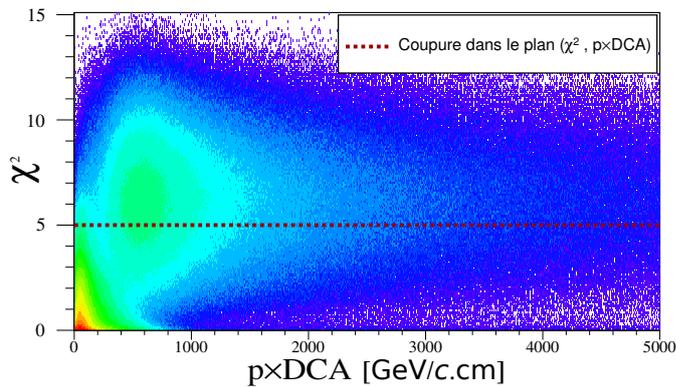


FIGURE 4.22 —  $\chi^2$  des traces muons en fonction de leur  $p \times DCA$ . La ligne rouge en pointillés correspond à la coupure appliquée sur le  $\chi^2$  dans l'analyse des mésons vecteurs de basses masses.

3888 des muons. Pour homogénéiser la cinématique de muons analysés, une coupure sur leur  $p_T$   
 3889 de 0.85 GeV/c est appliquée. Elle a été choisie de sorte à maximiser la signification dans  
 3890 la région en masse des mésons  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$  (figure 4.23). Les effets d'une telle coupure sur  
 3891 l'extraction du signal et les résultats obtenus seront inclus dans les effets systématiques.

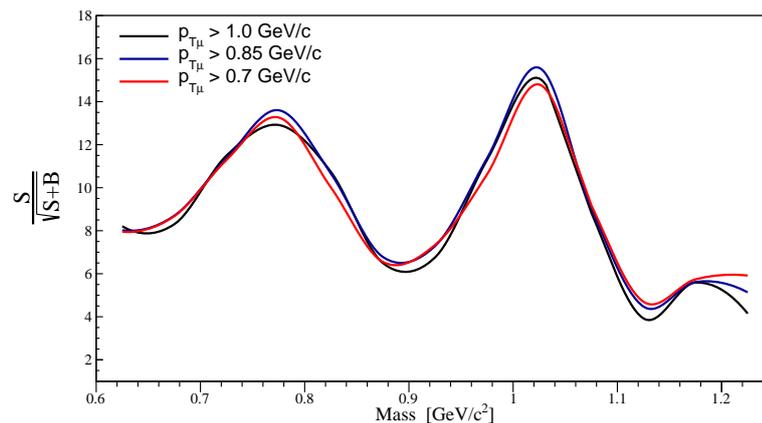


FIGURE 4.23 — Signification dans la région des basses masses pour différentes coupures sur l'impulsion des muons.

#### 3892 **Coupages sur l'impulsion transverse des dimuons : $p_{T\mu\mu}$**

3893 Une dernière coupure est appliquée sur l'impulsion transverse des dimuons reconstruits telle  
 3894 que :  $p_{T\mu\mu} > 2$  GeV/c. Cette coupure sera motivée et justifiée plus tard dans ce chapitre.  
 3895 Elle est liée au fait que l'acceptance et l'efficacité du spectromètre pour des dimuons de  
 3896  $p_{T\mu\mu}$  inférieur à 2 GeV/c est quasi nulle dans la région des basses masses. La perte en  
 3897 terme de nombre de résonances  $\rho + \omega$  et  $\Phi$  reconstruites est inférieure à 9% avec une  
 3898 telle coupure et sera corrigée de l'acceptance et de l'efficacité du détecteur.

3899 Enfin, une fois toutes les coupures appliquées, les nombres totaux de paires de muons  
 3900 de signes opposés ( $N_{OS}$  : Opposite Sign) et de même signe ( $N_{LS}$  : Like Sign) reconstruites,  
 3901 pour une tranche en centralité 0-90%, sont environ de  $1 \cdot 10^6$  et de  $9.3 \cdot 10^5$  <sup>14</sup>.

14. Dans le cas des dimuons LS, il s'agit de la somme des paires de même signe positif et négatif.

3902 Les valeurs obtenues pour différentes classes en centralité sont résumées dans le ta-  
3903 bleau 4.2.

TABLEAU 4.2 – Statistique disponible en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV en terme de paires de muons reconstruites.

Centralité	0-20%	20-40%	40-60%	60-90%	0-90%
$N_{OS}$	816109	163509	25157	3079	1007853
$N_{LS^{++}}$	374416	70162	9421	827	454058
$N_{LS^{--}}$	394570	73797	9604	898	478281

### 3904 4.3.4 Soustraction du bruit de fond non-corrélé

3905 Les muons non corrélés donnent naissance, lors de la reconstruction du spectre en  
3906 dimuons, à un bruit de fond non-physique ou bruit de fond combinatoire qu'il nous  
3907 faut estimer et soustraire (étape ③ de la figure 4.15). Pour cela, deux techniques ont  
3908 été testées : l'évaluation du bruit de fond combinatoire par l'utilisation des paires de  
3909 muons de même signe et la technique de mélange des événements. Ces choix sont  
3910 basés sur les études faites précédemment et les détails peuvent être trouvés dans les  
3911 références [43–45].

#### 3912 4.3.4.1 Evaluation du bruit de fond combinatoire par l'utilisation des paires de muons 3913 de même signe

3914 Pour extraire le signal, une bonne description du bruit de fond non-corrélé est un  
3915 facteur important. La probabilité de voir un pion ou un kaon se désintégrer avant d'être  
3916 stoppé par l'absorbeur est indépendante de celle qu'un autre pion ou kaon se désintègre.  
3917 En supposant que les probabilités de former une paire de muons de même signe  $LS^{++}$   
3918 ou  $LS^{--}$  sont décorrélés, il est donc possible de remonter au nombre de paires de muons  
3919 de signe opposé non corrélées ( $N_{OS_{bkg}}$ ) avec la relation :

$$N_{OS_{bkg}} = 2R \cdot \sqrt{N_{LS^{++}} \cdot N_{LS^{--}}} \quad . \quad (4.14)$$

3920 Les paires de muons  $OS$  et  $LS$  n'ont pas la même acceptation dans le spectromètre  
3921 [44]. Par conséquent, le facteur  $R$  est introduit dans l'équation 4.14 et est défini comme :

$$R = \frac{A^{+-}}{\sqrt{A^{++}A^{--}}} \quad . \quad (4.15)$$

3922 où  $A^{+-}$ ,  $A^{++}$  et  $A^{--}$  sont respectivement les acceptations pour les paires de muons  $OS$ ,  
3923  $LS^{++}$  et  $LS^{--}$ . On peut ainsi, en appliquant cette méthode pour chaque pas en masse  
3924 du spectre, estimer le bruit de fond combinatoire puis le soustraire.

3925 **4.3.4.2 Technique du mélange d'événements ou « Event mixing »**

3926 La technique du mélange d'événements repose sur la combinaison de muons venant  
 3927 d'événements différents pour obtenir un échantillon de paires non-corrélées par construction.  
 3928 Ainsi, le spectre en masse invariante obtenu ne contient que des paires non-corrélées. Les  
 3929 mêmes coupures que celles utilisées dans l'analyse sur les événements et les muons  
 3930 sélectionnés sont appliquées aux événements mixés.

3931 Afin d'affiner la méthode et pour être sûr que les muons combinés voient la même  
 3932 acceptance vis-à-vis du spectromètre à muons, les événements sont divisés en catégories  
 3933 suivant trois critères : la position du vertex d'interaction ( $z_{vtx}$ ), la centralité de la collision et  
 3934 l'orientation du plan de réaction ( $\Psi_{RP}$ ). Ainsi, seuls les muons provenant d'événements de  
 3935 même catégorie sont mixés pour construire un dimuon. Dans cette analyse, 108 catégories  
 3936 ont été définies et correspondent à trois tranches en  $z_{vtx}$  ( $]-\infty, 10[$ ,  $[-10, 10]$  et  $]-10, +\infty[$   
 3937 en  $cm$ ), six tranches en centralité (0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-40%, 40-60%, 60-90%)  
 3938 et six tranches suivant l'orientation du plan de réaction (par pas de  $\pi/3$ ). La méthode  
 3939 est appliquée pour un pas en masse de  $0.05 \text{ GeV}/c^2$ . Chaque événement est mélangé à  
 3940 10 événements de même catégorie. Ceci permet d'obtenir une faible erreur statistique sur  
 3941 le spectre en masse mixé ( $\sim 10$  fois la statistique disponible dans les données) et, par  
 3942 conséquent, de négliger cette erreur dans la suite.

3943 Les distributions en masse obtenues sont normalisées à l'aide de l'intégrale du bruit de  
 3944 fond combinatoire soit l'équation 4.14 et le facteur R est calculé avec l'équation 4.15  
 3945 comme :

$$R_{mix} = \frac{N_{OS}^{mix}}{2 \cdot \sqrt{N_{LS^{++}}^{mix} N_{LS^{--}}^{mix}}} \quad , \quad (4.16)$$

3946 où  $N_{LS^{\pm\pm}}^{mix}$  est le nombre de paires de même signe mixées pour un signe donné. Les  
 3947 spectres en masse invariante dimuon mixés obtenus sont intégrés en  $z_{vtx}$  et  $\Psi_{RP}$ . En  
 3948 centralité, les trois tranches les plus centrales sont sommées pour établir la correspondance  
 3949 avec les quatre tranches utilisées dans l'analyse des données soit : 0-20%, 20-40%,  
 3950 40-60% et 60-90%. On compare ensuite les distributions en masse pour les dimuons  
 3951  $LS$  sortant des données et de la technique du mélange d'événements. Le rapport entre  
 3952 ces deux distributions (figure 4.24) montre un comportement similaire en fonction de  
 3953 la centralité. L'ajustement de ce rapport par une constante montre un écart moyen à  
 3954 l'unité d'environ 2%. Cependant, la technique utilisée surestime le bruit à très basse masse  
 3955 (région du  $\eta$  Dalitz) jusqu'à 20%. En effet, le bruit combinatoire dans cette zone très  
 3956 proche du seuil minimal en masse atteignable dans le canal dimuons (masse de deux  
 3957 muons au repos :  $\sim 0.2 \text{ GeV}/c^2$ ) est délicate à reproduire. Dans la région d'intérêt de  
 3958 cette analyse, autour de la masse du  $\Phi$ , le bruit de fond est bien mieux évalué. Pour  
 3959 les plus hautes masses (au delà de  $3 \text{ GeV}/c^2$ ), la statistique disponible est plus faible et  
 3960 de grandes fluctuations sont visibles. On remarque cependant que l'ajustement de cette  
 3961 gamme en masse par une constante donne un écart moyen à l'unité de l'ordre de 1%

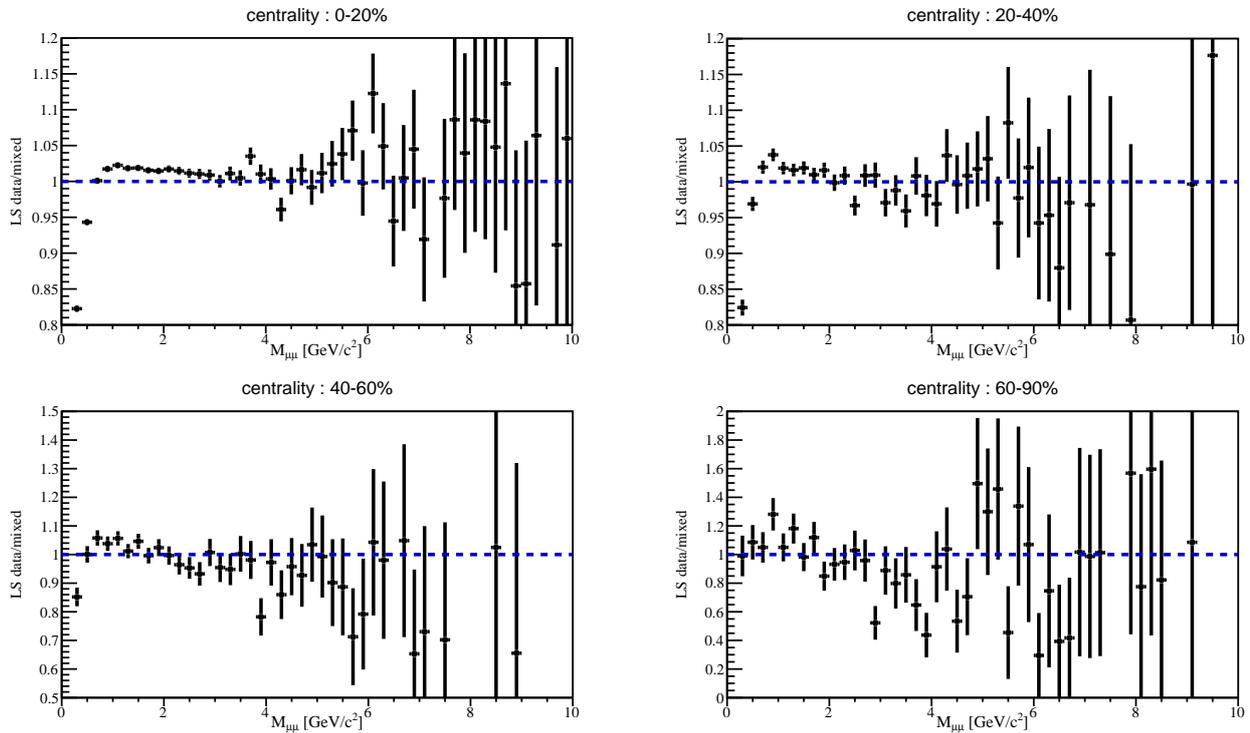


FIGURE 4.24 – Rapport entre le nombre de dimuons  $LS$  reconstruits en données et par la technique du mélange d'événements en fonction de la masse et dans différentes tranches en centralité. La ligne bleue représente le cas idéal, soit un rapport égal à l'unité. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques.

3962 à 2%. Les fluctuations de ce rapport autour de l'unité constitueront une source d'effets  
3963 systématiques dans notre analyse.

3964 Pour finir, la contribution des saveurs lourdes ouvertes peut être une source de dimuons  
3965 corrélés de même signe dans l'état final (voir section 4.3.1.1). Cette contribution au spectre  
3966 en masse  $LS$  a déjà été montrée comme étant négligeable [43, 44]. Par conséquent, elle  
3967 n'est pas considérée dans cette analyse.

#### 3968 4.3.4.3 Comparaison et conclusion

3969 Les deux méthodes présentées ont été comparées pour différentes tranches en centralité  
3970 (figure 4.25). Les résultats obtenus sont compatibles dans les deux cas, quelle que soit  
3971 la tranche en centralité étudiée. La méthode du mélange d'événements permettant de  
3972 réduire les fluctuations statistiques par rapport à la méthode utilisant les muons de même  
3973 signe, elle est choisie pour extraire le signal.

3974 Par soustraction du bruit de fond combinatoire, on obtient le signal brut. Le rapport  
3975 signal sur bruit (figure 4.26) obtenu est de 1% pour les événements les plus centraux à  
3976 la masse du  $\Phi$  et va croissant pour les événements de plus en plus périphériques.

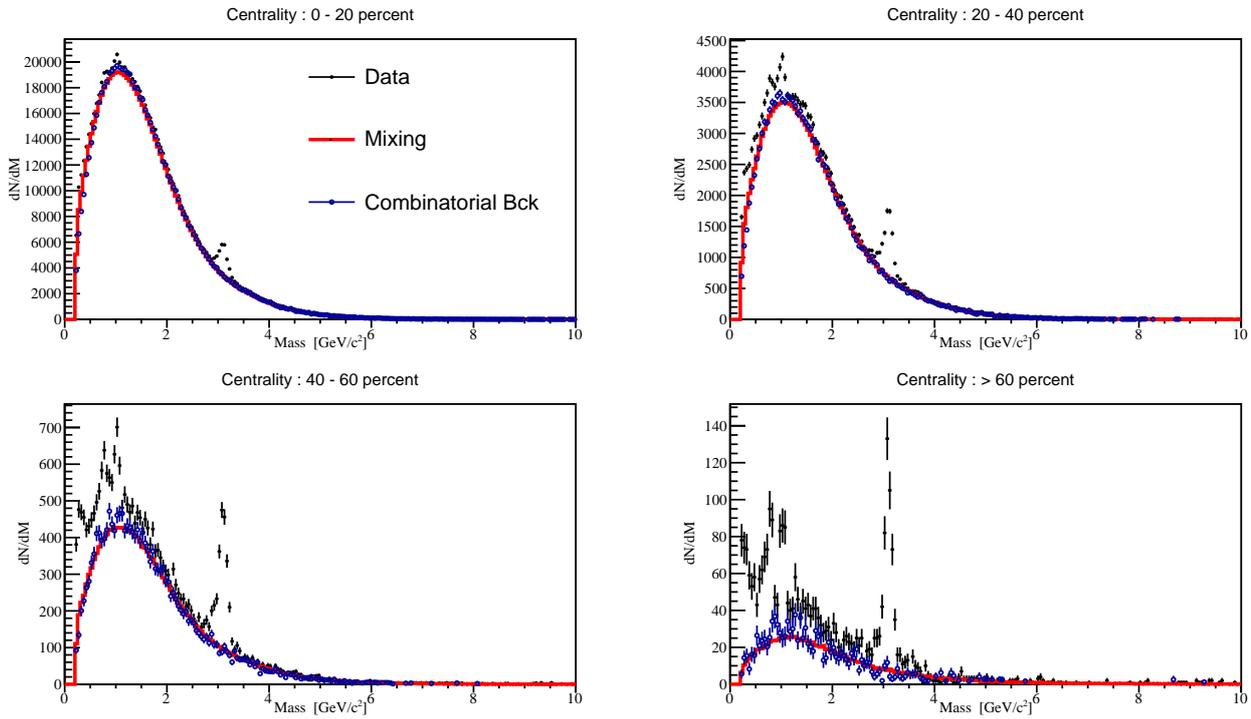


FIGURE 4.25 – Spectre en masse invariante dimuons reconstruits (cercles noirs) dans différentes tranches en centralité. L'estimation de la contribution du bruit de fond non-corrélé par la méthode du mélange d'événements (trait rouge) est comparée à celle fournie par l'utilisation des muons de même signe (cercles vides bleus).

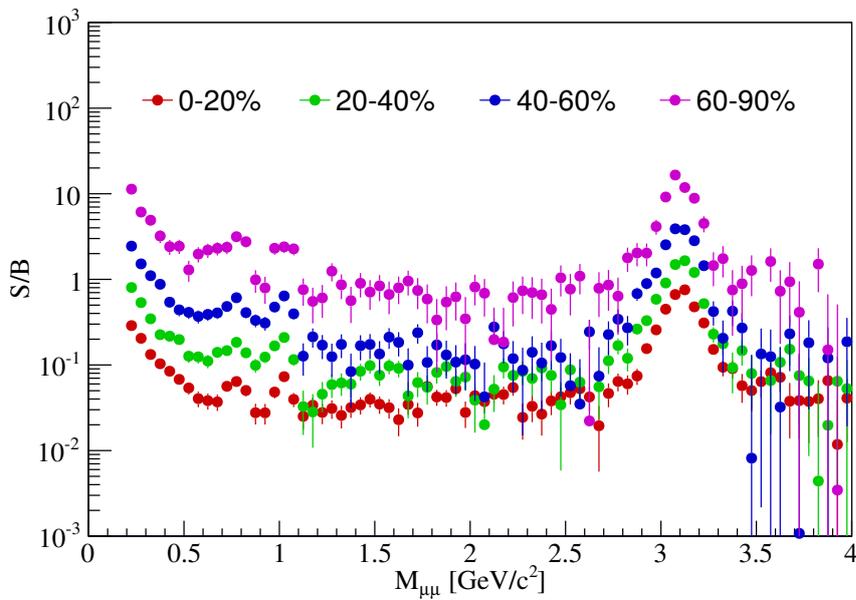


FIGURE 4.26 – Rapport signal sur bruit en fonction de la masse invariante dimuon pour différents intervalles en centralité.

### 3977 4.3.5 Extraction des formes des processus et du facteur $A \times \epsilon$ efficacité 3978 $(A \times \epsilon)$

3979 On continue ici dans la partie ③ de la stratégie d'analyse (figure 4.15). Le choix  
3980 de l'estimateur de la contribution du bruit de fond combinatoire étant fixé, il nous faut  
3981 maintenant définir la contribution de chacune des sources énoncées dans la section 4.3.1.1.  
3982 La superposition de ces sources est appelée « cocktail » hadronique et c'est à partir de  
3983 ce dernier qu'on ajustera le signal brut obtenu. La statistique disponible actuellement  
3984 et la résolution en masse du spectromètre ne permettent pas de laisser l'ensemble des  
3985 paramètres du « cocktail » hadronique libres. Par conséquent, les formes des différentes  
3986 sources sont fixées à celles obtenues en simulation et seule la normalisation (*i.e* l'intégrale)  
3987 sera laissée libre. Par ce biais, on estimera aussi le facteur  $A \times \epsilon$  pour chaque processus.

#### 3988 4.3.5.1 Simulation en signal pur avec les générateurs paramétriques AliGenMUONLMR 3989 et AliGenCorrHF

3990 Afin d'extraire les formes et les facteurs d'acceptance et d'efficacité, les décroissances des  
3991 différentes sources corrélées ont été simulées dans l'acceptance du spectromètre à muons.  
3992 Les générateurs AliGenMUONLMR et AliGenCorrHF ont été respectivement utilisés pour les  
3993 mésons de basses masses ( $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$ ) et les saveurs lourdes ouvertes. Cependant, une  
3994 production particulière, détaillée dans la section suivante, a été faite pour les désintégrations  
3995 à deux corps des mésons  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$ . Le générateur AliGenMUONLMR [43, 44] a été  
3996 développé au sein du groupe d'analyse « Low Mass Resonances » et le générateur  
3997 AliGenCorrHF a été élaboré au sein de la collaboration ALICE [46]. Ils sont tous les deux  
3998 basés sur une paramétrisation de PYTHIA [47].

