

**Etude de la production du J/psi dans les collisions or-or  
à 200 GeV par paire de nucléons dans l'expérience  
PHENIX.**

Vi-Nham Tram

► **To cite this version:**

Vi-Nham Tram. Etude de la production du J/psi dans les collisions or-or à 200 GeV par paire de nucléons dans l'expérience PHENIX.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Ecole Polytechnique X, 2006. Français. pastel-00001917

**HAL Id: pastel-00001917**

**<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00001917>**

Submitted on 28 Jul 2010

**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 par

**Vi Nham Tram**

pour obtenir le grade de

docteur en sciences de l'École Polytechnique

## **Étude de la production du $J/\psi$ dans les collisions or-or à 200 GeV par paire de nucléons dans l'expérience PHENIX**

Soutenance le 26 janvier 2006 devant le jury composé de :

M. Hervé Borel  
M. Olivier Drapier : directeur de thèse  
Mme Lydia Fayard : rapporteur  
M. Alain Guichard : rapporteur  
M. Hans-Ake Gustafsson : Président du jury  
M. Jean-Yves Ollitrault

*A Albert,*

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>1</b>
<b>Abstract</b>	<b>3</b>
<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>I Introduction à la physique des ions lourds</b>	<b>9</b>
I.1 L'interaction forte et le confinement . . . . .	9
I.1.1 Prédiction de la QCD sur réseau et PQG . . . . .	11
I.1.1.1 Transition de phases. . . . .	12
I.1.1.2 Potentiel écrané . . . . .	13
I.1.1.3 Création et évolution du PQG dans les collisions d'ions lourds. . .	14
I.1.2 Paramètre d'impact et centralité . . . . .	15
I.1.3 Bilan du RHIC . . . . .	18
I.1.3.1 Les conditions initiales . . . . .	18
I.1.3.2 Les signatures observées au RHIC . . . . .	24
I.2 Les mécanismes de production de $J/\psi$ dans les collisions hadroniques . . . . .	37
I.2.1 Production directe des mésons $J/\psi$ dans les collisions hadroniques . . . . .	37
I.2.2 Les effets nucléaires froids . . . . .	38
I.2.2.1 Effet de l'état initial : le shadowing . . . . .	38
I.2.2.2 Effet de l'état final nucléaire : l'absorption nucléaire . . . . .	40
I.2.3 La suppression des mésons $J/\psi$ dans un PQG . . . . .	42
<b>II Configuration expérimentale</b>	<b>45</b>
II.1 Présentation du collisionneur RHIC . . . . .	45
II.1.1 Energie dans le centre de masse . . . . .	45
II.1.2 Faisceaux délivrés par RHIC . . . . .	45
II.2 L'expérience PHENIX . . . . .	46
II.2.1 Détecteurs globaux . . . . .	47
II.2.2 Les bras dimuons . . . . .	52
II.3 Conditions expérimentales de la prise de données 2004-2005 . . . . .	65
II.3.1 Données or-or à 200 GeV dans le centre de masse . . . . .	66
II.3.2 Données or-or à 62.4 GeV dans le centre de masse . . . . .	67

<b>III Principe de l'algorithme de reconstruction et correction d'efficacité</b>	<b>69</b>
III.1 Principe de l'algorithme de reconstruction	69
III.1.1 Algorithme d'identification des muons : recherche de route	69
III.1.2 Algorithme dans le trajectographe : recherche de clusters	70
III.1.3 Reconstruction des trajectoires	72
III.2 Les corrections d'acceptance et d'efficacité	74
III.2.1 Efficacité du détecteur et efficacité de reconstruction	74
III.2.1.1 Les outils de simulation	74
III.2.1.2 Détermination des corrections d'efficacité	75
III.2.2 Acceptance de détection	77
III.2.2.1 Détecteur idéal et réduction de la zone de détection	77
III.2.2.2 Les efficacités de détecteur	79
III.2.2.3 Les effets des pannes des cartes d'acquisition dans le trajectographe	80
III.2.3 Le déclenchement du niveau 2 (trigger L2)	81
III.2.4 Efficacité par classe de centralité : effet de la multiplicité	85
III.3 Les corrections finales	90
III.3.1 Les erreurs systématiques associées aux distributions dans PYTHIA	91
III.3.1.1 Influence de la forme de la distribution en rapidité des $J/\psi$	92
III.3.1.2 Influence de la distribution d'impulsion transverse des $J/\psi$	93
III.3.1.3 Dépendance en fonction de la position longitudinale du point d'interaction	94
III.3.2 Autres erreurs systématiques	95
<b>IV Données et résultats expérimentaux</b>	<b>97</b>
IV.1 Extraction du signal	97
IV.1.1 Sélection des données	97
IV.1.2 Reconstruction des données au centre de calcul de lyon (CCIN2P3)	98
IV.1.3 Les coupures d'analyse	99
IV.1.3.1 Les coupures cinématiques	100
IV.1.3.2 Les coupures physiques	100
IV.1.3.3 Les coupures sur la qualité des trajectoires reconstruites	101
IV.2 Distribution de masse invariante	106
IV.2.1 Soustraction du bruit de fond	106
IV.3 Résultats	109
IV.3.1 Définitions et formules utilisées	109
IV.3.2 Production du $J/\psi$ en fonction de la centralité	112
IV.3.3 Production de $J/\psi$ en fonction de la rapidité	116
IV.3.3.1 $BdN/dy$ et $R_{AuAu}$ par unité de rapidité en fonction de la rapidité	116
IV.3.3.2 Section efficace totale	119
IV.3.4 Production de $J/\psi$ en fonction de l'impulsion transverse $p_t$	121
<b>V Comparaison avec les modèles proposés dans la littérature</b>	<b>131</b>
V.1 Suppression nucléaire normale	131
V.1.1 Suppression due au shadowing et à l'absorption nucléaire normale	131
V.1.2 L'absorption nucléaire normale (fondée sur la QCD)	134
V.2 Les co-voyageurs	136

## TABLE DES MATIÈRES

---

V.3	Suppression dans un PQG . . . . .	139
V.3.1	Interaction du $J/\psi$ dans un PQG . . . . .	139
V.4	La recombinaison . . . . .	140
V.4.1	Modèle cinétique . . . . .	140
V.4.2	Modèle statistique . . . . .	144
V.5	Comparaison avec les résultats de l'expérience NA50 . . . . .	144
<b>Conclusion</b>		<b>157</b>
<b>Annexes</b>		<b>159</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>173</b>



# Résumé

Parmi les signatures proposées pour l'observation du plasma de quarks et de gluons (PQG), l'une des plus prometteuses est la suppression des résonances quark-antiquark de saveurs lourdes par effet d'écran de couleur. Les premières mesures auprès du SPS du CERN ont montré une « suppression anormale » de la production du  $J/\psi$  (résonance  $c\bar{c}$ ) dans les collisions plomb-plomb les plus centrales. La mesure de cette production dans différents systèmes et à différentes énergies de collisions pourrait permettre de conclure quant à la formation du PQG. Les expériences du CERN sont désormais terminées, et cette recherche se poursuit maintenant auprès de l'accélérateur RHIC, dont l'énergie dans le centre de masse est dix fois supérieure à celle obtenue au SPS, en attendant le LHC qui représentera un facteur 30 supplémentaire.

Le travail exposé dans cette thèse porte sur l'étude de la production du  $J/\psi$  mesurée via son mode de désintégration en paires de muons, par l'expérience PHENIX dans les collisions Au-Au à 200 GeV par paire de nucléons, lors de la prise de données de l'année 2004. L'étude de la production du  $J/\psi$  en fonction de la centralité des collisions montre une suppression significative (d'un facteur trois) dans les collisions les plus centrales par rapport à la simple proportionnalité avec le nombre de collisions binaires nucléon-nucléon. Dans les barres d'erreurs, cette suppression n'induit pas de changement observable de la forme de la distribution en rapidité en fonction de la centralité. L'étude de la production du  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse montre un élargissement de sa distribution en  $p_t$  par rapport à la production des  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton, ceci est relié à une suppression importante des  $J/\psi$  à bas  $p_t$ .

Pour comparer les résultats obtenus dans les collisions or-or à ceux des collisions proton-proton, plusieurs effets dits « effets nucléaires froids » doivent être pris en compte. Ceux-ci ne suffisent cependant pas à expliquer la suppression observée, suggérant l'existence de mécanismes supplémentaires. Les modèles qui décrivent bien la suppression anormale observée au SPS conduisent à une suppression plus importante que celle observée au RHIC. Enfin, les modèles qui prennent en compte la recombinaison du  $J/\psi$  semblent mieux reproduire la suppression observée en fonction de la centralité des collisions, mais ne décrivent pas convenablement les observations en fonction de la rapidité ou de l'impulsion transverse. Néanmoins, l'ensemble de ces résultats est compatible avec le scénario selon lequel seules les résonances  $\chi_c$  et  $\psi'$  subissent l'écrantage de couleur aux énergies du RHIC, en accord avec les calculs récents de QCD sur réseau. Ceci renforce l'intérêt de mesurer la production du  $J/\psi$  auprès du LHC, où les effets de suppression directe ou de recombinaison devraient être amplifiés.

**Mots clés :** PQG, charmonium, dimuons, PHENIX, RHIC, ions lourds relativistes





# Abstract

One of the most promising signature of Quark Gluon Plasma formation is the heavy quarkonium suppression due to color screening effect. First experiments at the SPS (CERN) have measured an « anomalous suppression » of the  $J/\psi$  yields ( $c\bar{c}$  state) in central Pb+Pb collisions. However, measurements at different collision energies and with different ions are mandatory to conclude about the discovery of a new state of nuclear matter. Experiments dedicated to heavy ion studies at CERN have completed data taking. Currently, RHIC facility allows to study heavy ions at ten times higher a collision energy, before the start of the LHC with 30 times higher incident energies.

This thesis describes the  $J/\psi$  production measured in the dimuon decay channel by the PHENIX experiment studying Au+Au collisions at 200 GeV in the center of mass. The  $J/\psi$  yield measured in the most central collisions is suppressed by a factor of 3 as compared to the yield expected assuming binary scaling. Within the error bars, the suppression does not affect the  $J/\psi$ 's rapidity distribution. However, a broadening of the transverse momentum distribution is observed as compared to the distribution measured in p+p collisions.

In order to understand this suppression, « cold nuclear effects », namely nuclear absorption and shadowing, are to be taken into account. These effects can describe neither the suppression amplitude nor the suppression pattern, suggesting that other mechanisms are involved. Predictions from different models which reproduce the suppression observed by NA50, can hardly describe the PHENIX measurements and over-estimate the suppression at RHIC. Comparisons with predictions from models including recombination of charm quarks give a reasonable description of the suppression amplitude as a function of centrality. However, these predictions are not in good agreement with the observed rapidity and transverse momentum distributions.

Finally, one possible scenario is that the temperature at RHIC is not high enough to reach direct  $J/\psi$  melting and that the measured suppression is due to the sequential disappearance from higher mass resonances ( $\chi_c$  and  $\psi'$ ). In this case, direct  $J/\psi$  should be suppressed at LHC temperatures. Hence,  $J/\psi$  measurements at LHC are crucial for a better understanding of quarkonium production in heavy ions collisions.

**Key Words :** QGP, charmonium, dimuons, PHENIX, RHIC, relativistic heavy ions



# Remerciements

J'ai réalisé cette thèse au sein du laboratoire Leprince-Ringuet depuis l'année 2002 jusqu'en 2006. Je tiens à remercier M. Henri Videau qui m'a accueillie au sein de son laboratoire. Je remercie également Hervé Borel et Jean-Yves Ollitrault d'avoir eu la gentillesse de participer à ma soutenance de thèse en tant que membre du jury. Un grand merci à Alain Guichard et Lydia Fayard pour avoir accepté et rapporté mon manuscrit de thèse ainsi qu'à Hans Ake Gustafsson pour avoir présidé la séance de soutenance.

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres de mon groupe avec lesquels j'ai travaillé pendant cette thèse. Merci donc à Albert Romana, Michel Gonin, Frederic Fleuret, Olivier Drapier, Raphaël Granier de Cassagnac et Geun Beom Kim de m'avoir accueillie au sein du groupe PHENIX au LLR. Je remercie le groupe de m'avoir suivie tout au long de mes travaux et de m'avoir témoigné leur confiance à l'égard de mon travail. Merci aussi aux étudiants du groupe : Andry Rakotozafindrabe, Ermias Tujuba Atomssa et Catherine Silvestre qui n'ont jamais hésité lorsqu'il s'agissait de me donner un coup de main. Ils apportent un coup de jeune au groupe!

« Albert, je tenais à t'écrire un petit quelque chose sur cette page. Durant la rédaction de ce manuscrit, mon humeur oscillait régulièrement. A chaque fois que tu me croisais dans les couloirs du laboratoire, tu essayais toujours de m'arracher un petit sourire. Tu nous manques à tous... Je te dédicace cette thèse. »

Je tiens particulièrement à remercier mon directeur de thèse Olivier. J'avoue que j'admire sa rapidité et sa perspicacité dans le domaine des ions lourds! Sa pédagogie m'a permis de mieux appréhender la physique du  $J/\psi$  et les nombreuses discussions sur le sujet m'ont permis d'acquiescer, enfin j'espère, une petite intuition sur la physique des  $J/\psi$  dans les collisions d'ions lourds. Je sais que les six derniers mois de cette thèse ont été autant pénibles pour lui que pour moi. Dans les moments difficiles, il a eu la force de me pousser sur la dernière ligne droite de la thèse et surtout lors de la disparition d'Albert.

Un remerciement spécial est dédié à Raphaël. Pour la confiance qu'il m'a montrée tant sur mon travail que sur les projets dans lesquels je voulais travailler. Je ne compte plus le nombre de nos discussions pendant ces trois années de thèse... Elles m'ont éclairée, encouragée et « boostée » dans mon travail. En fait, je me rends compte que je ne pourrais pas décrire ma gratitude en quelques mots. Bref, merci pour tout.

Durant cette thèse, j'ai eu l'occasion de travailler avec Melynda Brooks, Jamie Nagle, MinJung Kweon et Hugo Pereira da Costa dans le cadre de l'analyse des données or-or. Un grand merci à cette équipe! Dans cette analyse, j'ai débuté mes travaux avec Hugo, je le remercie particulièrement, ce fut une collaboration fructueuse. La reconstruction de ces données a été réalisée au CCIN2P3, et ceci grâce à la participation d'Albert, de Martin Purschke et de Raphaël. Sans eux, les résultats n'auraient pas pu être présentés à la conférence Quark Matter 2005. Alors merci encore!

Je tiens également à remercier Louis Kluberg. Les discussions que nous avons eues lors des réunions de groupe ont été fructueuses, elles nous ont guidés et ont permis à Olivier et à moi, de donner une première interprétation des résultats obtenus. Je tiens à souligner l'aide précieuse d'Albert, il m'a également guidée à ce moment là.

Durant ma participation aux travaux de maintenance des spectromètres à muons sur le site de BNL, j'ai eu l'occasion de travailler avec les ingénieurs Franck Gastaldi, Simon Chollet et Alain Debraine. Je les remercie de leur gentillesse et de leur patience, moi qui cours tout le temps dans le détecteur ! J'ai également travaillé avec beaucoup d'autres physiciens de PHENIX, les heures passées dans la hall de l'expérience restent un de mes plus grands souvenirs de cette thèse ! Mike Leitch, Ming Liu, Doug Fields, John Haggerty, Xiaorong Wang, Imran Younus, Dong Jo Kim, Sébastien Gadrat, Yann Cobigo, Olivier, Fred, Andry, Raph et plein d'autres ! Je me demande comment on s'en est sorti pour faire fonctionner notre bébé, je voulais dire notre détecteur. Je les remercie de m'avoir témoigné autant de confiance durant ces travaux, même lorsque je débutais. Je tiens à remercier notre petit groupe de jeunes du laboratoire, composé de thésards et de post-doc dont Nicolas Leroy, Hakima Manseri, Stéphane Bimbot, Pol d'Avezac, Thilbault Frisson, Maxime Gouzevitch, Emmanuel Latour, Marianne Lemoine, Giulia Superina, Matti Peez, Caroline Collard, Martin Tluczykont, Andry, Ermias et Catherine. Les gouters organisés à la cafétéria du labo ou sur les pelouses de l'X restent d'excellents souvenirs durant cette thèse.

Durant ces trois années, j'ai eu l'occasion de discuter de physique, d'analyse et de plein d'autres choses avec Marc Verderi, Philippe Bruel, Nicolas et Hakima, je garde de très bons souvenirs de ces longues discussions ainsi que leur soutien. Ils m'ont aidée et guidée dans mes décisions vis à vis de mon travail. Je considère ces quatre personnes comme mes parrains. Stéphanie Baffioni et Bruno Khelifi, qui sont arrivés au labo pendant ma thèse, m'ont également apporté leur soutien. Enfin, je tiens à remercier Arnd Specka, que j'ai connu tardivement et qui est devenu mon parrain officiel. Il a pris le temps de discuter et de me guider durant ma dernière ligne droite. Merci à vous tous.

Durant mes nombreux voyages sur le site de BNL, j'ai eu l'occasion de constater la gentillesse de chacun. Je tiens à remercier encore quelques personnes de leur soutien, de leur sourire, de leur joie de vivre. La liste est longue, j'espère n'oublier personne... Je commencerai par David Silvermyr, son calme et l'humilité qu'il témoigne à l'égard de son travail est admirable ! Il est rapidement devenu un exemple à mes yeux, même si je suis encore loin de sa sagesse... Les cuisinières hors pair, Xiaorong et MingJun, qui apportent quelques saveurs asiatiques à BNL. La gentillesse de Chun Zhang, toujours prêt à rendre service et qui n'a pas mauvais goût en matière de film. Ma petite Sotiria Batsouli, BNL devient un endroit bien triste quand elle n'est pas dans les alentours. Dave Winter, mon shift leader, même si nous n'avons pas réussi à obtenir un record de prise de données. Boris Hippolyte, qui fait chavirer les coeurs des phenixiennes. Je garde d'excellents souvenirs des moments autour d'un verre avec David, Soso, Dave, Jiamin Jin, Chun, Boris et Raph à BNL, NY ou ailleurs. Et enfin, je tiens à remercier S Dog, Stiv et Pootie Tang de m'avoir fait passer un week-end inoubliable lors de mon dernier voyage à BNL.

Je tiens également à remercier le soutien de quelques parisiens, Eric Bonnet, Yann, Laetitia Lagrange, Caro, Nico, Cricri et Raph, qui m'ont toujours écouté râler tout au long de ma thèse !

Un merci discret mais sincère aux personnes avec lesquelles j'ai eu l'occasion de partager un peu plus qu'une amitié et qui m'ont très fortement soutenue vis à vis de mon travail de thèse.

Et pour finir, je tiens à remercier ma famille pour leur soutien, et spécialement mon frère Julien, qui a supporté mes humeurs surtout les derniers six mois de thèse.

# Introduction

Depuis 1985, un important effort expérimental a été entrepris, au laboratoire de Brookhaven (près de New-York), et au CERN (près de Genève), afin de mettre en évidence l'existence d'un état particulier de la matière nucléaire appelé « plasma de quarks et de gluons ». L'existence d'un tel état est prédite par les calculs de la chromodynamique quantique sur réseaux, pour des températures de l'ordre de 150 à 200 MeV, et une densité d'énergie supérieure d'un ordre de grandeur à la densité nucléaire. Ces conditions expérimentales devraient être atteintes dans des collisions entre noyaux suffisamment lourds, aux énergies accessibles avec les accélérateurs actuels. Dans ce plasma, les quarks et les gluons seraient déconfinés, c'est à dire, possèderaient un libre parcours moyen très supérieur à la taille des nucléons. Cet état est également supposé être celui dans lequel se trouvait l'univers quelques microsecondes après le « big bang ».

Parmi les nombreuses signatures proposées pour l'observation de ce plasma, l'une des plus prometteuses est la suppression des résonances de saveurs lourdes par effet d'écran de couleur, prévue dès 1986. En effet, la présence des charges de couleurs (quarks et gluons) déconfinées est à l'origine d'une modification du potentiel entre paires quark-antiquark de saveurs lourdes ( $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$ ), interdisant la formation des états liés correspondants ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ , et famille de l' $\Upsilon$  respectivement). Une mesure de la production de ces particules dans des interactions entre différents noyaux et à différentes énergies pourrait donc permettre de conclure quant à la formation du plasma. Ces états liés peuvent être observés grâce à leur mode de désintégration en paires de muons (« dimuons »), particules facilement détectables et non soumises à l'interaction forte, donc insensibles au milieu hadronique issu de l'évolution de l'éventuel plasma.

Dès 1987, une diminution d'un facteur 2 de la production du  $J/\psi$  était observée par l'expérience NA38 au CERN dans les collisions S-U les plus centrales, par rapport aux collisions périphériques. Cependant, cette « suppression » est désormais interprétée comme l'absorption du  $J/\psi$  dans la matière nucléaire que celui-ci doit traverser avant d'être détecté, et dont l'épaisseur varie en fonction du paramètre d'impact et de la taille des noyaux en collision. En revanche, l'expérience NA50, qui a poursuivi les mesures de NA38 en utilisant les faisceaux de plomb, disponibles au CERN depuis 1994, a abouti à un résultat plus spectaculaire. En effet, si les collisions plomb-plomb les plus périphériques s'inscrivent dans la continuité des données obtenues avec des systèmes plus légers, les collisions centrales montrent une suppression de la production du  $J/\psi$  qui n'est plus interprétable par la simple absorption dans la matière nucléaire : un phénomène différent, encore appelé « suppression anormale » apparaît. Les caractéristiques détaillées de cette suppression ont conduit la collaboration NA50 à publier un article intitulé *Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the  $J/\psi$  suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS*. Cette publication s'inscrit dans un ensemble de résultats convergents obtenus par les autres expériences du CERN recherchant d'autres signatures du plasma, ce qui a conduit le CERN à annoncer officiellement en Février 2000 la découverte de ce « nouvel état de la matière ».

Ces résultats ont été confirmés récemment en collisions indium-indium par l'expérience NA60. Les expériences du CERN sont désormais terminées, et cette recherche se poursuit maintenant au laboratoire de Brookhaven, auprès de l'accélérateur RHIC (*relativistic heavy-ion collider*, ou « collisionneur d'ions lourds relativistes »), dont l'énergie dans le centre de masse est dix fois supérieure à celle de l'accélérateur SPS du CERN, en attendant le LHC qui représentera un facteur 30 supplémentaire.

Parmi les quatre collaborations internationales prenant part au programme RHIC (deux grandes expériences généralistes : STAR et PHENIX, et deux plus petites et plus spécialisées : BRAHMS et PHOBOS), PHENIX est la seule à comporter des détecteurs de muons. Cette expérience, qui compte environ 550 participants de 60 laboratoires, enregistre des collisions depuis proton-proton jusqu'à or-or à 200 GeV par collision nucléon-nucléon. Le Laboratoire Leprince-Ringuet de l'Ecole Polytechnique s'est chargé de la construction et l'installation de l'électronique de lecture de l'un des détecteurs, appelé « trajectomètre à muons nord », et est désormais responsable de la maintenance de l'électronique des deux trajectomètres (nord et sud) de l'expérience.

Le travail exposé dans cette thèse porte sur l'étude de la production du  $J/\psi$  telle qu'elle a été mesurée par l'expérience PHENIX dans les collisions Au-Au à 200 GeV par paire de nucléons, lors de la prise de données de l'année 2004. Le premier chapitre expose les éléments théoriques qui ont conduit à l'étude du plasma et de cette signature en particulier, ainsi que les autres résultats marquants obtenus par l'expérience PHENIX concernant d'autres signatures du QGP. Dans une deuxième partie, je présenterai les différents sous-détecteurs de PHENIX utilisés pour cette analyse, en insistant sur les trajectomètres à muons et leur électronique sur lesquels j'ai plus particulièrement travaillé. Le troisième chapitre détaille la procédure de simulation que j'ai utilisée pour obtenir l'efficacité des détecteurs en fonction de la multiplicité des particules secondaires qui les traversent, et donc en fonction de la centralité de la collision. Le chapitre quatre expose l'analyse des données obtenues dans les collisions or-or lors de la campagne d'expérience de l'année 2004. Les résultats de cette analyse seront ensuite comparés aux différents modèles proposés dans la littérature, dans la cinquième et dernière partie de ce mémoire.

# Chapitre I

## Introduction à la physique des ions lourds

### I.1 L'interaction forte et le confinement

C'est en cherchant à sonder plus profondément la matière nucléaire que les physiciens du SLAC (1967) ont pu mettre en évidence l'existence d'une structure ponctuelle dans le proton. Il est établi aujourd'hui que le proton est constitué essentiellement de trois quarks de valence ( $uud$ ), et d'une petite contribution d'une mer de quarks et d'anti-quarks, et de gluons. Ces particules sont sensibles à l'interaction forte. Cependant, on n'a jamais pu mettre en évidence un quark hors du nucléon, c'est le **principe du confinement**. La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie actuelle des interactions fortes dans un champ de quarks et de gluons.

Pour introduire le confinement dans la théorie, la QCD introduit un nouveau nombre quantique qui est la **couleur** (les trois valeurs élémentaires sont le bleu, rouge et vert) dont les propriétés (la somme des couleurs par exemple) sont analogues aux couleurs de la lumière. Ainsi la QCD repose sur le groupe de jauge non abélien SU(3). Les quarks ainsi que les gluons sont porteurs de couleur, ce qui, si on impose que la matière visible est *blanche*, suppose un confinement de ces particules pour former des particules visibles et détectables.

De plus, les calculs de QCD suggèrent que le vide QCD contribue à la masse de certains quarks et que cette contribution domine pour les quarks légers ( $u$ ,  $d$  et  $s$ ) celle engendrée par la brisure de symétrie électrofaible. La figure I.1 montre la proportion de la masse des quarks due à la brisure de symétrie chirale (QCD) comparée à la masse engendrée par la brisure de symétrie électrofaible (QED).

**Le confinement.** A une température nulle  $T = 0$ , on peut modéliser le potentiel  $V$  auquel est soumis une paire de quarks dans un hadron par :

$$V(r, T) = -\frac{\alpha_s}{r} + \sigma(T).r \quad (\text{I.1})$$

où  $\alpha_s$  est la constante de couplage forte,  $\sigma$  la tension similaire à la tension d'une corde. A faible distance c'est le terme coulombien (en  $1/r$  par analogie au potentiel électromagnétique) qui est dominant, tandis qu'à grande distance, l'effet dominant est la tension  $\sigma$  de la corde qui traduit l'effet du confinement (illustrée par la figure I.2 par la courbe de potentiel en pointillé). Les



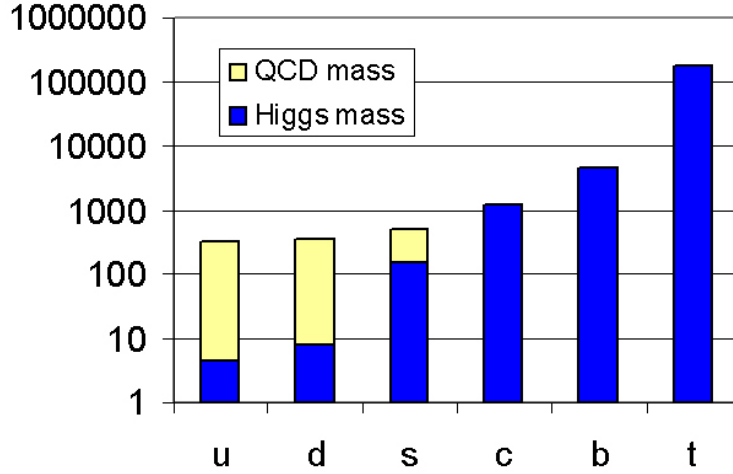


FIG. I.1 – Masse effective des six quarks (échelle logarithmique) : en bleu la contribution du vide électrofaible, en jaune celle du vide QCD [1].

valeurs typiques de ces paramètres à température nulle sont :  $\sigma(T = 0) \simeq 0,17 \text{ GeV/fm}$  et  $\alpha_s \simeq 0,1183 \pm 0,0027$  [2].

Le potentiel augmentant linéairement avec la distance, il faudrait fournir une énergie infinie pour séparer les quarks. En augmentant l'énergie pour séparer les quarks, lorsque celle-ci sera suffisamment importante, elle va plutôt créer une paire de quark-antiquark : la corde sera alors brisée mais les quarks créés seront à leur tour liés avec les quarks initiaux, il est donc impossible de voir un quark isolé de cette manière. Toutefois la tension de la corde  $\sigma(T)$  pourrait dépendre de la température  $T$  : elle décroît lorsque la température augmente.

L'évolution de la constante de couplage forte  $\alpha_s(Q)$  [2] en fonction de l'énergie d'interaction entre les quarks (illustrée par la figure I.3) montre que lorsque l'énergie  $Q$  de transfert est grande c'est-à-dire lorsque  $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ <sup>1</sup>, la constante de couplage devient faible par rapport à 1 (jusqu'à  $\alpha_s \simeq 0,1$ ), elle s'exprime sous la forme de :  $\alpha_s(Q) \sim \frac{1}{\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \ll 1$ <sup>2</sup>. On peut alors traiter les interactions fortes en perturbations (pQCD). En d'autres termes, plus on augmente  $Q$ , plus le pouvoir de résolution de la sonde ( $r \simeq 1/Q$ ) est fin et on peut alors considérer les quarks comme des particules ponctuelles interagissant peu et quasi libres à l'intérieur des hadrons. Cependant l'approche de l'asymptote est lente.

A l'inverse lorsque l'énergie d'interaction est faible  $Q^2 \leq \Lambda_{QCD}^2$  (ou à grande distance  $r > 1 \text{ fm}$ ), le couplage devient intense et confine les quarks dans les hadrons, et on ne sait plus calculer la constante de couplage  $\alpha_s$  : nous sommes dans le régime non perturbatif. Pour traiter en régime non perturbatif les interactions fortes, une technique possible et utilisée aujourd'hui est le calcul de QCD sur réseau.

Ces calculs prédisent qu'à une certaine température  $T = T_c$  (où  $T_c \sim 160 \text{ MeV}$  est la température dite *critique*), la tension de la corde tend vers zéro :  $\sigma \rightarrow 0$  et la constante de couplage diminue

<sup>1</sup> $\Lambda_{QCD}$  est le paramètre d'échelle de QCD. C'est un paramètre libre de la théorie QCD.  $\Lambda_{QCD} \simeq 211 \text{ MeV}$

<sup>2</sup> $\alpha_s(Q) = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_0 \frac{33 - 2n_f}{12\pi} \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}$  où  $n_f$  est le nombre de saveur.

comme le montre dans la figure I.2 la courbe de potentiel en trait plein. Les quarks peuvent alors se mouvoir et s'échapper du hadron auquel ils appartiennent, c'est le **déconfinement** : le milieu devient un **plasma de quarks et de gluons**.

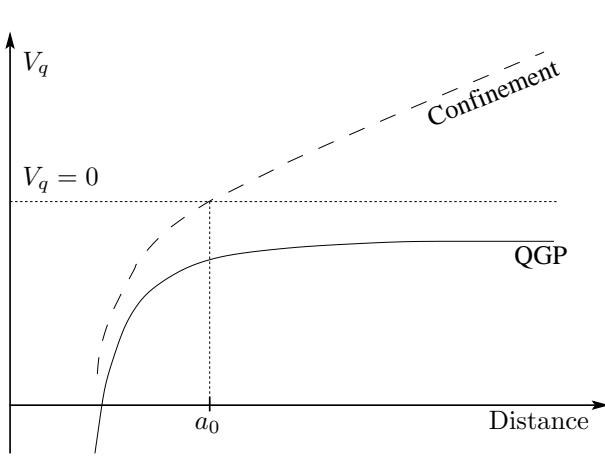


FIG. I.2 – Potentiel inter-quark  $V_{qq}$  en fonction de la distance  $r$ ,  $a_0$  est la taille d'un hadron. La courbe en pointillés représente le potentiel à  $T = 0$  : lorsque la distance est grande la tension de la corde  $\sigma$  relie les quarks et les tient confinés. Lors de la création d'un PQG : la tension  $\sigma \rightarrow 0$  et  $\alpha_s$  devient plus faible.

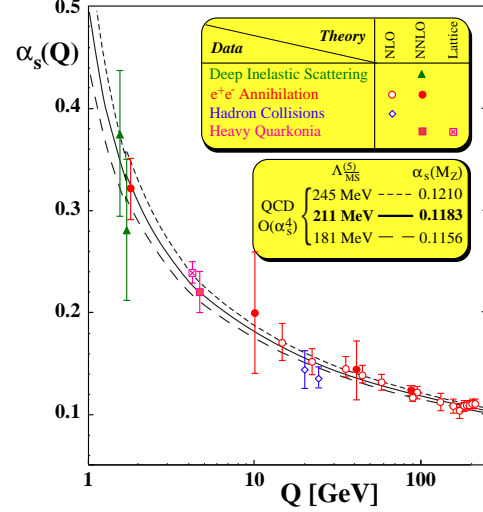


FIG. I.3 –  $\alpha_s(Q)$  en fonction de l'énergie de transfert ( $Q$  en GeV). Les valeurs sont déterminées avec un ajustement par un modèle théorique (NLO, NNLO, lattice) sur les données expérimentales (DESY, LEP, TEVATRON) [2].

### I.1.1 Prédiction de la QCD sur réseau et PQG

Les équations de QCD sur réseau (ou *lattice QCD*) furent proposées en 1974 par K. Wilson (Université de Cornell, Etats-Unis) comme un outil théorique pour étudier les effets non perturbatifs de l'interaction forte. Il fallut attendre 1979 pour voir les premières simulations sur ordinateur.

Le principe de ces calculs est l'étude de la QCD sur les quarks et les gluons dans un espace-temps discret à une température finie<sup>3</sup>. Ceci permet de calculer les observables thermodynamiques en fonction de la fonction de partition  $Z$  :

$$\epsilon = \frac{T^2}{V} \left( \frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right) \text{ et } P = T \left( \frac{\partial \ln Z}{\partial V} \right) \quad (\text{I.2})$$

où  $\epsilon$  est la densité d'énergie et  $P$  la pression du système. La figure I.4 montre les prédictions des calculs sur les variations de la **densité d'énergie** et de la **pression** en fonction de la température du système. Les variables utilisées sont alors la température  $T$  et le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ <sup>4</sup>.

<sup>3</sup>Initialement les calculs se faisaient à température nulle afin d'étudier la masse des hadrons lorsque les interactions fortes ne peuvent être calculées de manière perturbative.

<sup>4</sup>les calculs de QCD se font sur réseau et à potentiel chimique baryonique  $\mu_B = 0$ .

### I.1.1.1 Transition de phases.

La transition de phase peut être considérée comme un changement brutal de l'entropie du système correspondant à un changement du nombre de degrés de liberté (proportionnel à  $\epsilon/T^4$ ) illustrée par la figure I.4 : pour les basses températures ( $T \ll T_c$ ) le nombre de degré de liberté du système est dominé par les trois états de charge des pions ( $\pi^0$ ,  $\pi^+$  et  $\pi^-$ ). Lorsque la température est proche de  $T_c$ ,  $\epsilon/T^4$  augmente d'un facteur dix sur un intervalle de  $\Delta T \sim 20$  MeV. Enfin, lorsque la température est supérieure à  $T_c$ , le système tend vers un état déconfiné, dans lequel les degrés de liberté correspondent aux partons (quarks et gluons) et non plus aux hadrons. A très haute température, la densité d'énergie atteint la limite de Stefan-Boltzmann où le système interagit très faiblement ( $\alpha_s \sim 0$ ), et est alors équivalent à un gaz parfait. On a alors la densité  $\epsilon_{SB}$  pour deux et trois saveurs de quarks <sup>5</sup> :

$$\epsilon_{SB} = \{2_f \cdot 2_s \cdot 2_q \cdot 3_c \cdot \frac{7}{8} + 2_s \cdot 8_c\} \frac{\pi^2}{30} T^4 = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad (\text{I.3})$$

$$\{3_f \cdot 2_s \cdot 2_q \cdot 3_c \cdot \frac{7}{8} + 2_s \cdot 8_c\} \frac{\pi^2}{30} T^4 = 47,5 \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad (\text{I.4})$$

Pour les températures accessibles expérimentalement dans les collisionneurs d'ions lourds (de  $T_c$  à  $3T_c$  pour le RHIC) la densité atteinte est de l'ordre de  $\epsilon_{RHIC} \sim 0,8 \cdot \epsilon_{SB}$ , le système n'est cependant pas considéré comme un gaz parfait,  $\alpha_s$  n'est pas négligeable. Les particules interagissent encore fortement, on appelle ce milieu le PQG fortement couplé (*strongly interacting QGP* ou sQGP). A potentiel baryonique nul  $\mu_B = 0$ , les calculs de QCD sur réseau prédisent

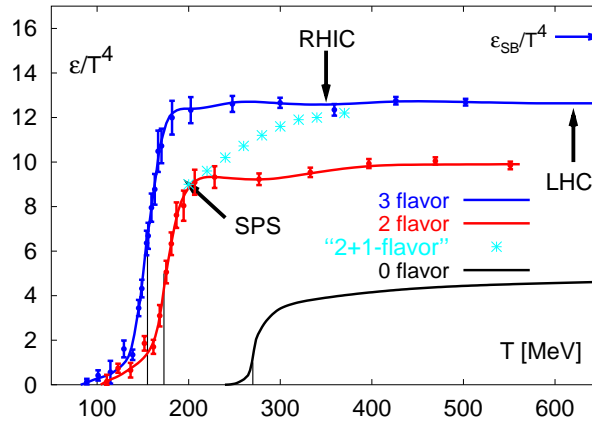


FIG. I.4 – Prédiction des calculs de QCD sur réseau ([3]). Elle montre l'évolution de la densité d'énergie  $\epsilon(T)$  (divisé par  $T^4$ ) en fonction de la température  $T$  pour 4 configurations de quarks différentes (0 saveur, 2 saveurs légères, 3 saveurs légères et 2 saveurs légères + 1 saveur lourde). A partir de  $T = T_c$ , on s'attend à une transition de phase.

que la transition de phase du gaz hadronique vers le PQG est une transition de premier ordre (avec dégagement de chaleur latente) pour une configuration *sans saveur* (gluons seulement).

<sup>5</sup>Somme des degrés de liberté des gluons et des quarks :

- gluons : 8 charges de couleurs  $\times$  2 états d'hélicité = 16
- les quarks : 2 (ou 3) saveurs  $\times$  2 états de spin  $\times$  2 états de conjugaison de charge (quark/antiquark)  $\times$  3 couleurs, le facteur 7/8 provient de la différence de statistique entre quarks et gluons.

Cependant, si on prend l'hypothèse d'une configuration à 2 ou 3 quarks dans les calculs ( $u$ ,  $d$  puis  $s$ ), la transition de phase calculée serait du second ordre (transition de phase continue). Lorsque le potentiel baryonique n'est pas nul (comme l'illustre la figure I.5), la température nécessaire pour atteindre la transition de phase devient moindre et son effet sur la nature de la transition de phase n'est pas négligeable : elle serait du premier ordre pour les grands potentiels baryoniques. Il existe un point critique à partir duquel la transition de phase est du premier ordre ( $\mu_B > 350$  MeV) et en dessous de ce point la transition de phase est continue.

Les valeurs de température et de potentiel baryonique pour le point critique ne sont encore qu'approximatives. Toutefois il semble que les expériences auprès du SPS (CERN) soient les mieux placées pour étudier une transition de phase du premier ordre, alors que celles auprès du RHIC (et du futur LHC) pour lesquelles le potentiel baryonique atteint est faible soient plus en mesure d'observer une transition de phase du second ordre.

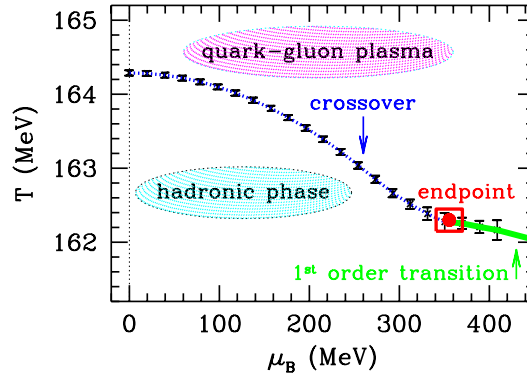


FIG. I.5 – Transition de phases (gaz hadronique)-PQG attendue en fonction de la température et du potentiel baryonique  $\mu_B$ . Lorsque le potentiel baryonique n'est pas nul, la température nécessaire pour atteindre la transition de phase diminue. Le point critique (*endpoint*) est le point à partir duquel on a un changement de la nature de la transition de phase. A potentiel baryonique petit ( $\mu_b < 350$  MeV) la transition de phase est continue (*crossover*), alors qu'à grand potentiel baryonique, la transition est du premier ordre.

### I.1.1.2 Potentiel écranté

Le potentiel inter-quark est fortement perturbé lorsque la densité d'énergie augmente [4]. Dans un milieu dense, la distance moyenne entre quarks devient plus faible, la partie coulombienne du potentiel devient dominante et le potentiel inter-quark prend la forme :

$$V(r, T) = -\frac{\alpha_s}{r} e^{-\mu(T).r} \quad (\text{I.5})$$

où  $\mu = 1/r_D$  avec  $r_D$  le rayon d'écrantage de Debye du milieu, celui-ci diminue lorsque la densité augmente. Le potentiel vu par les autres quarks semble alors inférieur : il est écranté de la même manière que pour les charges électriques. Un hadron placé dans un milieu suffisamment dense pour que le rayon de Debye soit inférieur au rayon de liaison entre les constituants du hadron ( $r_D \ll r_B$ ) sera dissout en ses constituants (quarks) (illustré par la figure I.6). Après refroidissement du milieu dense, le milieu s'hadronise et produira à nouveau des hadrons, et la mémoire du hadron d'origine sera alors perdue.

Autour de la température critique  $T_c$ , les prédictions perturbatives du potentiel de Debye ne

s'appliquent plus, il est alors nécessaire de les traiter avec les calculs de QCD sur réseau. Autour de la température critique  $T_c$ , ces calculs montrent que la tension de la corde  $\sigma(T)$  décroît. Les deux figures I.7 montrent les résultats des calculs en fonction de la distance  $r$  pour différentes valeurs du paramètre  $\beta = 3/2\pi\alpha_s(T)$  dépendant de la température.

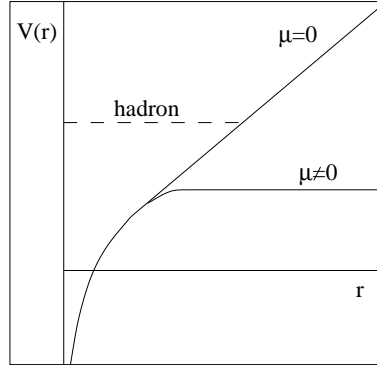


FIG. I.6 – Ecrantage de couleur du potentiel de confinement. Le potentiel  $V(r)$  pour deux cas de figure : lorsque  $\mu = 0$  ou  $r_D$  grand le potentiel croît linéairement en fonction de  $r$  et tient les constituants des quarks à l'intérieur des hadrons, alors que pour  $\mu \neq 0$  et suffisamment grand pour que  $r_D \ll r_B$ , le potentiel n'augmente plus lorsque  $r$  augmente, de plus le rayon  $r_D$  étant plus petit que le rayon du hadron, les quarks constituants du hadron ne sont plus liés : le hadron est détruit.

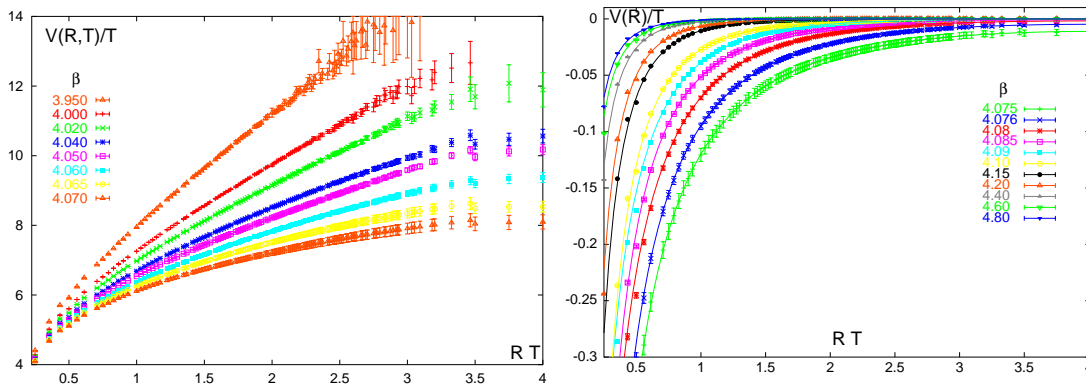


FIG. I.7 – Prédiction du potentiel entre quarks en fonction de la distance inter-quark par les calculs de QCD sur réseau (dans ce cas c'est le potentiel des quarks lourds) [5]. A gauche, le potentiel dans le cas où la température est en dessous de la température critique  $T_c$  ( $3.950 \leq \beta \leq 4,070$ ) en fonction de la distance. A droite, le potentiel pour des températures au dessus de  $T_c$  ( $4.075 \leq \beta \leq 4,80$ ).

### I.1.1.3 Création et évolution du PQG dans les collisions d'ions lourds.

Une méthode proposée pour la création de cet état de la matière est l'utilisation des collisions d'ions lourds relativistes. En effet, l'énergie cinétique des projectiles permet de chauffer le système lors des collisions et permet d'apporter une température suffisamment élevée et/ou une densité d'énergie suffisante pour atteindre la transition de phase. Les différentes machines utilisées pour l'étude de la matière dense sont présentées dans le tableau I.1 : les accélérateurs sur cible

fixe AGS de Brookhaven et SPS du CERN, le collisionneur RHIC à BNL et le futur collisionneur LHC au CERN.

La figure I.8 schématise une rencontre frontale des projectiles : avant la collision, juste après le recouvrement des deux noyaux et enfin, le milieu produit (contenu dans le cylindre rose). Bjorken (1983) propose de décrire l'évolution du milieu produit à partir de modèle hydrodynamique dans [6]. Son scénario suppose que l'expansion du milieu est homogène et longitudinale. La figure I.9 est un diagramme espace-temps  $((z, t)$  du laboratoire) représentant l'évolution du système après la rencontre des noyaux à  $t = 0$  et  $z = 0$ . On exprime l'évolution du système avec le temps propre  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$  du milieu formé. Les valeurs des temps propres représentées par les hyperboles, correspondent aux différentes phases de l'expansion ; elles sont approximatives et données pour les collisions au SPS. Bjorken suppose qu'il existe un plateau central dans la production des particules en fonction de la rapidité. La production des particules serait alors invariante sous la transformation de Lorentz avec  $t = \tau \cosh y$  et  $z = \tau \sinh y$ .

Le système évolue d'abord dans un état de pré-équilibre (environ  $\tau \sim 1$  fm/c), puis si la densité d'énergie le permet, la phase PQG se formerait et aurait une durée de vie de l'ordre de 6 à 7 fm/c. Ensuite en se refroidissant, le système tend vers une phase de matière hadronique chaude.

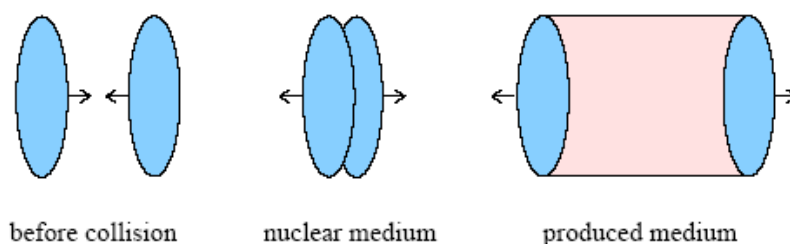


FIG. I.8 – Représentation schématique d'une collision noyau-noyau : avant la collision, après le recouvrement des noyaux et le milieu produit (contenu dans le cylindre rose). Les noyaux qui subissent la contraction de Lorentz selon l'axe de collision  $z$ , sont représentés comme des crêpes (bleues) dans le référentiel du centre de masse.

Lorsque la température devient insuffisante pour changer la composition chimique (les interactions inélastiques cessent), on atteint alors un gel chimique (*chemical freeze-out*). On peut déterminer cette composition chimique par la mesure des taux et des rapports de production de différentes particules. Enfin, lorsque les particules créées n'interagissent plus avant leur détection, le système a atteint le gel cinétique (*kinetic freeze-out*).

### I.1.2 Paramètre d'impact et centralité

La densité d'énergie atteinte dans les collisions d'ions lourds dépend de la taille des ions utilisés, plus précisément la surface transverse des noyaux, et de l'énergie de collision. Cependant, les densités atteintes dépendent également du nombre de nucléons qui se rencontrent. Ceci est schématisé par les figures I.10 qui montrent respectivement une collision à grand paramètre d'impact <sup>6</sup> (de l'ordre de la taille du noyau) dite périphérique où les noyaux ne font que s'effleurer et

<sup>6</sup>Le paramètre d'impact  $b$  est la distance minimale d'approche entre les deux projectiles et pour les collisions hadroniques, entre les centres des noyaux.

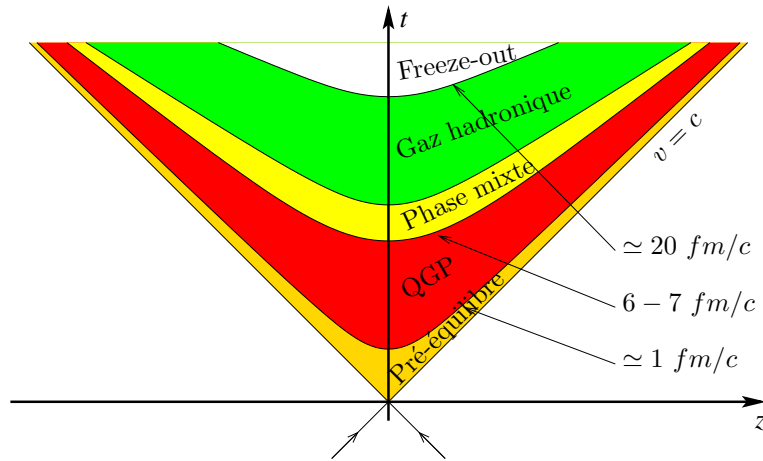


FIG. I.9 – Le scénario de Bjorken. Il décrit la collision dans le plan  $z$  (coordonnée longitudinale) à un temps propre constant  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ .

une collision à plus faible paramètre d'impact dite centrale où les noyaux se rencontrent frontalement. Le nombre de nucléons entrant dans la collision est plus faible dans le premier type de collision alors que dans le second cas il est presque maximal. Ainsi pour le même type d'ions à la même énergie incidente, il faut également caractériser les collisions par le paramètre d'impact  $b$  des noyaux incidents.

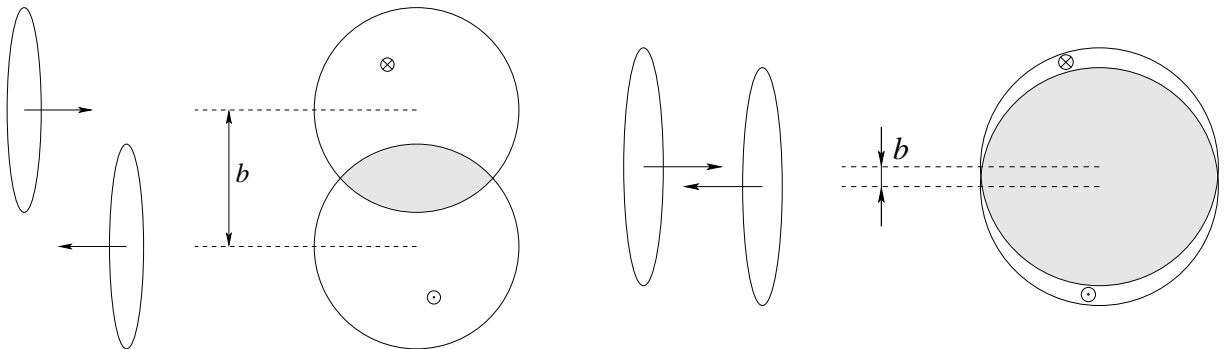


FIG. I.10 – Schéma d'une collision périphérique (gauche) et d'une collision centrale (droite). Dans ce schéma vu du centre de masse, les deux noyaux sont représentés aplatis du fait de la contraction de Lorentz. Dans le cas de collision périphérique, le paramètre d'impact est grand (de l'ordre de la taille du noyau) et le volume d'interaction est faible : peu de nucléons interagissent. Dans les collisions centrales à petit paramètre d'impact, le recouvrement des nucléons est grand ce qui permet d'atteindre des densités d'énergie élevées.

Il n'est cependant pas possible de mesurer le paramètre d'impact directement. En revanche, certaines observables qui dépendent de  $b$  sont mesurables expérimentalement, telles que le nombre de particules produites dans un certain domaine de pseudo-rapacité ou le nombre de neutrons spectateurs. On définit alors à partir de ces mesures une variable reliée à  $b$  appelée **centralité** de la collision qui est généralement exprimée en pourcentage de la section efficace totale. Une centralité de  $n$  % correspond au paramètre d'impact en deçà duquel se situent  $n$  % d'interactions les plus centrales. Lorsqu'une collision se produit à faible paramètre d'impact, le nombre de par-

ticules produites mesuré sera grand, et la collision sera dite *centrale*. A l'inverse, une collision à grand paramètre d'impact est dite *périphérique*.

Le modèle de Glauber [7] permet de relier le paramètre d'impact à la centralité. C'est un modèle géométrique simple qui suppose que les nucléons ont une trajectoire rectiligne qui est indépendante du fait qu'ils interagissent ou pas. Lorsque les nucléons se rencontrent, ce modèle suppose que la section efficace d'interaction de ces nucléons est similaire à la section efficace inélastique nucléon-nucléon constante  $\sigma_{NN}$ . Ainsi, les interactions entre nucléons sont indépendantes des unes des autres. Pour les collisions à 200 GeV dans le centre de masse, la section efficace  $\sigma_{NN}$  utilisée est de 42 mb. Les nucléons interagissent si la distance entre les nucléons est inférieure à  $d < \sqrt{\sigma_{NN}/\pi}$ .

Dans PHENIX [8], la densité nucléaire utilisée est une paramétrisation de la fonction de Woods-Saxon de la forme :

$$\rho(r) = \rho_0 \times \frac{1}{1 + \exp \frac{r-R}{a}} \quad (\text{I.6})$$

avec  $R = 6,38$  fm le rayon du noyau d'or et  $a = 0,54$  fm le facteur de diffusion de la surface du noyau d'or.

Pour un paramètre d'impact donné, le modèle de Glauber donne le nombre de nucléons participants  $N_{part}$  de la collision. Un nucléon est considéré comme un nucléon participant si celui-ci a subi au moins une collision inélastique nucléon-nucléon, les autres nucléons du noyau sont appelés spectateurs. Le nombre de participants est utilisé comme un indicateur de la centralité, en particulier lorsqu'on compare deux systèmes d'ions différents. Une autre variable aussi utilisée est le nombre de collisions inélastiques nucléon-nucléon  $N_{coll}$  qui est le nombre total d'interactions dans la collision. Cette variable est reliée aux processus rares dits durs car elle est proportionnelle à une probabilité d'interaction <sup>7</sup>. La fonction de chevauchement des nucléons  $T_{AB}$  et le nombre de collisions nucléon-nucléon sont reliés par  $T_{AB} = \langle N_{coll} \rangle / \sigma_{NN}$ .

Le nombre de participants est un bon indicateur de la centralité car il est relié à la multiplicité des particules chargées mesurée. Les informations données par le modèle de Glauber sont alors reliées [9] aux mesures effectuées par deux détecteurs : le BBC et le ZDC, qui seront présentés dans le chapitre II.2.1 à la page 50. Les figures I.11 présentent le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon et nombre de nucléons participants en fonction du paramètre d'impact  $b$  et en fonction de la centralité. Un tableau des équivalences paramètre d'impact, nombres de participants et de collisions binaires en fonction de la centralité est détaillé à la page 159 de l'annexe, ainsi que les incertitudes associées. Il faut ajouter les incertitudes liées aux réponses des détecteurs qui seront discutés dans le chapitre II.2.1 à la page 50.

Les résultats de l'analyse qui sont présentés en fonction de la centralité, utilisent les classes de centralité ainsi que les équivalences nombre de participants et de collisions nucléons-nucléons correspondantes.

---

<sup>7</sup>Le nombre de collisions binaires est utilisé dans les définitions de  $R_{AA}$  qui compare la production du signal étudié dans le système AA à une superposition de collisions incohérentes (individuelles) nucléon-nucléon multipliée par le signal mesuré dans les collisions proton-proton qui correspond au signal obtenu à partir d'une collision nucléon-nucléon ( $N_{coll} = 1$  en proton-proton).



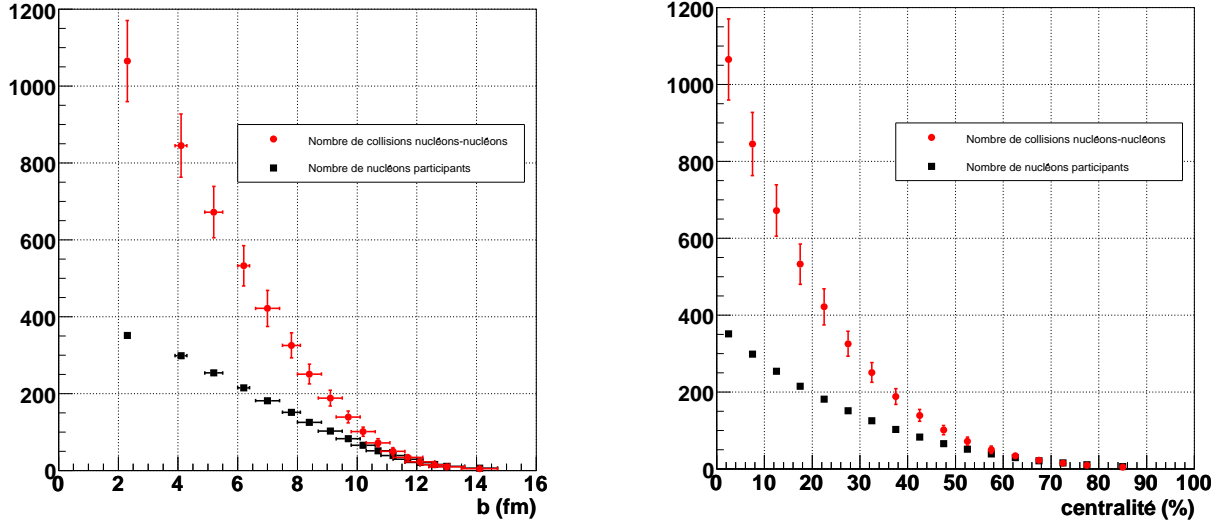


FIG. I.11 – Nombre de collisions nucléon-nucléon et nombre de nucléons participants en fonction du paramètre d'impact  $b$  (gauche) et en fonction de la centralité mesurée expérimentalement (droite) pour les collisions or-or à  $\sqrt{s} = 200$  GeV selon le modèle de Glauber avec une section efficace inélastique nucléon-nucléon utilisée de  $\sigma_{NN} = 42$  mb.

### I.1.3 Bilan du RHIC

#### I.1.3.1 Les conditions initiales

**Densité d'énergie au RHIC.** Afin de produire un PQG, la densité d'énergie doit atteindre au moins  $\sim 1$  GeV/fm<sup>3</sup> d'après les prédictions des calculs sur réseau. Par comparaison, la matière nucléaire normale a une densité de 0,17 GeV/fm<sup>3</sup>.

La densité d'énergie initiale est définie comme le rapport de l'énergie du milieu formé au volume de ce milieu. En se fondant sur le modèle de l'expansion de Bjorken, l'énergie déposée dans le milieu est approximativement la quantité d'énergie incidente (donc longitudinale) qui a été transformée en énergie transverse lors de la collision. Cette énergie se retrouve, dans l'état final, sous forme d'énergie transverse des particules produites. Le volume est la surface transverse de chevauchement des noyaux multipliée par la longueur du cylindre. Celui-ci correspond au temps écoulé depuis la collision appelé temps initial de formation  $\tau_0$ .

La densité d'énergie initiale  $\epsilon_{Bj}$  produite lors des collisions peut alors être calculée en utilisant la formule I.7. Elle prend en compte la mesure de l'énergie transverse totale des collisions  $E_t$ , de la surface transverse de chevauchement entre les nucléons  $A_\perp$  (qui dépend du paramètre d'impact  $b$ ) et le temps initial de formation  $\tau_0$ . Pour les collisions les plus centrales c'est-à-dire à paramètre d'impact nul ( $b = 0$ ), le chevauchement des nucléons projectiles est total et  $A_\perp \rightarrow \pi R^2$  avec  $R$  le rayon des noyaux projectiles.

$$\epsilon_{Bj} = \frac{1}{A_\perp \tau_0} \frac{dE_t}{dy} \Big|_{y=0} \quad (\text{I.7})$$

L'énergie transverse  $dE_t/dy$  correspond à la somme des énergies transverses des particules

produites dans un cône d'angle solide fixe lors des collisions (par unité de rapidité). L'énergie transverse est définie comme :

$$E_t = \sum_i E_i \sin \theta_i \quad (\text{I.8})$$

avec  $\theta_i$  l'angle polaire. Pour prendre en compte les baryons initiaux (provenant des faisceaux), l'énergie transverse sera comptée comme  $E_i = E_i^{tot} - m_N$  ( $E_i^{tot}$  est l'énergie totale de la particule détectée et  $m_N$  étant la masse d'un nucléon) pour les baryons et  $E_i = E_i^{tot} + m_N$  pour les anti-baryons<sup>8</sup> et  $E_i^{tot}$  pour les mésons.

La figure gauche de I.12 montre la densité d'énergie multipliée par  $\tau_0$  pour trois énergies de collision or-or  $\sqrt{s} = 19,6, 130$  et  $200$  GeV au RHIC (l'énergie transverse utilisée correspond aux mesures de l'expérience PHENIX) en fonction de la centralité de la collision (nombre de participants). La densité d'énergie augmentant avec l'énergie de collision, dans les collisions les plus centrales (correspondant à  $N_{part}=394$ ), les densités d'énergie obtenues sont  $\epsilon_{Bj} \times \tau_0 = 2,2 \pm 0,2, 4,7 \pm 0,5$  et  $5,4 \pm 0,6$  GeV/fm<sup>2</sup>c respectivement pour les trois valeurs de  $\sqrt{s}$ . La densité d'énergie calculée pour  $\sqrt{s} = 19,6$  GeV est inférieure à la densité calculée avec les collisions plomb-plomb au SPS : 2,2 en comparaison avec 3,6 GeV/fm<sup>3</sup> au SPS. Cette différence qui n'est pas comprise, provient des mesures de l'énergie transverse. Les expériences au RHIC ont été conçues pour mesurer de manière nominale les collisions à plus grande énergie incidente, les mesures à 19,6 GeV peuvent peut-être souffrir des erreurs systématiques importantes.

La zone transverse de chevauchement est généralement déduite du modèle de Glauber. Dans l'expérience PHENIX par exemple, cette zone est définie comme  $A_{\perp} \sim \sigma_x \times \sigma_y$  où  $\sigma_{x/y}$  sont les largeurs des distributions des nucléons participants dans le plan transverse. Une autre définition considérée par l'expérience STAR est d'utiliser l'approximation  $R = r_0 \times A^{1/3}$  où  $r_0 = 1,3$  fm et  $A = N_{part}/2$  ainsi  $A_{\perp} \sim N_{part}^{2/3}$ .

La figure droite de I.12 montre une comparaison des densités d'énergie calculées avec  $A_{\perp} \sim \sigma_x \times \sigma_y$  et  $A_{\perp} \sim N_{part}^{2/3}$  pour les collisions à  $\sqrt{s} = 130$  GeV (mesures de l'expérience PHENIX et de STAR). Les densités d'énergie calculées avec la même mesure de l'énergie transverse (PHENIX) mais avec une définition de  $A_{\perp}$  différente sont compatibles. L'approximation  $R = r_0 \times A^{1/3}$  considère le noyau comme une simple sphère et ne prend pas en compte l'épaisseur de peau des noyaux dont les effets sont dominants dans les collisions les plus périphériques. Ceci explique que les densités d'énergie calculées par les deux définitions de  $A_{\perp}$  s'écartent dans les collisions périphériques. Les faibles différences de densités d'énergie observées entre les expériences PHENIX et STAR viennent des mesures de l'énergie transverse. Toutefois, les résultats restent compatibles dans les barres d'erreur.

Le temps initial de formation  $\tau_0$  est historiquement pris à  $\tau_0 = 1$  fm/c, il correspond au temps de formation des particules créées dans la collision. Le tableau I.1 résume les densités d'énergie initiales atteignables (dans les collisions les plus centrales) avec différentes machines et faisceaux en supposant un temps de formation  $\tau_0$  de 1 fm/c.

---

<sup>8</sup>Afin de retirer l'énergie de masse des baryons initiaux, on applique cette correction : par conservation du nombre baryonique, le nombre d'anti-baryon produit pendant la collision équivaut au nombre de baryon produit. On retire à tous les baryons leur énergie de masse, et lorsque l'on mesure des anti-baryons on corrige le terme précédent en ajoutant l'énergie de masse des baryons.

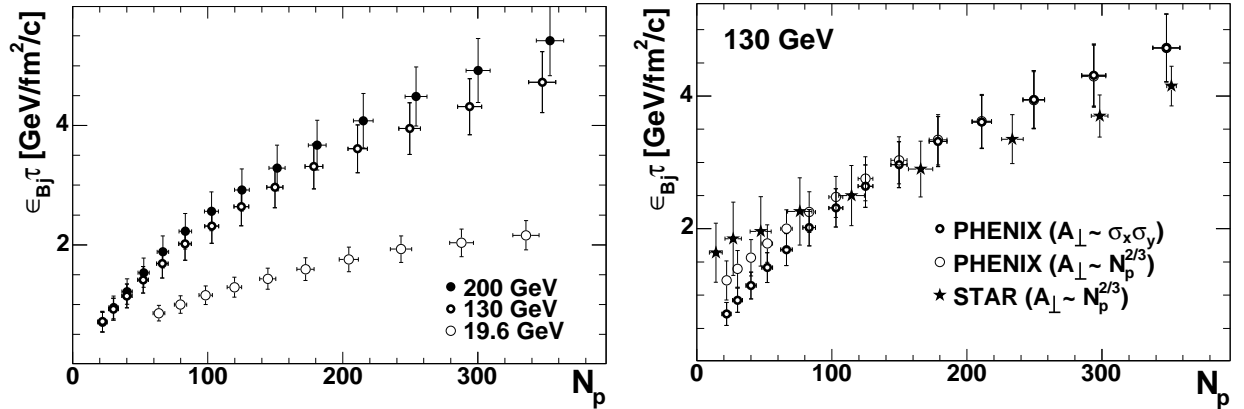


FIG. I.12 – Produit de la densité d'énergie  $\epsilon_{Bj}$  par le temps de formation  $\tau_0$  en fonction de la centralité de la collision [10]. Figure gauche : la densité d'énergie est calculée avec les mesures de l'énergie transverse de PHENIX au RHIC pour trois énergies de collisions  $\sqrt{s} = 19,6, 130$  et  $200$  GeV dans les collisions or-or. Figure droite : La densité d'énergie est calculée à  $\sqrt{s} = 130$  GeV en utilisant  $A_{\perp} \sim \sigma_x \times \sigma_y$  et  $A_{\perp} \sim N_{part}^{2/3}$  comme zone transverse de chevauchement.

Machine	Type	Faisceau	$\sqrt{s}$ GeV/A	$\epsilon_{Bj}^{AB}$ GeV/fm <sup>3</sup>
BNL - AGS	Cible fixe	<i>Au</i>	5	1,5
CERN - SPS	Cible fixe	<i>Pb</i>	17	3,9
BNL - RHIC	Collisionneur	<i>Au</i>	130	4,7
BNL - RHIC	Collisionneur	<i>Au</i>	200	5,5
CERN - LHC	Collisionneur	<i>Pb</i>	5500	10

TAB. I.1 – Les différentes machines dédiées à l'étude des collisions d'ions lourds. Le tableau présente les types de faisceau des ions les plus lourds en collision symétrique et les densités d'énergie dites nominales ( $\tau_0 = 1$  fm/c) attendues pour les collisions les plus centrales.

Cependant, dans les collisions produites à l'AGS en or-or et celles au SPS en plomb-plomb, le temps de recouvrement des noyaux ( $t = 2R/\gamma$ , où  $\gamma$  est le facteur de Lorentz) est plus long que  $\tau_0 = 1$  fm/c à savoir  $t = 5,3$  fm/c et  $1,6$  fm/c respectivement. A l'inverse, au RHIC le temps de croisement est plus petit et est de  $t = 0,13$  fm/c. Ainsi, le temps de initial de formation pris à  $\tau_0 = 1$  fm/c donne seulement une indication de la densité d'énergie, mais ne peut être utilisé tel quel pour comparer les densités d'énergie à différentes énergies incidentes de collision.

Pour comparer les densités d'énergie obtenues au SPS et au RHIC, il faut estimer un temps initial de formation pour les deux types de collisions. Au RHIC, après le croisement des noyaux, les interactions ne peuvent avoir lieu que si l'énergie  $Q^2$  de transfert des partons est supérieure à  $1,5$  GeV/c, ce qui ne favorise pas la création de particules secondaires à cet instant. Une particule de masse transverse  $m_T$ <sup>9</sup> peut être considérée créée à  $t = \hbar/m_T$ . Une estimation du temps de formation des particules secondaires dans les collisions au RHIC peut se déduire en mesurant la masse transverse moyenne  $\langle m_T \rangle \sim \langle dE_t/d\eta \rangle / \langle dN_{ch}/d\eta \rangle$  des particules produites dans les collisions. Néanmoins, cela suppose que la masse transverse moyenne est conservée entre l'état

<sup>9</sup>avec la masse transverse  $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$  avec  $p_T$  l'impulsion transverse.

initial qui nous intéresse et l'état final où on mesure les particules. La figure I.13 montre le rapport des mesures de l'énergie transverse  $dE_t/dy$  au nombre moyen de particule chargées  $dN_{ch}/dy$  mesurés à rapidité nulle en fonction de la centralité pour trois énergies incidentes de collisions. L'énergie transverse moyenne  $m_T$  varie peu en fonction de la centralité des collisions, en moyenne  $m_T \sim 0,57$  GeV. Ainsi au RHIC, le temps initial de formation est estimé à  $\tau_{form} = 0,35$  fm/c. En utilisant cette valeur comme temps initial de formation dans la formule de Bjorken, la densité est de  $\epsilon_{Bj} = 15$  GeV/fm<sup>3</sup>.

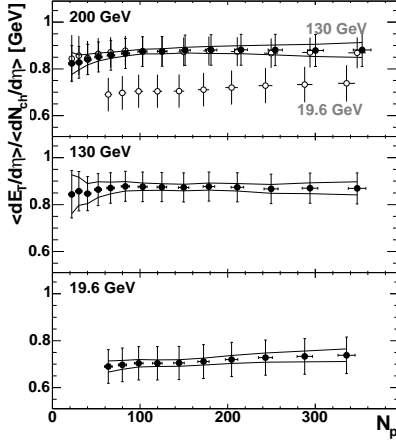


FIG. I.13 – La masse transverse moyenne  $m_T$  obtenue avec le rapport de l'énergie transverse moyenne  $dE_t/dy$  au nombre moyen de particule chargées  $dN_{ch}/dy$  mesurés à rapidité nulle en fonction de la centralité à  $\sqrt{s_{NN}} = 200, 130$  et  $19,6$  GeV [10]. Avec  $dN_{ch}/dy = 2/3 \times dN/dy$ , la masse transverse moyenne est  $m_T \sim 0,57$  GeV pour les collisions les plus centrales.

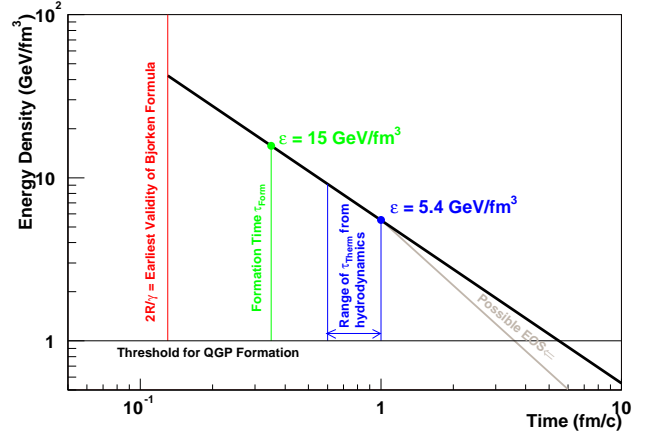


FIG. I.14 – Evolution schématique de la densité d'énergie en fonction du temps selon le modèle de Bjorken. La droite rouge donne la limite à partir de laquelle la formule de Bjorken est valide c'est-à-dire lorsque les noyaux se sont traversés. En vert : la densité d'énergie atteinte pour  $t = \tau_{form}$  et en bleu : l'intervalle où le système se thermalise (la thermalisation s'étend de  $0,6$  à  $1,0$  fm/c).

La densité décroît en fonction de l'expansion du système et donc en fonction du temps. La figure I.14 montre l'évolution schématique de la densité d'énergie en fonction du temps selon le modèle de Bjorken : à  $t = 2R/\gamma$  qui correspond au recouvrement des deux noyaux, à  $t = \tau_{form}$  qui correspond au temps où les particules se forment et à  $t = \tau_{therm}$  au moment de la thermalisation du système.

Le temps pendant lequel la densité d'énergie est supérieure à la densité  $\sim 1$  GeV/fm<sup>3</sup> correspond au temps de vie du PGQ. Au RHIC, il est de l'ordre de  $5$  à  $7$  fm/c.

**Le condensat de verre de couleur (CGC).** L'étude du condensat de verre et de couleur (*Color Glass Condensate*) a été motivée par l'expérience HERA qui a mesuré une augmentation forte de la densité de gluons dans les protons en fonction de l'énergie. Lors des collisions à très haute énergie (grand transfert d'énergie  $Q^2$ ), on augmente la résolution spatiale de la sonde. Les quarks et les gluons dans les protons ne sont plus observés (au niveau des interactions) seuls : ils produisent des gluons qui se partagent l'impulsion. On dépeuple ainsi la région des grands  $x$  au profit des bas  $x$ , où la variable  $x$  est la fraction d'impulsion totale emportée par un parton :  $x = \frac{p_z}{p_{z,max}}$ . Ainsi, à une résolution  $Q^2$  donnée, la densité des gluons  $xG(x, Q^2)$  augmente de façon inversement proportionnelle à  $x$ .

A petit  $x$  ( $x \sim 10^{-2}$ ), l'extension spatiale du gluon devient grande, les gluons se recouvrent spatialement ce qui augmente la probabilité d'interaction entre les gluons au sein du même nucléon. Parallèlement à l'augmentation de la densité de gluons dans le nucléon se produisent alors des interactions entre gluons (fusion des gluons) qui réduisent la densité des gluons : c'est le phénomène de saturation.

Dans les collisions d'ions lourds à grande énergie incidente, on s'attend au même phénomène de saturation observé dans le proton : l'augmentation de la densité des gluons dans les nucléons à petit  $x$  amène de la même manière un recouvrement spatial de ces gluons, ce recouvrement se produit également entre les gluons des autres nucléons du noyau et permettent aux gluons de deux nucléons différents d'interagir. Les distributions des partons dans un nucléon (lié dans un noyau) se comportent alors différemment des partons dans un proton.

Les phénomènes qui résultent de la modification des fonctions de distributions de partons changent alors les conditions initiales de collision des ions lourds aux énergies du RHIC. La saturation des gluons à petit  $x$  est un mécanisme régulateur qui limite l'augmentation des gluons et par conséquent la multiplicité des hadrons produits en fonction de la centralité. Les modèles de CGC prédisaient alors une diminution de la multiplicité dans les collisions or-or à  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  et 200 GeV en fonction de la centralité par rapport aux prédictions qui ne prennent pas en compte la saturation des gluons. Le modèle de production de mini-jet (cf. annexes à la page 161) est un des modèles utilisés pour prédire les multiplicités des particules dans les collisions hadroniques à haute énergie à partir de la section efficace de production de mini-jets dans les collisions proton-proton. Il sépare la contribution des jets produits par processus mous (non perturbatifs et non calculables) et durs (à grand  $Q^2$  et donc calculables par pQCD). L'extrapolation de la multiplicité dans les collisions noyau-noyau (AA) est alors simplement la somme des contributions (produites par interaction molle et par interaction dure) extrapolées dans les collisions AA. En l'absence d'effets nucléaires et de formation de PQG, la production de particules par processus durs en AA est attendue comme étant la production en proton-proton multipliée par la somme des collisions incohérentes ( $N_{coll}$ ) en AA. La production par processus mous en AA est proportionnelle aux nombres de participants ( $N_{part}$ )<sup>10</sup>. Cette extrapolation qui ne prend pas en compte les effets de modification des fonctions de distribution des partons dans un noyau à petit  $x$ , surestime la production des particules mesurée dans les collisions AA à haute énergie comme le montre la figure I.15 de gauche qui présente la multiplicité (divisée par le nombre de participants) mesurée par diverses expériences dans les collisions proton-proton (ou anti-proton) et dans les collisions les plus centrales en noyau-noyau (or-or et plomb-plomb) en fonction de l'énergie incidente de collision. La courbe noire inférieure représente la fonction utilisée pour déterminer phénoménologiquement les paramètres nécessaires afin d'extrapoler la multiplicité dans les collisions AA (représentée par la courbe *No shadowing*). Pour les données au RHIC à  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  et 200 GeV, la courbe *No shadowing* ne décrit plus les mesures expérimentales. En revanche les prédictions qui prennent en compte les effets de la saturation des gluons sont compatibles avec les observations expérimentales.

Les prédictions incluant le CGC permettent également d'observer une dépendance de la multiplicité en fonction de la centralité. La figure I.15 de droite montre la multiplicité des particules chargées en fonction de la centralité (ici en fonction du nombre de participants  $N_{part}$ ) pour les collisions or-or à  $\sqrt{s_{NN}} = 19,6, 130$  et 200 GeV. Les prédictions de la multiplicité en fonction

<sup>10</sup>Les nombres moyens  $N_{coll}$  et  $N_{part}$  sont déterminés par simulation.

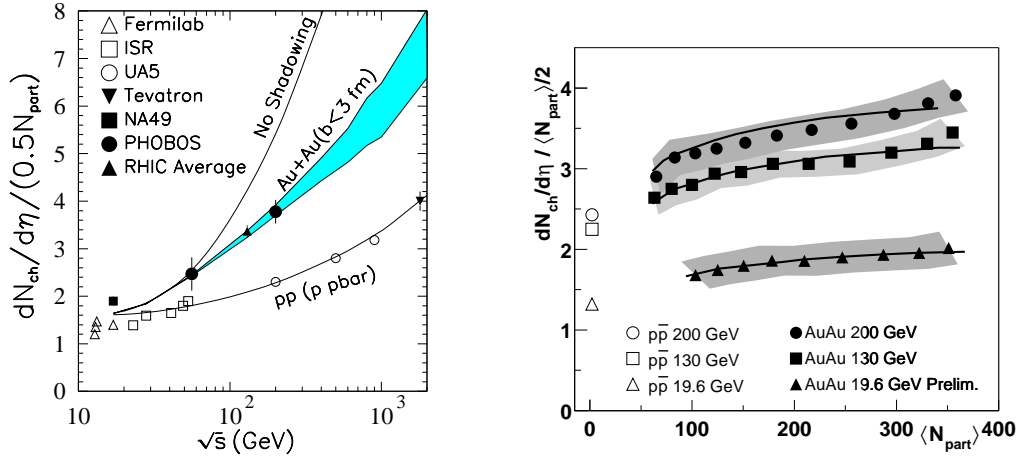


FIG. I.15 – Gauche : Multiplicité des particules chargées mesurée en fonction de l'énergie incidente [11] dans les collisions proton-proton ou anti-proton (symboles vides) et dans les collisions or-or au RHIC les plus centrales (ronds et triangles noirs). Les mesures par NA49 (carrés noirs) représentent la multiplicité dans les collisions plomb-plomb les plus centrales au SPS. Les prédictions avec et sans shadowing sont représentées par la courbe noire et par la zone verte respectivement. Droite : La multiplicité en fonction de la centralité mesurée par l'expérience PHOBOS [12] dans les collisions or-or à  $\sqrt{s_{NN}} = 19,6, 130$  et  $200$  GeV. Les courbes représentent les prédictions de la multiplicité avec la saturation des gluons [13].

de la centralité [13] incluant la saturation des gluons sont représentées par les bandes grises, et montrent un bon accord avec les mesures expérimentales.

Néanmoins, la multiplicité des particules produites dans les collisions or-or n'est pas exclusivement liée aux états initiaux de la collision, les effets du milieu dense créé (PQG par exemple) de l'état final sont présents dans ces mesures. Par exemple, on s'attend à une atténuation des jets de particules à haut  $p_t$  causée par la formation du plasma (ceci sera discuté dans le paragraphe I.1.3.2 page 26). Cet effet entraîne une diminution du nombre de particule à haut  $p_t$  mais peut également augmenter la multiplicité en favorisant la production des particules à bas  $p_t$ . Il devient alors nécessaire d'étudier la production de particules dans les collisions pA qui constituent une ligne de référence puisqu'elles étudient les phénomènes induits dans l'état initial de la collision sans la complication de phénomènes dus à une phase de plasma.

La figure I.16 [14] montre une comparaison de la production des hadrons chargés en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  pour quatre domaines de pseudo-rapacité  $\eta = 0, 1, 2,2$  et  $3,2$  dans les collisions deuteron-or à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV.

À rapidité nulle, une suppression des particules à bas  $p_t$  suivie d'une augmentation de la production à haut  $p_t$  est observée. Ce spectre montre que, dans cette région de rapidité, le shadowing est faible et que l'effet dominant est l'effet Cronin <sup>11</sup>. En revanche, à grande rapidité donc à petit  $x$  dans le noyau d'or <sup>12</sup>, le shadowing devient un effet non négligeable puisqu'il supprime les particules de grande impulsion transverse.

**Ainsi le condensat de verre et de couleur décrit le comportement de la multiplicité dans les collisions noyau-noyau à grande énergie incidente et en fonction de la**

<sup>11</sup>L'effet Cronin s'interprète comme la diffusion d'un parton projectile par les partons d'un noyau cible. Ces multiples interactions dans l'état initial, vont donner une impulsion plus importante au parton initial et ainsi augmenter la production de particule à haut  $p_t$ .

<sup>12</sup>A titre d'exemple, un pion à un  $p_t = 2$  GeV/c, est produit avec un  $x$  de 0,01 à  $\eta = 0$  jusqu'à  $4 \times 10^{-4}$  à  $\eta = 3,2$ .

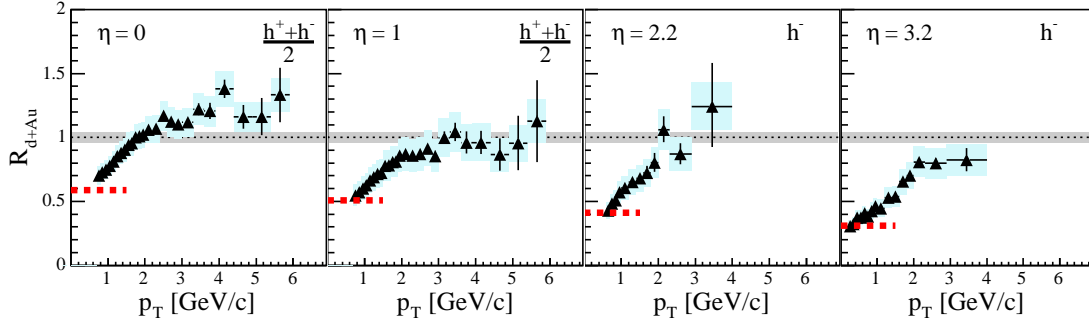


FIG. I.16 – Facteur de modification nucléaire des hadrons chargés à  $\eta = 0, 1, 2,2$  et  $3,2$  en fonction de l'impulsion transverse mesurée dans l'expérience BRAHMS [14]. Cette quantité est le rapport de la distribution mesurée en d+Au (rapportée au nombre moyen de collisions nucléon-nucléon) à celle mesurée en collisions p+p. Les incertitudes systématiques sont représentées par les barres bleues, la barre horizontale grise autour de l'unité représente les incertitudes liées à la normalisation  $N_{coll}$ .

**centralité. Les modèles n'incluant pas la saturation des gluons ne réussissent pas à décrire ce comportement. Les résultats sont confirmés par les analyses dans les collisions deuton-or : les effets du CGC sont faibles à rapidité nulle mais deviennent importants à grande rapidité.**

### I.1.3.2 Les signatures observées au RHIC

**Le flot elliptique.** Dans les collisions non centrales en ion lourds, le volume de recouvrement des deux noyaux prend une forme d'amande dans le plan transverse, dont le petit axe est colinéaire au vecteur  $\vec{b}$ , liant les centres des deux noyaux. Le plan défini par l'axe du faisceau avec la direction de  $\vec{b}$  est quant à lui appelé plan de réaction. Ceci est illustré par la figure I.17 qui montre la géométrie d'une collision non centrale.

La forme non sphérique de la zone de recouvrement crée une différence de gradient de pression entre l'axe  $x$ , compris dans le plan de réaction, et l'axe  $y$  qui lui est perpendiculaire. Ceci crée une anisotropie du mouvement collectif des particules pendant l'évolution de la collision : dans la direction colinéaire à  $\vec{b}$  où le gradient est le plus élevé, les particules produites subissent une « poussée » plus importante que les particules produites dans la direction perpendiculaire au plan de réaction où le gradient de pression est moins élevé.

Cette anisotropie du gradient de pression provoque au final une anisotropie azimutale de la distribution des particules émises. Cet effet est appelé le *flot elliptique* qui traduit à la fois l'effet collectif et sa forme<sup>13</sup>. La distribution azimutale des particules peut être décomposée en série de Fourier selon :

$$\frac{d^3N}{dydp_t d\phi} = N_0 \times \left( 1 + \sum_{i=1} 2v_i(y, p_t) \cos(i\phi) \right) \quad (\text{I.9})$$

<sup>13</sup>Il faut noter que l'anisotropie du gradient de pression diminue au cours de l'évolution de la collision et reprend une forme sphérique. Dans les mesures des distributions azimutales des particules, cet effet d'anisotropie (initial) est mesurable puisqu'il s'additionne ensuite avec les effets à géométrie sphérique.

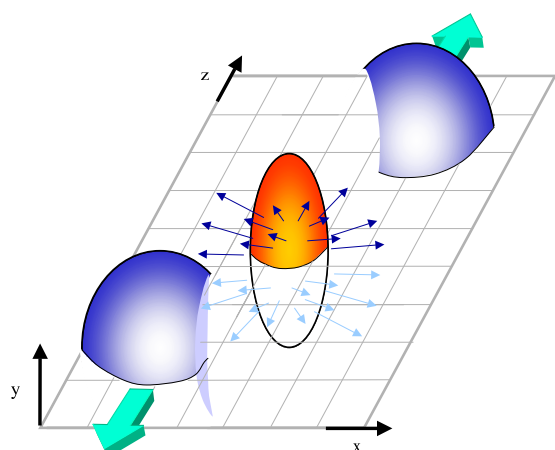


FIG. I.17 – Illustration de la zone de recouvrement (forme en amande) des noyaux dans une collision non centrale. Le vecteur  $\vec{b}$  (paramètre d'impact), liant les centres des deux noyaux, est colinéaire à l'axe  $\vec{x}$ . Le plan de réaction est défini ici par le plan contenant l'axe  $\vec{x}$  et l'axe  $\vec{z}$ .

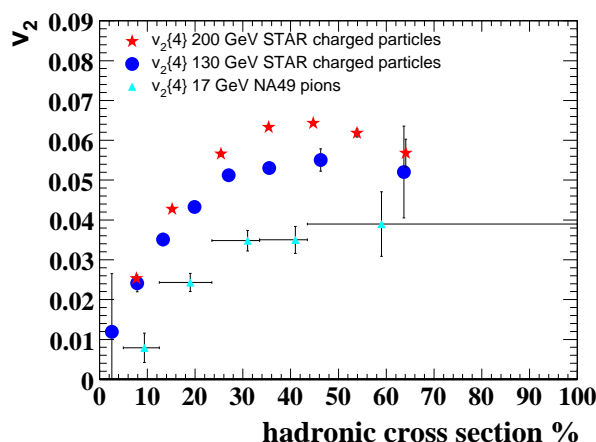


FIG. I.18 –  $v_2$  en fonction de la centralité des collisions ions-ions aux énergies du RHIC (130 et 200 GeV) et au SPS à 17 GeV.

où  $\phi$  est l'angle azimutal par rapport au plan de réaction de la collision. Le second coefficient de Fourier  $v_2$  caractérise le flot elliptique. Une valeur positive de  $v_2$  indique que les particules sont produites en nombre plus important dans le plan de réaction : dans le cas contraire, elles sont produites majoritairement dans le plan orthogonal (on dit aussi : hors du plan de réaction). La figure I.18 montre le comportement de  $v_2$  en fonction de la centralité (en pourcentage de la section efficace totale) pour trois énergies de collisions différentes : 17, 130 et 200 GeV. Le flot est faible dans les collisions centrales où la zone de recouvrement des noyaux est quasi-sphérique, et augmente dans les collisions périphériques où le recouvrement possède une géométrie fortement elliptique. Le flot total (intégré sur la centralité) augmente en fonction de l'énergie de collision, de 70 % entre 17 et 200 GeV.

La diffusion entre les particules formées dans les collisions primaires peut mener à un équilibre thermique local. Le système se comporte alors comme un fluide de particules et on peut traiter le système en utilisant les outils de l'hydrodynamique. Les figures I.19 montrent le comportement de  $v_2$  en fonction de l'impulsion transverse pour différentes particules dans les collisions or-or à 200 GeV (figure gauche) et à 130 GeV (figure droite) dans le centre de masse.

La dépendance en masse de  $v_2$  en fonction de l'impulsion transverse est observée aux deux énergies de collisions. Les protons et les  $\Lambda$  ont une valeur de  $v_2$  moins importante que les particules légères car le flot elliptique s'établit dans un milieu dont les particules les plus lourdes se découplent plus tôt. Ces courbes représentées sont les calculs des modèles hydrodynamiques et supposent que le système atteint un équilibre thermique local tôt ( $\tau < 1$  fm/c). Ils décrivent bien le comportement des différentes particules en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  jusqu'à 1,5 GeV/c pour deux énergies de collision au RHIC  $\sqrt{s} = 130$  et 200 GeV. Les modèles utilisent les équations d'état incluant une transition de phase à  $T = 165$  MeV et une température de gel cinétique de 130 MeV. Dans le cas des collisions à 130 GeV, les prédictions utilisant une équation d'état d'un gaz hadronique sont également représentées (courbes bleues). L'accord semble meilleur lorsqu'on utilise les équations d'état prenant en compte le PQG par rapport à celles du gaz hadronique



seul, où la dépendance en masse est fortement sous estimée.

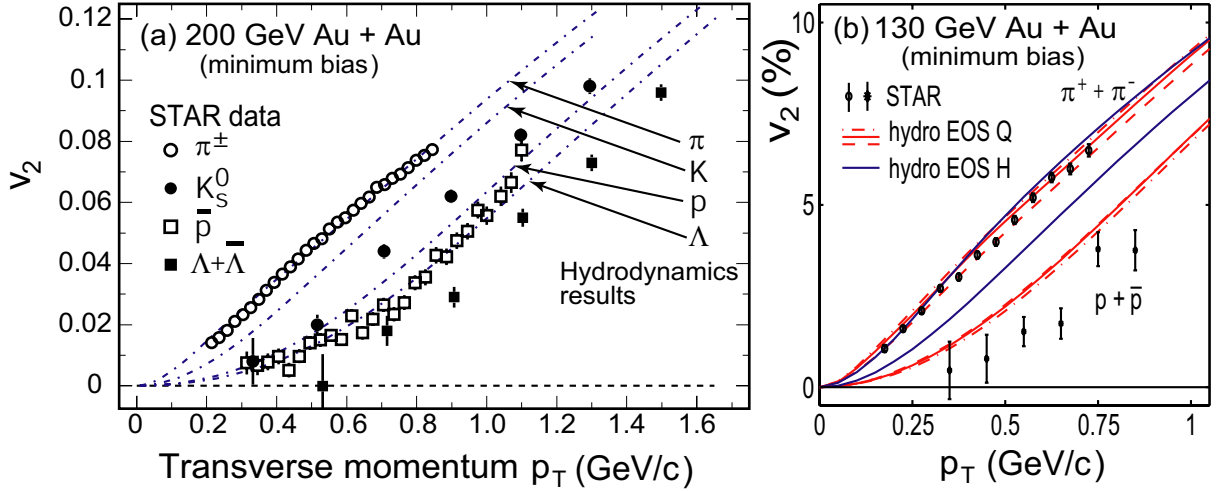


FIG. I.19 –  $v_2$  en fonction de  $p_t$  pour les pions chargés,  $K_s^0$ ,  $\bar{p}$  et  $\Lambda + \bar{\Lambda}$  [15]. La figure gauche montre les résultats expérimentaux dans les collisions à 200 GeV dans le centre de masse, et la figure droite montre les résultats obtenus à 130 GeV. Les courbes représentent le comportement de  $v_2$  en fonction de  $p_t$  prédit par les modèles hydrodynamiques qui supposent une thermalisation locale atteinte tôt. Dans le cas des résultats obtenus à 130 GeV, les courbes représentent les prédictions du comportement de  $v_2$  dans le cas d'un gaz hadronique (EOS H) et dans le cas d'un PQG (EOS Q).

La production des particules dans la région des  $p_t$  intermédiaires ( $1,5 < p_t < 5$  GeV/c) n'est pas bien décrite par les modèles hydrodynamiques seuls comme le montrent les deux figures I.20 du haut : on observe une saturation de  $v_2$ , dont la valeur de saturation ne semble pas dépendre de la masse des particules mais de leur nombre de quarks  $n$  constituants. Les modèles de recombinaison des quarks prédisent un tel comportement. En effet, si le flot est établi au niveau partonique, le rapport  $v_2/n$  en fonction de  $p_t/n$  suit une courbe universelle pour tous les hadrons. La figure I.20 du bas montre le rapport  $v_2/n$  en fonction de  $p_t/n$ , cette figure montre que les rapports  $v_2/n$  se superposent pour les baryons et les mésons. Il faut toutefois noter que les incertitudes expérimentales sont grandes, et qu'il est nécessaire d'obtenir des mesures plus précises afin de tirer une conclusion forte. La recombinaison pourrait alors expliquer le comportement de  $v_2$  dans cet intervalle en  $p_t$  mais aussi expliquer la différence de production entre les mésons et les baryons en fonction de la centralité, observée dans ce même intervalle en  $p_t$ . Ceci sera discuté dans le paragraphe suivant I.1.3.2 et illustré par la figure I.26.

La figure I.21 [16] montre le paramètre  $v_2$  mesuré pour les électrons provenant de la désintégration des mésons charmés et beaux, en fonction de l'impulsion transverse. Le  $v_2$  de ces électrons n'est pas nul à bas  $p_t$ , ce qui indique que les mésons (parents des électrons) ont également un flot non nul. A grande impulsion transverse, le flot des mésons charmés semble cependant inférieur au flot mesuré pour les mésons plus légers. Une comparaison avec les prédictions des modèles de recombinaison est présentée, elle montre que les résultats semblent favoriser un flot non nul des quarks  $c$ . Néanmoins, les incertitudes des mesures ne permettent pas de donner une conclusion forte pour l'instant.

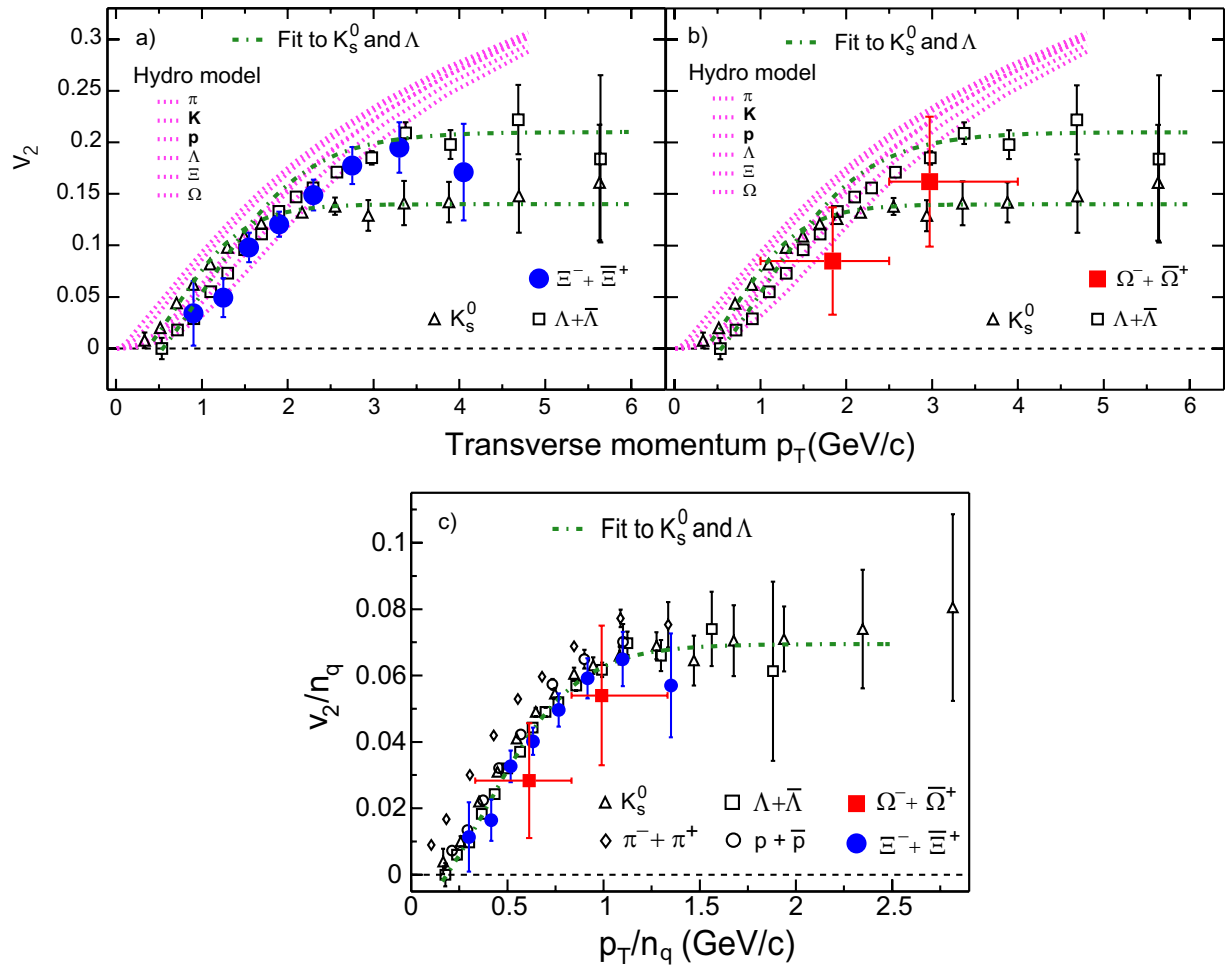


FIG. I.20 – Figure du haut :  $v_2$  en fonction de  $p_t$  pour différents hadrons dans les collisions or-or à 200 GeV. Les courbes roses représentent les prédictions par l'hydrodynamique et les courbes pointillées vertes sont des ajustements avec des fonctions simples sur les mesures. Figure du bas : rapport  $v_2/n$  en fonction de  $p_t/n$  pour différents hadrons, où  $n$  est le nombre de quarks de valence des particules.

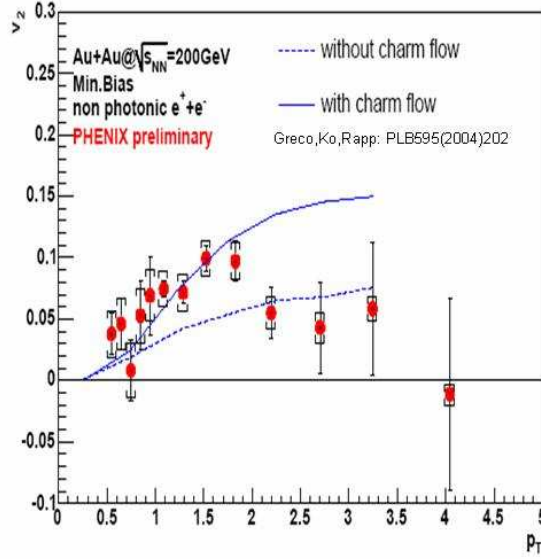


FIG. I.21 –  $v_2$  des électrons non photoniques (provenant des désintégrations des mésons lourds) en fonction de  $p_t$ . Les courbes bleues représentent les prédictions du comportement de  $v_2$  par les modèles de recombinaison en incluant un flot nul (traits pointillés) et non nul (trait plein) des quarks charmés [17].

**La physique des particules à haut  $p_t$ .** Lors des collisions, les partons incidents diffusent fortement et se fragmentent en quittant le milieu. Ils s'hadronisent dans l'état final et forment ainsi des jets de particules. Dans les collisions hadroniques, la fragmentation des quarks et des gluons qui résulte de la diffusion entre les partons incidents à grand  $Q^2$  produit des particules à grand  $p_t$  ( $p_t > 2$  GeV/c). Aux énergies du RHIC, la production des particules à grande impulsion transverse ( $p_t > 2$  GeV/c) est dominée par la diffusion entre les partons incidents, celle-ci est calculable par pQCD.

*L'analyse avec la particule principale :*

La mesure de la particule ayant la plus grande impulsion du jet (particule principale ou *leading particle*) permet de remonter aux informations du parton initial diffusé. La figure I.22 [18] montre la section efficace de production de  $\pi^0$  mesurée dans les collisions proton-proton en fonction de  $p_t$ . Les courbes représentent les résultats des calculs pQCD<sup>14</sup> (à l'ordre suivant l'ordre principal : *next to leading order* ou NLO) en utilisant les fonctions de fragmentation de Kniehl-Kramer-Pötter et de Kretzer. Dans l'intervalle  $2 < p_t < 15$  GeV/c, un bon accord de ces mesures avec les prédictions NLO est observé.

Les diffusions dures se produisent très tôt (à grand  $Q^2$ ,  $t < 1$  fm/c) dans les collisions. Sans effet du milieu nucléaire (shadowing et Cronin) et du PQG, les productions des particules à grand  $p_t$  devraient être comparables aux productions mesurées en proton-proton multipliée par une superposition de  $N_{coll}$  collisions nucléon-nucléon incohérentes. De manière générale, pour les processus durs, on s'attend à ce que la production mesurée en noyau-noyau soit la somme des collisions individuelles multipliée par la mesure en proton-proton. Cette superposition est appelée

<sup>14</sup>Ces calculs utilisent les fonctions de distribution des partons CTEQ6M.

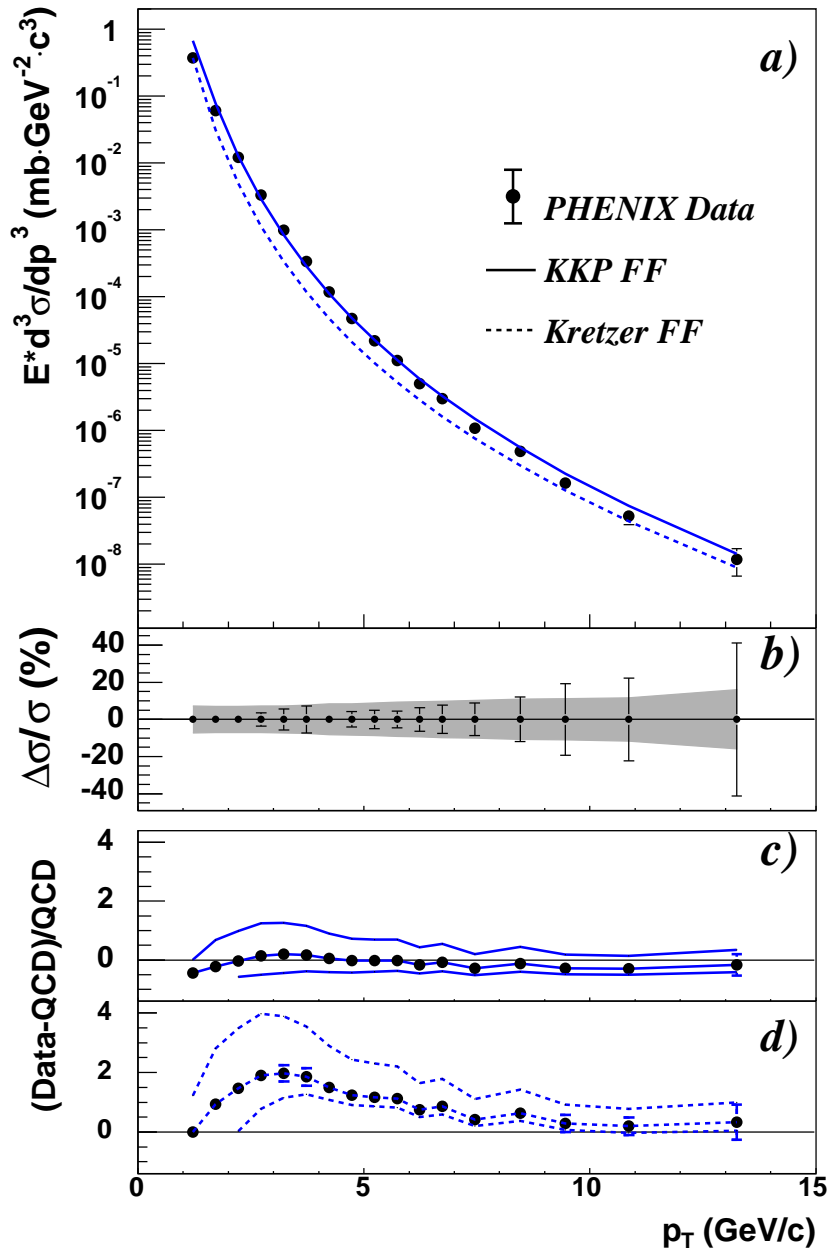


FIG. I.22 – Comparaison de la section efficace de la production de  $\pi^0$  en fonction de l'impulsion transverse à rapidité nulle mesurée dans les collisions proton-proton ( $\sqrt{s} = 200$  GeV) avec les prédictions pQCD [18]. Figure a : la section efficace différentielle  $E \times d^3\sigma/dp^3$  représentée par les points noirs, les résultats des calculs pQCD (NLO) des fonctions de fragmentation sont représentés par les courbes : en trait plein (KKPFF pour Kniehl-Kramer-Pötter fragmentation function) et en traits pointillés (Kretzer fragmentation function). Figure b : les erreurs relatives statistiques (point) et systématique point par point (bandes grises) des mesures en fonction de  $p_t$ . Figure c et d : la différence relative des mesures et des prédictions KKP (figure c) et K (d). Une incertitude commune à tous les points de mesure de 9,6 % (normalisation) n'est pas montrée.

le *binary scaling*. Cependant, une collision or-or [19] n'est pas équivalente à une superposition de collisions nucléons-nucléons, et ce pour deux raisons. La première est l'effet shadowing, qui résulte de la modification des distributions de partons à petits  $x$  dans le noyau (cf. chapitre I.1.3.1 page 21). La deuxième raison est l'existence de diffusions des nucléons d'un noyau sur ceux d'un autre, avant les collisions dures. Ces diffusions augmentent l'impulsion transverse moyenne des nucléons, et donc celle des produits de leur collision (effet Cronin). Ces deux effets sont qualifiés d'effets de l'état initial ou encore d'effets nucléaires froids, par opposition aux effets d'un éventuel PQG, qualifiés d'état final.

Les figures I.23 montrent une comparaison de la production de  $\pi^0$  en fonction de l'impulsion transverse mesurée en proton-proton avec celle mesurée dans les collisions les plus périphériques or-or (figure de gauche) et dans les plus centrales (figure de droite) à la même énergie de collision ( $\sqrt{s} = 200$  GeV). Afin de comparer les deux mesures, les valeurs mesurées en proton-proton ont été multipliées par le nombre de collisions binaires correspondant aux classes de centralité en or-or. Dans la première figure, un bon accord entre les mesures en proton-proton et celles en or-or périphériques est observé, alors que dans le deuxième cas, une suppression significative de la production dans les collisions les plus centrales or-or est nettement visible. **Cet effet est appelé le *jet quenching* ou atténuation des jets.**

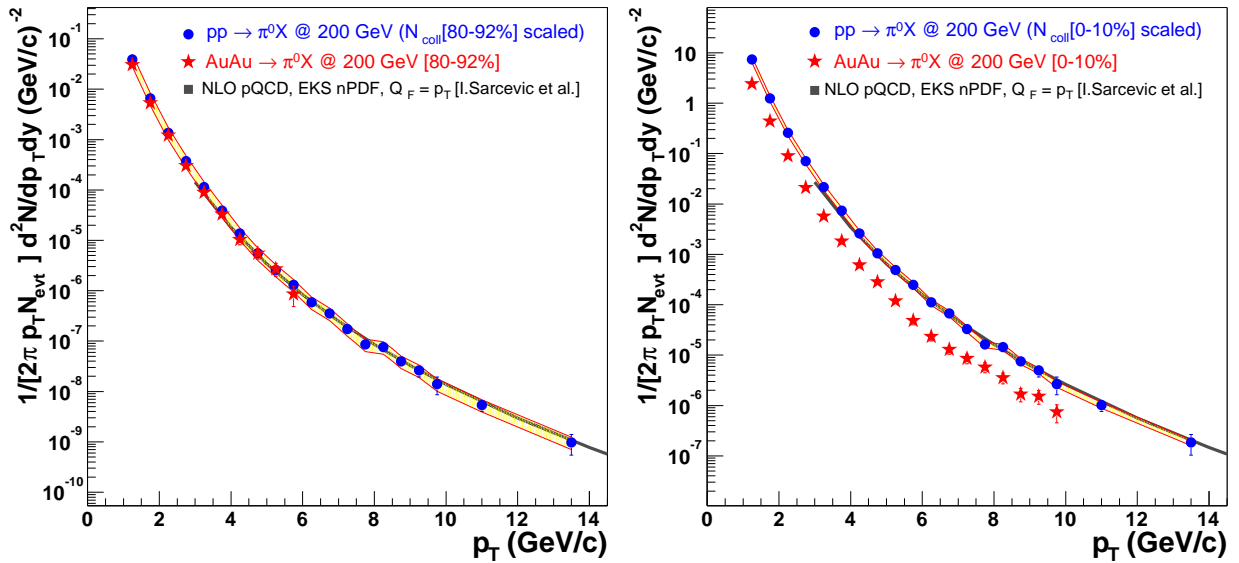


FIG. I.23 – Signal  $1/2\pi p_t B dN/dy dp_t$  des pions neutres en fonction de  $p_t$  mesuré dans l'expérience PHENIX à  $\sqrt{s} = 200$  GeV. Gauche : comparaison de la production mesurée en proton-proton avec celle mesurée en or-or dans les collisions les plus périphériques (80-92 %). Droite : comparaison de la production mesurée en proton-proton avec les productions mesurées dans les collisions les plus centrales en or-or (0-10 %). Les mesures en proton-proton ont été multipliées par le nombre de collisions binaires correspondant aux classes de centralité étudiées en or-or afin de pouvoir être comparées directement avec la production mesurée en or-or (voir dans le chapitre suivant I.1.2 à la page 15). Les bandes jaunes représentent les incertitudes des mesures en proton-proton. Les courbes noires représentent les prédictions NLO.

Cette suppression, plus accentuée dans la production à haut  $p_t$ , n'est pas explicable par les effets nucléaires froids étudiés à partir de la production de  $\pi^0$  dans les collisions deuton-or [20] dans lesquelles il n'y a pas de production de milieu *chaud ni dense* dans l'état final.

La figure I.24 compare la production de  $\pi^0$  (à rapidité  $y = 0$ ) mesurée dans les collisions deuton-

or avec la production mesurée dans les collisions or-or centrales. Pour comparer les différents systèmes de collisions, les résultats sont présentés sous la forme de  $R_{AA}$  appelé facteur de modification nucléaire : c'est le rapport des productions mesurées dans les collisions en deuton-or (or-or) aux valeurs mesurées en proton-proton multipliées par le nombre de collisions binaires qui prend en compte la taille des noyaux incidents.

Le facteur de modification nucléaire dans les collisions or-or centrales montre une suppression d'un facteur cinq alors que dans les collisions deuton-or, le facteur  $R_{dAu}$  en fonction de  $p_t$  ne présente pas de suppression. Ainsi, la suppression observée dans les collisions or-or centrales est causée par les effets de l'état final (milieu chaud et dense) qui ne sont pas présents dans les collisions deuton-or. En revanche, une petite augmentation est constatée ( $R_{dAu} \sim 1,1$ ) par rapport à la simple proportionnalité avec le nombre de collisions binaires et des mesures en proton-proton. Cette augmentation est expliquée par l'effet Cronin qui conduit à un déplacement de la production de particules vers les plus hauts  $p_t$ . L'augmentation de  $R_{dAu}$  étant faible, on en conclut que l'effet Cronin est faible à rapidité nulle aux énergies du RHIC <sup>15</sup>.

La figure I.25 présente le facteur de modification  $R_{AuAu}$  des productions de  $\pi^0$ ,  $\eta$  et de photons directs mesurées dans les collisions les plus centrales or-or. Pour les mésons, une suppression d'un facteur cinq est observée, elle est constante dans l'intervalle de  $p_t$  de 4 à 20 GeV/c.

Les photons résultant des diffusions partoniques sont appelés les photons directs, leur production a été mesurée dans les collisions proton-proton <sup>16</sup> et or-or [22]. La comparaison de la production des photons directs est intéressante car une fois créés, ceux-ci ne sont pas sensibles au milieu dense de l'état final et ne devraient pas être atténués. La figure I.25 confirme la non suppression de cette production dans les barres d'erreur. Elle vérifie que la suppression observée est bien causée par les effets produits dans le milieu chaud et dense de l'état final.

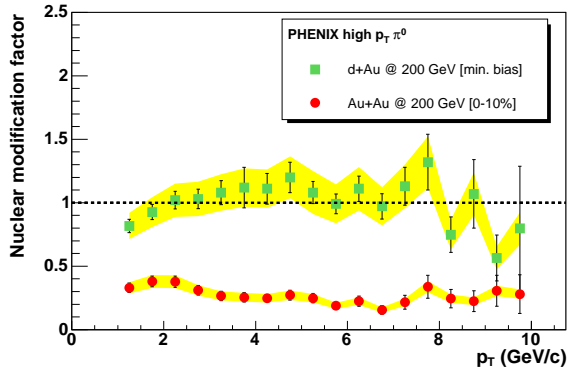


FIG. I.24 – Comparaison des facteurs de modification nucléaire de  $R_{dAu}$  pour toute centralité confondue (carrés verts) avec  $R_{AuAu}$  dans les collisions centrales (cercles rouges) des productions de  $\pi^0$  en fonction de  $p_t$ . Les bandes jaunes représentent les incertitudes globales communes à tous les points, liées à la normalisation.

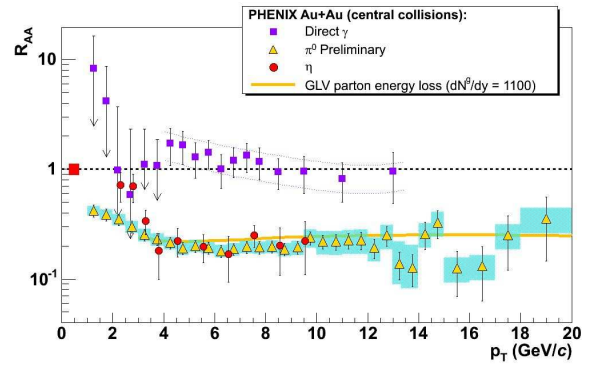


FIG. I.25 – Facteur de modification nucléaire  $R_{AuAu}$  en fonction de  $p_t$  pour les  $\pi^0$  (triangles jaunes),  $\eta$  (ronds rouges) et photons directs (carrés violets) dans les collisions or-or les plus centrales. Prédiction théorique de la suppression par la perte d'énergie partonique en utilisant GLV pour Gyulassy-Levai-Vitev [23].

<sup>15</sup>Il faut noter que les effets observés dans les collisions deuton-or sont une superposition de shadowing et de l'effet Cronin. Toutefois, les effets de shadowing sont faibles dans l'intervalle de rapidité étudié.

<sup>16</sup>Les mesures en proton-proton sont en accord avec les prédictions NLO. Néanmoins les résultats mesurés en proton-proton sont préliminaires [21], la normalisation des mesures en or-or utilisée n'est pas la mesure en proton-proton mais des résultats de PYTHIA (NLO).

Certains modèles théoriques avaient prédit une telle suppression : elle résulterait d'une perte d'énergie (d'origine radiative) des partons incidents se propageant dans un milieu très dense tel que le PQG. L'étude de l'atténuation des jets, appelée la tomographie des jets, permet de déterminer la densité de gluons initiaux effective qui reproduit le *quenching* observé.

La figure I.25 montre une prédiction [23] (la courbe jaune) du comportement des pions neutres du à la perte d'énergie des partons dans un milieu dense. Cette prédiction prend en compte les effets des états initiaux (shadowing et effet Cronin) et la perte d'énergie des partons initiaux. Elle décrit bien le comportement des pions neutres mesurés en fonction de  $p_t$  en utilisant une densité de gluons  $dN^g/dy = 1100$ . Cette densité de gluons suggère qu'une densité d'énergie initiale de  $15 \text{ GeV}/fm^3$  est atteinte dans les collisions or-or à  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$  [24].

L'observation d'une suppression similaire des mésons légers  $\pi^0$  et  $\eta$  indiquerait que la perte d'énergie par rayonnement se produit au niveau partonique, c'est-à-dire avant l'hadronisation. La figure I.26 montre la comparaison entre des rapports  $R_{CP}$  des pions, protons et des  $\phi$  en fonction de l'impulsion transverse. Le facteur  $R_{CP}$  pour une tranche de centralité donnée est le rapport du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  de la classe de centralité considérée à celui de la classe la plus périphérique. Les protons montrent une suppression différente par rapport aux  $\pi^0$  pour les  $p_t$  de valeurs intermédiaires 2 à 4 GeV/c. La mesure du  $R_{CP}$  du  $\phi$  dont la masse ( $1,02 \text{ GeV}/c^2$ ) est comparable à celle du proton mais dont la composition en nombre de quarks est celle d'un méson, montre que la différence de suppression observée n'est pas un effet de la masse des hadrons, mais est plutôt causée par une différence de composition en quarks. Ainsi, les baryons subissent une suppression plus faible par rapport aux mésons pour les  $p_t$  de valeurs intermédiaires (2 à 4 GeV/c).

Une explication de ce phénomène par la compétition des processus de recombinaison et de fragmentation dans cet intervalle de  $p_t$  a été proposé récemment [26]. La coalescence des partons serait alors dominante à bas  $p_t$  et plus faible devant la fragmentation à haut  $p_t$  où le modèle prend le même comportement de suppression entre baryons et mésons.

À grand  $p_t$  ( $p_t > 2 \text{ GeV}/c$ ), les spectres des électrons (dit « non photoniques »<sup>17</sup>) sont dominés par la désintégration semi-leptonique des mésons charmés et beaux. La figure I.27 montre le facteur de modification nucléaire  $R_{AuAu}$  des électrons provenant de la désintégration des quarks lourds (charme et beauté) en fonction de  $p_t$ . Elle montre que les mésons lourds (D et B) sont également supprimés jusqu'à un facteur cinq, ce qui est similaire à la suppression observée pour les mésons légers ( $\pi^0, \eta$ ).

Les modèles de perte d'énergie des partons prédisent que la radiation affecte différemment les quarks lourds et est dépendante de leur masse :  $\Delta E(g) > \Delta E(q, m = 0) > \Delta E(q, m > 0)$ . En supposant que les données reflètent uniquement la contribution des quarks charmés et qu'il n'y a pas de quarks beaux, une telle suppression pourrait être décrite par la perte d'énergie des partons, mais nécessiterait alors une densité de gluons de l'ordre de  $dN^g/dy = 3500$  (ou un coefficient de transport de  $\hat{q} = 14 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  selon les modèles<sup>18</sup>). Une telle densité de gluons est en désaccord

<sup>17</sup>c'est-à-dire ne provenant ni de la désintégration des mésons légers tels que les  $\pi^0, \eta, \rho, \omega$  et  $\phi$ , ni de la conversion des photons dans les différents matériaux

<sup>18</sup>Le coefficient de transport  $\hat{q}$  reflète la densité du milieu, toutefois la suppression mesurée de  $R_{AA}$  influe peu sur la détermination de ce coefficient : les particules détectées à grand  $p_t$  sont essentiellement produites à la surface et n'ont pas subi de perturbation par le milieu dense produit.

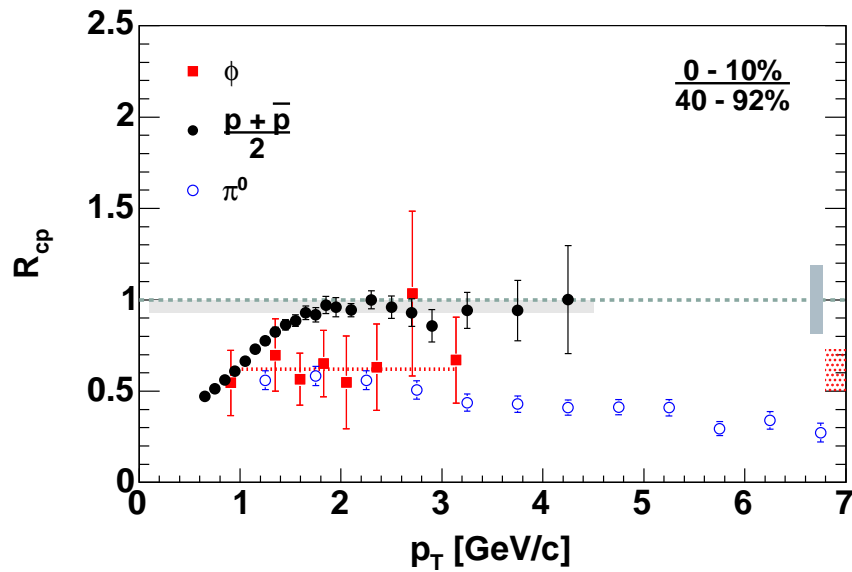


FIG. I.26 – Rapport des facteurs de modification nucléaire  $R_{CP}$  (rapport des  $R_{AuAu}$  de la classe 0-10 % à la classe 40-92 %) des  $\pi^0$  (ronds bleus), des protons (ronds noirs) et des  $\phi$  (carrés rouges) en fonction de  $p_t$  [25]. La barre verticale droite en pointillé représente les incertitudes sur le nombre de collisions binaires. La barre grise à  $R_{CP} = 1$  représente les incertitudes liées aux mesures protons et pions (12 %).

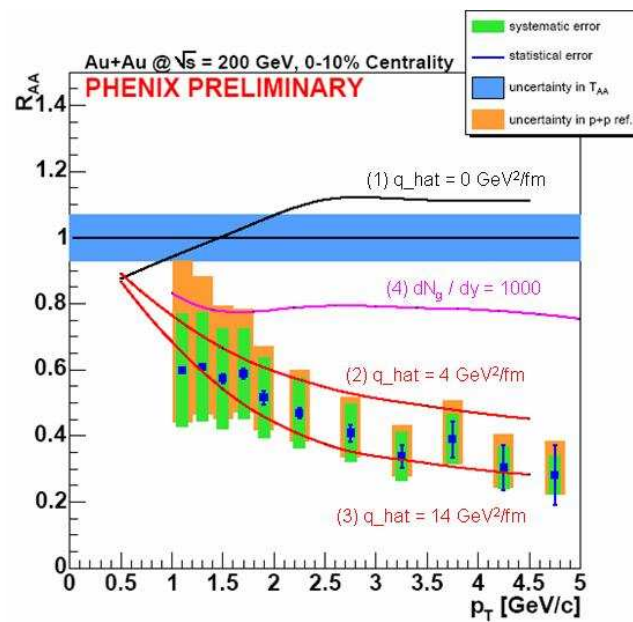


FIG. I.27 – Facteur de modification nucléaire  $R_{AuAu}$  des électrons provenant de la désintégration des quarks lourds en fonction de  $p_t$ . La barre horizontale bleue représente les incertitudes sur le nombre de collisions binaires, les bandes beiges sur chaque point représentent les incertitudes des mesures en proton-proton. La courbe noire et les deux courbes rouges représentent les prédictions théoriques pour  $\hat{q} = 0, 4$  et  $14 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  respectivement. La courbe rose représente les prédictions pour  $dN^g/dy = 1000$ .



avec les mesures des particules chargées à rapidité nulle.

D'autre part, la suppression de la beauté prédite par ces modèles est plus faible que celle des quarks charmés ( $R_{AuAu} \rightarrow 0,2$  à  $0,3$  pour le charme ouvert vs  $R_{AuAu} \rightarrow 0,4$  à  $0,6$  pour la beauté). La prise en compte de la beauté conduirait à une augmentation du facteur  $R_{AA}$  attendu, ce qui accentuerait le désaccord avec les mesures. Cette mesure n'est comprise actuellement et il devient alors primordial de séparer les contributions des quarks  $c$  des  $b$ . Ceci sera possible avec l'installation d'un détecteur de vertex (prévue pour l'année 2008 dans l'expérience PHENIX) qui permettra alors d'identifier les mésons D et B par la mesure de la distance entre leur vertex de désintégration et le vertex d'interaction primaire.

La suppression du charme et de la beauté ouverte à grand  $p_t$  n'est pas comprise par les modèles de perte d'énergie des partons pour l'instant.

#### Analyse des « di-jet » :

Les analyses utilisant les informations fournies par les *leading particles* montrent une forte suppression de la production des particules de grand  $p_t$ . L'étude du comportement des jets qui survivent permet quant à elle de sonder le milieu dense et de connaître ses propriétés.

Lors de la diffusion partonique, les deux partons qui ont diffusé forment un jet de part et d'autre de leur point d'interaction, ainsi, ce n'est pas un jet de particules qui est formé mais deux jets dos à dos. Dans les collisions proton-proton, il est possible de reconstruire totalement un jet de particules et son jet opposé. Par contre dans les collisions or-or où la multiplicité de particules produites dans les collisions est plus importante qu'en proton-proton, il devient difficile de retrouver les particules qui appartiennent au jet.

Les études des corrélations  $(\phi, \eta)$  de deux particules à grande impulsion transverse permettent d'observer les deux jets de particules dans les collisions à haute multiplicité. Expérimentalement, cela consiste à étudier les hadrons à haut  $p_t$  et à mesurer les distributions azimutale et en rapidité des particules associées dans le même événement (dans la même collision). Par convention, la particule de plus grand  $p_t$  qui déclenche l'acquisition (*high  $p_t$  trigger*) à  $\phi = 0$  est représentative du jet proche dit *near-side*, les autres à  $\phi \sim \pi$  sont représentatives du jet opposé dit *away-side*. Les corrélations sont définies comme :

$$C(\Delta\phi, \Delta\eta) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2 N_{paire}}{d\Delta\phi d\Delta\eta} \quad (\text{I.10})$$

où  $N_{paire}$  est le nombre de paires avec  $\Delta\phi = \phi - \phi_{trig}$  comme différence azimutale entre la particule détectée et la particule qui a déclenché l'acquisition, et  $N_{trig}$  est le nombre de particules ayant déclenché l'acquisition.  $\Delta\eta$  est l'intervalle de pseudo-rapidité considéré.

La figure I.28 montre la corrélation  $C(\Delta\phi)$  des distributions azimutales des deux particules à haut  $p_t$  pour les particules ayant une pseudo-rapidité incluse dans l'intervalle  $|\eta| < 0,7$  dans les collisions proton-proton, deuton-or et or-or. Dans cette analyse [27], la particule qui a déclenché l'acquisition doit avoir une impulsion transverse  $p_{t,trig}$  comprise entre 4 et 6 GeV/c, et les particules associées ont leur  $p_t$  appartenant à l'intervalle  $2 < p_t < p_{t,trig}$ .

La figure I.28 du haut présente les mesures de  $C(\Delta\phi)$  en proton-proton et deuton-or. Ces distributions montrent clairement un pic à  $\phi \sim 0$  qui correspond aux particules ayant déclenché l'acquisition et un pic opposé à  $\phi \sim \pi$ . La forme de ce pic en deuton-or est similaire entre les collisions les plus centrales et pour la classe de toutes les centralités confondues. Les résultats sont similaires pour les mesures dans les collisions or-or les plus périphériques [28]. La figure du bas compare les résultats précédents avec les mesures en or-or dans les collisions les plus centrales

où le pic à  $\phi \sim \pi$  disparaît. Cet effet s'interprète par le fait que l'un des jets avec une impulsion transverse plus faible ou une distance plus grande du milieu à parcourir est étouffé dans le milieu alors que son jet opposé qui a un  $p_t$  plus grand ou un chemin plus court, réussit à s'échapper du milieu créé.

La figure I.29 [29] présente la corrélation  $C(\Delta\phi)$  des distributions azimutales des deux particules à haut  $p_t$  en réduisant la coupure en impulsion transverse pour les particules associées. Les particules dont l'impulsion est comprise entre 0,15 et 4 GeV/c sont maintenant analysées. Cet élargissement de l'intervalle en  $p_t$  permet d'observer une augmentation de la production à faible  $p_t$  dans la direction du jet opposé. Ainsi le jet attendu qui n'a pas réussi à s'échapper n'a pas totalement disparu, l'énergie de cette particule s'est en fait transformée dans la création de plusieurs particules de plus petite impulsion transverse.

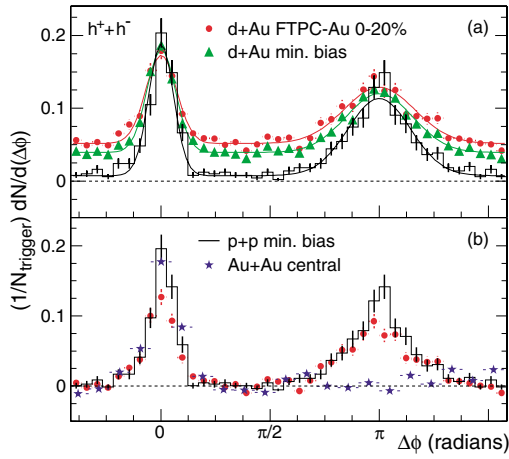


FIG. I.28 – Corrélation  $C(\Delta\phi)$  en fonction de l'angle azimutal mesurée dans l'expérience STAR [27]. Figure du haut : corrélation dans les collisions d+Au pour toutes les centralités confondues (triangles verts) et pour les classes les plus centrales (cercles rouges). Les mesures en p+p sont représentées par le spectre noir. Figure du bas : corrélation dans les collisions p+p (spectre noir), d+Au dans la classe la plus centrale (ronds rouges) et Au+Au centrale (étoiles bleues).

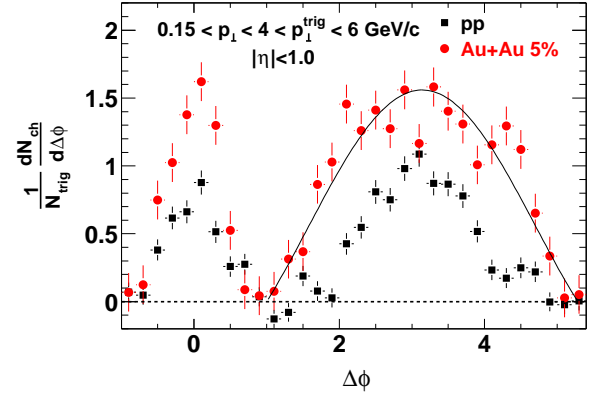


FIG. I.29 – Corrélation  $C(\Delta\phi)$  en fonction de l'angle azimutal mesurée dans l'expérience STAR [29] dans les collisions p+p (carrés noirs) et Au+Au les plus centrales (ronds rouges) avec une coupure moins restreinte sur l'impulsion transverse des particules associées ( $0,15 < p_t < 4$  GeV/c).

La figure I.30 [30] présente la corrélation azimutale dans les collisions or-or pour différentes classes de centralité. Le comportement de la production des particules dans la direction opposée au jet détecté varie en fonction de la centralité : dans les collisions périphériques, un pic est observé à  $\phi \sim \pi$ , en revanche dans les collisions centrales, un creux est observé à  $\phi \sim \pi$ , le maximum local est observé à  $\phi \sim \pi - 1$ . Une telle forme dans le jet opposé montre un comportement avec une géométrie conique qui suggère que les partons se déplacent dans le milieu dense en créant une onde de choc <sup>19</sup>.

Enfin, une étude de la production des jets émis dans le plan de réaction et hors du plan de réaction est présentée par la figure I.31 [31]. Elle montre que la suppression des jets est forte

<sup>19</sup>Le parton dépose son énergie dans le milieu en supposant qu'il y a peu de dissipation. Cette énergie se propage selon une onde sonore.

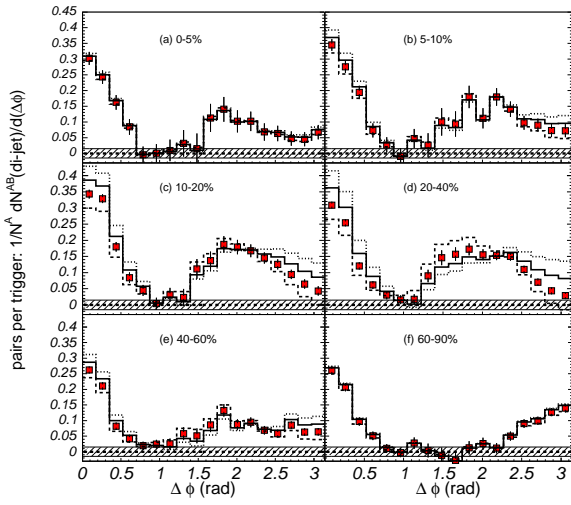


FIG. I.30 – Corrélation  $C(\Delta\phi)$  en fonction de l'angle azimutal mesurée dans l'expérience PHENIX [30] dans les collisions or-or pour différentes classes de centralité avec comme intervalle de  $p_t$  :  $4 < p_{t,trig} < 6$  GeV/c pour la particule qui déclenche et  $1 < p_t < 2,5$  GeV/c pour les autres particules associées.

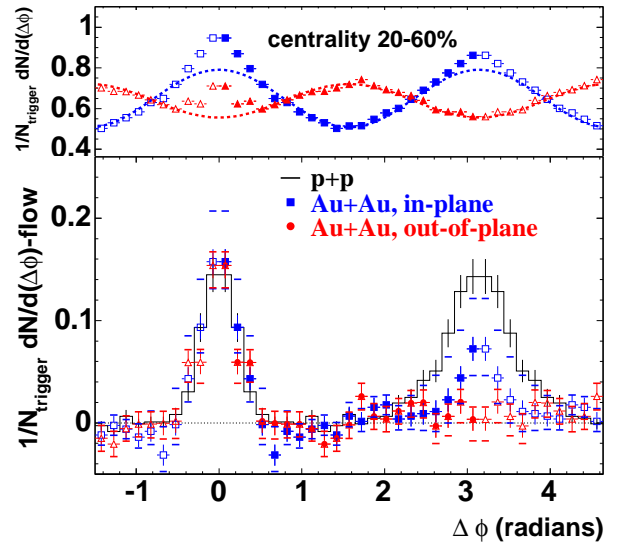


FIG. I.31 – Corrélation  $C(\Delta\phi)$  en fonction de l'angle azimutal mesurée dans l'expérience STAR [31] dans les collisions p+p (points noirs) et Au+Au dans le plan de réaction (carrés bleus) et hors du plan de réaction (ronds rouges).

lorsqu'ils sont produits hors du plan de réaction, ce qui suggère une forte dépendance de la suppression en fonction de la longueur du milieu traversée.

Le *jet quenching* donne une signature probante de la formation d'un état dense dans les collisions or-or au RHIC.

## I.2 Les mécanismes de production de $J/\psi$ dans les collisions hadroniques

### I.2.1 Production directe des mésons $J/\psi$ dans les collisions hadroniques

La formation du charmonium dans les collisions hadroniques implique un aspect perturbatif et non perturbatif de la QCD :

- la production des quarks  $c\bar{c}$  (via la fusion de gluons) dans un processus de courte distance, ce qui permet d'utiliser un traitement perturbatif, les paires  $c\bar{c}$  peuvent être produites dans un état coloré ou non,
- puis l'évolution de la paire vers un état lié physique : l'hadronisation qui confère à la paire les nombres quantiques du charmonium (avec neutralisation de la couleur si la paire a été produite dans un état coloré), où l'échelle d'interaction est de l'ordre de la taille des hadrons ( $\simeq \Lambda_{QCD}$ ) considéré comme un phénomène non perturbatif.

La formation des charmonia dans les collisions hadroniques débute par la production des quarks charmés. Aux énergies du RHIC (à faible  $x_F$ <sup>20</sup>) cette production est dominée par le processus de fusion de gluons. La composition partonique des hadrons (des faisceaux) est décrite par les fonctions de distribution des partons (PDF) : elles quantifient la distribution des partons en fonction de leur fraction  $x$  de l'impulsion du hadron.

Le théorème de factorisation de la QCD [32] permet de séparer dans le calcul des sections efficaces les phénomènes à grandes et petites distances. On peut alors décrire la section efficace de production d'une paire de  $c\bar{c}$  sans une collision nucléon-nucléon par :

$$\sigma(NN \rightarrow c\bar{c}) = \int \int G(x_1)G(x_2)\delta(x_1x_2s - m_{c\bar{c}}) dx_1 dx_2 \sigma(gg \rightarrow c\bar{c}) \quad (\text{I.11})$$

où  $G(x, Q)$  est la probabilité dans un nucléon d'obtenir un gluon  $g$  avec une fraction d'impulsion  $x$  et  $\sigma(gg \rightarrow c\bar{c})$  est la section efficace pour le processus  $gg \rightarrow c\bar{c}$ .

On peut déterminer le premier processus ( $gg \rightarrow c\bar{c}$ ) en appliquant un traitement perturbatif, tandis que différents modèles théoriques tentent de décrire le second ( $c\bar{c} \rightarrow J/\psi$ ) : le modèle de l'évaporation de couleur, modèle de singulet de couleur et modèle de l'octet de couleur.

**Modèle de l'évaporation de couleur : CEM.** Le modèle de l'évaporation de couleur (1970) donne une approche phénoménologique de la neutralisation de la couleur par émission de gluon mou. Cette émission qui conduit à l'hadronisation, ne change pas la cinématique de la paire  $c\bar{c}$  initiale. Dans ce modèle, toute paire  $c\bar{c}$  dont la masse invariante  $M$  est sous le seuil du méson charmé le plus léger  $D$  ( $2m_c < M < 2m_D$ ) est susceptible de former un charmonium. La paire  $c\bar{c}$  peut à la fois se lier et ainsi former un charmonium, mais les quarks peuvent aussi se combiner avec des quarks plus légers et former du charme ouvert ( $D$  et  $\bar{D}$ ). La section efficace d'un charmonium

<sup>20</sup>La variable de Feynman  $x_F = 2P_L/\sqrt{s} = 2m_T \sinh y/\sqrt{s}$

particulier est une fraction de la section efficace totale de paire  $c\bar{c}$ . On peut alors écrire la section efficace du  $J/\psi$  en fonction de l'énergie au centre de masse  $\sqrt{s}$  comme :

$$\sigma_{J/\psi}(\sqrt{s}) = f_{J/\psi} \sigma_{c\bar{c}}(\sqrt{s}) \quad (\text{I.12})$$

où  $f_{J/\psi}$  ne dépend pas de l'énergie mise en jeu et se détermine empiriquement. Ainsi le rapport entre les sections efficaces de différents charmonia à même énergie est constante.

$$\frac{\sigma_i(s)}{\sigma_j(s)} = \frac{f_i}{f_j} = \text{constante} \quad (\text{I.13})$$

Les prédictions de ce modèle représentent bien les données à bas  $p_T$ .

**Modèle de singulet de couleur : CSM** Le modèle de singulet de couleur apparu dans les années 1980 est basé sur la chromodynamique quantique perturbative. Les paires  $c\bar{c}$  sont produites dans un état coloré et se neutralisent de la couleur par émission d'un gluon dur, ce qui permet alors de traiter perturbativement cette émission. On peut alors imposer que la paire  $c\bar{c}$  soit dans le même état de couleur (neutre) et ait les mêmes nombres quantiques que l'état final du charmonium. L'amplitude de production des quarks est projetée dans l'état des nombres quantiques du charmonium qui nous intéresse. Toutefois, l'hypothèse d'émission d'un gluon dur ne peut s'appliquer lorsque les  $J/\psi$  sont produits à petits  $p_t$  et par conséquent ce modèle ne peut prédire la production à bas  $p_t$ .

Ce modèle qui reproduit les données expérimentales des charmonia à grand  $p_t$ , ne décrit pas de manière satisfaisante celle à bas  $p_t$ .

**Modèle de l'octet de couleur : COM** Ce modèle utilise le formalisme de la chromodynamique quantique non relativiste (NRQCD). Elle prend en compte tous les états possibles de la paire  $c\bar{c}$  produite et l'évolution de cette paire vers un singulet de couleur par émission non perturbative d'un gluon. Dans les collisions à haute énergie, la contribution dominante est la production des paires colorées qui seront neutralisées par la suite. Leur temps de formation serait alors plus long de l'ordre de 0,2 à 0,25 fm. Par conséquent, dans les collisions proton-ion et ion-ion, l'état pré-résonnant  $c\bar{c} + g$  subirait alors une absorption nucléaire plus importante que lorsque la paire est produite à l'état de singulet. Les mesures dans les collisions proton-noyau valident cette hypothèse. Toutefois, les prédictions de polarisation des charmonia ne sont pas vérifiées par les mesures de CDF [33].

De manière générale, aucun de ces trois modèles ne reproduit complètement les mesures disponibles de production des charmonia.

## I.2.2 Les effets nucléaires froids

### I.2.2.1 Effet de l'état initial : le shadowing

Les distributions des partons dans les nucléons liés dans un noyau se comportent différemment des partons dans un proton libre. Si on définit le rapport  $R_i^A(x, Q^2) \equiv f_i^A(x, Q^2)/f_i^p(x, Q^2)$  où  $f_i^p$  et  $f_i^A$  sont respectivement les distributions des partons  $i$  ( $i$  étant le type de parton considéré : gluons, quarks) dans un proton libre et dans un noyau de numéro atomique  $A$ , ce rapport est différent de 1 ( $R_i^A \neq 1$ ). La figure I.32 montre la modification des distributions des gluons dans

un noyau (de numéro atomique  $A = 208$ ) en fonction de  $x$  avec une analyse DGLAP <sup>21</sup>. Les effets nucléaires sont catégorisés selon différentes régions de  $x$  : la région dite de *shadowing* correspond à  $x \leq 0,1$  pour  $R_g^A \leq 1$ , la région d'*antishadowing* à  $0,1 \leq x \leq 0,3$  pour  $R_g^A \geq 1$ , la région dite de l'effet EMC à  $0,3 \leq x \leq 0,7$  pour  $R_g^A \leq 1$  et enfin la région du mouvement de Fermi pour  $R_g^A \geq 1$  lorsque  $x \rightarrow 1$ .

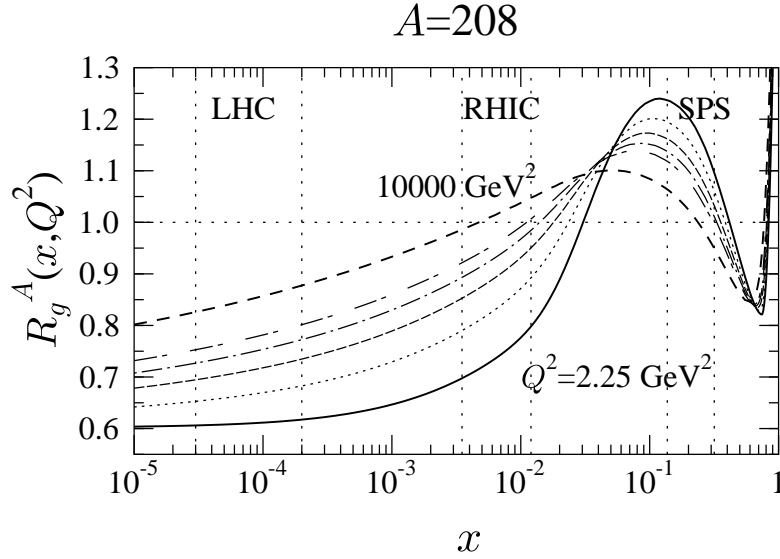


FIG. I.32 – Modification des distributions des gluons  $R_g^A(x, Q^2)$  dans un noyau de numéro atomique  $A = 208$  en fonction de  $x$  pour différent  $Q^2$  :  $Q^2 = 2,25 \text{ GeV}^2$  (trait plein),  $Q^2 = 5,39 \text{ GeV}^2$  (pointillé),  $Q^2 = 14,7 \text{ GeV}^2$  (tireté),  $Q^2 = 39,9 \text{ GeV}^2$  (tireté-pointillé),  $Q^2 = 108 \text{ GeV}^2$  (double tireté) et  $Q^2 = 10000 \text{ GeV}^2$  (tireté).

Les  $J/\psi$  que nous détectons sont produits par des partons qui possèdent une certaine proportion de  $x$  de l'impulsion du nucléon auquel ils appartiennent. Cette proportion  $x$  dépend de l'impulsion des nucléons et donc de l'énergie de collision. Cette modification des distributions entraîne ainsi une modification de la production des  $J/\psi$  par rapport à la production mesurée en proton-proton multipliée par la superposition des collisions incohérentes nucléon-nucléon produites en noyau-noyau. Les régions en  $x$  accessibles auprès des accélérateurs du SPS ( $\sqrt{s} = 17,3 \text{ GeV}$  pour les  $J/\psi$  détectés à  $y$  entre 0 et 1), RHIC ( $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$  pour  $|y| < 0,35$  et pour  $1,2 < |y| < 2,4$ ) et LHC ( $\sqrt{s} = 5500 \text{ GeV}$ ) sont également montrées sur la figure I.32. Ainsi, au SPS (NA50 et NA60), on explore la zone d'*antishadowing* qui va favoriser une augmentation de la production des  $J/\psi$ . Par contre au RHIC (PHENIX) et au LHC (ALICE) ce sera la zone de *shadowing* qui favorisera alors une suppression de la production des  $J/\psi$  qui sera explorée.

Les mesures dans les collisions pA constituent une ligne de référence puisqu'elles étudient les effets nucléaires froids sans les complications dues à une phase de plasma. De plus, la production des quarks lourds étant dominée par la fusion de gluons dans les collisions hadroniques, la production

<sup>21</sup>On utilise les équations d'évolution de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi pour décrire l'évolution des distribution  $f_i^A$  à  $Q^2$  fixée.

du charme ouvert porte également l'information des distributions de gluons dans les noyaux et permet en principe de calculer  $f_i^A$  et d'obtenir  $R_i^A$ .

Dans l'expérience PHENIX, une campagne de prise de données en deuton-or à  $\sqrt{s} = 200$  GeV permet de quantifier le shadowing aux énergies du RHIC. La mesure de la production de charme ouvert est toutefois difficile dans les collisions deuton-or dues aux grandes incertitudes liées aux mesures. Pour améliorer les mesures, il est nécessaire d'utiliser un détecteur de vertex afin d'identifier les muons ou électrons provenant de la désintégration des mésons D.