3999 Pour les processus Dalitz et la désintégration à deux corps du méson  $\eta$ , l'effet de la  
4000 centralité sur la forme et le facteur  $A \times \epsilon$  est négligé. Les facteurs  $A \times \epsilon$  (figure 4.27)  
4001 varient de 0 à 30% en fonction du  $p_T$  du dimuon ( $0 < p_T < 8$  GeV). Pour une impulsion  
4002 transverse du dimuon inférieure à 2 GeV/c, la valeur obtenue est très proche de 0. Une  
4003 large production Monte Carlo permet d'avoir, pour chacun de ces processus, une très  
4004 grande précision sur les formes, l'acceptance et l'efficacité.

4005 Une démarche similaire a été menée pour extraire les formes du charme ouvert et  
4006 de la beauté ouverte avec le générateur AliGenCorrHF (figure 4.28). De part la gamme  
4007 en masse balayée par ces deux contributions, l'obtention d'une statistique suffisante pour  
4008 s'affranchir des fluctuations est prohibée en raison des ressources nécessaires en calcul car  
4009 elle est pénalisée par une très faible efficacité de reconstruction (surtout pour le charme  
4010 ouvert). Les deux formes, sortant de la statistique disponible, ont donc été paramétrisées  
4011 pour s'affranchir des fluctuations à l'aide de la fonction phénoménologique suivante :

$$f(M) = A \cdot e^{-\frac{(M-\mu_M)^2}{2 \cdot \sigma(M)^2}} \quad (4.17)$$

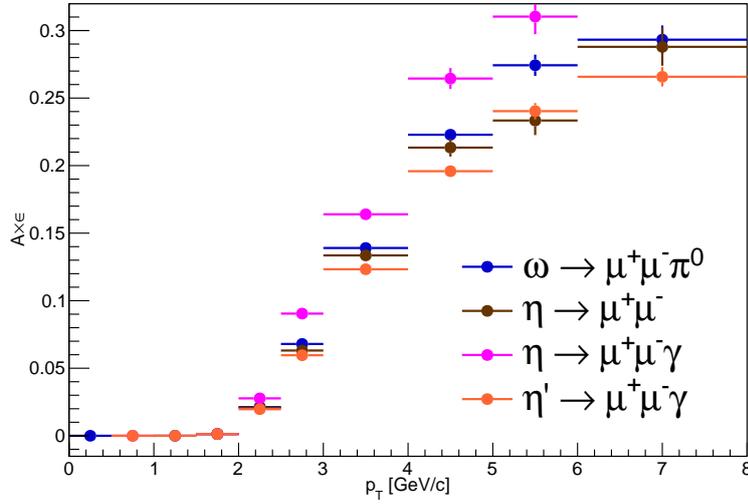


FIGURE 4.27 – Produit de l'acceptance et de l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse du dimuon.

4012 avec,

$$\sigma(M) = \begin{cases} \sum_{n=0}^4 \alpha_n \cdot M^n, & M < \mu_M, \\ \sum_{n=0}^7 \beta_n \cdot M^n, & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.18)$$

4013 où  $\sigma(M)$  varie comme un polynôme de degré 4 lorsque la masse est inférieure à la  
 4014 moyenne de la distribution et comme un polynôme de degré 7 sinon. Les ajustements  
 4015 phénoménologiques reproduisent bien la forme du spectre sur toute la gamme en masse  
 4016 pour les deux saveurs ouvertes. Cependant une plus grande production, en simulation, de  
 4017 charme ouvert pourrait permettre d'améliorer l'analyse.

#### 4018 4.3.5.2 Simulation réaliste ou « Embedding »

4019 Pour les mésons qui nous intéressent dans cette analyse, un soin particulier sur l'estima-  
 4020 tion de la forme des résonances et du facteur d'acceptance et d'efficacité a été apporté.  
 4021 En effet, en collision Pb-Pb la multiplicité de particules produites varie fortement en fonc-  
 4022 tion de la centralité (voir chapitre 3). Ceci peut avoir une influence non négligeable sur  
 4023 l'efficacité des détecteurs. Afin de tenir compte des effets de la centralité, une production  
 4024 d'événements Monte Carlo particulière a été réalisée. Le principe est le suivant :

- 4025 — on simule des désintégrations à deux corps des mésons  $\rho$ ,  $\omega$  ou  $\Phi$  avec le générateur  
 4026 paramétrique AliGenMUONLMR ;
- 4027 — un événement des données brutes (« raw event ») est tiré au hasard pour reproduire  
 4028 le bruit de fond dans le spectromètre à muons ;

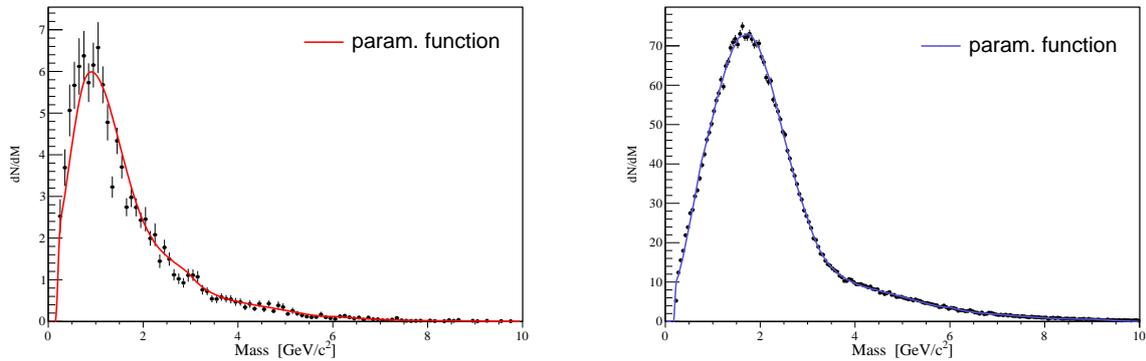


FIGURE 4.28 – Spectre en masse invariante dimuon reconstruit pour le charme ouvert (gauche) et la beauté ouverte (droite). Ces deux histogrammes sont paramétrisés par les fonctions issues de l'équation 4.17.

- 4029 — les signaux laissés dans le spectromètre à muons venant des événements simulés et  
 4030 de données brutes sont sommés avant la reconstruction des traces ;  
 4031 — les traces muons sont reconstruites et les sorties de type AOD produites.

4032 Par conséquent, on obtient une simulation avec un bruit de fond réaliste fonction  
 4033 de la centralité de la collision de l'événement brut. Les études menées sur la forme  
 4034 des résonances montrent que la centralité n'a pas d'effet significatif sur la forme des  
 4035 résonances. En ce qui concerne le facteur  $A \times \epsilon$ , une légère dépendance en centralité est  
 4036 observée (figure 4.29). L'acceptance fois l'efficacité pour le  $\Phi$  varie seulement de 6.7%  
 4037 pour la tranche la plus périphérique à 7.1% pour la tranche la plus centrale. En fonction  
 4038 du  $p_T$  du dimuon, on remarque qu'ici aussi, pour des impulsions transverses inférieures à  
 4039 2 GeV/c, le produit de l'acceptance et de l'efficacité est proche de zéro pour les mésons  $\rho$ ,  
 4040  $\omega$  et  $\Phi$ . C'est pour cette raison qu'on impose une coupure à 2 GeV/c dans cette analyse.

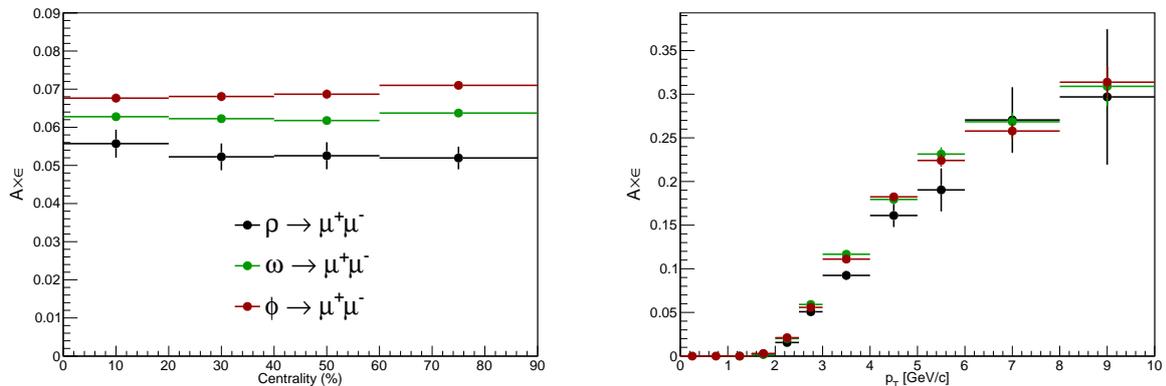


FIGURE 4.29 – Facteur  $A \times \epsilon$  pour les mésons  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$  intégré en  $p_T$  en fonction de la centralité (gauche) et intégré en centralité en fonction du  $p_T$  du dimuon (droite).

4041 **4.3.6 Normalisation des processus du « cocktail » hadronique**4042 **4.3.6.1 Normalisation des mésons**

4043 Les processus dont la normalisation est laissé libre comme paramètre libre dans l'ajus-  
4044 tement du signal sont  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ,  $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $\Phi \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ . La contribution  
4045 du  $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$  est négligée. Les autres sources sont fixées à ces sources libres pour réduire  
4046 le nombre de paramètres libres de l'ajustement.

4047 Les processus  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$  sont respectivement fixés aux processus  
4048  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  et  $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$  en tenant compte des rapports d'embranchement corres-  
4049 pondants [35]. Le processus  $\rho \rightarrow \mu^+\mu^-$  est contraint par l'hypothèse que les sections  
4050 efficaces de production du  $\rho$  et du  $\omega$  sont égales [48, 49]. En effet, la mesure faite  
4051 par ALICE en collisions p-p à 7 TeV [45] est compatible avec l'unité dans les erreurs :  
4052  $\sigma_\rho/\sigma_\omega = 1.15 \pm 0.20$  (stat.)  $\pm 0.12$  (sys.). Enfin, la contribution du  $\eta'$  est introduite en  
4053 fixant le rapport entre les sections efficaces du  $\eta$  et du  $\eta'$  en accord avec ce qui est donné  
4054 par PYTHIA-Perugia0 [50] pour une coupure  $p_{T_{\mu\mu}} > 2$  GeV/c, soit  $\sigma_{\eta'}/\sigma_\eta = 0.4$ .

4055 **4.3.6.2 Normalisation des saveurs lourdes ouvertes**

4056 La normalisation du charme ouvert est laissé comme paramètre libre dans l'ajustement.  
4057 La statistique collectée n'est pas assez grande pour permettre une mesure précise du  
4058 rapport charme ouvert sur beauté ouverte en fonction de la centralité, il faut donc fixer  
4059 la normalisation de la beauté ouverte. Une première solution consiste à fixer ce rapport  
4060 à l'aide de mesures réalisées par LHCb en p-p à 7 TeV [51, 52]. Ces mesures nous  
4061 donnent :  $\sigma_c/BR^2 = 0.61$  mb et  $\sigma_b/BR^2 = 0.284$  mb. Cette procédure, utilisée dans  
4062 les travaux précédents [43, 44], a plusieurs inconvénients, étant relative à un système  
4063 différent et à une énergie différente par rapport aux données analysées ici. On propose  
4064 donc dans cette analyse, de contraindre le rapport  $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$  en utilisant les données à  
4065 notre disposition. Pour cela on réalise l'ajustement du signal sur une large gamme en  
4066 masse ( $0.2 < M_{\mu\mu} < 9$  GeV/c<sup>2</sup>) en laissant libre la beauté ouverte. La gamme en masse  
4067 choisie est assez large pour bien contraindre le charme et la beauté ouverte. La limite  
4068 est mise à 9 GeV/c<sup>2</sup> car au delà, la statistique collectée en simulation pour le charme  
4069 ouvert est petite et la paramétrisation est plus difficile pour le moment. Seul l'intervalle  
4070 0-90% disposant de la statistique suffisante pour réaliser correctement l'ajustement dans  
4071 ces conditions, on négligera, comme dans le cas de l'utilisation de la mesure de LHCb, la  
4072 dépendance en centralité du rapport  $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$ . Les résultats obtenus sont fournis dans la  
4073 section suivante et la valeur du rapport obtenue nous permettra de fixer la production de  
4074 la beauté ouverte sur celle du charme ouvert pour toutes les classes en centralité.

4075 **4.3.7 Ajustement du signal avec un « cocktail » hadronique**

4076 Cette partie traite de l'étape ④ (4.15) de la procédure mise en place pour cette  
4077 analyse. On décrira ici les choix faits concernant l'extraction du nombre de mésons  $\rho$ ,  $\omega$   
4078 et  $\Phi$ .

4079 **4.3.7.1 Rapport  $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$** 

4080 L'ajustement du signal intégré en centralité (figure 4.30) est réalisé à l'aide d'un  
 4081 « cocktail » en suivant les hypothèses émises dans la section 4.3.6 pour fixer la normali-  
 4082 sation de certaines contributions. La contribution de la beauté ouverte est laissée libre et  
 4083 l'ajustement (en rouge) reproduit bien les données. L'erreur sur l'ajustement tient compte  
 4084 de l'erreur sur le facteur  $A \times \varepsilon$  (négligeable), de l'erreur sur la normalisation des pro-  
 4085 cessus libres et de l'erreur sur leur rapport d'embranchement. Pour les masses inférieures  
 4086 à  $4.5 \text{ GeV}/c^2$ , on détermine l'erreur relative sur le bruit combinatoire comme l'écart à  
 4087 l'unité du rapport du nombre de dimuons  $LS$  reconstruits dans les données sur celui fourni  
 4088 par la méthode du mélange d'événements (voir figure 4.24). Au delà de  $4.5 \text{ GeV}/c^2$ ,  
 4089 ce rapport est dominé par les fluctuations statistiques et une erreur relative de 2% est  
 4090 appliquée. On propage enfin ces erreurs au signal provenant de la soustraction du bruit de  
 4091 fond : elles sont représentées par les boîtes oranges. Ces erreurs dépendent directement  
 4092 du rapport signal sur bruit et sont donc moins importantes dans l'intervalle en centralité le  
 4093 plus périphérique que dans celui le plus central.

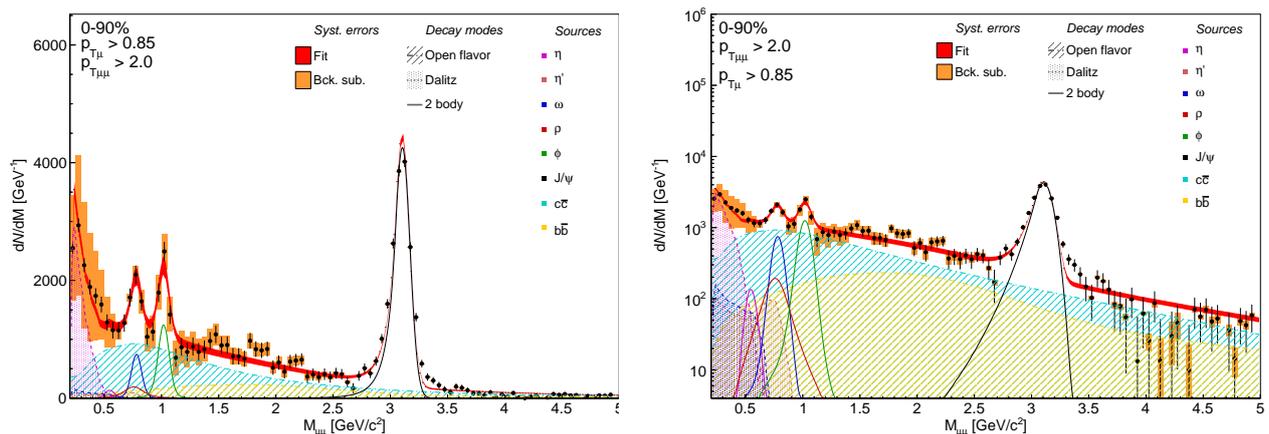


FIGURE 4.30 – Ajustement du signal obtenu après soustraction du bruit de fond combinatoire avec un « cocktail » hadronique dans la tranche 0-90% dans une échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite). La normalisation de la beauté ouverte est ici un paramètre libre de l'ajustement.

4094 Le rapport des intégrales<sup>15</sup> obtenu est de  $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}} = 0.35 \pm 0.01$ . Cette valeur  
 4095 servira de référence dans la suite de l'analyse. On fait ensuite varier l'intervalle dans  
 4096 lequel l'ajustement est exécuté. La figure 4.31 montre l'évolution du rapport obtenu.  
 4097 L'intervalle minimum en masse choisi est  $0.2\text{-}5 \text{ GeV}/c^2$ . Pour les gammes en masse plus  
 4098 faibles, les saveurs ouvertes ne sont pas assez contraintes pour que l'ajustement converge  
 4099 normalement. Les points bleus sur la figure 4.31 représentent le calcul du rapport en  
 4100 intégrant de  $0.2$  à  $9 \text{ GeV}/c^2$  et les points rouges la même quantité évaluée en intégrant  
 4101 de  $0.2$  à  $5 \text{ GeV}/c^2$  : les deux estimations sont compatibles et le rapport évolue peu. Les

15. On parle ici du nombre de paires  $b\bar{b}$  et  $c\bar{c}$  reconstruites.

4102 variations observées en fonction de l'intervalle d'ajustement sont comprises entre 0.25 et  
 4103 0.5. Cette variation sera incluse dans l'étude systématique de l'analyse.

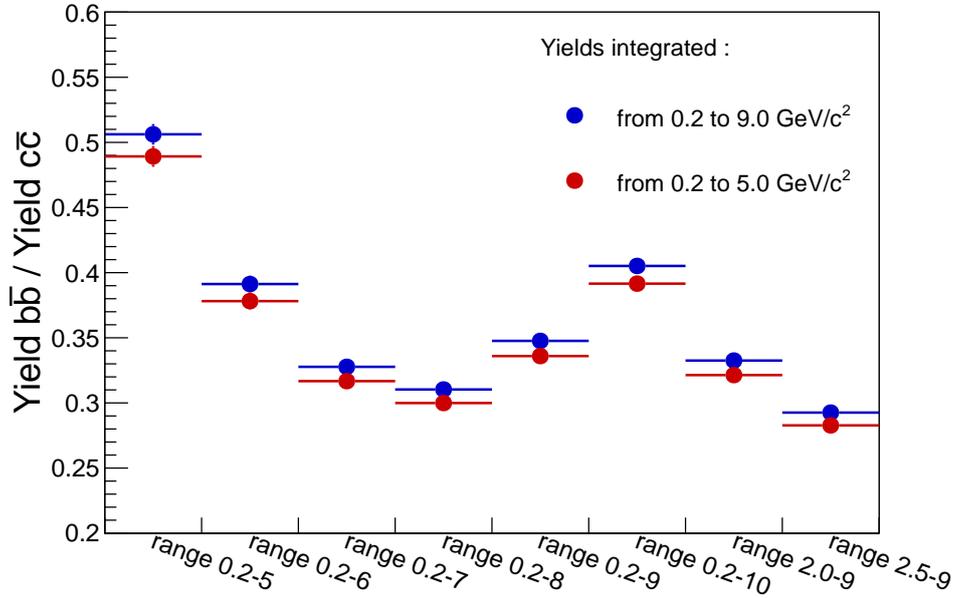


FIGURE 4.31 – Rapport  $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$  en fonction de l'intervalle en masse considéré pour l'ajustement. La valeur du rapport est calculée pour deux jeux de bornes différents : 0.2-5  $\text{GeV}/c^2$  (rouge) et 0.2-9  $\text{GeV}/c^2$  (bleu).

4104 **4.3.7.2 Extraction du nombre de  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$  reconstruit en fonction de la centralité**

4105 Le rapport  $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$  étant à présent fixé, l'extraction du nombre de  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$  re-  
 4106 construits en fonction de la centralité peut être faite (figure 4.32). Le signal est ajusté  
 4107 dans une gamme en masse de 0.2-9  $\text{GeV}/c^2$ . Lors de la soustraction du bruit de fond  
 4108 combinatoire, certains points de signal obtenus ont une valeur négative. Ces points, té-  
 4109 moins des fluctuations statistiques non négligeable dans l'évaluation et la soustraction du  
 4110 bruit de fond ne sont pas pris en compte dans l'ajustement. Les nombres de  $\Phi$  et  $\rho + \omega$   
 4111 reconstruits obtenus sont résumés dans le tableau 4.3.

TABLEAU 4.3 – Nombres de  $\Phi$  et de  $\rho + \omega$  reconstruits obtenus par l'ajustement du spectre en masse invariante dimuon.