Néanmoins, il a été possible de mesurer les effets de shadowing directement sur la production des  $J/\psi$  [34]. La figure I.33 montre la section efficace de la production de  $J/\psi$  en fonction de la rapidité dans les collisions proton-proton (figure de gauche). Dans les collisions deuton-or, les mesures à rapidité négative correspondent à la fusion d'un gluon à grand  $x$  ( $x \sim 10^{-1}$ ) dans le noyau d'or. Ces mesures sondent alors la région d'anti-shadowing. En revanche, les mesures de  $J/\psi$  à rapidité positive correspondent à la fusion d'un gluon de petit  $x$  ( $x \sim 10^{-3}$ ) dans le noyau d'or qui correspond à la région dite de shadowing. Enfin, les mesures à rapidité nulle correspondent à la région en  $x$  de faible shadowing ( $x \sim 10^{-2}$ ).

Le rapport  $R_{dAu}$  présenté dans la figure I.33 de droite, montre le rapport entre la section efficace mesurée dans les collisions deuton-or à celle mesurée en proton-proton multipliée par le nombre de collisions binaires correspondant au système deuton-or<sup>22</sup>. Sans modification nucléaire  $R_{dAu}$  serait égale à 1.

Les mesures de  $R_{dAu}$  en fonction de la rapidité sont compatibles avec l'unité, à l'exception du point à  $y = 2$ . Cette région correspond au domaine en  $x$  de l'or qui subit un shadowing plus important. Néanmoins, les faibles variations de  $R_{dAu}$  à rapidité négative et positive où les effets des modifications nucléaires (anti-shadowing et shadowing respectivement) sont opposés, montrent que ces effets sont faibles.

### I.2.2.2 Effet de l'état final nucléaire : l'absorption nucléaire

L'absorption nucléaire dite *normale* du  $J/\psi$  correspond à la disparition du charmonium par collision inélastique avec les nucléons ( $J/\psi + N \rightarrow$  charme ouvert). Pour les mêmes raisons évoquées pour l'étude du shadowing, les mesures dans les collisions pA constituent une base de référence pour les études en particulier pour les études de suppression anormale du  $J/\psi$  en noyau-noyau.

La production du  $J/\psi$  dans les collisions pA peut être exprimée comme :

$$\sigma_{pA} = \sigma_{pN} \int d^2b \int_0^\infty dz \rho_A(b, z) S^{abs}(b, z) \quad (\text{I.14})$$

où  $\sigma_{pN}$  est la section efficace proton-nucléon,  $b$  est le paramètre d'impact,  $z$  le point de production selon l'axe longitudinal,  $\rho_A$  la densité locale de nucléons et la probabilité de survie à l'absorption nucléaire  $S^{abs}(b, z) = \exp\left(-\int dz' \rho_A(b, z') \sigma_{abs}(z' - z)\right)$ .

Le terme  $\sigma_{abs}$  dépend de l'évolution de la paire  $c\bar{c}$  pendant la traversée dans le milieu nucléaire. Lorsque la paire  $c\bar{c}$  est produite dans un état de singulet de couleur, elle va évoluer dans la matière nucléaire dans cet état et s'hadroniser après avoir traversé les noyaux. En revanche, la paire produite dans un état d'octet de couleur, va évoluer dans la matière nucléaire sous la forme de  $|(c\bar{c})_8g\rangle$ . Le temps d'hadronisation est plus long de l'ordre de 0,2 à 0,25 fm, et un échange de gluon avec les nucléons peut briser la paire avant l'hadronisation, ce qui la rend plus fragile.

<sup>22</sup>Le rapport  $2 \times 197$  correspond en fait au nombre de collision nucléon-nucléon pour toute centralité confondue.

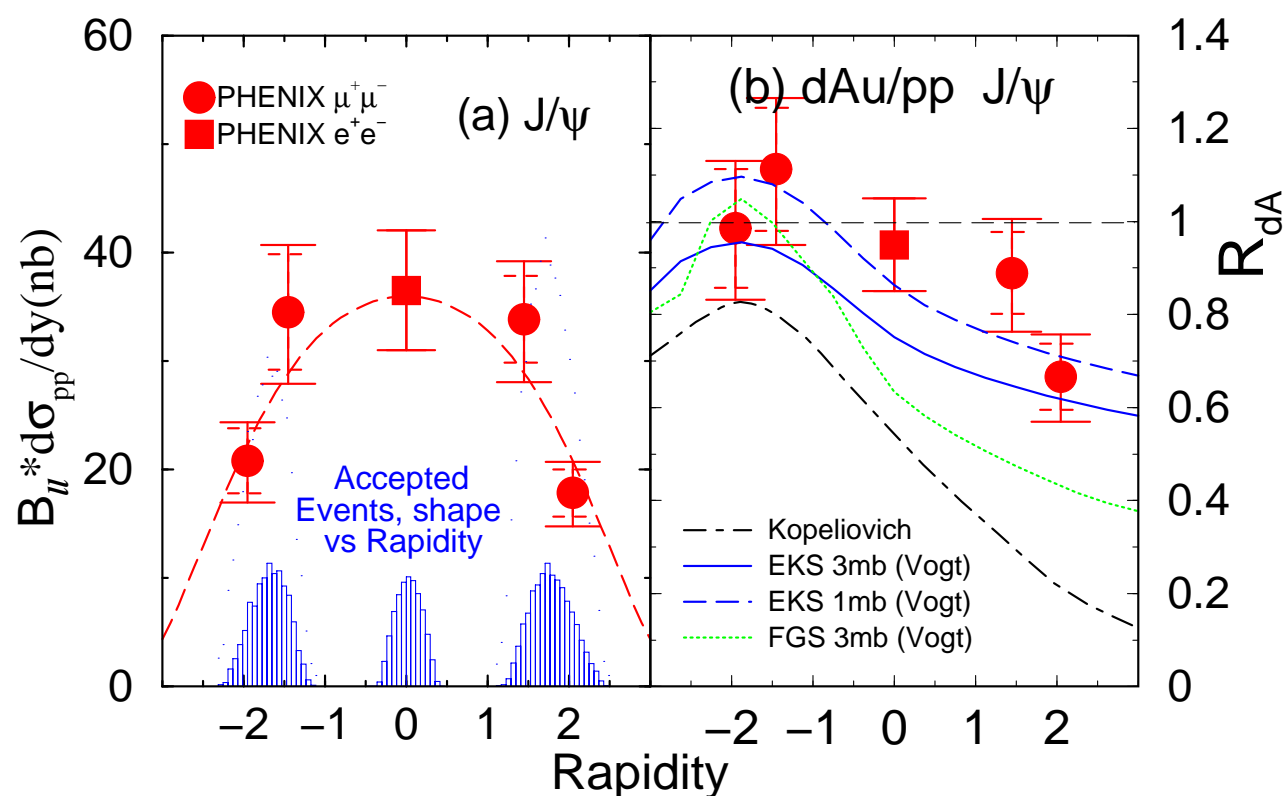


FIG. I.33 – Figure gauche : Section efficace de la production de  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 200$  GeV en fonction de la rapidité (multipliée par le rapport de branchement) [34]. La courbe rouge est un ajustement des points de mesure avec différentes formes de distribution en rapidité obtenues grâce au générateur PYTHIA. Figure droite : rapport  $R_{dAu}$  en fonction de la rapidité pour toutes centralités confondues. Les courbes représentent les calculs théoriques [35].



Les résultats obtenus dans les collisions pA au SPS bénéficient d'une large gamme de systèmes pA. Ces mesures montrent une absorption nucléaire de  $\sigma_{abs} = 4,18 \pm 0,35$  mb [36]. L'expérience PHENIX ne dispose que des données deuton-or pour mesurer l'absorption nucléaire. Dans la figure I.33, les ajustements des courbes théoriques prennent en compte à la fois des effets de shadowing et d'absorption nucléaire.

La figure I.34 montre les facteurs de modification nucléaire mesurés dans les collisions deuton-or en fonction de la centralité, et indique que les effets nucléaires froids, le shadowing et l'absorption nucléaire, varient en fonction la centralité des collisions. Les courbes noires représentent les prédictions de ces deux effets en utilisant la paramétrisation EKS98 pour les effets de shadowing et incluent les effets de l'absorption nucléaire pour différentes valeurs de section efficace :  $\sigma_{abs} = 0$  mb (effet du shadowing seul), 1, 2 et 3 mb sont utilisés. Les mesures semblent favoriser un faible effet de shadowing avec une absorption nucléaire de 1 mb et  $\sigma_{abs} = 3$  mb détermine la limite supérieure en terme d'absorption nucléaire.

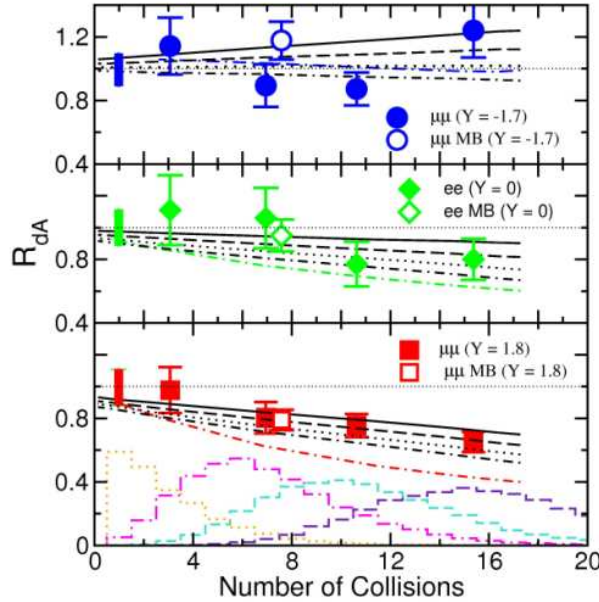


FIG. I.34 – Facteurs de modification nucléaire  $R_{dA}$  en fonction du nombre de collisions binaires mesurés dans trois régions en rapidité : les mesures dans la figure du haut représentent les mesures à rapidité négative, celles du milieu sont celles à rapidité nulle et celles de la figure du bas sont celles à rapidité positive [34]. Ces dernières montrent un effet significatif du shadowing en fonction de la centralité. Les courbes représentent les calculs théoriques ([35] et communications privées), les courbes noires utilisent la paramétrisation EKS98 avec  $\sigma_{abs} = 0$  (trait plein), 1 (tirets courts), 2 (pointillés) et 3 mb (tirets-pointillés). La courbe rouge utilise la paramétrisation FGS et une section efficace de  $\sigma_{abs} = 3$  mb.

### I.2.3 La suppression des mésons $J/\psi$ dans un PQG

Lors de la création d'un PQG, l'écrantage de couleur va dissoudre les particules créées dans les collisions en leurs constituants en quarks. Plus la densité/température du milieu est grande plus le rayon d'écrantage de Debye est petit. Les quarks  $c\bar{c}$  créés lors des collisions vont alors être écrantés par la présence d'autres quarks et vont s'éloigner l'un de l'autre. Lors de l'hadronisation,

la probabilité pour que la paire  $c\bar{c}$  initiale se recombine est faible <sup>23</sup> : ils vont alors se combiner avec des quarks voisins et la plupart du temps, ils forment des particules à charme ouvert :  $D(c\bar{u}, c\bar{d})$ ,  $\bar{D}(\bar{c}u, \bar{c}d)$ ,  $D_s(c\bar{s})$  et  $\bar{D}_s(\bar{c}s)$ . Le méson  $J/\psi$  qui se serait formé si la densité était moindre ne se forme plus : la production des  $J/\psi$  est supprimée.

La paire  $c\bar{c}$  est créée très tôt au cours de la collision et le temps de vie du  $J/\psi$  est relativement long ( $\sim 10^3$  fm/c <sup>24</sup>) par rapport au temps de la collision. Il ne se désintègre alors que loin de la zone où il a été produit. Il constitue ainsi une bonne sonde de la matière nucléaire qu'il traverse et en particulier s'il traverse une zone de plasma de quarks et de gluons où il subira l'écrantage de couleur.

L'énergie de liaison du  $J/\psi$  ( $\sim 0,64$  GeV) étant plus grande que l'énergie de liaison des hadrons légers ( $\Lambda_{QCD} \sim 0,2$  GeV), sa taille ( $r_{J/\psi} = 0,3$  fm) est petite par rapport à la taille des hadrons légers, ce qui le rend peu sensible à la phase hadronique de la collision.

Enfin du point de vue expérimental, sa détection à travers sa désintégration en paires muoniques (sensibles uniquement à l'interaction faible et électromagnétique) permet de conserver les informations initiales du  $J/\psi$  jusqu'aux détecteurs.

Une mesure de la suppression du  $J/\psi$  a été effectuée dans l'expérience NA50 auprès du SPS (Cern). La figure I.35 montre le rapport entre la production mesurée et celle attendue en fonction de la densité d'énergie. Ce rapport chute lorsqu'on atteint les densités d'énergie élevées  $\epsilon = 2,5$  GeV/fm<sup>3</sup>. Cette chute est qualifiée de suppression anormale et traduirait l'existence d'un plasma de quarks et de gluons.

---

<sup>23</sup>Les modèles de coalescence de quarks charmés et de recombinaison seront discutés dans le chapitre V.4

<sup>24</sup> $2R/\gamma$ ,  $\gamma$  étant le facteur de Lorentz,  $R$  le rayon des noyaux soit un temps de collision  $\sim 1$  fm/c au SPS et 0.1 fm/c au RHIC.

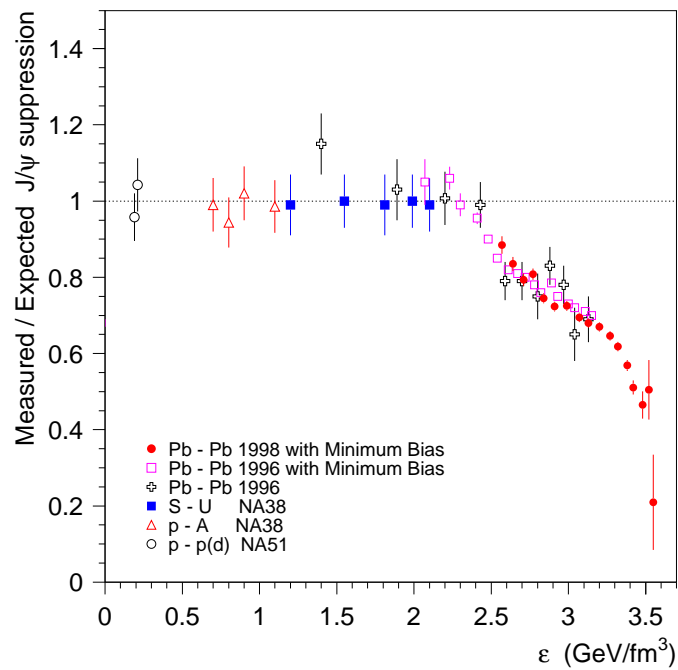


FIG. I.35 – Résultats des expériences NA38/NA50/NA51 auprès du SPS [37]. Rapport entre la production du  $J/\psi$  mesurée et celle attendue en fonction de la densité d'énergie. Une suppression est observée à partir de  $\epsilon \sim 2,5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Les mesures sont extraites des analyses des prises de données proton-proton pour les densité d'énergie les plus petites, p-d, Al, Cu, W et U, S-U et enfin Pb-Pb pour les densités les plus grandes.

## Chapitre II

# Configuration expérimentale

### II.1 Présentation du collisionneur RHIC

L'expérience PHENIX se situe dans la ville d'*Upton* (*New York*, Etats-Unis) au laboratoire *Brookhaven National Laboratory* (BNL) auprès du collisionneur *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC). Le RHIC est capable d'accélérer des ions allant du proton (p) jusqu'à l'or (Au). Constitué de deux accélérateurs cryogéniques indépendants de 3,8 km de circonférence, il peut aussi créer des collisions asymétriques, avec deux espèces d'ions différentes dans les deux anneaux.

#### II.1.1 Energie dans le centre de masse

Le RHIC permet d'accélérer des protons jusqu'à une impulsion de 250 GeV/c pour chaque faisceau. Pour les noyaux les plus lourds, cette impulsion est réduite par le facteur  $Z/A$  (dans le cas de l'or 79/197 soit un facteur 2,5), ceci conduit à une énergie de 200 GeV par collision nucléon-nucléon. Cette énergie est environ 10 fois supérieure à celle obtenue au SPS dans le centre de masse

Le potentiel baryonique dans la zone de rapidité expérimentale est proche des conditions de calcul de QCD sur réseau, ce qui nous permet de mieux comparer la théorie aux données expérimentales. Le saut en énergie au RHIC par rapport au SPS nous permet d'étudier des signatures supplémentaires telles que l'étude des upsilons, des photons directs, de la physique à grand moment transverse (les jets).

#### II.1.2 Faisceaux délivrés par RHIC

Le tableau II.1 présente les campagnes de prise de données auprès du RHIC depuis sa mise en fonctionnement. La figure II.1 montre la luminosité délivrée par RHIC pour les différentes prises de données en collisions or-or.

La luminosité effectivement exploitée par PHENIX est toujours très inférieure à celle délivrée par la machine. Plusieurs raisons conduisent à cela, la première est la qualité des collisions délivrées. En effet, la distribution du profil du faisceau délivré en début de collision a une largeur importante, les ions appartenant aux queues de cette distribution interagissent avec le gaz résiduel, créant ainsi un bruit de particules non contrôlé. Ces particules peuvent provoquer des instabilités des hautes tensions appliquées ce qui est dangereux pour les détecteurs. Il est nécessaire d'attendre la collimation de ces faisceaux avant d'allumer les détecteurs et de pouvoir enregistrer les données.

Bien que la qualité du faisceau ne soit pas optimale pour la prise de données, la luminosité instantanée de ces premiers faisceaux délivrée est souvent importante.

Une deuxième raison pour laquelle la luminosité exploitée par PHENIX est inférieure à celle délivrée est l'application des coupures dans l'acquisition des données : la distribution en position du vertex est de l'ordre de  $\sigma \sim 20$  cm d'interaction. PHENIX n'exploite pas les données provenant des collisions qui se produisent trop loin du point central d'interaction. Une coupure au niveau du déclenchement est donc appliquée, et PHENIX n'enregistre les événements que si leur point de collision se trouve dans l'intervalle  $|z| < 40$  cm. Le système d'acquisition a également un temps mort d'acquisition ce qui réduit le nombre de collisions enregistrées, néanmoins, le temps mort dans l'acquisition des données or-or est inférieur à 5 %. Indépendamment de l'étude du PQG, RHIC délivre aussi des collisions de faisceaux de protons polarisés, permettant l'étude du spin des nucléons.

	Collisions et $\sqrt{s}$ en GeV/nucléon	Luminosité délivrée par RHIC pour PHENIX	Luminosité exploitée par PHENIX
Run 1 (2000)	Au-Au 130		$1 \mu\text{b}^{-1}$
Run 2 (2001-2002)	Au-Au 200 p-p 200		$24 \mu\text{b}^{-1}$ $0,15 \text{pb}^{-1}$
Run 3 (2002-2003)	d-Au 200 p-p 200	$24,35 \text{nb}^{-1}$	$2,74 \text{nb}^{-1}$ $0,35 \text{pb}^{-1}$
Run 4 (2003-2004)	Au-Au 200 Au-Au 62,4 p-p à 200	$1370 \mu\text{b}^{-1}$ $21,8 \mu\text{b}^{-1}$	$241 \mu\text{b}^{-1}$ $9,1 \mu\text{b}^{-1}$ $324 \text{nb}^{-1}$
Run 5 (2005)	Cu-Cu 200 p-p 200	$15,16 \text{nb}^{-1}$	$3 \text{nb}^{-1}$ $3,8 \text{pb}^{-1}$

TAB. II.1 – Campagne de prise de données au RHIC pour l'expérience PHENIX.

## II.2 L'expérience PHENIX

L'expérience PHENIX représentée dans une vue schématique de face et de profil sur la figure II.2, est formée de 17 sous-détecteurs. Parmi ceux-ci, certains sont dédiés à la caractérisation des collisions comme par exemple les conditions géométriques initiales (la centralité et la position de la collision), ils sont appelés **détecteurs globaux**. Les autres permettent de détecter et parfois d'identifier les photons, électrons, muons et hadrons et de déterminer leur énergie. Les détecteurs dans les **spectromètres centraux** à rapidité  $y \sim 0$ , permettent d'étudier les hadrons, les photons et les électrons. Enfin, les **spectromètres latéraux**, dits à *forward rapidity*, détectent les muons. La figure II.3 montre la couverture en rapidité et en angle azimutal de ces détecteurs.

Les descriptions complètes de ces détecteurs sont présentées dans les références [39]. Après une brève description de deux des détecteurs globaux : le BBC et le ZDC, j'exposerai plus en détail le fonctionnement des spectromètres à muons. Cette partie de l'appareillage a fourni l'essentiel des données analysées dans cette thèse.

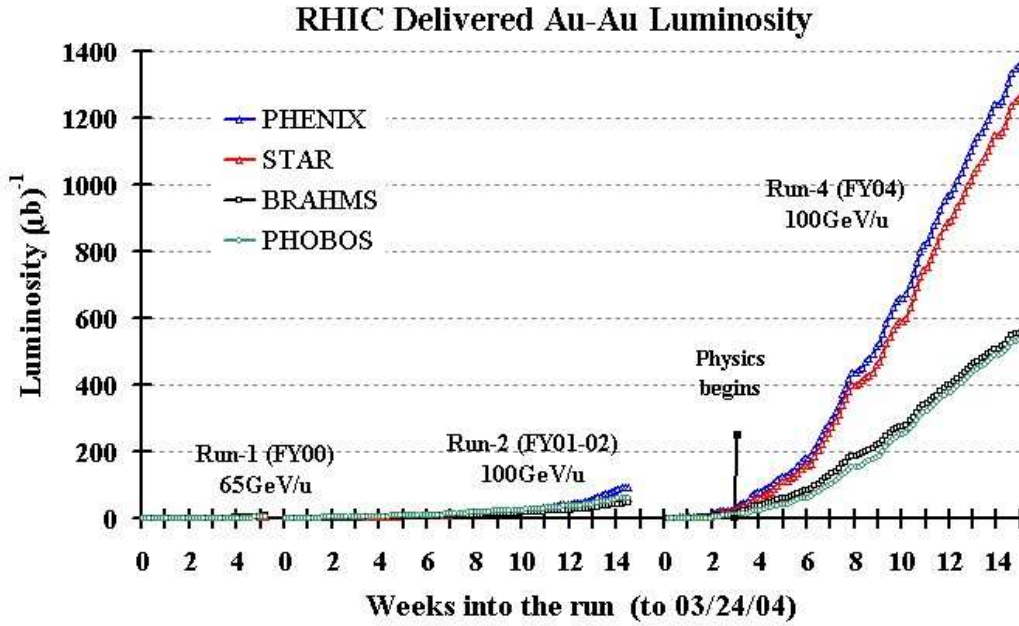


FIG. II.1 – Luminosité délivrée par RHIC dans les collisions or-or pour les différentes prises de données depuis le RUN1 ( $\sqrt{s} = 65 \times 2 = 130 \text{ GeV}$ ) jusqu'au RUN4 ( $\sqrt{s} = 100 \times 2 = 200 \text{ GeV}$ ) pour les 4 expériences : PHENIX, STAR, BRAHMS et PHOBOS.

## II.2.1 Détecteurs globaux

Quatre détecteurs globaux peuvent être utilisés pour caractériser les collisions : le *Beam Beam Counter* ou BBC, le *Zero Degree Calorimeter* ou ZDC, le *Forward Calorimeter* appelé FCal et le *Multiplicity Vertex Detector* ou MVD. En pratique, les données du FCal n'ont pas été exploitées dans cette analyse, et le MVD n'a jamais été totalement opérationnel. Ces deux détecteurs ne seront donc pas détaillés dans ce mémoire.

### Beam Beam Counter (BBC)

Ce détecteur est composé de deux sous-détecteurs identiques appelés BBCN (*BBC North*) et BBCS (*BBC South*), placés autour du canal du faisceau, de part et d'autre de la zone d'interaction (à 144 cm du centre). Ces deux « compteurs » ČERENKOV sont sensibles aux particules chargées créées lors des collisions, grâce à leurs 64 radiateurs de quartz dont la lumière est détectée par des photomultiplicateurs. La photographie II.4 montre un BBC, la figure II.5 montre une coupe schématique d'un détecteur.

Leur couverture azimutale est totale, et celle en rapidité est de  $3, 1 < |y| < 4, 0$ .

L'électronique rapide associée permet au BBC d'être utilisé dans le système de déclenchement niveau 1 (*BBC Local Level 1* ou BBCLL1). Les collisions qui ont déclenché le BBCLL1 sont appelés événements *Minimum Bias* (MB). Dans les collisions où la multiplicité des particules produites est faible, en collisions proton-proton par exemple, le BBC mesure une section efficace de  $\sigma_{pp}^{MB} = 21,8 \text{ mb} \pm 9,6 \% [40]$  ce qui correspond à une efficacité de détection de 51,6 %<sup>1</sup>. En

<sup>1</sup>en considérant que la section efficace inélastique  $\sigma_{pp} = 42,2 \text{ mb} \pm 1,9 \%$

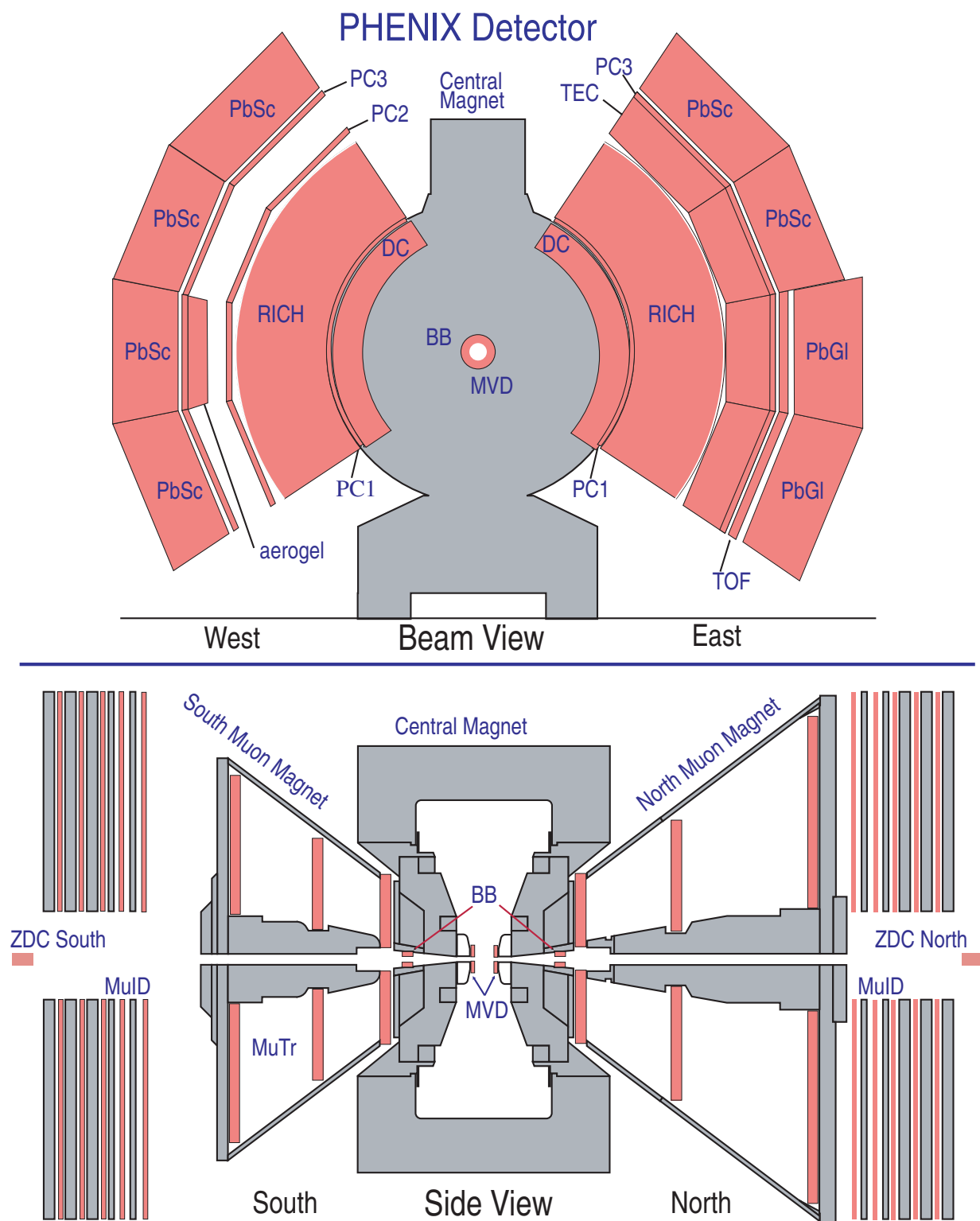


FIG. II.2 – Configuration des détecteurs dans l'expérience PHENIX durant la campagne de prise de données 2004-2005. En haut : les spectromètres centraux Est et Ouest, bas : les spectromètres latéraux Nord et Sud.

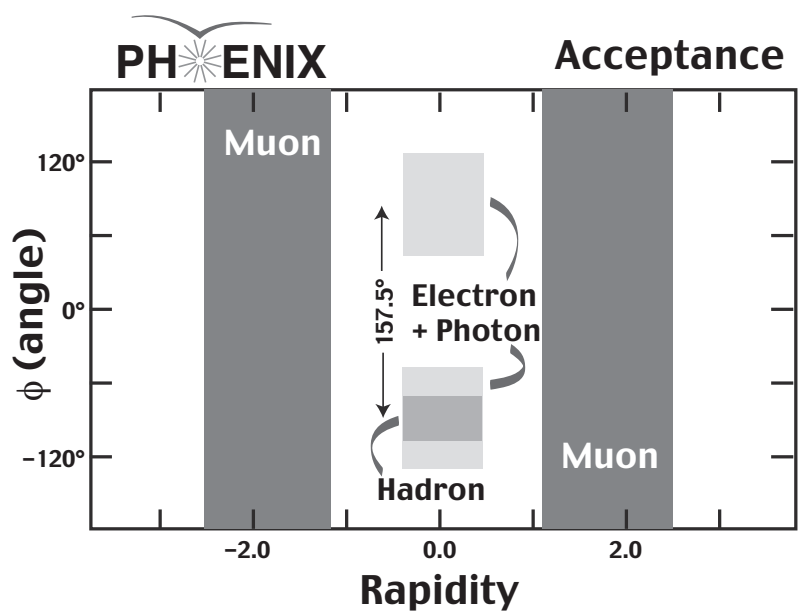


FIG. II.3 – Acceptance  $\phi$  en fonction de rapidité dans PHENIX pour les muons dans les spectromètres latéraux, et pour les électrons, photons et hadrons dans les spectromètres centraux.



FIG. II.4 – Photographie d’un détecteur BBC. Le rayon de ce cylindre est de 29 cm et sa longueur est de 25 cm.

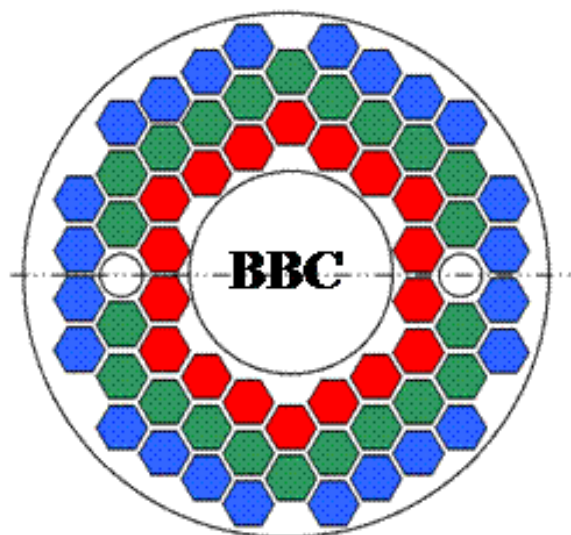


FIG. II.5 – Coupe schématique d’un BBC montrant Les radiateurs de quartz hexagonaux.



collisions dAu, on estime une efficacité de 88,8 %<sup>2</sup>. Enfin en collisions AuAu, on atteint une efficacité de 92,2 %<sup>3</sup>.

	pp	dAu	AuAu
efficacité $\epsilon^{MB}$	51,6 % ± 9,8 %	88,8 %	92,2 %

TAB. II.2 – Efficacité de détection des événements MB par le BBC.

Le tableau II.2 présente les performances de déclenchement du BBC.

Chaque « compteur » a une résolution temporelle de  $\sigma_t = 52 \pm 4$  ps dans les collisions proton-proton et de  $\sigma_t = 20$  ps dans les collisions or-or. Cette précision permet également de donner le temps 0 (T0) de la collision, est sert par exemple de référence pour la mesure du temps de vol pour un autre détecteur de PHENIX le *Time Of Flight* (TOF).

Par une différence temporelle de détection entre le BBCN et le BBCS, nous pouvons déterminer le point de collision selon l'axe du faisceau avec une résolution sur la position z de  $\sigma_z = 2$  cm dans les collisions proton-proton, et de  $\sigma_z = 0,6$  cm dans les collisions or-or.

Enfin, du fait que la multiplicité des collisions est corrélée à la centralité, la dernière fonctionnalité de ce détecteur est de déterminer la centralité des collisions avec l'aide du détecteur *Zero Degree Calorimeter* (ZDC).

### Zero Degree Calorimeter (ZDC)

Deux ZDC sont installés de part et d'autre du point d'interaction à 19 m de la zone d'interaction, comme le montre la photographie II.6. Les particules neutres ne subissant pas la déflexion par les aimants du collisionneur, traversent les ZDC et y déposent leur énergie. Ainsi, les ZDC détectent les particules non chargées. Ces deux détecteurs permettent de mesurer le nombre de neutrons qui n'ont pas subi de collision nucléon-nucléon c'est-à-dire les neutrons dit spectateurs. Le modèle de Glauber (voir chapitre I.1.2) permet alors d'associer la mesure des neutrons à l'avant des collisions à la centralité. Toutefois, dans les collisions les plus périphériques, les neutrons peuvent former des deutérons ou des fragments de noyau plus lourds, une correction doit donc être appliquée afin de prendre en compte la perte de ces neutrons spectateurs. Dans la suite, la valeur de l'énergie ZDC considérée est la somme des valeurs données par les deux détecteurs.

### La centralité

Le modèle de Glauber permet de déterminer le nombre de participants et le nombre de collisions nucléon-nucléon selon le paramètre d'impact (voir chapitre I.1.2 à la page 15). Il est nécessaire de relier les informations du modèle de Glauber aux variables expérimentales [9]. Pour ce faire, on utilise la corrélation des mesures observées dans le BBC et le ZDC.

Pour une collision donnée, le nombre de nucléons spectateurs est défini par le modèle de Glauber.

<sup>2</sup>La section efficace inélastique en dAu a été estimée à  $\sigma_{dAu} = 2,25 \pm 0,1$  b par HIJING sans modification du modèle de Glauber, et la section efficace vue par le BBC  $\sigma_{dAu}^{MB} = 2$  b a été estimé par simulation

<sup>3</sup> $\sigma_{AuAu}^{MB} = 6,8 \pm 0,5$  b [8]



FIG. II.6 – Photographie d'un ZDC installé entre les deux tubes de faisceaux.

Pour un noyau d'or, le modèle définit de manière aléatoire les nucléons participants dans une proportion de 79 protons et 118 neutrons au total. On peut donc déduire un nombre moyen de neutrons qui seront détectés par les ZDC par simulation. Dans les collisions centrales, la majorité des nucléons interagissent, le nombre de nucléons spectateurs est alors faible, et la mesure de l'énergie déposée dans les ZDC est faible. Dans les collisions les plus périphériques, les particules neutres forment des fragments de noyau et ne sont alors plus détectées par les ZDC, la mesure de l'énergie dans les ZDC devient également faible. Les mesures des ZDC seules ne permettent pas déterminer la centralité des collisions, l'ajout du BBC permet de lever les ambiguïtés du ZDC. En revanche, en reliant les mesures du ZDC au BBC, le ZDC permet d'obtenir une meilleure précision de la centralité en particulier pour les collisions centrales.

On suppose que le nombre de participants de la collision est relié linéairement à la multiplicité observée dans le BBC. Pour un nombre de participants donné, les fluctuations du nombre de particules chargées créées sont prises en compte par un échantillonnage selon une distribution de Poisson de chaque participant qui contribue à la collision. La valeur moyenne de la distribution de Poisson correspondant à un participant est choisie de manière à ce qu'il y ait au moins deux particules détectées par les BBC dans 92,2 % des cas, ceci permet de conserver l'efficacité de déclenchement dans les collisions inélastiques or-or de 92.2 %.

La corrélation des mesures dans le ZDC et BBC est présentée sur la figure II.7 pour les simulations (figure de gauche) et dans les données or-or (figure de droite). La figure de gauche montre les corrélations des mesures du ZDC et du BBC pour un nombre de participants fixe (chaque région colorée correspond à un nombre de participants fixe). Pour relier le nombre de participants des simulations aux mesures expérimentales, on définit des classes de centralité dans la corrélation des mesures du ZDC et du BBC [9]. Dans Phenix, la centralité est exprimée en pourcentage de section efficace inélastique totale. Plusieurs méthodes permettent de déterminer les frontières de ces classes de centralité. La méthode utilisée dans l'analyse présentée dans cette thèse est appelée la méthode de l'horloge : elle délimite les événements en se fixant un point fixe ( $BBC_0$ ,  $ZDC_0$ ) qui

sert d'« axe de l'horloge » c'est-à-dire de point unique où convergent toutes les lignes délimitant les classes de centralité. La figure II.7 de droite montre la corrélation des mesures du ZDC et du BBC d'un échantillon de données minimum biais. Chaque région colorée représente une classe de centralité de 10 %.

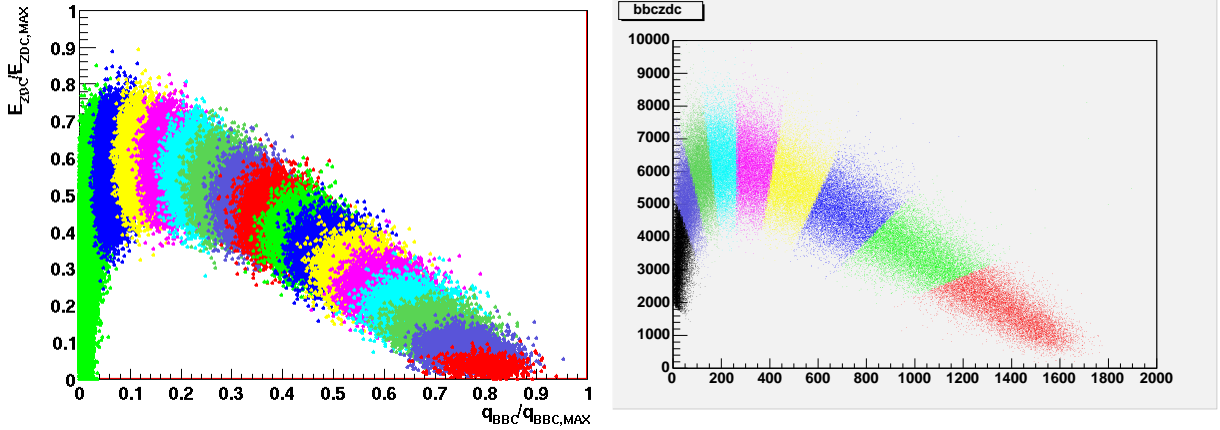


FIG. II.7 – Corrélation des mesures vues par le BBC et le ZDC. Figure gauche : corrélation des mesures du ZDC et du BBC (données simulées) à un nombre de participant donné représentée par les régions colorées par intervalle de 25 participants. Figure de droite : corrélation des charges vues par le BBC et le ZDC dans un échantillon de donnée or-or. Les événements qui appartiennent aux 10 % des plus centraux sont représentés en rouge, les événements qui appartiennent à la classe 80-93 % les plus centraux (c'est-à-dire les plus périphériques) sont en noir.

Enfin, pour chaque classe de centralité déterminée, la distribution du nombre de participants pour les événements appartenant à cette classe permet de déterminer la valeur moyenne  $N_{part}$ . Les incertitudes systématiques sont déterminées :

- en faisant varier les paramètres de simulation du modèle de Glauber, comme la section efficace d'interaction nucléon-nucléon  $\sigma_{NN} = 35$  mb au lieu de 42 mb, et les paramètres de Woods-Saxon utilisés (ceci est décrit dans le chapitre I.1.2 à la page 15),
- en faisant varier la probabilité de perte des neutrons dans les simulations du ZDC,
- en ajoutant un effet de saturation du BBC dans les collisions les plus centrales,
- enfin en variant la relation entre  $N_{part}$  et le nombre de particules chargées :  $N \sim (N_{part})^{1,2}$ .

Les incertitudes doivent également prendre en compte l'incertitude de l'efficacité du système de déclenchement BBCLL1 par le BBC.

## II.2.2 Les bras dimuons

Nous disposons de 2 spectromètres à muons en forme d'abat-jour et de 2 identificateurs à muons, disposés de part et d'autre du point de collision (cf. fig II.8), l'ensemble spectromètre-identificateur de muon est appelé bras muon. La mise en fonctionnement du premier bras appelé communément le bras sud a été faite en 2001, le deuxième, le bras nord est opérationnel depuis 2003.

Ces bras muons ont été élaborés en vue d'étudier le canal muonique. Ils doivent permettre de séparer le signal du  $J/\psi$  dont la masse est de  $M = 3,097$  GeV/ $c^2$  de celui du  $\psi'$  à  $M = 3,686$  GeV/ $c^2$ , ainsi que le signal de l' $\Upsilon(1S)$  à  $M = 9,46$  GeV/ $c^2$  des signaux de l' $\Upsilon(2S)$  et

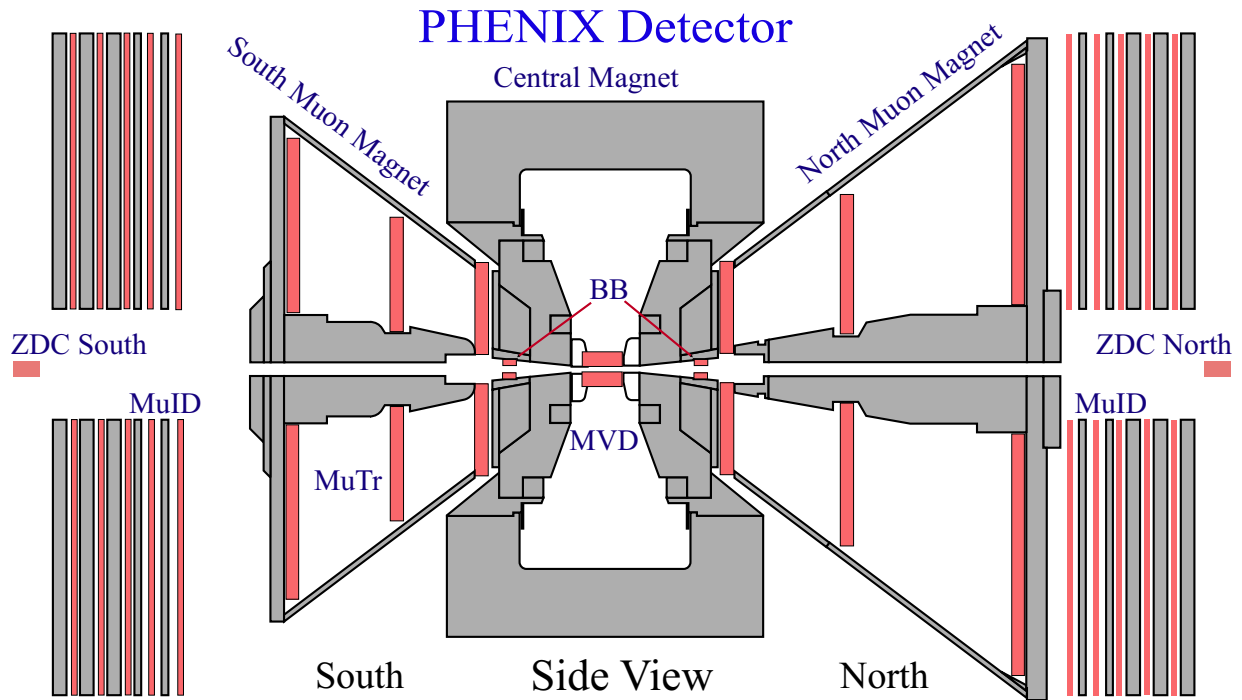


FIG. II.8 – Spectromètres latéraux dans PHENIX : les deux trajectographes et les deux identificateurs à muons forment les spectromètres Nord et Sud.

de l' $\Upsilon(3S)$  dont les masses respectives sont 10,02 et 10,36 GeV/c<sup>2</sup>. Enfin, l'occupation dans les spectromètres doit être optimale pour permettre une reconstruction efficace des trajectoires aussi bien pour les collisions les plus centrales en noyau lourd, que pour les collisions pp où la multiplicité est moins grande mais où le rythme de collision est grand. C'est en se basant sur ces spécifications que les bras à muons ont été conçus.

Les particules émises au point d'interaction, traversent d'abord une **épaisseur d'absorbeur** (1ère sélection de particules) avant de pénétrer dans les **spectromètres** (détermination de la trajectoire et de l'énergie) et d'atteindre l'**identificateur à muons** (identification des particules et fonction de « trigger »).

Les 2 bras muons ont une couverture azimutale totale ( $0 \leq \phi \leq 2\pi$ ). Leur couverture en angle polaire est de  $9^\circ$  à  $35^\circ$  et  $11^\circ$  à  $35^\circ$  pour le nord. L'acceptance en terme de rapidité pour le bras sud est de  $-2,2 < y < -1,2$ , et de  $1,2 < y < 2,4$  pour le bras nord comme le montre la figure II.3. L'impulsion minimale des particules est de  $|p| < 2$  GeV/c pour la détection.

L'absorbeur placé devant les spectromètres permet de réduire le nombre de particules entrant dans les spectromètres. Constitué de laiton et de fer (20 cm et 60 cm d'épaisseur respectivement), il élimine les particules de basse énergie ( $p < 1,5$  GeV/c). Il permet également de minimiser les désintégrations des pions et des kaons dans le canal muonique : représentant environ cinq longueurs d'interaction de pion, le facteur de rejection est 100 ( $N_\pi/N_\mu = 10^{-2}$ ), ceci permet d'obtenir une occupation raisonnable dans les bras à muons tout en préservant la détection du signal.

### Spectromètres à muons (muon tracker ou MuTr)

Basé sur le principe des chambres proportionnelles multi-fils, chaque spectromètre est composé de 3 stations de détection, numérotées de 1 à 3 (en partant de la zone d'interaction), elles-même divisées en octants (voir la figure II.9).

#### Muon Tracking Nomenclature

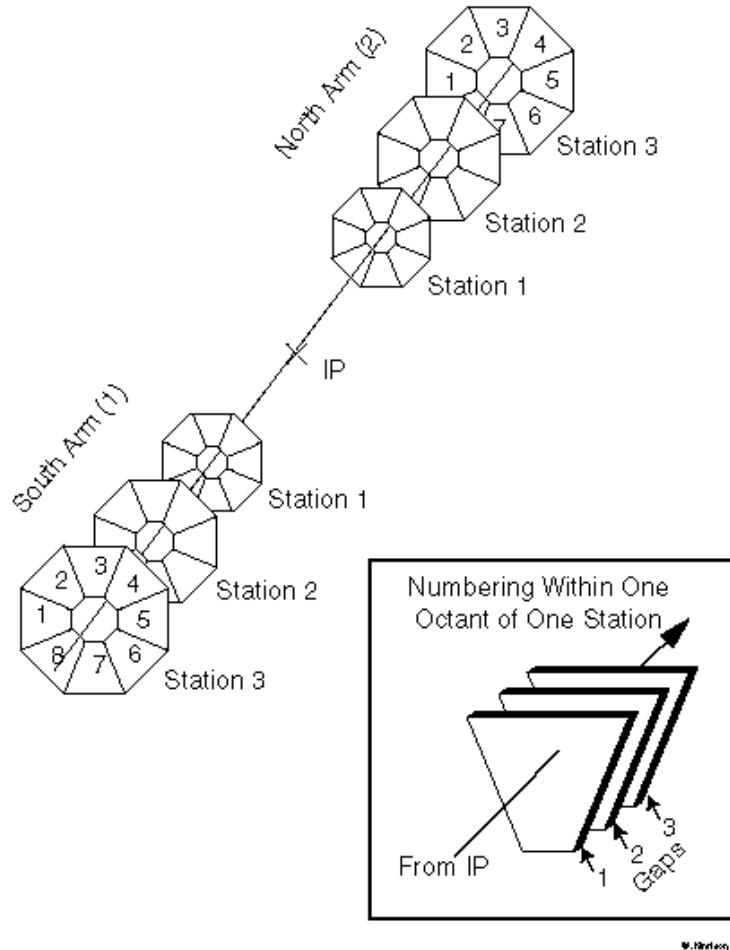


FIG. II.9 – Nomenclature des deux trajectographes. Chaque trajectographe est formé de 3 stations. Chaque station est divisée en octants. En médaillon, un schéma d'un octant composé de 3 gaps (pour les stations 1 et 2).

Le rayon d'un octant varie selon les stations, d'environ 1,25 m pour les deux station n°1, 1,6 m (1,8 m) pour la station n°2 et de 2,4 m (3,1 m) pour la station n°3 du bras sud et nord respectivement. Les distances longitudinales sont détaillées sur la figure haut de II.10, la figure bas de II.10 montre le bras nord lors de l'installation.

**Chambre à fils** Les octants sont constitués de chambres proportionnelles à cathodes segmentées (*cathode-strip chamber*). Chaque chambre est formée de 2 plans de cathodes entourant le volume de gaz, appelé *gap* et d'un plan de fils d'anodes. La figure II.11 montre un octant en coupe, avec 3 *gaps*. L'espace entre les plans de cathodes et d'anodes est de 3,175 mm.

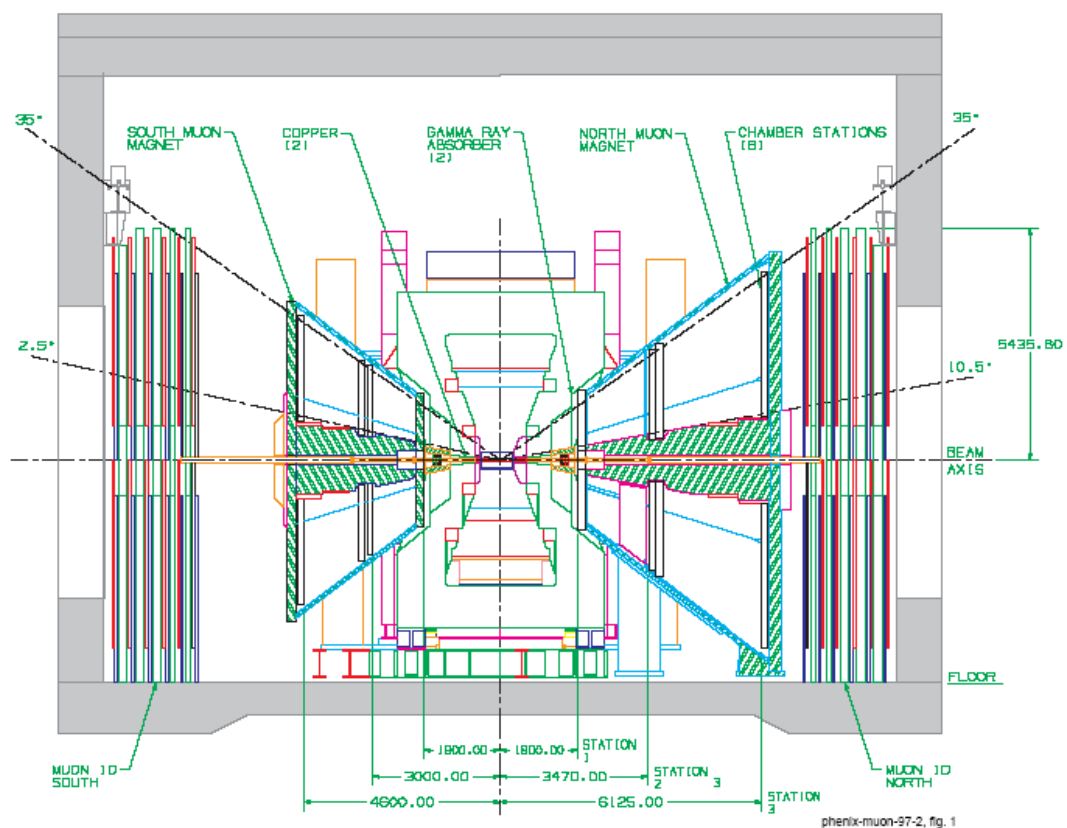


FIG. II.10 – Figure du haut : Coupe longitudinale des bras muons de PHENIX, les dimensions sont exprimées en mm. Figure du bas : Photographie du bras nord lors de l'installation des cartes d'électronique.



Deux sortes de fils d'anodes sont placées alternativement :

- les fils dits « sensibles » en tungstène doré de  $20\ \mu\text{m}$  diamètre où sont appliqués les hautes tensions,
- et les fils de champ composés de cuivre et de beryllium de  $75\ \mu\text{m}$  de diamètre mis à potentiel nul. L'utilité de ces fils est d'uniformiser la forme des lignes du champ électrique dans le volume de la chambre.

L'espacement entre les mêmes types de fils est de 2 cm.

Les cathodes sont arrangées sous forme de pistes (*strip*) tout au long de la chambre (selon la direction radiale et sont en première approximation perpendiculaires aux anodes), ces pistes ont une largeur de 5 mm, leur longueur étant variable. Cette géométrie sera illustrée plus en détail dans le prochain chapitre (figure III.4).

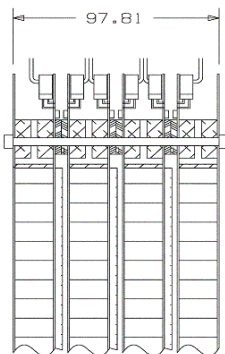


FIG. II.11 – Structure d'un octant composé de 3 *gaps*.

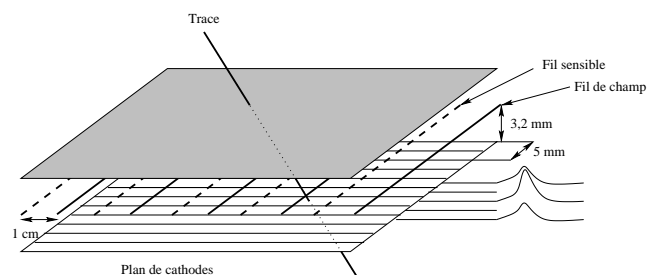


FIG. II.12 – Coupe dans un *gap* : deux plans de (bandes) cathodes et un plan d'anode (fil).

La mesure des charges se fait par lecture de ces pistes. Une piste sur 2 est reliée à l'électronique de lecture, l'autre étant portée à la masse, ce qui conduit finalement à un espacement des points de mesure de 1 cm. La figure II.12 représente la chambre avec les dimensions décrites ci dessus, et le tableau II.3 montre le nombre total d'anodes et de cathodes lues dans les spectromètres.

	Cathodes (lues)	Anodes
Nord	24064	14592
Sud	20480	11904

TAB. II.3 – Nombres totaux de cathodes lues et d'anodes (non lues) dans les spectromètres.

Nous utilisons un mélange non inflammable de 50 % d'argon (*Ar* gaz noble permettant l'avalanche électronique), de 30 % de dioxyde de carbone ( $CO_2$  gaz poly-atomique utilisé comme *quencher*<sup>4</sup>) et de 20 % de fréon ( $CF_4$  gaz électronégatif qui permet de réduire les étincelles). Avec une haute tension typique de 1850 V appliquée aux anodes, nous obtenons un gain de  $2 \times 10^4$ .

Lors du passage d'une particule, en supposant qu'une charge de 100 électrons (au minimum d'ionisation) soit déposée, la charge reçue par la cathode correspond à la moitié de la charge reçue par l'anode corrigée du facteur de perte balistique (de 0,5). Nous obtenons alors une charge vue

<sup>4</sup>absorbe les photons émis par desexcitation des atomes d'argon

par la cathode d'environ 80 fC pour un bruit relatif correspondant d'environ 1 %. Ce faible bruit relatif est nécessaire afin d'améliorer la résolution sur le calcul de position qui s'effectue par une méthode de barycentre des charges déposées.

Les stations 1 et 2 comportent chacune 3 *gaps* ce qui représente 6 plans de cathodes, alors que les stations 3 ne comportent que 2 *gaps*, soient 4 plans de mesure. Au total, nous disposons donc de 16 plans de mesure par spectromètre. Pour chaque *gap*, le premier plan ne contient que des pistes radiales, alors que les pistes du deuxième plan font un angle légèrement différent, réalisant ainsi des angles stéréoscopiques. Le tableau II.4 donne les valeurs de ces différents angles pour chaque *gap*.

Station	<i>gap</i>	Angles en degrés
1	1	-11,25
	2	+ 6
	3	+11,25
2	1	+7,5
	2	+3,75
	3	+11,25
3	1	-11,25
	2	+11,25

TAB. II.4 – Angles stéréo pour le bras sud

**Champ magnétique** Les spectromètres baignent dans un champ magnétique radial. La figure II.13 montre les lignes de champ dans les spectromètres. Le champ est créé à l'aide de bobines situées au niveau du « piston » entourant le tube du faisceau. Le retour de champ se fait sur les 8 parties en abat-jour du détecteur. L'intégrale de champ est de 0,72 T.m (à  $\theta \sim 15^\circ$ ), la faible valeur de ce champ nous permet de nous affranchir de l'angle de compensation de Lorentz en ce qui concerne les plans de détection.

Une particule arrivant de la zone d'interaction va subir une déflexion azimutale  $\delta\phi$  sur un cône d'angle polaire constant. La détection des positions azimutales sur chaque plan de *strip* nous permettra alors de mesurer cette déviation  $\delta\phi$ , et ainsi de déterminer l'impulsion de la particule.

**Alignement** Avec des prises de données dédiées, l'alignement peut se faire par l'analyse de muons cosmiques ou à l'aide des données proton-proton ou noyau-noyau. Le champ magnétique est alors éteint afin que les particules se propagent en ligne droite dans les détecteurs.

Mais la température ( $\sim 20 \mu\text{m}/0,2^\circ\text{C}$ ), le démarrage ou l'arrêt du champ magnétique (60-100  $\mu\text{m}$ ) et la relaxation mécanique peuvent affecter la position relative des chambres. Un système optique a été mis en place afin de contrôler ces déplacements relatifs. Sur les bords de chaque octant sont placées au niveau de la station 1 : 7 fibres optiques, de la station 2 : 7 lentilles convergentes et au niveau de la station 3 : 7 caméras CCD. La figure II.14 montre le système optique permettant le contrôle de l'alignement. Ce système a une résolution absolue de 60  $\mu\text{m}$ , et une résolution relative de 10  $\mu\text{m}$ .



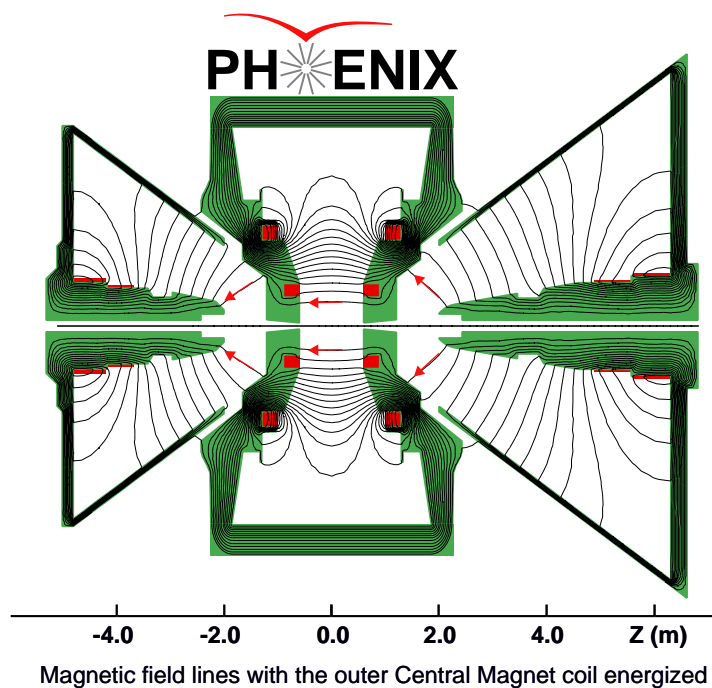


FIG. II.13 – Champ magnétique radial dans les spectromètres à muons de PHENIX.

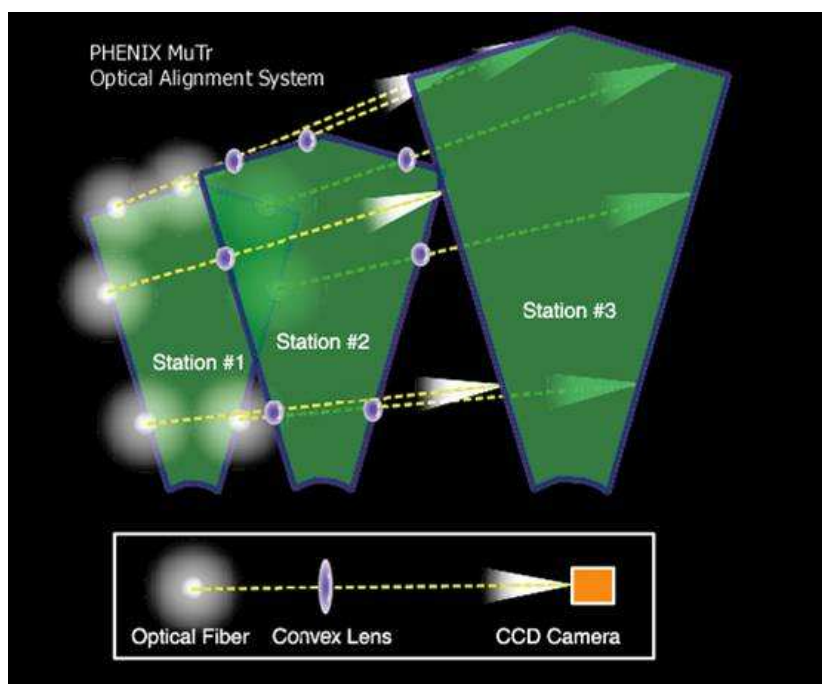


FIG. II.14 – Système optique utilisé pour le contrôle de l'alignement. Les fibres optiques installées au niveau de la station 1, émettent à travers les lentilles convergentes de la station 2. Les signaux sont détectés par les caméras CCD installées sur la station 3.

En période de prise de données, nous prenons des données sur l'alignement toutes les demi-heures. Nous avons ainsi toutes les variations de déplacement au cours de temps, afin de permettre si besoin, de corriger la position des chambres lors de la reconstruction des trajectoires.

**Electronique de lecture** L'électronique de lecture (appelée *Front End Electronics FEE*) effectue l'interface entre les chambres à fils et le système d'acquisition des données (*Data Acquisition : DAQ*). La DAQ transmet le signal de déclenchement par l'intermédiaire du *Granule Timing Module* (GTM) à notre électronique. Celle-ci envoie les données aux *Data Collection Module* (DCM). Le schéma II.15 présente une vue d'ensemble de l'acquisition.

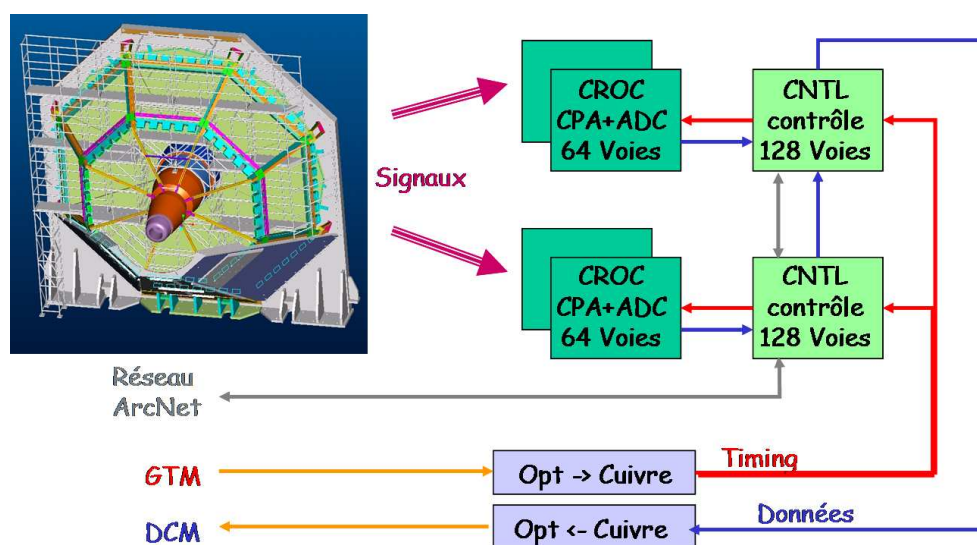


FIG. II.15 – Cheminement des signaux des chambres jusqu'au système d'acquisition. Le signal de déclenchement est envoyé par le module de contrôle rapide (GTM) par l'intermédiaire de convertisseurs de signaux optique-électrique, aux cartes CNTL du châssis. Les signaux provenant des chambres sont alors numérisés sur les cartes CROC, puis transmis aux cartes CNTL, qui les envoient au système de réception des données (DCM) après conversion en signal optique.

L'électronique insérée dans 216 châssis, est située au niveau même du détecteur, comme le montre la photographie au bas de II.10 : les châssis d'électronique sont installés au niveau des chambres.

Chaque châssis contient 1 à 2 cartes dites contrôleurs (CNTL), 2 à 4 cartes de lecture *Cathode ReadOut Card* dites CROC, une carte de fond de châssis dite *backplane* et un système de refroidissement (circulation d'eau et d'air). La photographie II.16 représente un châssis d'électronique contenant ici deux cartes contrôleurs avec quatre cartes de lecture.

Le *backplane* est un connecteur entre les différentes cartes mais il réalise aussi l'interface entre les cartes et la chambre : les cathodes sont reliées à l'électronique par des câbles blindés courts (afin d'éviter de capter trop de bruit électromagnétique) qui y sont connectés.

Les cartes CROC disposent de 8 préamplificateurs *Cathode PreAmp* (CPA) lisant 8 cathodes chacune par l'intermédiaire de connecteurs situés sur le backplane. Deux circuits intégrés *Ana-*



FIG. II.16 – Photographie d'un châssis d'électronique de lecture du trajectographe. Les deux cartes contrôleuses sont situées au dessus et en dessous des cartes de lectures. Deux cartes CROCs sont reliées à chaque carte CNTL.

*log Memory Unit and Analog to Digital Converters* (AMUADC) stockent les données puis les convertissent numériquement. Au total, une carte CROC gère 64 canaux.

Les cartes CNTL possèdent un circuit intégré de type *Field Programmable Gate Array* (FPGA) qui envoie aux AMUADCs la consigne de début de numérisation des signaux analogiques. Il recueille ensuite les résultats et les envoie aux DCMs. Le schéma II.17 montre le cheminement des signaux dans un châssis : la décision d'enregistrer les signaux est émise par l'intermédiaire du contrôle rapide « TFC » au FPGA, celui-ci transmet l'information aux AMUADCs des cartes CROCs qui recueillent les signaux des préamplificateurs CPA. Les données sont envoyées au FPGA. Dans le cas où le FPGA est situé sur la carte CNTL maître, il reçoit les signaux de la carte esclave, dans le cas contraire, il envoie les signaux au FPGA de la carte maître. Enfin, celui-ci envoie les signaux aux DCMs.

Sur chaque carte contrôleur est placée une carte dite arcnet. Celle-ci permet de contrôler la température, le courant et les basses tensions. Elle intervient également dans le contrôle des CPAs et des AMUADCs, dont elle permet de régler les gains. Elle est également utilisée pour des mises à jour du programme de contrôle du FPGA.

Une CNTL gère 2 cartes CROC, soient 128 canaux.

On définit une FEM (*Front End Modules*) comme 1 carte CNTL avec ses 2 cartes CROC, le tableau II.5 présente le nombre total de FEM installées dans les spectromètres.

Station	FEM nord	FEM sud
Station 1	40	40
Station 2	64	64
Station 3	128	96

TAB. II.5 – Nombres de FEM dans les spectromètres.

L'électronique associée au bras nord a été produite sous la responsabilité du laboratoire Leprince-Ringuet et a été installée par nos soins au printemps 2002. En tant que membre du groupe PHENIX du laboratoire, j'ai participé à cette phase d'installation et de câblage, ainsi

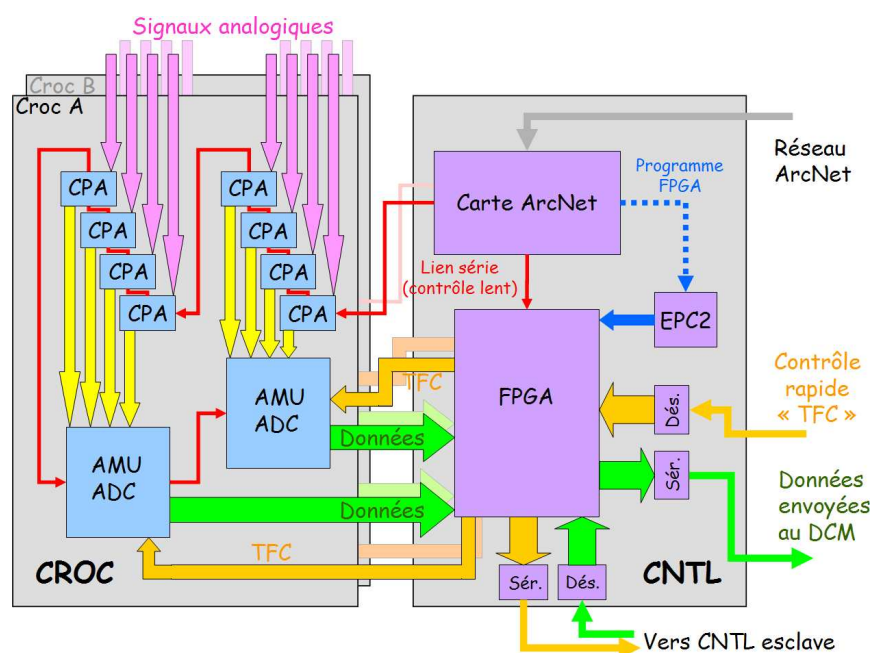


FIG. II.17 – La décision d’enregistrer les signaux est envoyée au FPGA par l’intermédiaire du contrôle « TFC » et est transmise aux AMUADCs des cartes CROCs. Celles-ci récupèrent les signaux des CPA et les transmettent ensuite aux FPGA, celui-ci les envoie aux DCMs.

qu’au travail de réduction du bruit de fond électronique. Notre groupe assure actuellement la maintenance de cette électronique pour les deux bras.

**Mesure de la charge** Le signal est en permanence échantillonné sur 64 cellules de temps dans la mémoire tampon de chacun des 32 canaux de l’AMU, une cellule temporelle correspond à 106 ns. Lorsque la décision de prendre un événement a été donnée par le GTM, le FPGA va sélectionner quatre cellules et numériser le signal analogique contenu dans ces cellules. Les diverses étapes sont illustrées par le schéma du haut de II.18. Le signal de contrôle rapide « TFC » transmet la décision d’enregistrer l’événement et le FPGA calcule alors les adresses des quatre cellules. L’espacement entre les cellules est de +5, +6 et +7 par rapport à la première cellule numérisée appelée échantillon N. La figure du bas de II.18 montre une distribution de charges induites dans les cathodes ainsi que la correspondance des espacements N, N+5, N+6 et N+7 entre les cellules. La moyenne des trois échantillons (N+5, N+6 et N+7) à laquelle on soustrait la valeur de l’échantillon N, est utilisée comme valeur proportionnelle à la surface de la courbe de signal, donc comme valeur représentative de la charge déposée sur la piste.

Le temps de numérisation est de 40  $\mu\text{s}$ /événement conduisant à un temps mort total de l’ordre de 50  $\mu\text{s}$  par événement. Lors de la prise de données du RUN4, la fréquence d’acquisition était de l’ordre de 1 kHz avec un temps mort de l’ordre de 5 %. Lors des prises de données suivantes, la luminosité accrue de la machine nous a obligé à améliorer les performances du système d’acquisition afin de pouvoir atteindre 6 kHz. A cette fréquence, le temps mort de notre électronique se monterait à 30 % ce qui n’est pas acceptable. Pour remédier à cela, l’algorithme de conversion utilisé pour le RUN4 (acquisition d’événement simple) a été remplacé par une version plus performante

(acquisition d'événements multiples). Ces deux algorithmes sont décrits dans l'annexe V.5.

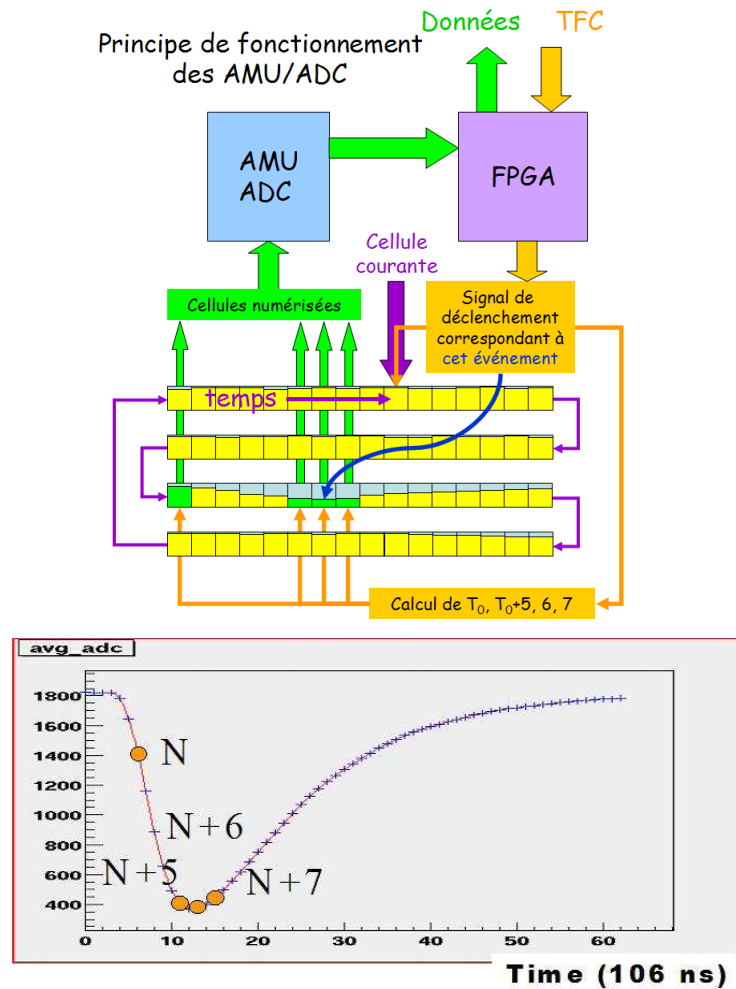


FIG. II.18 – Numérisation des échantillons du signal. Le schéma de gauche représente les différentes étapes de la numérisation. La décision de numériser est transmise par les signaux du « TFC » au FPGA. Celui-ci calcule les adresses des quatre cellules à numériser. Ces quatre échantillons correspondent à des cellules temporelles qui caractérisent au mieux la quantité de charge reçue, elles sont représentées dans la distribution de charge dans la figure de droite.