Centralité	0-20%	20-40%	40-60%	60-90%	0-90%
$N_{\Phi}$	$1161.1 \pm 304$	$1149.0 \pm 139$	$491.6 \pm 54.3$	$117.3 \pm 19.1$	$2711.4 \pm 240$
$N_{\rho+\omega}$	$767.1 \pm 213$	$925.2 \pm 97.1$	$477.1 \pm 38.4$	$159.8 \pm 14.3$	$3223.6 \pm 338$

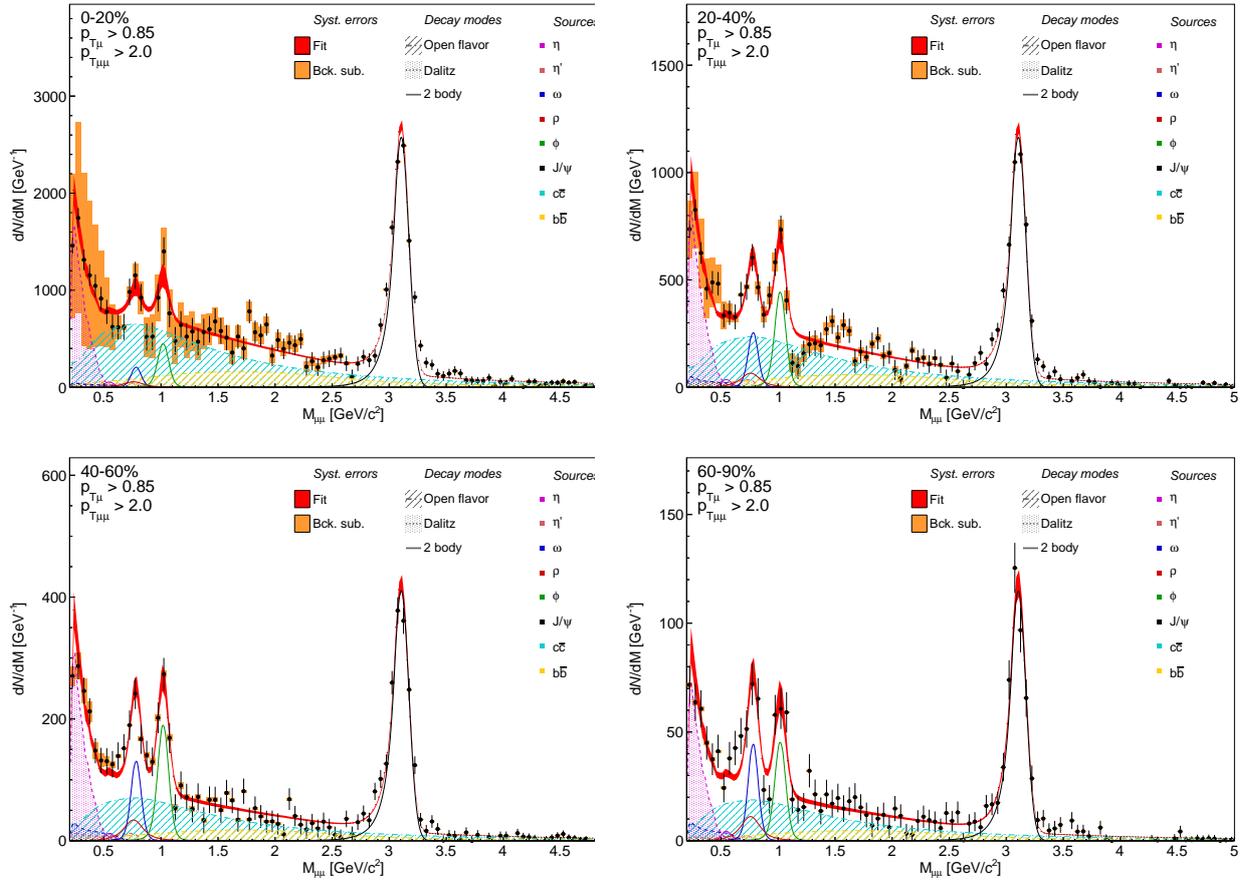


FIGURE 4.32 – Ajustement du signal avec un « cocktail » hadronique dans différentes tranches en centralité.

#### 4.3.8 Étude des erreurs systématiques

L'étude des effets systématiques de cette analyse comprend :

- la variation du rapport  $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$  entre 0.25 et 0.5 ;
- la variation du rapport des sections efficaces de production du  $\rho$  et du  $\omega$  de  $\pm 20\%$  ;
- la variation de la normalisation du bruit de fond combinatoire de  $\pm 4\%$  ;
- la variation du rapport d'embranchement du  $\omega$  Dalitz de  $\pm 2$  fois son erreur ;
- la variation du rapport  $\sigma_{\eta'}/\sigma_{\eta}$  de  $\pm 50\%$  ;
- la variation de la gamme en masse de l'ajustement ;
- la variation de la coupure sur le  $p_T$  des muons entre 0.5 et 1.0 GeV/c ;
- et l'ajustement du signal par des fonctions phénoménologiques.

Pour cela, on utilisera un critère proposé par R.Barlow dans la référence [53]. On appelle la valeur de référence obtenue par une analyse  $\alpha_1$  d'erreur statistique  $\sigma_1$  et la valeur obtenue pour la même analyse après une vérification systématique  $\alpha_2$  d'erreur

4125 statistique  $\sigma_2$ . On définit la différence  $\Delta$  comme :

$$\Delta = |\alpha_1 - \alpha_2| . \quad (4.19)$$

4126 Dans le cas où l'échantillon de données utilisé pour la vérification systématique est le  
 4127 même ou une partie de l'échantillon de référence, on peut définir l'erreur sur  $\Delta$  comme  
 4128 la différence quadratique des erreurs  $\sigma_\Delta$  comme :

$$\sigma_\Delta^2 = |\sigma_1^2 - \sigma_2^2| . \quad (4.20)$$

4129 Selon le critère de Barlow, pour un choix du paramètre  $N$  (fixé par l'utilisateur du  
 4130 critère et usuellement comprise entre 1 et 4), si  $\Delta$  est supérieur à  $N \times \sigma_\Delta$ , alors le test  
 4131 conclut à la présence d'un effet systématique. La valeur de  $\Delta$  doit alors être ajoutée à  
 4132 l'erreur systématique totale de la mesure.

4133 **4.3.8.1 Variation du rapport  $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$**

4134 Sur la base de ce qu'on a observé dans la section 4.3.7.1, l'extraction du nombre  
 4135 de  $\Phi$  et  $\rho + \omega$  reconstruits est obtenue en faisant varier le rapport  $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$  entre 0.25  
 4136 et 0.5. Les variations observées sur  $N_{\Phi}^{rec}$  et  $N_{\rho+\omega}^{rec}$  (figure 4.33) sont soumises au critère  
 4137 de Barlow pour  $N = 2$  et 3. Le test conclut à la présence d'un effet systématique dans  
 4138 les deux cas. Ce dernier est dépendant de la centralité de la collision et varie de 3.9 à  
 4139 12.3% pour  $\Phi$  et de 5.4 à 36.3% pour  $\rho + \omega$ .

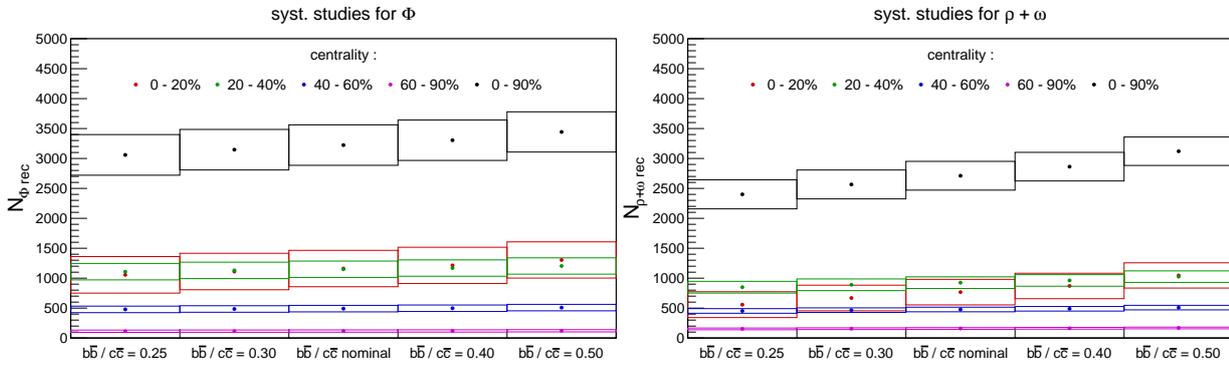


FIGURE 4.33 – Nombre de résonances reconstruites pour  $\Phi$  (gauche) et pour  $\rho + \omega$  (droite) en fonction du rapport  $b\bar{b}/c\bar{c}$  et dans différentes tranches en centralité.

4140 **4.3.8.2 Variation du rapport des sections efficaces de production du  $\rho$  et du  $\omega$**

4141 Le rapport des sections efficaces de production du  $\rho$  et du  $\omega$  est fixé à l'unité dans  
 4142 l'analyse de référence. On fait varier ce rapport de  $\pm 20\%$  (figure 4.34). Aucun effet  
 4143 n'est visible en fonction de ce rapport comme le confirme le critère de Barlow. Aucune  
 4144 erreur systématique ne provient donc de cette source.

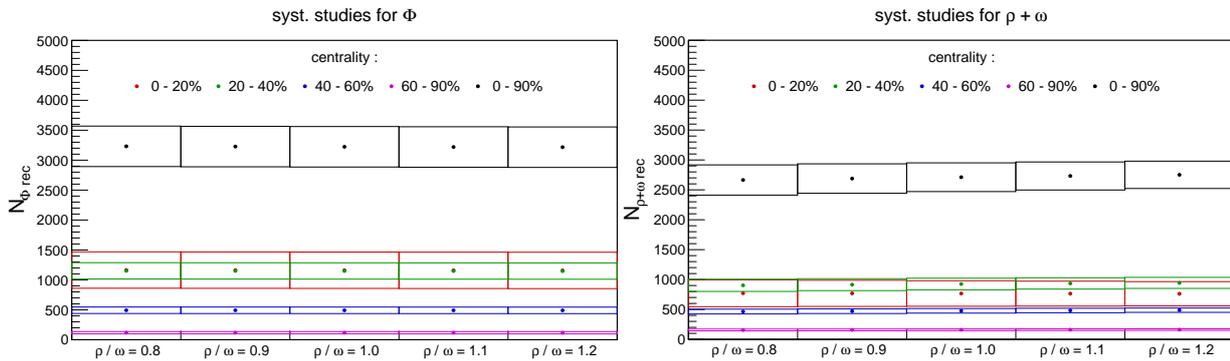


FIGURE 4.34 – Nombre de résonances reconstruites pour  $\Phi$  (gauche) et pour  $\rho + \omega$  (droite) en fonction du rapport des sections efficaces de production du  $\rho$  et du  $\omega$  pour différentes tranches en centralité.

#### 4145 4.3.8.3 Etude systématique sur la soustraction du bruit de fond combinatoire

4146 La quantité de bruit de fond combinatoire soustraite est modifiée de  $\pm 4\%$ . Malgré  
 4147 une légère tendance observable (figure 4.35), le test de Barlow n'indique pas la présence  
 4148 d'une contribution de cette source à l'erreur systématique. En effet, la modification du  
 4149 bruit de fond non corrélé soustrait influe sur le niveau du charme ouvert préférentiellement  
 4150 et laisse les pics du  $\Phi$  et du  $\rho + \omega$  inchangés.

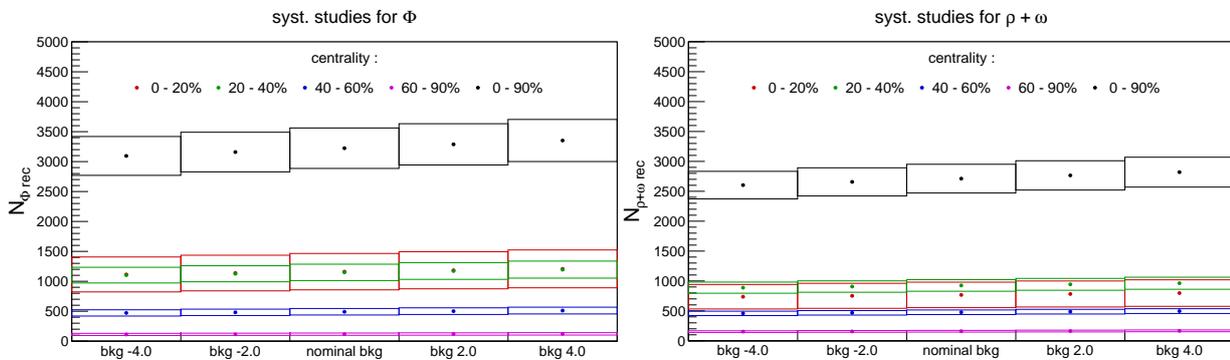


FIGURE 4.35 – Nombre de résonances reconstruites pour  $\Phi$  (gauche) et pour  $\rho + \omega$  (droite) en fonction de la quantité de bruit de fond combinatoire soustrait pour différentes tranches en centralité.

#### 4151 4.3.8.4 Erreur sur le rapport d'embranchement du $\omega$ Dalitz

4152 Le rapport d'embranchement du  $\omega$  Dalitz est connu avec une précision médiocre. Pour  
 4153 évaluer l'influence de cette erreur sur l'extraction du signal, on fait varier ce rapport entre  
 4154 plus et moins deux fois son erreur. Aucun effet n'est visible pour le  $\Phi$  et les tests effectués  
 4155 concluent à une erreur systématique nulle pour  $N = 2$  et  $3$ . Pour le  $\rho + \omega$ , le nombre de

4156 résonances reconstruites augmente faiblement avec le rapport d'embranchement. L'erreur  
 4157 systématique provenant de cette source est comprise entre 0 et 1.8% dans le cas où le  
 4158 test de Barlow est le plus défavorable.

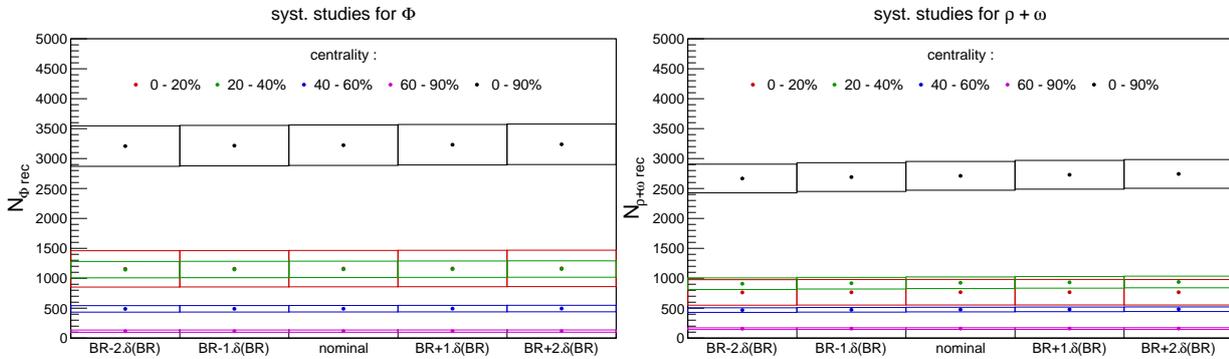


FIGURE 4.36 – Nombre de résonances reconstruites pour  $\Phi$  (gauche) et pour  $\rho + \omega$  (droite) en fonction du rapport d'embranchement du  $\omega$  Dalitz pour différentes tranches en centralité.

#### 4159 4.3.8.5 Variation du rapport $\sigma_{\eta'}/\sigma_{\eta}$

4160 Comme on l'a déjà évoqué, le facteur qui fixe le rapport entre  $\eta'$  et  $\eta$  est estimé à  
 4161 0.4 pour  $p_{T_{\mu\mu}} > 2$  GeV/c en se basant sur les paramétrisations de PYTHIA considérées.  
 4162 Afin de vérifier la bonne stabilité de l'analyse sous cette hypothèse, une forte variation de  
 4163 ce facteur est appliquée soit :  $\pm 50\%$ . Cette variation est tirée d'études faites au sein du  
 4164 groupe d'analyse des mésons vecteurs de basses masses avec les différentes paramétrisations  
 4165 de PYTHIA prise en compte. La figure 4.37 (gauche) nous montre que le nombre de  $\Phi$   
 4166 reconstruits est constant avec ce rapport et l'erreur systématique maximale obtenue dans  
 4167 le cas le plus défavorable est inférieure à 1%. En effet, la contribution du  $\eta'$  au signal  
 4168 au delà de 1 GeV/c<sup>2</sup> est presque nulle et ce quel que soit le rapport  $\sigma_{\eta'}/\sigma_{\eta}$ . Il est donc  
 4169 logique de s'attendre à ce que le  $\Phi$  ne subisse pas l'effet de la modification de ce rapport.  
 4170 Au contraire, la contribution de ce processus n'est pas négligeable autour de 800 MeV/c<sup>2</sup>,  
 4171 et comme le montre la figure 4.37 (droite), une légère variation du nombre de  $\rho + \omega$   
 4172 reconstruits est observée. On obtient une erreur systématique comprise entre 1.9 et 8.7%  
 4173 en fonction de la centralité.

#### 4174 4.3.8.6 Variation de la gamme en masse de l'ajustement

4175 L'effet de l'intervalle en masse invariante sélectionné pour l'ajustement sur la mesure  
 4176 finale a été étudié. Pour cela, on a fait varier la borne supérieure de l'intervalle d'ajustement  
 4177 de 4.0 à 10 GeV/c<sup>2</sup>. Les résultats obtenus sont illustrés par la figure 4.38. L'erreur  
 4178 systématique pour  $\Phi$  est comprise entre 0 et 8.5% et pour  $\rho + \omega$  entre 0 et 19.2%  
 4179 en fonction de la centralité, et dans le cas le plus défavorable du test. Le nombre de  
 4180  $\rho + \omega$  est plus sensible à l'intervalle d'ajustement que celui du  $\Phi$ . Le charme ouvert étant

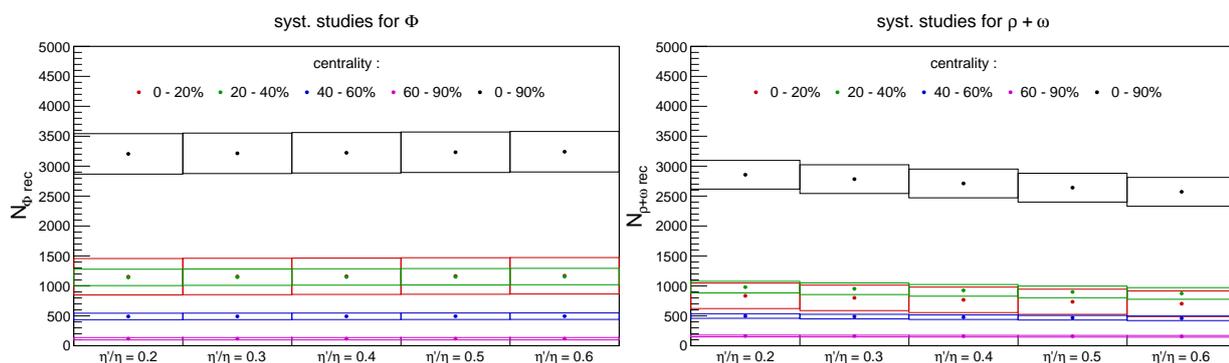


FIGURE 4.37 – Nombre de résonances reconstruites pour  $\Phi$  (gauche) et pour  $\rho + \omega$  (droite) en fonction du rapport  $\sigma_{\eta'}/\sigma_{\eta}$  pour différentes tranches en centralité.

4181 la contribution dont la normalisation est la plus modifiée en fonction de la gamme en  
 4182 masse considérée, on peut conclure que le nombre de  $\rho + \omega$  dépend plus fortement de la  
 4183 normalisation du charme ouvert par rapport au  $\Phi$ .

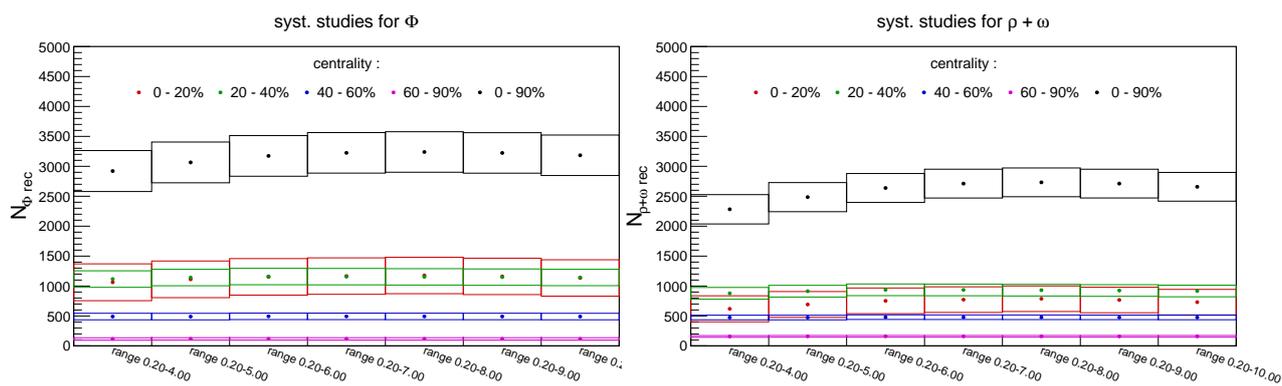


FIGURE 4.38 – Nombre de résonances reconstruites pour  $\Phi$  (gauche) et pour  $\rho + \omega$  (droite) pour différents intervalles d'ajustement et différentes tranches en centralité.

#### 4184 4.3.8.7 Variation de la coupure en $p_T$ des muons

4185 Lorsque le nombre de résonances reconstruites est corrigé de l'acceptance et de l'ef-  
 4186 ficacité du détecteur, on ne s'attend pas à ce que la coupure sur le  $p_T$  des muons ait  
 4187 une influence sur la mesure si les simulations reproduisent parfaitement les données. La  
 4188 figure 4.39 montre le nombre de résonances  $\Phi$  (gauche) et  $\rho + \omega$  (droite) générées  
 4189 pour différentes coupures en  $p_T$  des muons. Un effet est clairement visible et le test de  
 4190 Barlow donne des erreurs systématiques assez grandes allant jusqu'à 19.8% pour  $\Phi$  et  
 4191 29.2% pour  $\rho + \omega$ . Il s'agit là d'une des sources d'erreurs systématiques dominantes pour  
 4192 notre analyse. Elle provient des difficultés éprouvées par les simulations à reproduire les  
 4193 données. Par conséquent, cette étude permet de quantifier l'erreur systématique liée aux  
 4194 imperfections des productions Monte Carlo utilisées.

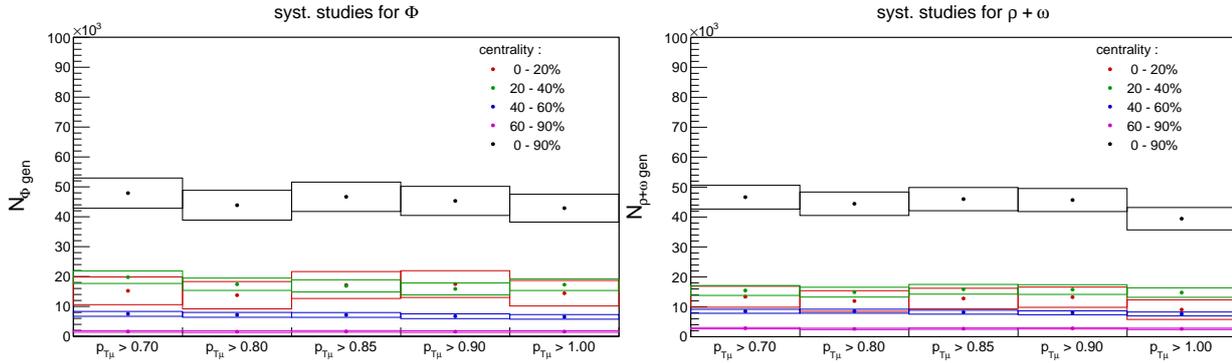


FIGURE 4.39 – Nombre de résonances générées pour  $\Phi$  (gauche) et pour  $\rho + \omega$  (droite) pour différentes coupures en  $p_T$  des muons et dans différentes tranches en centralité.

4195 **4.3.8.8 Ajustement du signal par des fonctions phénoménologiques**

4196 La dernière vérification systématique apportée dans cette analyse concerne la méthode  
 4197 d'ajustement elle-même. On tente ici de reproduire le signal avec des fonctions phéno-  
 4198 ménologiques. Ainsi, on utilise des Gaussiennes à largeur variable pour les résonances  $\rho$ ,  
 4199  $\omega$  et  $\Phi$  et une exponentielle plus une fonction linéaire décroissante pour le fond corrélé  
 4200 résiduel. L'ajustement est réalisé pour une gamme en masse :  $0.45 < M_{\mu\mu} < 2.6 \text{ GeV}/c^2$   
 4201 (figure 4.40 à gauche) et comparé au résultat obtenu par le « cocktail » hadronique dans  
 4202 le même intervalle (figure 4.40 à droite). L'étude a été menée pour plusieurs coupures  
 4203 sur le  $p_T$  des muons.

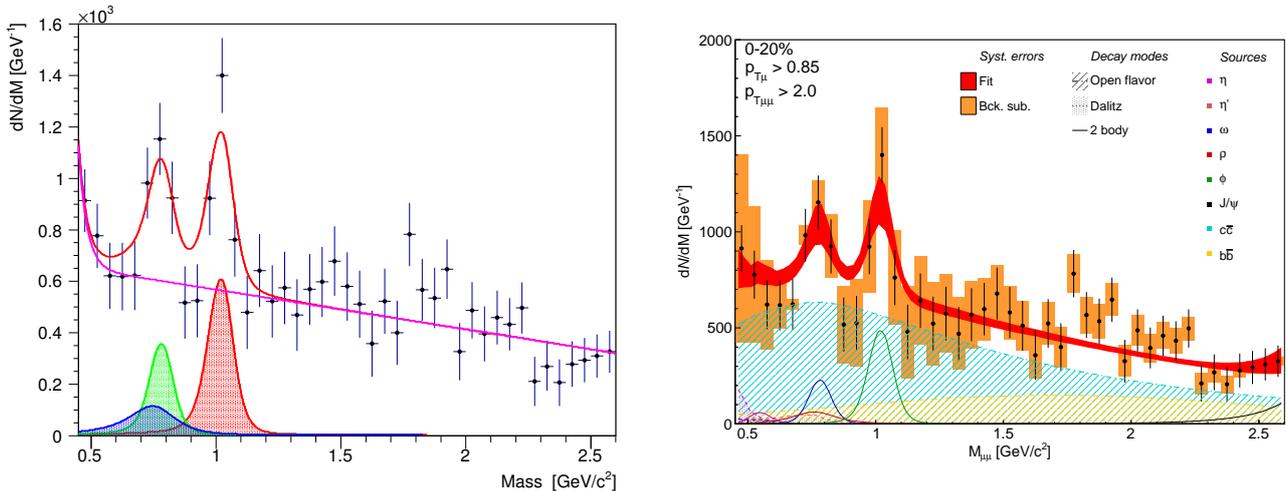


FIGURE 4.40 – Ajustement du signal obtenu avec des fonctions phénoménologiques (gauche) et le « cocktail » hadronique (droite) dans la gamme en masse :  $0.45 < M_{\mu\mu} < 2.6 \text{ GeV}/c^2$  pour les événements les plus centraux.

4204 Le calcul du rapport du nombre de résonances reconstruites avec ces deux méthodes

4205 (figure 4.41) montre de grandes différences pouvant aller jusqu'à 100% pour  $\Phi$  et 50%  
 4206 pour  $\rho + \omega$  pour les événements les plus centraux. On en conclut que l'ajustement par des  
 4207 fonctions phénoménologiques n'est pas adapté pour décrire la région des basses masses.  
 4208 Plus spécifiquement, l'addition d'une exponentielle décroissante et d'une fonction linéaire  
 4209 décroissante ne permet pas une description fidèle du continuum (décroissances Dalitz et  
 4210 les saveurs lourdes ouvertes). La méthode phénoménologique n'est donc pas retenue pour  
 4211 les tests systématiques de l'analyse.

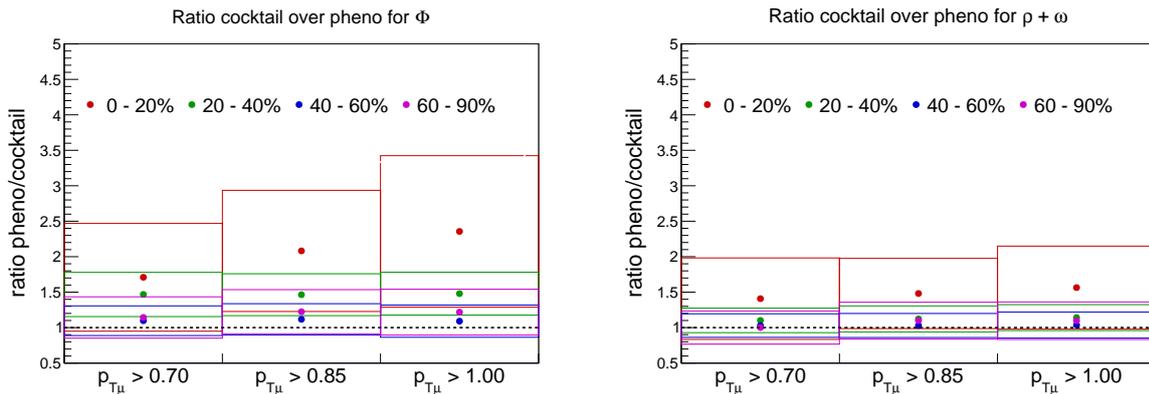


FIGURE 4.41 — Rapport entre le nombre de résonances reconstruites par la méthode phénoménologique et avec le « cocktail » pour  $\Phi$  (gauche) et pour  $\rho + \omega$  (droite) en fonction de différentes coupures en  $p_T$  des muons.

#### 4212 4.3.8.9 Conclusion

4213 Deux autres sources d'erreurs systématiques peuvent enfin être citées : l'erreur pro-  
 4214 venant de l'efficacité de reconstruction des traces et l'erreur provenant de l'efficacité du  
 4215 déclenchement. La première erreur est estimée à hauteur de 4.5 à 4.6% et la seconde  
 4216 à environ 2% [54]. On ajoute donc ces erreurs sur l'efficacité de reconstruction à l'erreur  
 4217 systématique totale de notre analyse.

4218 L'ensemble des erreurs systématiques citées est résumé dans le tableau 4.4. Afin d'être  
 4219 précautionneux, les erreurs systématiques utilisées lors de l'extraction des résultats seront  
 4220 celles obtenues pour le paramètre du critère de Barlow fixé à  $N = 2$ . Dans ce cas, les  
 4221 erreurs systématiques totales respectivement pour  $\Phi$  et pour  $\rho + \omega$  sont reportées dans la  
 4222 dernière ligne du tableau 4.4.

TABLEAU 4.4 – Récapitulatif des erreurs systématiques relatives (%) et de leurs sources fournies par le critère de Barlow pour  $N = 2$  et  $3$  en fonction de la centralité. La dernière ligne correspond à la somme quadratique des erreurs obtenues pour  $N = 2$ , de  $\varepsilon_{rec}$  et  $\varepsilon_{trig}$ .

Sources	Cent	0-20%		20-40%		40-60%		60-90%		0-90%	
	$N$	$\rho + \omega$	$\Phi$								
$\frac{b\bar{b}}{c\bar{c}}$	2	36.3	12.3	10.9	4.7	6.7	3.5	5.4	3.9	15.1	6.8
	3	36.3	12.3	10.9	4.7	6.7	3.5	5.4	3.9	15.1	6.8
$\frac{\sigma_\rho}{\sigma_\omega}$	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Bck. sub.	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$BR_{\omega\text{Dalitz}}$	2	-	-	1.8	-	1.8	-	1.0	-	1.6	-
	3	-	-	-	-	1.8	-	1.0	-	1.6	-
$\frac{\eta'}{\eta}$	2	8.7	0.7	5.8	0.6	4.1	0.5	1.9	-	5.4	0.6
	3	8.7	-	5.8	0.6	4.1	-	1.9	-	5.4	0.6
Fit range	2	19.2	8.5	5.1	0.5	0.4	0.3	-	-	15.8	9.4
	3	19.2	2.2	-	-	0.4	-	-	-	15.8	9.4
$pT_\mu$	2	29.2	19.8	6.9	17.2	7.3	9.1	4.9	5.5	14.2	8.2
	3	29.2	19.8	6.9	17.2	7.3	9.1	4.9	5.5	14.2	6.1
$\varepsilon_{rec}$	-	4.6	4.6	4.6	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5
$\varepsilon_{trig}$	-	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0
Total		51.4	25.3	16.0	18.5	11.9	10.9	7.3	7.4	22.5	15.0

## 4.4 Exploitation des résultats

### 4.4.1 La référence proton-proton

En l'absence d'effets de milieu, les collisions p-p servent de référence aux mesures faites en ions lourds <sup>16</sup>.

Plusieurs mesures ont été faites ou sont en cours au sein du groupe d'analyse basses masses d'ALICE concernant les collisions p-p à 2.76 TeV, 7 TeV et 8 TeV. L'extraction et l'ajustement du signal (figure 4.42) ont été réalisés avec des coupures et dans des conditions similaires à celles de la présente analyse. Ces deux mesures sont basées sur des données collectées en 2010 pour l'analyse à 7 TeV et en 2013 pour celle à 2.76 TeV. Les deux analyses disposent d'une statistique importante permettant des mesures assez précises et les formes des différentes contributions sont obtenues à partir de simulations utilisant les générateurs paramétriques AliGenMUONLMR et AliCorrHF.

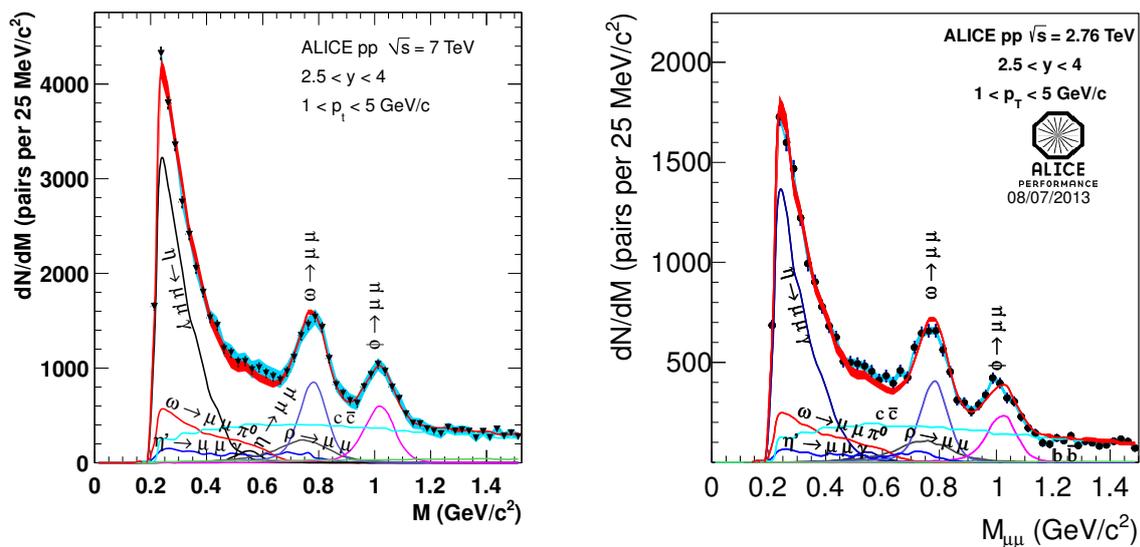


FIGURE 4.42 — Spectre en masse invariante dimuons en collision p-p à 7 TeV (gauche) [45] et 2.76 TeV (droite). Les deux spectres sont ajustés avec un « cocktail ».

La section efficace du  $\Phi$  a pu être extraite pour les deux énergies (figure 4.43) en fonction du  $p_T$ . La section efficace à 7 TeV est comparée avec plusieurs paramétrisations de PYTHIA. Les données sont les mieux reproduites par ATLAS-CSC et Perugia0. L'analyse à 7 TeV est d'ores et déjà publiée [45] et celle à 2.76 TeV est en cours de finalisation au sein du groupe de Cagliari.

Pour finir, l'analyse à 2.76 TeV sera utilisée comme référence dans la section suivante qui présente les résultats obtenus.

<sup>16</sup>. Rappelons que les collisions p-p ne permettent pas de soustraire les effets nucléaires froids. Pour cela, il faut utiliser des collisions de type p-A.

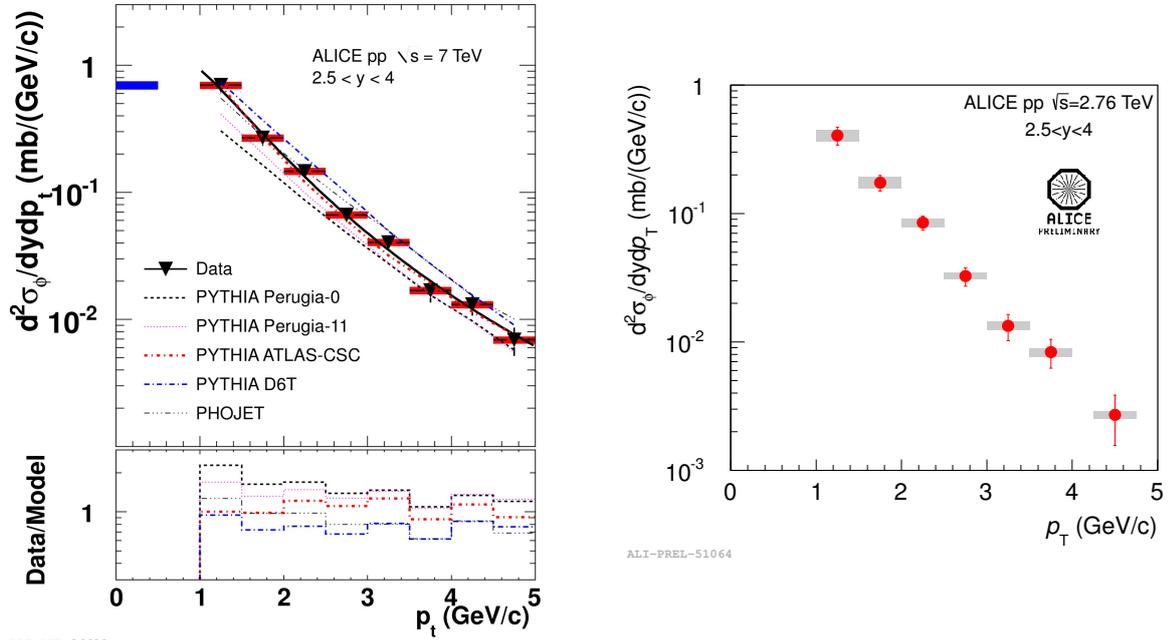


FIGURE 4.43 – Section efficace du méson  $\Phi$  en collision p-p à 7 TeV (gauche) [45] et 2.76 TeV (droite) en fonction de l'impulsion transverse. La distribution à 7 TeV est comparée à celles fournies par PHOJET et plusieurs paramétrisations de PYTHIA.

#### 4242 4.4.1.1 Le rapport $\sigma_\Phi / (\sigma_\rho + \sigma_\omega)$

4243 Le rapport  $\sigma_\Phi / (\sigma_\rho + \sigma_\omega)$  s'obtient par le calcul suivant :

$$\frac{\sigma_\Phi}{\sigma_\rho + \sigma_\omega} = \frac{N_\Phi^{gen}}{BR(\Phi \rightarrow \mu\mu)} \cdot \frac{BR(\omega \rightarrow \mu\mu) BR(\rho \rightarrow \mu\mu)}{[BR(\rho \rightarrow \mu\mu) N_\omega^{gen} + BR(\omega \rightarrow \mu\mu) N_\rho^{gen}]}, \quad (4.21)$$

4244 avec,

$$N_i^{gen} = \frac{N_i^{rec}}{A_i \times \varepsilon_i} \quad (4.22)$$

4245 où  $i = \rho, \omega, \Phi$  et  $N_i^{gen}$  est le nombre de résonances générées, soit le nombre de  
 4246 résonances reconstruites (tableau 4.3) corrigé du facteur  $A \times \varepsilon$ . Dans cette analyse, on  
 4247 mesure le nombre  $N_{\rho+\omega}$  et on émet les hypothèses suivantes :

$$N_{\rho+\omega}^{rec} = N_\rho^{rec} + N_\omega^{rec} \quad \text{et} \quad N_{\rho+\omega}^{gen} = N_\rho^{gen} + N_\omega^{gen}, \quad (4.23)$$

$$N_\omega^{rec} = \frac{BR(\rho \rightarrow \mu\mu)}{BR(\omega \rightarrow \mu\mu)} \cdot N_\rho^{rec}. \quad (4.24)$$

4248 On peut alors réécrire le rapport comme :

$$\frac{\sigma_{\Phi}}{\sigma_{\rho} + \sigma_{\omega}} = \frac{BR(\rho \rightarrow \mu\mu) + BR(\omega \rightarrow \mu\mu)}{2 \cdot BR(\Phi \rightarrow \mu\mu)} \cdot \frac{N_{\Phi}^{gen}}{N_{\rho+\omega}^{gen}} \quad (4.25)$$

4249 Les erreurs sur les rapports d'embranchement, sur le nombre de résonances reconstruites  
 4250 et sur le facteur  $A \times \varepsilon$  sont propagées. Les erreurs systématiques provenant de la gamme  
 4251 en masse définie pour l'ajustement, du rapport  $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$ , de l'efficacité de reconstruction  
 4252 des traces et de l'efficacité de déclenchement pour  $N_{\Phi}^{gen}$  et  $N_{\rho+\omega}^{gen}$  sont totalement corrélées  
 4253 et n'interviennent pas dans le calcul. On a donc les erreurs systématiques suivantes sur le  
 4254 rapport  $\sigma_{\Phi}/(\sigma_{\rho} + \sigma_{\omega})$  en fonction de la centralité, reportées dans le tableau 4.5.

4255 On cherche à étudier l'évolution de  $\sigma_{\Phi}/(\sigma_{\rho} + \sigma_{\omega})$  en fonction du nombre moyen de  
 4256 participants à la collision. Les valeurs de  $\langle N_{part} \rangle$  sont tirées de [55]. Les valeurs du nombre  
 4257 moyen de participants pour la tranche la plus centrale (0-20%) et la plus périphérique  
 4258 (60-90%) ne sont pas fournies explicitement dans [55]. Cependant, les valeurs pour les  
 4259 tranches 0-5%, 5-10%, 10-20%, 60-80%, 80-85% et 85-90% y sont tabulées. La valeur  
 4260 de  $\langle N_{part} \rangle$  dans les deux tranches manquantes est donc calculée à l'aide d'une moyenne  
 4261 pondérée par la largeur des tranches fournies par la référence. Les erreurs sont propagées  
 4262 et toutes les valeurs peuvent être trouvées dans le tableau 4.5.

TABLEAU 4.5 – Erreurs systématiques totales sur le rapport  $\sigma_{\Phi}/(\sigma_{\rho} + \sigma_{\omega})$  en fonction de la centralité et du nombre moyen de participants tirés de [55].

Centralité	$\langle N_{part} \rangle$	Err. Sys. $\sigma_{\Phi}/(\sigma_{\rho} + \sigma_{\omega})$
0-20%	308.1±5.17	36.3%
20-40%	157.8±3.10	19.5%
40-60%	69.13±2.00	12.5%
60-90%	17.39±0.52	7.7%
0-90%	124.7±1.33	17.3%

4263 La figure 4.44 montre le résultat obtenu. Une augmentation du rapport en collisions  
 4264 Pb-Pb est observée par rapport aux collisions p-p. Le rapport augmente rapidement des  
 4265 événements les plus périphériques vers les événements mi-périphériques puis sature pour les  
 4266 événements les plus centraux autour de 0.28. On mesure une augmentation du rapport  
 4267 pour la tranche la plus centrale d'un facteur  $\sim 2.2$  par comparaison avec la tranche la plus  
 4268 périphérique et  $\sim 3$  par rapport à la valeur extraite en collisions p-p. Cependant, l'erreur  
 4269 sur la mesure est grande et ne permet pas d'être plus quantitatif.