**Calibration** Un système de calibration injecte des signaux carrés par l'intermédiaire de 4 fils d'anodes dans toutes les chambres. Ceci induit une charge sur les cathodes. La procédure consiste à prendre une dizaine de *runs* avec une centaine d'événements chacun, en augmentant l'amplitude des signaux injectés à chaque *run* (de 0 à 120 unités). Puis l'analyse pour chaque canal permet de déterminer le piedestal et la fluctuation intrinsèque de chaque canal avec le *run* sans signal injecté, les autres permettant de déterminer les gains relatifs de chacun des canaux. En période de prise de données, une calibration quotidienne est faite.

### Identificateur de muons (muon identifier ou MuID)

Les identificateurs de muons sont placés à l'arrière des trajectographes à environ 7 m de part et d'autre du point d'interaction. Chaque identificateur est séparé du trajectographe correspondant par la plaque d'acier de retour de champ de celui-ci dont l'épaisseur est 30 cm pour le nord et de 20 cm pour le sud. Le trajectographe sud étant plus court que le nord, la distance trajectographe-identificateur est d'environ 2 m pour le sud et 40 cm pour le nord. Le rôle principal de ces détecteurs est l'identification des muons à partir de l'épaisseur de matière traversée, en les séparant des hadrons.

Ils sont composés d'une alternance de plans de détection et de plans d'absorption dont l'épaisseur est variable : de 10 cm pour les deux premiers plans <sup>5</sup> et de 20 cm pour les trois derniers. Au total, chaque identificateur à muons contient cinq plans de détection. L'impulsion minimale des particules est d'environ 1,8 GeV/c pour atteindre le premier plan de mesure, et de 2,5 GeV/c pour le dernier. Les valeurs sont détaillées dans le tableau II.6.

Plan de détection	P minimal (GeV/c)	
	Bras sud	Bras nord
gap 1	1,49	1,63
gap 2	1,63	1,76
gap 3	1,76	1,90
gap 4	2,04	2,18
gap 5	2,31	2,45

TAB. II.6 – Impulsion minimale obtenue par simulation des particules produites pour atteindre les différents plans de détection de l'identificateur à muons.

Chaque plan de détection, appelé *gap*, est composé de six panneaux comme l'illustre la figure II.19. Ces panneaux sont constitués de tubes *Iarocci* qui contiennent chacun huit cellules de  $9 \times 9$  mm<sup>2</sup> de surface dont l'axe est constitué d'un fil d'anode. La figure II.20 présente une coupe de deux tubes *Iarocci*. Les tubes sont disposés deux par deux, légèrement décalés de façon à éviter les zones mortes. Les signaux des 16 cellules sont alors sommés passivement. Ces assemblages sont disposés horizontalement et verticalement permettant une détection en fonction de  $x$  et en fonction de  $y$ . Ainsi, chaque gap contient quatre couches de tubes, deux pour la détection horizontale et deux pour la détection verticale.

Les tubes sont utilisés en mode proportionnel avec un mélange gazeux de 80 % de dioxyde de carbone et de 20 % d'isobutane. La mesure se fait par lecture des surfaces internes des tubes qui constituent les cathodes. Avec une haute tension appliquée aux fils d'anodes de 4300 à 4500 V, on obtient un gain de  $2 \times 10^4$ .

L'identificateur à muons ne dispose pas de champ magnétique, les particules traversent les différents plans sans courbure. L'algorithme de reconstruction (qui sera détaillé dans le chapitre III.1) est une reconstruction de segments utilisant les plans touchés horizontalement et verticalement.

<sup>5</sup>Ceci afin de ne pas dégrader la reconstruction des trajectoires dans ce détecteur.

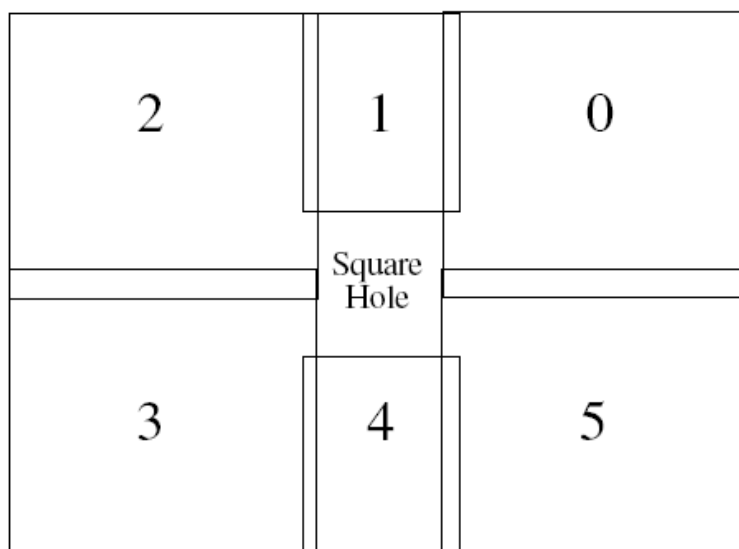
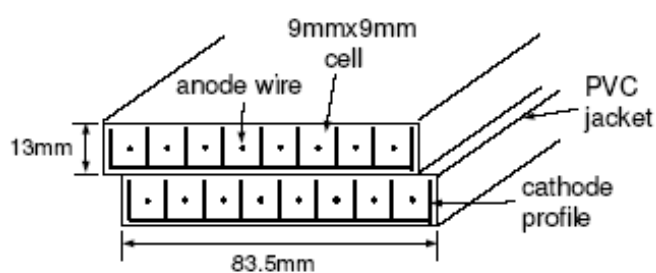


FIG. II.19 – La configuration des panneaux de l'identificateur à muons dans un plan de mesure. Le trou central permet de laisser passer le tube à faisceau. Un blindage protège les plans de détection des gerbes de particules provenant directement d'interaction de particules secondaires dans le tube.



Cross section of the plastic tube(2-pack)

FIG. II.20 – Coupe de deux couches de tubes Iarocci avec le même axe de détection. Chaque tube contient huit cellules dont un fil au centre constitue l'anode et dont la paroi interne constitue la cathode de lecture.

La figure II.21 montre l'épaisseur de matière traversée (en longueurs d'interaction de pions) d'un bras en fonction de la distance au point d'interaction. On atteint alors un facteur 30 supplémentaire dans la rejection des hadrons.

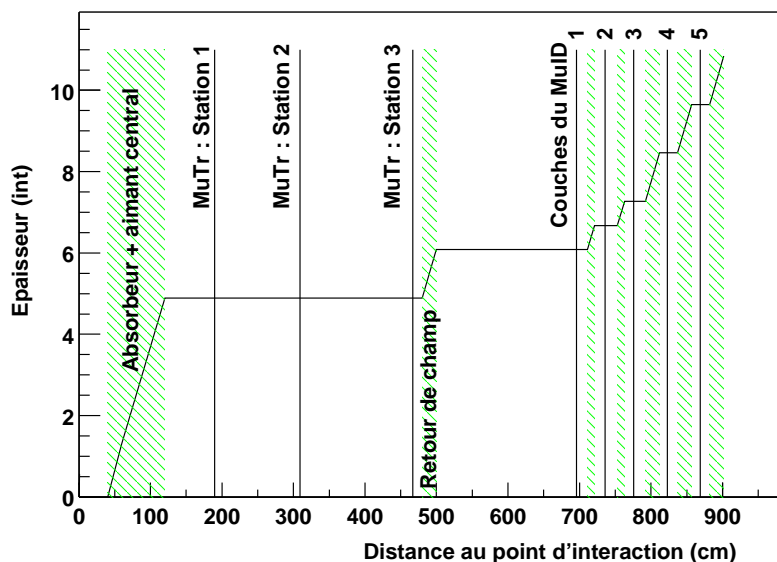


FIG. II.21 – L'épaisseur de matière traversée en nombre de longueurs d'interaction, en fonction de la distance au point d'interaction. Ce schéma représente le cas du bras sud.

Il faut noter que le temps de dérive est suffisamment court ( $\sim 60$  ns) pour permettre à l'identificateur à muons d'être utilisé comme système de déclenchement en ligne. Durant la prise de données du RUN4 en or-or, il n'a cependant pas été utilisé comme système de déclenchement niveau 1. En revanche, il a été utilisé en système de déclenchement de niveau 2 hors ligne. Ceci sera discuté de manière plus détaillée dans le chapitre III.2.3.

### II.3 Conditions expérimentales de la prise de données 2004-2005

Lors de la campagne de prise de données 2004-2005, le collisionneur RHIC a fourni 3 types de collisions :

- des collisions or-or à 200 GeV par paire de nucléons pendant 12 semaines,
- des collisions or-or à 62.4 GeV par paire de nucléons pendant 10 jours,
- et des collisions proton-proton à 200 GeV par paire de nucléons pendant 4 semaines.

Chacun des faisceaux est constitué de 55 paquets appelés *bunches*.

	AuAu 200 GeV	AuAu 62,4 GeV	proton-proton 200 GeV
Nombre de particules/bunchs	$10^9$	$10^9$	$70 \cdot 10^{11}$
Nombre de bunchs par anneau	45	45	55
Luminosité initiale ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )	$12 \cdot 10^{26}$	$10^{26}$	$11 \cdot 10^{30}$

TAB. II.7 – Quelques chiffres sur les faisceaux lors de la prise de données 2004-2005.



### II.3.1 Données or-or à 200 GeV dans le centre de masse

**Luminosité :** Lors de cette campagne de prise de données, le seul système de déclenchement rapide utilisé était le système dit minimum biais (MB). Il utilise le détecteur BBC et l'algorithme BBCLL1 pour déclencher : lorsqu'il y a au moins un coup par chacun des BBC et lorsque le calcul rapide de la position de la collision se trouve dans la fenêtre  $[-40,+40]$  cm. Au total,  $1530 \cdot 10^6$  événements ont été enregistrés dont  $1345 \cdot 10^6$  avec les spectromètres à muons en fonctionnement. Certaines conditions de faisceau (en particulier juste le remplissage de l'accélérateur) interdisent d'allumer les bras muons car le bruit de fond y est mal maîtrisé par les techniciens de la machine. En utilisant la formule II.1 avec  $\epsilon_{BBC}^{MB} = 92\%$  et  $\sigma_{AuAu} = 6,9$  b, la luminosité intégrée est de  $\mathcal{L} = 241 \mu b^{-1}$  au total et de  $\mathcal{L} = 212 \mu b^{-1}$  pour les études liées aux muons. La luminosité est définie par la relation :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{MB}}{\sigma_{AuAu} \cdot \epsilon_{BBC}^{MB}} \quad (\text{II.1})$$

**Anodes internes éteintes dans le trajectographe** Dans les chambres du trajectographe nord, nous avons éteint certaines hautes tensions des anodes de la station 1 placées à proximité du faisceau afin de réduire l'occupation dans les chambres. En effet, cette région étant géométriquement proche du faisceau, elle est traversée par un flux important de particules, dont certaines, proviennent d'interactions secondaires dans le tube à vide ou dans les matériaux proches. Ces trajectoires ne sont pas exploitables mais augmentent le taux d'occupation moyen des pistes de cathodes, ce qui pénalise l'algorithme de reconstruction. Il est donc judicieux, dans les collisions à haute multiplicité, de minimiser l'occupation dans cette région. Ainsi, dans le trajectographe nord, 48 groupes anodes <sup>6</sup> sont éteintes (dans le trajectographe sud, 48 groupes d'anodes ont été également éteints depuis le début des prises de données, le piston de l'aimant cache cette partie de l'acceptance). Une réduction de 20% du taux d'occupation a été observée sur les données réelles et la perte dans la détection du méson  $J/\psi$  se fait dans la région à haute rapidité dans le spectromètre nord, cette perte est estimée à 14% (ceci sera discuté dans III.2.2.1). La couverture en rapidité des deux trajectographes devient ainsi plus restreinte :

$$1,2 < y < 2,2 \text{ pour le nord et } -2,2 < y < -1,2 \text{ pour le bras sud.}$$

Dans l'ensemble, le trajectographe et l'identificateur ont bien fonctionné pendant cette campagne de prise de données. Dans le trajectographe, quelques voies de hautes tensions alimentant des groupes d'anodes ont été défectueuses. En général, 51 groupes d'anodes dans le sud et 53 groupes d'anodes dans le nord ont été éteintes de façon permanente, ce qui correspond à trois et cinq groupes défectueux. L'électronique de lecture a également bien fonctionné tout au long de la prise de données, il est à noter que dans les derniers jours, 12 cartes d'acquisition ont été manquantes dans le sud. Cette panne est due à un problème d'alimentation des cartes de conversion cuivre-optique (Glink/Clink) et a affecté un grand nombre de cartes en même temps. En ce qui concerne l'identificateur de muons, un blindage dans le tunnel, mis en place entre la prise de données 2003-2004 et 2004-2005, permet de réduire le nombre de particules venant du faisceau jusqu'à l'arrière de ce détecteur. Le bruit de fond ainsi réduit, nous avons pu augmenter toutes les hautes tensions de l'identificateur jusqu'aux valeurs nominales (4400 V) et les seuils de détection ont également pu être abaissés (90 mV). La majorité des tubes a une efficacité supérieure à 90%.

<sup>6</sup>Les groupes d'anodes comprennent 8 à 16 fils selon leur position radiale dans les chambres.

### II.3.2 Données or-or à 62.4 GeV dans le centre de masse

Durant cette campagne, le BBCLL1 est le seul système de déclenchement, avec pour condition de déclenchement au moins 1 coup vu dans chaque BBC et une coupure sur la position de collision  $|z|$  de 45 cm. PHENIX a enregistré  $57,7 \cdot 10^6$  événements MB soit  $\mathcal{L} = 9,1 \mu b^{-1}$  et  $55,8 \cdot 10^6$  événements avec les spectromètres à muons soit  $\mathcal{L} = 8,8 \mu b^{-1}$  <sup>7</sup>.

La configuration des hautes tensions dans le trajectographe est la même que pour la campagne de prise de données à 200 GeV dans le centre de masse. De la même manière que dans la prise de données à 200 GeV, les trajectographes et les identificateurs à muons ont très bien fonctionné, à l'exception des 12 cartes manquantes dans le spectromètre sud, qui n'ont pas pu être réparées. Ainsi pendant toute cette campagne de prise de données à 62.4 GeV, l'acceptance dans le trajectographe sud était réduite.

---

<sup>7</sup> $\epsilon_{BBC}^{MB} = 89,8 \pm 0,8 \pm 0,2\%$  [41].



## Chapitre III

# Principe de l'algorithme de reconstruction et correction d'efficacité

### III.1 Principe de l'algorithme de reconstruction

Le programme de reconstruction utilise les milliers de signaux électroniques provenant des canaux d'acquisition pour reconstruire les trajectoires des particules dans les spectromètres à muons. Le programme, écrit en langage orienté objet (C++), est composé de deux parties différentes appelées *MUTOO* pour la reconstruction dans le trajectographe et *MUIOO* pour celle dans l'identificateur de muons.

La reconstruction se fait à partir de fichiers bruts (provenant de l'acquisition des données) appelés *PRDF* (Phenix Raw Data Format) mais aussi à partir de fichiers dits *DST* (Data Summary Tape) à condition que ceux-ci contiennent les coups (*hits*) dans les détecteurs qui interviennent dans la reconstruction : les coups vus dans les canaux du MuID, les coups vus dans les cathodes du MuTR et la position longitudinale de la collision (*z-vertex*) donnée par la reconstruction des signaux du BBC. Pour chaque événement, la reconstruction débute avec la recherche d'une route dans le MuID. Cette route est ensuite projetée vers les stations du trajectographe afin de retrouver les coups associés qui détermineront la trajectoire.

#### III.1.1 Algorithme d'identification des muons : recherche de route

La reconstruction débute avec la recherche d'un segment de trajectoire à une dimension (selon l'axe y en utilisant les tubes horizontaux ou l'axe x en utilisant les tubes verticaux) appelé route, suivant différents ordres de recherche. Deux ordres de recherches sont utilisés afin d'éviter la perte de route causée par l'inefficacité du premier plan de mesure, soit  $gap2 \rightarrow gap1 \rightarrow gap3 \rightarrow gap4 \rightarrow gap5$  soit  $gap3 \rightarrow gap2 \rightarrow gap1 \rightarrow gap4 \rightarrow gap5$ . Cette recherche ne commence pas par le dernier gap afin de ne pas perdre systématiquement les muons dont l'impulsion n'est pas suffisante pour traverser tous les plans de l'identificateur. D'autre part, un bruit de fond est présent dans le gap 5 à cause de particules provenant du tunnel de l'accélérateur.

Une recherche dans le premier plan de mesure (suivant l'ordre de recherche) est d'abord effectuée. A partir de ces coups, on obtient un début de route en associant un coup avec la

position  $z_{vertex}$  donnée par le BBC. Ce début de route est ensuite projeté dans le deuxième plan de mesure suivant l'ordre de recherche afin de trouver les coups vus dans ce plan dans une fenêtre de 15 cm. Les coups présents dans cette région sont alors associés à la route. A partir de ce moment, on procède à une régression linéaire pour trouver les meilleurs paramètres de la droite qui passe par ces coups et on extrapole ensuite cette droite vers les plans de mesures restants. L'algorithme autorise un coup manquant dans un plan de mesure et poursuit la recherche dans le gap suivant s'il ne trouve pas de coup dans le plan précédent, ceci afin d'améliorer l'efficacité de recherche des routes lorsqu'il y a des inefficacités de détection de certains tubes.

La profondeur de la route est définie comme le dernier gap dans lequel on détecte la particule. La figure III.2 montre les différentes profondeurs reconstruites dans l'identificateur de muons. Une route est dite peu profonde (*shallow*) si le dernier gap atteint est le 3ème et profonde (*deep*) si le dernier gap est le 5ème. Le cas intermédiaire (4ème gap) est appelé *sheep*. Enfin, lorsque les routes horizontales et verticales sont créées, on combine les deux routes à une dimension pour créer une route à deux dimensions. Pour s'assurer que les routes horizontale et verticale proviennent d'une seule et même route, elles doivent avoir la même profondeur. Toutefois afin d'améliorer l'efficacité de l'algorithme lorsqu'il y a des inefficacités de détection de certains tubes, un coup manquant est autorisé. Ainsi les profondeurs des deux routes ne peuvent différer que d'un seul gap. A ce niveau, la seule information concernant la norme de l'impulsion des particules est la profondeur des routes (voir tableau II.6 à la page 63). La figure III.1 illustre les routes reconstruites dans l'identificateur de muons.

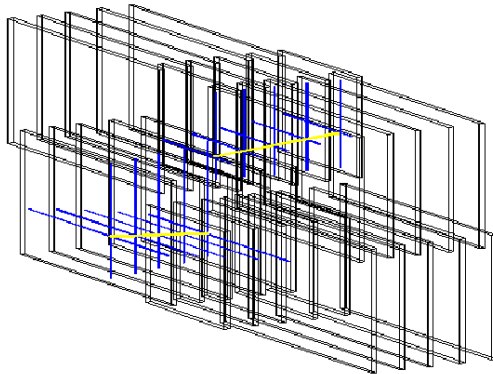


FIG. III.1 – Reconstruction des routes dans l'identificateur de muons. En bleu les coups vus par les tubes horizontaux et verticaux, les routes reconstruites à deux dimensions sont en jaune.

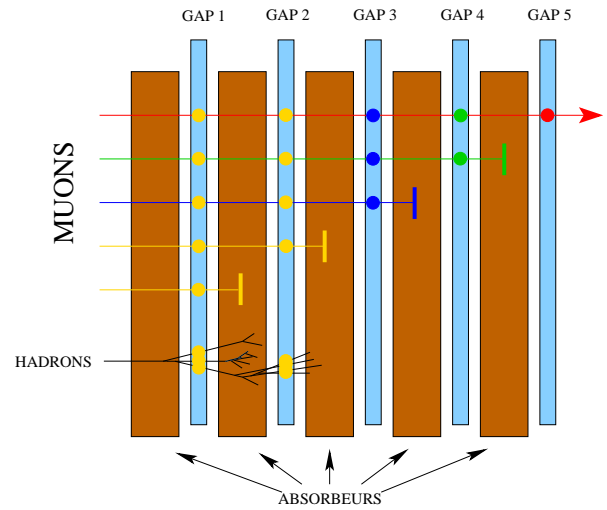


FIG. III.2 – Les différentes profondeurs de routes dans l'identificateur de muons. En rouge, une route dite *deep* qui atteint le 5ème gap, en vert une route *sheep* qui atteint le 4ème gap, enfin en bleu, une route dite *shallow* qui atteint le 3ème gap.

### III.1.2 Algorithme dans le trajectographe : recherche de clusters

Les charges créées lors du passage d'une particule sont déposées sur deux ou trois cathodes par plan de mesure. L'algorithme recherche une séquence de cathodes allumées consécutives pour former des groupes appelés *clusters*. Les charges vues dans les cathodes de clusters sont ensuite

ajustées par une fonction de Mathieson [42] afin de déterminer la position à une dimension du passage de la particule dans un plan de mesure. Un exemple d'ajustement est montré dans la figure III.3. Toutefois, afin d'alléger le temps de calcul, une table de correspondance a été créée pour les clusters à deux cathodes. Son utilisation permet de déterminer rapidement la position à une dimension avec les charges vues sur les deux cathodes. Pour les autres tailles de clusters (supérieures à trois), on utilise l'ajustement selon une fonction de Mathieson.

A partir de là, l'association avec un deuxième plan de mesure formant un angle stéréoscopique par rapport au premier (cf. tableau II.4) permet de déterminer une position à deux dimensions  $(x, y)$  comme le montre le premier dessin de la figure III.4. Ces positions sont appelées *gap coordinates*. Toutefois elles ne sont pas utilisées dans l'algorithme de reconstruction car la position ne peut être déterminée s'il manque une des deux mesures et dépend de l'efficacité de détection des deux plans du *gap*. Afin d'améliorer l'efficacité de l'algorithme, la recherche d'un vecteur par station est privilégiée : tous les plans sont alors utilisés. En combinant les positions à une dimension de chaque plan, nous obtenons pour chaque station un vecteur appelé *stub* qui contient les informations de position et d'orientation  $\theta$  pour chacune des stations. Le nombre minimum de plans nécessaires à la création d'un stub est de quatre (sur six) pour la station 1, trois (sur six) pour la station 2 et deux (sur quatre) pour la station 3 (avec au moins deux orientations différentes des plans de mesure). Ainsi une trajectoire est reconstruite à partir d'au moins neuf plans touchés (sur seize plans au total).

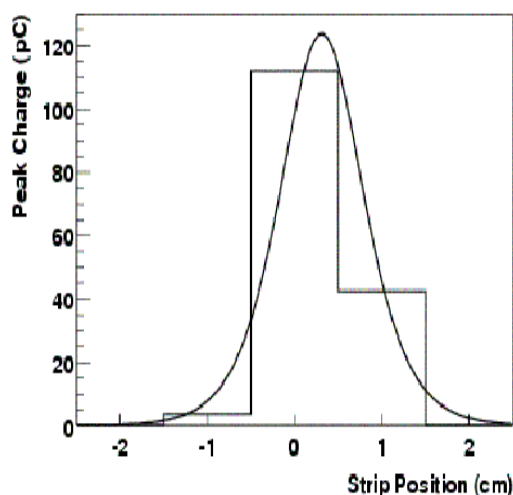


FIG. III.3 – Exemple d'une distribution de charge sur les cathodes dans un plan de mesure. Dans cet exemple trois cathodes ont des charges non nulles et leur distribution est ajustée par une fonction de Mathieson qui permet de déterminer la position (à une dimension) du passage de la particule.

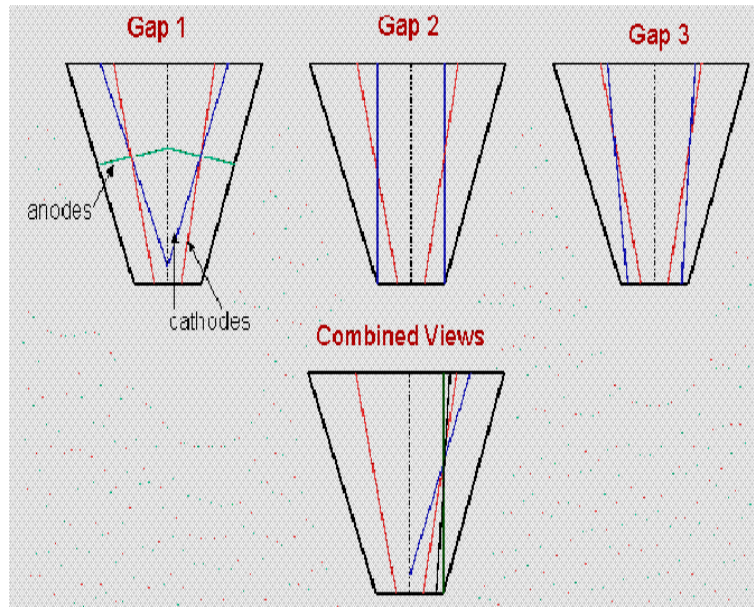


FIG. III.4 – En haut : formation de *gap coordinate* à partir de deux plans de mesures avec angle stéréoscopiques. En bas : en combinant toutes les positions de chaque plan de mesure avec un angle stéréoscopique dans une station, on obtient un *stub*.

### III.1.3 Reconstruction des trajectoires

**Recherche des trajectoires.** La reconstruction de trajectoire débute avec les routes reconstruites dans l'identificateur de muons. Une recherche de *stub* dans la station 3 du trajectographe est effectuée. Chaque route est projetée vers la station 3 du trajectographe afin de rechercher les *stubs* qui correspondent à la trajectoire initiale qui aurait créé la route. A ce niveau, une projection linéaire est effectuée avec une fenêtre de recherche de 50 cm dans le bras sud et de 30 cm dans le bras nord autour du point projeté dans la station 3. Cette différence est due à la différence de géométrie des deux spectromètres, le trajectographe sud étant plus court, la distance MuTr-MuID est plus grande. Chaque *stub* trouvé dans cette région est associé à la route et constitue alors une **nouvelle trajectoire**. Un ajustement linéaire est effectué pour chaque *stub* trouvé.

Pour chaque nouvelle trajectoire, on recherche les *stubs* dans la station 2 dans l'octant où le *stub* de la station 3 a été trouvé. Le nouveau *stub* de la station 2 est alors associé à la trajectoire. Si toutefois plus d'un *stub* est trouvé, une nouvelle trajectoire est créée avec la même racine (route et *stub* de la station 3) avec le nouveau *stub* de la station 2. Un ajustement linéaire est également effectué sur les *stubs* de la station 2.

Une première détermination de l'impulsion de la « trajectoire » est effectuée à partir de ces deux *stubs* suivant un ajustement simplifié dit « Bend-Plane ». Cet ajustement consiste à considérer que la trajectoire est courbée en un seul point dans un plan particulier. Ce plan de courbure est perpendiculaire à l'axe du faisceau, et sa position  $z$  est déterminée grâce à une table de correspondance qui utilise l'angle polaire  $\theta$  et la position des *stubs* mesurés à la station 3. Cette table, établie à partir de la carte de champ magnétique en fonction de  $\theta$ , fournit alors la position longitudinale du plan, et l'angle de courbure de la trajectoire. Cette courbure est alors

utilisée pour avoir une première estimation de l'impulsion de la particule. La résolution obtenue par cette méthode est de  $\delta p/p = 10\%$ .

Cet ajustement permet aussi de rechercher le dernier stub plus précisément dans la station 1. Les stubs trouvés dans la station 1 sont associés à la trajectoire. De la même manière que pour la station 2, si plus d'un stub est trouvé dans la région de recherche, une nouvelle trajectoire est créée.

**Réjection des trajectoires fantômes.** L'algorithme a jusqu'ici gardé toutes les possibilités de trajectoires en clonant une nouvelle trajectoire à chaque stub supplémentaire trouvé dans les stations 1 et 2. Il peut donc y avoir des trajectoires multiples pour une seule et même particule physique. Un algorithme de rejection des fantômes permet d'éliminer ces trajectoires multiples en ne gardant qu'une seule trajectoire physique. Pour ce faire il est indispensable de pouvoir juger de la pertinence de ces trajectoires. Un ajustement suivant le modèle Bend-Plane est effectué sur les trois stations. La résolution sur l'impulsion de la particule ayant engendré la trajectoire dans les détecteurs (en utilisant les trois stubs des trois stations) est de  $\delta p/p = 6\%$ . A partir de ce nouvel ajustement, il est possible de juger de la pertinence des trajectoires en utilisant le  $\chi^2$  de cet ajustement et le nombre de plans touchés dans le trajectographe. Ainsi lorsque les trajectoires partagent au moins une coordonnée (à une dimension), la rejection élimine les trajectoires multiples en ne gardant que la plus pertinente.

**Ajustement avec le filtre de Kalman.** Après sélection des trajectoires, un ajustement suivant le filtre de Kalman ([43, 44]) est effectué, il utilise toutes les coordonnées à une dimension de chaque plan de mesure. Cet ajustement permet d'obtenir pour les trois stations (pour chaque  $z$ ) du trajectographe cinq paramètres de la trajectoire : les positions  $x$  et  $y$  et les impulsions  $p_x$ ,  $p_y$  et  $p_z$ . La résolution sur l'impulsion des particules est de  $\delta p/p = 3\%$ .

**Ajustement de la position du vertex.** Lorsque les trajectoires dans le trajectographe sont bien définies, une extrapolation linéaire vers la zone d'interaction est effectuée. Cette régression linéaire se fait vers une position arbitraire de la zone d'interaction qui est  $z = 0$ . Elle permet d'estimer l'épaisseur d'absorbeur traversée et donc la perte d'énergie subie par la particule. Enfin, une autre extrapolation avec le filtre de Kalman est effectuée en prenant en compte la position de la collision  $z_{vertex}$  donnée par le BBC. Cette extrapolation se fait à la fois pour chaque trajectoire (single muon) et pour chaque paire de trajectoires (dimuon). On détermine la position transverse de chaque muon par rapport au  $z_{vertex}$  de la collision. Le  $z$  dimuon peut être déterminé à partir de la distance minimale d'approche des muons. Ceci s'effectue en minimisant le  $\chi^2$  de cet ajustement. Prenant en compte la position de collision vue par le BBC et une ou les deux trajectoires reconstruites, le  $\chi^2$  de cet ajustement sera également utilisé dans l'analyse (voir chapitre IV.1.3.3) pour déterminer si la (ou les deux) trajectoire(s) reconstruite(s) provient (proviennent) du point de collision réel.

**Recherche de routes.** La dernière étape de l'algorithme de reconstruction est une ré-association des trajectoires reconstruites dans le trajectographe avec les routes dans l'identificateur de muons. La ré-association trajectoire-route se fait avec des critères d'association de la projection de la trajectoire vers l'identificateur et de l'angle associé (aucun critère sur l'impulsion n'est demandé).



L'algorithme cherche alors les meilleures routes qui sont candidates pour la trajectoire en question pour 3 différentes profondeurs de route : *shallow*, *sheep* et *deep*.

La figure III.5 montre un exemple de reconstruction finale de deux trajectoires (deux muons) provenant d'une désintégration du  $J/\psi$ .

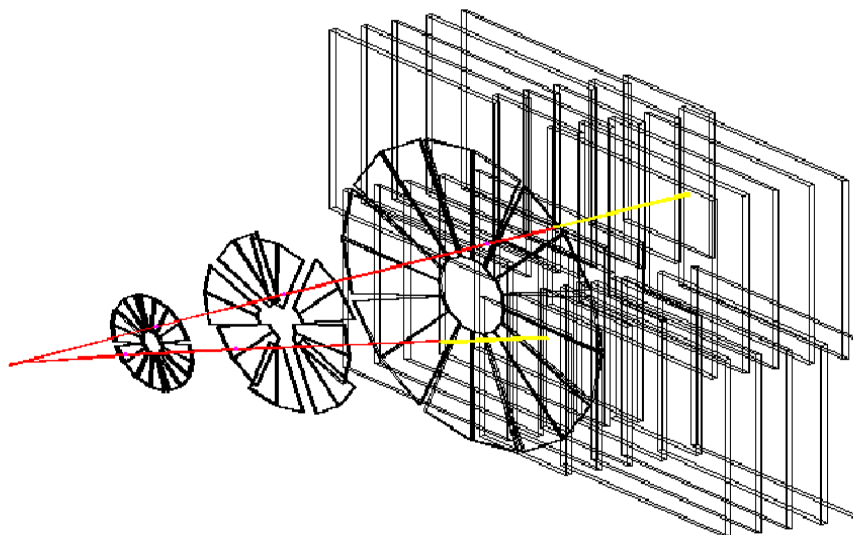


FIG. III.5 – Exemple de reconstruction de deux muons provenant d'une désintégration du  $J/\psi$ .

## III.2 Les corrections d'acceptance et d'efficacité

### III.2.1 Efficacité du détecteur et efficacité de reconstruction

Idéalement, pour déterminer l'efficacité du détecteur et l'efficacité de reconstruction, il faudrait utiliser une source du signal étudié. Connaissant la source et les particules émises ainsi que la cinématique de ces particules, on pourrait mesurer la correction à appliquer en comparant au signal reconstruit par le détecteur. Dans la pratique, nous utilisons un système de simulation allant de la génération du signal étudié jusqu'à la reconstruction finale des trajectoires des spectromètres (par le code utilisé sur les données) pour déterminer l'acceptance du détecteur ainsi que l'efficacité de reconstruction.

#### III.2.1.1 Les outils de simulation

**Générateur d'événements : PYTHIA.** PYTHIA est un générateur de collision nucléon-nucléon qui permet de simuler le processus physique à étudier [45]. Ici nous l'utilisons la version 6.205 avec les fonctions de distribution des partons GRV98LO pour engendrer des mésons  $J/\psi$  se désintégrant en paire de muons lors des collisions nucléon-nucléon à 200 GeV dans le centre

de masse. PYTHIA produit des mésons  $J/\psi$  suivant une distribution en rapidité illustrée par la figure III.6 et suivant une distribution en impulsion transverse montrée par la figure III.7. Le temps de vie du méson  $J/\psi$  étant court ( $c\tau = 2,3 \cdot 10^{-12} m$ ), PYTHIA va reproduire la désintégration en paire de muons. Ainsi, les fichiers produits par PYTHIA contiennent les informations (l'énergie,  $p_x$ ,  $p_y$  et  $p_z$ ) sur les particules  $J/\psi$  et sur les produits de désintégration (les muons).

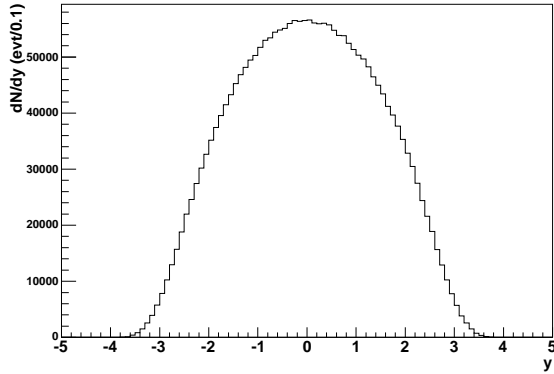


FIG. III.6 – Spectre en fonction de la rapidité des  $J/\psi$  engendrés par PYTHIA.

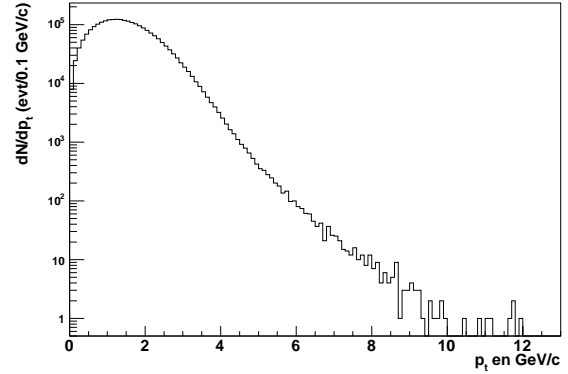


FIG. III.7 – Spectre en fonction de l'impulsion transverse (GeV/c) des  $J/\psi$  engendrés par PYTHIA.

**Simulation du passage des particules dans les détecteurs : PISA.** A partir des quadri-vecteurs engendrés par PYTHIA, nous dégradons l'énergie de ces particules dans le référentiel du laboratoire en prenant en compte la **géométrie des détecteurs** : l'absorbeur, les trajectographes et l'identificateur de muon. Le programme utilisé est appelé PISA basé sur l'outil de simulation GEANT 3 (simulation du passage des particules dans la matière [46]).

**Réponse du détecteur.** Les muons arrivant dans la région de détection ionisent le gaz et créent une charge suivant la distribution de Landau. Ce processus est alors simulé. Selon la position du passage de la particule par rapport aux pistes de détection, ces charges vont se déposer sur les différentes cathodes selon une fonction de Mathieson. Enfin, avec l'aide des gains obtenus grâce aux calibrations, ces charges sont numérisées, ce qui donne alors ce qu'on appelle les coups dans les détecteurs. Comme pour les données réelles, il existe pour les simulations deux formats de fichiers résultants : les *DST* et les *PRDF*.

**Phase de reconstruction.** Afin de minimiser les divergences entre les simulations et l'analyse des données, nous utilisons le même code de reconstruction pour les événements simulés et les données réelles. Dans cette analyse, nous utilisons la version de code de reconstruction officiel de PHENIX appelée pro.64.

### III.2.1.2 Détermination des corrections d'efficacité

Les spectres de  $J/\psi$  qui seront présentés dans le chapitre IV.2 nous permettent de mesurer le nombre de  $J/\psi$  détectables par PHENIX. Néanmoins, la quantité qui nous intéresse est le

nombre réel de mésons  $J/\psi$  produits lors des collisions. Pour obtenir ce nombre réel de  $J/\psi$ , il faut appliquer des corrections appropriées à nos mesures. Ce chapitre est dédié aux procédures permettant d'obtenir ces corrections.

Les diverses étapes de mesure ne sont pas parfaites et entraînent des pertes de comptage. Nous pouvons les classer ainsi :

- le système de déclenchement de niveau 1 (BBCLL1) appelé L1, cette perte intervient au niveau du nombre d'événements (collisions),
- un système de déclenchement de niveau 2 réalisé au niveau du logiciel appelé L2, entraîne également une perte du nombre d'événements,
- l'acceptance du détecteur et la reconstruction des trajectoires, ces deux pertes interviennent sur le nombre de trajectoires reconstruites,
- les coupures effectuées lors de l'analyse, celles-ci se font à la fois au niveau des événements et au niveau des trajectoires reconstruites.

On peut illustrer ces pertes successives par le schéma du haut de la figure III.8, où l'analyse des données réelles nous permet d'obtenir  $N_{final}$ . Pour obtenir le nombre réel de  $J/\psi$  créé ( $N_{reel}$ ), nous utilisons les simulations afin de déterminer les corrections adéquates : la chaîne de simulation illustrée par le schéma du bas de la figure III.8, représente au plus près la chaîne de sélection des vraies données. Les corrections estimées  $\epsilon_{L1}$ ,  $\epsilon_{L2}$ ,  $\epsilon_{Reco}$  et  $\epsilon_{analyse}$  représentent respectivement les corrections à appliquer à  $N_1$  (la perte due au système de déclenchement L1),  $N_2$  (système de déclenchement L2),  $N_3$  (l'acceptance et la reconstruction) et  $N_{final}$  (les pertes de l'analyse). Il faut noter que les corrections  $\epsilon_{L1}$  sont déterminées par l'analyse des données réelles et des simulations par le groupe chargé de l'analyse des données du BBC [47]. Nous appliquerons les corrections données par cette analyse et nous discuterons ici de la détermination par simulation des corrections à partir du système de déclenchement du niveau 2.

Les mésons  $J/\psi$  sont générés par PYTHIA dans un angle solide légèrement supérieur à celui correspondant au volume réel de détection. La probabilité d'avoir produit plus d'un méson  $J/\psi$  par collision étant faible <sup>1</sup>, on ne génère qu'un seul méson par événement. Le nombre de mésons engendrés est représenté par  $N_{engendré}$ . Parmi ceux-ci  $N_{cor1}$  satisfont la condition de déclenchement L1.

Ce lot de  $J/\psi$  passe ensuite par l'algorithme de déclenchement L2 de niveau 2. Le nombre de mésons qui satisfont l'algorithme est alors  $N_{cor2}$ , il nous permet d'estimer la correction  $\epsilon_{L2}$  par  $\epsilon_{L2} = N_{cor2}/N_{cor1}$ . La correction  $\epsilon_{L2}$  correspond alors à la correction du système de déclenchement de niveau 2.

Les  $J/\psi$  restants passent ensuite par l'algorithme de reconstruction, le nombre de  $J/\psi$  restant est  $N_{cor3}$ . Il permet de mesurer la correction de reconstruction  $\epsilon_{reco} = N_{cor3}/N_{cor2}$  qui prend en compte l'acceptance des détecteurs (MuTr et MuID) et l'efficacité de reconstruction du programme.

Enfin, les  $J/\psi$  restants sont analysés en subissant des coupures d'analyse, on obtient  $N_{cor-final}$  qui permet de déterminer la correction d'analyse  $\epsilon_{analyse} = N_{cor-final}/N_{cor3}$ .

---

<sup>1</sup>Dans le chapitre IV.3.2, nous verrons que la mesure dans les collisions or-or de la production de  $J/\psi$  par nombre de collision est de l'ordre de  $10^{-5}$ .

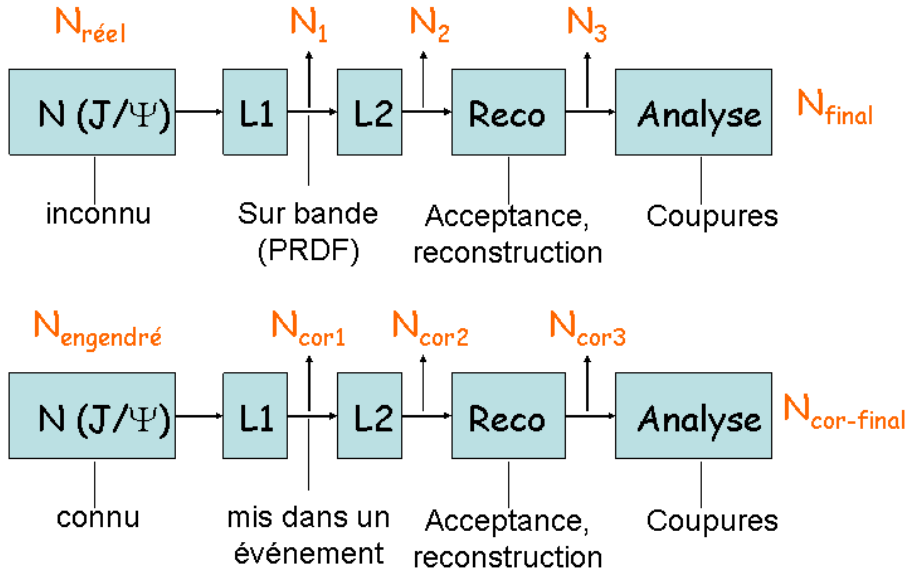


FIG. III.8 – Chaîne de sélection dans la chaîne des données (haut) et de simulations (bas).

Nous pouvons alors déterminer la correction d'efficacité globale par :

$$\epsilon_{\text{totale}} = \frac{N_{\text{cor1}}}{N_{\text{engendré}}} \times \frac{N_{\text{cor2}}}{N_{\text{cor1}}} \times \frac{N_{\text{cor-final}}}{N_{\text{cor2}}} \quad (\text{III.1})$$

$$= \frac{N_{\text{cor-final}}}{N_{\text{engendré}}} \quad (\text{III.2})$$

Les corrections d'efficacité du système de déclenchement niveau 2 sont discutées dans la partie III.2.3, les corrections d'efficacité de reconstruction et d'acceptance dans la partie III.2.2. Enfin, les effets de la multiplicité des particules traversant les détecteurs sur l'algorithme de reconstruction seront traités dans le chapitre III.2.4.

## III.2.2 Acceptance de détection

### III.2.2.1 Détecteur idéal et réduction de la zone de détection

Le détecteur idéal dans la simulation est un détecteur parfait où les plans de mesure dans les trajectographes et des identificateurs de muons sont efficaces à 100%. Les cartes d'électronique fonctionnent également de manière optimale. Pour refléter ce détecteur parfait, on utilise néanmoins les valeurs de calibration des chambres canal par canal obtenu au moyen d'une prise de donnée spécifique (run de calibration). L'acceptance dans le spectromètre nord a été réduite dans la campagne de prises de données or-or (certaines anodes internes ont été éteintes, voir II.3.1). Afin de déterminer les pertes dans le spectromètre nord lorsqu'on réduit le volume de détection, deux séries de simulations ont été effectuées : un lot de 50 000  $J/\psi$  est reconstruit à partir de la chaîne de simulation dans un détecteur parfait avec les anodes internes allumées puis éteintes. Cette

étude conduit aux acceptances  $\epsilon_{J/\psi}$  suivantes :

$$\epsilon_{J/\psi} = (12,84 \pm 0,06) \% \text{ avec les anodes internes allumées} \quad (\text{III.3})$$

$$\epsilon_{J/\psi} = (11,08 \pm 0,06) \% \text{ avec les anodes internes éteintes} \quad (\text{III.4})$$

$$\text{Perte} = 13,69 \% \text{ pour } 1,2 < y < 2,4 \quad (\text{III.5})$$

La figure III.9 représente le spectre en rapidité des  $J/\psi$  reconstruits lorsque les anodes internes du trajectographe nord sont allumées (en rouge) et lorsqu'elles sont éteintes (en bleu) pour les spectromètres nord (rapidité positive) et sud (rapidité négative). Dans la région des grandes rapidités (du spectromètre nord) une chute est visible lorsque les anodes internes sont éteintes. La figure III.10 représente le produit de l'acceptance par les efficacités de reconstruction dans les deux configurations.

Dans la fenêtre de rapidité 2,2 et 2,4 la perte due aux anodes éteintes est plus sévère :  $61,40 \pm 0,3\%$ . Il devient alors plus judicieux de restreindre la zone de rapidité pour l'analyse à  $1,2 < y < 2,2$ , on a ainsi une région de rapidité où la reconstruction devient optimale et dont la variation de l'efficacité d'acceptance est faible.

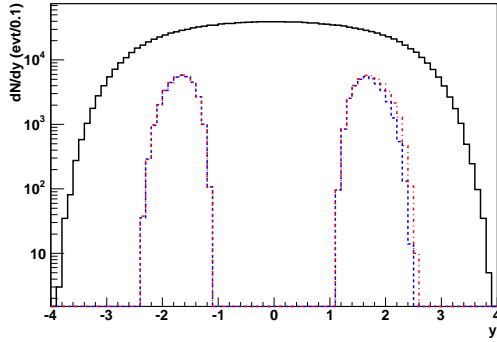


FIG. III.9 – Distribution en rapidité des mésons  $J/\psi$  générés par PYTHIA en noir, reconstruits dans un détecteur parfait avec toutes les anodes allumées dans le trajectographe nord en pointillé rouge et en tireté bleu lorsque les 48 anodes internes du trajectographe nord sont éteintes.

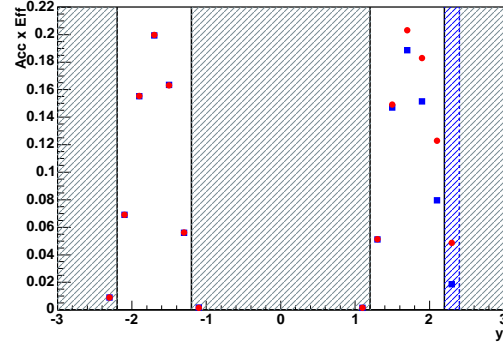


FIG. III.10 – Produit de l'acceptance par l'efficacité de reconstruction en fonction de la rapidité. Les points en rouge représentent la configuration où les anodes internes du trajectographe nord sont allumées, les points bleus pour la configuration réelle de la prise de données. Les barres verticales montrent la région en rapidité utilisée dans l'analyse  $1,2 < |y| < 2,2$ . La barre en pointillé est placée à  $y = 2,4$  pour comparaison des zones de rapidité.

Cette restriction de la zone de rapidité entraîne une perte de  $1,88 \pm 0,07\%$  du nombre de mésons  $J/\psi$  reconstruits dans la configuration où les anodes internes sont éteintes. Ainsi, dans la configuration de la prise de données or-or du RUN4, les acceptances nominales multipliées par l'efficacité de reconstruction pour le bras nord et sud pour  $1,2 < |y| < 2,2$  sont de :

$$\epsilon_{Nord} = (12,29 \pm 0,06) \% \text{ et } \epsilon_{Sud} = (12,88 \pm 0,06) \% \quad (\text{III.6})$$

Le terme  $\epsilon$  contient la correction d'acceptance et de l'efficacité de reconstruction. Par convention, dans les conditions nominales,  $\epsilon$  devient alors la correction d'acceptance nominale et l'efficacité de reconstruction est prise égale à 100 %.

### III.2.2.2 Les efficacités de détecteur

L'efficacité des détecteurs est sensible aux hautes tensions appliquées, au débit du mélange de gaz ainsi qu'au bon fonctionnement de l'ensemble de l'électronique utilisée pour l'acquisition des données. Durant la prise de données, nous contrôlons ces trois facteurs. Le système de gaz étant très stable, nous savons que les variations des hautes tensions et les cartes d'électronique éteintes lors de certaines prises de données sont les seuls facteurs qui ont un effet significatif sur l'efficacité de reconstruction des particules. Dans le cas de l'identificateur de muons, l'efficacité de détection est estimée à 95% lorsqu'on applique une haute tension de 4300 V. Une variation de 100 V fait varier cette efficacité de 2 à 3%. Nous utilisons des cartes d'efficacités des tubes du MuID, celles-ci sont calculées <sup>2</sup> à partir des conditions des hautes tensions pendant la prise de données.

Nous disposons également de masques qui représentent la configuration des hautes tensions appliquées aux anodes des trajectographes. Ces cartes permettent de simuler les régions de détection *active* dans le trajectographe. Ces masques s'appliquent au niveau de la simulation de la réponse du détecteur.

Le tableau III.1 compare l'efficacité de reconstruction multipliée par l'acceptance <sup>3</sup>  $\epsilon$  pour les deux spectromètres dans trois cas : lorsqu'on simule les inefficacités des tubes du MuID seulement, lorsqu'on applique les masques de hautes de tension du trajectographe et lorsqu'on ajoute les deux. Un lot de 50 000  $J/\psi$  simulés a été utilisé pour cette étude. La réponse utilisée prend une carte de haute tension pour le trajectographe dans la configuration la plus stable pendant toute la période de prise de donnée or-or (51 groupes de fils d'anode éteintes dans le sud et 53 groupes de fils d'anode dans le nord).

Acceptance $\times$ Efficacité (%)	Nord	Sud
Détecteur parfait	12,29 $\pm$ 0,06	12,88 $\pm$ 0,06
Efficacité des tubes du MuID seule	12,10 $\pm$ 0,06	12,72 $\pm$ 0,06
Masque HT du MuTr seul	12,08 $\pm$ 0,06	12,85 $\pm$ 0,06
Conditions courantes	11,89 $\pm$ 0,06	12,68 $\pm$ 0,06

TAB. III.1 – Acceptance multipliée par l'efficacité de reconstruction pour les deux bras dans 4 configurations des détecteurs : détecteur parfait, efficacités réalistes des tubes du MuID, efficacités des hautes tensions appliquées dans le spectromètre et dans les conditions courantes de prise de données. Ces efficacités sont mesurées sans coupures d'analyse appliquées.

Les figures III.11 et III.12 montrent les distributions en rapidité et en impulsion transverse  $p_t$  des  $J/\psi$  générés et reconstruits dans un détecteur réel.

**Les conditions réelles des hautes tensions des détecteurs provoquent une variation de moins de 4 % par rapport à l'acceptance nominale.**

<sup>2</sup>La carte des efficacités des tubes de l'identificateur de muons a été générée avec l'analyse de 80 runs.

<sup>3</sup>Par convention, les variations observées dans cette analyse sont directement reliées à la perte d'acceptance due aux conditions réelles des hautes tensions, l'efficacité de reconstruction est alors constante. Ainsi pour être plus précis, nous devrions parler des variations d'acceptance ici.

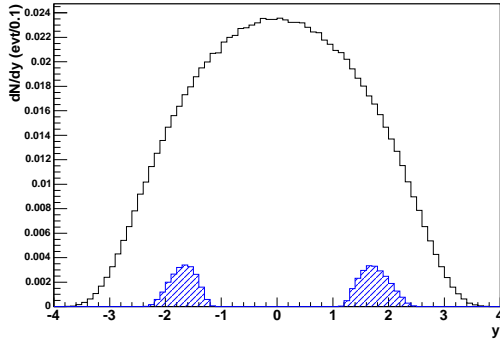


FIG. III.11 – Distribution en rapidité des mésons  $J/\psi$  générés par PYTHIA en noir et reconstruits en hachuré bleu dans un détecteur *réel*. Les histogrammes sont normalisés.

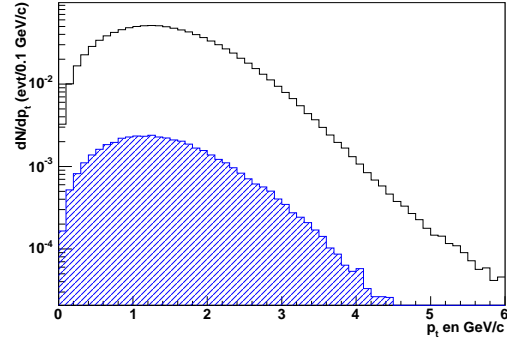


FIG. III.12 – Distribution en impulsion transverse  $p_t$  (en  $\text{GeV}/c$ ) des mésons  $J/\psi$  générés par PYTHIA en noir et reconstruits en hachuré bleu dans un détecteur *réel*. Les histogrammes sont normalisés.

### III.2.2.3 Les effets des pannes des cartes d'acquisition dans le trajectographe

Lors de la prise de données 2004-2005, certaines cartes d'acquisition ont subi des pannes et ont été momentanément éteintes de l'acquisition. Ceci cause une perte en acceptance dans le détecteur et affecte aussi l'efficacité de reconstruction. Pour mesurer les effets de ces pannes, quelques configurations de prise de données ont été choisies en fonction du nombre de cartes éteintes, et les simulations de  $J/\psi$  ont été effectuées pour quantifier cette perte. Cette étude est effectuée avec un lot de 50 000 événements  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  sélectionnés dans une acceptance légèrement supérieure à celle des spectromètres. Les différentes configurations de cartes éteintes sont prises en compte au niveau de la réponse des détecteurs : les charges vues sur les cathodes correspondantes ne sont plus numérisées. Ces différents lots d'événements sont ensuite reconstruits avec le même algorithme de reconstruction. Les efficacités détecteurs ont également été simulées.

**Trajectographe nord :** Le spectromètre nord a subi une période (environ 30% de la totalité de la prise de données) d'une panne de trois cartes. La configuration de référence est le run 122221 où le spectromètre nord a fonctionné dans les conditions nominales. La période où trois cartes ont été éteintes est reproduite par les conditions du run 109656. Le tableau III.2 présente les résultats des simulations pour mesurer les pertes d'acceptance causées par les pannes de cartes.

	Nombre de cartes éteintes	Acc×Eff (%)	Perte
run 122221 AuAu 200 GeV	0	$11,82 \pm 0,06$	ref
run 109656 AuAu 200 GeV	3	$10,53 \pm 0,05$	10,9%

TAB. III.2 – Perte en acceptance due aux pannes de cartes d'acquisition dans le trajectographe nord. Les efficacités sont mesurées sans coupures d'analyse appliquées.

La perte due à ces pannes de cartes d'acquisition est de l'ordre de 11 % dans le bras nord.

**Trajectographe sud :** Il n'y a pas eu de changement dans l'acceptance en rapidité du spectromètre sud au cours des trois campagnes de prise de données 2004-2005. Le tableau III.3 présente les résultats obtenus avec diverses configurations de cartes éteintes. La référence correspond à une prise de données en or-or à 200 GeV (run 109656) où le spectromètre sud a fonctionné dans les conditions nominales. Occasionnellement deux cartes ont été manquantes, les conditions du run 119763 reflètent cette perte en acceptance dans la reconstruction.

La fin de la prise de données or-or à 200 GeV et la totalité de la prise de données à 62,4 GeV ont souffert d'une panne de 12 cartes due à un problème de convertisseur de signaux optiques. Les configurations des runs 122221 et 123347 reflètent ces deux périodes. Lors de la prise de données proton-proton, six cartes ont subi également une panne pendant 40% du temps, la configuration du run 130063 reproduit cette période <sup>4</sup>.

	Nombre de cartes éteintes	Acc×Eff (%)	Perte
run 109656 AuAu 200 GeV	0	12,66 ± 0,06	réf
run 119763 AuAu 200 GeV	2	12,21 ± 0,06	3,6%
run 122221 AuAu 200 GeV	12	6,85 ± 0,05	45,9%
run 123347 AuAu 62,4 GeV	12	6,63 ± 0,05	47,6%
run 130063 pp 200 GeV	6	9,94 ± 0,06	21,5%

TAB. III.3 – Perte en acceptance en fonction du nombre de carte d'acquisition manquantes dans le spectromètre sud. Les efficacités sont mesurées sans coupures d'analyse appliquées.

La perte d'acceptance due aux pannes de cartes n'est pas négligeable. Dans les conditions les moins favorables, l'acceptance du bras sud est diminuée d'un facteur 2. Il n'existe pas de relation linéaire entre les pannes et la perte d'acceptance, l'effet d'une panne d'une carte dépend de sa couverture de détection dans le trajectographe. Cette étude montre que les effets des pannes des cartes peuvent affecter de manière significative l'acceptance de détection. Pour minimiser les incertitudes liées aux corrections d'acceptance et d'efficacité, le nombre de panne des cartes est devenu un critère de sélection des données à analyser, qui sera discuté dans le chapitre IV.1.1.

### III.2.3 Le déclenchement du niveau 2 (trigger L2)

Les données acquises lors de la prise de données or-or ont été prises en Minimum Bias (MB) dans lequel le seul système de déclenchement utilisé est celui du BBCLL1. La formation du méson  $J/\psi$  étant un processus rare et afin d'alléger le temps de calcul, nous appliquons un système de déclenchement pendant la reconstruction afin de ne sélectionner que les événements susceptibles de contenir le signal étudié. Ainsi, un système de déclenchement de niveau 2 dit *trigger level2*, dédié à l'étude du  $J/\psi$  dans le canal de désintégration en paire de muons, a été appliqué hors ligne c'est à dire au niveau de la reconstruction des données. Ce système de niveau 2 est fondé sur

<sup>4</sup>Les analyses dans les conditions de prise de données de la campagne à 62,4 GeV et proton-proton à 200 GeV sont utilisées pour une comparaison avec les pertes subies dans la campagne or-or à 200 GeV. Il faut toutefois noter que les simulations or-or à 62,4 GeV et proton-proton utilisent les cartes de hautes tensions propres aux conditions de prise de données de or-or à 62,4 GeV et proton-proton, ce qui peut ajouter des différences autres que les pertes dues aux cartes d'acquisition. Nous estimons que ces variations dues aux hautes tensions sont faibles dans cette analyse.



une reconstruction simplifiée et rapide des routes dans le MuID. Le déclenchement a lieu lorsque dans un événement :

- deux routes dites *deep* ont été reconstruites avec un minimum de huit hits par route, ce qui revient à éliminer les particules peu énergétiques afin de gagner du temps de calcul avec une perte minimale de  $J/\psi$ ,
- chaque route a un angle  $\theta > 12^\circ$  avec l'axe du faisceau (pente de la route), ce qui permet de ne conserver que les particules qui proviennent de la région d'interaction,
- et enfin, lorsque les 2 routes forment entre elles un angle d'ouverture d'au moins  $19,2^\circ$ , ce qui équivaut à éliminer les paires de très basses masses (inférieure à environ 700 MeV).

Enfin ce système est composé de 2 sous-systèmes indépendants pour le spectromètre Nord et pour le spectromètre Sud : le L2N et le L2S.

### Efficacité sur du signal $J/\psi$ simulé

La méthode générale pour déterminer l'efficacité du système de déclenchement de niveau 2 consiste à filtrer les événements pour ne sélectionner que les événements où les muons donnent un nombre de coups suffisants dans l'identificateur de muons pour faire deux routes *shallow*. Puis ce lot filtré passe à travers l'algorithme du niveau 2, le nombre d'événements ayant déclenché le niveau 2 nous permet de calculer l'efficacité du système.

$$\langle \epsilon_{\text{Nord}}^{L2} \rangle = 66,6 \pm 0,3\% \text{ et } \langle \epsilon_{\text{Sud}}^{L2} \rangle = 78,5 \pm 0,2\% \quad (\text{III.7})$$

### Efficacité sur du pur signal $J/\psi$ mesurée sur les données proton-proton

Nous disposons de données proton-proton acquises lors du RUN 4. La faible multiplicité des particules produites en collisions proton-proton offre un signal clair de  $J/\psi$  ce qui est idéal pour tester l'efficacité du système de déclenchement niveau 2 avec des données réelles.

Les données proton-proton sont reconstruites et étiquetées L2 lorsqu'elles satisfont l'algorithme du système de déclenchement du niveau 2. Il suffit dans un premier temps de comparer le signal lorsque la décision est positive avec le signal initial.

Cette méthode diffère de la méthode précédente car nous ne disposons pas alors du nombre de  $J/\psi$  réels ou engendrés, mais seulement du signal extrait reconstruit pour la normalisation. La figure III.13 illustre la chaîne de sélection dans ce cas de figure : les données brutes proton-proton passent l'algorithme du niveau 2 puis sont reconstruites et analysées<sup>5</sup>. Les résultats sont ensuite comparés à ceux qui proviennent de la reconstruction et de l'analyse sans la sélection de niveau 2.

Toutefois, les données de la prise de données proton-proton ne sont pas MB, mais utilisent un système de déclenchement de niveau 1 supplémentaire pour le signal (appelé *Blue Logic Trigger* ou BLT d'efficacité  $\epsilon_{BLT}$ <sup>6</sup>) en ligne. Il faudra donc corriger de ce biais<sup>7</sup> (mesuré dans l'analyse proton-proton RUN4) afin de déterminer l'efficacité du trigger level 2 seul (c'est-à-dire à partir

<sup>5</sup>pour des raisons pratiques, la sélection niveau 2 se fait au moment de l'analyse, mais les données sont passées dans l'algorithme de niveau 2 avant la reconstruction

<sup>6</sup>Les erreurs prennent en compte les inefficacités des tubes du MuID

<sup>7</sup>La correction utilisée est  $\epsilon_{L2} = \epsilon_{BLT} \times \epsilon_{L2/BLT}$ , on suppose que le trigger L2 ne déclenche que si le système BLT a déclenché auparavant.

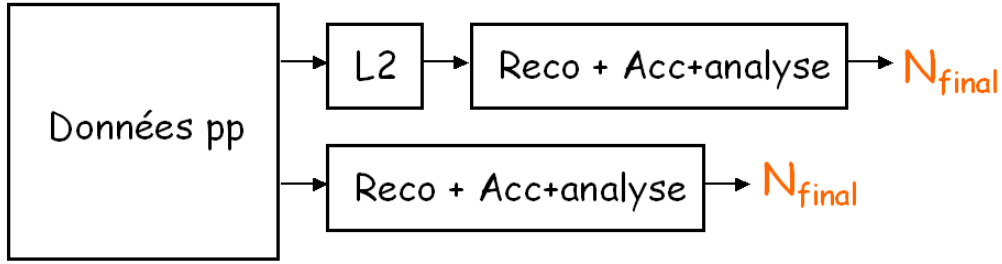


FIG. III.13 – Chaîne de sélection sur les données proton-proton avec et sans le système de déclenchement niveau 2. La comparaison des deux valeurs de  $N_{final}$  permet alors de déterminer l'efficacité du système de déclenchement du niveau 2.

d'événements MB comme pour le trigger utilisé dans le RUN4 or-or). Le tableau III.4 résume les résultats de cette mesure de l'efficacité du système de déclenchement niveau 2 à l'aide des données proton-proton.

	signal	signal avec L2	$\epsilon_{L2/BLT}$	$\epsilon_{BLT}$	$\epsilon_{L2}$
Nord	$522,2 \pm 29,7$	$394,2 \pm 22,3$	$75,5 \% \pm 0,81 \%$	$94,2 \% \pm 5,0 \%$	$71,2 \% \pm 5,0 \%$
Sud	$549,2 \pm 23,9$	$435,9 \pm 24,0$	$79,4 \% \pm 0,69 \%$	$95,4 \% \pm 5,0 \%$	$75,7 \% \pm 5,0 \%$

TAB. III.4 – Efficacité du système de déclenchement niveau 2 mesurée sur les données proton-proton.

$$\langle \epsilon_{\text{Nord}}^{L2} \rangle = (71,2 \pm 5,0)\% \text{ et } \langle \epsilon_{\text{Sud}}^{L2} \rangle = (75,7 \pm 5,0)\% \text{ par proton-proton} \quad (\text{III.8})$$

Les résultats diffèrent légèrement de l'analyse avec des données simulées III.7. Il faut toutefois noter que l'efficacité BLT pour le spectromètre nord est calculée pour une couverture en rapidité de :  $1,2 < y < 2,4$ . Ceci correspond à la configuration des détecteurs pour la prise de données proton-proton RUN4 qui est légèrement supérieure à la couverture en rapidité lors de la prise de données or-or.

L'efficacité du système de déclenchement utilise une reconstruction rapide des routes du MuID, il est légitime de penser que cette efficacité est corrélée à l'efficacité de reconstruction. Les  $J/\psi$  qui ont été reconstruits par l'algorithme de reconstruction sont favorisés pour le déclenchement du niveau 2, ainsi l'efficacité L2 mesurée avec la méthode utilisée est supérieure à celle attendue. Cette efficacité ne peut être directement comparée aux valeurs de III.7. Néanmoins, cette mesure permet de vérifier que les efficacités mesurées dans les simulations sont compatibles avec celles mesurées indirectement avec les données réelles.

### Pouvoir de réjection du système de déclenchement du niveau 2

Sur les données or-or réelles, le pouvoir de réjection est en moyenne de 20 sur des événements dits MB. Les événements qui déclenchent le système de niveau 2 sont appelés événements L2. La figure III.14 montre la distribution de la centralité des événements MB (en noir) acquis, et

des événements L2 (bleu) qui sont reconstruits lors de la production des données pour un petit échantillon de données (correspondant à 100 000 événements MB). Sur cet échantillon où on ne s'attend pas à observer de signal  $J/\psi$ , on voit que sur les événements dits périphériques (où la multiplicité est faible) le système de déclenchement a un pouvoir de réjection grand, alors que pour les événements dits centraux le système de déclenchement devient moins sélectif. Ceci est dû à la plus grande multiplicité observée dans les événements centraux, les différentes trajectoires déclenchant le système de manière fortuite. Le tableau III.5 illustre les taux de réjection pour trois classes particulières de centralité.

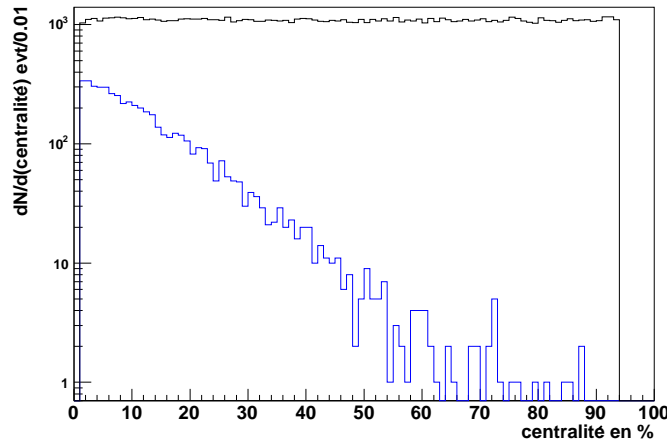


FIG. III.14 – Distribution en fonction de la centralité (exprimée en pourcentage de la section efficace totale, de gauche à droite, les événements sont de plus en plus périphériques) des événements minimum biais (noir) et des événements level 2 L2N et L2S (bleu).

taux de réjection	0-20 %	21-40 %	41-92 %	0-92 %
L2N	9	41	552	34
L2S	8	44	700	34
L2N ou L2S	5	22	320	18

TAB. III.5 – Taux de réjection du système de déclenchement niveau 2 selon la centralité des événements. La sélection des événements MB est basée sur le déclenchement BBCLL1 (événement MB) et inclut une sélection sur la position  $z$  du vertex dans l'intervalle  $[-40; +40 \text{ cm}]$ .

### Efficacité pour les données or-or

Comme nous l'avons vu précédemment, la méthode générale pour déterminer l'efficacité du système de déclenchement de niveau 2 consiste à filtrer les événements pour ne sélectionner que les événements où les muons donnent un nombre de coups suffisants dans l'identificateur de muons pour faire deux routes *shallow*. Ce lot de muons simulés sera inséré dans un lot de vraies données (la méthode est expliquée dans le paragraphe suivant III.2.4). Puis ces événements passent dans l'algorithme de niveau 2, le nombre d'événements ayant déclenché le niveau 2 nous permettant de calculer l'efficacité du système. La figure III.15 montre l'efficacité du système de déclenchement

niveau 2 en fonction de la centralité.

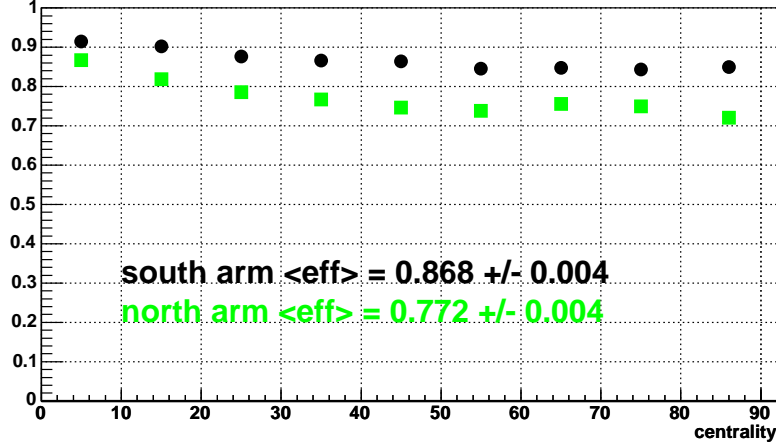


FIG. III.15 – Efficacité du système de déclenchement niveau 2 pour le bras nord (carré vert) et sud (rond noir) en fonction de la centralité.

L'augmentation de l'efficacité dans les événements centraux est due à la multiplicité de particules de l'événement *vrai*, le signal inséré seul (les deux muons) n'ayant à ce moment pas déclenché le niveau 2. Ce gain est donc dû à des déclenchements fortuits.

L'efficacité moyenne est de :

$$\langle \epsilon_{\text{Nord}} \rangle = 77,2 \pm 0,4\% \text{ et } \langle \epsilon_{\text{Sud}} \rangle = 86,8 \pm 0,4\% \quad (\text{III.9})$$

Ces efficacités ne sont pas utilisées pour la correction finale à appliquer sur le signal extrait, elles sont mesurées pour la compréhension des efficacités finales. Les corrections finales comprennent les corrections du niveau 2 superposées avec les efficacités de reconstruction et d'analyse.

### III.2.4 Efficacité par classe de centralité : effet de la multiplicité

La grande multiplicité des particules produites lors des collisions or-or constitue la difficulté majeure pour la reconstruction des trajectoires dans les spectromètres à muon. Nous reconstruisons en moyenne 8 trajectoires par collision et par bras. Pour les collisions les plus centrales (paramètres d'impact les plus faibles) ce chiffre peut atteindre 20. Cette multiplicité a pour premier effet d'augmenter l'occupation dans les chambres à cathodes créant une imprécision et des ambiguïtés dans la détermination des positions dans les trajectographes et a pour conséquence une baisse des efficacités. Il est alors primordial de déterminer l'efficacité de reconstruction le plus précisément possible.

Les simulations Monte-Carlo permettent de produire des événements avec des mésons  $J/\psi$  ( $\rightarrow \mu^+ \mu^-$ ), que nous insérons ensuite dans des événements réels enregistrés lors des collisions. Il nous est alors possible de mesurer et de calculer l'efficacité de notre reconstruction en recherchant le signal superposé. Un effort a été apporté afin de ne pas introduire de biais lors du mélange : en exigeant une correspondance exacte de la position de collision (vertex) entre le  $J/\psi$  simulé et

l'événement *vrai*, en utilisant une réponse des détecteurs réalistes (gain réel), et en combinant les efficacités obtenues avec celles de notre système de déclenchement de niveau 2. Ces calculs d'efficacité nous permettent en outre de mieux comprendre notre algorithme de reconstruction et de l'améliorer.

La figure III.16 présente la chaîne de simulation utilisée pour mesurer les efficacités de reconstruction.

Nous utilisons les fichiers minimum biais enregistrés lors de la prise de données qui serviront alors de fond réel représentatif de la multiplicité observée dans les collisions or-or. Ces données sont analysées dans un premier temps afin de récupérer les informations de la position du vertex et la centralité des événements. Une distribution de la position  $z$  du vertex est montrée dans la figure III.17. Ces informations récupérées permettent alors de générer des  $J/\psi$  Monte-Carlo avec une correspondance événement par événement de la position du vertex par rapport aux vraies données. Ces  $J/\psi$  monte-carlo vont ensuite suivre la chaîne conventionnelle de simulation : PISA (perte d'énergie dans la traversée des matériaux du détecteur) et réponse du détecteur (chambres, gains). Cette dernière étape permet également de prendre en compte les conditions réelles des hautes tensions.

Ces  $J/\psi$  sont ensuite insérés dans les données réelles, en superposant les charges déposées sur les pistes des chambres. Cette étape produit deux sortes de fichiers : les PRDF et les DST reconstituables. Les fichiers DST reconstituables contiennent toutes les informations nécessaires à la reconstruction des trajectoires. Les fichiers PRDF servent à déterminer l'efficacité de l'algorithme <sup>8</sup> du système de déclenchement de niveau 2. Le fichier de sortie de cette étape est une DST qui étiquette chaque événement qui satisfait l'algorithme de déclenchement L2. Les deux fichiers DST vont ensuite être utilisés pour la reconstruction finale : la DST reconstituable passe par l'algorithme de reconstruction (le même utilisé pour la reconstruction des données réelles) et les informations relatives au déclenchement de niveau 2 sont récupérées. Le fichier de sortie final est une nanoDST que l'on convertira dans l'analyse en picoDST.

La figure III.18 montre les efficacités de reconstruction en fonction de la centralité pour les bras nord et sud. Elles dépendent fortement de la centralité : dans les classes périphériques où la multiplicité est faible, elles sont proches des efficacités observées dans les simulations sans inclusion du signal dans un événement réel. Dans les classes centrales en revanche, ces efficacités sont fortement dégradées, par un facteur 3 dans le bras nord. Ceci montre que la difficulté majeure de la reconstruction réside dans la multiplicité des particules produites dans les collisions. Il devient difficile de déterminer les trajectoires dans les spectromètres dans les collisions les plus centrales.

Une différence des efficacités de reconstruction entre les bras nord et sud est également observée dans cette figure, d'autant plus accentuée que les événements sont centraux. Cet effet est lié à la différence de coups vus (hits) dans les trajectographes nord et sud. La figure III.19 montre la distribution de la multiplicité observée (nombre de coups enregistrés dans les détecteurs) dans les événements MB donc de toutes centralités confondues. Une multiplicité plus importante est observée dans le spectromètre nord, ce qui suppose que pour une même classe de centralité, le nombre de coups vus dans le spectromètre nord est plus important que celui enregistré dans le

---

<sup>8</sup>Cette algorithme n'est utilisable que sur les fichiers PRDF.

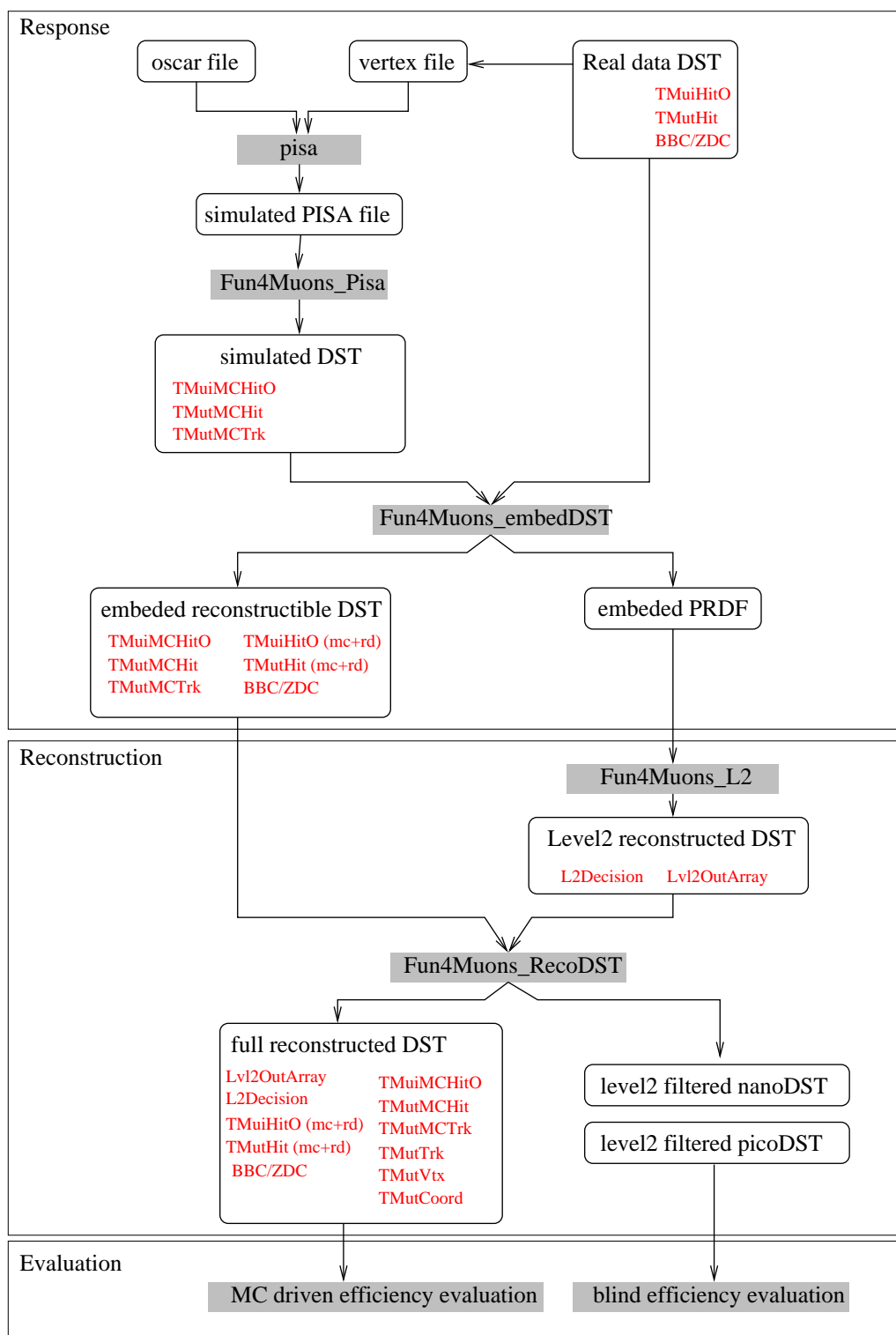


FIG. III.16 – Organigramme montrant l'inclusion d'événement  $J/\psi$  simulés dans des données MB réelles (embedding).

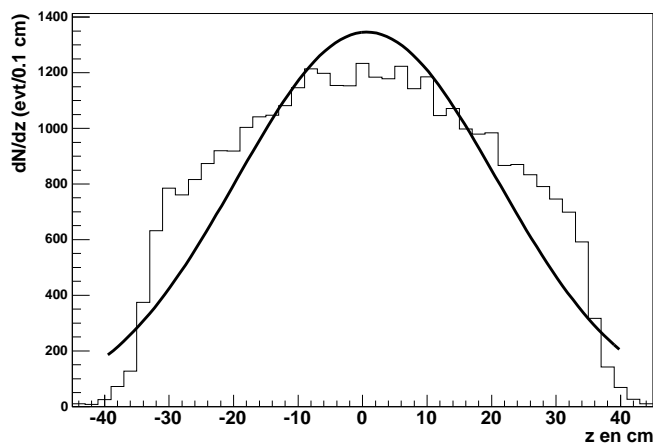


FIG. III.17 – Distribution de la position  $z$  du vertex obtenue dans un échantillon de données or-or. Un ajustement avec une fonction gaussienne est effectué et donne une valeur moyenne centrée sur  $z = 0,7$  cm et une largeur de  $\sigma = 20,7$  cm.

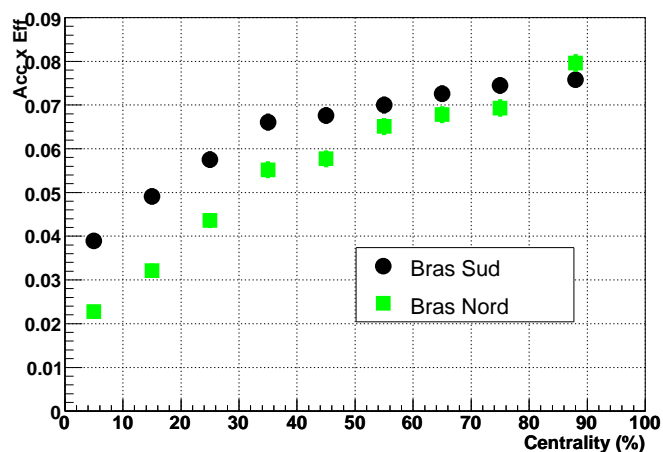


FIG. III.18 – Correction d'acceptance et d'efficacité en fonction de la centralité pour le bras nord et sud.

bras sud. L'efficacité de reconstruction qui est fortement dégradée par une multiplicité trop importante, est donc plus faible dans le bras nord comparée au bras sud pour une classe de centralité identique. La figure III.20 démontre qu'à multiplicité égale, l'efficacité de reconstruction est similaire entre le bras nord et sud. Ceci confirme que la différence des efficacités de reconstruction en fonction de la centralité est causée par la différence de multiplicité observée entre le nord et le sud <sup>9</sup>.

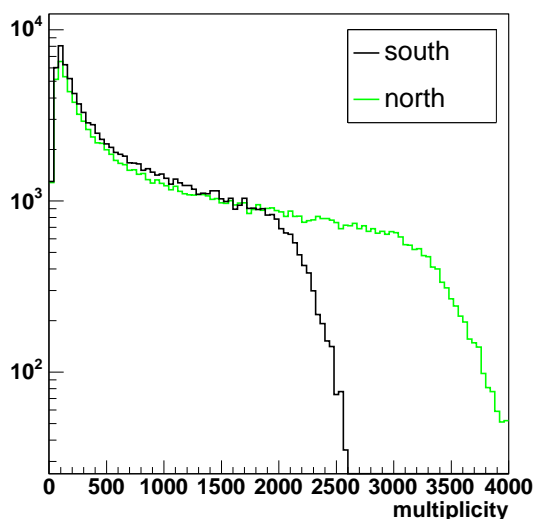


FIG. III.19 – La multiplicité observée dans les données or-or dans le bras sud (courbe noire) et dans le bras nord (courbe verte).

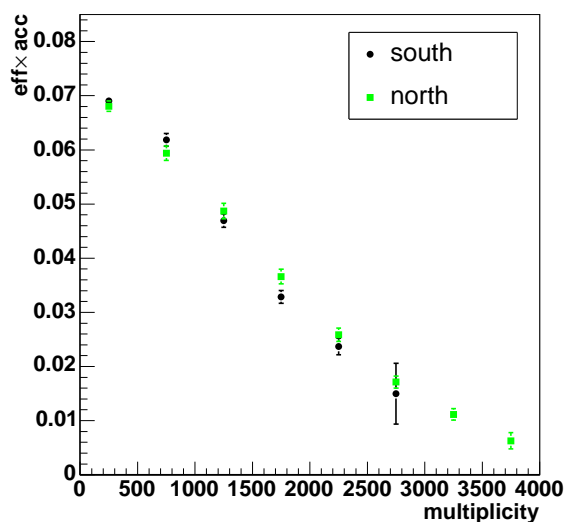


FIG. III.20 – Corrections d'acceptance et d'efficacité en fonction de la multiplicité dans le bras nord (carrés verts) et sud (ronds noirs). Les coupures d'analyse ont été appliquées.

Les figures III.21 comparent les efficacités de reconstruction en fonction de la centralité pour le bras sud (gauche) et nord (droite) avec (en bleu) et sans (en noir) combinaison de l'efficacité de déclenchement du niveau 2. Les efficacités de reconstruction combinées aux efficacités de déclenchement du niveau 2 sont mesurées en utilisant la chaîne de reconstruction montrée sur la figure III.16. Un événement qui satisfait à notre sélection doit avoir satisfait à l'algorithme de déclenchement du niveau 2 et produit un signal  $J/\psi$ . Dans les événements périphériques, nous constatons que l'efficacité combinée est égale au produit de l'efficacité de déclenchement niveau 2 par l'efficacité de reconstruction. Dans les événements centraux en revanche, la perte causée par le système de déclenchement est moindre ; ceci est causé par des déclenchements fortuits.

<sup>9</sup>Toutefois, la cause de cette différence de multiplicité n'est pas encore comprise. Nous supposons que les particules produites par interaction du faisceau avec le tube à vide ou avec le gaz résiduel sont favorablement détectées dans le spectromètre nord du fait de la géométrie des chambres des stations 2 et 3 qui sont plus proches de tube à vide.



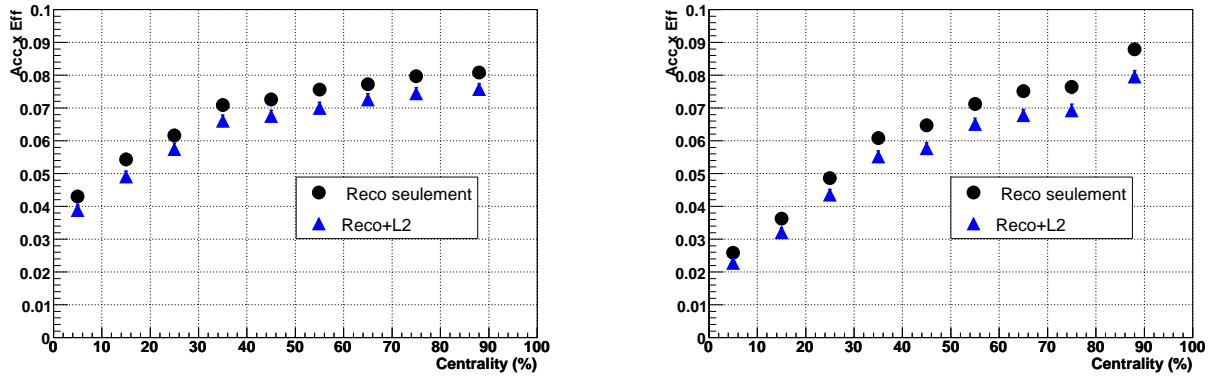


FIG. III.21 – Correction d’acceptance et d’efficacité avec (triangles bleus) et sans (ronds noirs) déclenchement du système de niveau 2 en fonction de la centralité pour les bras sud (figure gauche) et nord (figure droite).

### III.3 Les corrections finales

Les corrections finales prennent en compte les corrections d’acceptance, d’efficacité de reconstruction, de l’efficacité de déclenchement du système niveau 2 et des coupures d’analyse finales (elles sont détaillées dans le chapitre suivant IV.1.3).

La figure III.22 montre les corrections finales d’acceptance et d’efficacité pour les quatre classes de centralité utilisées dans l’analyse pour les bras nord et sud. Les valeurs numériques de ces efficacités sont présentées dans le tableau IV.3 à la page 112.

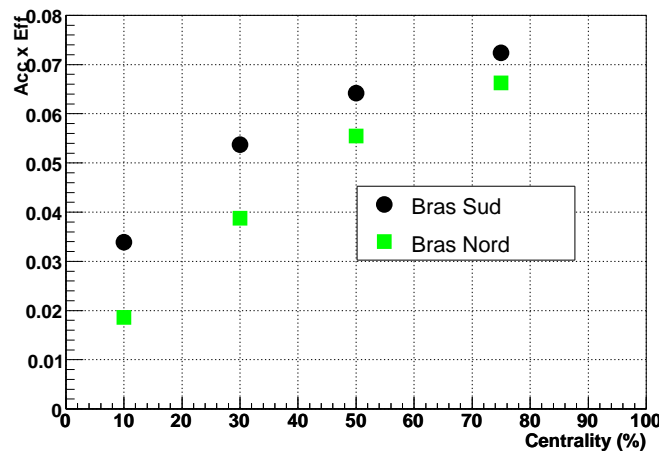


FIG. III.22 – Corrections d’acceptance et d’efficacité finales pour quatre classes de centralité (0-20 %, 20-40 %, 40-60 % et 60-92 %) pour le bras nord (carrés verts) et sud (ronds noirs).

La figure III.23 montre les corrections d’acceptance et d’efficacité finales pour quatre intervalles de rapidité et pour trois classes de centralité utilisés dans l’analyse en fonction de la rapidité. Les valeurs numériques sont présentées dans le tableau IV.7 à la page 117.

Enfin, la figure III.24 présente les corrections finales pour cinq intervalles d’impulsion transverse et pour trois classes de centralité. Les valeurs numériques sont présentées dans le ta-

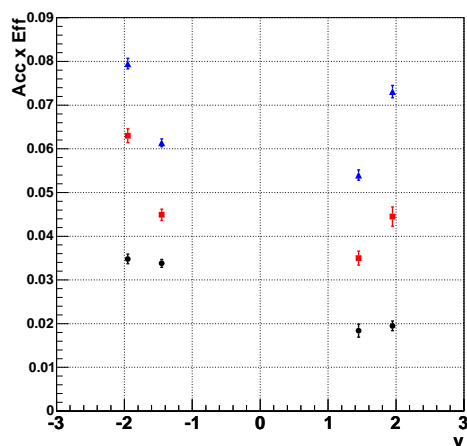


FIG. III.23 – Corrections d'acceptance et d'efficacité finales pour quatre intervalles de rapidité et pour trois classes de centralité (0-20 % en ronds noirs, 20-40 % en carrés rouges et 40-92 % en triangles bleus) .

bleau IV.13 à la page 124.

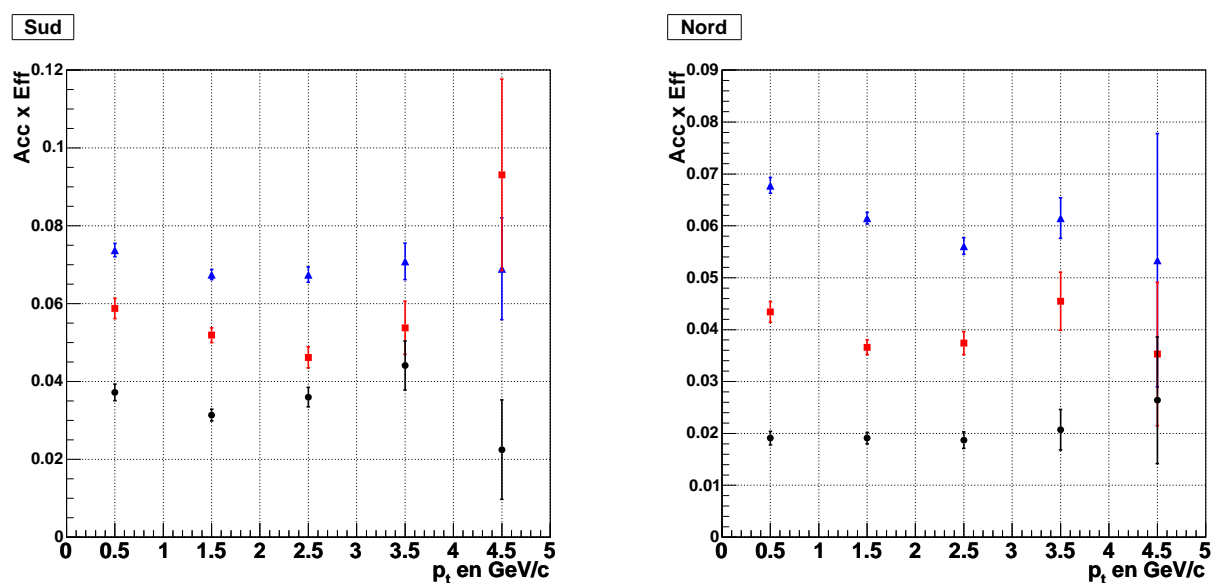


FIG. III.24 – Corrections d'acceptance et d'efficacité finales en fonction de l'impulsion transverse (cinq intervalles de  $p_t$ ) pour trois classes de centralité (0-20 % en ronds noirs, 20-40 % en carrés rouges et 40-92 % en triangles bleus) pour le bras sud (gauche) et nord (droite).

### III.3.1 Les erreurs systématiques associées aux distributions dans PYTHIA

L'efficacité de reconstruction est une fonction à priori peu dépendante de la distribution en rapidité et en impulsion transverse donnée. En revanche, l'acceptance est dépendante de ces distributions (en rapidité et en impulsion transverse). Les simulations ont été réalisées avec le générateur PYTHIA qui utilise les fonctions de distribution des partons GRV98LO. Il est

nécessaire d'estimer l'ampleur des variations d'acceptance en utilisant d'autres formes de distributions.

### III.3.1.1 Influence de la forme de la distribution en rapidité des $J/\psi$

On extrait les corrections d'acceptance et d'efficacité en fonction de la rapidité représentées par la figure III.25. La distribution en rapidité initiale des  $J/\psi$  n'est à priori pas connue. Or, la correction d'acceptance et d'efficacité intégrée en rapidité dépend de cette distribution initiale. Il est donc important de connaître la façon dont une variation de la forme de cette distribution initiale affecte l'acceptance intégrée. Il est possible de faire varier la forme de la distribution de rapidité en utilisant les paramétrisations de cette forme données par GRV98LO, GRV94HO, MRSTHO et CTEQ5M. Ces différentes distributions sont présentées dans la figure III.26. Il faut toutefois noter que seule la région  $1,2 < |y| < 2,2$  nous intéresse.

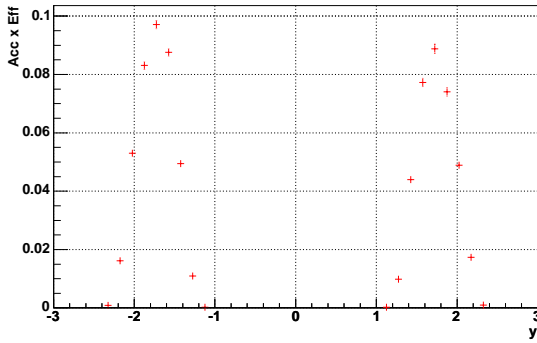


FIG. III.25 – Les corrections d'acceptance et d'efficacité en fonction de la rapidité.

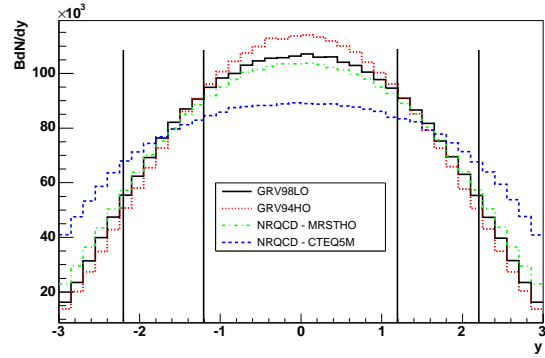


FIG. III.26 – Les différentes formes de rapidité utilisées : GRV98LO, GRV94HO, MRSTHO et CTEQ5M.

La probabilité de reconstruction multipliée par les nouvelles distributions donnent alors les corrections que l'on aurait mesurées si on avait utilisé la nouvelle distribution en rapidité. En intégrant sur la région en rapidité qui nous intéresse, cette nouvelle correction nous permet alors d'estimer les variations de nos corrections d'acceptance et d'efficacité avec des formes en rapidité différente de GRV98LO.

Les résultats sont résumés dans le tableau III.6 et montrent que la variation d'acceptance et de l'efficacité due aux possibles variations des distributions en rapidité n'excède pas 1 %.

	Sud	variation	Nord	variation
PYTHIA	$2,87 \pm 0,010$		$1,97 \pm 0,009$	
GRV98LO	$2,87 \pm 0,022$	$1,00 \pm 0,01$	$1,97 \pm 0,018$	$1,00 \pm 0,01$
GRV94HO	$2,88 \pm 0,023$	$1,00 \pm 0,01$	$1,94 \pm 0,018$	$0,99 \pm 0,01$
NRQCD - MRSTHO	$2,86 \pm 0,022$	$0,99 \pm 0,01$	$1,97 \pm 0,018$	$1,00 \pm 0,01$
NRQCD - CTEQ5MP	$2,80 \pm 0,021$	$0,98 \pm 0,01$	$2,01 \pm 0,018$	$1,02 \pm 0,01$

TAB. III.6 – Variation des corrections d'acceptance et d'efficacité liées à la forme de la distribution en rapidité.

### III.3.1.2 Influence de la distribution d'impulsion transverse des $J/\psi$

Les figures III.27 représentent la probabilité de reconstruction en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  dans le bras nord (figure droite) et sud (figure gauche) avec une forme de la distribution en impulsion transverse donnée. Les distributions des  $J/\psi$  en fonction de  $p_t$  sont représentées par une fonction phénoménologique de la forme :

$$\frac{1}{2\pi p_t} \cdot \frac{Bd^2N}{dydp_t} = A \times \left( 1 + \left( \frac{p_t}{P1} \right)^2 \right)^{-6} \quad (\text{III.10})$$

Les variations s'opèrent en changeant le paramètre P1 qui est relié à la moyenne du carré de l'impulsion transverse  $\langle p_t^2 \rangle$  (la démonstration est détaillée dans l'annexe V.5 à la page 171). La figure III.28 montre les différentes formes en  $p_t$  utilisées : P1 = 3,17 GeV/c (mesuré dans les collisions proton-proton [34]), P1 = 4,12 GeV/c (mesuré dans les collisions deuton-or [34]), P1 = 4,6 GeV/c (mesuré dans les collisions or-or périphériques, ceci sera discuté plus en détail dans le chapitre IV.3.4) et P1 = 12 GeV/c qui est une valeur extrême et non réaliste.

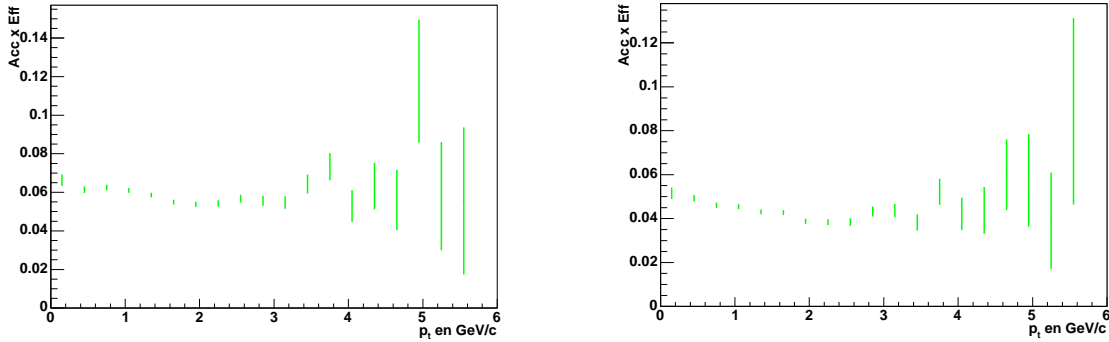


FIG. III.27 – Les corrections d'acceptance et d'efficacité en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  (en GeV/c) du  $J/\psi$  pour les bras sud (à gauche) et pour le bras nord (à droite).

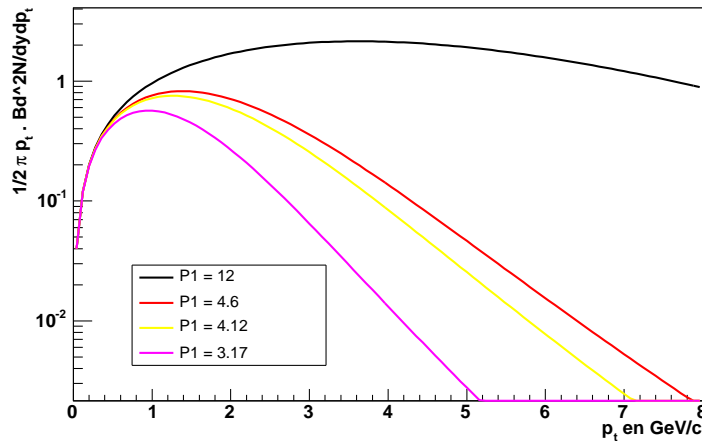


FIG. III.28 – Les différentes distributions en  $p_t$  (en GeV/c) utilisées.

Le tableau III.7 présente les résultats obtenus en faisant varier la distribution initiale des  $J/\psi$  en fonction de  $p_t$ . Il montre que les variations maximales sont observées pour la distribution non réaliste avec  $P1 = 12$ , toutefois, ces variations n'excèdent pas 3 % avec des incertitudes sur les variations de 2 %. En effet, lorsqu'on augmente la population à haut  $p_t$  de manière artificielle, les incertitudes statistiques proviennent de la probabilité de reconstruction à haut  $p_t$  et plus précisément de la distribution initiale utilisée dans PYTHIA qui engendre peu de  $J/\psi$  à haut  $p_t$ .

P1	Sud (en %)		Nord (en %)	
PYTHIA	$5,84 \pm 0,04$		$4,35 \pm 0,04$	
3,17	$5,92 \pm 0,11$	$1,01 \pm 0,02$	$4,44 \pm 0,09$	$1,02 \pm 0,02$
4,21	$5,85 \pm 0,10$	$1,00 \pm 0,02$	$4,34 \pm 0,09$	$1,00 \pm 0,02$
4,6	$5,85 \pm 0,10$	$1,00 \pm 0,02$	$4,34 \pm 0,09$	$1,00 \pm 0,02$
12	$5,93 \pm 0,11$	$1,02 \pm 0,02$	$4,48 \pm 0,09$	$1,03 \pm 0,02$

TAB. III.7 – Incertitude sur les corrections d'acceptance et d'efficacité liées à la forme en impulsion transverse.

### III.3.1.3 Dépendance en fonction de la position longitudinale du point d'interaction

Le générateur PYTHIA ne distribue pas la position de vertex des collisions. En revanche, avec la méthode de simulation utilisée, nous insérons des  $J/\psi$  simulés dans des événements réels avec une position de collision, appelée  $z_{\text{vertex}}$  mesurée. Une distribution type de la position  $z$  du vertex dans les données est présentée dans la figure III.17.

L'efficacité de reconstruction est dépendente de cette position comme le montre la figure de gauche de III.29. La reconstruction des trajectoires est favorisée lorsque les particules sont produites loin du détecteur. Ceci est dû au fait que lorsque la collision se produit près du détecteur, l'angle solide occupé par le tube de faisceau et le piston central devient plus grand. Des muons sont alors perdus dans ce volume inactif. Les différentes distributions utilisées sont des fonctions gaussiennes centrées sur de  $z = 0, 5, 10, -5$  et  $-10$  cm, avec une largeur de  $\sigma = 29$  cm. Ces distributions sont présentées dans la figure III.29.

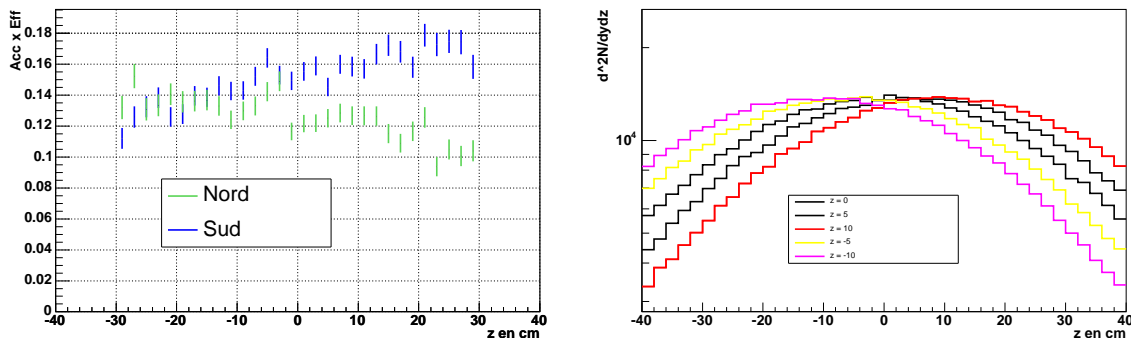


FIG. III.29 – Gauche : efficacité de reconstruction en fonction de la position de collision (vertex) pour le bras nord et sud. Droite : Les différentes distributions de la position longitudinale ( $z$  vertex) en cm.

Le tableau III.8 présente les résultats obtenus en faisant varier la distribution initiale des  $J/\psi$  en fonction de de la position de collision (en  $z$ ). Ils montrent que les variations des distributions de

la distribution de la position  $z$  du vertex n'excède pas 2 %. Notons que la normalisation absolue des produits d'acceptances et d'efficacité est ici arbitraire.

	Sud (en %)		Nord (en %)	
référence	$6,60 \pm 0,08$		$5,99 \pm 0,09$	
$z = 0$	$6,66 \pm 0,04$	$1,01 \pm 0,002$	$5,95 \pm 0,04$	$0,99 \pm 0,001$
$z = 5$	$6,66 \pm 0,04$	$1,01 \pm 0,01$	$5,95 \pm 0,04$	$0,99 \pm 0,01$
$z = 10$	$6,72 \pm 0,001$	$1,02 \pm 0,01$	$5,90 \pm 0,04$	$0,98 \pm 0,01$
$z = -5$	$6,55 \pm 0,04$	$0,99 \pm 0,01$	$6,03 \pm 0,04$	$1,01 \pm 0,01$
$z = -10$	$6,49 \pm 0,04$	$0,98 \pm 0,01$	$6,07 \pm 0,04$	$1,01 \pm 0,01$

TAB. III.8 – Incertitude sur les corrections d'acceptance et d'efficacité liées à la forme de la distribution du vertex. La normalisation absolue est ici arbitraire, seules les variations relatives nous intéressent.

### III.3.2 Autres erreurs systématiques

Les autres sources d'incertitudes sont :

- les efficacités des chambres dans le trajectographe causée par la saturation des canaux d'acquisition de l'ordre de 2 %,
- les incertitudes liées aux efficacités des tubes du MuID de l'ordre de 5 %,
- les variations au cours de la prise de données des efficacités de reconstruction et du déclenchement du niveau 2 qui sont de l'ordre de 5 %,
- les incertitudes sur l'insertion des  $J/\psi$  Monte-Carlo dans les événements réels qui est de l'ordre de 8 %,
- et les incertitudes sur l'acceptance qui est de l'ordre de 5 %.

On ajoute ainsi une incertitude systématique de 12 % aux corrections d'acceptance et d'efficacité. Il est à noter que l'analyse présentée dans le chapitre IV.3 est dominée par les incertitudes systématiques de l'extraction du signal.



## Chapitre IV

# Données et résultats expérimentaux

L'analyse des données or-or à 200  $GeV$  du RUN2 en 2000 [47] n'a pas permis de mesurer un signal significatif dans le canal dimuon. Pour ce premier run de RHIC à l'énergie nominale, l'expérience PHENIX ne disposait que d'un seul bras muon, le sud. Durant la période de prise de données, ce spectromètre a subi de nombreuses pannes des cartes d'acquisition et de nombreux problèmes de hautes tensions réduisant son acceptance. De plus, la luminosité intégrée n'était que de  $24 \mu b^{-1}$ .

Depuis 2003, l'expérience PHENIX bénéficie de deux bras muons opérationnels. Pendant la campagne de prise de données du RUN4 or-or à 200  $GeV$ , les deux bras ont fonctionné de façon optimale. La luminosité intégrée atteinte était de  $240 \mu b^{-1}$  ce qui est un ordre de grandeur au-dessus de celle obtenue en 2000. L'addition d'un spectromètre et le saut en luminosité nous permettent d'étudier la production des processus rares telle que la production du méson  $J/\psi$ .

### IV.1 Extraction du signal

#### IV.1.1 Sélection des données

Avant l'analyse, nous classons les données brutes par numéro de run selon leurs conditions de prise de données (zones mortes des détecteurs par exemple). Celles ci ont été contrôlées et enregistrées tout au long de la prise de données.

Une première sélection a pu être établie en se fondant sur les conditions des hautes tensions appliquées aux deux détecteurs. Ainsi nous sélectionnons les runs pour lesquels le trajectographe a moins de 60 groupes de fils d'anode éteints pour le bras sud et 60 groupes de fils pour le bras nord. La taille des groupes varie selon la station. Dans la station un, chaque groupe comporte huit fils. Durant la campagne de prise de données, en plus des 48 groupes d'anodes déjà éteints (voir II.3), trois groupes d'anodes supplémentaires dans le trajectographe sud et cinq dans le nord étaient désactivés régulièrement du fait de leur instabilité. Ainsi, la configuration des hautes tensions éteintes dans les trajectographes est de 51 groupes de fils d'anode éteints dans le sud et de 53 groupes de fils d'anode dans le nord. Occasionnellement, quelques groupes d'anodes supplémentaires doivent être désactivés à cause de problèmes d'humidité, afin d'éviter que les alimentations des hautes tensions ne débitent un courant trop important (claquage).

Pour ce qui est de l'identificateur de muons, nous utilisons les listes de hautes tensions actives enregistrées automatiquement par le système d'acquisition, pour déterminer les efficacités des tubes et ainsi calculer une efficacité moyenne pour l'ensemble du détecteur (voir chapitre III.2.2.2). Ce



critère permet ainsi de classer les différents runs pour l'identificateur de muons et nous ne gardons les runs que lorsque cette efficacité est supérieure à 70%.

Une deuxième sélection se fait en se fondant sur les cartes électronique d'acquisition dans les trajectographes. Pour le bras nord, il y a une période où trois cartes étaient manquantes, occasionnellement cinq sur un total de 192. Dans le bras sud, il y a occasionnellement deux cartes manquantes (sur un total de 168) et douze à la fin de la prise de données du fait d'une panne d'interface cuivre-optique. Les effets sur la perte en acceptance sont décrites dans le chapitre III.2.2.3 et afin de minimiser les variations, nous ne sélectionnons que les runs avec moins de cinq cartes d'acquisition éteintes.

Enfin, le groupe PHENIX de Georgia State University (Atlanta, GA) a fait une analyse de qualité (QA) sur la totalité des runs de la prise de données, ce qui complète la sélection des runs à utiliser pour l'analyse finale.

Pour certains runs, des informations sur les conditions de prise de données sont manquantes (l'information sur les hautes tensions dans le trajectographe par exemple) mais les autres informations montrent que ces runs sont bons. Nous les avons placés dans une autre liste dite *non prioritaire* tout en les gardant pour l'analyse. Ces runs représentent moins de 25% de la totalité des données.

Après ces diverses sélections, nous avons gardé 937 runs pour le bras sud et 961 runs pour le bras nord (sur un total de 1027).

Le nombre d'événement final appartenant à la liste de bonnes prises de données est de  $1258.10^6$  événements minimum biais MB dans le sud soit  $L_{int} = 198 \mu b^{-1}$  (avec la formule II.1), et de  $1325.10^6$  événements MB soit  $L_{int} = 209 \mu b^{-1}$  dans le spectromètre nord.

### IV.1.2 Reconstruction des données au centre de calcul de Lyon (CCIN2P3)

L'acquisition de PHENIX a enregistré 270 téra-octets de données pour la totalité du RUN4 or-or. Ces données brutes sont sous le format PRDF et sont stockées dans le système de bande *High Performance Storage System* (HPSS) au centre de calcul *Rhic Computing Facility* (RCF). Le centre de calcul RCF avait débuté la reconstruction des données muons avec une version de code (pro.54) pour 30 % des données, mais ne pouvait plus assurer la reconstruction de toutes les données de PHENIX. Afin de soulager RCF, nous avons pris en charge la reconstruction des dimuons pour les données or-or avec les machines du centre de calcul de Lyon (CCIN2P3).

La reconstruction des données à RCF utilise un filtre de niveau 2 : seuls les événements qui satisfont l'algorithme de déclenchement niveau 2 sont reconstruits. Lors de ce passage, un fichier de sortie contenant uniquement les coups des détecteurs (détecteurs globaux, spectromètre et identificateur de muons) déclenchant la sélection de niveau 2 a été enregistré pour chaque fichier. Ces fichiers sous format DST contiennent suffisamment d'informations pour la reconstruction de ces segments. Ils représentent 30 % des fichiers totaux et ont été rapatriés au centre de calcul de Lyon via BBFTP <sup>1</sup>.

Pour les données restantes, un filtrage des données brutes (PRDF) a été effectué grâce aux ordinateurs situés dans la salle de comptage de l'expérience : seuls les événements qui satisfont l'algorithme de déclenchement de niveau 2 (nord ou sud) sont sauvegardés sous le même format PRDF. Le transfert de ces données a également été effectué par BBFTP de RCF vers le CCIN2P3. Ainsi le centre de calcul de Lyon dispose des fichiers PRDF ou DST filtrés niveau 2

<sup>1</sup>BBFTP est un protocole de transfert pour les fichiers volumineux entre les centres de calcul. Il a été développé pour l'expérience BABAR par le centre CCIN2P3.

pour la reconstruction des données dimuon stockées sur bande HPSS (12 téra-octets). L'analyse préliminaire des données reconstruites par le programme de la version pro.54 a montré que l'efficacité de reconstruction n'était pas optimale. Un effort a été fourni afin d'améliorer cette efficacité de reconstruction ainsi que la réjection des trajectoires fantômes. La version utilisée pour la reconstruction des données de cette analyse est la version du code pro.64 <sup>2</sup>.

La reconstruction des données a duré quatre mois et a permis la reconstruction de  $989.10^6$  événements MB correspondant à une luminosité intégrée  $L_{int} = 156 \mu b^{-1}$  pour le sud et  $1041.10^6$  événements MB soit  $L_{int} = 164 \mu b^{-1}$  pour le nord. Ceci correspond à 81 % de la liste finale des bons runs.

Le résultat de la reconstruction des données est enregistré sous deux formats de fichiers : les nanoDST et les picoDST.

Les picoDST sont des fichiers ROOT qui contiennent sous forme de tableau les variables d'analyse. Chaque entrée dans ce *ntuple* correspond à un dimuon c'est-à-dire à une paire de muons. La liste des variables accessibles est montré sur la figure IV.1. L'analyse de ces fichiers permet d'obtenir :

- le numéro de run auquel appartient la paire de muons,
- les informations sur l'événement auquel appartient la paire de muons : le numéro d'événement (Evt\_Number), le nombre de muons dans cet événement (Evt\_Nmu), la position du vertex de la collision (Evt\_bbcZ), la centralité de l'événement (Evt\_CentralityByClock), les charges vues dans le ZDC (Evt\_zdcEnerN), les verdicts du déclenchement du système de niveau 2 (Evt\_l2S, Evt\_l2N),
- les informations sur le dimuon : la masse invariante (mass), l'impulsion transverse et totale de la paire (pT, p), le  $\chi^2$  d'un ajustement de vertex (Evt\_vtxchi2), la position de vertex de la paire recalculée (Evt\_vtxxooz), la distance de cette position à l'axe du faisceau (Evt\_vtxoor) et la rapidité (y) calculée avec la paire,
- les informations sur chaque muon : le  $\chi^2$  de la trajectoire (Tr0\_chi2, Tr1\_chi2), l'impulsion au vertex (Tr0\_px, Tr0\_py et Tr0\_pz), le nombre de coups générés dans les détecteurs (Tr0\_idhits, Tr0\_trhits), les corrélations (en position et en angle) entre la trajectoire dans le trajectographe et la route dans l'identificateur de muons (Tr0\_DG0, Tr0\_DDG0).

### IV.1.3 Les coupures d'analyse

La grande multiplicité des particules produites lors des collisions or-or est à l'origine d'un important bruit de fond combinatoire. Afin d'extraire au mieux le signal, il est nécessaire d'éliminer le plus possible de bruit de fond tout en gardant le signal à étudier. Le but est d'augmenter le rapport signal sur bruit. Nous utilisons diverses coupures qui sélectionnent les muons sur des critères de qualité de la trajectoire reconstruite.

Les coupures se décomposent en trois groupes :

- les coupures cinématiques ou géométriques (rapidité, position de vertex),
- les coupures liées au fonctionnement des détecteurs (conditions similaires au système de déclenchement),
- et les coupures de qualité des trajectoires reconstruites.

---

<sup>2</sup>Les macros utilisées sont disponibles sur [http://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/muon/software/data/Fun4Muons\\_RecoPRDF\\_fromlist\\_allcent.txt](http://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/muon/software/data/Fun4Muons_RecoPRDF_fromlist_allcent.txt) pour la reconstruction des fichiers PRDF et [http://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/muon/software/data/Fun4Muons\\_RecoDST\\_allcent.txt](http://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/muon/software/data/Fun4Muons_RecoDST_allcent.txt) pour les fichiers DST.

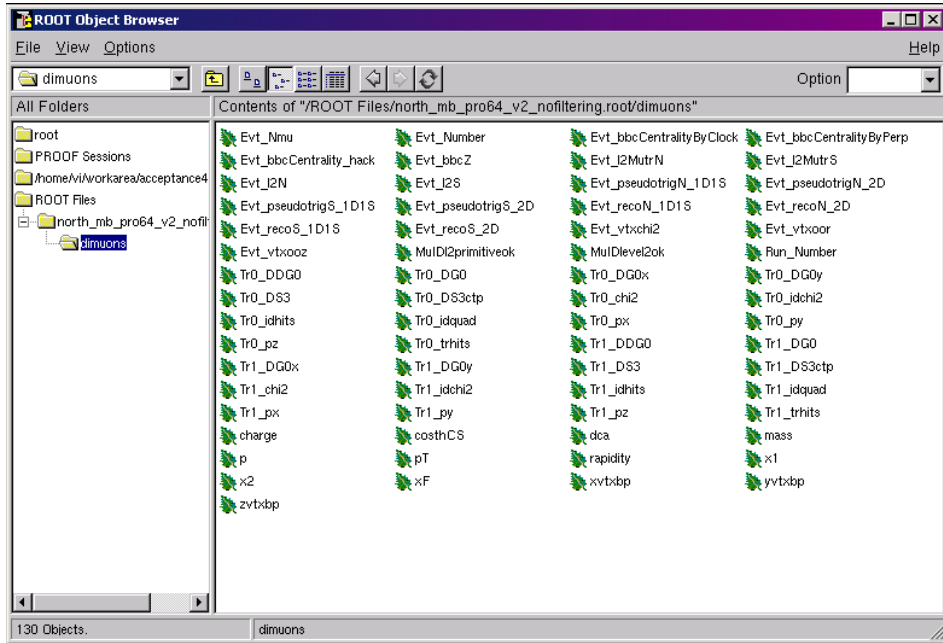


FIG. IV.1 – Les variables d’analyse dans les picoDSTs.

### IV.1.3.1 Les coupures cinématiques

**Position  $z$  du vertex de la collision.** La détermination de la centralité n’est valide que pour les événements reconstruits dans un intervalle de 30 cm autour de la position  $z = 0$ . Ainsi les événements sont sélectionnés si leur position  $z_{vertex}$  appartient à cet intervalle :  $|Evt\_bbcZ| < 30$ .

**Rapidité des  $J/\psi$ .** La reconstruction des trajectoires est optimale dans la zone de rapidité :  $-2,2 < y < -1,2$  pour le bras sud et  $1,2 < y < 2,4$  pour le bras nord. Toutefois certaines anodes internes ont été éteintes dans le spectromètre nord durant la campagne de prise de données or-or, réduisant ainsi la zone de détection. La reconstruction redevient optimale (voir le chapitre III.2.2.1) pour  $1,2 < y < 2,2$  dans le spectromètre. Dans les deux bras, les paires de muons sont sélectionnées si leur rapidité appartient à l’intervalle :  $1,2 < |y| < 2,2$ .

### IV.1.3.2 Les coupures physiques

**Primitives de niveau 2.** Les informations du système de déclenchement de niveau 2 sont enregistrées dans un objet appelée *level2primitives*. Il comporte les caractéristiques angulaires des routes qui ont déclenché la reconstruction de l’événement. Afin de ne garder que les trajectoires qui vérifient les conditions de déclenchement de niveau 2, une comparaison entre les routes associées reconstruites et les routes de cet objet est effectuée. Les paires qui satisfont à ces critères sont alors acceptées pour l’analyse.

**Profondeur de la route dans l’identificateur de muons et impulsion longitudinale associée.** La profondeur de la route reconstruite par l’identificateur de muons est définie comme le dernier *gap* dans lequel on détecte la particule. La figure III.2 (à la page 70 dans le chapitre III.1)

montre les différentes profondeurs reconstruites dans l'identificateur de muons. Nous savons que les muons provenant de la désintégration du  $J/\psi$  créent deux routes *deep* dans 75% des cas. L'algorithme du système de déclenchement de niveau 2 demande que dans un événement il y ait au moins deux trajectoires avec une route dite *deep*, il est naturel que lors des coupures d'analyse finale cette coupure soit utilisée. Ainsi, les muons doivent être associés chacune à une route *deep* soit :  $Tr0\_idhits > 255 \& \& Tr1\_idhits > 255$ . Cette coupure rejette 25 % des événements ( $J/\psi$ ). Il existe une corrélation entre l'impulsion longitudinale et le nombre de plans traversés, donc de la profondeur de la route. Les figures IV.2 montrent les distributions de l'impulsion longitudinale pour différentes profondeurs de route dans les données proton-proton. Pour chaque profondeur de route, il existe un seuil d'impulsion minimale de la particule qui ne peut pas traverser plus de plans. Les distributions de l'impulsion longitudinale selon la profondeur de la route dans un échantillon de données or-or sont montrées sur la figure IV.3 où seuls les événements dont la centralité correspond à la classe 0-20 % sont sélectionnés. Ces distributions montrent que l'association trajectoire-route ne se fait pas correctement dans tous les cas car des particules de petite impulsion longitudinale sont parfois associées aux routes *deep*. Cet effet n'apparaît que dans les événements à grande multiplicité de particules.

Afin de s'assurer que les routes *deep* reconstruites dans l'identificateur de muons correspondent bien aux trajectoires reconstruites dans le trajectographe (du moins que l'impulsion associée est cohérente avec le nombre de plans traversés), une sélection <sup>3</sup> sur l'impulsion longitudinale ( $|p_z| > 1,2$  GeV/c pour le sud et  $p_z > 1,4$  GeV/c) est demandée. Les coupures sont donc :  $Tr0\_idhits > 255 \& \& Tr1\_idhits > 255 \& \& Tr0\_pz > 1,4 \& \& Tr1\_pz > 1,4$  lorsque la trajectoire est reconstruite dans le bras nord et lorsque la trajectoire est reconstruite dans le bras sud :  $Tr0\_idhits > 255 \& \& Tr1\_idhits > 255 \& \& Tr0\_pz < -1,2 \& \& Tr1\_pz < -1,2$ .

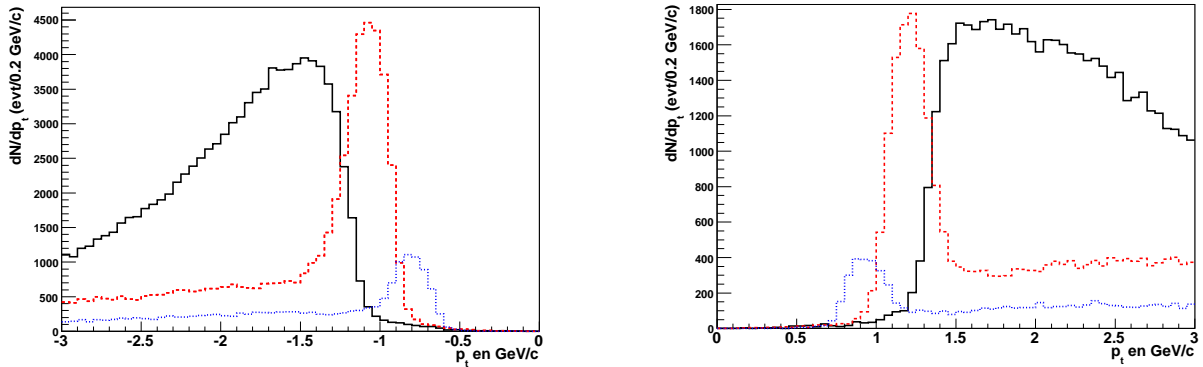


FIG. IV.2 – Distribution de l'impulsion longitudinale (en GeV/c) des trajectoires reconstruites (dans la station 1) pour les trajectographes sud (gauche) et nord (droite) selon la profondeur des routes reconstruites : route dite *deep* en noir (trait plein), *sheep* en rouge (en tireté) et *shallow* en bleu (pointillés) dans les données proton-proton.

### IV.1.3.3 Les coupures sur la qualité des trajectoires reconstruites

<sup>3</sup>Sélection des impulsions longitudinales en fonction de la profondeur de la route

- route shallow :  $0,7 < Pz < 1,2$  GeV/c pour le nord et  $-0,9 < Pz < -0,6$  pour le sud,
- route sheep :  $1,0 < Pz < 1,5$  GeV/c pour le nord et  $-1,5 < Pz < -0,8$  pour le sud et
- route deep :  $Pz > 1,4$  GeV/c pour le nord et  $Pz < -1,2$  pour le sud.

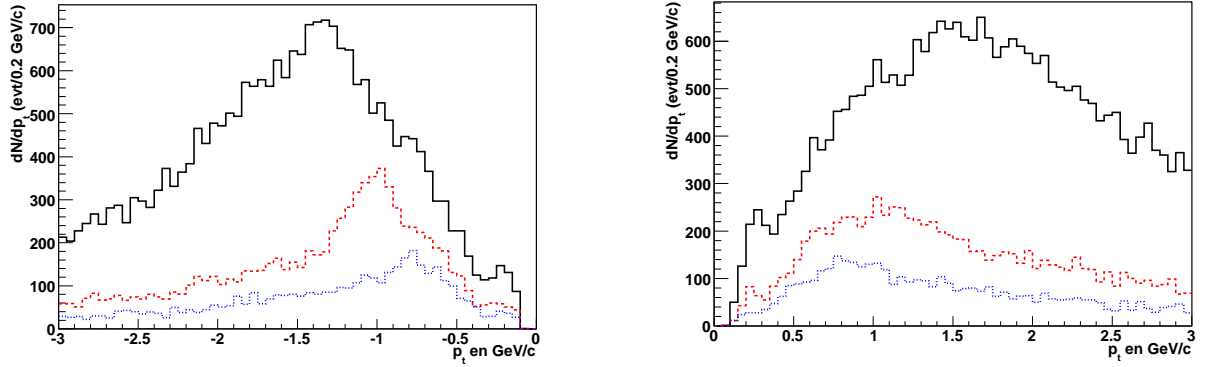


FIG. IV.3 – Distribution de l'impulsion longitudinale (en GeV/c) des trajectoires reconstruites (dans la station 1) pour les trajectographes sud (gauche) et nord (droite) selon la profondeur des routes reconstruites : route dite *deep* en noir (trait plein), *sheep* en rouge (en tireté) et *shallow* en bleu (pointillés) dans un échantillon de données or-or (événement dont la centralité est inférieure à 20 %).

**$\chi^2$  de l'ajustement du vertex.** Lorsque les trajectoires sont entièrement reconstruites dans un événement, il est possible de distinguer les particules provenant de la collision, des particules provenant de désintégrations secondaires ou d'une interaction entre le faisceau et le tube à vide ou le gaz résiduel). Lorsqu'une particule provient directement de la collision, sa position  $z_{vertex}$  reconstruite correspond à la position de la collision donnée par le BBC. Lorsque la particule a subi une désintégration en vol ou provient d'une autre interaction, la position reconstruite au vertex sera en revanche différente de la position de la collision. Nous allons alors pour chaque paire de muons comparer la position au vertex de la trace et les comparer avec la position donnée par le BBC. Dans la pratique, on utilise une méthode de Kalman pour l'ajustement du vertex en utilisant ces trois informations. Le  $\chi^2$  de cet ajustement est utilisé pour valider que ces deux trajectoires viennent bien du vertex de la collision. Elle sera également utilisée en tant que coupure dans l'analyse. Les distributions de la variable  $Evt\_vtxchi2$  (figures IV.4) calculée à partir des simulations et à partir des données proton-proton montrent un accord raisonnable entre les simulations et les données. Dans l'analyse, on sélectionne  $Evt\_vtxchi2 < 4$  afin de ne pas perdre de signal.

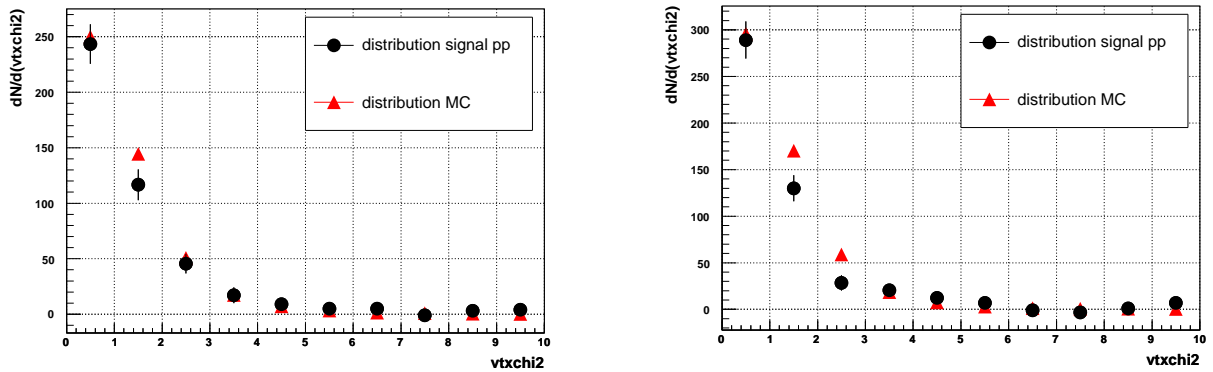


FIG. IV.4 – Comparaison de la distribution  $vtxchi2$  entre les données pp (rond noir) et la distribution obtenue avec la simulation (triangle rouge) dans le spectromètre sud (gauche) et nord (droite).

$\chi^2$  par degré de liberté de la trajectoire reconstruite. Le  $\chi^2$  de la trajectoire reconstruite est un critère de qualité de cette trajectoire. Cette variable est calculée en se fondant sur une comparaison entre les mesures des chambres (coups dans le détecteur) et l'ajustement de Kalman de la trajectoire.

Les figures IV.5 montrent les distributions du  $\chi^2$  obtenues à partir des simulations et à partir des données proton-proton. Ces distributions sont légèrement plus larges dans les données que les distributions obtenues dans les simulations. L'origine de cette différence est maintenant comprise, elle provient du bruit électronique non pris en compte dans les simulations. Avec l'ajout de ce bruit dans les simulations, on obtient un accord entre les distributions de  $\chi^2$  reconstruites dans les simulations et les données. Pour cette analyse préliminaire, cette correction n'a pas été appliquée. Afin de ne pas souffrir du désaccord observée, nous effectuons une coupure large :  $\text{Tr0\_chi2} < 30$  &&  $\text{Tr1\_chi2} < 30$  qui n'élimine pas de signal.

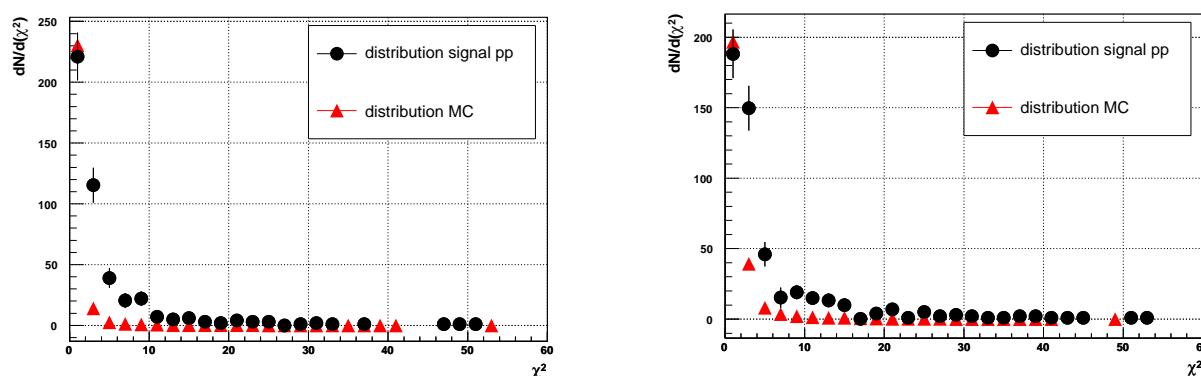


FIG. IV.5 – Comparaison de la distribution  $\chi^2$  des trajectoires reconstruites entre les données pp (rond noir) et la distribution obtenue avec la simulation (triangle rouge) dans le spectromètre sud (gauche) et nord (droite). Aucune dégradation dans les simulations n'a été effectuée.

**Corrélation entre la trajectoire dans le trajectographe et la route de l'identificateur de muons.** L'extrapolation trajectoire-route permet de vérifier que la trajectoire est bien associée à la route reconstruite dans l'identificateur de muons. Dans l'algorithme de reconstruction (voir chapitre III.1), l'association route-trajectoire et trajectoire-route se fait deux fois. La première initie la reconstruction, et la seconde permet de ré-associer à posteriori une trajectoire avec au maximum trois routes, ces trois routes étant les meilleurs candidates pour cette trajectoire. Calculer la corrélation entre la trajectoire dans le trajectographe et la route dans l'identificateur de muons permet dans un premier temps de choisir parmi les trois routes celle qui correspond géométriquement le mieux à la trajectoire. Enfin, cette extrapolation permet d'éliminer les trajectoires qui n'ont pas donné de route dans l'identificateur de muons : ce sont essentiellement les trajectoires fantômes.

La résolution spatiale du trajectographe étant plus précise que celle de l'identificateur de muons, cette corrélation se fait par la projection des trajectoires du trajectographe vers l'identificateur de muons. Nous projetons à partir de l'extrapolation de la trajectoire par un filtre de Kalman jusqu'à une région hors du champ magnétique, au delà de la station 3, avant l'identificateur de muons. Ce point est projeté linéairement vers le premier *gap* (gap 0) de l'identificateur de muons. La distance transverse entre cette projection et la route au niveau du gap 0 est appelée DG0

(distance at Gap 0) et la différence angulaire entre les deux segments (extrapolation et route) est appelée  $DDG0$ . Ces deux variables sont contenues dans les picoDSTs d'analyse.

Les figures IV.6 montrent les distributions de la variable  $DG0$  reconstruite à partir des simulations et des données proton-proton. La variable  $DG0$  possède une meilleure résolution dans le spectromètre nord que le sud, ce qui s'explique par une distance différente entre les spectromètres et leur identificateur de muons respectif. Le trajectographe sud étant plus court que le nord, la distance trajectographe-identificateur est plus grande de 1,5 m dans le sud. La projection du dernier point de la station 3 vers l'identificateur de muons se fait donc sur une plus grande distance. Ceci amène une dégradation de la résolution sur  $DG0$  dans le sud.

Une correction d'alignement dans le spectromètre nord est nécessaire pour obtenir l'accord entre les distributions obtenues à partir des données réelles et simulées. Cette correction n'a pas pu être prise en compte dans cette analyse préliminaire, il a été décidé de dégrader les simulations afin d'obtenir un accord entre les deux (figure droite de IV.6). Lors d'une prochaine reconstruction des données, cette correction d'alignement permettra alors d'obtenir une meilleure résolution de la distribution  $DG0$  en accord avec les distributions obtenues dans nos simulations.

Les figure IV.7 montrent les distributions de la variable angulaire  $DDG0$  reconstruite à partir des simulations et des données proton-proton. Un bon accord est observé entre les distributions obtenues par simulations et données.

Pour cette analyse, nous sélectionnons les trajectoires pour lesquelles le  $DG0 < 15$  cm pour le nord et  $DG0 < 20$  cm pour le sud, la corrélation angulaire requise étant la même pour les deux bras :  $DDG0 < 9$  (degré).

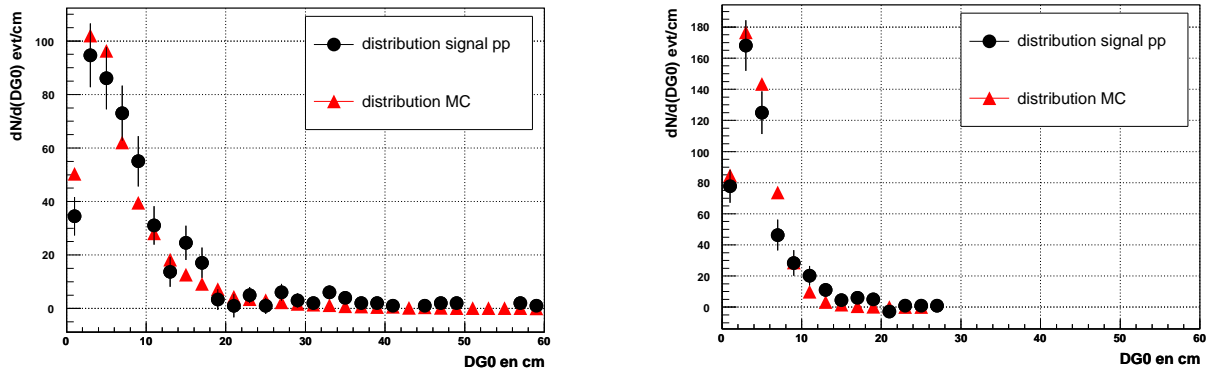


FIG. IV.6 – Comparaison entre la distribution  $DG0$  sur les données pp (rond noir) et la distribution obtenue avec la simulation (triangle rouge) dans le spectromètre sud (gauche) et nord (droite).

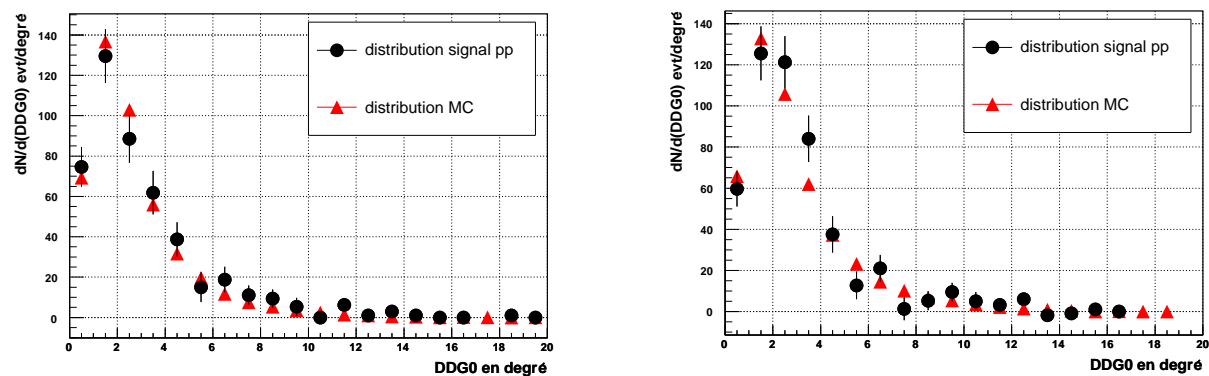


FIG. IV.7 – Comparaison entre la distribution  $DDG0$  sur les données pp (rond noir) et la distribution obtenue avec la simulation (triangle rouge) dans le spectromètre sud (gauche) et nord (droite).



Le tableau IV.1 résume les coupures utilisées pour cette analyse pour les deux bras muons.

Sud	Nord
rapidité $-2,2 < y < -1,2$ $ BBC_z  < 30$	rapidité $1,2 < y < 2,2$ $ BBC_z  < 30$
routes deep-deep Level2 primitives ok Level2 trigger ok Track $ pz  > 1,2$	routes deep-deep Level2 primitives ok Level2 trigger ok Track $ pz  > 1,4$
DG0 < 20 DDG0 < 9 Track chi2 < 30 Vertex chi2 < 4	DG0 < 15 DDG0 < 9 Track chi2 < 30 Vertex chi2 < 4

TAB. IV.1 – Tableau résumant les coupures d’analyse utilisées dans les collisions or-or. La coupure *Level2 primitives ok* demande que les paires de trajectoires reconstruites satisfont l’algorithme de déclenchement de niveau 2.

## IV.2 Distribution de masse invariante

### IV.2.1 Soustraction du bruit de fond

L’observation du  $J/\psi$  à partir de ses muons de désintégration repose sur la distribution de la masse invariante de ces paires <sup>4</sup>, dans laquelle la résonance est visible. Il est alors possible de quantifier le signal observé avec un ajustement par une fonction appropriée du signal et du bruit de fond (S+B) sur l’ensemble du spectre de masse.

Toutefois, de nombreux muons ne proviennent pas de la désintégration de  $J/\psi$  mais plutôt de celle de kaons et de pions. Le nombre de particules reconstruites dans les trajectographes peut atteindre 20 pour les collisions or-or les plus centrales. Chaque muon se combine avec les muons de charges opposées pour former des paires fortuites : ce bruit de fond combinatoire est dominant dans cette analyse. La forme de ce fond n’est pas connue a priori et rend difficile l’observation du  $J/\psi$  à l’aide d’un ajustement par une fonction du spectre entier de masse (S+B). Il est alors nécessaire d’utiliser des méthodes de soustraction du bruit de fond pour estimer le bruit de fond combinatoire de manière indépendante afin de le soustraire et d’extraire le signal étudié [48].

Lors d’une collision, les paires de même signe ne peuvent provenir du  $J/\psi$ , ces paires sont issues d’une coïncidence. Leur nombre ( $N_{++}$  ou  $N_{--}$ ) permet alors d’estimer le bruit de fond combinatoire. Le nombre ( $N_{bdf}$ ) de paires combinées s’écrit alors sous la forme :

$$N_{bdf} = 2R_{+/-} \times \sqrt{N_{++} \times N_{--}} \quad (\text{IV.1})$$

où  $R_{+/-}$  est un facteur correctif qui prend en compte les éventuelles asymétries entre les charges positives et négatives. Dans PHENIX, l’acceptance des muons de signe positif est la même

<sup>4</sup>Désintégration à deux corps  $M_{inv} = \sqrt{(E_{\mu 1} + E_{\mu 2})^2 - (\vec{P}_{\mu 1} + \vec{P}_{\mu 2})^2}$ . Les paires de muons provenant de la désintégration d’une particule  $J/\psi$  auront une masse invariante égale à sa masse à savoir  $3.09 \text{ GeV}/c^2$ .

que celle des muons de signe négatif par construction (symétrie azimutale), ceci a été vérifié expérimentalement par des inversions de champ magnétique. Nous utiliserons alors  $R_{+/-} = 1$ .

L'ensemble des paires de signes opposés est une superposition du signal ( $N_{sig}$ ) et du bruit de fond combinatoire. Le signal peut s'extraire par la soustraction de l'ensemble des paires de signe opposés avec le bruit de fond combinatoire estimé dans chaque intervalle de masse. Il s'écrit sous la forme :

$$N_{sig} = N_{+-} - 2R_{+/-} \times \sqrt{N_{++} \times N_{--}} \quad (\text{IV.2})$$

Deux méthodes de soustraction de bruit de fond combinatoire sont utilisées dans cette analyse. La première est celle utilisée pour l'analyse des données proton-proton et deuton-or depuis le RUN2, elle estime le fond combinatoire en utilisant les événements comportant des paires de même signe. La deuxième méthode appelée *event-mixing* estime le bruit de fond combinatoire en mélangeant les muons de différents événements.

**Technique des paires de même signe.** Le bruit de fond combinatoire dans les paires de signes opposés est estimé à l'aide des paires de même signe dans le *même événement*. Le nombre de paires combinatoires est calculé intervalle de masse par intervalle de masse, la normalisation du bruit de fond est complètement décrite par le facteur  $R_{+/-} = 1$ . Toutefois, la statistique du bruit de fond est limitée par le nombre d'événements disponibles : les faibles statistiques observées à *grande* masse ( $m > 4,5$  GeV) provoquent un biais car le produit  $N_{++} \times N_{--}$  y est souvent nul. Notons toutefois que ce n'est pas le cas dans l'intervalle de masse qui nous intéresse.

Les figures IV.8 montrent un exemple de spectre de masse (pour un échantillon de données or-or), dans la figure de haut pour les paires de signes opposés (représentées par les triangles pointant vers le bas, rouges), les paires de même signe ( $++$  représentées par les étoiles brunes et  $--$  par les triangles pointant vers le haut, bleu clair <sup>5</sup>) et le bruit de fond combinatoire  $N_{bdf}$  (représenté par les ronds bleus). La figure du bas montre le signal extrait avec  $N_{+-} - 2 \times \sqrt{N_{++} \times N_{--}}$  pour chaque intervalle de masse de 100 MeV/c<sup>2</sup>. L'erreur statistique associée à l'extraction du signal pour chaque intervalle de masse est de la forme  $\sigma_S = \sqrt{N_{+-} + N_{++} + N_{--}}$  (cf. annexes à la page 165).

L'intégrale du signal dans la fenêtre de masse [2,6;3,6] <sup>6</sup> est alors considérée comme le nombre de J/ψ observé et l'erreur totale du signal est alors la somme quadratique des erreurs des différents intervalles de masse considérés comme indépendants les uns des autres. Plus le nombre de paires de signes opposés et de paire de même signe est grand, plus l'erreur sur le signal sera grande. Pour les collisions les plus centrales où la multiplicité des particules est très grande par exemple, l'incertitude statistique ne permet de mesurer le signal qu'à une précision de 30 %. Un ajustement par une gaussienne permet aussi de quantifier le nombre de J/ψ, cette méthode présentée sur la figure IV.8 n'est cependant pas utilisée dans cette analyse.

**Event-mixing.** Une autre approche pour la soustraction du bruit de fond combinatoire est d'utiliser les muons provenant de collisions différentes et de les associer. Ces paires sont alors

<sup>5</sup>On constate dans ces spectres une plus grande quantité de muons de signe positif que négatif (étoiles brunes par rapport aux triangles pointant vers le haut bleu clair) : cet excès de  $\mu^+$  provient des désintégrations des  $K^+$  dont la formation est favorisée par rapport aux  $K^-$  par la conservation du nombre baryonique des collisions.

<sup>6</sup>La résolution sur la reconstruction de la masse est de 160 MeV/c<sup>2</sup>. La taille de cette fenêtre correspond à  $\pm 3$  écarts standards autour de la masse du J/ψ.