4270 Une comparaison du rapport obtenu dans ALICE avec les mesures précédentes faites  
 4271 au SPS en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  est montrée en figure 4.45. Le rapport mesuré par ALICE  
 4272 est supérieur à celui obtenu au SPS sur toute la gamme en centralité. Cette différence est  
 4273 attribuée à l'augmentation de l'énergie disponible dans le centre de masse. Elle indique un  
 4274 accroissement de la production d'étrangeté au LHC par rapport au SPS. En comparant les  
 4275 collisions les plus centrales aux collisions les plus périphériques, on observe une saturation  
 4276 plus rapide du rapport au LHC par comparaison à ce qui a été observé au SPS. Ceci

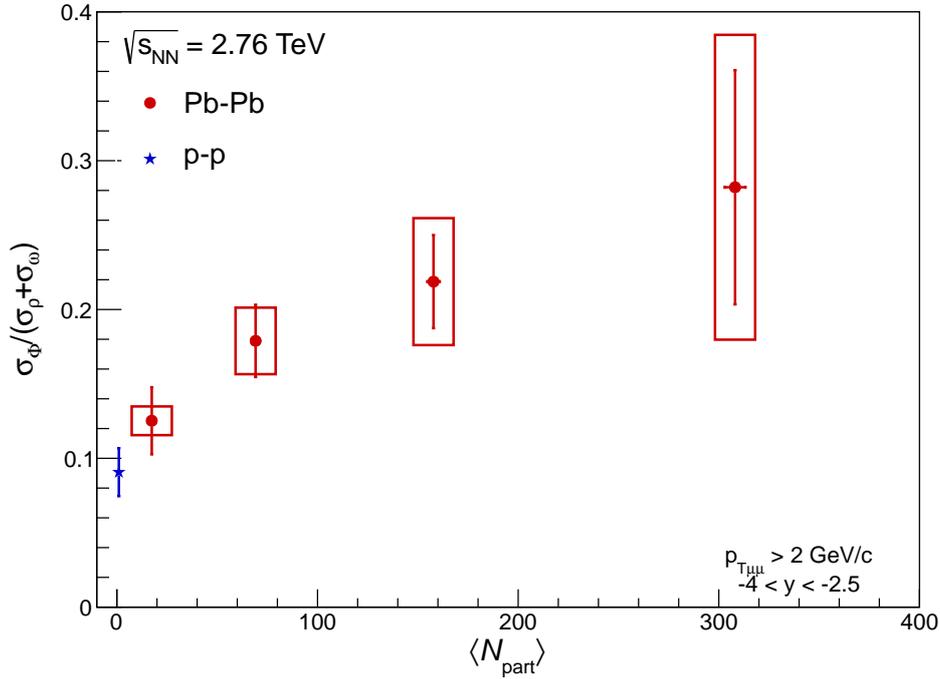


FIGURE 4.44 – Rapport  $\sigma_\Phi / (\sigma_\rho + \sigma_\omega)$  en fonction du nombre moyen de participants à la collision. Les barres correspondent aux erreurs statistiques et les boîtes aux erreurs systématiques

4277 reflète le fait que la densité d'énergie disponible à la collision et la température du milieu  
 4278 au LHC sont bien supérieurs. On peut interpréter ce résultat comme une équilibration plus  
 4279 rapide de l'étrangeté au LHC en fonction de la centralité.

#### 4280 4.4.1.2 Nombre de $\Phi$ et de $\rho + \omega$ générés en fonction de $\langle N_{part} \rangle$

4281 Le nombre moyen de  $\Phi$  et de  $\rho + \omega$  produits par événement dans l'acceptance du  
 4282 spectromètre en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  peut être extrait. Pour cela, le nombre de résonances  
 4283 reconstruites doit être corrigé du facteur  $A \times \varepsilon$  et du rapport d'embranchement.

4284 Pour obtenir le nombre de résonances produites par événement, il faut normaliser les  
 4285 valeurs obtenues par le nombre d'événements de biais minimum (MB) correspondant à  
 4286 l'échantillon de données analysées. Le nombre d'événements de l'échantillon correspond  
 4287 au nombre de déclenchements MUL enregistrés pour cette mesure (voir tableau 4.2).  
 4288 Il faut donc déterminer le nombre d'événements de biais minimum équivalent au lot de  
 4289 données MUL enregistrées. On trouve :

$$N_{MB}(0 - 100\%) = N_{MUL}(0 - 90\%) \cdot \alpha \cdot F_{norm} \quad (4.26)$$

4290  $\alpha = 10/9$  est un facteur de normalisation qui permet de passer de la classe de centralité  
 4291 0-90% à 0-100%.  $F_{norm}$  est un facteur permettant d'établir la correspondance entre le

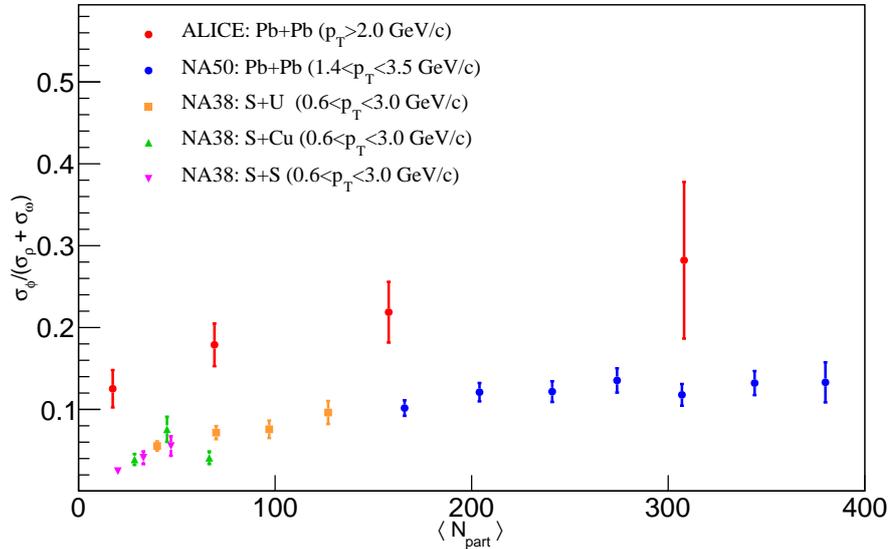


FIGURE 4.45 – Comparaison entre les rapports  $\sigma_\phi/(\sigma_\rho + \sigma_\omega)$  en fonction du nombre moyen de participants à la collision mesuré par les expériences du SPS et par ALICE au LHC [29].

4292 nombre d'événements MUL et le nombre d'événements de biais minimum. Il est défini  
4293 comme :

$$F_{norm} = \frac{N_{MB}^\mu}{N_\mu^{\mu-MB}} \quad , \quad (4.27)$$

4294 où  $N_{MB}^\mu$  est le nombre de muons simples collectés avec le déclencheur de biais minimum et  
4295  $N_\mu^{\mu-MB}$  est le nombre de muons simples collectés avec le déclencheur MB et appartenant  
4296 aussi aux événements MUL. Ce facteur de normalisation a été déterminé par le groupe  
4297 d'analyse du  $J/\psi$  et plus de détails peuvent être trouvés dans la référence [56]. La valeur  
4298 obtenue est :  $F_{norm} = 27.27 \pm 0.01$  (stat.)  $\pm 0.982$  (sys.). L'erreur systématique a été  
4299 évaluée en mesurant  $F_{norm}$  avec différentes classes de déclenchement (CCENT : centraux,  
4300 CSEMI : semi-centraux) ou encore en utilisant directement les traces reconstruites dans  
4301 les OCDB (Offline Conditions Data Base). On obtient  $N_{MB}(0 - 100\%) = 5.211 \cdot 10^8$ . De  
4302 plus, la distribution en centralité des événements de biais minimum est plate (*i.e* le nombre  
4303 d'événements dans deux tranches de même largeur est identique). Il est donc aisé de  
4304 déterminer le nombre d'événements de biais minimum correspondant à notre échantillon  
4305 dans les différentes classes de centralité :

$$N_{MB}(0 - 20\%) = N_{MB}(20 - 40\%) \quad (4.28)$$

$$= \frac{2}{3} \cdot N_{MB}(60 - 90\%) \quad (4.29)$$

$$= \frac{1}{5} \cdot N_{MB}(0 - 100\%) \quad (4.30)$$

4306 Les valeurs obtenues sont listées dans le tableau 4.6. L'erreur systématique sur  $F_{norm}$  est  
 4307 de 3.6% et elle est propagée pour déterminer l'erreur sur le nombre d'événements MB  
 4308 correspondant à notre lot de données. Cette erreur est par la suite incluse dans l'erreur  
 4309 systématique de la mesure. On peut ensuite calculer la luminosité intégrée pour notre  
 4310 échantillon :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{N_{MB}(0 - 100\%)}{\sigma_{PbPb}} \quad (4.31)$$

4311  $\sigma_{PbPb} = 7.64 \pm 0.01$  (stat.)  $\pm 0.22$  (sys.)  $b$  est la section efficace Pb-Pb issue de  
 4312 la référence [55] et mesurée à l'aide d'un modèle de Glauber en ajustant le spectre  
 4313 en amplitude du VZERO avec une distribution binomiale négative (NBD)<sup>17</sup>. On trouve  
 4314 alors  $\mathcal{L}_{int} = 68.2 \pm 3$  (sys.)  $mb^{-1}$ . L'erreur systématique sur la mesure de la luminosité  
 4315 provient des 3.6% d'erreur sur  $F_{norm}$  et des 2.6% d'erreur sur  $\sigma_{PbPb}$ .

TABLEAU 4.6 – Nombre d'événements de biais minimum équivalent à l'échantillon de données MUL utilisé dans l'analyse.

Centralisé	$N_{MB} (10^8)$	Erreur ( $10^6$ )
0-20%	1.042	3.75
20-40%	1.042	3.75
40-60%	1.042	3.75
60-90%	1.563	5.63
0-90%	5.210	18.76

4316 Le nombre moyen de résonances par événement s'obtient donc par :

$$\langle N_i \rangle = \frac{N_i^{gen}}{N_{MB}} \quad (4.32)$$

4317 où  $i = \Phi, \rho + \omega$ . Le nombre de résonances par événement sur  $\langle N_{part} \rangle$  est alors tracé en  
 4318 fonction du nombre moyen de participants à la collision pour le  $\Phi$  (figure 4.46 à gauche)  
 4319 et pour le  $\rho + \omega$  (figure 4.46 à droite). Le même comportement est observé sur les deux  
 4320 figures. Le nombre moyen de  $\Phi$  et de  $\rho + \omega$  normalisé au nombre moyen de participants  
 4321 augmente des événements périphériques vers les événements semi-centraux puis diminue  
 4322 pour les événements les plus centraux.

17. Il faut noter qu'une mesure de la section efficace Pb-Pb a été faite à l'aide du scan de Van der Meer. La valeur obtenue est compatible avec celle fournie par le modèle de Glauber ( $7.7 \pm 0.6 b$ ) mais l'erreur sur la mesure étant supérieure, la valeur avec la plus petite incertitude est utilisée.

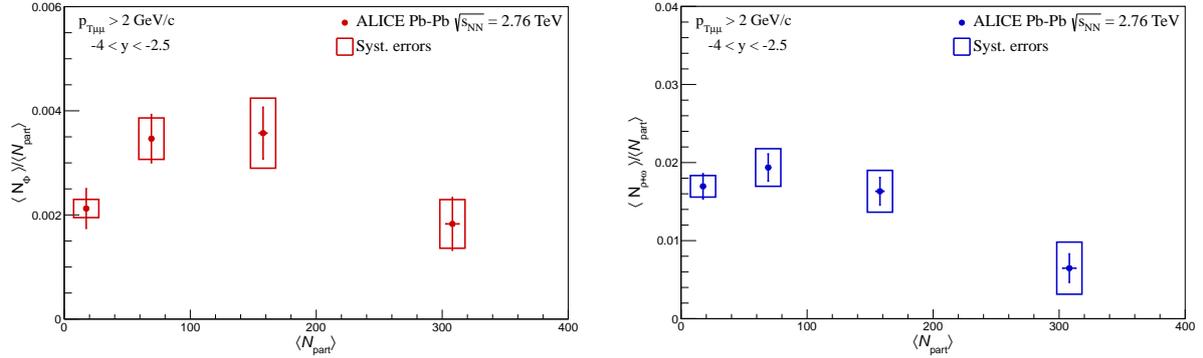


FIGURE 4.46 –  $\langle N_\Phi \rangle / \langle N_{\text{part}} \rangle$  (gauche) et  $\langle N_{\rho+\omega} \rangle / \langle N_{\text{part}} \rangle$  (droite) en fonction de  $N_{\text{part}}$ . Les barres sont les erreurs statistiques et les boîtes les erreurs systématiques.

4323 Les résultats obtenus sont comparés avec les mesures faites au SPS pour le  $\Phi$  (fi-  
 4324 gure 4.47) [57]. La mesure d’ALICE est extrapolée à la totalité de l’espace des phases  
 4325 de la façon suivante :

$$N_\Phi(4\pi) = \frac{N_\Phi(-4 < y < -2.5, p_T > 2)}{\varepsilon_y \cdot \varepsilon_{p_T}} \quad (4.33)$$

4326 où les facteurs  $\varepsilon_y = 0.109$  et  $\varepsilon_{p_T} = 0.0733$  sont respectivement les facteurs d’extrapo-  
 4327 lation pour la rapidité et pour l’impulsion transverse. Ces facteurs sont évalués comme le  
 4328 rapport entre les distributions en rapidité/ $p_T$  dans l’espace des phases étudié par ALICE  
 4329 et ces distributions dans tout l’espace des phases<sup>18</sup>. La forme globale de la distribution  
 4330 est différente de celle observée au SPS. Les points les plus périphériques suivent une  
 4331 tendance similaire à ceux fournis par l’expérience NA60. Cependant, pour les collisions les  
 4332 plus centrales, le nombre de  $\Phi$  produit par événement évolue qualitativement différemment  
 4333 de ce qui a été extrait par NA60. Enfin le rapport  $\langle N_\Phi \rangle / \langle N_{\text{part}} \rangle$  mesuré par ALICE est d’un  
 4334 ordre de grandeur supérieur à ceux du SPS. Ceci indique probablement une augmentation  
 4335 assez importante de la section efficace de production du  $\Phi$  par nucléon aux énergies du  
 4336 LHC par rapport aux énergies du SPS<sup>19</sup>. Pour faire une comparaison plus quantitative,  
 4337 il faudrait normaliser notre mesure par le rapport des sections efficaces de production par  
 4338 nucléon du  $\Phi$  aux énergies du SPS et du LHC. Malheureusement, de telles mesures ne  
 4339 sont pas disponibles pour le moment.

#### 4340 4.4.2 $R_{CP}$ du $\Phi$ et du $\rho + \omega$

4341 Le  $R_{CP}$  est le rapport entre le nombre de résonances générées dans chaque classe  
 4342 de centralité et la classe la plus périphérique (60-90%). Le nombre de résonances est

18. L’hypothèse faite sur la forme de la distribution pourrait être une source importante d’erreur sur ce facteur. Dans cette analyse elle est négligée, mais ce point est à l’étude au sein du groupe d’analyse sur les mésons vecteurs de basses masses d’ALICE.

19. Il faut noter ici que du SPS au LHC, l’énergie disponible dans le centre de masse a été accrue d’un facteur 160 environ.

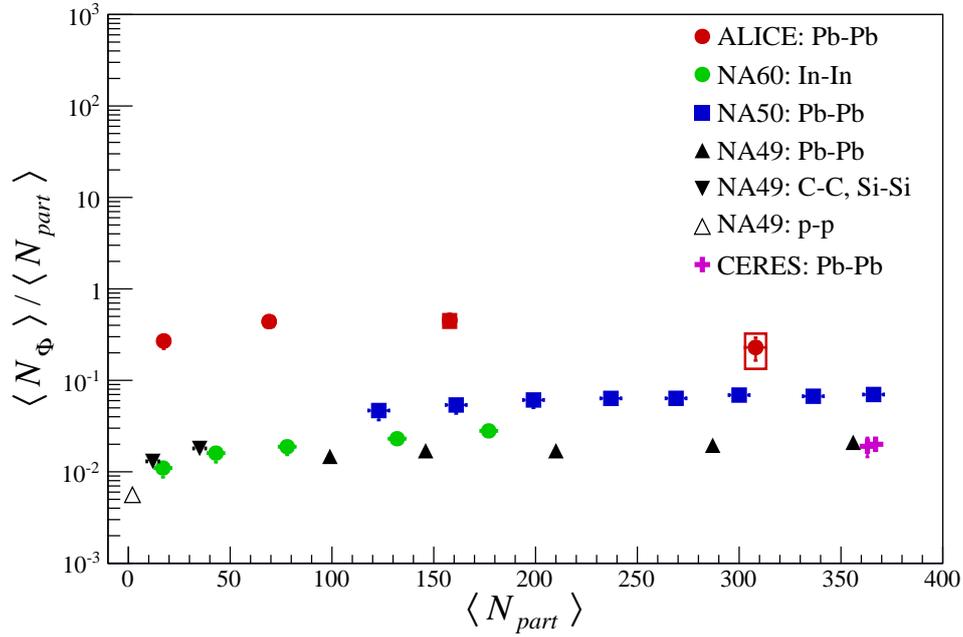


FIGURE 4.47 – Comparaison des valeurs de  $\langle N_\Phi \rangle / \langle N_{part} \rangle$  mesurées par ALICE et extrapolées à tout l’espace des phases et différentes mesures réalisées au SPS [57].

4343 normalisé par le facteur de recouvrement des noyaux incidents pour chaque classe de  
4344 centralité. Le  $R_{CP}$  s’écrit comme :

$$R_{CP} = \frac{N(cent)}{T_{AA}(cent)} \cdot \frac{T_{AA}(60-90\%)}{N(60-90\%)} \quad , \quad (4.34)$$

4345 où  $cent = 0-20\%$ ,  $20-40\%$  et  $40-60\%$ ,  $N$  est le nombre de résonances corrigé du  
4346 facteur  $A \times \varepsilon$  et normalisé par le nombre d’événements de biais minimum équivalent à  
4347 l’échantillon MUL analysé et  $T_{AA}$  est le facteur de recouvrement des noyaux extrait à  
4348 l’aide du modèle de Glauber [55].

4349 Le  $R_{CP}$  peut fournir, à l’image du facteur de modification nucléaire ( $R_{AA}$ ), des informa-  
4350 tions sur les effets de milieu en fonction de la centralité. Contrairement au  $R_{AA}$ , le  $R_{CP}$  a  
4351 pour avantage d’être un rapport entre deux quantités définies dans le même système, on  
4352 peut donc s’affranchir de la comparaison délicate de deux systèmes physiques de nature  
4353 différentes et des erreurs systématiques correspondantes.

4354 La figure 4.48 montre le résultat obtenu pour  $\Phi$  (rouge) et  $\rho + \omega$  (bleu). On observe  
4355 une forte suppression en allant des événements périphériques vers les centraux. Le méson  
4356  $\Phi$  est supprimé à hauteur de 75% pour les événements les plus centraux et  $\rho + \omega$  est  
4357 supprimé à hauteur de 90%.

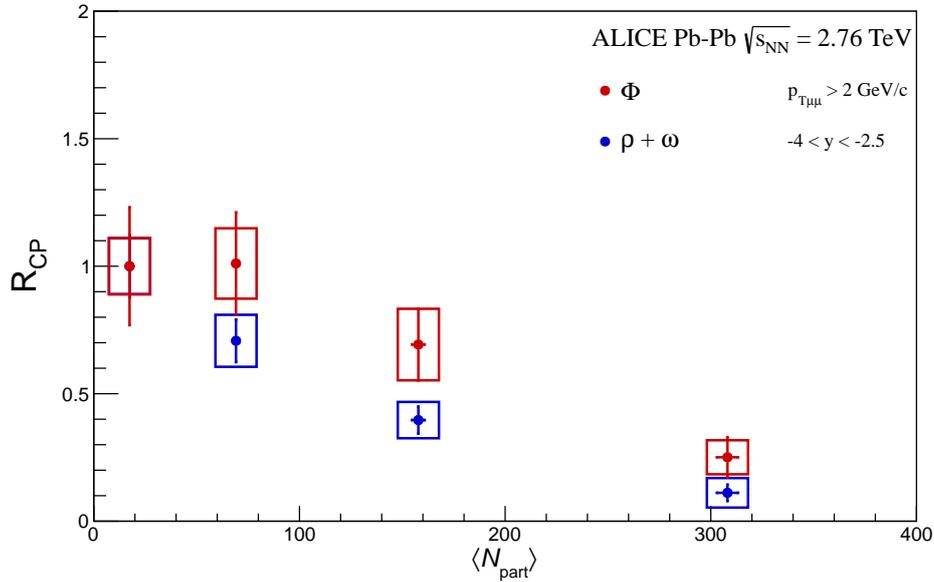


FIGURE 4.48 –  $R_{CP}$  du  $\Phi$  (rouge) et du  $\rho + \omega$  (bleu) en fonction du nombre moyen de participants à la collision.

#### 4.4.3 Inclusion de la radiation thermique du QGP et de la forme du $\rho + \omega$ dans le milieu

Comme discuté en section 4.2, l'excès en dileptons observé au SPS s'explique par une modification de la masse du  $\rho$  dans le milieu. Aux énergies du LHC, le temps de vie du QGP étant significativement plus grand qu'au SPS, un tel effet commencerait à être visible aussi pour le méson  $\omega$  [11]. Par ailleurs, un milieu thermalisé comme le QGP émet un rayonnement sous forme de dileptons thermiques. Dans cette section on tentera d'inclure ces deux contributions au spectre en masse invariante dimuon suivant les prédictions données par le modèle R. Rapp [11]. Il faut noter que ces prédictions sont disponibles uniquement pour des événements centraux (0-20%) et pour une gamme en masse invariante comprise entre 0.2 et 5 GeV/c<sup>2</sup>.

##### 4.4.3.1 Construction d'un générateur paramétrique

La première étape dans cette étude est la construction d'un générateur permettant de simuler la production de paires de muons issues de la radiation thermique du QGP ou de la désintégration d'un  $\rho$  ou d'un  $\omega$  dans le milieu. Pour cela on dispose des distributions en  $p_T$  en fonction de la masse des dimuons générés pour ces deux contributions (tirées de [58]). Ces dernières sont présentées en figure 4.49.