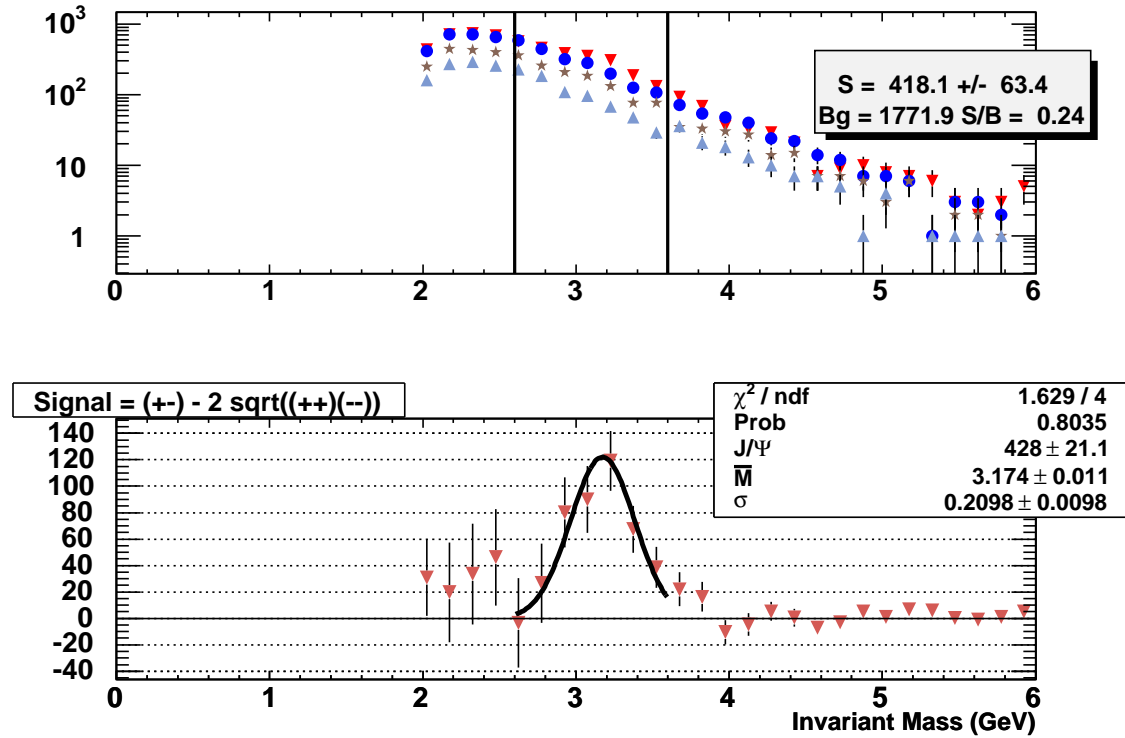


FIG. IV.8 – Spectre de masse invariante d'un échantillon de données. Haut : spectres de masse des paires de signes opposés (représentés par les triangles pointant vers le bas, rouges) et du bruit de fond combinatoire  $N_{bdf}$  (représenté par les ronds bleus) estimés à l'aide des paires de même signe ( $++$  représentés par les étoiles brunes et  $--$  par les triangles pointant vers le haut, bleu clair). Bas : signal après soustraction  $N_{sig} = N_{+-} - 2 \times \sqrt{N_{++} \times N_{--}}$ . L'intégrale du signal dans la fenêtre de masse  $[2,6;3,6]$  est le nombre de  $J/\psi$  observé  $S = 418,1 \pm 63,4$  (dans la figure du haut). Un ajustement par une gaussienne est également effectué et donne  $S = 428 \pm 21,1$  ce qui est compatible avec le résultat précédent. La résolution en masse donnée par l'ajustement est de  $\sigma = 210 \text{ MeV}/c^2$ . Cette détérioration la résolution est observée lorsque la multiplicité devient importante : ceci dégrade de la reconstruction des positions dans les trajectographes et donc la détermination des impulsions mesurées.

formées de muons non corrélés et permettent d'estimer avec précision le bruit de fond combinatoire. Pour ce faire, deux structures logicielles indépendantes ont été développées : le programme *Cabanaboy* à partir des nanoDST et le programme EvtMix à partir des picoDST.

Cette méthode n'est plus limitée par la statistique des événements, puisqu'on peut mélanger les muons d'un événement avec les muons provenant de plusieurs autres événements, mais elle demande une normalisation  $R$ . Les incertitudes statistiques sur le signal seront alors dominées par la mesure des paires de signes opposés seulement et ne contiennent qu'une faible contribution des paires de même signe sur la normalisation, l'incertitude est donc diminuée d'environ  $\sqrt{2}$  si l'on considère  $N_{+-} \sim N_{--} + N_{++}$ .

Pour bien estimer le bruit de fond combinatoire et reproduire au mieux la réalité, il faut associer les muons provenant de collisions similaires : de même classe de centralité et de position de collision proche. Les muons et les fausses paires doivent satisfaire également aux mêmes coupures d'analyse que celles utilisées pour l'extraction le signal.

La figure IV.9 montre un exemple de soustraction des spectres de masse en utilisant la méthode event-mixing de Cabanaboy. Dans la suite, cette méthode d'event-mixing est utilisée pour toute l'analyse présentée.

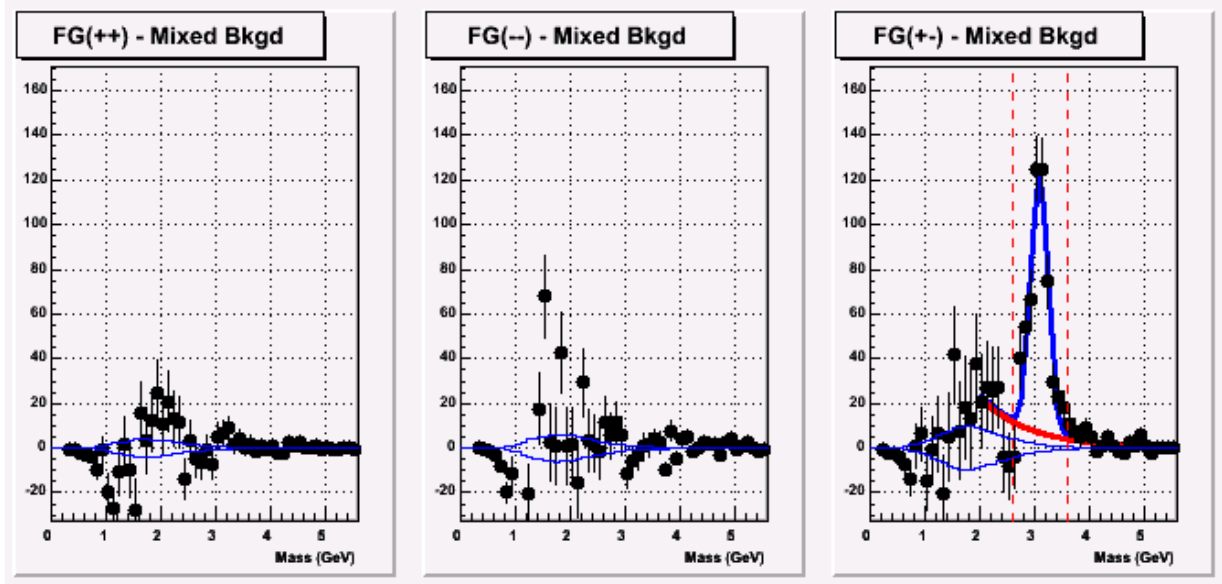


FIG. IV.9 – Spectre de masse utilisant la méthode *event-mixing* de Cabanaboy.

## IV.3 Résultats

### IV.3.1 Définitions et formules utilisées

#### Le signal différentiel

De manière générale, les quantités pour lesquelles la normalisation absolue n'est pas la luminosité mais le nombre de collisions (événement minimum biais MB) sont appelées quantités différentielles par *collision*. Le **signal différentiel** par unité de rapidité et par collision est défini

par la formule :

$$B \frac{dN^i}{dy} = \frac{1}{\delta y^i} \cdot \frac{dN_{J/\psi}^i/dy}{(\text{Acc.Eff})|_{dy} \cdot \epsilon_{BBC}^{J/\psi}} \cdot \frac{\epsilon_{BBC}^{MB}}{N_{MB}} \quad (\text{IV.3})$$

où :

- $B$  est le rapport de branchement pour la désintégration du  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $B= 5,90$  %,
- $dN_{J/\psi}/dy$  est le nombre de  $J/\psi$  reconstruits dans l'intervalle de rapidité  $dy$ ,
- $(\text{Acc.Eff})|_{dy}$  est l'acceptance multipliée par l'efficacité dans l'intervalle de rapidité  $dy$ ,
- $\delta y$  est la taille de l'intervalle de rapidité,
- $\epsilon_{BBC}^{MB}$  et  $\epsilon_{BBC}^{J/\psi}$  sont respectivement les efficacités du système de déclenchement du BBCLL1 pour les événements MB (92 %) et pour les événements contenant un  $J/\psi$  (92 %),
- et  $N_{MB}$  le nombre de collisions or-or (événements MB) utilisées dans l'analyse.

Pour une étude en fonction de la centralité, ce signal est défini pour une classe de centralité  $j$  et de rapidité  $i$  par la formule :

$$B_{\mu\mu} \frac{dN^{i,j}}{dy} = \frac{1}{\delta y} \cdot \frac{dN_{J/\psi}^{i,j}/dy}{(\text{Acc.Eff})|_{dy^{i,j}} \cdot \epsilon_{BBC^{i,j}}^{J/\psi}} \cdot \frac{\epsilon_{BBC^{i,j}}^{MB}}{N_{MB^j}} \quad (\text{IV.4})$$

Dans ce cas  $N_{MB^j}$  est le nombre d'événements qui ont déclenché le système niveau BBCLL1 (ou équivalent) de la classe de centralité  $j$ .

### Le facteur de modification nucléaire

Le facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  est le rapport du signal différentiel dans les collisions AA au produit du même signal mesuré en proton-proton avec le nombre de collisions binaires. Pour les collisions or-or, le facteur est défini par la formule :

$$R_{AuAu} = \frac{(BdN/dy)_{AuAu}}{\langle N_{coll} \rangle \times (BdN/dy)_{pp}} \quad (\text{IV.5})$$

où  $\langle N_{coll} \rangle$  est le nombre moyen de collisions binaires dans une classe de centralité donnée. Ce facteur de modification nucléaire permet de comparer les productions de  $J/\psi$  dans collisions or-or à une superposition de  $N_{coll}$  collisions individuelles nucléon-nucléon. La correspondance entre le nombre de collisions binaires  $N_{coll}$  et la centralité est déterminée avec l'aide des simulations selon le modèle de Glauber. Le tableau IV.2 résume les équivalences entre les classes de centralité utilisées dans cette analyse<sup>7</sup> et le nombre de collisions binaires correspondant (également le nombre de participants de la collision).

### Le rapport des facteurs de modification nucléaire

Le rapport  $R_{CP}$  est le rapport du facteur nucléaire dans une classe centrale au facteur de modification nucléaire de la classe la plus périphérique. Ce rapport est défini par la formule :

$$R_{CP} = \frac{R_{AuAu}^C}{R_{AuAu}^P} \quad (\text{IV.6})$$

<sup>7</sup>Les équivalences pour des classes de centralité différentes sont résumées de façon plus détaillée dans le tableau 2 de l'annexe à la page 159

Classe de centralité	Nombre de collision $N_{Coll}$	Nombre de participant $N_{part}$
0-20 %	$779 \pm 76$	$279,9 \pm 4,1$
20-40 %	$297 \pm 31$	$140,4 \pm 4,6$
40-93 %	$45,4 \pm 7,4$	$32,3 \pm 3,1$
40-60 %	$90,7 \pm 11,9$	$60,0 \pm 3,6$
60-93 %	$15,3 \pm 4,4$	$13,9 \pm 2,7$

TAB. IV.2 – Nombre moyen de collisions binaires et nombre moyen de nucléons participants, pour chaque classe de centralité des collisions or-or.

où C représente la classe de centralité étudiée et P est la classe la plus périphérique. Ce rapport ne dépend plus des mesures en proton-proton, il montre l'évolution du signal en fonction de la centralité dans le même système de collision.

### Combinaison des résultats mesurés indépendamment

Les bras sud et nord mesurent le signal dans le même intervalle de rapidité ( $1,2 < |y| < 2,2$ ). Dans les collisions or-or, la production du  $J/\psi$  est symétrique. Les deux bras mesurent ainsi la même quantité physique. La meilleure estimation de cette quantité physique est une moyenne pondérée de ces deux mesures N et S (cf. annexes à la page 166) :

$$\text{Moyenne pondérée} = \frac{w_n \times N + w_s \times S}{w_n + w_s} \quad \text{où } w_i = 1/(\sigma_{stat}^2 + \sigma_{syst}^2) \quad (\text{IV.7})$$

$\sigma_{stat}$  est l'erreur statistique de la mesure considérée et  $\sigma_{sys}$  est l'erreur systématique. L'erreur associée est alors :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sigma_N^2 \times \sigma_S^2}{\sigma_N^2 + \sigma_S^2}} \quad (\text{IV.8})$$

avec  $\sigma_{N/S}^2 = (\sigma_{stat}^2 + \sigma_{syst}^2)_{N/S}$  l'erreur totale (statistique et systématique) des mesures dans le bras N ou S.

### Signal différentiel mesuré dans les collisions proton-proton et deuton-or

Les analyses des prises de données précédentes [34] du RUN3 ont permis de mesurer le signal différentiel pour les collisions proton-proton et deuton-or. Pour les collisions deuton-or, le bras sud (à  $y = -1,7$ ) est dans la direction incidente du noyau d'or et le bras nord (à  $y = 1,7$ ) est dans celle de deuton :

$$BdN/dy(pp) = (0,595 \pm 0,039 + 0,051 - 0,059) \times 10^{-6} \quad (\text{IV.9})$$

$$BdN/dy(dAu, y = -1,7) = (0,705 \pm 0,030 + 0,089 - 0,102) \times 10^{-6} \quad (\text{IV.10})$$

$$BdN/dy(dAu, y = 1,7) = (0,473 \pm 0,019 + 0,059 - 0,067) \times 10^{-6} \quad (\text{IV.11})$$

Une erreur asymétrique est introduite par les coïncidences fortuites qui ne peuvent qu'augmenter les efficacités apparentes du MuID. Les incertitudes de normalisation globale (comptage du nombre de collisions), de 10 % et de 6 % pour proton-proton et deuton-or respectivement, ne sont pas incluses dans ces résultats. Ces incertitudes proviennent de la mesure de la luminosité.

### IV.3.2 Production du $J/\psi$ en fonction de la centralité

Le tableau IV.3 résume le calcul de  $\text{BdN/dy}$  et  $R_{AuAu}$  pour quatre classes de centralité pour les deux bras séparément.

Centralité	Signal extrait	Acc.eff (%) syst 12 %	BdN/dy ( $\cdot 10^{-5}$ )	$R_{AuAu}$
S 0-20 %	$1343,4 \pm 140,9 \pm 387,6$	$3,39 \pm 0,11$	$18,6 \pm 2,04 \pm 5,82$	$0,40 \pm 0,04 \pm 0,13$
N	$517,5 \pm 118,2 \pm 365$	$1,86 \pm 0,07$	$12,4 \pm 2,88 \pm 8,90$	$0,27 \pm 0,06 \pm 0,19$
S 20-40 %	$1229,3 \pm 86,5 \pm 292,9$	$5,27 \pm 0,13$	$11,0 \pm 0,82 \pm 2,93$	$0,62 \pm 0,05 \pm 0,18$
N	$675,4 \pm 71,1 \pm 208,5$	$3,88 \pm 0,10$	$7,77 \pm 0,84 \pm 2,57$	$0,44 \pm 0,05 \pm 0,15$
S 40-60 %	$631,9 \pm 41,4 \pm 94,7$	$6,42 \pm 0,14$	$4,63 \pm 0,32 \pm 0,89$	$0,86 \pm 0,06 \pm 0,20$
N	$406,1 \pm 35,5 \pm 68,1$	$5,55 \pm 0,12$	$3,27 \pm 0,29 \pm 0,67$	$0,61 \pm 0,05 \pm 0,15$
S 60-93 %	$204,9 \pm 19,6 \pm 19,4$	$7,24 \pm 0,12$	$0,81 \pm 0,07 \pm 0,12$	$0,93 \pm 0,08 \pm 0,30$
N	$159,6 \pm 15,6 \pm 13,5$	$6,63 \pm 0,10$	$0,65 \pm 0,06 \pm 0,09$	$0,75 \pm 0,07 \pm 0,24$

TAB. IV.3 – Calcul de  $\text{BdN/dy}$  par unité de rapidité et de  $R_{AuAu}$  pour quatre classes de centralité pour les deux bras séparément. Les erreurs présentées sont statistiques et systématiques. Les erreurs sur le nombre moyen de collisions binaires sont incluses dans le calcul de  $R_{AuAu}$ . Les incertitudes liées aux mesures en proton-proton pour  $R_{AuAu}$ , ainsi que les incertitudes liées à la normalisation des collisions or-or ne sont pas incluses.

Les erreurs de  $\text{BdN/dy}$  sont calculées à partir des erreurs statistiques du signal extrait par classe de centralité et de celles des corrections d'acceptance et d'efficacité liées aux simulations dans la classe de centralité donnée. Les incertitudes systématiques sont liées également aux incertitudes systématiques du signal extrait, ainsi qu'aux incertitudes sur les corrections d'acceptance et d'efficacité (12 % voir chapitre III.3.2 à la page 95).

Pour  $R_{AuAu}$ , les erreurs statistiques calculées prennent en compte les erreurs statistiques liées au signal extrait et aux corrections d'acceptance et d'efficacité dans une classe de centralité donnée. Les incertitudes systématiques sont estimées à partir des incertitudes systématiques du signal extrait, des corrections d'acceptance et d'efficacité et du nombre de collisions binaires de la classe de centralité donnée.

Les incertitudes systématiques liées aux nombres de collisions binaires dominant pour les classes périphériques, alors que dans les classes centrales, ce sont les incertitudes liées au signal extrait qui dominant dans l'incertitude systématique totale.

Les incertitudes globales liées à la normalisation (nombre d'événements ou de collisions) sont de 2 % pour l'étude du système or-or, elles ne sont pas incluses dans les calculs. Les incertitudes liées aux mesures en proton-proton sont de l'ordre de 11,3 % (+10,80 % – 11,85 %) auxquelles s'ajoutent 10 % liés à la normalisation. Elles ne sont pas non plus incluses dans les calculs de  $R_{AuAu}$ .

Le tableau IV.4 donne le signal différentiel obtenu en moyennant le signal différentiel des bras sud et nord pour les collisions or-or à 200 GeV pour quatre classes de centralité en utilisant la formule IV.7. Le tableau IV.3 montre que les mesures du signal différentiel avec les bras nord et sud différent, en restant toutefois compatibles à  $1,6 \sigma$ . Cette différence de signal n'est pas encore comprise aujourd'hui. En effet, les collisions or-or étant symétriques, une production symétrique des  $J/\psi$  dans les deux bras est attendue. Les valeurs moyennes du signal différentiel doivent prendre en compte cette incertitude : une incertitude dite N/S (nord/sud) de  $30 \%/ \sqrt{12}$  pour

chaque valeur moyennée est ajoutée. Cette erreur reste toutefois petite ( $\sim 9\%$ ) devant les autres sources d'incertitudes (systématiques liées au signal extrait ou aux nombres de collisions binaires par exemple).

classe de centralité	BdN/dy ( $\cdot 10^{-5}$ )	$R_{AuAu}$	$R_{CP}$
0-20 %	$16,7 \pm 1,67 \pm 4,87$	$0,36 \pm 0,04 \pm 0,11$	$0,44 \pm 0,05 \pm 0,14$
20-40 %	$9,19 \pm 0,59 \pm 1,93$	$0,52 \pm 0,03 \pm 0,12$	$0,63 \pm 0,05 \pm 0,16$
40-60 %	$3,78 \pm 0,21 \pm 0,54$	$0,70 \pm 0,04 \pm 0,14$	$0,85 \pm 0,08 \pm 0,17$
60-93 %	$0,71 \pm 0,05 \pm 0,08$	$0,83 \pm 0,06 \pm 0,24$	

TAB. IV.4 – Calcul de  $BdN/dy$ ,  $R_{AuAu}$  et  $R_{CP}$  pour quatre classes de centralité pour les deux bras. Les erreurs présentées sont respectivement statistiques et systématiques. Les incertitudes systématiques ne prennent pas en compte l'incertitude N/S. Les incertitudes liées aux mesures proton-proton ne sont pas incluses dans l'incertitude systématique de  $R_{AuAu}$ . Les incertitudes sur le nombre moyen de collisions binaires sont incluses dans le calcul de  $R_{AuAu}$ . Dans le calcul des rapports  $R_{CP}$ , la contribution des incertitudes liées à  $N_{coll}$  pour la classe de centralité étudiée est prise en compte, la contribution de cette incertitude pour la classe périphérique 60-93 % ( $\sim 28,76\%$ ) étant commune à tous les points, elle est considéré comme une incertitude globale.

La figure IV.10 présente les facteurs de modification nucléaire  $\mathbf{R}_{AuAu}$  pour les collisions or-or pour quatre classes de centralité différentes en fonction du nombre de collisions binaires. Le facteur de modification nucléaire pour les collisions deuton-or (losange noir) a été ajouté à la figure afin de comparer la suppression observée dans les collisions or-or et la suppression due aux effets nucléaires froids.

Les incertitudes liées aux mesures en proton-proton sont représentées par la barre verticale grise ( $\sim 11,30\%$  et  $10\%$  dû à la normalisation soit  $15,10\%$  au total). Les incertitudes liées aux mesures en deuton-or sont représentées par la barre verticale noire ( $5,7\%$  de normalisation). Enfin, les incertitudes liées aux mesures en or-or sont représentées par la barre verticale violette ( $8,70\%$  pour la différence N/S et  $2\%$  dus à la détermination de la luminosité soient  $8,90\%$ ).

**Une suppression d'un facteur trois de la production est observée dans les collisions les plus centrales par rapport à la simple proportionalité avec le nombre de collisions binaires (représentée par la droite horizontale  $\mathbf{R}_{AA} = 1$ ).**

La figure IV.11 montre le rapport des facteurs de modification nucléaire  $\mathbf{R}_{CP}$  en fonction de la centralité. Les incertitudes liées à  $N_{coll}$  de la classe périphérique sont représentées par la barre verticale noire, elles sont communes à tous les points. Les incertitudes liées à  $N_{coll}$  dans les autres classes de centralité sont incluses dans les incertitudes systématiques représentées par les barres pointillées sur chaque point.

**Une diminution de la production est observée dans les classes centrales par rapport à la classe périphérique : de  $15\%$  de la classe 40-60 % à  $56\%$  dans la classe la plus centrale.**



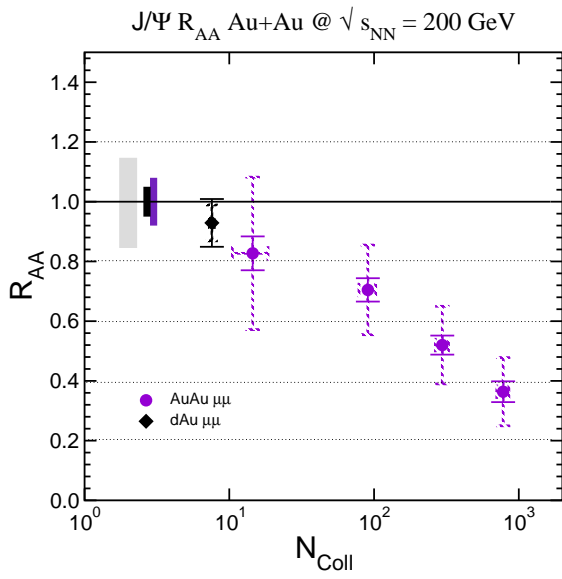


FIG. IV.10 – Facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  en fonction du nombre de collisions binaires. Les cercles représentent le facteur de modification nucléaire pour les collisions or-or  $R_{AuAu}$  pour les quatre échantillons de centralité. Le losange représente le facteur de modification nucléaire pour les collisions deuton-or  $R_{dAu}$ . Les erreurs systématiques globales sont représentées par les barres verticales en noir et en violet pour les points deuton-or et or-or respectivement, les incertitudes liées aux mesures en proton-proton (qui sert de normalisation) sont représentées par la barre grise.

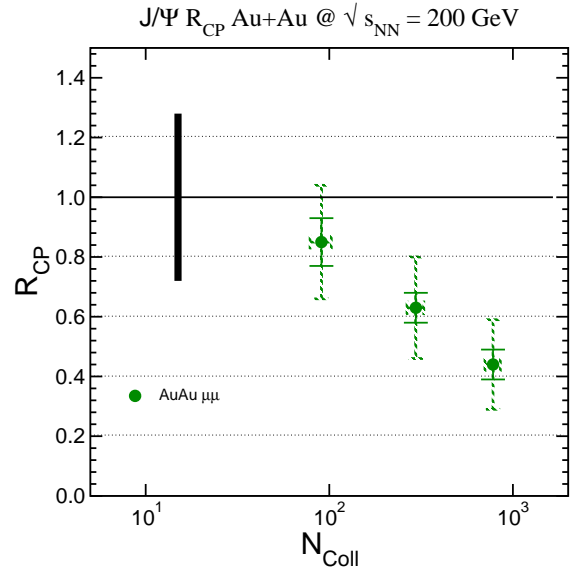


FIG. IV.11 – Rapports des facteurs de modification nucléaire  $R_{CP}$  pour trois classes de centralité en fonction du nombre de collisions binaires dans les collisions or-or. L'incertitude liée au nombre de collisions binaires pour la classe périphérique (40-93 %) est représentée par la barre verticale noire (28,8 %), elle est relative et commune à tous les points de mesure. Les erreurs systématiques sont représentées par les barres pointillés sur chaque point de mesure. Elles incluent les incertitudes statistiques, ainsi que les incertitudes sur  $N_{coll}$  des différentes classes de centralité étudiées.

Définissons un rapport  $R$  en fonction de la centralité par :

$$R(N_{part}) = \frac{(BdN/dy)_{AuAu} \times \langle N_{part} \rangle_{pp}}{\langle N_{part} \rangle_{AuAu} \times (BdN/dy)_{pp}} \quad (IV.12)$$

Ce rapport montre alors l'évolution de la production de  $J/\psi$  suivant le nombre moyen de nucléons participants à la collision et non du nombre moyen de collisions binaires. Le tableau IV.5 résume les différentes valeurs de ce nouveau rapport. La figure de gauche de IV.12 montre l'évolution de ce rapport en fonction de la centralité (ici en fonction de  $N_{part}$ ). Les incertitudes liées aux mesures en proton-proton sont représentées par la barre verticale grise, celles liées aux mesures en or-or par la barre verticale violette.

Dans les barres d'erreur, ce rapport semble plat en fonction de la centralité. Ce résultat n'est cependant pas confirmé par les mesures à rapidité nulle obtenue dans l'analyse des  $J/\psi$  dans le canal diélectron par PHENIX à  $|y| < 0,35$  comme le montre la figure IV.13 (figure réalisée à partir des valeurs de la note d'analyse [49]).

Centralité	0-20 %	20-40 %	40-60 %	60-93 %
$R(N_{part})$	$2,01 \pm 0,20 \pm 0,59$	$2,21 \pm 0,14 \pm 0,47$	$2,12 \pm 0,12 \pm 0,33$	$1,65 \pm 0,11 \pm 0,33$

TAB. IV.5 –  $R(N_{part})$  pour quatre classes de centralité pour les deux bras. Les erreurs présentées sont respectivement statistiques et systématiques.

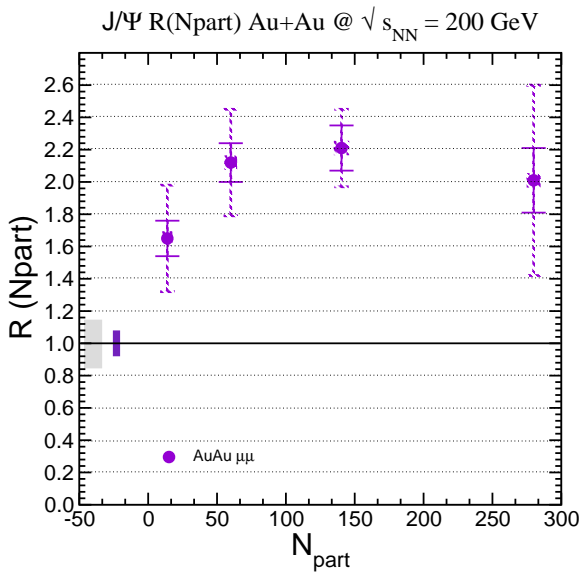


FIG. IV.12 –  $R(N_{part})$  en fonction du nombre de participants. Les incertitudes systématiques liées aux mesures en proton-proton sont représentées par la barre verticale grise, celles liées aux mesures en or-or par la barre verticale violette.

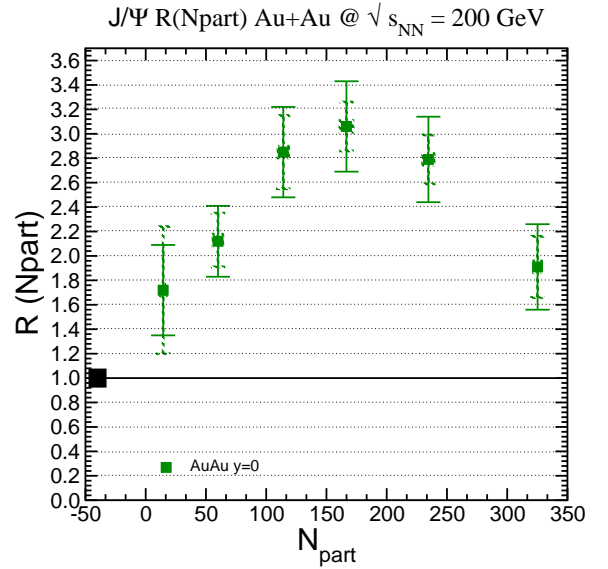


FIG. IV.13 –  $R(N_{part})$  en fonction du nombre de participants des mesures à rapidité nulle. Les incertitudes sur le nombre de participants sont incluses dans les erreurs systématiques. Les incertitudes systématiques liées aux mesures en proton-proton sont représentées par la barre verticale noire.

### IV.3.3 Production de $J/\psi$ en fonction de la rapidité

#### IV.3.3.1 $BdN/dy$ et $R_{AuAu}$ par unité de rapidité en fonction de la rapidité

Le tableau IV.7 résume le calcul de  $BdN/dy$  et de  $R_{AuAu}$  pour différentes classes de centralité et de rapidité. La formule IV.4 a été utilisée pour le calcul de  $BdN/dy$  et IV.5 pour le calcul de  $R_{AuAu}$ .

Les corrections dites *up-down* (voir annexes V.5 à la page 167) pour prendre en compte la distribution des  $J/\psi$  dans l'intervalle de rapidité considéré sont résumées dans le tableau IV.6.

$ y $	1,95	1,45	0
up-down	1,004	1,003	0

TAB. IV.6 – Les corrections up-down à appliquer sur le signal en fonction de la classe de rapidité considérée afin de rendre compte de la taille des classes de rapidité utilisées. Elles sont inférieures à 4‰.

Les erreurs statistiques sur  $BdN/dy$  sont déterminées à partir des erreurs statistiques sur le signal extrait et les corrections d'acceptance et d'efficacité, les incertitudes systématiques proviennent des corrections d'acceptance et d'efficacité (12 %) et de l'extraction du signal. Cette dernière est dominante pour les interactions les plus centrales.

Dans les calculs de  $R_{AA}$ , les incertitudes statistiques du calcul sont déterminées par les erreurs liées à l'extraction du signal. Les incertitudes systématiques prennent en compte les incertitudes systématiques liées à l'extraction du signal, les contributions statistique et systématique des corrections d'acceptance et d'efficacité et l'incertitude sur le nombre de collisions binaires pour chaque classe de centralité donnée.

En outre, les incertitudes liées aux mesures <sup>8</sup> du  $(BdN/dy)_{pp}$  sont de 12,40 % pour  $|y| = 1,95$  (+11,89 % – 12,84 %) et  $|y| = 1,45$  (+11,88 % – 12,81 %) et ne sont pas incluses dans l'erreur systématique de  $R_{AuAu}$ . À cela, une incertitude de normalisation dans les mesures en proton-proton de 10 % doit également être ajoutée.

Les points de mesure dans le bras central à rapidité nulle sont extraits de l'analyse des  $J/\psi$  se désintégrant dans le canal diélectron, les valeurs sont détaillées dans la note [49]. Les valeurs sont résumées dans le tableau 3 de l'annexe à la page 168.

Les figures IV.14 et IV.15 montrent  $BdN/dy$  et  $R_{AuAu}$  en fonction de la rapidité pour trois classes de centralité. Le signal différentiel mesuré à rapidité positive est inférieur au signal mesuré à rapidité négative, ceci illustre la différence observée dans les mesures dans le bras nord ( $y > 0$ ) et sud ( $y < 0$ ). Cet effet est également visible dans les facteurs de modifications nucléaires  $R_{AuAu}$ .

Pour se rendre compte de la largeur de ces distributions, nous effectuons un ajustement de la distribution des  $J/\psi$  en fonction de la rapidité pour les trois classes de centralité par une fonction gaussienne de largeur libre. Un ajustement par trois gaussiennes de même largeur sur tous les points simultanément (figure IV.16) est également effectué. Les résultats de ces ajustements sont résumés dans le tableau IV.8 qui montre que le fait de forcer les trois fonctions gaussiennes à

<sup>8</sup>Ces incertitudes comportent l'incertitude statistique et systématique des mesures dans les collisions proton-proton. L'incertitude statistique n'étant pas incluse dans l'incertitude du calcul de  $R_{AuAu}$ , elle est prise en compte dans ce terme.

Cent	y	Signal extrait	Acc.eff (%) (syst 12 %)	BdN/dy ( $10^{-5}$ )	$R_{AuAu}$
40-93	-1,95	416,6 ± 31 ± 41,1	7,95 ± 0,14	1,87 ± 0,14 ± 0,29	0,93 ± 0,07 ± 0,20
	-1,45	475,6 ± 32,8 ± 104,7	6,14 ± 0,12	2,75 ± 0,20 ± 0,69	0,76 ± 0,05 ± 0,24
	1,45	307,9 ± 27,7 ± 36	5,40 ± 0,09	1,92 ± 0,18 ± 0,32	0,53 ± 0,05 ± 0,12
	1,95	278,5 ± 27,1 ± 49,9	7,31 ± 0,12	1,29 ± 0,13 ± 0,28	0,64 ± 0,06 ± 0,17
20-40	-1,95	669,5 ± 59,4 ± 282,8	6,30 ± 0,22	9,98 ± 0,95 ± 4,38	0,76 ± 0,07 ± 0,34
	-1,45	729,5 ± 62,9 ± 119,9	4,49 ± 0,16	15,29 ± 1,43 ± 3,11	0,64 ± 0,06 ± 0,15
	1,45	482,7 ± 50,8 ± 217,8	3,50 ± 0,13	12,31 ± 1,37 ± 5,75	0,52 ± 0,06 ± 0,48
	1,95	323,5 ± 49,8 ± 294,1	4,45 ± 0,16	6,49 ± 1,03 ± 5,96	0,50 ± 0,08 ± 0,46
0-20	-1,95	847,9 ± 95,8 ± 478,2	3,48 ± 0,11	22,91 ± 2,81 ± 13,2	0,66 ± 0,08 ± 0,39
	-1,45	888,7 ± 103,4 ± 197,9	3,38 ± 0,15	24,75 ± 3,07 ± 6,26	0,40 ± 0,05 ± 0,11
	1,45	351,1 ± 80,1 ± 217,8	1,84 ± 0,09	17,09 ± 3,99 ± 10,8	0,27 ± 0,06 ± 0,17
	1,95	374,1 ± 87 ± 294,1	1,95 ± 0,11	17,13 ± 4,10 ± 13,6	0,50 ± 0,12 ± 0,40

TAB. IV.7 – Calcul de BdN/dy et de  $Bd\sigma/dy$  par unité de rapidité pour quatre classes de rapidité et pour trois classes de centralité (0-20 %, 20-40 % et 40-93 %). Les erreurs présentées sont respectivement statistiques et systématiques. Les corrections up-down ne sont pas appliquées dans ce tableau (inférieures à 4‰).

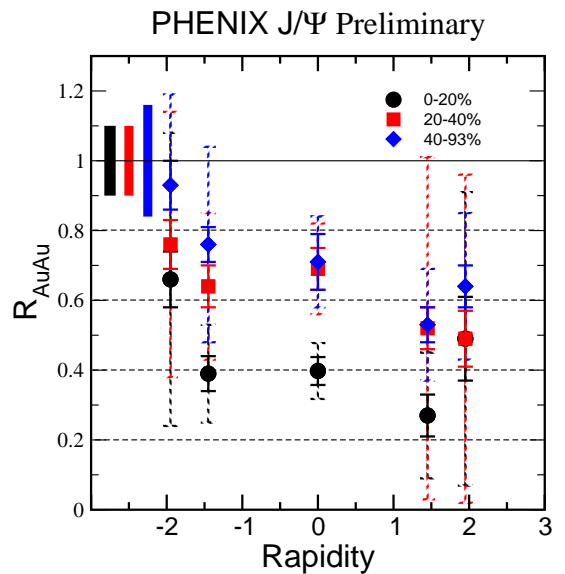
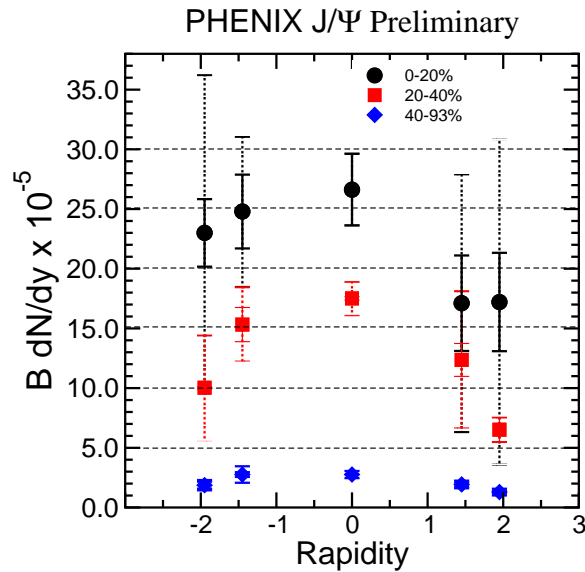


FIG. IV.14 – Signal différentiel BdN/dy en fonction de la rapidité pour trois classes de centralité : 0-20 % (cercles noirs), 20-40 % (carrés rouges) et 40-93 % (losanges bleus). Les erreurs systématiques sont représentées par les barres pointillées. Une erreur globale de 2 % liée à la normalisation en or-or n'est pas représentée, elle est relative et commune à tous les points.

FIG. IV.15 – Facteur de modification nucléaire  $R_{AuAu}$  en fonction de la rapidité pour 3 classes de centralité : 0-20 % (cercles noirs), 20-40 % (carrés rouges) et 40-93 % (losanges bleus). Les erreurs systématiques globales dues aux mesures proton-proton sont incluses dans les erreurs systématiques de chaque point (16,90 % pour le point à rapidité nulle et  $\sim 12,40$  % pour les autres.)

avoir la même largeur (ajustement simultané) ne dégrade pas la qualité de l'ajustement.

Dans les barres d'erreurs, nous n'observons pas de changement de la forme en rapidité en fonction de la centralité.

	Largeur ( $\sigma$ )	$\chi^2/ndf$
0-20 %	$2,61 \pm 2,54$	0,21
20-40 %	$1,85 \pm 0,53$	0,41
40-93 %	$1,82 \pm 1,00$	1,39
Simultané	$1,90 \pm 0,32$	0,55

TAB. IV.8 – Résultats des ajustements par une fonction gaussienne de la distribution de  $BdN/dy$  en fonction de la rapidité. Les ajustements par trois fonctions indépendantes pour les trois classes de centralité montrent une largeur compatible dans les erreurs de l'ajustement. De plus l'ajustement simultané montre un bon  $\chi^2$  par degré de liberté avec une largeur intermédiaire aux trois ajustements indépendants.

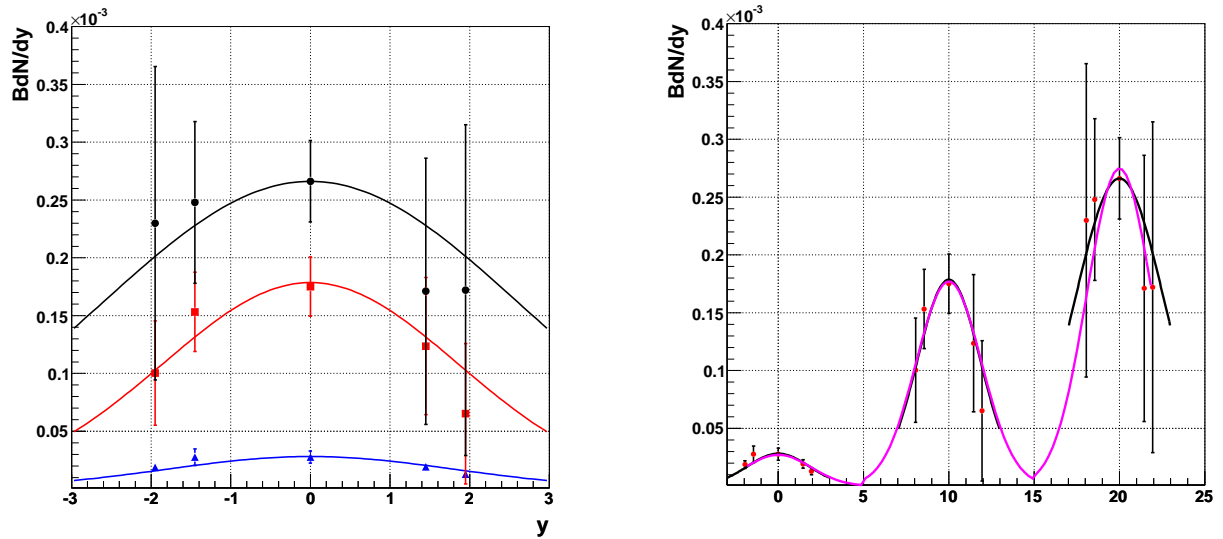


FIG. IV.16 – Ajustement des distributions  $BdN/dy$  par des gaussiennes. Gauche : Ajustement par trois fonctions gaussiennes indépendantes. Droite : Ajustement simultané de trois gaussiennes (rose) de même largeur (l'axe des abscisses est arbitraire ici, pour chaque classe de centralité, les intervalles de rapidité sont respectés).

Enfin, le tableau IV.9 résume le rapport  $R_{CP}$  des facteurs de modification nucléaire  $R_{(0-20/40-93)}$  et  $R_{(20-40/40-93)}$  en fonction de la rapidité. Les incertitudes liées aux nombres de collisions binaires sont indépendantes de la rapidité et ne sont pas incluses dans les erreurs systématiques des  $R_{CP}$ . L'incertitude de  $N_{coll}$  de la classe périphérique 40-93 % est de 16,30 %, elle est globale à tous les rapports  $R_{CP}$ . Les incertitudes de  $N_{coll}$  des classes 0-20 % et 20-40 % sont de 9,76 % et 10,44 % respectivement.

La figure IV.17 montre les rapports des facteurs de modification nucléaire  $R_{CP}$  en fonction de la rapidité. Les erreurs en pointillées représentent les erreurs statistiques et systématiques de chaque point. Les incertitudes globales sont représentées par les barres verticales. Les barres d'erreur pointillées représentent les incertitudes statistiques et systématiques.

Les incertitudes de ces rapports ne permettent pas d'observer de changement du spectre en rapidité en fonction de la centralité (conformément à ce que nous avons déduit des ajustements de IV.16). Les rapports  $R_{CP}$  de la classe 20-40 % sont compatibles avec l'unité. Dans la classe la plus centrale (0-20 %) les rapports à  $|y| < 1,7$  sont significativement inférieurs à l'unité ce qui semble moins vrai pour les rapports à  $|y| > 1,7$ .

Néanmoins au regard des incertitudes de ces rapports et de la statistique (ne permettant pas d'avoir des points de mesure avec des intervalles en rapidité plus petits), **il est difficile de déduire que la suppression de la production de  $J/\psi$  est plus importante dans les zones à rapidité proche de zéro.**

Rapidité	$R_{CP}$ 20-40/40-93 %	$R_{CP}$ 0-20/40-93 %
-1,95	$0,82 \pm 0,08 \pm 0,38$	$0,71 \pm 0,09 \pm 0,43$
-1,45	$0,83 \pm 0,08 \pm 0,27$	$0,52 \pm 0,07 \pm 0,19$
0	$0,97 \pm 0,14 \pm 0,11$	$0,56 \pm 0,09 \pm 0,08$
1,45	$0,97 \pm 0,12 \pm 0,48$	$0,51 \pm 0,12 \pm 0,34$
1,95	$0,77 \pm 0,13 \pm 0,72$	$0,77 \pm 0,19 \pm 0,64$

TAB. IV.9 – Calcul du facteur  $R_{CP}$  en fonction de la rapidité pour les classes 0-20 et 20-40 %. Les erreurs sur les points ne prennent pas en compte les incertitudes liées aux nombres de collisions binaires, qui sont indépendantes de la rapidité. Les  $R_{CP}$  de la classe 20-40 % ont une erreur globale de 10,44 %, et les  $R_{CP}$  de la classe 0-20 % ont une incertitude de 9,76 %. A cela, une incertitude de 16,30 % due au nombre moyen de collisions binaires pour la classe périphérique (40-93 %) doit être ajoutée.

### IV.3.3.2 Section efficace totale

De manière générale, la section efficace différentielle de la production de méson  $J/\psi$  en fonction de la rapidité est donnée par :

$$B \frac{d\sigma}{dy} = \frac{dN_{J/\psi}/dy}{\mathcal{L} \cdot (\text{Acc.Eff})|_{dy} \cdot \epsilon_{BBC}^{J/\psi} \cdot \delta y} \quad (\text{IV.13})$$

où :

- B est le rapport de branchement pour la désintégration du  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,
- $dN_{J/\psi}/dy$  est le nombre de  $J/\psi$  reconstruits dans l'intervalle de rapidité  $dy$ ,
- $(\text{Acc.Eff})|_{dy}$  est l'acceptance multipliée par l'efficacité dans l'intervalle de rapidité  $dy$ ,
- $\delta y$  est la taille de l'intervalle de rapidité,
- $\epsilon_{BBC}^{J/\psi}$  est l'efficacité du trigger BBCLL1 pour les événements contenant un  $J/\psi$ ,
- $\mathcal{L}$  est la luminosité  $\mathcal{L} = \frac{N_{MB}}{\sigma_{AuAu} \cdot \epsilon_{BBC}^{MB}}$  (voir le chapitre II.3).

Le tableau IV.10 résume les valeurs de  $BdN/dy$  et de  $Bd\sigma_{J/\psi}/dy$  pour toutes les classes de centralité confondues (MB) en utilisant les formules :

$$B \frac{dN}{dy}|_{0-92\%} = \frac{1}{0,92} \times \left( B \frac{dN}{dy}|_{0-20\%} \times 0,20 + B \frac{dN}{dy}|_{20-40\%} \times 0,20 + B \frac{dN}{dy}|_{40-92\%} \times 0,52 \right)$$

$$B \frac{d\sigma}{dy} = B \frac{dN}{dy}|_{0-92\%} \times \sigma^{AuAu}$$

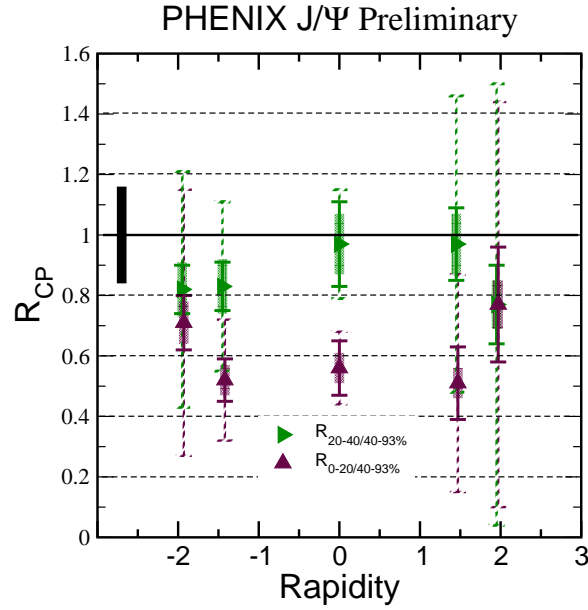


FIG. IV.17 – Facteur de modification nucléaire  $R_{CP}$  en fonction de la rapidité. Les barres d'erreur pointillées de chaque point contiennent les contributions statistiques et systématiques. Les incertitudes liées aux nombres de collisions binaires sont contenues dans les erreurs globales représentées par les barres verticales : les incertitudes de  $N_{coll}$  de la classe périphérique 40-93 % sont représentées par la barre noire, elle est commune à tous les rapports  $R_{CP}$ . Les incertitudes de  $N_{coll}$  des classes 0-20 % et 20-40 % communes aux rapports des classes 0-20 et 20-40 % respectivement sont représentées par les barres violettes et vertes sur chaque point.

Rapidité $y$	$BdN/dy$ ( $\cdot 10^{-5}$ )	$Bd\sigma/dy$ (mb)
-1,95	$7,60 \pm 1,32 \pm 5,78$	$0,52 \pm 0,09 \pm 0,40$
-1,45	$9,48 \pm 1,62 \pm 4,22$	$0,65 \pm 0,11 \pm 0,29$
0	$10,71 \pm 0,71 \pm 0,79$	$0,73 \pm 0,05 \pm 0,05$
1,45	$7,28 \pm 2,00 \pm 6,18$	$0,50 \pm 0,13 \pm 0,42$
1,95	$5,71 \pm 1,73 \pm 7,26$	$0,39 \pm 0,11 \pm 0,50$

TAB. IV.10 – Calcul de  $BdN/dy$  et de  $Bd\sigma/dy$  par unité de rapidité pour cinq classes de rapidité pour toutes les classes de centralité confondues (MB). Les valeurs à rapidité non nulle correspondent aux mesures dans les bras dimuons, la valeur pour  $y = 0$  a été mesurée en diélectrons dans les bras centraux. Les erreurs présentées sont respectivement statistiques et totales (les erreurs totales contiennent les erreurs statistiques et systématiques). Les corrections up-down ont été appliquées.

La section efficace totale  $B\sigma_{AuAu \rightarrow J/\psi}$  est obtenue grâce à un ajustement des points de mesure avec différentes formes de distribution en rapidité obtenues grâce au générateur PYTHIA, en utilisant différentes fonctions de distribution des partons dans le noyau incident. Les différentes paramétrisations utilisées sont : GRV98LO, GRV98LO, NRQCD-MRSTHO, NRQCD-CTEQ5M. Une distribution en rapidité gaussienne est également utilisée (voir la figure IV.18). Les résultats sont résumés dans le tableau IV.11 et montrent une variation maximale de 20 % entre les différentes distributions, cette variation est incluse dans l'incertitude systématique. Les incertitudes globales liées à la section efficace de collision or-or inélastiques ( $\sigma^{AuAu}$  [8]) sont de 8 %.

Distribution	Section eff (mb)
Gaussienne	$3,64 \pm 0,25$
GRV98LO	$3,15 \pm 0,21$
GRV94HO	$2,94 \pm 0,20$
NRQCD - MRSTHO	$3,29 \pm 0,22$
NRQCD - CTEQ5M	$3,88 \pm 0,26$

TAB. IV.11 – Section efficace totale déterminée avec différentes paramétrisations des formes de distribution en rapidité. La fonction gaussienne (de largeur 2,13) utilisée comme fonction d'ajustement n'est cependant pas considérée comme une distribution physique.

Nous obtenons :

$$\begin{array}{l}
 B \times \sigma_{AuAu}^{J/\psi} = 3,15 \pm 0,21 \pm 0,94 \text{ mb} \\
 \text{soit} \\
 \sigma_{AuAu}^{J/\psi} = 53,39 \pm 3,56 \pm 15,93 \text{ mb avec } B = 5,90 \%
 \end{array}
 \quad (IV.14)$$

Le paramètre  $\alpha$  représentant la dépendance en nombre de masse de la section efficace de production du  $J/\psi$ , est défini comme (les calculs sont détaillés dans l'annexe à la page 170) :

$$\sigma_{AuAu}^{J/\psi} = \sigma_{pp}^{J/\psi} \times (197)^{2\alpha}$$

Avec  $B \times \sigma_{AuAu}^{J/\psi} = 3,15 \pm 0,21 \pm 0,94 \text{ mb}$  et  $B \times \sigma_{pp}^{J/\psi} = 154,1 \pm 11,7 \pm 15,4 \text{ nb}$ , nous obtenons :

$$\alpha = 0,940 \pm 0,010 \pm 0,030 \quad (IV.15)$$

#### IV.3.4 Production de $J/\psi$ en fonction de l'impulsion transverse $p_t$

Le tableau IV.13 résume les calculs du signal différentiel  $1/2\pi p_t B d^2N/dydp_t$  et du facteur de modification nucléaire  $R_{AuAu}$  pour trois classes de centralité et pour cinq classes d'impulsion transverse pour les deux bras séparément. Le facteur  $2\pi p_t \delta p_t \delta y$  se calcule avec  $\delta p_t = 1 \text{ GeV}/c$ ,  $\delta y = 1$  et  $p_t$  est la valeur centrale de l'intervalle d'impulsion transverse considéré.

Les corrections up-down (voir l'annexe à la page 167) permettent de prendre en compte la distribution des  $J/\psi$  dans l'intervalle de  $p_t$  considéré. Elles sont résumées dans le tableau IV.12 pour chaque classe d'impulsion transverse. Ces valeurs sont calculées à l'aide d'un ajustement de



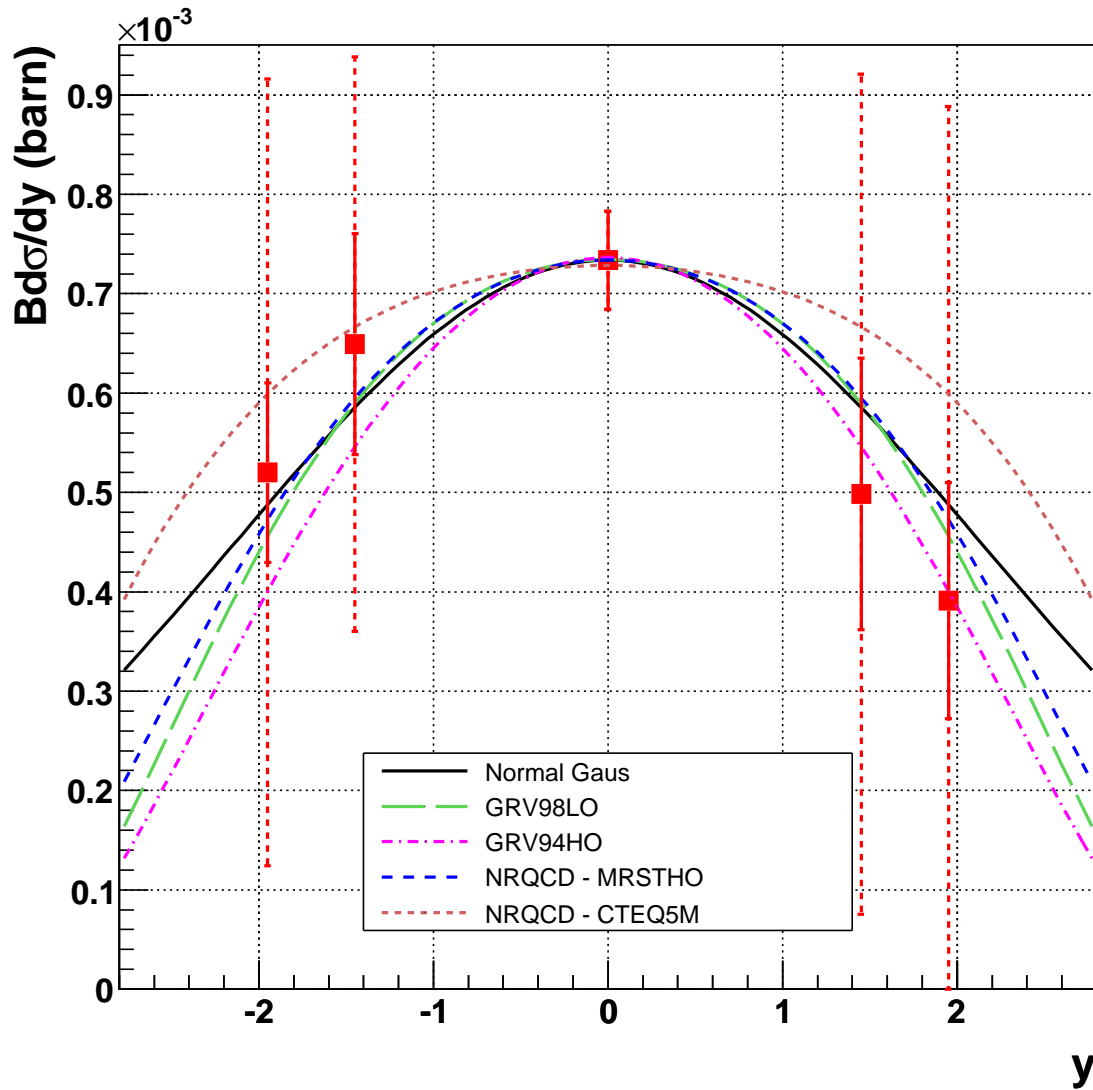


FIG. IV.18 – Section efficace différentielle ( $B \cdot d\sigma_{J/\psi}/dy$  en barn) en fonction de la rapidité. Les différentes fonctions utilisées pour un ajustement des points de mesure sont représentés par les différentes courbes : une fonction gaussienne (trait plein, noir), les paramétrisations GRV98LO (tiretés verts), GRV94HO (tiretés-pointillés violets), NRQCD-MRSTHO (pointillés bleus) et enfin NRQCD-CTEQ5M (petits pointillés roses).

$p_t$ (GeV/c)	0,5	1,5	2,5	3,5	4,5
up-down (40-92 %)	1,080	1,037	0,989	0,958	0,945
(0-20 et 20-40 %)	1,066	1,036	0,999	0,972	0,958
dN/dy pp ( $10^{-9}$ )	$83,3 \pm 11$ %	$25,8 \pm 12$ %	$4,43 \pm 27$ %	$1,35 \pm 39$ %	$0,21 \pm 80$ %

TAB. IV.12 – Les corrections up-down à appliquer sur le signal en fonction de l'impulsion transverse afin de rendre compte de la taille des classes d'impulsion transverse utilisées pour les classes 40-93 % et pour 0-20 et 20-40 % . La dernière ligne représente le signal différentiel dN/dy par classe d'impulsion transverse mesuré dans les collisions proton-proton et les incertitudes par classe de  $p_t$ .

fonction de la forme IV.16. Les valeurs des corrections pour la classe 0-20 % n'ont pas pu être mesurées, on appliquera les corrections de celles de la classe 20-40 % pour cette classe.

Les incertitudes statistiques du signal différentiel sont liées à l'extraction du signal et à la contribution statistique des simulations dans les corrections d'acceptance et d'efficacité. Les incertitudes systématiques sont liées au signal extrait ainsi qu'aux incertitudes sur les corrections d'acceptance et d'efficacité (de 12 %).

Les incertitudes statistiques dans le calcul de  $R_{AuAu}$  sont celles qui découlent du signal différentiel (statistiques du signal extrait et des corrections d'acceptance et d'efficacité). Les incertitudes systématiques sont celles qui découlent des incertitudes systématiques du signal différentiel (signal extrait et corrections d'acceptance et d'efficacité) et des incertitudes liées aux nombres de collisions binaires dans les classes de centralité données.

A cela, des incertitudes liées aux mesures de proton-proton doivent être ajoutées, (voir le tableau IV.12). Elles sont importantes pour les hauts  $p_t$  du fait de la faible statistique mesurée dans les collisions proton-proton.

Le tableau IV.14 résume les calculs du signal différentiel en moyennant le signal différentiel des bras sud et nord pour trois classes de centralités, en utilisant la formule IV.7. Les incertitudes N/S (différence entre le signal nord et sud) étant faibles devant les autres incertitudes, elles ne sont pas ajoutées dans le tableau.

La figure IV.19 montre les distributions du signal différentiel en fonction de l'impulsion transverse pour trois classes de centralité (0-20 % cercles noirs, 20-40 % carrés rouges et 40-93 % losanges bleus). Le signal différentiel augmente en fonction de la centralité. Toutefois, en comparant les trois distributions, une diminution de la production des  $J/\psi$  à très bas  $p_t$  (inférieure à 1 GeV/c) par rapport à la production des  $p_t$  intermédiaires est également observée pour les classes centrales (20-40 et 0-20 %).

Ces distributions sont ajustées avec une fonction phénoménologique de la forme IV.16. Les valeurs moyennes du carré de l'impulsion transverse  $\langle p_t^2 \rangle$  du  $J/\psi$  valent pour cette fonction  $\langle p_t^2 \rangle = B^2/4$  (cf. annexe à la page 171).

$$\frac{1}{2\pi p_t} \cdot \frac{B d^2 N}{dy dp_t} = A \times \left( 1 + \left( \frac{p_t}{B} \right)^2 \right)^{-6} \quad (\text{IV.16})$$

Les résultats des ajustements ainsi que les valeurs moyennes du carré de l'impulsion transverse sont résumés dans le tableau IV.15. Une comparaison des valeurs moyennes  $\langle p_t \rangle$  et  $\langle p_t^2 \rangle$  en sommant directement les valeurs par classes de  $p_t$  est également effectuée. Les valeurs moyennes de

Cent	$p_t$ GeV/c	Signal extrait	Acc.eff (%) (syst 12 %)	$1/2\pi p_t B d^2 N/dy dp_t$ ( $10^{-6}$ ) (GeV/c) $^{-2}$	$R_{AuAu}$
40-93	0,5	266,2 ± 27 ± 28	7,38 ± 0,17	2,20 ± 0,23 ± 0,35	0,59 ± 0,06 ± 0,13
		162,1 ± 23,1 ± 43,9	6,78 ± 0,15	1,38 ± 0,20 ± 0,41	0,37 ± 0,05 ± 0,12
	1,5	213,9 ± 28,4 ± 30	6,75 ± 0,13	0,91 ± 0,08 ± 0,14	0,78 ± 0,07 ± 0,17
		192,1 ± 24,2 ± 18,7	6,15 ± 0,11	0,58 ± 0,07 ± 0,09	0,50 ± 0,06 ± 0,11
	2,5	195,7 ± 18,7 ± 44,6	6,75 ± 0,20	0,32 ± 0,03 ± 0,08	1,62 ± 0,16 ± 0,49
		129,8 ± 15,7 ± 28,6	5,61 ± 0,16	0,25 ± 0,03 ± 0,06	1,23 ± 0,15 ± 0,36
	3,5	66,6 ± 10,2 ± 21,8	7,09 ± 0,47	0,07 ± 0,01 ± 0,03	1,19 ± 0,20 ± 0,46
		48,0 ± 8,8 ± 11	6,15 ± 0,39	0,06 ± 0,01 ± 0,01	0,94 ± 0,18 ± 0,29
	4,5	19,4 ± 5,4 ± 4,9	6,90 ± 1,31	0,01 ± 0,005 ± 0,005	1,78 ± 0,60 ± 0,57
		28,6 ± 6,4 ± 6,3	5,34 ± 2,44	0,02 ± 0,005 ± 0,005	2,10 ± 0,57 ± 0,62
20-40	0,5	198,9 ± 122,9 ± 282,8	5,88 ± 0,26	5,40 ± 1,40 ± 3,40	0,22 ± 0,06 ± 0,14
		82,4 ± 41,5 ± 87,5	4,34 ± 0,20	2,88 ± 1,46 ± 3,08	0,12 ± 0,06 ± 0,13
	1,5	528,2 ± 55,9 ± 81,6	5,19 ± 0,19	5,26 ± 0,59 ± 1,03	0,69 ± 0,08 ± 0,15
		282,2 ± 45,4 ± 70,1	3,66 ± 0,14	3,78 ± 0,63 ± 1,04	0,50 ± 0,08 ± 0,15
	2,5	369,9 ± 34,8 ± 122,4	4,62 ± 0,27	2,39 ± 0,27 ± 0,84	1,83 ± 0,20 ± 0,67
		242,6 ± 28,1 ± 110,7	3,74 ± 0,22	1,84 ± 0,24 ± 0,87	1,40 ± 0,18 ± 0,68
	3,5	143,5 ± 19,1 ± 29,1	5,38 ± 0,68	0,55 ± 0,10 ± 0,13	1,39 ± 0,25 ± 0,36
		89,3 ± 16,8 ± 58,5	4,55 ± 0,56	0,39 ± 0,09 ± 0,26	0,97 ± 0,22 ± 0,65
	4,5	66,9 ± 11,8 ± 13,7	9,31 ± 2,46	0,11 ± 0,04 ± 0,03	1,86 ± 0,59 ± 0,48
		28,6 ± 10,4 ± 11,2	3,53 ± 1,38	0,12 ± 0,07 ± 0,05	1,99 ± 1,06 ± 0,84
0-20	0,5	218,1 ± 82,7 ± 261	3,72 ± 0,21	9,35 ± 3,59 ± 11,2	0,14 ± 0,06 ± 0,17
		-66,0 ± 63,3 ± 77,7	1,91 ± 0,13	-5,25 ± 5,05 ± 6,21	0,08 ± 0,08 ± 0,096
	1,5	504,1 ± 90,1 ± 165,6	3,14 ± 0,15	8,31 ± 1,54 ± 2,91	0,41 ± 0,08 ± 0,15
		136,5 ± 71,0 ± 195,6	1,91 ± 0,11	3,51 ± 1,84 ± 5,05	0,17 ± 0,09 ± 0,25
	2,5	604,2 ± 56,2 ± 309,3	3,60 ± 0,25	5,02 ± 0,58 ± 2,64	1,45 ± 0,17 ± 0,78
		439,7 ± 49,2 ± 233,2	1,87 ± 0,16	6,66 ± 0,94 ± 3,62	1,93 ± 0,27 ± 1,06
	3,5	162,7 ± 31,7 ± 106,2	4,41 ± 0,63	0,77 ± 0,19 ± 0,51	0,73 ± 0,18 ± 0,49
		127,9 ± 32,1 ± 47,3	2,07 ± 0,39	1,22 ± 0,39 ± 0,48	1,16 ± 0,37 ± 0,45
	4,5	47,4 ± 18,9 ± 6,3	2,25 ± 1,28	0,34 ± 0,23 ± 0,06	2,08 ± 1,44 ± 0,42
		69,3 ± 23,5 ± 15,6	2,64 ± 1,22	0,40 ± 0,23 ± 0,10	2,45 ± 1,41 ± 0,67

TAB. IV.13 – Calcul de  $1/2\pi p_t B d^2 N/dy dp_t$  et de  $R_{AuAu}$  par unité de rapidité pour trois classes de centralité et pour cinq classes d'impulsion transverse (0-1 GeV/c, 1-2 GeV/c, 2-3 GeV/c, 3-4 GeV/c et 4-5 GeV/c) pour chacun des bras sud (ligne supérieure) et nord (ligne inférieure). Les erreurs présentées sont respectivement statistiques et systématiques. Les corrections up-down sont appliquées dans ce tableau.

Cent	$p_t$ GeV/c	$1/2\pi p_t B d^2 N/dy dp_t$ ( $10^{-6}$ ) (GeV/c) $^{-2}$	$R_{AuAu}$	$R_{CP}$
40-93	0,5	$1,83 \pm 0,15 \pm 0,27$	$0,49 \pm 0,04 \pm 0,10$ (0,09)	
	1,5	$0,69 \pm 0,06 \pm 0,08$	$0,59 \pm 0,05 \pm 0,11$ (0,10)	
	2,5	$0,27 \pm 0,02 \pm 0,05$	$1,38 \pm 0,11 \pm 0,33$ (0,45)	
	3,5	$0,06 \pm 0,01 \pm 0,01$	$1,02 \pm 0,14 \pm 0,26$ (0,45)	
	4,5	$0,02 \pm 0,003 \pm 0,004$	$1,94 \pm 0,41 \pm 0,47$ (1,60)	
20-40	0,5	$4,04 \pm 1,01 \pm 2,28$	$0,16 \pm 0,04 \pm 0,09$ (0,09)	$0,34 \pm 0,09 \pm 0,20$
	1,5	$4,54 \pm 0,43 \pm 0,73$	$0,59 \pm 0,06 \pm 0,11$ (0,12)	$1,00 \pm 0,12 \pm 0,20$
	2,5	$2,12 \pm 0,18 \pm 0,61$	$1,62 \pm 0,14 \pm 0,49$ (0,64)	$1,18 \pm 0,14 \pm 0,40$
	3,5	$0,51 \pm 0,07 \pm 0,12$	$1,27 \pm 0,17 \pm 0,32$ (0,58)	$1,25 \pm 0,23 \pm 0,39$
	4,5	$0,11 \pm 0,03 \pm 0,02$	$1,89 \pm 0,52 \pm 0,44$ (1,56)	$0,97 \pm 0,34 \pm 0,27$
0-20	0,5	$-0,65 \pm 2,92 \pm 5,44$ < 9,84 à 90 % de conf.	$-0,01 \pm 0,05 \pm 0,08$ (0,08) < 0,15 à 90 % de conf.	$-0,02 \pm 0,09 \pm 0,17$ < 0,31 à 90 % de conf.
	1,5	$7,00 \pm 1,18 \pm 2,52$	$0,35 \pm 0,06 \pm 0,13$ (0,13)	$0,59 \pm 0,11 \pm 0,23$
	2,5	$5,58 \pm 0,49 \pm 2,13$	$1,62 \pm 0,14 \pm 0,64$ (0,76)	$1,17 \pm 0,14 \pm 0,50$
	3,5	$0,97 \pm 0,17 \pm 0,35$	$0,92 \pm 0,16 \pm 0,34$ (0,49)	$0,90 \pm 0,20 \pm 0,38$
	4,5	$0,36 \pm 0,16 \pm 0,05$	$2,26 \pm 1,01 \pm 0,39$ (1,84)	$1,16 \pm 0,61 \pm 0,29$

TAB. IV.14 – Calcul de  $1/2\pi p_t B d^2 N/dy dp_t$ , de  $R_{AuAu}$  et de  $R_{CP}$  par unité de rapidité pour trois classes de centralité et pour cinq classes d'impulsion transverse (0-1 GeV/c, 1-2 GeV/c, 2-3 GeV/c, 3-4 GeV/c et 4-5 GeV/c). Les erreurs présentées sont respectivement statistiques et systématiques. L'erreur statistique de  $R_{AuAu}$  contient les incertitudes sur  $N_{coll}$  sans les incertitudes sur la mesure proton-proton, les valeurs entre parenthèse contiennent les incertitudes proton-proton mais pas celles de  $N_{coll}$ .  $R_{CP}$  : les incertitudes systématiques liées à  $N_{coll}$  ne sont pas incluses. Les corrections up-down sont appliquées dans ce tableau.

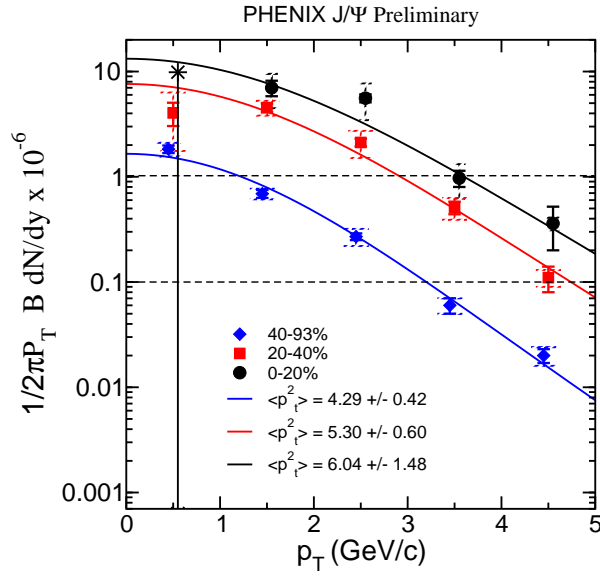


FIG. IV.19 – Le signal différentiel  $1/2\pi p_t B d^2N/dydp_t$  en fonction de l'impulsion transverse pour trois classes de centralité : 0-20 % (cercles noirs), 20-40 % (carrés rouges) et 40-93 % (losanges bleus). Les erreurs systématiques sont représentées par les barres pointillées. L'étoile noire représente la limite supérieure de  $1/2\pi p_t B d^2N/dydp_t$  à 90 % de confiance pour la classe 0-20 %.

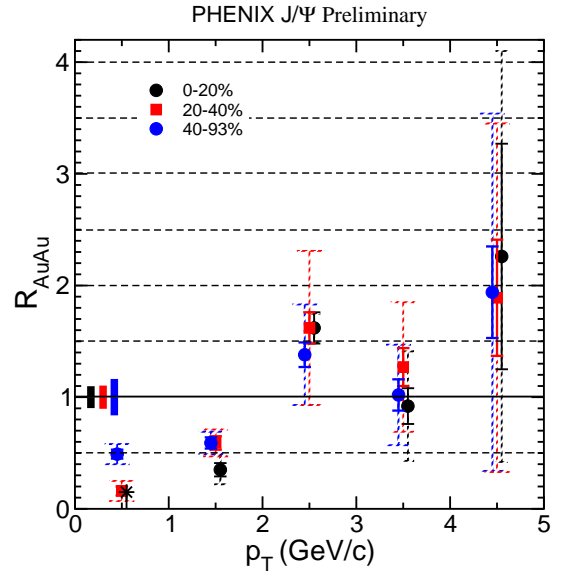


FIG. IV.20 – Facteur de modification nucléaire  $R_{AuAu}$  en fonction de l'impulsion transverse pour trois classes de centralité : 0-20 % (cercles noirs), 20-40 % (carrés rouges) et 40-93 % (losanges bleus). Les inertitudes liées à  $N_{coll}$  sont représentées par les barres verticales en noir pour 0-20 %, rouge pour 20-40 % et bleu pour 40-93 %.

l'impulsion transverse carré obtenues par ces deux méthodes sont compatibles.

Une première comparaison entre les valeurs de  $\langle p_t^2 \rangle$  dans les trois classes de centralité montre un **élargissement de la distribution des J/ψ en fonction de la centralité**. Ceci peut s'expliquer par le fait que la population des J/ψ à bas  $p_t$  est plus faible dans les classes centrales par rapport aux classes périphériques (comme l'indique la figure IV.19 pour les  $p_t$  inférieure à 1 GeV/c) mais aussi par le fait que la population dans les hauts  $p_t$  est supérieure dans les classes centrales par rapport à la classe périphérique.

Classe de centralité	A ( $\times 10^{-6}$ ) (ajustement)	B (ajustement)	$\langle p_t^2 \rangle = B^2/4$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$\langle p_t \rangle$ (GeV/c)	$\langle p_t^2 \rangle$ (GeV/c) <sup>2</sup>
40-93 %	$1,65 \pm 0,23$	$4,14 \pm 0,20$	$4,29 \pm 0,42$	$1,65 \pm 0,45$	$3,82 \pm 0,92$
20-40 %	$7,61 \pm 1,49$	$4,60 \pm 0,26$	$5,30 \pm 0,60$	$2,01 \pm 0,22$	$4,93 \pm 0,50$
0-20 %	$13,23 \pm 5,69$	$4,91 \pm 0,60$	$6,04 \pm 1,48$	$2,37 \pm 0,19$ ( $2,10 \pm 0,16$ )	$6,29 \pm 0,47$ ( $5,41 \pm 0,37$ )

TAB. IV.15 – Valeurs moyennes du carré de l'impulsion transverse déterminées soit à l'aide des résultats des ajustements sur les distributions de  $1/2\pi p_t B^2 dN/dydp_t$  en fonction de l'impulsion transverse (les coefficients A et B) soit par la somme des distributions en fonction de la centralité (les deux dernières colonnes). Les valeurs entre parenthèses sont les valeurs mesurées en utilisant le signal mesuré à 90 % de degré de confiance (pour  $0 < p_t < 1$  GeV/c) pour la classe la plus centrale.

L'analyse du RUN3 [34] a permis de mesurer la valeur moyenne de l'impulsion transverse des  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton  $\langle p_t^2 \rangle = 2,51 \pm 0,21$  (GeV/c)<sup>2</sup>. La différence  $\Delta \langle p_t^2 \rangle$  permet de mesurer un élargissement des distributions en impulsion transverse par rapport aux  $J/\psi$  produits en proton-proton.

$$\Delta \langle p_t^2 \rangle_{40-93 \%} = \langle p_t^2 \rangle_{40-93 \%}^{AuAu} - \langle p_t^2 \rangle^{pp} = 1,78 \pm 0,47 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (\text{IV.17})$$

$$\Delta \langle p_t^2 \rangle_{20-40 \%} = \langle p_t^2 \rangle_{20-40 \%}^{AuAu} - \langle p_t^2 \rangle^{pp} = 2,79 \pm 0,64 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (\text{IV.18})$$

$$\Delta \langle p_t^2 \rangle_{0-20 \%} = \langle p_t^2 \rangle_{0-20 \%}^{AuAu} - \langle p_t^2 \rangle^{pp} = 3,53 \pm 1,49 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (\text{IV.19})$$

Les  $\Delta \langle p_t^2 \rangle$  obtenus montrent un **élargissement de la distribution du signal différentiel en fonction de  $p_t$**  (à  $3,8 \sigma$  pour les classes périphériques, à  $4,4 \sigma$  pour la classe 20-40 % et à  $2,4 \sigma$  pour la classe la plus centrale).

Cet élargissement est dépendant de la centralité et est plus accentué dans les collisions centrales. La figure IV.19 montre qu'une des causes de cet élargissement est l'observation d'une suppression de la population des  $J/\psi$  à bas  $p_t$  ( $p_t < 1$  GeV/c), mais ne permet pas de déduire si la population à haut  $p_t$  est augmentée en fonction de la centralité.

La figure IV.20 montre le facteur de modification nucléaire  $R_{AuAu}$  en fonction de l'impulsion transverse pour les trois classes de centralité. Les incertitudes sur les mesures proton-proton sont incluses pour chaque point, les incertitudes liées aux nombres de collisions binaires sont communes aux points de chaque spectre pour les mêmes classes de centralité en fonction de  $p_t$ , elles sont représentées par les barres colorées (noire pour la classe centrale 0-20 %, rouge pour 20-40 % et bleue pour 40-93 %).

Cette figure permet d'observer le comportement par rapport aux mesures proton-proton pour chaque classe de centralité en fonction de  $p_t$ . On constate que **les  $J/\psi$  à basse impulsion transverse sont fortement supprimés** : d'un facteur deux pour les classes périphériques jusqu'à au moins un facteur six pour les classes les plus centrales dans l'intervalle de  $p_t < 1$  GeV/c. Les  $J/\psi$  à  $1 < p_t < 2$  GeV/c sont également supprimés pour les trois classes de centralité : d'un facteur deux pour les classes 20-40 % et 40-93 %, et d'un facteur trois pour la classe la plus centrale. Pour les  $J/\psi$  de haut  $p_t$  en revanche, on observe une production supérieure à ce que prévoit la simple proportionnalité avec le nombre de collisions binaires. Toutefois pour ces intervalles de  $p_t$ , les incertitudes systématiques sont dominées par les incertitudes sur les mesures de proton-proton. De manière générale, on observe une suppression des  $J/\psi$  à bas  $p_t$  ( $p_t < 2$  GeV/c) et un accroissement du  $R_{AuAu}$  en fonction de  $p_t$  pour les trois classes de centralité. Ces deux effets expliquent bien l'observation d'un élargissement de la distribution en fonction de l'impulsion transverse. **Il est toutefois difficile de conclure que l'augmentation de la production pour les hauts  $p_t$  est significative au regard des incertitudes de mesure en proton-proton.** L'analyse des données proton-proton dans la campagne RUN5 bénéficie d'une statistique plus importante, elle permettra alors de réduire les incertitudes à haut  $p_t$ . Ceci permettra alors de conclure à l'augmentation ou pas dans la production des  $J/\psi$  de hauts  $p_t$  dans les collisions or-or par rapport à la simple proportionnalité avec le nombre de collisions binaires avec les mesures en proton-proton.

Une autre approche pour s'affranchir des incertitudes liées aux mesures en proton-proton, est de porter le rapport des facteurs de modifications nucléaires  $R_{CP}$  : la figure IV.21 montre le rapport  $R_{CP}$  (0-20/40-93 % et 20-40/40-93 %) des facteurs de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse, ce rapport permet de comparer les productions entre les différentes

classes de centralité pour les collisions or-or. Les erreurs liées aux nombres de collisions binaires des classes de centralités étudiées ne sont pas incluses dans les barres d'erreurs de chaque mesure car elles sont communes et indépendantes de  $p_t$ , elles sont représentées par les bandes verticales sur chaque point de mesure. L'incertitude liée aux nombres de collisions pour la classe périphérique est représentée par la barre verticale noire, elle est commune à tous les points de mesure.

Cette figure montre que les  $J/\psi$  à très bas  $p_t$  ( $0 < p_t < 1$  GeV/c) sont supprimés d'un facteur

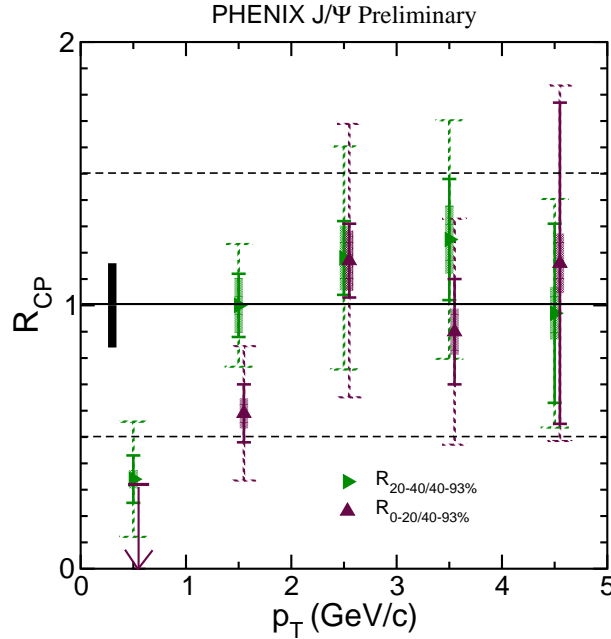


FIG. IV.21 – Rapports des facteurs de modification nucléaire  $R_{CP}$  en fonction de l'impulsion transverse. Les barres d'erreur pointillées représentent l'erreur totale (statistique et systématique) de chaque point de mesure. Les incertitudes liées à  $N_{coll}$  des classes 0-20 % et 20-40 % sont représentées par les barres verticales sur chaque point, elles sont indépendantes de  $P_t$  et sont communes pour la même classe de centralité. Enfin, l'incertitude liée à  $N_{coll}$  de la classe 40-93 % est représentée par la barre verticale noire, elle est commune à tous les points.

trois par rapport à la production dans la classe périphérique. Dans l'intervalle  $1 < p_t < 2$  GeV/c, les  $J/\psi$  ne sont plus supprimés dans la classe 20-40 %, alors que dans la classe la plus centrale, le rapport  $R_{CP}$  n'est pas compatible avec l'unité, une suppression d'un facteur deux est observée. A plus grande impulsion transverse, le comportement de  $R_{CP}$  est similaire pour les deux classes de centralité dans les barres d'erreur, et tend vers l'unité : la production des  $J/\psi$  à haut  $p_t$  est similaire pour les trois classes de centralité, elle est donc indépendante de la centralité. **L'élargissement de la distribution en  $p_t$  observé en fonction de la centralité n'est donc pas causée par une population plus importante des  $J/\psi$  à haut  $p_t$  dans les barres d'erreur.**

### Résumé

- La détection des  $J/\psi$  en fonction de la centralité montre qu'une suppression d'un facteur trois de la production est observée dans les collisions les plus centrales par rapport à la

simple proportionnalité avec le nombre de collisions binaires (représentée par la droite horizontale  $R_{AA} = 1$ ). Une diminution de la production est observée dans les classes centrales par rapport à la classe périphérique : de 15 % de la classe 40-60 % à 56 % dans la classe la plus centrale.

- Nous n’observons pas de changement de la forme en rapidité en fonction de la centralité dans les barres d’erreurs et il est difficile de déduire que la suppression de la production de  $J/\psi$  est favorisée dans les zones à rapidité proche de zéro en regard des incertitudes obtenues.

La section efficace de production de  $J/\psi$  dans les collisions or-or à 200 GeV est de :

$$\begin{array}{l} B \times \sigma_{AuAu}^{J/\psi} = 3,15 \pm 0,21 \pm 0,94 \text{ mb} \\ \text{soit} \\ \sigma_{AuAu}^{J/\psi} = 53,39 \pm 3,56 \pm 15,93 \text{ mb avec } B = 5,90 \% \end{array} \quad (\text{IV.20})$$

et le paramètre  $\alpha$  déduit de :

$$\sigma_{AuAu}^{J/\psi} = \sigma_{pp}^{J/\psi} \times (197)^{2\alpha}$$

$$\alpha = 0,940 \pm 0,010 \pm 0,030 \quad (\text{IV.21})$$

- L’étude de la production de  $J/\psi$  en fonction de l’impulsion transverse montre un élargissement de la distribution en fonction de  $p_t$  par rapport à la production des  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton. Cet élargissement est causé par une suppression des  $J/\psi$  à bas  $p_t$  ( $p_t < 2 \text{ GeV}/c$ ). La référence proton-proton utilisée ne permet pas pour l’instant de déduire si cet élargissement est également causé par une population plus importante des  $J/\psi$  à haut  $p_t$ .

Il est également observé que cet élargissement augmente en fonction de la centralité, causé par la suppression des  $J/\psi$  à bas  $p_t$ . Cette suppression est plus accentuée en fonction de la centralité. Dans la classe la plus centrale, les  $J/\psi$  à  $p_t < 2 \text{ GeV}/c$  sont encore fortement supprimés alors que pour la classe intermédiaire en centralité (20-40 %), cette suppression est moins marquée et est similaire à celle observée dans la classe la plus périphérique (40-93 %). Enfin, la comparaison des rapports de facteur de modification nucléaire montre que cet élargissement n’est pas causé par une production plus importante des  $J/\psi$  à haut  $p_t$  en fonction de la centralité.





# Chapitre V

## Comparaison avec les modèles proposés dans la littérature

### V.1 Suppression nucléaire normale

#### V.1.1 Suppression due au shadowing et à l'absorption nucléaire normale

Les  $J/\psi$  que nous détectons sont produits par des partons qui possèdent une certaine proportion de l'impulsion du nucléon auquel ils appartiennent. Cette proportion  $x$  dépend de l'impulsion des nucléons, et donc de l'énergie de collision. La modification des fonctions de distributions des partons (PDF) dans le noyau entraîne donc une modification de la production du  $J/\psi$  en collisions noyau-noyau qui peut dépendre de  $\sqrt{s}$ . Dans les collisions au SPS à  $\sqrt{s} = 17,3 \text{ GeV}$ , la modification des distributions partoniques conduit à une faible augmentation de la production des  $J/\psi$  (qui sont produits avec des partons situés dans la région dite d'*anti-shadowing*) à rapidité nulle. Aux énergies du RHIC au contraire, la modification des PDF amène une modification plus importante (une suppression) de la production des  $J/\psi$ . Il est donc nécessaire de bien comprendre ces effets de shadowing qui fournissent la référence pour l'étude de toute suppression supplémentaire (voir le paragraphe I.2.2.1).

L'étude des collisions pA ou dA permet d'aborder ces effets. Basée sur l'analyse des  $J/\psi$  de la campagne de prise de données deuton-or [34], l'analyse proposée par R. Vogt [51] permet d'estimer les effets nucléaires froids dans la production de  $J/\psi$  en collisions cuivre-cuivre et or-or à 200 GeV et 62 GeV dans le centre de masse au RHIC. Dans cette étude, les effets de shadowing (effet de l'état initial) et de l'absorption nucléaire (effet de l'état final) sont étudiés. Les conséquences de ces effets en fonction de la rapidité (toutes centralités confondues) et en fonction de la centralité ( $N_{coll}$ ) sont également présentées.

La figure de V.1 gauche montre la comparaison des rapports des distributions de gluons entre noyaux et protons  $S_P^g$  selon différentes paramétrisations (EKS98 et FGSi). Les paramétrisations FGS prédisent plus de shadowing à petit  $x$ . La paramétrisation EKS prédit une zone en  $x$  plus large pour l'antishadowing. La figure droite de V.1 montre la valeur moyenne  $\langle x_2 \rangle$ <sup>1</sup> sondée en fonction de la rapidité des  $J/\psi$  produits pour les collisions dAu à 200 GeV au centre de masse (trait plein) : à rapidité nulle, la valeur moyenne  $\langle x_2 \rangle \sim 10^{-2}$  correspond à une région où  $S_P^g \leq 1$ .

---

<sup>1</sup>c'est-à-dire le paramètre  $x$  du gluon provenant du noyau d'or.

Pour  $y \sim 2$  la valeur moyenne  $\langle x_2 \rangle \sim 10^{-3}$  correspond à la zone de shadowing  $S_P^g \leq 1$  et à  $y \sim -2$ ,  $\langle x_2 \rangle \sim 0,1$  c'est la région d'antishadowing qui est explorée  $S_P^g > 1$ . Dans une collision symétrique or-or, l'effet du shadowing/antishadowing est décrit par le produit de la courbe avec la courbe symétrique (par rapport à la valeur de  $x$  correspondant à  $y = 0$ ) rendant compte du fait qu'un  $J/\psi$  produit à une rapidité de 2 par exemple, provient d'un gluon possédant  $\langle x_1 \rangle \sim 10^{-2}$  et d'un autre de valeur moyenne  $\langle x_2 \rangle \sim 10^{-3}$ .

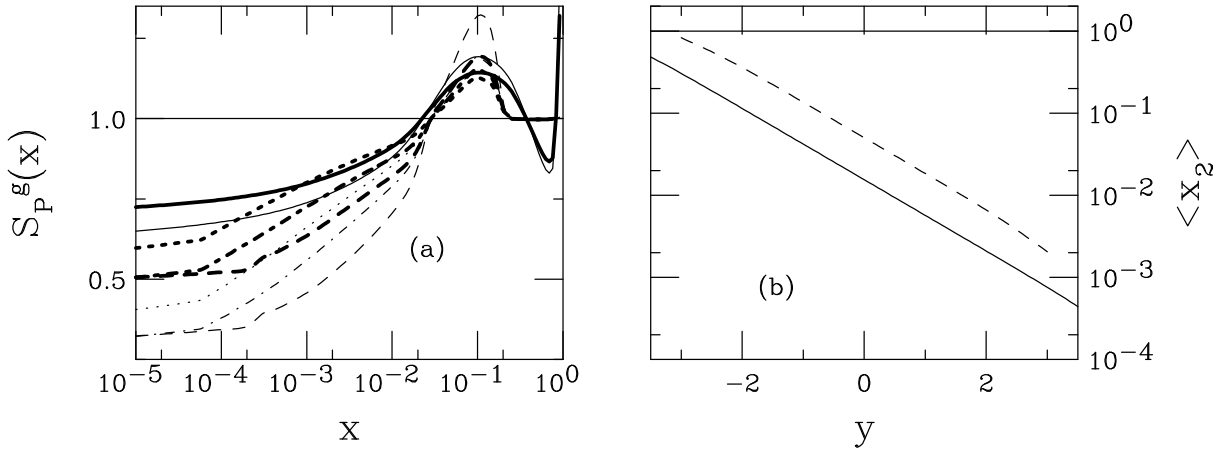


FIG. V.1 – Figure gauche :  $S_P^g$  selon différentes paramétrisation des gluons EKS98 (trait plein), FGS0 (tireté), FGSsh (tireté-pointillé) et FGS1 (pointillé). Les courbes fines représentent les prédictions [51] pour or-or, les courbes épaisses pour cuivre-cuivre. Figure de droite : Valeur moyenne des  $\langle x_2 \rangle$  sondée en fonction de la rapidité pour les collisions à 200 GeV (trait plein) et à 62 GeV (pointillé) au centre de masse. Les mesures expérimentales de PHENIX couvrent les zones de rapidité  $|y| < 0,35$  et  $1,2 < |y| < 2,4$ .

Les deux figures V.2 montrent le rapport AA/pp pour les collisions or-or à  $\sqrt{s} = 200$  GeV en fonction de la rapidité [51] avec différentes valeurs de la section efficace d'absorption du  $J/\psi$  dans la matière nucléaire :  $\sigma_{abs} = 0$  (effet de shadowing seul), 1, 3 et 5 mb en utilisant la paramétrisation EKS98. La figure (a) montre l'absorption (qui est plus importante) du  $J/\psi$  dans un état d'octet de couleur, alors que la figure (b) montre celle de l'état de singulet de couleur. Dans ce cas là, l'effet de l'absorption n'est sensible que dans les zones à *grande rapidité*. Toutefois, les données de PHENIX dans les collisions deuton-or suggèrent une section efficace d'absorption au RHIC de 1 à 3 mb au maximum comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.2.2.1. On observe l'existence de deux pics pour  $y = \pm 1,5$  rapidités pour lesquelles le  $x$  d'un des deux gluons se situe dans la région d'antishadowing.

La figure V.3 montre le rapport AA/pp en utilisant différentes paramétrisation des gluons (EKS98 et FGS) en fonction de la rapidité pour les collisions or-or avec une section efficace d'absorption de  $\sigma_{abs} = 3$  mb.

La figure V.3 de gauche montre les prédictions de production AA/pp en fonction de la rapidité pour différentes paramétrisations EKS98 et FGS. La figure de droite présente ce même rapport de production AA/pp en fonction de la centralité ( $N_{coll}$ ) pour une section efficace d'absorption  $\sigma_{abs} = 3$  mb. Elle montre l'effet important attendu en fonction de la centralité de la collision du fait de l'absorption du  $J/\psi$  dans la matière nucléaire, dont l'épaisseur moyenne traversée dépend du paramètre d'impact.

La figure V.4 montre la comparaison entre les mesures de PHENIX dans les collisions or-or en

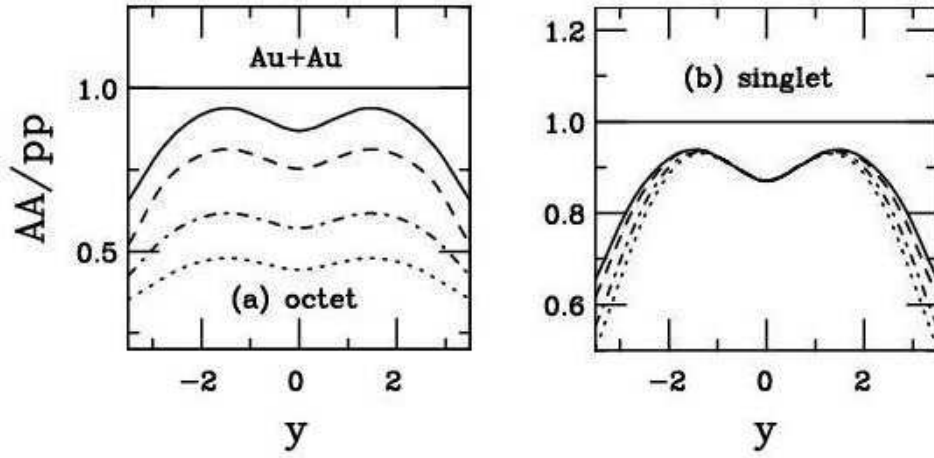


FIG. V.2 – Prédiction [51] de  $AA/pp$  pour les collisions or-or à 200 GeV au centre de masse (a) avec une absorption de l'état de l'octet de couleur et (b) de l'état de singlet de couleur. Les courbes en trait plein représentent une absorption nulle ( $\sigma_{abs} = 0$  mb), les courbes en tireté correspondent à  $\sigma_{abs} = 1$  mb, les courbes en point-tiré à  $\sigma_{abs} = 3$  mb enfin, les courbes en pointillé correspondent à  $\sigma_{abs} = 5$  mb.

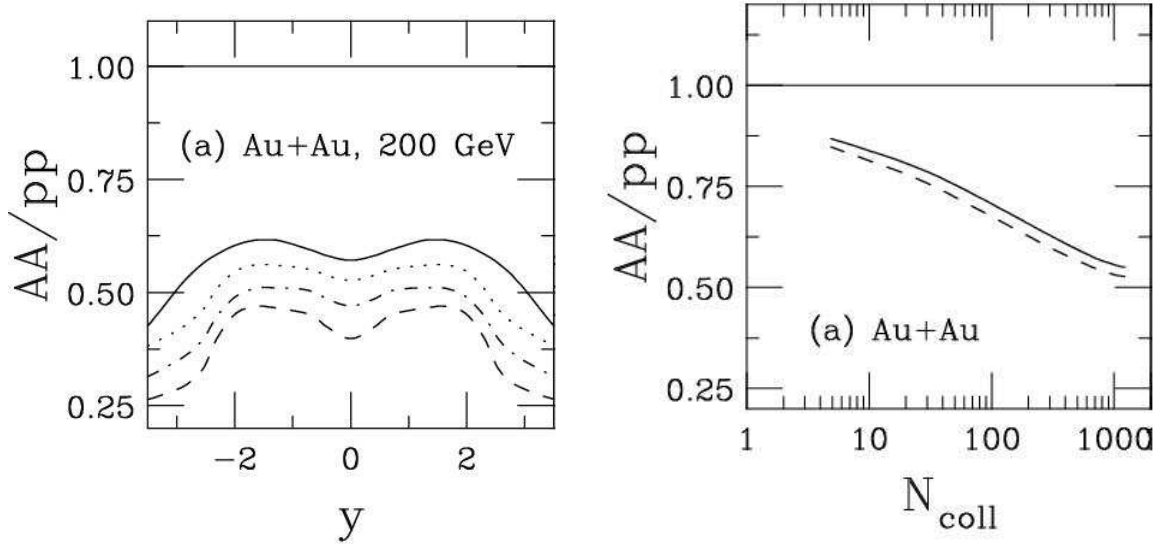


FIG. V.3 – Figure gauche : Le rapport  $AA/pp$  en fonction de la rapidité  $y$  en utilisant différentes paramétrisations EKS98 (trait plein), FGSo (tireté) FGSh (tireté-pointillé) avec  $\sigma_{abs} = 3$  mb pour les collisions or-or. Figure droite : Le rapport  $AA/pp$  en fonction du nombre de collisions binaires pour les collisions or-or à 200 GeV au centre de masse pour  $y = 0$  en pointillé et pour  $y = 2$  en trait plein [51].

fonction de la centralité ( $N_{coll}$ ) et les prédictions des effets nucléaires froids de shadowing et d'absorption nucléaire. Les courbes rouges et noires représentent ces prédictions avec une section efficace d'absorption nucléaire  $\sigma_{abs} = 1$  mb et 3 mb respectivement. La comparaison avec la courbe noire montre que malgré des barres d'erreurs de mesure importantes, les deux derniers points (les points les plus centraux  $N_{coll} = 297$  et 779) présentent un écart significatif par rapport à la courbe théorique, le dernier point s'écartant nettement de la courbe. Il faut noter que ces prédictions incluent une section efficace d'absorption nucléaire de 3 mb qui est une limite supérieure. Avec une section efficace d'absorption plus faible (courbe rouge), les deux points les plus centraux sont incompatibles avec les prédictions. Tout ceci suggère que les effets nucléaires froids ne sont pas suffisants pour expliquer la suppression observée dans les collisions les plus centrales au RHIC.

### V.1.2 L'absorption nucléaire normale (fondée sur la QCD)

Ce modèle [52] propose de décrire la suppression du charmonium dans les collisions noyau-noyau avec les interactions de la paire  $c\bar{c}$  dans le milieu nucléaire. Ces interactions vont augmenter la quadri-impulsion relative de la paire, et certaines paires pourront atteindre le seuil de création de charme ouvert, provoquant alors une réduction de la production de  $J/\psi$  initiale. La suppression du  $J/\psi$  dans ce modèle dépend du facteur de gain (au carré) de l'impulsion relative  $\epsilon^2$  qui décrit le milieu nucléaire et de la distance  $L$  de matière traversée.

L'analyse des données des collisions proton-proton et pA (à 200 GeV et à 450 GeV sur cible fixe au SPS) permet d'obtenir le facteur de gain  $\epsilon^2 = 0,187$  GeV<sup>2</sup>/fm. Avec ce facteur, ce modèle reproduit la suppression en fonction de la centralité observée dans les collisions plomb-plomb de l'expérience NA50, ainsi que celle observée dans les collisions indium-indium (NA60). Ce modèle conclut que la suppression observée dans NA50 est causée par l'absorption nucléaire seule.

Aux énergies du RHIC, le facteur  $\epsilon^2$  devrait différer de celui obtenu aux énergies du SPS, néanmoins, ce même facteur est utilisé dans l'analyse [52]. Avec ce même paramètre, ce modèle décrit raisonnablement les données en cuivre-cuivre [50], ce qui suppose que le milieu produit dans les collisions cuivre-cuivre à 200 GeV dans le centre de masse est similaire à celui produit dans les collisions de NA50 au SPS.

En revanche, ce modèle décrit moins bien la suppression observée dans les collisions or-or à RHIC comme le montre la figure V.5 qui présente deux prédictions de suppression causée par l'absorption nucléaire avec 37 % de diffusion dure et sans diffusion dure <sup>2</sup>. La dépendance en centralité n'est du moins pas comprise : les courbes théoriques surestiment la suppression dans les collisions périphériques (jusqu'à  $N_{part} < 250$ ), alors que dans les collisions centrales, elles décrivent bien la suppression observée. Du fait que ce modèle ne décrit pas correctement les mesures en or-or, l'auteur déduit que la suppression est causée par un milieu autre que celui produit au SPS dans les collisions périphériques et que dans les collisions les plus centrales, la suppression est causé par un milieu similaire à celui produit au SPS. L'interprétation de ces résultats proposée par l'auteur est que dans certaines classes de centralité en or-or, un milieu déconfiné est produit et active la régénération des  $J/\psi$  (ceci sera discuté plus en détail dans le chapitre suivant V.4). Dans cette interprétation, il faut noter que le milieu déconfiné n'est pas produit dans les collisions or-or les plus centrales, ce qui paraît difficile à comprendre.

---

<sup>2</sup>La contribution de la diffusion dure augmente en fonction de l'énergie incidente, cette composante augmente la densité transverse ce qui provoque une suppression plus importante.

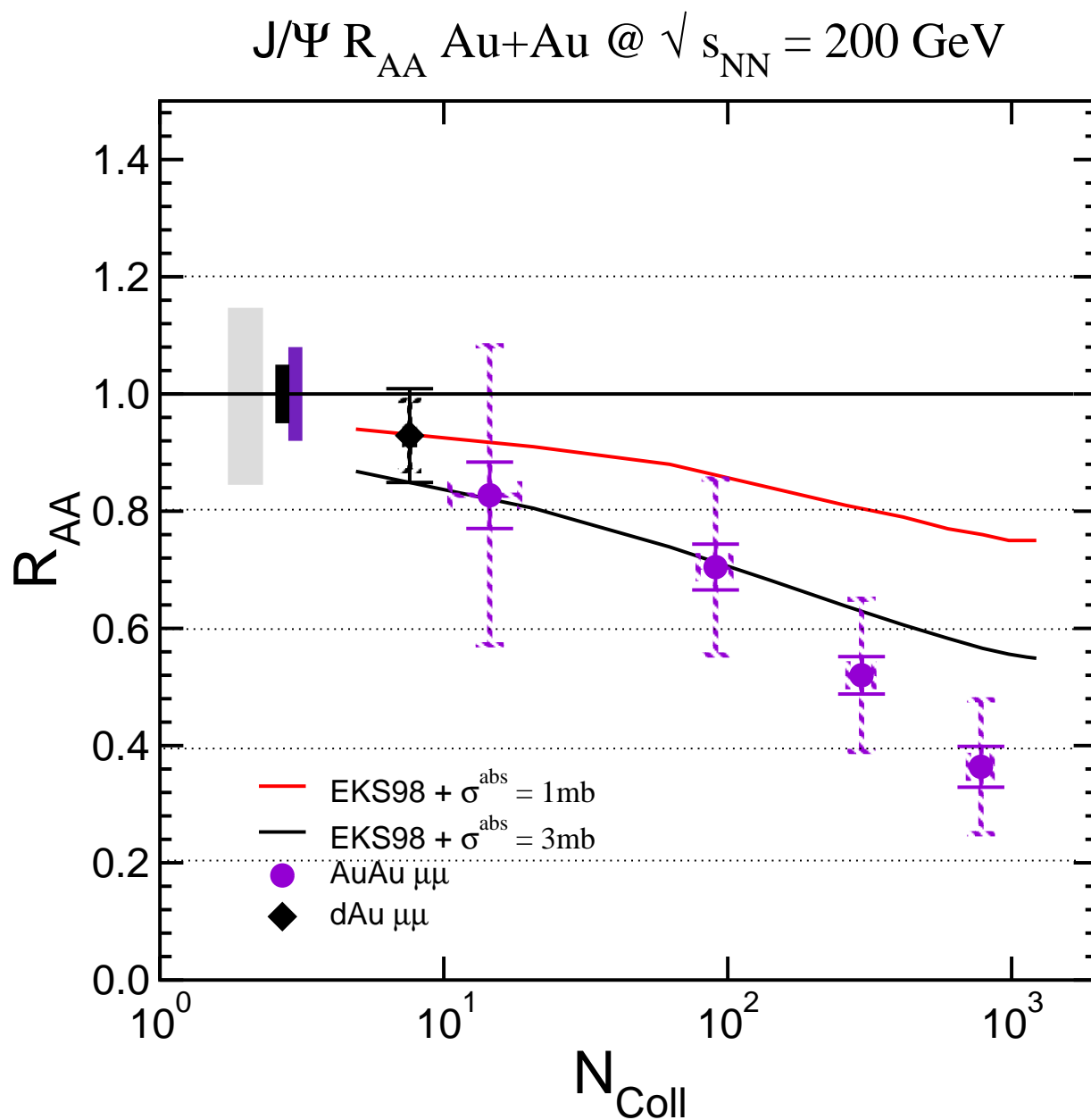


FIG. V.4 – Comparaison des facteurs de modification nucléaire des données de PHENIX ( $1, 2 < |y| < 2, 2$  pour les collisions deuton-or en noir et or-or en violet) avec les prédictions ( $y = 2$ ) de shadowing (paramétrisation EKS98) et d'absorption avec une section efficace d'absorption de  $\sigma_{abs} = 3$  mb (courbe noire) et de  $\sigma_{abs} = 1$  mb (courbe rouge).

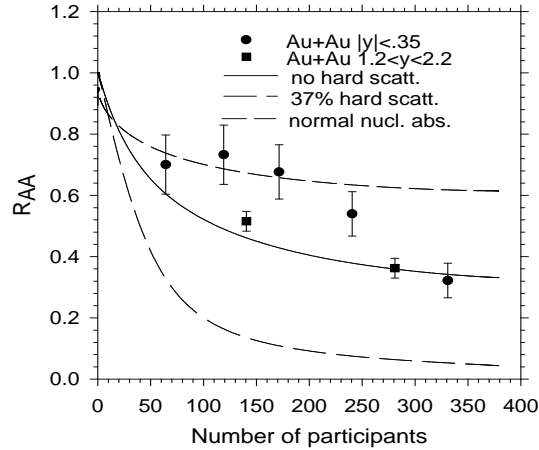


FIG. V.5 – Comparaison des mesures de  $R_{AuAu}$  de PHENIX à  $y = 0$  (ronds noirs) et pour  $1,2 < |y| < 2,2$  (carrés noirs) en fonction de la centralité. La courbe en trait plein et celle en tireté (en bas) représentent les prédictions d'absorption nucléaire dans [52] (sans et avec 37 % de diffusion dure respectivement). La courbe en tirets courts (en haut) représente l'absorption nucléaire calculée avec le modèle de Glauber avec  $\sigma_{abs} = 3$  mb.

## V.2 Les co-voyageurs

La suppression de la production des  $J/\psi$  observée par l'expérience NA50 dans les collisions plomb-plomb peut être expliquée par le modèle des co-voyageurs : les mésons  $J/\psi$  produits interagiraient avec les hadrons formés lors de la collision lors de leur transport hors de la zone d'interaction et seraient de ce fait supprimés. Cet effet serait indépendant de la formation du PQG et apparaîtrait également dans la production du  $J/\psi$  dans les collisions p-A et AA de taille moyenne. Ce modèle utilise deux paramètres : la section efficace d'interaction des co-voyageurs  $\sigma^{co}$  avec le  $J/\psi$  qui doit être constante dans tous les systèmes de collisions à la même énergie de collision et la densité de co-voyageurs dans le milieu  $N^{co}$  qui dépend des systèmes étudiés. Ces paramètres sont calculés grâce aux données de NA50 sur différents systèmes en prenant en compte l'absorption nucléaire froide, ce qui permet d'obtenir une bonne précision de ces paramètres : ce modèle doit pouvoir reproduire les données dans les collisions de noyaux légers jusqu'aux collisions d'ions lourds. Ainsi l'analyse à l'aide de ce modèle [53] a permis de déduire les paramètres :  $\sigma^{co} = 0,65$  mb et  $\sigma_{abs} = 4,5$  mb. Notons toutefois que ce modèle ne reproduit pas exactement les résultats obtenues dans les collisions indium-indium par l'expérience NA60 [54].

Le même modèle [55] a été proposé pour prédire l'effet de ces co-voyageurs aux énergies de RHIC. Cette étude prend en compte les effets de l'état initial dus au shadowing, à la fois pour la production des  $J/\psi$  et pour celle des co-voyageurs. L'absorption des  $J/\psi$  par les co-voyageurs ainsi que l'absorption nucléaire normale du  $J/\psi$  dans l'état final sont également calculées.

La probabilité de survie du méson  $J/\psi$  du fait des interactions avec les co-voyageurs s'écrit sous la forme :

$$\frac{dN^{J/\psi}(b, s, y)}{d\tau} = -\sigma^{co} N^{J/\psi}(b, s, y, \tau) N^{co}(b, s, y, \tau) = -\sigma^{co} N^{J/\psi}(b, s, y, \tau) N^{co}(b, s, y) / \tau \quad (V.1)$$

avec la section efficace de co-voyageur  $\sigma^{co} = 0,65 \text{ mb}^3$ ,  $N^{J/\psi}$  et  $N^{co}$  étant les densités (nombre par unité de surface transverse) de  $J/\psi$  et de co-voyageurs respectivement.

Les densités  $N^{J/\psi}$  et  $N^{co}$  sont décroissantes en fonction de l'expansion de la collision et donc du temps. La dilution en fonction du temps est majoritairement due à l'expansion longitudinale, la densité est alors inversement proportionnelle au temps propre et s'écrit :  $N^{co}(b, s, y, \tau) = N^{co}(b, s, y)/\tau$  avec  $N^{co}(b, s, y)$  la densité de co-voyageurs initiale. Les solutions de cette équation sont de la forme :

$$S^{co}(b, s) = N_{final}^{J/\psi}(b, s, y)/N_{initial}^{J/\psi}(b, s, y) \quad (\text{V.2})$$

$$= \exp(-\sigma^{co} N^{co}(b, s, y) \times \ln(\tau_f/\tau_i)) \quad (\text{V.3})$$

Elles ne dépendent que du rapport  $\tau_f/\tau_0$  du temps final sur le temps initial ( $\tau_i = 1 \text{ fm}/c$ ). On suppose que les interactions du  $J/\psi$  avec les co-voyageurs s'arrêtent lorsque le milieu est dilué et atteint la densité de co-voyageurs équivalente à celle produite dans les collisions proton-proton à la même énergie  $\sqrt{s}$ . La relation entre le temps et la densité est de la forme :  $\ln \frac{N^{co}}{N_{pp}} = \ln \frac{\tau_f}{\tau_0}$ .

La densité de co-voyageurs  $N^{co}$  au temps  $\tau_0$  est une fonction de  $N_{coll}$  et  $N_{part}$  et dépend du nombre de cordes (sources de particules) formées à l'instant  $\tau_0$ . La multiplicité de cordes créées dans les collisions est calculée selon le Dual Parton Model (DPM) qui reproduit bien la multiplicité des particules chargées mesurée aux énergies du RHIC. La densité de co-voyageurs pour les collisions proton-proton aux énergies du RHIC<sup>4</sup> est calculée avec le nombre de particules chargées mesuré, à rapidité nulle :  $N_{pp}(0) = \frac{3}{2} \frac{dN^{ch}/dy}{\pi R^2} \sim 2,24 \text{ fm}^{-2}$ . La solution de l'équation s'écrit alors :

$$S^{co}(b, s) = \exp(-\sigma^{co} N^{co}(b, s, y) \times \ln(N^{co}(b, s, y)/N_{pp})) \quad (\text{V.4})$$

Ce modèle prend en compte les effets nucléaires froids tels que le shadowing et l'absorption nucléaire. Les interactions dans l'état initial vont amener une réduction des densités de  $J/\psi$  produits  $N_{J/\psi}$  et des particules produites qui vont interagir en tant que co-voyageur  $N^{co}$ . Les résultats de ces deux effets vont en fait diminuer la suppression des  $J/\psi$  attendue. Les effets de l'absorption nucléaire normale doivent également être ajoutés. Les prédictions avec différentes valeurs de section efficace ont été également calculées. Les valeurs considérées varient de  $\sigma_{abs} = 0$  à  $4,5 \text{ mb}$ .

La figure V.6 compare les facteurs de modification nucléaire en fonction du nombre de participants et les prédictions de la production des  $J/\psi$  selon le modèle des co-voyageurs. Ces prédictions tiennent compte de l'effet de shadowing, et utilisent comme section efficace de co-voyageur  $\sigma^{co} = 0,65 \text{ mb}$ . Les différentes sections efficaces d'absorption nucléaire utilisées sont  $\sigma_{abs} = 0$  (effet des co-voyageurs et effet de shadowing seulement),  $1$  et  $3 \text{ mb}$ , et sont montrées dans la figure. Ces différentes prédictions sur-estiment la suppression des  $J/\psi$  mesurée. Néanmoins, il existe une incertitude sur les multiplicités de co-voyageurs de  $10\%$ . De plus, ces prédictions ne prennent pas en compte les modèles de recombinaison pour l'instant. L'ajout de tels processus pourrait modifier la production de  $J/\psi$  attendue, qui se rapprocherait sans doute des valeurs observées.

<sup>3</sup>La même valeur calculée au SPS est utilisée dans cette analyse. Néanmoins, la section efficace de co-voyageur devrait dépendre de  $\sqrt{s}$

<sup>4</sup>Aux énergies du SPS, la densité est de  $N_{pp}(0) = \frac{3}{2} \frac{dN^{ch}/dy}{\pi R^2} \sim 1,15 \text{ fm}^{-2}$



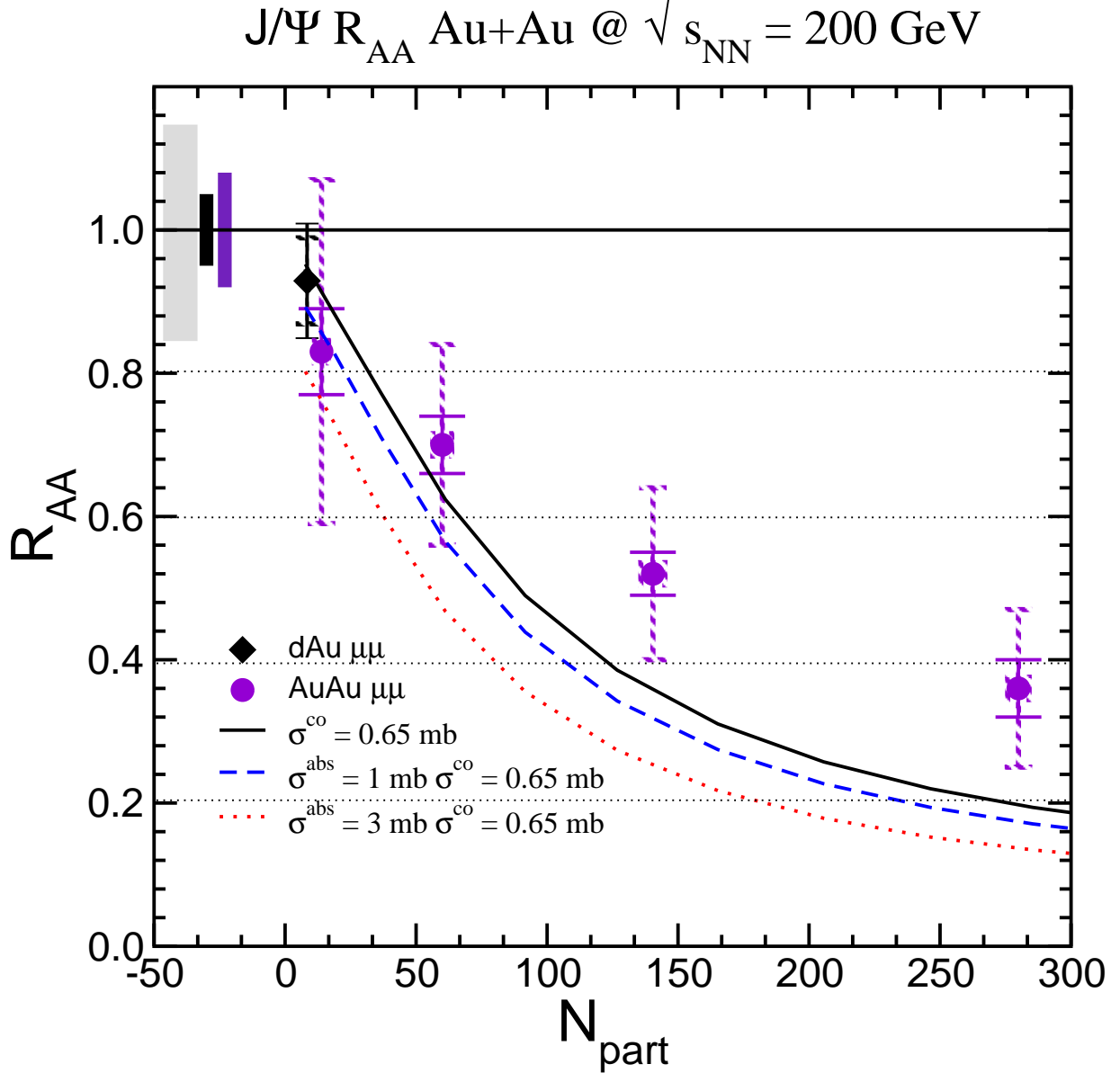


FIG. V.6 – Comparaison des facteurs de modification nucléaire des données de PHENIX avec les prédictions du modèle de co-voyageurs. Ces prédictions [55] prennent en compte les effets de shadowing, et utilisent comme section efficace de co-voyageurs  $\sigma^{co} = 0,65$  mb et différentes sections efficaces d'absorption nucléaire :  $\sigma_{abs} = 0$  (trait plein noir),  $\sigma_{abs} = 1$  mb (tiretés bleus) et  $\sigma_{abs} = 3$  mb (pointillés rouges). Notons toutefois que ces prédictions sont effectuées pour  $y = 0$ .

### V.3 Suppression dans un PQG

#### V.3.1 Interaction du $J/\psi$ dans un PQG

Le modèle développé par Zhu *et al.* [56] combine les équations d'évolution dans un milieu déconfiné avec les équations de transport des  $J/\psi$  créés. Les mésons  $J/\psi$  sont produits au début de la collision, juste après les collisions nucléon-nucléon en négligeant le temps de formation. Dans un premier temps, le  $J/\psi$  va interagir avec le milieu nucléaire en subissant l'absorption nucléaire normale. Lorsque les interactions avec le milieu nucléaire cessent au temps  $\tau_0$ , on suppose qu'un équilibre local est atteint et les interactions du  $J/\psi$  avec les gluons du PQG démarrent. Les conditions initiales de l'équation de transport sont décrites par l'absorption nucléaire normale. Ce modèle considère le PQG comme gaz idéal composé de gluons et de quarks u, d et s, ceci constitue alors les conditions initiales du plasma. Le gaz hadronique est décrit comme un gaz idéal de hadrons. Enfin, la transition de phase est supposée du premier ordre.

La suppression des  $J/\psi$  dans un PQG est décrite avec les interactions du  $J/\psi$  avec les gluons entraînant la dissociation du  $J/\psi$  :  $g + J/\psi \rightarrow c + \bar{c}$ .

La figure V.7 montre les facteurs de modification nucléaire mesurés et la prédiction de la production du  $J/\psi$  correspondante [56]. Un bon accord en fonction de la centralité entre les prédictions et les mesures est observé.

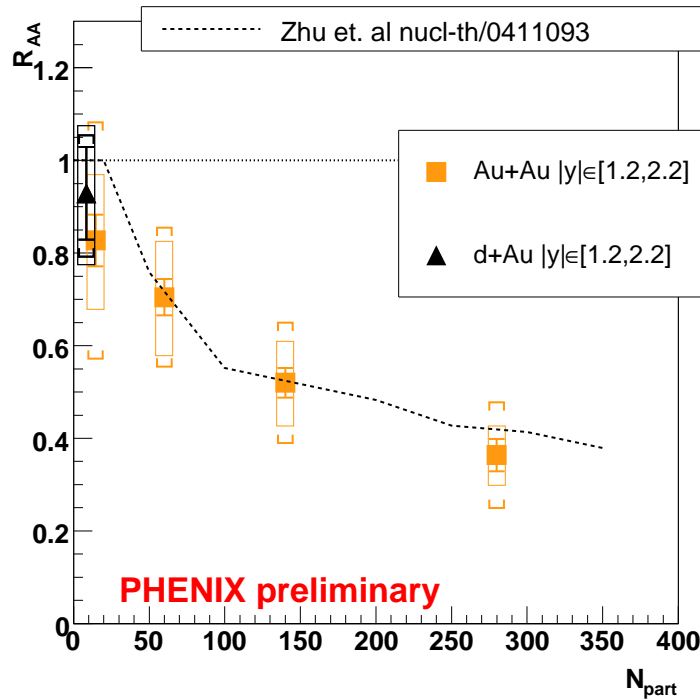


FIG. V.7 – Comparaison des facteurs de modification nucléaire des données de PHENIX avec les prédictions de [56]. Le triangle noir correspond au  $R_{AA}$  mesuré dans les collisions deuton-or et les carrés jaunes sont les mesures en or-or. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes statistiques, les crochets correspondent aux incertitudes systématiques et les boîtes sont les erreurs communes à toutes les mesures du système de collision considéré.

## V.4 La recombinaison

La suppression des  $J/\psi$  par le PQG est due à l'écrantage de couleur. Ceci suppose que les quarks lourds ne se forment qu'aux premiers instants de la collision nucléon-nucléon. Par la suite, les interactions avec les nucléons et le PQG ne peuvent que réduire le nombre de  $J/\psi$  observé. Aux énergies du RHIC et du LHC, la production de multiples paires de quarks lourds par collision est possible dans les collisions les plus centrales. Dans le cas de la formation d'un état déconfiné, cette production multiple permet d'activer un nouveau mécanisme de formation du  $J/\psi$  appelé la recombinaison. La mobilité des quarks lourds dans le milieu permet la combinaison des  $c$  et  $\bar{c}$  produits par différentes collisions nucléon-nucléon. La production des  $J/\psi$  recombinaison est alors proportionnelle au nombre de combinaisons des quarks charmés possibles et a donc un comportement quadratique avec la production de charme. Lorsque le nombre de paires  $c\bar{c}$  produites est suffisamment grand, les  $J/\psi$  recombinaison peuvent devenir la population dominante observée après la phase d'hadronisation. Les premières mesures aux énergies du RHIC montrent que la production de quarks charmés est supérieure aux prédictions de pQCD. Néanmoins, ces mesures souffrent d'une grande incertitude car elles sont basées sur les mesures d'électrons non photoniques, qui sont dominées par le bruit de fond à basse impulsion transverse où se situe l'essentiel de la production.

Deux modèles du processus de recombinaison des  $J/\psi$  ont été développés : un premier modèle [57] utilise une approche cinétique dans laquelle la production des  $J/\psi$  est une compétition entre sa production et sa suppression, ces deux processus dépendant de la densité de charme produit. Le deuxième modèle de recombinaison [58] a une approche statistique de la production des  $J/\psi$ .

### V.4.1 Modèle cinétique

Le modèle de recombinaison cinétique [57] étudie la production du  $J/\psi$  en calculant la production totale venant des effets de suppression et de formation dans un milieu déconfiné. Il suppose que la recombinaison se produit pendant la phase déconfinée.

La production des  $J/\psi$  est alors une compétition entre la recombinaison des  $J/\psi$  et la suppression causée par les interactions du  $J/\psi$  dans le milieu déconfiné. La suppression est décrite par la section efficace de dissociation du  $J/\psi$  par interaction avec les gluons dans le milieu déconfiné :  $J\psi + g \rightarrow c\bar{c}$ , où la paire  $c\bar{c}$  résultante est dans un état coloré. Cette « ionisation » du  $J/\psi$  est un processus dynamique analogue à l'écrantage de la couleur. La recombinaison quant à elle, est décrite par la section efficace de formation qui est le processus inverse de celle de la suppression. L'évolution du nombre de  $J/\psi$  total est décrite suivant l'équation de Boltzmann par :

$$\frac{dN_{J/\psi}}{dt} = \lambda_F N_c N_{\bar{c}} [V(t)]^{-1} - \lambda_D N_{J/\psi} \rho_g \quad (\text{V.5})$$

où  $\rho_g$  est la densité de gluons dans le milieu, les termes  $\lambda$  correspondent aux produits de la section efficace de réaction avec la vitesse relative des composants (les quarks  $c$  et  $\bar{c}$  dans le cas de formation et  $J/\psi$  et gluon dans le processus de suppression),  $V(t)$  correspond au volume du milieu et  $N$  est le nombre des composants. Dans les collisions or-or au RHIC, la production de  $J/\psi$  formés par recombinaison, qui a un comportement quadratique avec le nombre de quarks charmés, devient importante dans les collisions les plus centrales par rapport aux collisions périphériques où la production de charme est moindre, et où l'on ne s'attend pas au déclenchement du processus de recombinaison. Néanmoins l'amplitude de la production des  $J/\psi$  recombinaison prédite par ce

modèle dépend fortement de la mesure de la production du charme ouvert et de sa distribution. La figure V.8 montre la comparaison des mesures  $R_{AuAu}$  en fonction de la centralité avec les prédictions de ce modèle de recombinaison. La courbe en pointillé (pour  $T_0 = 0,4 \text{ GeV}$ ) s'ajuste pour tous les points excepté le point plus central ( $N_{coll} = 779$ ). Alors que la courbe en tireté ( $T_0 = 0,5 \text{ GeV}$ ) sous-estime la zone intermediaire  $60 < N_{coll} < 140$ . L'amplitude de la production des  $J/\psi$  donnée par ces prédictions semble correspondre aux valeurs mesurées. Néanmoins le comportement de la production en fonction de la centralité est moins bien décrite.

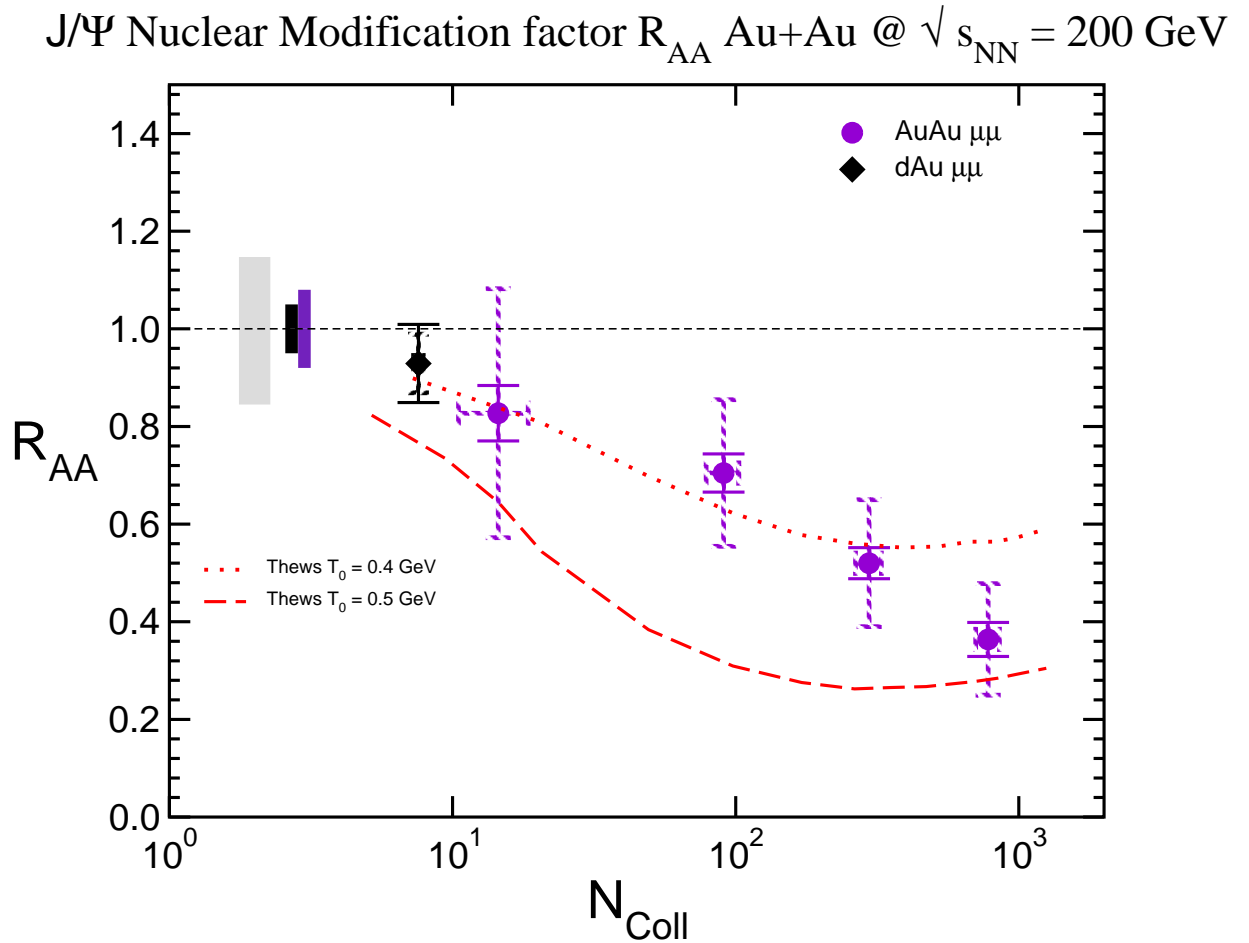


FIG. V.8 – Comparaison des facteurs de modification nucléaire  $R_{AuAu}$  mesurés dans les collisions or-or dans PHENIX (ronds violets) avec les prédictions du modèle proposé par R. Thews *et al.* [59] (courbes rouges).

Ce modèle s'intéresse également aux distributions des  $J/\psi$  en fonction de la rapidité et de l'impulsion transverse dans les collisions or-or au RHIC. Les distributions en impulsion transverse des  $J/\psi$  recombinaison reflètent en effet les distributions du charme initial (en ajoutant les effets de milieu). Pour ce faire, les distributions des quarks charmés sont nécessaires pour évaluer les effets sur les  $J/\psi$  recombinaison. Le modèle [59] utilise les distributions du charme calculées par pQCD et sélectionne les paires  $c\bar{c}$  provenant de la même collision dure appelées paires diagonales et les

quarks  $c$  et  $\bar{c}$  non corrélés pour former des paires appelées non-diagonales. Dans les collisions proton-proton et proton-noyau lourds, la production des  $J/\psi$  est majoritairement produite avec les paires diagonales, alors que dans les collisions noyau-noyau, la production est dominée par les paires non-diagonales. Les distributions en rapidité attendues pour les  $J/\psi$  sont montrées dans la figure V.9. Cette figure présente une comparaison qualitative des distributions des  $J/\psi$  formés par les paires diagonales (triangles rouges) et celles des  $J/\psi$  produits par les paires diagonales et non-diagonales qui sont les paires dominantes. La production de charme étant importante dans dans la région à rapidité nulle, la production  $J/\psi$  par recombinaison y est alors favorisée. La distribution attendue est alors plus étroite dans les collisions centrales pour lesquelles les  $J/\psi$  recombinaisonés sont dominants

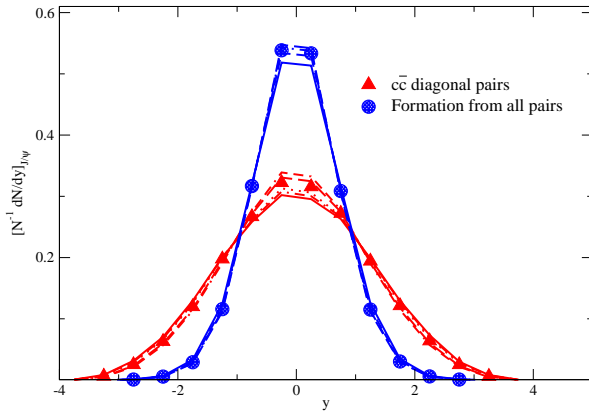


FIG. V.9 – Prédications [59] qualitative des distributions en rapidité des  $J/\psi$  ne subissant pas la recombinaison en rouge (triangles) et la totalité des  $J/\psi$  dont la majorité est produite par recombinaison en bleu (ronds).

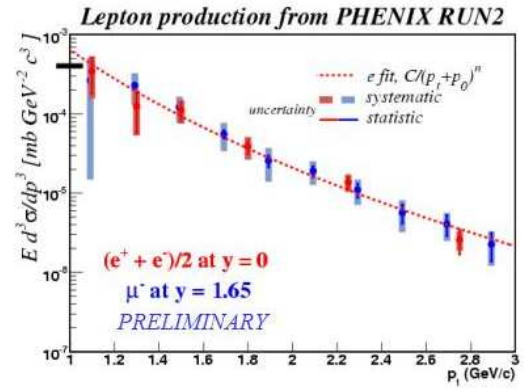


FIG. V.10 – Distribution en fonction de l'impulsion transverse du charme mesurée dans les collisions proton-proton dans l'expérience PHENIX [60] dans la région à rapidité nulle en rouge et à rapidité  $|y| = 2$  en bleu.

Les mesures expérimentales décrites dans le chapitre IV.3.3 ne montrent pas de modification significative de la distribution en rapidité des  $J/\psi$  en fonction de la centralité. Néanmoins, les mesures du charme ouvert en fonction de la rapidité sont nécessaires pour quantifier un éventuel changement de la largeur des distributions en rapidité qui devrait être utilisées par ce modèle. La figure V.10 montre la distribution en fonction de l'impulsion transverse du charme dans deux régions de rapidité différentes : à rapidité nulle en rouge et à rapidité  $|y| = 2$  dans les collisions proton-proton. Elle montre que la formation du charme présente le même taux de production dans ces deux régions et a un comportement similaire en fonction de  $p_t$ . Malgré des incertitudes importantes, ces premières mesures de charme laissent à penser que la production des  $J/\psi$  recombinaisonés pourraient être peu dépendante de la rapidité. Toutefois, ces mesures ne prennent pas en compte la région de basse impulsion transverse où se situe l'essentiel de la production de charme ouvert. Des mesures précises du charme en fonction de la rapidité dans les collisions or-or seraient donc nécessaires pour mieux contraindre les modèles de recombinaison.

De la même manière que pour les distributions en fonction de la rapidité, la production des  $J/\psi$  recombinaisonés est favorisée à bas  $p_t$ . En effet, la production de charme à bas  $p_t$  est plus importante et la combinaison des quarks  $c$  à bas  $p_t$  devient favorisée, entraînant une production plus importante des  $J/\psi$  dans cette région. Ceci affecte alors les valeurs moyennes du carré de

l'impulsion transverse qui sont alors plus petites pour les  $J/\psi$  recombinaison.

La figure V.11 montre les valeurs moyennes du carré de l'impulsion transverse en fonction de la centralité pour trois classes de centralité en or-or. Les courbes représentent les prédictions de Thews *et al.* [61] pour les valeurs de  $\langle p_t^2 \rangle$ . La ligne pointillée représente les prédictions des  $\langle p_t^2 \rangle$  des  $J/\psi$  sans recombinaison. La diffusion d'un parton projectile par les partons du noyau cible dans l'état initial (effet Cronin), va donner une impulsion plus importante au parton initial et augmente ainsi la production de  $J/\psi$  à haut  $p_t$ . Cet effet est décrit en collision proton-noyau par :

$$\langle p_t^2 \rangle_{pA} - \langle p_t^2 \rangle_{pp} = \lambda^2 [\bar{n}_A - 1] \quad (\text{V.6})$$

où  $\bar{n}_A$  est le nombre moyen des interactions inélastiques du projectile sur le noyau de taille A,  $\lambda^2$  est l'impulsion carrée transférée par interaction. Les valeurs  $\bar{n}_A$  et  $\lambda^2$  sont déterminées à partir des valeurs mesurées à 200 GeV en proton-proton et deuton-or de PHENIX et sont :  $\bar{n}_{Au} = 5,4$  et  $\lambda^2 = 0,35 \pm 0,14 \text{ GeV}^2/c$ .

Dans les collisions noyau-noyau, les auteurs [61] décrivent cette augmentation en  $p_t$  par :

$$\langle p_t^2 \rangle_{AB} - \langle p_t^2 \rangle_{pp} = \lambda^2 [\bar{n}_A + \bar{n}_B - 2] \quad (\text{V.7})$$

La courbe en trait plein de la figure V.11 représente la prédiction des  $\langle p_t^2 \rangle$  des  $J/\psi$  qui sont produits par les paires non-diagonales uniquement et la courbe en trait pointillé celle des paires diagonales.

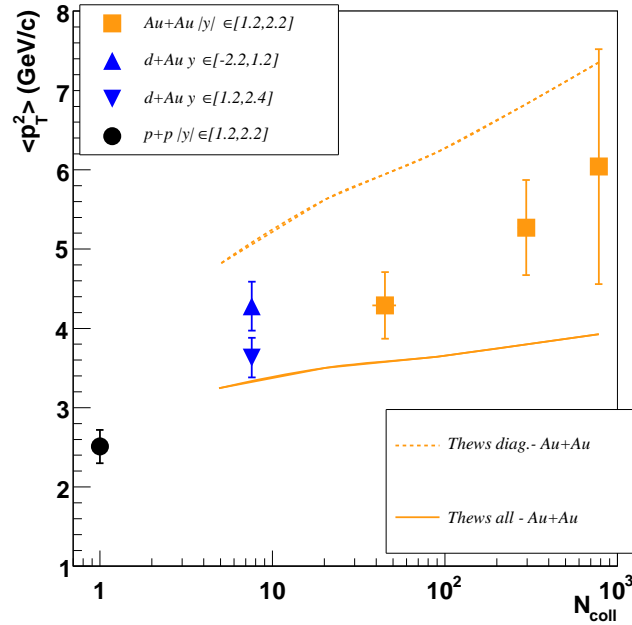


FIG. V.11 – Les valeurs moyennes du carré de l'impulsion transverse en fonction du nombre de collisions binaires pour trois classes de centralité en or-or (carrés jaunes). Les courbes sont les prédictions par [61] des  $\langle p_t^2 \rangle$  en fonction de la centralité avec recombinaison (trait plein) des  $J/\psi$  et sans (ligne pointillée). Les valeurs mesurées en proton-proton et deuton-or sont également représentées dans la figure.

Les mesures expérimentales se situent entre ces deux prédictions, ce qui laisse supposer qu'aux énergies du RHIC, les  $J/\psi$  mesurés sont un mélange de  $J/\psi$  qui survivraient à la formation de

plasma et de  $J/\psi$  recombines. Néanmoins, les incertitudes des mesures ne permettent pas de donner une conclusion forte sur cette comparaison, une autre façon de calculer l'effet Cronin avec les mesures expérimentales sera proposée plus loin.

#### V.4.2 Modèle statistique

Un autre mécanisme de recombinaison a également été développé dans le cadre de l'hadronisation statistique [58]. En effet, l'hadronisation statistique donne une bonne description des rapports d'abondance des hadrons légers produits lors des collisions par une distribution statistique des quarks du bain thermique dans les hadrons. Dans le cas des quarks lourds comme le charme, qui sont uniquement produits dans les collisions nucléon-nucléon dures, il n'y a pas de thermalisation à la phase d'hadronisation. En effet, la masse élevée du quark charmé entraîne un allongement du temps nécessaire pour atteindre la thermalisation. La densité des quarks charmés est alors supérieure à celle attendue au moment du gel cinétique nécessitant une correction du taux de charme disponible dans le bain thermique. La fugacité  $\gamma_c$  est appliquée comme correction dans le modèle d'hadronisation statistique, dans les collisions aux énergies du RHIC,  $\gamma_c$  est de l'ordre de 13 à  $T = 160$  MeV, et de 6 à  $T = 180$  MeV.

Dans le cas de formation des charmonia par ce processus, le terme de fugacité est élevé au carré ce qui entraîne également un comportement quadratique avec le nombre de quarks charmés disponibles. Les productions dépendant de l'abondance des saveurs des quarks dans le milieu au moment de l'hadronisation, la production des quarkonia devient alors très supérieure à la production du charme ouvert, et les rapports de production des quarkonia comme par exemple le rapport de production du  $J/\psi$  au  $\psi'$ , sont fortement contraints.

La production du  $J/\psi$  dans ce modèle [58] est décrite comme une production totale par ce processus en supposant que les  $J/\psi$  formés sans ce mécanisme sont totalement supprimés par l'écrantage de couleur. La figure V.12 montre les prédictions correspondantes ainsi que les valeurs mesurées expérimentalement en fonction de la centralité. Ce modèle ne semble pas reproduire correctement nos données, notons que ces prédictions sont effectuées pour  $y = 0$ .

Un autre modèle proposé par Grandchamp *et al.* [62] associe la recombinaison par l'hadronisation statistique avec une suppression non totale des  $J/\psi$  produits initialement. La dissociation des  $J/\psi$  est modélisée par la suppression dans la phase hadronique par interaction avec les mésons  $\pi$  et  $\rho$  et dans la phase PQG par interaction  $i + J/\psi \rightarrow c + \bar{c}$  ( $i=g,q, \bar{q}$ ) qui est l'effet dominant de la suppression. La figure V.13 compare les mesures  $R_{AuAu}$  avec ces prédictions de recombinaison thermiques : la contribution dite directe (suppression) et la régénération sont également montrées seules sur la figure, l'effet total étant la somme de ces deux contributions. Les points de mesure s'accordent avec la courbe excepté pour le point le plus central ( $N_{coll} = 280$ ). En revanche, si l'on compare les  $R_{AuAu}$  mesurés avec les prédictions sans la recombinaison (courbe rapp direct), la suppression est alors surestimée. La suppression du  $J/\psi$  dans un PQG seule ne décrit pas correctement les mesures expérimentales. Il faut noter que ces prédictions sont calculées pour  $y = 0$  et que les effets nucléaires froids ne sont pas pris en compte.

## V.5 Comparaison avec les résultats de l'expérience NA50

L'expérience NA50 au SPS est la première à avoir observé une suppression du  $J/\psi$  dans les collisions d'ions lourds [38]. Ces mesures étant effectuées sur cible fixe, bénéficient d'une statistique plus importante qu'au RHIC. Cependant l'énergie incidente des nucléons est un ordre de

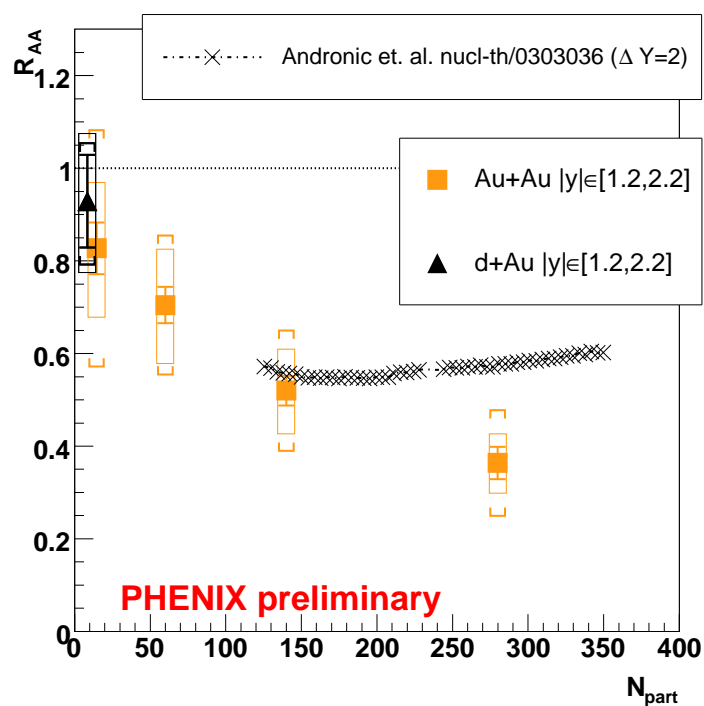


FIG. V.12 – Les facteurs de modification nucléaire mesurés en fonction du nombre de participant. La courbe est une prédiction du modèle [58]. Le triangle noir correspond au  $R_{AA}$  mesuré dans les collisions deuton-or et les carrés jaunes sont les mesures en or-or. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes statistiques, les crochets correspondent aux incertitudes systématiques et les boîtes sont les erreurs communes à toutes les mesures du système de collision considéré.



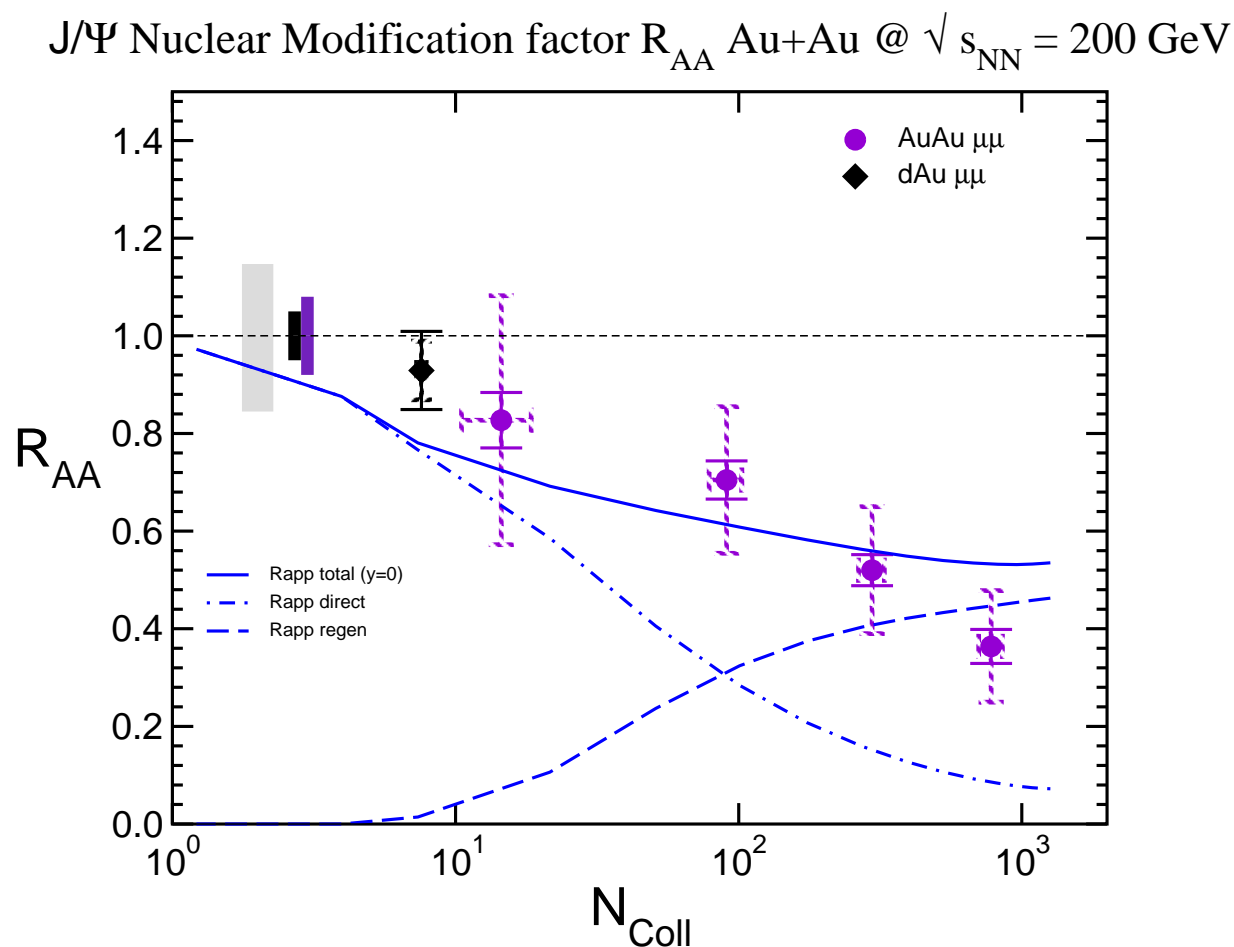


FIG. V.13 – Comparaison des facteurs de modification nucléaire des données de PHENIX avec les prédictions de Rapp. La courbe en tireté correspond à la suppression dans un PQG et la courbe point-tireté correspond à la régénération. L'effet total est la somme des deux contributions.

grandeur inférieure à celle du RHIC, ce qui rend les comparaisons entre SPS et RHIC difficiles. Nous avons vu que la section efficace de production du  $J/\psi$  en or-or à RHIC, tous paramètres d'impact confondus, correspond (voir la formule IV.15) à un facteur  $\alpha$  de  $0,94 \pm 0,01 \pm 0,03$ . Cette valeur est tout à fait compatible avec celles mesurées en proton-noyau par NA50 [63] :  $\alpha = 0,928 \pm 0,015$  et par E866/NuSea [64, 65]  $\alpha = 0,954 \pm 0,003$ . Cependant, cette paramétrisation est peu précise car une faible variation de  $\alpha$  entraîne une importante variation de la section efficace. Une comparaison plus précise, en fonction de la centralité des collisions, est donc nécessaire. Pour effectuer cette comparaison il faut tenir compte du fait que les valeurs mesurées par les deux expériences sont exprimées différemment : dans PHENIX, les résultats sont normalisés à la production en proton-proton multipliée par le nombre de collisions incohérentes des nucléons incidents, obtenu par les simulations. Dans NA50, les résultats sont représentés par le rapport de la production du  $J/\psi$  à celle des dimuons de Drell-Yan qui correspond à la mesure du nombre de processus durs. Ils sont également présentés sous forme de rapports de la production mesurée à la production attendue correspondant à l'effet de l'absorption nucléaire normale seule. Il faut noter que ces prédictions sont obtenues par le modèle de Glauber en utilisant les paramètres d'un ajustement des données en pA.