Le but est de reproduire les effets d'appareillage sur ces distributions en masse. Pour cela, pour chaque dimuon généré, on tire au hasard sa masse et son impulsion transverse en se basant sur les distributions de la figure 4.49. La cinématique des deux muons

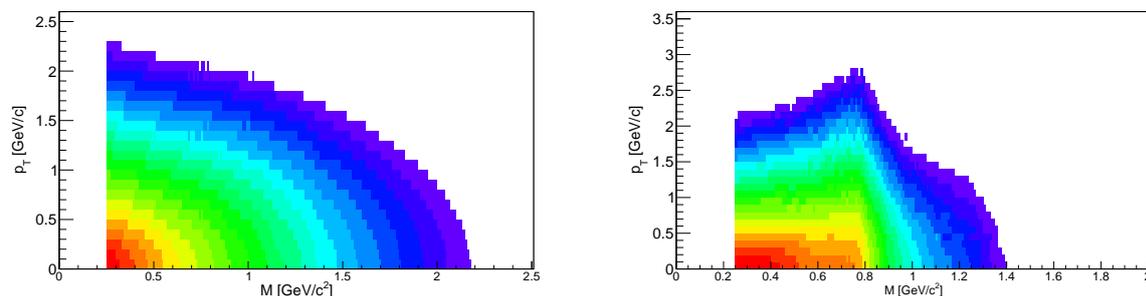


FIGURE 4.49 – Distributions dans le plan  $M$ - $p_T$  des dimuons générés pour la radiation du QGP (gauche) et pour le  $\rho + \omega$  dans le milieu (droite) tirées des calculs venant de [58].

4378 générés est alors construite en supposant l'absence d'effet de polarisation (La distribution  
 4379 d'angle polaire est plate en fonction de  $\cos \theta$ ) et GEANT3 prend en charge leur transport  
 4380 à travers l'appareillage. Après application des coupures sur les muons, propres à notre  
 4381 analyse, on obtient la distribution en masse en fonction de  $p_T$  des dimuons reconstruits  
 4382 (figure 4.50). Le spectre en masse de chacune des contributions est alors extrait pour  
 4383 une impulsion transverse du dimuon supérieure à 2 GeV/c et inclut dans le « cocktail »  
 4384 hadronique.

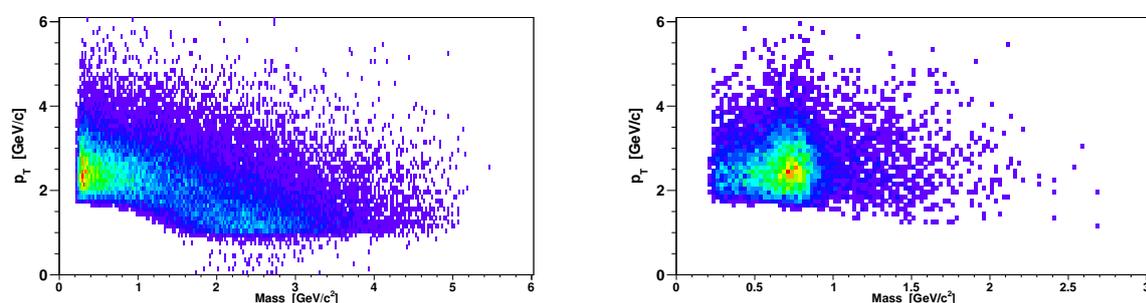


FIGURE 4.50 – Distributions dans le plan  $M$ - $p_T$  des dimuons reconstruits pour la radiation du QGP (gauche) et pour le  $\rho + \omega$  dans le milieu (droite) tirées des calculs venant de [58].

#### 4385 4.4.3.2 Ajustement du spectre avec le nouveau « cocktail » hadronique

4386 Afin d'estimer la contribution de la radiation thermique du QGP et de la distribution  
 4387 en masse du  $\rho$  dans le milieu lors de l'ajustement, trois tests sont proposés :

- 4388 – fixer les deux nouveaux processus à la normalisation du  $\omega$  dans le vide<sup>20</sup> ;
- 4389 – laisser le  $\rho + \omega$  dans le milieu libre et la radiation du QGP fixée au  $\omega$  dans le vide ;
- 4390 – et laisser les deux contributions libres.

<sup>20</sup>. Les facteurs de normalisation de la radiation du QGP et de  $\rho + \omega$  dans le milieu par rapport au  $\omega$  dans le vide sont aussi fournis par [58].

4391 Dans un premier temps, on fixe donc ces deux contributions à la normalisation du  
 4392  $\omega$  dans le vide. La figure 4.51 montre le résultat de l'ajustement des données. Le  
 4393 spectre est correctement reproduit et le nombre de  $\Phi$  et  $N_{\rho+\omega}$  obtenu ( $1093.4 \pm 306.2$   
 4394 et  $675.6 \pm 142.2$ ) sont compatibles avec ceux venant de l'ajustement avec un « cocktail »  
 4395 classique ( $1161.1 \pm 304.0$  et  $767.1 \pm 213.3$ , voir tableau 4.3). Par conséquent, la modi-  
 4396 fication éventuelle de la masse du  $\rho$  (ou du  $\omega$ ) dans le milieu n'a pas d'effet significatif  
 4397 sur l'extraction du nombre de  $\Phi$ .

4398 Le second test laisse le  $\rho + \omega$  dans le milieu libre et la radiation du QGP fixée au  $\omega$   
 4399 dans le vide (figure 4.52). Dans ce cas, la contribution du  $\rho$  devient négligeable.

4400 Enfin le dernier test ne pose aucune contrainte sur la normalisation des deux nouveaux  
 4401 processus. Après minimisation, la contribution de la radiation du QGP et du  $\rho + \omega$  dans  
 4402 le milieu est négligeable (figure 4.53). Une nouvelle fois l'ajustement reproduit bien les  
 4403 données avec le « cocktail » hadronique classique tout en obtenant des nombres de  $\Phi$  et  
 4404  $\rho + \omega$  compatibles avec les valeurs du tableau 4.3.

4405 Pour conclure, l'échantillon statistique étudié est probablement trop petit pour statuer  
 4406 sur la présence d'un excès à basses masses dans le canal dimuons. L'analyse n'est, pour  
 4407 le moment, pas assez sensible au vu des erreurs expérimentales.

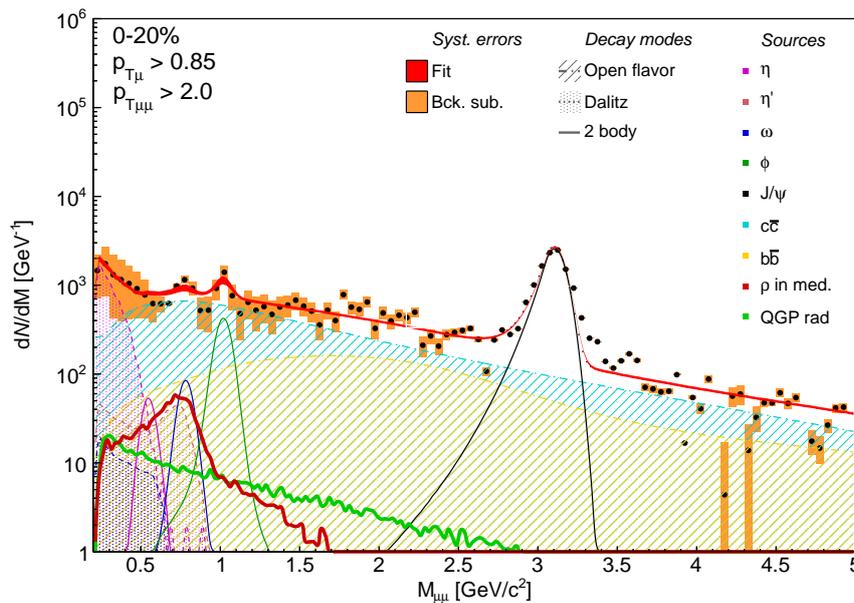


FIGURE 4.51 – Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du  $\rho + \omega$  dans le milieu et la radiation du QGP fixées à la normalisation du  $\omega$  dans le vide.

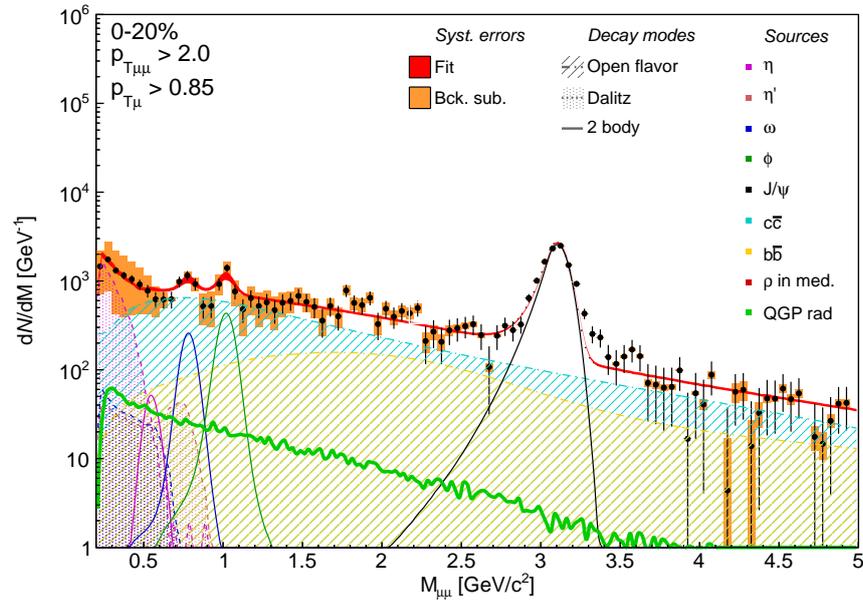


FIGURE 4.52 – Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du  $\rho + \omega$  dans le milieu laissée libre et la radiation du QGP fixée à la normalisation du  $\omega$  dans le vide. Le niveau de la distribution  $\rho + \omega$  dans le milieu est trop faible pour être visualisé.

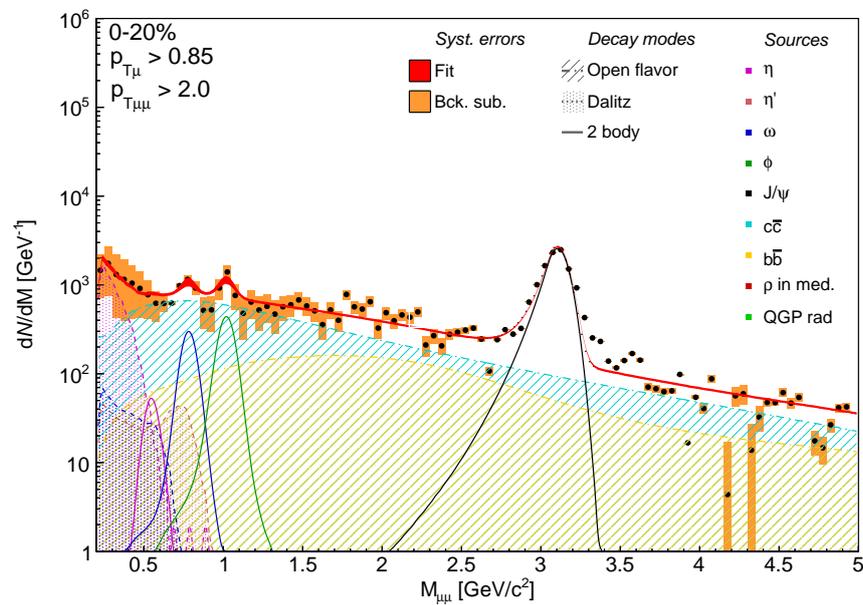


FIGURE 4.53 – Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du  $\rho + \omega$  dans le milieu et la radiation du QGP laissées libres.

## 4.5 Conclusion et perspectives

L'analyse des mésons vecteurs de basses masses a été menée en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. L'étude approfondie des effets des différentes coupures sur la significativité a permis de définir un jeu de coupures optimal pour l'extraction du signal. Le bruit de fond non-corrélé a été soustrait grâce à la technique de mélange d'événements. Cette méthode a permis de garder l'estimation du bruit de fond combinatoire sous contrôle. Cependant, cette méthode éprouve des difficultés lorsqu'on s'approche du seuil en masse invariante du spectre. Des simulations du signal pur, ou avec un bruit de fond réaliste, ont permis d'extraire les formes et les facteurs  $A \times \varepsilon$  des différentes contributions au signal. On a pu alors, pour la première fois à cette énergie, ajuster le spectre en masse invariante dimuons jusqu'à  $9 \text{ GeV}/c^2$  avec un « cocktail » hadronique. Des études ont été menées pour tenter de fixer le rapport des saveurs lourdes ouvertes à partir des données. Cette méthode se place comme une alternative à l'utilisation de la mesure de LHCb qui correspond à un autre système et à une autre énergie par rapport aux données analysées. Enfin une étude systématique a été conduite sur les différentes sources d'incertitudes systématiques possibles à l'aide du critère proposé par R. Barlow.

À partir de cette analyse, on a pu mesurer le rapport  $\sigma_{\Phi}/(\sigma_{\rho} + \sigma_{\omega})$ . On observe une augmentation de ce rapport par comparaison avec la référence p-p. En fonction de la centralité, le rapport montre une faible augmentation en fonction de la centralité tout en restant compatible avec une hypothèse de saturation. Enfin, ce rapport a été confronté à des mesures précédentes du SPS. Pour les collisions les plus centrales, notre mesure est d'un facteur environ 2 plus faible que celles fournies par les expériences du SPS pour un écart en énergie dans le centre de masse d'un facteur 160 environ. Cette saturation rapide de la valeur obtenue par ALICE indique une température dans le milieu bien supérieure à celle atteinte au SPS et une équilibration de l'étrangeté plus rapide. On a pu ensuite extraire les nombres de  $\Phi$  et de  $\rho + \omega$  moyens normalisés au nombre de participants. L'évolution de cette mesure en fonction de la centralité et la comparaison avec les mesures précédentes suggère une forte augmentation de la section efficace de production par nucléon du  $\Phi$  aux énergies du LHC par rapport à celle du SPS. L'extraction du  $R_{CP}$  montre une forte suppression de la production des mésons vecteurs de basse masse avec la centralité de la collision. Cette suppression est respectivement de 75% et 90% pour le  $\Phi$  et le  $\rho + \omega$ . Enfin, la radiation thermique du QGP et la forme du  $\rho + \omega$  dans le milieu ont été incluses dans le cocktail hadronique pour ajuster le spectre en masse. Cependant, la statistique accumulée n'est pas suffisante pour pouvoir tirer des informations concernant la contribution ces deux processus dans le spectre en masse invariante dimuon.

Quelques études complémentaires restent à mener. Avec les données p-p de 2013, l'extraction du  $R_{AA}$  devrait être obtenue. De plus, l'analyse en cours des données p-Pb et Pb-p devrait permettre de mieux comprendre les résultats obtenus en collisions Pb-Pb. Cependant, l'analyse conduite dans ce dernier chapitre souffre d'un manque de statistique et ne permet pas une analyse différenciée ou une étude fiable de la présence d'un excès en dimuons par rapport au « cocktail » conventionnelle. Les mesures sont donc pénalisées par des incertitudes assez large et ne permettent pas de conclusion quant à, par exemple,

4450 la présence d'un excès en dileptons induit par la modification de la masse du  $\rho+\omega$  et une  
4451 contribution au spectre en masse de la radiation thermique du QGP. Outre l'accumulation  
4452 d'une plus grande statistique, l'analyse pourrait être améliorée par une meilleure contrainte  
4453 des saveurs lourdes ouvertes. Notamment, une analyse du rapport beauté sur charme en  
4454 fonction de la centralité n'est actuellement pas faisable dans le canal dimuons. Enfin, l'ajout  
4455 du MFT en amont du spectromètre à muons permettra d'augmenter de façon significative  
4456 la robustesse d'une telle analyse, en augmentant la résolution aux basses masses d'un  
4457 facteur 3, en diminuant les erreurs systématiques du même facteur et en permettant une  
4458 étude plus précise des saveurs lourdes ouvertes.

## 4459 Bibliographie

- 4460 [1] CERN, "Welcome to aleph experiment", (2006) .  
4461 <http://aleph.web.cern.ch/aleph/aleph/Public.html>.
- 4462 [2] **ALEPH** Collaboration, A. Heister *et al.*, "THE ALEPH DETECTOR  
4463 (APPARATUS FOR LEP PHYSICS)", .
- 4464 [3] **ALEPH** Collaboration, S. Schael *et al.*, "Branching ratios and spectral functions of  
4465 tau decays : Final ALEPH measurements and physics implications", *Phys.Rept.* **421**  
4466 (2005) 191–284, [arXiv:hep-ex/0506072](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0506072) [hep-ex].
- 4467 [4] **ALEPH** Collaboration, R. Barate *et al.*, "Measurement of the spectral functions of  
4468 axial - vector hadronic tau decays and determination of  $\alpha_s(M_\tau^2)$ ", *Eur.Phys.J.* **C4**  
4469 (1998) 409–431.
- 4470 [5] S. Borsanyi, Z. Fodor, C. Hoelbling, S. D. Katz, S. Krieg, *et al.*, "QCD transition  
4471 temperature : full staggered result", [arXiv:1011.4230](https://arxiv.org/abs/1011.4230) [hep-lat].
- 4472 [6] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, "Dynamical Model of Elementary Particles Based  
4473 on an Analogy with Superconductivity. I.", *Phys.Rev.* **122** (1961) 345–358.
- 4474 [7] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, "Dynamical model of elementary particles based on  
4475 an analogy with superconductivity. ii", *Phys. Rev.* **124** (Oct, 1961) 246–254.  
4476 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.124.246>.
- 4477 [8] C. Ratti, S. Rossner, M. Thaler, and W. Weise, "Thermodynamics of the p[ri]m  
4478 model", *The European Physical Journal C* **49** no. 1, (2007) 213–217.  
4479 <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-006-0065-x>.
- 4480 [9] G. Chanfray, M. Ericson, and P. A. Guichon, "Chiral symmetry and quantum  
4481 hadrodynamics", *Phys.Rev.* **C63** (2001) 055202, [arXiv:nuc1-th/0012013](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0012013)  
4482 [nucl-th].
- 4483 [10] Z. Aouissat, G. Chanfray, P. Schuck, and J. Wambach, "A Nonperturbative  
4484 treatment of the pion in the linear sigma model", *Nucl.Phys.* **A603** (1996)  
4485 458–470, [arXiv:nuc1-th/9604023](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/9604023) [nucl-th].
- 4486 [11] R. Rapp, "Theory of Soft Electromagnetic Emission in Heavy-Ion Collisions", *Acta*  
4487 *Phys.Polon.* **B42** (2011) 2823–2852, [arXiv:1110.4345](https://arxiv.org/abs/1110.4345) [nucl-th].
- 4488 [12] E. V. Shuryak, "Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter",  
4489 *Physics Reports* **61** no. 2, (1980) 71 – 158.  
4490 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157380901052>.
- 4491 [13] J. Rafelski and B. Müller, "Strangeness production in the Quark-Gluon Plasma",  
4492 *Phys. Rev. Lett.* **48** (Apr, 1982) 1066–1069.  
4493 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.48.1066>.
- 4494 [14] P. Koch, B. Muller, and J. Rafelski, "Strangeness in relativistic heavy ion collisions",  
4495 *Physics Reports* **142** no. 4, (1986) 167 – 262.  
4496 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157386900967>.

- 4497 [15] J. Schaffner-Bielich, "What is so special about strangeness in hot matter?", *Journal*  
4498 *of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **30** no. 10, (2004) R245.  
4499 <http://stacks.iop.org/0954-3899/30/i=10/a=R02>.
- 4500 [16] A. Shor, " $\phi$ -meson production as a probe of the quark-gluon plasma", *Phys. Rev.*  
4501 *Lett.* **54** (Mar, 1985) 1122–1125.  
4502 <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.1122>.
- 4503 [17] S. Okubo, "Consequences of quark-line (okubo-zweig-iizuka) rule", *Phys. Rev. D* **16**  
4504 (Oct, 1977) 2336–2352. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.16.2336>.
- 4505 [18] D. Miśkowiec, "Collection of CERES results", *Nuclear Physics A* **774** no. 0,  
4506 (2006) 43 – 50.  
4507 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947406002442>.  
4508 QUARK MATTER 2005 : Proceedings of the 18th International Conference on  
4509 Ultra-Relativistic Nucleus–Nucleus Collisions.
- 4510 [19] **NA60** Collaboration, R. Arnaldi *et al.*, "NA60 results on thermal dimuons",  
4511 *Eur.Phys.J.* **C61** (2009) 711–720, arXiv:0812.3053 [nucl-ex].
- 4512 [20] W. J. Rapp, R. and H. van Hees, "The Chiral Restoration Transition of QCD and  
4513 Low Mass Dileptons", arXiv:0901.3289 [hep-ph].
- 4514 [21] J. Ruppert and B. Muller, "Waking the colored plasma", *Physics Letters B* **618**  
4515 no. 1–4, (2005) 123–130.  
4516 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269305005812>.
- 4517 [22] K. Dusling, D. Teaney, and I. Zahed, "Thermal dimuon yields at NA60",  
4518 *Phys.Rev.* **C75** (2007) 024908, arXiv:nucl-th/0604071 [nucl-th].
- 4519 [23] Geurts, F., "Dielectron measurements in STAR", *EPJ Web of Conferences* **36**  
4520 (2012) 00010. <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20123600010>.
- 4521 [24] Campbell, S., "Light vector mesons and the dielectron continuum in PHENIX", *EPJ*  
4522 *Web of Conferences* **36** (2012) 00006.  
4523 <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20123600006>.
- 4524 [25] **STAR** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Enhanced strange baryon production in  
4525 Au+Au collisions compared to p+p at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", *Phys.Rev.* **C77** (2008)  
4526 044908, arXiv:0705.2511 [nucl-ex].
- 4527 [26] **NA57** Collaboration, G. Bruno, "NA57 main results", *J. Phys.* **G35** (2008)  
4528 044005, arXiv:0710.2849 [nucl-ex].
- 4529 [27] S. Hamieh, K. Redlich, and A. Tounsi, "Canonical description of strangeness  
4530 enhancement from p-A to Pb-Pb collisions", *Phys.Lett.* **B486** (2000) 61–66,  
4531 arXiv:hep-ph/0006024 [hep-ph].
- 4532 [28] K. Redlich and A. Tounsi, "Strangeness enhancement and energy dependence in  
4533 heavy ion collisions", *Eur.Phys.J.* **C24** (2002) 589–594, arXiv:hep-ph/0111261  
4534 [hep-ph].
- 4535 [29] **NA50** Collaboration, Q. C. *et al.*, " $\phi$  and  $\rho + \omega$  vector-mesons produced in  
4536 lead-induced collisions", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **28**  
4537 no. 7, (2002) 1809. <http://stacks.iop.org/0954-3899/28/i=7/a=335>.

- 4538 [30] "A comparative measurement of  $\phi \rightarrow k^+k^-$  and  $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$  in in-in collisions at the  
4539 CERN SPS", *Physics Letters B* **699** no. 5, (2011) 325 – 329.  
4540 <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269311004278>.
- 4541 [31] **STAR** Collaboration, S.-Y. Blyth *et al.*, " $\phi$ -meson production in heavy-ion  
4542 collisions at RHIC", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **32** no. 12,  
4543 (2006) S461. <http://stacks.iop.org/0954-3899/32/i=12/a=S56>.
- 4544 [32] **STAR** Collaboration, J. H. Chen *et al.*, "System size and energy dependence of  $\phi$   
4545 meson production at RHIC", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **35**  
4546 no. 10, (2008) 104053. <http://stacks.iop.org/0954-3899/35/i=10/a=104053>.
- 4547 [33] **PHENIX** Collaboration, K. M. Kijima *et al.*, " $\phi$ -meson measurements and  
4548 flavor-dependent nuclear suppression at RHIC-PHENIX", *Journal of Physics G :  
4549 Nuclear and Particle Physics* **37** no. 9, (2010) 094002.  
4550 <http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=9/a=094002>.
- 4551 [34] **PHENIX** Collaboration, S. Adler *et al.*, "Production of  $\Phi$  mesons at mid-rapidity in  
4552  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV Au+Au collisions at RHIC", *Phys.Rev.* **C72** (2005) 014903,  
4553 [arXiv:nucl-ex/0410012](http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0410012) [nucl-ex].
- 4554 [35] K. Nakamura and P. D. Group, "Review of particle physics", *Journal of Physics G :  
4555 Nuclear and Particle Physics* **37** no. 7A, (2010) 075021.  
4556 <http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021>.
- 4557 [36] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Rapidity and transverse momentum  
4558 dependence of inclusive  $J/\psi$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", *Phys.  
4559 Lett.* **B704** (2011) 442–455, [arXiv:1105.0380](http://arxiv.org/abs/1105.0380) [hep-ex].
- 4560 [37] "ALICE logbook". <https://alice-logbook.cern.ch/logbook>.
- 4561 [38] "ALICE run condition table". <https://alimonitor.cern.ch/configuration>.
- 4562 [39] "ALICE run quality wiki page". [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/  
4563 QAForTheSelectionOfGoodPhysicsRunsForMuonPhysics](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/QAForTheSelectionOfGoodPhysicsRunsForMuonPhysics).
- 4564 [40] "ALICE run quality wiki page".  
4565 <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/PWG1EvSelDocumentation>.
- 4566 [41] "Christophe SUIRE, communication privée". .
- 4567 [42] "2011  $j/\psi \rightarrow \mu\mu$  and  $r_{AA}$ ".  
4568 <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/JPsiPbPb2011Raa>.
- 4569 [43] E. Incani, A. De Falco, and G. Usai, "Light vector meson production at forward  
4570 rapidity in p-p collisions at the LHC with the ALICE detector". PhD thesis, Cagliari,  
4571 Università di Cagliari, Mar, 2013. Defended 03 Apr 2013.
- 4572 [44] L. Massacrier, "La physique des (di)muons dans ALICE au LHC : analyse en  
4573 collisions p-p ( $\sqrt{s} = 7$  TeV) et Pb-Pb ( $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV) des résonances de  
4574 basses masses ( $\rho, \omega, \phi$ ) et étude d'un trajectographe en pixels de silicium dans  
4575 l'ouverture du spectromètre". PhD thesis, Université de Lyon, Université Claude  
4576 Bernard Lyon 1, Mar, 2013. Soutenue le 26 Oct 2011.

- 4577 [45] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Light vector meson production in  $p-p$   
4578 collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", *Phys.Lett.* **B710** (2012) 557–568, arXiv:1112.2222  
4579 [nucl-ex].
- 4580 [46] L. Aphecetche *et al.*, "ALICE internal note alice-int-2009-044".  
4581 <https://edms.cern.ch/document/1054937/1>.
- 4582 [47] "PYTHIA home page". <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- 4583 [48] **CERES** Collaboration, J. Milosevic, "Strange particle production and elliptic flow  
4584 from CERES", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **32** no. 12,  
4585 (2006) S97. <http://stacks.iop.org/0954-3899/32/i=12/a=S12>.
- 4586 [49] A. Uras, "Low mass dimuon production in p-a collisions at 400gev/c with the  
4587 NA60 detector". PhD thesis, Università degli Studi di Cagliari, (2011) .
- 4588 [50] P. Z. Skands, "The Perugia Tunes", arXiv:0905.3418 [hep-ph].
- 4589 [51] **LHCb** Collaboration, R. Aaij *et al.*, "Prompt charm production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}$   
4590 = 7 TeV", *Nucl.Phys.* **B871** (2013) 1–20, arXiv:1302.2864 [hep-ex].
- 4591 [52] **LHCb** Collaboration, R. Aaij *et al.*, "Measurement of  $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$  at  $\sqrt{s} = 7$  TeV  
4592 in the forward region", *Phys.Lett.* **B694** (2010) 209–216, arXiv:1009.2731  
4593 [hep-ex].
- 4594 [53] R. Barlow, "Systematic errors : Facts and fictions", arXiv:hep-ex/0207026  
4595 [hep-ex].
- 4596 [54] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, " $J/\psi$  suppression at forward rapidity in  
4597 Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *Phys. Rev. Lett.* **109** (Aug, 2012)  
4598 072301. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.072301>.
- 4599 [55] **ALICE** Collaboration, "Centrality determination of Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} =$   
4600 2.76 TeV with ALICE", Tech. Rep. arXiv :1301.4361. CERN-PH-EP-2012-368,  
4601 CERN, Geneva, Dec, 2012. Comments : 37 pages, 16 figures, authors from page  
4602 31.
- 4603 [56] A. Lardeux, "Etude de la production de  $J/\psi$  dans les collisions Pb-Pb à  
4604  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE au  
4605 LHC". PhD thesis, Ecole des Mines, Université de Nantes, (2013) .
- 4606 [57] R. Arnaldi *et al.*, " $\phi$  production in In-In collisions at 158 GeV", *The European*  
4607 *Physical Journal C* **64** no. 1, (2009) 1–18.  
4608 <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1137-5>.
- 4609 [58] R. Rapp, "private communication". .



# Conclusions

4610

4611

---

## 4612 Bilan

4613 Ce manuscrit arrive à présent à son terme. On dressera ici un bilan des activités de re-  
4614 cherche réalisées au cours de ces trois années de doctorat. Le manuscrit est principalement  
4615 tourné vers l'analyse des données collectées en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV durant les  
4616 années 2010 et 2011 soit deux périodes : LHC10h et LHC11h. Il traite principalement  
4617 de la mesure de la densité en particules chargées en fonction de la pseudo-rapacité et de  
4618 l'étude des mésons vecteurs de basses masses. Ces deux axes ont été abordés pour leur  
4619 intérêt pour la compréhension de la dynamique des collisions d'ions lourds et l'étude du  
4620 plasma de quarks et de gluons, un état déconfiné de la matière nucléaire créé lors de  
4621 telles collisions à très haute énergie.

4622 En 2010, la statistique accumulée n'était pas suffisante pour l'étude des mésons  
4623 vecteurs de basses masses, on s'est donc intéressé à la mesure de la densité en particules  
4624 chargées en fonction de la pseudo-rapacité avec le VZERO. Cette mesure a été réalisée  
4625 en collaboration avec le groupe ALICE de l'Institut Neils Bohr (NBI) de Copenhague au  
4626 Danemark pour la partie avec le FMD. Pour cela, une nouvelle technique d'analyse utilisant  
4627 les collisions satellites a été développée à Lyon et utilisée par la suite à Copenhague.  
4628 Les résultats obtenus ont été présentés à la communauté dans plusieurs conférences  
4629 internationales et donneront lieu à un article scientifique dans la revue *Physics Letters B*.

4630 En 2011, la luminosité intégrée enregistrée en collisions Pb-Pb par l'expérience ALICE  
4631 fut suffisante pour extraire convenablement les signaux laissés par les mésons vecteurs de  
4632 basses masses. L'analyse a donc été réalisée en collaboration avec le groupe ALICE de  
4633 l'Institut National de Physique Nucléaire (INFN) de Cagliari en Italie. Dans cette analyse,  
4634 le parti a été pris, à Lyon, de contraindre le rapport beauté ouverte sur charme ouvert  
4635 avec les données. Par comparaison, le groupe de Cagliari utilise la mesure réalisée par  
4636 LHCb en collisions p-p à 7 TeV pour contraindre ce rapport. L'analyse développée est  
4637 donc indépendante de celle réalisée en Italie et permet d'effectuer la même mesure avec  
4638 des critères de départ légèrement différents pour vérifier la stabilité et la robustesse des  
4639 résultats. La finalisation des résultats est en cours afin de pouvoir soumettre une première  
4640 version de la publication à la collaboration en fin d'année 2013.

4641 Le premier chapitre de ce manuscrit a permis d'introduire les concepts fondamentaux  
4642 utilisés en physique des ions lourds et plus particulièrement ceux qui concernent directement  
4643 les résultats obtenus pendant ces trois années. Le deuxième chapitre, quant à lui, décrit les  
4644 outils expérimentaux utilisés et dresse un bilan non-exhaustif des performances actuelles de  
4645 l'expérience ALICE. Par ailleurs, ce chapitre détaille la faisceaologie du LHC permettant la

4646 production de collisions satellites au niveau de l'expérience. Ces collisions particulières sont  
4647 directement en lien avec le chapitre 3.

4648 Le chapitre suivant traite donc de la mesure de la densité en particules chargées  
4649 en fonction de la pseudo-rapacité en collisions Pb-Pb pour 0-30% des collisions les plus  
4650 centrales. La mesure à mi-rapacité est basée sur la reconstruction de tracelettes dans le SPD  
4651 alors que celle vers l'avant utilise une technique originale spécifiquement développée pour  
4652 cette étude. Cette technique utilise les collisions satellites et est largement détaillée dans  
4653 ce manuscrit. Elle permet de réduire la proportion de particules secondaires contribuant  
4654 au signal et de faire la mesure sur la plus large gamme en pseudo-rapacité disponible  
4655 au LHC (10 unités). La comparaison des résultats avec plusieurs modèles théoriques  
4656 montre que la forme et le niveau des distributions obtenus sont les mieux reproduits à  
4657 mi-rapacité ( $|\eta| < 2$ ) par le modèle CGC (Color Glass Condensate). Néanmoins, le modèle  
4658 phénoménologique RDM (Relativistic Diffusion Model) est celui qui décrit avec le plus  
4659 de précision la distribution dans son ensemble. Ces comparaisons confirment l'idée d'une  
4660 forte contribution des gluons lors des collisions aux énergies du LHC. En outre, l'évolution  
4661 de la densité en particules chargées a été étudiée en fonction du nombre moyen de  
4662 participants à la collision  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  et de l'échelle longitudinale  $y' = \eta - y_{\text{beam}}$ . L'évolution  
4663 en fonction de  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  est semblable à celle observée à mi-rapacité ( $|\eta| < 0.5$ ) pour les  
4664 collisions comprises en 0-30% les plus centrales. Par ailleurs, la comparaison des mesures  
4665 obtenues au LHC avec celles provenant des analyses faites au RHIC en fonction de  
4666  $y'$  a été réalisée dans plusieurs intervalles en centralité. Au regard des erreurs sur les  
4667 mesures, la limite de fragmentation est conservée au LHC malgré une augmentation d'un  
4668 facteur  $\sim 10$  de l'énergie dans le centre de masse. En outre, après l'extraction du nombre  
4669 total de particules chargées produites à la collision  $N_{ch}$ , aucun changement significatif de  
4670 l'évolution de ce dernier en fonction de  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  n'a été observé au LHC par rapport  
4671 au RHIC. Cependant, l'augmentation de  $N_{ch}$  en fonction de l'énergie dans le centre  
4672 de masse est supérieure à celle attendue et viole la loi d'échelle linéaire observée dans  
4673 les expériences précédentes (AGS, SPS et RHIC). Ce résultat permet aussi de montrer  
4674 que la largeur de la distribution évolue proportionnellement à  $\ln(\sqrt{s_{NN}})$  et que le niveau  
4675 moyen de la distribution à mi-rapacité varie en loi de puissance de  $\sqrt{s_{NN}}$ . Enfin, la densité  
4676 en particules chargées par unité de pseudo-rapacité pour les collisions les plus centrales  
4677 (0-5%) a été convertie pour obtenir la distribution en particules chargées par unité de  
4678 rapidité. L'établissement d'un plateau à mi-rapacité est caractéristique de la conservation du  
4679 « boost » de Lorentz. Le résultat obtenu favorise un scénario de collision de type Bjorken  
4680 par rapport à un scénario de type Landau. Il s'agit ici d'une indication concernant le fort  
4681 degré de transparence des noyaux incidents aux énergies du LHC. De plus, le rapport  
4682 entre la largeur de la distribution expérimentale et celle prédite par une hydrodynamique  
4683 de Landau est comparé aux rapports obtenus à plus basses énergies. Une large déviation  
4684 est observée au LHC par rapport aux mesures réalisées au SPS et est dans la continuité  
4685 de ce qui avait déjà été vu au RHIC.

4686 Le dernier chapitre traite de l'analyse des mésons vecteurs de basses masses en collisions  
4687 Pb-Pb. La stratégie mise en place et les choix faits pour cette étude y ont été détaillés.  
4688 Le rapport des contributions des saveurs lourdes ouvertes est fixé en ajustant le spectre en

4689 masse invariante dimuon sur une large gamme en masse ( $0.2 < M_{\mu^+\mu^-} < 9 \text{ GeV}/c^2$ ) en  
 4690 incluant le  $J/\psi$ . Les nombres totaux de mésons  $\Phi$  et  $\rho + \omega$  ont pu être extraits dans quatre  
 4691 tranches en centralité (0-20%, 20-40%, 40-60% et 60-90%). Les valeurs obtenues sont  
 4692 fortement dépendantes de la centralité. Qualitativement, pour le  $\Phi$ , la tendance observée en  
 4693 fonction de  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  est similaire à celle obtenue au SPS dans CERES et NA50. Cependant,  
 4694 une comparaison quantitative nécessiterait une mise à l'échelle des données d'ALICE par  
 4695 le rapport des sections efficaces de production par nucléon du  $\Phi$  aux énergies du SPS et  
 4696 du LHC. De telles mesures ne sont malheureusement pas disponibles à l'heure actuelle.  
 4697 L'étrangeté et son augmentation en collisions d'ions lourds par rapport aux collisions p-p a  
 4698 été étudiée par l'intermédiaire du rapport  $\Phi/(\rho + \omega)$ . Une augmentation de ce rapport est  
 4699 visible pour les collisions les plus centrales par rapport aux collisions périphériques et aux  
 4700 collisions p-p (d'un facteur  $\sim 2.2$  et  $\sim 3$  respectivement). Le rapport sature rapidement et  
 4701 met en évidence une équilibration rapide de l'étrangeté en fonction de la centralité en  
 4702 collisions Pb-Pb aux énergies du LHC. Ceci est d'autant plus visible lors de la comparaison  
 4703 des mesures obtenues dans cette analyse à 2.76 TeV avec celles fournies par le SPS  
 4704 à 17.2 GeV<sup>21</sup>. Les rapports sont compatibles pour la tranche la plus périphérique et les  
 4705 valeurs obtenues pour les événements plus centraux aux énergies du LHC saturent bien  
 4706 plus rapidement. Ceci signifie que, si on exclut les collisions périphériques, l'étrangeté se  
 4707 comporte comme une saveur légère (tels les quarks u et d) aux énergies du LHC. Les  
 4708  $R_{CP}$  du  $\Phi$  et du  $\rho + \omega$  ont été extraits. Ils montrent tout deux une forte suppression pour  
 4709 les collisions les plus centrales (75% et 85% respectivement). Enfin, le spectre en masse  
 4710 invariante dimuon a été ajusté à l'aide de processus tenant compte de la modification  
 4711 de la fonction spectrale du  $\rho + \omega$  dans le milieu et de la radiation du QGP. Avec les  
 4712 données actuellement enregistrées et par comparaison avec l'ajustement conduit avec le  
 4713 cocktail hadronique, l'analyse n'est pas sensible à la présence d'un excès en dimuons dans  
 4714 la région des basses masses.

## 4715 Perspectives

4716 On peut à présent mettre en perspective les travaux réalisés durant cette thèse à la  
 4717 fois sur le plan technique et physique.

### 4718 Perspective sur l'analyse de la densité en particules chargées

4719 La première étude sur la densité en particules chargées à l'aide des collisions satellites  
 4720 dans la région vers l'avant ne pourra probablement pas, d'un point de vue technique, être  
 4721 reproduite. En effet, l'angle de croisement des faisceaux maintenant non nul au niveau de  
 4722 l'expérience et les améliorations apportées sur l'injection et la qualité du faisceau par les  
 4723 ingénieurs travaillant sur le LHC ont réduit drastiquement les nombres de collisions satellites  
 4724 enregistrées par ALICE. L'analyse devra donc être conduite en utilisant les collisions au  
 4725 vertex nominal d'interaction. Pour cela, dans la région vers l'avant, il sera nécessaire

21. Les énergies sont données dans le centre de masse.

4726 d'améliorer la description des détecteurs en simulation pour mieux comprendre le bruit de  
4727 fond produit par les particules secondaires. Dans ce cadre, la technique des vertex déplacés  
4728 développée ici pourra être un outil intéressant car il permet de "radiographier" le détecteur  
4729 ALICE. Dans la région centrale, peu soumise à la production de particules secondaires  
4730 grâce au design de l'ITS, des mesures d'une qualité équivalente seront possibles à d'autres  
4731 énergies. Néanmoins, les améliorations apportées à l'ITS à l'horizon 2018 devraient  
4732 permettre d'augmenter la qualité des mesures grâce notamment à une couverture en  $\eta$   
4733 étendue.

4734 D'un point de vue physique, une mesure jusqu'à la rapidité du faisceau semble peu  
4735 probable à l'avenir puisque aucun projet allant dans ce sens n'est à l'étude. Par ailleurs,  
4736 l'utilisation des détecteurs actuels et des collisions nominales réduiront d'une unité la  
4737 couverture en  $\eta$  dans la région vers l'avant. Par conséquent, les études concernant la  
4738 limite de fragmentation devront toujours être faites à l'aide d'extrapolations. Afin d'être  
4739 plus conclusif quant à l'existence d'une violation de la limite de fragmentation et quantitatif  
4740 sur l'amplitude de cette violation, il sera nécessaire d'affiner les analyses pour réduire les  
4741 erreurs systématiques. Ceci pourrait être possible grâce à l'utilisation du MFT et d'une  
4742 technique similaire à celle employée avec le SPD après le LS2 en 2018. Dans un autre  
4743 registre, l'utilisation des collisions nominales dans cette analyse permettra d'utiliser un ou  
4744 plusieurs autres détecteurs que le ZDC pour l'estimation de la centralité. Ceci présente  
4745 deux avantages : une réduction des erreurs systématiques (les erreurs sur les facteurs de  
4746 corrections du ZEM n'auront plus lieu d'être) et la possibilité de mener l'analyse pour des  
4747 événements plus périphériques.

#### 4748 **Perspective sur l'analyse des mésons vecteurs de basses masses**

4749 D'un point de vue technique, la coupure implicite liée aux absorbeurs et la coupure  
4750 du système de déclenchement du spectromètre à muons sur l'impulsion transverse, sont à  
4751 l'origine de la faible statistique enregistrée par comparaison avec l'analyse portant sur le  
4752  $J/\psi$ . De plus, l'incertitude sur l'extrapolation des traces muons vers le point d'interaction  
4753 à travers l'absorbeur frontal dégrade grandement la résolution en masse du détecteur à  
4754 basses masses. Dans ce cadre, le projet MFT devrait permettre une amélioration importante  
4755 de la résolution en masse (environ un facteur 2-3) et de la sensibilité à un excès en  
4756 dimuons dans la région des basses masses (environ un facteur 3). En outre, le MFT  
4757 permettra de fixer la composition et donc la forme de la contribution des saveurs lourdes  
4758 ouvertes par la mesure précise de la section efficace du charme et de la beauté ouvertes.

4759 Concernant directement l'analyse présentée dans ce manuscrit, plusieurs points peuvent  
4760 encore être améliorés. Premièrement, la statistique limitée ne permet pas une analyse  
4761 différenciée et une nouvelle prise de donnée en collisions Pb-Pb à la même énergie serait  
4762 nécessaire pour cela. Cependant, ceci n'est pas prévu à l'avenir. Ensuite, la description  
4763 de la forme de la contribution du charme ouvert peut être améliorée facilement avec  
4764 la production d'un échantillon Monte Carlo plus important. Enfin, l'extraction du  $R_{AA}$   
4765 des mésons vecteurs devrait être possible avec la stratégie d'analyse présentée dans ce  
4766 manuscrit. La comparaison du  $R_{AA}$  du  $\Phi$  en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  dans les canaux hadronique

4767 et muonique apportera des informations sur les effets dans l'état final dans le canal  
4768 hadronique (interaction des kaons avec le milieu).

4769 Pour conclure, l'analyse sur la multiplicité en particules chargées est terminée et en phase de  
4770 publication. L'analyse des basses masses est en phase finale et le début des préparations  
4771 pour la publication devrait intervenir en fin d'année. Pour cette dernière analyse, une  
4772 production Monte Carlo plus importante de charme ouvert devra être réalisée pour réduire  
4773 les erreurs systématiques. Par ailleurs, pour les deux études présentées dans ce travail de  
4774 thèse, l'attention doit maintenant être portée sur l'analyse des données enregistrées en  
4775 p-Pb (Pb-p) en 2013 qui permettront sans aucun doute d'accroître notre compréhension  
4776 des mesures effectuées en Pb-Pb.



# Le modèle de Glauber

## A.1 Généralités

En collisions noyau-noyau à grande énergie, le modèle de Glauber permet de décrire la géométrie de la collision [1, 2]. Les deux paramètres principaux du modèle sont la section efficace nucléon-nucléon ( $\sigma_{NN}$ ) et la densité nucléaire. Les nucléons sont répartis suivant une distribution de Fermi de la forme :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0 + \omega(r/r_0)^2}{1 - \exp(-r/a)} \quad (\text{A.1})$$

$r$  est la distance du nucléon par rapport au centre du noyau,  $r_0$  est la valeur du rayon du noyau<sup>1</sup>,  $\rho_0$  est la densité nucléaire moyenne ( $\sim 0.17 \text{ fm}^{-3}$ ),  $a$  l'épaisseur de la surface<sup>2</sup>, et  $\omega$  est un paramètre de déformation qui tient compte de la déviation par rapport à la forme sphérique du noyau. Plus un noyau est sphérique plus le paramètre  $\omega$  est faible. Dans la limite des noyaux sphériques comme le Plomb ou l'Or ( $\omega \rightarrow 0$ ), la distribution de Fermi qui décrit la densité se réduit à une distribution de Wood-Saxon.

Ce modèle introduit trois grandeurs : le paramètre d'impact, le nombre de nucléons participants à la collisions  $N_{part}$  et le nombre de collisions binaires  $N_{coll}$ . Le paramètre d'impact  $b$  est défini sur la figure A.1.  $N_{part}$  correspond au nombre de nucléons participants à la collision et  $N_{coll}$  donne le nombre de collisions binaires qui se sont produites entre nucléons participants. Grâce à ces trois grandeurs, ce modèle est utilisé pour estimer la centralité (*i.e.* le recouvrement des noyaux) lors des collisions d'ions lourds [3].

## A.2 Modèle de Glauber dans la limite optique

Dans ce modèle, les nucléons et leurs interactions sont décrits en termes d'onde. Dans la limite optique, il est supposé que les nucléons, à hautes énergies, ont une impulsion suffisamment grande pour que leur trajectoire ne soit pas modifiée lors de la collision des deux noyaux. La taille du noyau est grande devant la portée de la force nucléon-nucléon et on fait l'hypothèse que les nucléons voyagent librement les uns par rapport aux autres. On se place dans le cadre d'une collision schématisée dans la figure A.1.

1.  $r_0 = 6.62 \pm 0.06 \text{ fm}$  pour un noyau de Plomb.

2.  $a = 0.546 \pm 0.01 \text{ fm}$  pour un noyau de Plomb

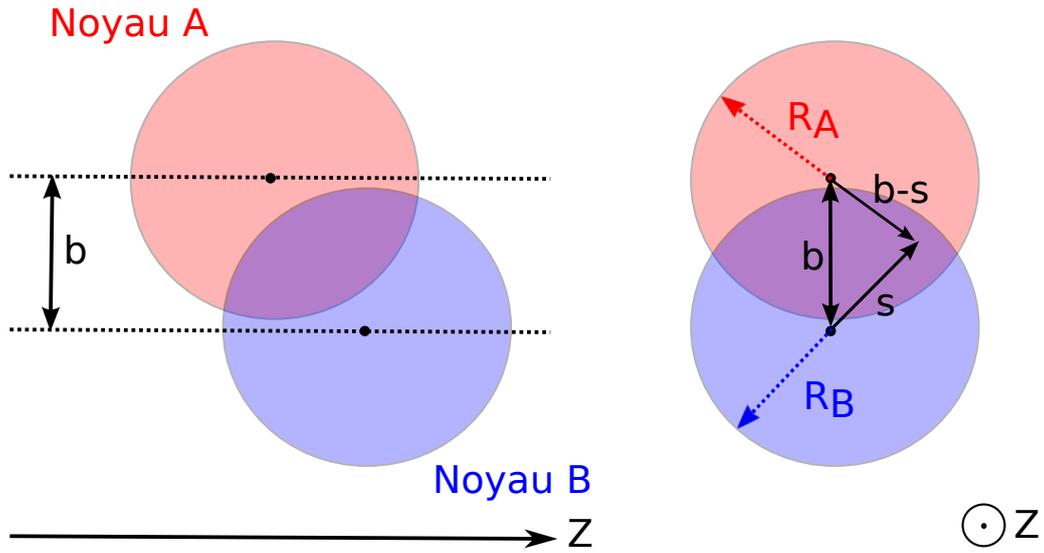


FIGURE A.1 – Représentation schématique d'une collision entre deux noyaux A et B avec un paramètre d'impact  $b$  suivant l'axe longitudinal (gauche) et dans le plan transverse (droite).

4804 Le noyau A ( $A$  nucléons) sera défini comme la cible et B ( $B$  nucléons) comme le  
 4805 projectile. La densité de nucléons par unité de surface pour le noyau A dans le plan  
 4806 transverse est définie comme :

$$T_A(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\vec{s}, z_A) dz_A \quad . \quad (\text{A.2})$$

4807  $\rho_A(\vec{s}, z_A)$  est la densité de nucléons au point  $(\vec{s}, z_A)$  exprimée en coordonnées cy-  
 4808 lindriques. La densité de nucléons par unité de surface est normalisée de telle sorte  
 4809 que :

$$\int_{-\infty}^{\infty} T_A(\vec{s}) d^2s = 1 \quad . \quad (\text{A.3})$$

4810 Le noyau B répond aux mêmes équations avec les changements suivant :  $\rho_A \rightarrow \rho_B$ ,  
 4811  $z_A \rightarrow z_B$  et  $\vec{s} \rightarrow \vec{b} - \vec{s}$ . La fonction de recouvrement des deux noyaux, pour un paramètre  
 4812 d'impact  $\vec{b}$ , s'exprime alors comme :

$$T_{AB}(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{\infty} T_A(\vec{s}) \cdot T_B(\vec{b} - \vec{s}) d^2s \quad , \quad (\text{A.4})$$

4813 avec,

$$\int_{-\infty}^{\infty} T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b} = 1 \quad . \quad (\text{A.5})$$

4814 La probabilité que  $n$  collisions inélastiques nucléon-nucléon se produisent avec un  
4815 paramètre d'impact  $\vec{b}$  suit une loi binomiale et s'écrit comme :

$$P_{AB}(n, \vec{b}) = C_{AB}^n \cdot (T_{AB}(\vec{b}) \cdot \sigma_{NN})^n \cdot (1 - T_{AB}(\vec{b}) \cdot \sigma_{NN})^{AB-n} \quad . \quad (\text{A.6})$$

4816 L'équation A.6 permet de déduire le nombre moyen de participants  $N_{part}$  et le nombre  
4817 moyen de collisions binaires  $N_{coll}$  en fonction du paramètre d'impact  $\vec{b}$ . On a :

$$\begin{aligned} N_{part}^{AB}(\vec{b}) = & A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} T_A(\vec{s}) \cdot \left\{ 1 - [1 - \sigma_{NN} \cdot T_B(\vec{b} - \vec{s})]^B \right\} d^2s \\ & + B \cdot \int_{-\infty}^{\infty} T_B(\vec{b} - \vec{s}) \cdot \left\{ 1 - [1 - \sigma_{NN} \cdot T_A(\vec{s})]^A \right\} d^2s \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

4818 et,

$$N_{coll}^{AB}(\vec{b}) = \sum_{n=1}^{AB} n \cdot P_{AB}(n, \vec{b}) = A \cdot B \cdot T_{AB}(\vec{b}) \cdot \sigma_{NN} \quad . \quad (\text{A.8})$$

### 4819 A.3 Modèle de Glauber Monte Carlo

4820 A la différence du modèle optique, le modèle de Glauber Monte Carlo discrétise la  
4821 localisation des nucléons dans l'espace. De plus, l'utilisation d'une simulation Monte Carlo  
4822 permet de reproduire des observables expérimentales comme la multiplicité de particules  
4823 chargées. On peut ainsi obtenir une estimation réaliste de la centralité des collisions. Les  
4824 nucléons du noyau A et du noyau B sont répartis dans l'espace selon la densité de  
4825 nucléons fournie par l'équation A.2 (figure A.2) et le paramètre d'impact  $\vec{b}$  est tiré au  
4826 hasard suivant la loi de probabilité :

$$\frac{dN_{evt}}{db} = 2\pi \cdot b \quad . \quad (\text{A.9})$$

4827 Comme précédemment, les nucléons voyagent en ligne droite suivant Z et le nombre  
4828 de collisions binaires effectuées par un nucléon ne dépend pas du nombre d'interactions  
4829 qu'il a pu effectuer auparavant. La condition définissant si une collision inélastique s'est  
4830 produite entre deux nucléons dépend de la distance  $d$  entre les deux nucléons dans le plan  
4831 transverse :

$$d \leq \sqrt{\frac{\sigma_{NN}}{\pi}} \quad . \quad (\text{A.10})$$

4832 Le nombre de participants moyen  $\langle N_{part} \rangle$  et le nombre de collisions binaires moyen  
4833  $\langle N_{coll} \rangle$  sont obtenus en simulant un grand nombre d'événements.

4834 En liant l'estimation faite de la multiplicité de particules chargées avec ce modèle et la  
4835 détermination de la centralité, il est possible de déterminer expérimentalement des classes  
4836 de centralité reliées au paramètre d'impact théorique  $b$ . Enfin, des calculs de ce type sont  
4837 implémentés dans beaucoup de générateurs d'événements modernes comme par exemple  
4838 HIJING [4].

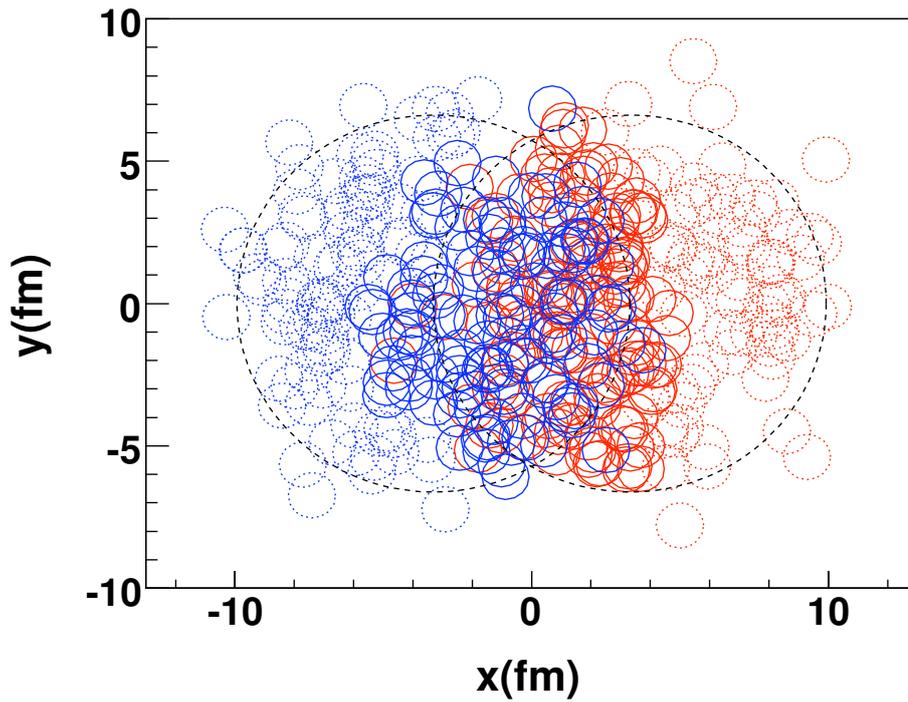


FIGURE A.2 — Coupe transverse d'une collision Pb-Pb avec le modèle de Glauber [5].

4839 **Bibliographie**

- 4840 [1] R. J. Glauber and G. Matthiae, "High energy scattering of protons by nuclei",  
4841 *Nucl.Phys.* **B21** (1970) 135–157.
- 4842 [2] T. Wibig and D. Sobczynska, "Proton-nucleus cross section at high energies",  
4843 *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **24** no. 11, (1998) 2037.  
4844 <http://stacks.iop.org/0954-3899/24/i=11/a=006>.
- 4845 [3] **ALICE** Collaboration, "Centrality determination of Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$   
4846 TeV with ALICE", Tech. Rep. arXiv :1301.4361. CERN-PH-EP-2012-368, CERN,  
4847 Geneva, Dec, 2012. Comments : 37 pages, 16 figures, authors from page 31.
- 4848 [4] "Hijing home page", (1997) . <http://ntc0.lbl.gov/~xnwang/hijing/>.
- 4849 [5] B. Alver, M. Baker, C. Loizides, and P. Steinberg, "The PHOBOS Glauber Monte  
4850 Carlo", arXiv:0805.4411 [nucl-ex].



# Sélection en impulsion transverse et détermination de l'efficacité des chambres de déclenchement

## B.1 Principe de sélection en impulsion transverse du système de déclenchement

Le schéma présenté en figure B.1 transcrit le principe de sélection en  $p_T$  du système de déclenchement. Un muon provenant du point d'interaction est dévié par l'aimant dipolaire d'un angle  $\theta_d$  et son impulsion dans le plan de déviation, dans l'approximation des petits angles, est donnée par :

$$p_{YZ} = \left| \frac{qBL}{\theta_d} \right| \quad (\text{B.1})$$

où,

- $q$  est la charge du muon incident ;
- $B$  est l'intensité du champ magnétique ;
- et  $L$  la longueur du dipôle.

Le muon est ensuite détecté par les deux chambres notées MT1 et MT2 aux points de coordonnées respectives  $(X_1, Y_1, Z_1)$  et  $(X_2, Y_2, Z_2)$ . Le système étant projectif, on peut définir la trace laissée par un muon avec seulement 5 paramètres :  $X_1, Y_1, Y_2, Z_1$  et  $Z_2$  et les distances en  $Z$  sont définies par la position des chambres (16,12 m et 17,12 m respectivement). Si on définit  $Z_f$  comme la position en  $Z$  du plan médian du dipôle, on obtient :

$$\theta_d = \frac{1}{Z_f} \frac{Y_1 Z_2 - Y_2 Z_1}{Z_2 - Z_1} \quad (\text{B.2})$$

La particule passe alors le plan médian du dipôle en :

$$\begin{cases} X_f = X_1 \frac{Z_f}{Z_1} \\ Y_f = Y_2 - \frac{Z_2 - Z_f}{Z_2 - Z_1} (Y_2 - Y_1) \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

## Annexe B. Sélection en impulsion transverse et détermination de l'efficacité des chambres de déclenchement

8

4873 d'où l'impulsion transverse de la particule :

$$p_T = p \cdot \frac{\sqrt{X_f^2 + Y_f^2}}{Z_f} \simeq p_{YZ} \cdot \frac{\sqrt{X_f^2 + Y_f^2}}{Z_f} \quad (\text{B.4})$$

4874 Grâce à la mesure des paramètres précédemment cités, on peut donc remonter à  
 4875 une valeur approchée de l'impulsion transverse du muon. Cependant, l'algorithme de  
 4876 déclenchement ne calcule pas l'impulsion mais utilise, comme le montre la figure B.1,  
 4877 une comparaison entre la déviation  $\delta_{Y_2}$ <sup>1</sup> et une valeur de référence maximale  $Y_{2cut}$ <sup>2</sup>.  
 4878 Ainsi, le système de déclenchement est capable de sélectionner les traces détectées en  
 4879 fonction de leur impulsion transverse. Cette sélection a pour but la diminution du taux  
 4880 de déclenchement dans les chambres du spectromètre à muons et l'élimination des muons  
 4881 "mous" issus de la désintégration des pions et des kaons.

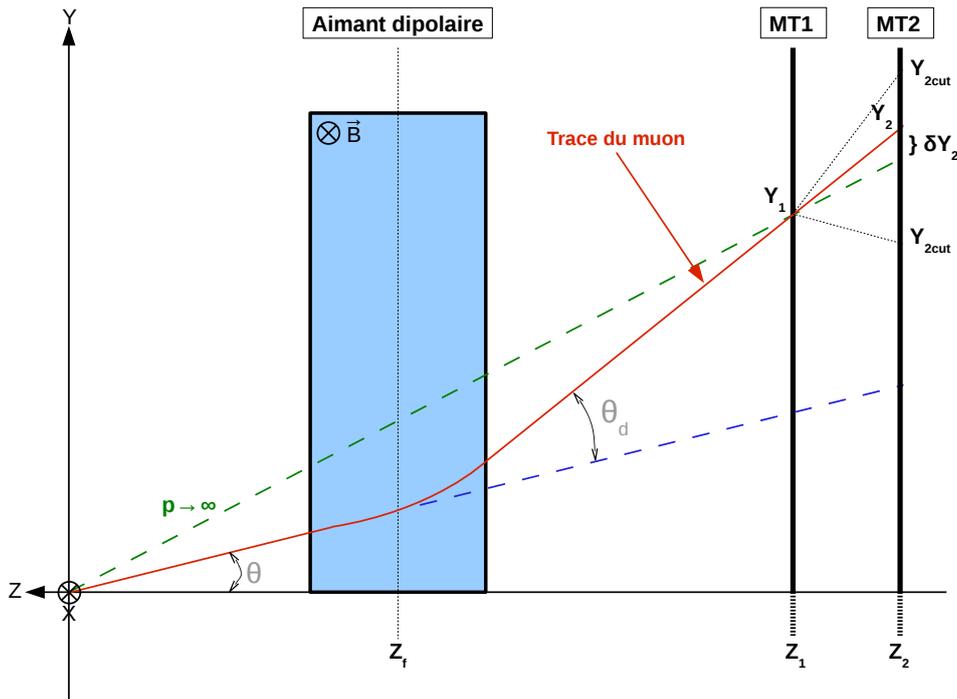


FIGURE B.1 – Schéma de principe de la sélection en impulsion transverse par le système de déclenchement.

1. déviation de la trace par rapport à une trace d'impulsion infinie.
2. valeur de référence maximale définie au préalable et correspondant à la déviation  $p_T = p_T^{cut}$ .

## 4882 B.2 Détermination de l'efficacité des chambres

4883 Pour assurer un bonne capacité de déclenchement et de sélection, il est crucial de  
 4884 contrôler l'efficacité des chambres de déclenchement. L'efficacité des RPCs, mesurée avant  
 4885 l'installation du détecteur, fut estimée à environ 95 %. Cependant, l'exposition à un fort  
 4886 taux de radiations durant les périodes de prise de données impose un contrôle de l'efficacité  
 4887 des chambres.

4888 Pour cela une méthode spécifique a été développée. Elle est appliquée sur toutes  
 4889 les traces enregistrées ( $N_{tot}$ ) et définit deux catégories de traces. Les traces qui ont été  
 4890 détectées par les quatre chambres de détection ( $N_{4/4}$ ) et les traces qui ont touché au  
 4891 moins trois des quatre chambres ( $N_{3/4}$ ). On note ici que les deux catégories ne sont pas  
 4892 exclusives, c'est-à-dire qu'une partie des traces de la catégorie  $N_{3/4}$  est comprise dans la  
 4893 catégorie  $N_{4/4}$ . Le nombre de traces reconstruites ayant laissé un signal dans toutes les  
 4894 chambres s'exprime comme :

$$N_{4/4} = N_{tot} \prod_{11 \leq i \leq 14} \varepsilon_i \quad (\text{B.5})$$

4895 Les chambres de déclenchement sont ici notées de 11 à 14 pour les différencier des dix  
 4896 chambres de trajectographie. On définit de même le nombre de traces qui ont touché  
 4897 seulement trois chambres sur quatre et où la chambre non touchée est notée  $ch$  :

$$N_{3/4}^{ch} = N_{tot} \prod_{\substack{i \neq ch \\ 11 \leq i \leq 14}} \varepsilon_i \quad (\text{B.6})$$

4898 Par conséquent, l'efficacité de la chambre  $ch$  est :

$$\varepsilon^{ch} = \frac{N_{4/4}}{N_{3/4}^{ch}} \quad (\text{B.7})$$

4899 On peut noter que l'efficacité de chaque chambre peut être calculée séparément dans le  
 4900 plan de déviation et dans le plan de non-déviation. En effet, la condition selon laquelle au  
 4901 moins 3 des 4 chambres doivent être touchées doit être satisfaite de façon indépendante  
 4902 dans les deux plans. Pour finir, l'algorithme est capable, en analysant les traces reconstruites  
 4903 et les bandes touchées qui leurs sont associées, de calculer l'efficacité de chaque chambre  
 4904 pour les différentes prises de données à l'aide de l'équation B.7.

4905 **Bibliographie**

# Liste des sous-périodes utilisées dans l'analyse des mésons vecteurs de basses masses

Toutes les sous-périodes utilisées dans l'analyse du chapitre 4 et leurs caractéristiques peuvent être trouvées dans les références [1, 2].

TABLEAU C.1 – Récapitulatif des différentes sous-périodes sélectionnées pour l'analyse des mésons vecteurs de basses masses.

167713	167806	167807	167808	167813	167814	167818	167915
167920	167921	167985	167986	167987	167988	168066	168069
168076	168107	168108	168115	168172	168173	168175	168181
168203	168205	168206	168207	168208	168212	168213	168310
168311	168318	168322	168325	168341	168342	168356	168361
168362	168458	168460	168461	168464	168467	168511	168512
168514	168777	168826	168992	169035	169040	169044	169045
169091	169094	169099	169138	169144	169145	169148	169156
169160	169167	169236	169238	169411	169415	169417	169418
169419	169420	169475	169498	169504	169506	169512	169515
169550	169553	169554	169555	169557	169586	169587	169588
169590	169683	169835	169837	169838	169846	169855	169858
169859	169965	169969	170027	170036	170040	170081	170083
170084	170085	170088	170089	170091	170155	170159	170162
170163	170193	170203	170204	170207	170228	170230	170268
170269	170270	170306	170308	170309	170311	170312	170313
170315	170387	170388	170389	170390	170572	170593	

4913 **Bibliographie**

4914 [1] "ALICE run condition table". <https://alimonitor.cern.ch/configuration>.

4915 [2] "ALICE run quality wiki page". [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/QAForTheSelectionOfGoodPhysicsRunsForMuonPhysics)  
4916 [QAForTheSelectionOfGoodPhysicsRunsForMuonPhysics](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/QAForTheSelectionOfGoodPhysicsRunsForMuonPhysics).

4917