Les comparaisons vont être présentées d'abord en facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  puis en rapport des productions mesurées aux productions attendues. Le  $R_{AA}$  défini dans PHENIX utilise la même définition que celle exposée par la formule IV.5. Dans le cas des mesures de NA50, un calcul de normalisation est effectué : les mesures  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$  en plomb-plomb sont extraites de [38] et normalisées par la valeur mesurée dans les collisions proton-proton de NA51 [36]. Une correction donnée dans [38], est effectuée afin de prendre en compte la différence d'énergie incidente entre NA51 et NA50. Les rapports des productions mesurées à celles attendues pour PHENIX correspondent au rapport des mesures en or-or aux prédictions de la référence [51] qui incluent les effets de modification des distributions de partons (shadowing) et de l'absorption nucléaire, en utilisant une section efficace de  $\sigma_{abs} = 1$  mb. Dans le cas des mesures de NA50, les valeurs correspondent au rapport des mesures  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$  en plomb-plomb aux prédictions de l'absorption nucléaire seule avec  $\sigma_{abs} = 4,18$  mb. Il faut noter que les valeurs  $R_{AA}$  représentent un rapport des mesures expérimentales uniquement (à  $N_{coll}$  près dans PHENIX), alors que les rapports de la production mesurée à celle attendue font intervenir les modèles théoriques.

Une première comparaison est présentée par les figures V.14 qui montre ces deux variables  $R_{AA}$  et le rapport de la production mesurée à celle attendue, en fonction de la densité d'énergie multipliée par  $\tau_0$  qui n'est pas connue pour le SPS, ni pour le RHIC (voir le paragraphe I.1.3.1 à la page 18). La densité d'énergie utilisée dans la figure pour les mesures au SPS correspond aux valeurs données dans [66]. Le calcul de la densité d'énergie pour les mesures au RHIC, a été effectuée suivant la formule I.7 à la page 18 en utilisant les valeurs de l'énergie transverse et de la surface transverse de chevauchement données dans [10]. Les mesures de  $dE_t/d\eta$  ne sont pas optimales pour les événements les plus périphériques. Il n'a pas été possible de déterminer la densité d'énergie pour la classe 60-92 % et la mesure correspondante n'est donc pas représentée dans la figure.

Les rapports  $R_{AA}$  montrent une suppression similaire en amplitude des mesures du SPS avec celles du RHIC, ce qui laisse supposer que la suppression au RHIC dans la classe la plus centrale est la continuité de la suppression observée au SPS si le rapport des  $\tau_0$  est proche de 1. Néanmoins, ces valeurs ne prennent pas en compte la suppression causée par le shadowing au RHIC ni l'absorption nucléaire au RHIC et au SPS. Les rapports des productions mesurées à

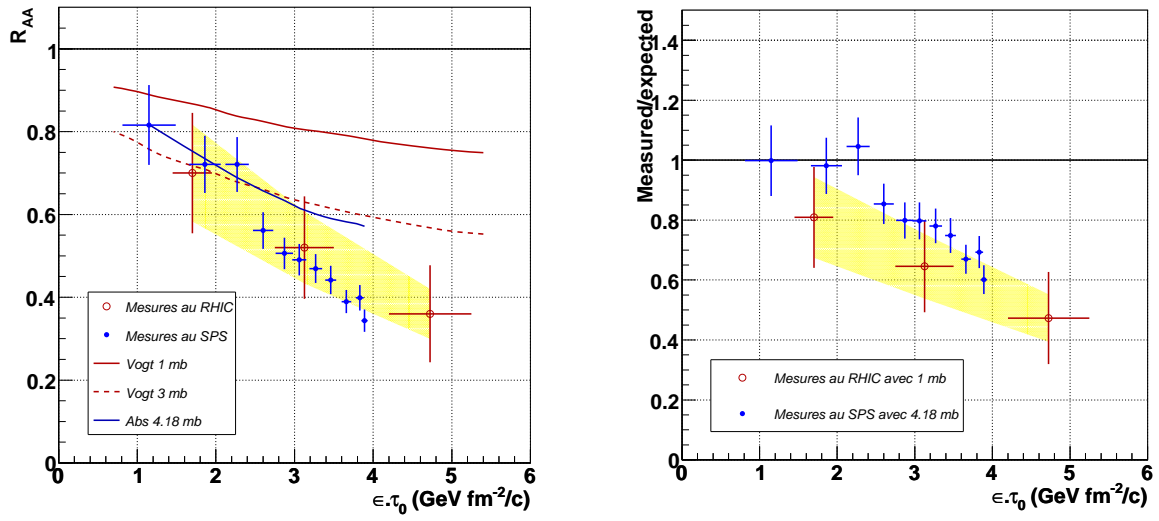


FIG. V.14 – Figure gauche : Facteur de modification nucléaire des mesures de NA50 [38] au SPS (cercles bleus) et des mesures de PHENIX au RHIC (cercles vides rouges) en fonction de la densité d'énergie multipliée par  $\tau_0$ . Les courbes rouges correspondent à la production attendue [51] en prenant en compte les effets de shadowing et l'absorption nucléaire ( $\sigma_{abs} = 1$  mb en trait plein et  $\sigma_{abs} = 3$  mb en ligne pointillée). La courbe bleue correspond à la production attendue avec les effets de l'absorption nucléaire ( $\sigma_{abs} = 4,18$  mb). Figure droite : Rapport des mesures expérimentales à la production attendue en fonction de  $\epsilon\tau_0$ . Les productions mesurées par NA50 sont corrigées de la suppression causée par l'absorption nucléaire avec une section efficace de  $\sigma_{abs} = 4,18$  mb. Les mesures de PHENIX sont corrigées de la suppression causée par les effets de shadowing et de l'absorption nucléaire avec une section efficace de  $\sigma_{abs} = 1$  mb. Les régions colorées en jaune correspondent aux incertitudes communes à toutes les mesures du RHIC.

celles attendues rendent compte de ces effets. Ainsi, les mesures corrigées par les prédictions des différents modèles montrent que la suppression au RHIC est plus importante que celle observée au SPS, ce qui pourrait indiquer que le temps de formation  $\tau_0$  au RHIC est inférieur à celui obtenu au SPS. Il faut noter qu'une section efficace légèrement supérieure à 1 mb au RHIC rendrait les deux mesures plus compatibles.

Une autre comparaison est effectuée en utilisant non plus la densité d'énergie mais la densité d'entropie définie comme :

$$S = \frac{1}{A_{\perp} \tau_0} \frac{dN}{dy} \quad (\text{V.8})$$

où  $A_{\perp}$  correspond à la surface transverse de chevauchement des noyaux, et  $dN/dy$  la multiplicité des particules produites à  $y = 0$ . La multiplicité mesurée dans PHENIX est détaillée dans [10] et celles du SPS sont extraites de [38]<sup>5</sup>. Il faut toutefois noter que dans les collisions les plus centrales, la multiplicité des particules mesurée au RHIC est 1,5 fois supérieure au SPS. Toutefois les mesures présentées pour la classe la plus centrale sont déterminées pour un intervalle de centralité de 20 %. Cet intervalle est plus important que celui utilisé pour les mesures au SPS où les valeurs de densité d'entropie deviennent alors supérieures à celle de la classe la plus centrale au RHIC. Les mesures de la multiplicité ne sont pas optimales pour les événements les plus périphériques au RHIC, il n'a pas été possible de déterminer la densité d'entropie pour la classe 60-92 %, la mesure n'est pas représentée dans la figure.

Les figures V.15 présentent les  $R_{AA}$  et les rapports des productions mesurées à celles attendues en fonction de la densité d'entropie  $S$  multipliée par  $\tau_0$ . Les mesures de  $R_{AA}$  du SPS et du RHIC ont une amplitude similaire en fonction de  $S\tau_0$ . Ce résultat laisse supposer qu'à énergie incidente différente, les deux expériences mesurent le même comportement de suppression. Ceci pourrait être expliqué si la suppression des  $J/\psi$  mesurée au RHIC correspond en fait à la suppression des résonances plus élevées comme le  $\chi_c$  et le  $\psi'$  qui se désintègrent en  $J/\psi$ . Ceci indiquerait alors que les  $J/\psi$  survivent également à la température du plasma atteinte au RHIC.

Les rapports des productions mesurées sur celles attendues ne montrent plus clairement cet effet, les valeurs pour le RHIC sont inférieures à celles du SPS, néanmoins dans les limites des incertitudes des mesures, ces rapports restent compatibles en fonction de la densité d'entropie.

Les deux systèmes ions-ions sont des systèmes de taille nucléaire grande et similaire, par conséquent la comparaison des mesures peuvent être présentée en fonction du nombre de participants qui sont équivalents en or-or et en plomb-plomb en première approximation. Les figures V.16 montrent les  $R_{AA}$  et les rapports des productions mesurées à celles attendues en fonction du nombre de participants de la collision. Les  $R_{AA}$  montrent un comportement similaire de la suppression au RHIC et au SPS en fonction de  $N_{part}$ , ce qui appuie l'observation précédente (figure V.15 de gauche). En revanche, les valeurs des rapports des productions mesurées à celles attendues montrent une suppression plus importante au RHIC par rapport au SPS, l'écart entre les deux s'agrandissant en fonction de  $N_{part}$ . Néanmoins, encore une fois, les incertitudes des mesures au RHIC sont importantes et ne permettent pas de conclure fortement sur cette comparaison.

---

<sup>5</sup>Afin de déterminer la densité d'entropie, les mesures sont prises en fonction des classes de centralité déterminées par les mesures de  $dN_{ch}$ . Les valeurs ne correspondent pas exactement à celles présentées en fonction de la densité d'énergie.

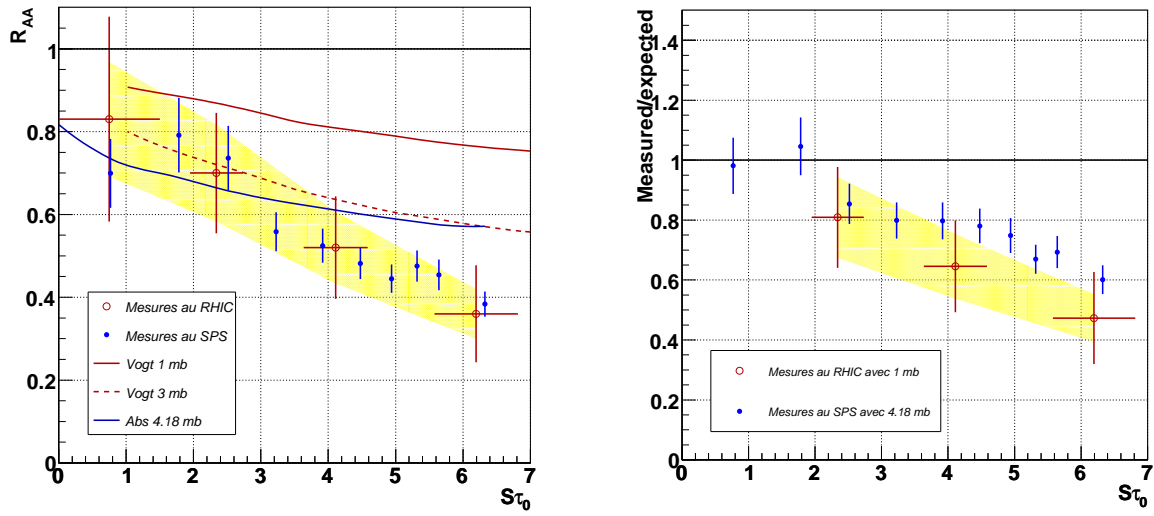


FIG. V.15 – Figure gauche : Facteur de modification nucléaire des mesures de NA50 [38] au SPS (cercles bleus) et des mesures de PHENIX au RHIC (cercles vides rouges) en fonction de la densité d'entropie multipliée par  $\tau_0$ . Les courbes rouges correspondent à la production attendue [51] en prenant en compte les effets de shadowing et l'absorption nucléaire ( $\sigma_{abs} = 1$  mb en trait plein et  $\sigma_{abs} = 3$  mb en ligne pointillée). La courbe bleue correspond à la production attendue avec les effets de l'absorption nucléaire ( $\sigma_{abs} = 4.18$  mb). Figure droite : Rapport des mesures expérimentales à la production attendue en fonction de  $S\tau_0$ . Les productions mesurées par NA50 sont corrigées de la suppression causée par l'absorption nucléaire avec une section efficace de  $\sigma_{abs} = 4.18$  mb. Les mesures de PHENIX sont corrigées de la suppression causée par les effets de shadowing et de l'absorption nucléaire avec une section efficace de  $\sigma_{abs} = 1$  mb. Les régions colorées en jaune correspondent aux incertitudes communes à toutes les mesures du RHIC.

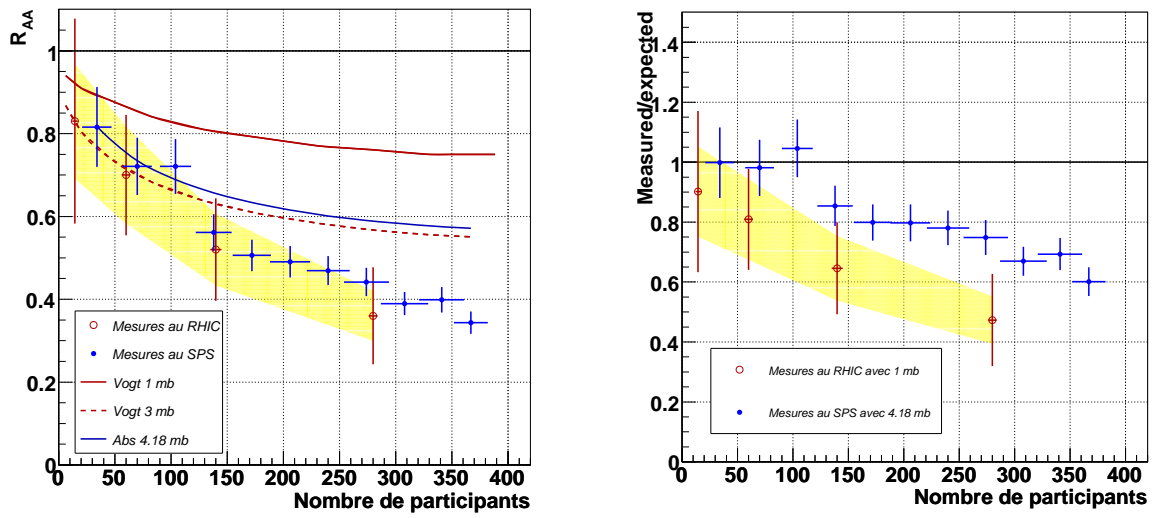


FIG. V.16 – Figure gauche : Facteur de modification nucléaire des mesures de NA50 [38] au SPS (cercles bleus) et des mesures de PHENIX au RHIC (cercles vides rouges) en fonction du nombre de participants  $N_{part}$ . Les courbes rouges correspondent à la production attendue [51] en prenant en compte les effets de shadowing et l'absorption nucléaire ( $\sigma_{abs} = 1$  mb en trait plein et  $\sigma_{abs} = 3$  mb en ligne pointillée). La courbe bleue correspond à la production attendue avec les effets de l'absorption nucléaire ( $\sigma_{abs} = 4.18$  mb). Figure droite : Rapport des mesures expérimentales à la production attendue en fonction de  $N_{part}$ . Les productions mesurées par NA50 sont corrigées de la suppression causée par l'absorption nucléaire avec une section efficace de  $\sigma_{abs} = 4.18$  mb. Les mesures de PHENIX sont corrigées de la suppression causée par les effets de shadowing et de l'absorption nucléaire avec une section efficace de  $\sigma_{abs} = 1$  mb. Les régions colorées en jaune correspondent aux incertitudes communes à toutes les mesures du RHIC.

Enfin, une comparaison des  $R_{AA}$  et des rapports de la production mesurée à celle attendue en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée est présentée dans les figures V.17. Le comportement de  $R_{AA}$  en fonction de  $L$  est très similaire, les points de mesure au RHIC sont compatibles avec ceux au SPS. Les rapports de la production mesurée à celle attendue montrent également un accord dans les barres d'erreur.

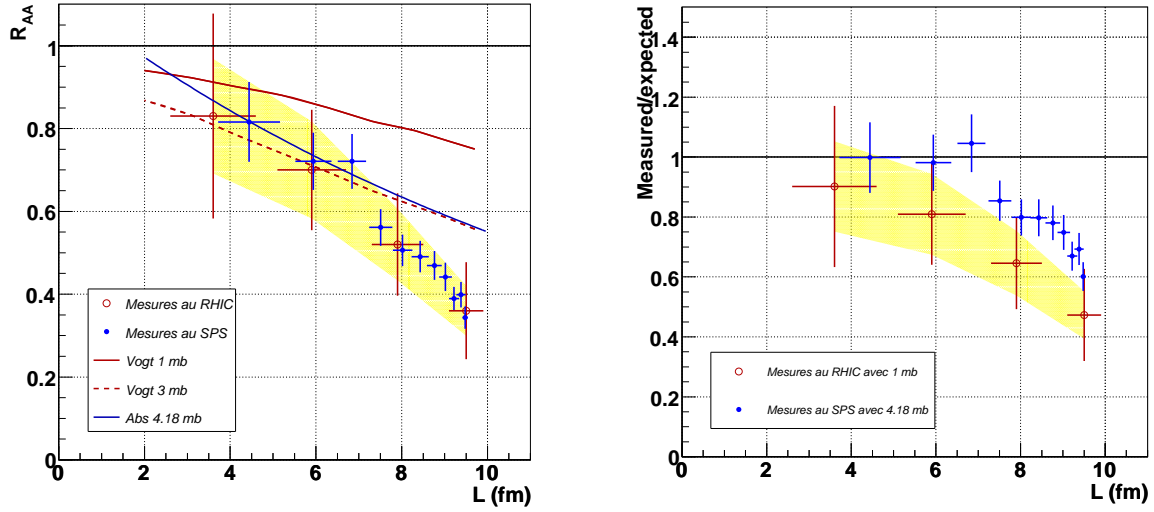


FIG. V.17 – Figure gauche : Facteur de modification nucléaire des mesures de NA50 [38] au SPS (cercles bleus) et des mesures de PHENIX au RHIC (cercles vides rouges) en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée. Les courbes rouges correspondent à la production attendue [51] en prenant en compte les effets de shadowing et l'absorption nucléaire ( $\sigma_{abs} = 1$  mb en trait plein et  $\sigma_{abs} = 3$  mb en ligne pointillée). La courbe bleue correspond à la production attendue avec les effets de l'absorption nucléaire ( $\sigma_{abs} = 4.18$  mb). Celle-ci est obtenue par un ajustement sur les mesures expérimentales en pA, extrapolée à  $L = 0$  fm [67]. Nous avons choisi de normaliser les valeurs  $R_{AA}$  par la mesure de NA51 en proton-proton rapportée à 158 GeV [38]. Cette différence explique que la courbe bleue ne rejoigne pas l'unité pour  $L = 0$  fm. Figure droite : Rapport des mesures expérimentales à la production attendue en fonction de  $L$ . Les productions mesurées par NA50 sont corrigées de la suppression causée par l'absorption nucléaire avec une section efficace de  $\sigma_{abs} = 4.18$  mb. Les mesures de PHENIX sont corrigées de la suppression causée par les effets de shadowing et de l'absorption nucléaire avec une section efficace de  $\sigma_{abs} = 1$  mb. Les régions colorées en jaune correspondent aux incertitudes communes à toutes les mesures du RHIC.

Les rapports des productions mesurées à celles attendues montrent une suppression plus importante au RHIC qu'au SPS. Toutefois, les mesures au RHIC sont corrigées dans ces figures par le modèle proposé par R. Vogt [51] utilisant comme valeur de section efficace d'absorption de 1 mb. Il est important de noter qu'une valeur de 2 ou 3 mb ne peut pas être exclue actuellement par nos résultats deuton-or. La prise en compte d'une section efficace supérieure à 1 mb rapprocherait les valeurs que nous obtenons de celles de NA50.

Les comparaisons des  $R_{AA}$  en fonction de différentes variables : la densité d'énergie, la densité d'entropie, le nombre de participants et de la longueur de matière traversée, montrent un comportement très similaire de la suppression au SPS et au RHIC. Il faut noter que le  $R_{AA}$  ne prend pas en compte les effets d'absorption nucléaire et montre une mesure brute. Cette observation laisse à penser que la sup-

pression mesurée du  $J/\psi$  correspond à la suppression des résonances  $\chi_c$  ( $\sim 30\%$ ) et  $\psi'$  ( $\sim 10\%$ ), ce qui pourrait indiquer que la température du plasma atteinte au RHIC n'est pas suffisante pour écranter le  $J/\psi$ . Dans le cas de ce scénario, la suppression totale du  $J/\psi$  devrait être observée au LHC. Notons toutefois que la suppression directe du  $J/\psi$  pourrait intervenir dans les collisions très centrales à RHIC, sans que notre statistique actuelle nous permette de l'observer. Une nouvelle analyse de ces mêmes données est en cours, qui pourrait permettre de préciser ce point. Une prise de données à plus grande statistique, permettant de diminuer la taille des intervalles de centralité et d'explorer une région en moyenne plus centrale, devrait donc constituer une priorité.

La figure V.18 résume les valeurs moyennes du carré de l'impulsion transverse en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée  $L$  pour les mesures au SPS et au RHIC. Les mesures au SPS comprennent celles des expériences NA3 en proton-proton et en proton-platine à 200 GeV sur cible fixe, de NA38 en proton-cuivre, proton-uranium, oxygène-cuivre, oxygène-uranium et en soufre-uranium à 200 GeV sur cible fixe, de NA50 en plomb-plomb à 158 GeV sur cible fixe et proton-beryllium, proton-aluminium, proton-cuivre, proton-tungstène et proton-plomb à 400 GeV sur cible fixe et enfin de NA51 en proton-proton, proton-deuton, et NA51 en proton-aluminium et proton-tungstène à 450 GeV sur cible fixe. Les mesures au RHIC représentées dans la figure correspondent aux mesures en proton-proton, deuton-or (la moyenne pondérée des mesures dans le bras nord et sud est représentée) et or-or à  $\sqrt{s} = 200$  GeV. Les droites représentées sont des ajustements linéaires de la forme  $p_0 + p_1 \times L$ . le tableau V.1 résume les valeurs des paramètres de ces ajustements pour différentes énergies incidentes. On constate une évolution significative de la pente  $p_1$  avec l'énergie incidente. L'ajustement des mesures au RHIC montre que dans les barres d'erreur, l'élargissement de la distribution en  $p_t$  est compatible avec un effet qui est proportionnel à la longueur de matière nucléaire traversée, comme l'effet Cronin.

$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	$p_0$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$p_1$ (GeV/c) <sup>2</sup> .fm <sup>-1</sup>	$\chi^2/dl$
17,3	1,10 ± 0,02	0,082 ± 0,003	0,52
19,4	1,20 ± 0,03	0,079 ± 0,006	0,70
27,4	1,58 ± 0,01	0,082 ± 0,005	0,34
29,1	1,63 ± 0,01	0,081 ± 0,003	3,17
38,8	2,00 ± 0,02	0,11 ± 0,01	0,45
200	2,45 ± 0,19	0,54 ± 0,04	0,17

TAB. V.1 – Valeurs des paramètres des ajustements des  $\langle p_t^2 \rangle$  en fonction de  $L$  pour différentes énergies incidentes. On constate une évolution significative de la pente  $p_1$  avec l'énergie incidente.

En utilisant les mesures de  $\langle p_t^2 \rangle$  en proton-proton et deuton-or (la moyenne pondérée des mesures nord-sud est prise ici), nous pouvons déterminer analytiquement le comportement de la valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée  $L$  :

$$\langle p_t^2 \rangle = 2,51 + 0,32 \times L \quad (\text{V.9})$$

La figure V.19 montre que dans les limites des incertitudes liées aux mesures en or-or, l'augmentation de  $\langle p_t^2 \rangle$  est tout à fait compatible avec l'effet Cronin déterminée analytiquement



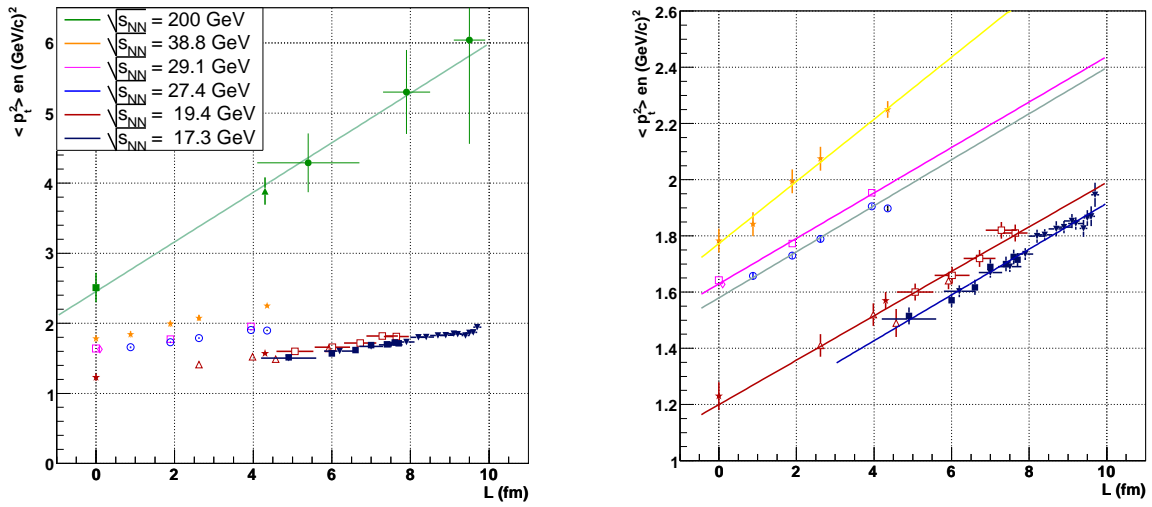


FIG. V.18 – Valeurs moyennes du carré de l'impulsion transverse en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée. Les mesures en bleu foncé correspondent à celles de NA50 en Pb-Pb à 158 GeV (sur cible fixe) et NA60 en In-In [68], les mesures en rouge sont celles de NA3 en p-p et de NA38 en p-Cu, p-U, O-Cu, O-U et S-U à 200 GeV (cible fixe), les mesures en bleu clair représentent celles de NA50 en p-Be, p-Al, p-Cu, p-W et p-Pb à 400 GeV (cible fixe), les mesures en magenta sont celles de NA51 en p-p et p-d, et NA50 en p-Al et p-W à 400 GeV (cible fixe), les points oranges correspondent aux expériences E866/789/771 [65] à 800 GeV (cible fixe). Enfin, les mesures en vert correspondent aux mesures de PHENIX à 200 GeV (au centre de masse). La figure de droite montre un agrandissement des valeurs mesurées au SPS et au FNAL. Les courbes correspondent à un ajustement linéaire du  $\langle p_t^2 \rangle$  en fonction de  $L$  pour chaque énergie incidente.

par l'équation V.9. Il faut noter que les mesures en deuton-or, qui ont été utilisées dans la détermination de la courbe, ne sont pas compatibles avec la courbe représentée sur cette figure. Ceci s'explique par le fait que les équivalences entre le nombre de collision binaire et la longueur de matière traversée utilisées sont déterminées pour le système or-or. La courbe rouge représentée n'est valable que pour le système or-or. Nous concluons de cette figure que le mécanisme responsable de la suppression de la production du  $J/\psi$  dans nos données n'a pas d'influence mesurable sur les valeurs de  $\langle p_t^2 \rangle$  des particules détectées. En effet, la variation observée de  $\langle p_t^2 \rangle$  dans les collisions or-or est parfaitement reproduite par la simple extrapolation de l'effet Cronin depuis les mesures dans les collisions proton-proton et deuton-or.

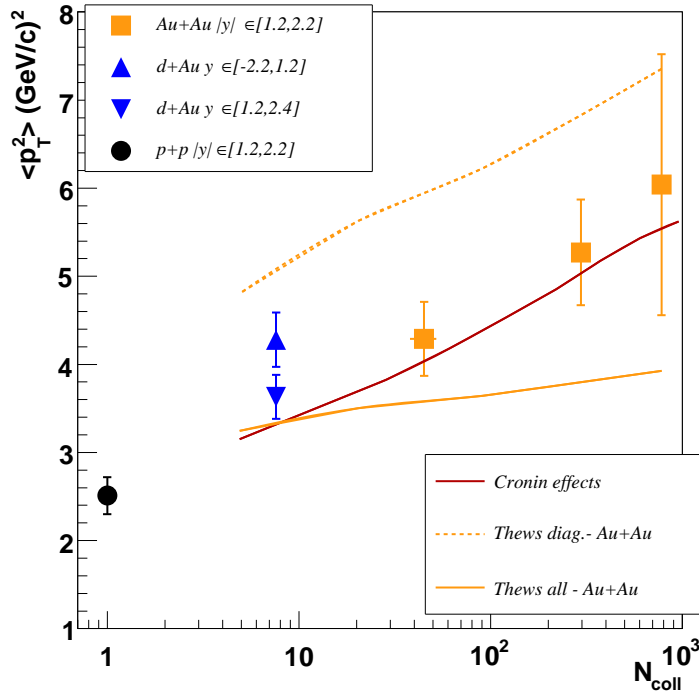


FIG. V.19 – Les valeurs moyennes du carré de l'impulsion transverse en fonction du nombre de collisions binaires pour trois classes de centralité en or-or (carrés jaunes). Les courbes sont les prédictions de recombinaison V.11. La courbe rouge correspond à ce l'élargissement de la distribution en  $p_t$  causée par l'effet Cronin déterminée par V.9.



# Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse est une étude de la production du  $J/\psi$  mesurée par l'expérience PHENIX dans les collisions or-or à 200 GeV au centre de masse, auprès du collisionneur RHIC. La suppression du  $J/\psi$  dans les collisions centrales, est attendue comme une signature d'un plasma de quarks et de gluons.

Les résultats montrent une suppression significative de cette production dans les collisions or-or les plus centrales. Les effets nucléaires froids, tels que le shadowing et l'absorption nucléaire prédisent une suppression moins importante que celle observée. Ceci suggère que des mécanismes supplémentaires doivent être pris en compte.

Toutefois les modèles qui décrivent bien la suppression observée par NA50 dans les collisions plomb-plomb auprès du SPS au CERN, comme le modèle des co-voyageurs, la suppression par percolation ou les interactions du  $J/\psi$  dans un PQG, conduisent à une suppression plus importante que celle observée au RHIC.

Avant même la publication des premiers résultats de PHENIX, d'autres modèles ont été proposés qui prennent en compte la compétition entre la suppression causée par la formation du PQG et une régénération (cinétique ou statistique) du  $J/\psi$  due à l'abondance et à la mobilité des quarks charmés dans ce milieu déconfiné. Ces modèles semblent mieux reproduire la suppression observée en fonction de la centralité des collisions. Ils prédisent en général un comportement caractéristique en fonction de la rapidité ou de l'impulsion transverse des  $J/\psi$  recombinaisonnés. L'analyse de nos données présentée dans cette thèse ne montre pas d'indice en accord avec ces comportements. Il est important de noter que les distributions du charme ouvert, nécessaires pour mieux contraindre ces modèles, ne sont pas encore précisément mesurées. De plus, cette analyse n'est pas exhaustive, et l'étude d'autres observables telles que l'anisotropie azimutale du  $J/\psi$  pourrait apporter des informations supplémentaires.

La comparaison de la production de  $J/\psi$  mesurée dans les collisions plomb-plomb dans NA50 avec les collisions or-or dans PHENIX montre une suppression similaire en amplitude. Comme dans les expériences auprès du SPS, l'élargissement des distributions en impulsion transverse que nous observons dans les collisions or-or à RHIC, semble compatible avec l'effet Cronin. Ceci suggère que le mécanisme de suppression que nous observons n'introduit pas d'effet mesurable sur l'impulsion transverse carrée moyenne des  $J/\psi$  survivants. L'ensemble de ces résultats est compatible avec le scénario selon lequel seules les résonances  $\chi_c$  et  $\psi'$  subissent l'écrantage de couleur aux énergies du RHIC, en accord avec les calculs récents de QCD sur réseau. Toutefois, nos intervalles de centralité sont actuellement limités par la faible statistique de nos données et ne permettent pas d'explorer précisément les interactions les plus centrales. Une suppression directe du  $J/\psi$  qui interviendrait dans les collisions les plus centrales à RHIC ne peut actuellement être écartée au vu de nos résultats. Ceci renforce l'intérêt d'une prise de données à haute luminosité dans PHENIX. La production du  $J/\psi$  devra également être mesurée auprès du LHC, où les effets de

suppression directe ou de recombinaison devraient être amplifiés. Il faut noter que les incertitudes de nos mesures expérimentales constituent la faiblesse de nos résultats. Il est difficile aujourd'hui de donner une conclusion forte avec les résultats présentés dans cette thèse. De plus, la normalisation proton-proton utilisée pour les calculs de  $R_{AuAu}$  est basée sur l'analyse des données du RUN3 [34]. Ce lot de données souffre d'une faible statistique en particulier pour la production des  $J/\psi$  à hauts  $p_t$ . La prise de données RUN5 proton-proton est en cours d'analyse. Elle bénéficie d'une luminosité meilleure et donc d'une plus grande statistique pour les études en fonction de la rapidité et de l'impulsion transverse. Ceci permettra par exemple de mieux conclure sur l'origine de l'élargissement des distributions en impulsion transverse. Une étude plus précise sera possible en fonction de la rapidité et devrait permettre une meilleure comparaison avec les modèles de recombinaison.

Une campagne de prise de données en deuton-or ou deuton-cuivre est prévue dans les années à venir. Ces mesures permettront alors d'affiner les paramètres des modèles de shadowing et d'absorption nucléaire et d'obtenir ainsi des prédictions plus précises pour les collisions or-or.

Le calendrier du collisionneur RHIC prévoit également une campagne de collisions or-or à plus grande luminosité pour l'année 2008. Des projets de détecteurs de vertex sont en cours de réalisation, afin d'étudier la production de quarks lourds (charme et beauté) par l'identification des vertex secondaires de désintégration. Ces mesures permettront alors de mieux comprendre la production de charme, et ainsi de mieux contraindre les modèles de régénération du  $J/\psi$ .

L'analyse des données du RUN4 a permis de se rendre compte des limites de la reconstruction des trajectoires dans les trajectographes, la multiplicité des particules produites affectant significativement l'efficacité de reconstruction. La désactivation de certaines zones du trajectrographe par extinction des hautes tensions correspondantes est envisagée afin de réduire l'occupation des chambres tout en préservant au mieux l'acceptance de détection.

L'analyse de ces données se poursuit dans le but d'utiliser toute la statistique disponible et de réduire les erreurs systématiques. Les résultats définitifs de cette campagne de prise de données devraient être disponibles à l'été 2006. Ces résultats comprendront les données des collisions cuivre-cuivre acquises en 2005 qui devraient permettre une comparaison plus détaillée avec les différents modèles proposés.

# Annexes

**Modèle de Glauber : Correspondance centralité, paramètre d'impact, nombre de collisions binaires, nombre de participants.** Le tableau 2 ci-dessous présente les correspondances entre la centralité mesurée avec les paramètres d'impact  $b$ , le nombre de collisions nucléon-nucléon  $N_{coll}$  ainsi que le nombre de participant  $N_{part}$ , la fonction de chevauchement  $T_{AB}$  et l'excentricité par les simulations suivant le modèles de Glauber.

classe de centralité	$N_{part}$	$N_{coll}$	$T_{AB}$ (fm <sup>2</sup> )	$b$ (fm)	ecc.
0- 5 %	351.4 ± 2.9	1065.4 ± 105.3	25.37 ± 1.77	2.3 ± 0.1	0.027± 0.007
5- 10 %	299.0 ± 3.8	845.4 ± 82.1	20.13 ± 1.36	4.1 ± 0.2	0.086± 0.011
10- 15 %	253.9 ± 4.3	672.4 ± 66.8	16.01 ± 1.15	5.2 ± 0.3	0.140± 0.023
15- 20 %	215.3 ± 5.3	532.7 ± 52.1	12.68 ± 0.86	6.2 ± 0.2	0.182± 0.020
20- 25 %	181.6 ± 5.6	421.8 ± 46.8	10.04 ± 0.85	7.0 ± 0.4	0.224± 0.031
25- 30 %	151.5 ± 4.9	325.6 ± 32.4	7.75 ± 0.58	7.8 ± 0.3	0.257± 0.022
30- 35 %	125.7 ± 4.9	251.0 ± 25.9	5.98 ± 0.48	8.4 ± 0.4	0.287± 0.025
35- 40 %	102.7 ± 4.3	188.6 ± 20.6	4.49 ± 0.43	9.1 ± 0.4	0.315± 0.032
40- 45 %	82.9 ± 4.3	139.4 ± 15.4	3.32 ± 0.31	9.7 ± 0.4	0.337± 0.039
45- 50 %	65.9 ± 3.4	101.3 ± 12.1	2.41 ± 0.25	10.2 ± 0.4	0.360± 0.046
50- 55 %	51.6 ± 3.2	72.1 ± 10.5	1.72 ± 0.23	10.7 ± 0.4	0.372± 0.048
55- 60 %	39.4 ± 3.5	49.9 ± 9.6	1.19 ± 0.23	11.2 ± 0.4	0.383± 0.069
60- 65 %	29.8 ± 4.1	34.4 ± 8.7	0.82 ± 0.21	11.7 ± 0.5	0.397± 0.052
65- 70 %	21.5 ± 3.8	22.6 ± 6.6	0.54 ± 0.16	12.1 ± 0.5	0.399± 0.054
70- 75 %	15.5 ± 3.4	14.8 ± 5.1	0.35 ± 0.12	12.6 ± 0.5	0.392± 0.075
75- 80 %	11.3 ± 2.6	9.9 ± 3.3	0.24 ± 0.08	13.0 ± 0.6	0.381± 0.115
80- 92 %	6.3 ± 1.2	4.9 ± 1.2	0.12 ± 0.03	14.1 ± 0.6	0.261± 0.082

TAB. 2 – Table de correspondance des classes de centralité avec le nombre de participants, de collisions binaires pour chaque classe de centralité.

Les incertitudes de ces quantités sont évaluées en faisant varier :

- les paramètres de Woods-Saxon  $R = 6,65$  fm et  $a = 0,55$  fm, puis  $R = 6,25$  fm et  $a = 0,53$  fm,
- la section efficace d'interaction nucléon-nucléon  $\sigma_{NN} = 39$  mb puis 45 mb,
- dans la simulation par défaut, les nucléons se chevauchent, une simulation en prenant des nucléons comme des cœurs durs de rayon  $r = 0,4$  fm,
- en changeant la probabilité de chevauchement :  $p(d) = \sigma_{inel}/\sigma_{total}$ , et  $p(d) = 1 - (1 -$

$p_1 \exp(-p_2 d^2)$  ( $p_1 = 0,755$  et  $p_2 = 0,89 \text{ fm}^{-2}$ ), par défaut  $p(d) = 1$  pour  $d < \sqrt{\sigma_{inel}/\pi}$   
sinon  $p(d) = 0$ .

L'incertitude associée est alors la somme quadratique des différences observées par rapport aux valeurs par défaut. Il faut ajouter les incertitudes liées aux réponses des détecteurs qui seront discutés dans le chapitre II.2.1 à la page 50. Les résultats de l'analyse qui sont présentés en fonction de la centralité, utilisent les classes de centralité ainsi que les équivalences nombre de participants et de collisions nucléons-nucléons correspondantes.

**La multiplicité dans les collisions AA par le modèle de mini-jets.** Ce modèle détermine la section efficace de la production de mini-jet dans les collisions proton-proton en séparant la contribution des jets produits par processus mous (non perturbatif et non calculable) et durs (à grand  $Q^2$  et donc calculable par pQCD). Ce modèle suppose une limite  $p_0$  qui sépare la production de mini-jet par processus durs  $p_t > p_0$  des processus mous  $p_t < p_0$ . Les sections efficaces des processus mous et la valeur  $p_0$  sont déterminés de manière phénoménologique à partir des données mesurées en proton-proton. Les calculs des sections efficaces des processus durs prennent en compte les fonctions de distributions des partons dans un nucléon en utilisant la paramétrisation GRV. La multiplicité dans les collisions proton-proton est alors décrite par :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = \langle n \rangle_s + \langle n \rangle_h \frac{\sigma_{jet}(s)}{\sigma_{in}(s)} \quad (10)$$

où  $\langle n \rangle_s$  et  $\langle n \rangle_h$  représentent la production des particules par interaction molle et par fragmentation,  $\sigma_{jet}$  la section efficace de production de jets (pQCD) et  $\sigma_{in}$  est la section efficace totale inélastique.

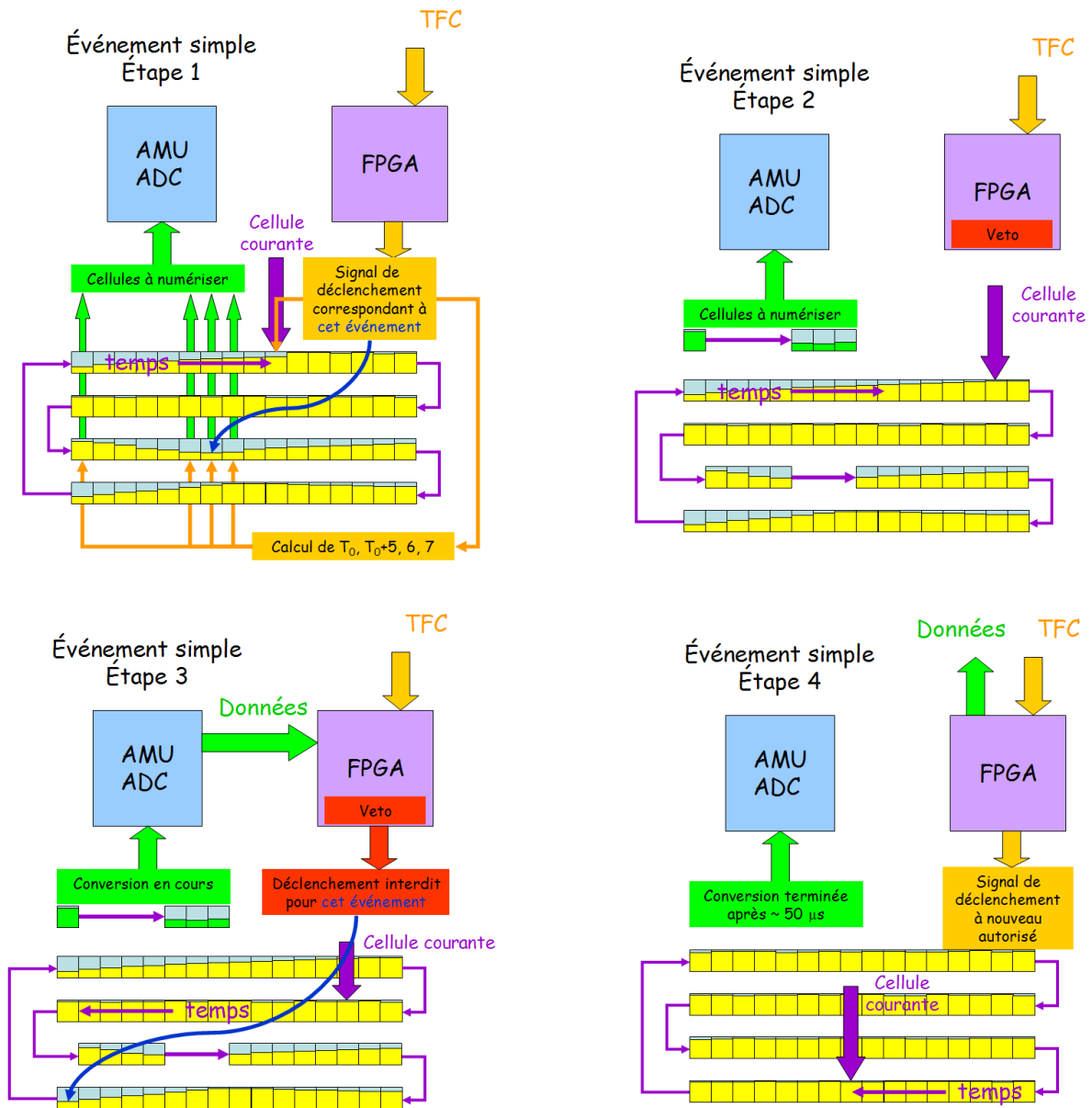
L'extrapolation de la multiplicité dans les collisions noyau-noyau (AA) est alors la somme de la contribution produite par interaction molle extrapolée dans les collisions AA de la collision avec la contribution produite par interaction dure extrapolée en AA. En l'absence d'effets nucléaires et de formation de PQG, la production de particules par processus durs en AA est attendue comme la production en proton-proton multipliée par la somme des collisions incohérente ( $N_{coll}$ ) en AA. La production par processus mous en AA est proportionnelle aux nombres de participants ( $N_{part}$ ). La multiplicité attendue s'écrit alors :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = \frac{1}{2} \langle N_{part} \rangle \langle n \rangle_s + \langle N_{coll} \rangle \langle n \rangle_h \frac{\sigma_{jet}^{AA}(s)}{\sigma_{in}(s)} \quad (11)$$

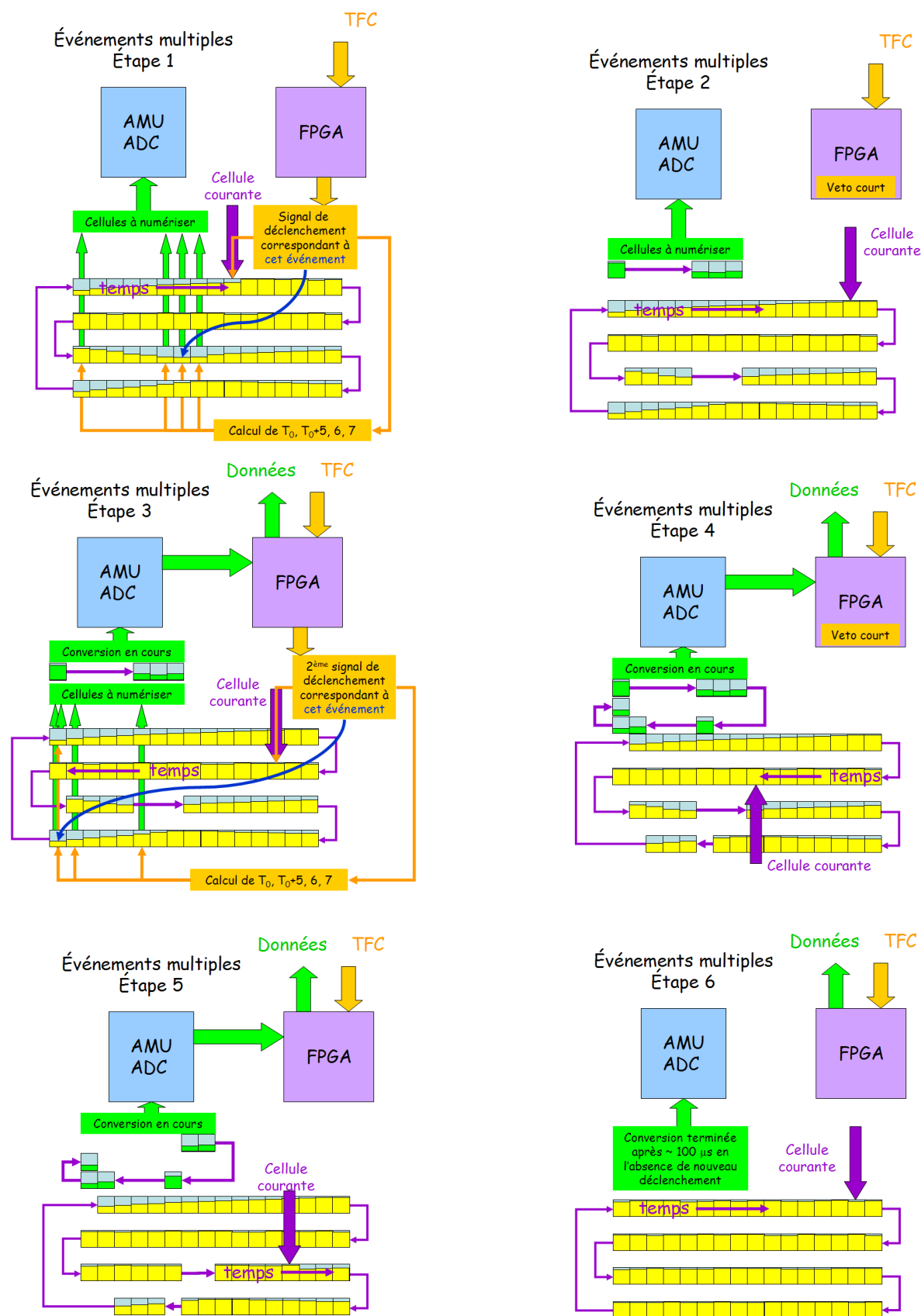
Les nombres moyens  $N_{coll}$  et  $N_{part}$  sont déterminés par simulation.



**Principe d'acquisition d'événements simple et multiples.** Les deux figures représentent les étapes de la numérisation dans les modes d'acquisition d'événements simple et multiples.



Algorithme d'acquisition d'événement simple. Ces schémas représentent les quatre étapes de la numérisation du signal de chaque canal de l'électronique de lecture des trajectographes. Lors de l'arrivée du signal de déclenchement, les adresses des cellules analogiques correspondant au temps de l'événement sont calculées (étape 1) en retranchant le temps nécessaire à la prise de décision du déclenchement. Ces cellules sont retirées de la liste des cellules utilisables pour stocker le signal analogique entrant, afin de préserver leur contenu (étape 2). Pendant la conversion de ces cellules, un veto interdit toute acquisition d'un nouvel événement (étape 3). A la fin de la conversion (étape 4) le signal de déclenchement est à nouveau autorisé. L'ensemble de la procédure s'effectue en environ 50  $\mu$ s.



Algorithme d'acquisition d'événements multiples. Les deux premières étapes sont identiques à celle de l'acquisition d'événement simple, à ceci près que l'arrivée d'un deuxième signal de déclenchement est autorisée pendant la conversion du premier événement (étape 3). Pendant la conversion des deux autres (étape 4), un troisième événement peut également intervenir. Les cellules sont remises en service une fois leur contenu converti (étape 5). Le temps mort effectif est réduit à la durée du veto court (15 cellules temporelles) soit  $1,5 \mu\text{s}$ . Le nombre d'événements simultanés est toutefois limité à 4.

**Distribution des charges recueillies dans les cathodes dans les chambres à fils.** Soit  $\rho(\lambda)$  la distribution de la charge induite dans les cathodes où la variable unique  $\lambda$  est définie comme le rapport  $\lambda = x/h$  avec  $x$  la position suivant l'axe parallèle à la direction définie par les anodes et  $h$  la distance séparant les anodes des cathodes. Si  $q_a$  est la charge nette reçue au niveau des anodes, la fonction de Mathieson décrit le rapport  $\rho(\lambda)/q_a$  par la relation :

$$\frac{\rho(\lambda)}{q_a} = K_1 \frac{1 - \tanh^2 K_2 \lambda}{1 + K_3 \tanh^2 K_2 \lambda}$$

Les constantes  $K_1$ ,  $K_2$  dépendent de  $K_3$  par les relations :

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{K_2 \sqrt{K_3}}{4 \tan^{-1} \sqrt{K_3}} \\ K_2 &= \frac{\pi}{2} \left( 1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2} \right) \end{aligned}$$

La valeur de  $K_3$  dépend du rayon des fils d'anode, de la distance entre les anodes et de la distance  $h$  séparant les anodes et les cathodes. Dans le code de reconstruction des chambres des trajectographes, nous utilisons  $K_3 = 0,5$ .

**Erreur statistique sur le signal.** Dans la fenêtre de masse  $[2,6 ; 3,6]$  (GeV/c<sup>2</sup>), le signal extrait est de la forme dans chaque intervalle de masse :

$$\text{Signal} = N_{+-} - 2R_{+/-} \times \sqrt{N_{++} \times N_{--}}$$

L'erreur associée aux nombres N de paires mesurées est  $\sqrt{N}$ , ce qui donne pour nos mesures  $N_{+-} \pm \sqrt{N_{+-}}$ ,  $N_{--} \pm \sqrt{N_{--}}$  et  $N_{++} \pm \sqrt{N_{++}}$ . L'erreur associée du signal dans le cas de l'utilisation de la technique des paires de même signe, et en supposant  $R_{+/-} = 1$ , est de la forme :

$$\begin{aligned} \sigma_S^2 &= \sum_i \left( \frac{\partial S}{\partial x_i} \right)^2 \times \sigma_{x_i}^2 \\ &= \left( \frac{\partial S}{\partial N_{+-}} \right)^2 \times N_{+-} + \left( \frac{\partial S}{\partial N_{--}} \right)^2 \times N_{--} + \left( \frac{\partial S}{\partial N_{++}} \right)^2 \times N_{++} \\ &= N_{+-} + N_{--} + N_{++} \\ \sigma_S &= \sqrt{N_{+-} + N_{--} + N_{++}} \end{aligned}$$

**Combinaison des résultats avec différentes mesures.** La meilleure estimation d'une quantité physique  $a$  lorsque plusieurs mesures de cette quantité sont effectuées  $a_i$  avec une incertitude  $\epsilon_i$  se fait par minimisation du  $\chi^2$  :

$$\chi_a^2 = \sum_i \left( \frac{a_i - a}{\epsilon_i} \right)^2 = \left( \frac{a_N - a}{\epsilon_N} \right)^2 + \left( \frac{a_S - a}{\epsilon_S} \right)^2$$

La minimisation donne alors une moyenne pondérée selon les erreurs de chaque mesure par rapport à l'erreur totale :

$$\begin{aligned} a &= \frac{\sum a_i / \epsilon_i^2}{\sum 1 / \epsilon_i^2} = \frac{a_N / \epsilon_N^2 + a_S / \epsilon_S^2}{1 / \epsilon_N^2 + 1 / \epsilon_S^2} \\ &= \frac{w_n \times a_N + w_s \times a_S}{w_n + w_s} \text{ où } w_i = 1 / \epsilon_i^2 \end{aligned}$$

L'erreur associée est alors :

$$\begin{aligned} \epsilon &= \sqrt{\sum_i \left( \frac{\partial a}{\partial a_i} \right)^2 \times \epsilon_i^2} = \sqrt{\sum_i \left( \frac{1}{\sum 1 / \epsilon_i^2} \right)^2 \times \left( \frac{1}{\epsilon_i^2} \right)^2 \times \epsilon_i^2} \\ \epsilon &= \sqrt{\left( \frac{1}{\sum \epsilon_i^2} \right)^2 \times \sum \left( \frac{1}{\epsilon_i^2} \right)} \end{aligned}$$

**Les corrections updown.** Les corrections dites updown sont introduites dans le but de prendre en compte un décalage de la distribution des  $J/\psi$  (en rapidité ou en  $p_t$ ) causée par la largeur des intervalles utilisés lorsqu'on présente une distribution différentielle.

Expérimentalement, nous mesurons l'intégrale  $F$  de la distribution considérée sur les intervalles utilisés :

$$F(x_0, \Delta) = \int_{x_0 - \Delta/2}^{x_0 + \Delta/2} f(x) dx$$

où  $\Delta$  est la largeur de l'intervalle considéré,  $x_0$  la valeur moyenne de  $\Delta$  et  $f$  la distribution étudiée. Lorsque la largeur de l'intervalle est petite ( $\Delta \rightarrow 0$ ), la distribution invariante s'obtient alors en divisant nos mesures par la largeur de l'intervalle soit  $\bar{f}(x_0) = F(x_0, \Delta)/\Delta$ .

Lorsque la largeur de l'intervalle utilisé n'est pas petite, comme dans le cas de l'analyse en  $p_t$  ( $\Delta = 1 \text{ GeV}/c$ ) ou en rapidité ( $\Delta = 1$ ), les valeurs des distributions invariantes doivent être corrigées soit :

- en décalant les points sur l'axe  $x$  tout en gardant la valeur  $\bar{f}(x_0) = F(x_0, \Delta)/\Delta$ ,
- en décalant les points sur l'axe  $y$  en gardant l'abscisse  $x_0$  centre des intervalles. Dans PHENIX, cette correction dite updown est celle que nous utilisons.

Pour déterminer ces corrections, il faut connaître la forme  $G(x)$  de la distribution considérée, ou du moins en supposer une qui décrit convenablement les distributions. Dans le cas de la distribution en rapidité, on utilise la paramétrisation de la forme en rapidité de GRV98LO, dans le cas de la distribution en  $p_t$ , la forme utilisée est :

$$\frac{1}{2\pi p_t} \cdot \frac{B d^2 N}{dy dp_t} = A \times \left( 1 + \left( \frac{p_t}{B} \right)^2 \right)^{-6}$$

Pour déterminer le décalage vertical à appliquer, on calcule le rapport  $r_i$  pour chaque intervalle considéré entre les valeurs  $\bar{f}(x_0)$  et la valeur de la fonction  $G$  au centre de l'intervalle ( $x_0$ ) :

$$r_i = \frac{\bar{f}(x_0)}{G(x_0)}$$

Ce rapport  $r_i$  est alors utilisée comme la correction à appliquer sur les valeurs  $\bar{f}(x_i)$ . Les tableaux de correction up-down présentés dans cette thèse sont les valeurs  $1/r_i$  qu'on peut appliquer sur les valeurs mesurées.

En principe, l'exercice doit être réitéré afin d'obtenir la correction la plus réaliste, c'est-à-dire que pour chaque intervalle considéré, il faut calculer le rapport de la nouvelle valeur corrigée à la valeur  $G$  au centre de l'intervalle ( $x_0$ ). Ce nouveau rapport doit être ajouté comme correction supplémentaire, jusqu'à ce que les nouveaux rapports deviennent négligeables. En pratique, ces itérations supplémentaires donnent des corrections négligeables, et nous nous arrêtons au premier ordre.

**Résultats obtenus dans l'analyse des  $J/\psi$  à rapidité nulle.** Le tableau 3 résume les points de mesure dans le bras central à rapidité nulle de l'analyse [49] des  $J/\psi$  se désintégrant dans le canal diélectron.

	BdN/dy ( $10^{-6}$ )	$R_{AuAu}$
0-20 %	$0,34 \pm 0,04 \pm 0,04$	$0,40 \pm 0,04 \pm 0,04$
20-40 %	$0,59 \pm 0,05 \pm 0,04$	$0,69 \pm 0,06 \pm 0,05$
40-93 %	$0,61 \pm 0,07 \pm 0,06$	$0,71 \pm 0,08 \pm 0,06$

TAB. 3 – BdN/dy et  $R_{AuAu}$  dans l'analyse di-électron. Les incertitudes liées aux nombre de collisions binaires ne sont pas incluses.

**Calcul de BdN/dy MB.** Le signal différentiel par classe de centralité (cent) est défini par :

$$B \frac{dN}{dy} |_{cent} = \frac{1}{\delta y} \times \frac{N_{cent}^{J/\psi}}{Acc.Eff_{cent} \times \epsilon^{J/\psi}} \times \frac{\epsilon_{BBC}^{cent}}{N_{cent}}$$

avec  $N_{cent} = N_{total}^{MB} \times \delta_{cent}/0.92$  avec  $\epsilon_{BBC}^{cent}$  l'efficacité de déclenchement du BBC dans les événements appartenant à la classe cent et  $\epsilon^{J/\psi}$  l'efficacité de déclenchement du BBC sur les événements contenant un  $J/\psi$ .

Le signal différentiel BdN/dy pour toutes les classes de centralité confondues (0-92 %) dit MB s'écrit :

$$\begin{aligned} B \frac{dN}{dy} |_{0-92\%} &= \frac{1}{\delta y} \times \frac{N_{0-92\%}^{J/\psi}}{Acc.Eff_{dy,0-92\%} \times \epsilon^{J/\psi}} \times \frac{\epsilon^{MB}}{N^{MB}} \\ &= \frac{1}{\delta y} \times \frac{\epsilon^{MB}}{N^{MB}} \left( \sum_{cent} B \frac{dN}{dy} |_{cent} \times \frac{\delta_{cent} \times N^{MB} \times \delta y}{0.92} \right) \\ &= \frac{1}{0.92} \times \left( B \frac{dN}{dy} |_{0-20\%} \times 0.20 + B \frac{dN}{dy} |_{20-40\%} \times 0.20 + B \frac{dN}{dy} |_{40-92\%} \times 0.52 \right) \end{aligned}$$

avec  $\epsilon^{J/\psi} = \epsilon^{MB} = 1$ ,  $\epsilon^{MB}$  est l'efficacité de déclenchement du BBC dans les événements appartenant dans la classe 0-92 %.

$$\begin{aligned} B \frac{dN}{dy} |_{0-100\%} &= \frac{1}{\delta y} \times \frac{N_{0-92\%}^{J/\psi}}{Acc.Eff_{dy,0-92\%} \times \epsilon^{J/\psi}} \times \frac{\epsilon^{MB}}{N^{MB}/0.92} \\ B \frac{dN}{dy} |_{0-100\%} &= B \frac{dN}{dy} |_{0-92\%}/0.92 \end{aligned}$$

avec  $\epsilon^{MB} = \epsilon^{J/\psi} = 0.92$ ,  $\epsilon^{MB}$  est l'efficacité de déclenchement du BBC dans les événements appartenant à la classe 0-100 %.



**Calcul du paramètre  $\alpha$  et erreur associée.** Le paramètre  $\alpha$  est défini comme :

$$\begin{aligned}\sigma^{AuAu} &= \sigma^{pp} \times (197 \times 197)^\alpha \\ \alpha &= \frac{1}{2 \times \ln 197} \times \ln \frac{\sigma^{AuAu}}{\sigma^{pp}}\end{aligned}$$

L'erreur associée est définie par :

$$\begin{aligned}\delta\alpha &= \frac{1}{2 \times \ln 197} \times \frac{\delta(\sigma^{AuAu}/\sigma^{pp})}{(\sigma^{AuAu}/\sigma^{pp})} \\ \frac{\delta(\sigma^{AuAu}/\sigma^{pp})}{(\sigma^{AuAu}/\sigma^{pp})} &= \sqrt{\left(\frac{\delta\sigma^{AuAu}}{\sigma^{AuAu}}\right)^2 + \left(\frac{\delta\sigma^{pp}}{\sigma^{pp}}\right)^2} \\ \text{soit} \\ \delta\alpha &= \frac{1}{2 \times \ln 197} \times \sqrt{\left(\frac{\delta\sigma^{AuAu}}{\sigma^{AuAu}}\right)^2 + \left(\frac{\delta\sigma^{pp}}{\sigma^{pp}}\right)^2}\end{aligned}$$

Fonction phénoménologique de la production du  $J/\psi$  en fonction de  $p_t$ .

$$\frac{1}{2\pi p_t} \cdot \frac{Bd^2N}{dydp_t} = A \times \left(1 + \left(\frac{p_t}{B}\right)^2\right)^{-6}$$

la valeur moyenne de l'impulsion transverse  $\langle p_t \rangle$  est définie comme :

$$\langle p_t \rangle = \frac{\int_0^\infty p_t \times \frac{p_t}{(1+(p_t/B)^2)^6} dp_t}{\int_0^\infty \frac{p_t}{(1+(p_t/B)^2)^6} dp_t}$$

et la valeur moyenne du carré de l'impulsion  $\langle p_t^2 \rangle$  est définie comme :

$$\langle p_t^2 \rangle = \frac{\int_0^\infty p_t^2 \times \frac{p_t}{(1+(p_t/B)^2)^6} dp_t}{\int_0^\infty \frac{p_t}{(1+(p_t/B)^2)^6} dp_t}$$

en posant  $x = p_t/B$ ,  $dp_t = Bdx$ , les intégrales s'écrivent :

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{p_t}{(1+(p_t/B)^2)^6} dp_t &= B^2 \times \int_0^\infty \frac{x}{(1+x^2)^6} dx \\ &= B^2 \left[ \frac{-1}{10(1+x^2)^5} \right]_0^\infty \\ &= B^2/10 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{p_t^2}{(1+(p_t/B)^2)^6} dp_t &= B^3 \times \int_0^\infty \frac{x^2}{(1+x^2)^6} dx \\ &= B^3 \left[ \frac{x}{80(1+x^2)^4} + \frac{7x}{480(1+x^2)^3} + \frac{7x}{384(1+x^2)^2} \right]_0^\infty \\ &+ B^3 \left[ \frac{7x}{256(1+x^2)} + \frac{7}{256} \arctan x - \frac{x}{10(1+x^2)^5} \right]_0^\infty \\ &= B^3 \frac{7\pi}{512} \end{aligned}$$

Ces deux intégrales permettent d'obtenir la valeur moyenne  $\langle p_t \rangle = 35\pi B/256$ . De la même façon, l'intégrale :

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{p_t^3}{(1+(p_t/B)^2)^6} dp_t &= B^4 \times \int_0^\infty \frac{x^3}{(1+x^2)^6} dx \\ &= B^4 \left[ \frac{-1}{8(1+x^2)^4} + \frac{1}{10(1+x^2)^5} \right]_0^\infty \\ &= B^4/40 \end{aligned}$$

permet d'obtenir la valeur moyenne du carré de l'impulsion par la relation  $\langle p_t^2 \rangle = B^2/4$ . Les erreurs associées aux  $\langle p_t^2 \rangle$  s'écrivent alors :

$$\sigma_{\langle p_t^2 \rangle} = \langle p_t^2 \rangle \times \sqrt{2^2 \times \left(\frac{\sigma_B}{B}\right)^2}$$

**Calcul de  $\langle p_t \rangle$  et  $\langle p_t^2 \rangle$ .** En utilisant le signal différentiel de  $J/\psi$  BdN/dy en fonction de l'impulsion transverse.

$$\langle p_t \rangle = \frac{\sum (P_t)_i \times n_i}{N_{totale}}$$

où  $N_{totale} = \sum n_i$  est la somme du signal différentiel,  $n_i$  le signal à  $(P_t)$ .

$$\langle p_t^2 \rangle = \frac{\sum (P_t^2)_i \times n_i}{N_{totale}}$$

L'erreur associée est déterminée par  $\sigma_{\langle p_t^2 \rangle} = \langle p_t^2 \rangle \times \sqrt{\left(\frac{\sqrt{N_{totale}}}{N_{totale}}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{N}}{\sum (P_t^2)_i \times n_i}\right)^2}$   
avec  $N = \sum p_t^4 n_i$

# Bibliographie

- [1] Hadronic signals of Deconfinement at RHIC, B. Müller, Contribution to RBRC Scientific Articles Proceedings Series New Discoveries at RHIC.
- [2]  $\alpha_s$  2002, S. Bethke, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 121 74-81, 2003.
- [3] New forms of QCD matter discovered at RHIC, M. Gyulassy and L. McLerran, Nucl. Phys. A **750**, 30 (2005)
- [4] Colour deconfinement in nuclear collisions, H. Satz, Published in Rept. Prog. Phys. 63 1511, 2000.
- [5] Heavy quarks potentials in quenched QCD at high temperature, O. Kaczmarek, F. Karsch, E. Laermann, M. Lutgemeier, Phys.Rev.D62 034021 (2000).
- [6] Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region, J. D. Bjorken, Phys. Rev. D27, 140-151 (1983).
- [7] High Energy Collision theory dans Lectures in Theoretical Physics, R. J. Glauber, edité par W.E. Brittin et L.G. Dunham, Vol. 1 (1959)
- [8] Glauber Monte-Carlo calculations for Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, PHENIX Analysis Note 169.
- [9] Calculation of the number of participating nucleons for centrality classes defined with the ZDC and the BBC, PHENIX Analysis Note 033.
- [10] Systematic studies of the centrality and  $\sqrt{s_{NN}}$  dependence of the  $dE_t/d\eta$  and  $dN_{ch}/d\eta$  in heavy ion collisions at mid-rapidity, collaboration PHENIX, Phys. Rev. C71 034908, 2005, Erratum-ibid. C71 049901, 2005.
- [11] Gluon shadowing and hadron production at RHIC, S-Y Li and X-N Wang, Phys. Lett. B **527**, 85 (2002).
- [12] Global Observations from PHOBOS, Nucl. Phys. A **715**, 65 (2003).
- [13] Hadron production in nuclear collisions at RHIC and high density QCD, D. Kharzeev and M. Nardi, Phys. Lett. **B507**, 121 (2001).
- [14] Evolution of the nuclear modification factors with rapidity and centrality in d+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, collaboration BRAHMS, Phys. Rev. Lett. 93 242303, 2004.
- [15] Azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, collaboration STAR, Phys. Rev. C 72 (2005) 014904.
- [16] Probing the properties of dense partonic matter at RHIC, Y. Akiba, QM05 proceedings nucl-ex/0510008 (2005).
- [17] Heavy-quark probes of the quark-gluon plasma at RHIC, H. van Hees, V. Greco and R. Rapp, Phys. Rev. C73 034913, 2006.

- [18] Mid-rapidity neutral pion production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV, collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **91**, 241803 (2003).
- [19] Suppressed  $\pi^0$  production at large transverse momentum in central Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **91**, 072301 (2003).
- [20] Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV d+Au collisions, collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **91**, 072303 (2003).
- [21] Direct photons in 200 GeV p+p, d+Au and Au+Au from PHENIX, Stefan Bathe, QM05 proceedings nucl-ex/0511042 (2005).
- [22] Measurement of identified  $\pi^0$  and inclusive photon  $v_2$  and implication to the direct photon production in  $\sqrt{200}$  GeV Au+Au collisions, Phys. Rev. Lett. **96** 032302, 2006.
- [23] I. Vitev and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **89** 252301 (2002).
- [24] Jet tomography, I. Vitev, J. Phys. G30 S791-S800, 2004.
- [25] Production of  $\phi$  mesons at mid-rapidity in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV Au+Au collisions at RHIC, collaboration PHENIX, Phys. Rev. C72 014903, 2005.
- [26] Hadronization in heavy ion collisions : Recombination and fragmentation of partons, R. J. Fries, S. A. Bass, B. Muller, C. Nonaka, Phys.Rev.Lett. **90** (2003) 202303.
- [27] Evidence from d+Au measurements for final-state suppression of high pT hadrons in Au+Au collisions at RHIC, collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **91** 072304 (2003).
- [28] Disappearance of back-to-back high  $p_t$  hadron correlations in central Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **90** 082302 (2003).
- [29] Distributions of charged hadrons associated with high transverse momentum particles in p+p and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **95** 152301 (2005).
- [30] Modifications to Di-Jet Hadron Pair Correlations in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, collaboration PHENIX, nucl-ex/0507004 (2005).
- [31] Azimuthal anisotropy and correlations at large transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **93** 252301 (2004).
- [32] The Theorems of perturbative QCD, J.C Collins and D.E. Soper, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37**, 383 (1978).
- [33] Measurement of  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  polarization in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1,8$  TeV, collaboration CDF, Phys.Rev.Lett. **85** 2886-2891 (2000).
- [34]  $J/\psi$  production and nuclear effects for  $d + Au$  and  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, PHENIX collaboration, Phys. Rev. Lett **96**, 012304 (2006).
- [35] Shadowing and absorption effect on  $J/\psi$  production in dA collisions, R. Vogt, Phys.Rev. C**71** 054902 (2005).
- [36] Charmonia and Drell-yan production in proton-nucleus collisions at the CERN SPS, collaboration NA50, Phys. Lett. B**553** (2003) 167.
- [37] Evidence for deconfinement of quarks and gluons from  $J/\psi$  suppression pattern measured in Pb+Pb collisions at the CERN-SPS, collaboration NA50, Phys. Lett. B **477** 28 (2000).

- [38] A new measurement of  $J/\psi$  suppression in Pb-Pb collisions at 158 GeV per nucleon, collaboration NA50, Eur. Phys. J.C.39 (2005) 335.
- [39] The Relativistic Heavy Ion Collider Project : RHIC and its Detectors, Volume 499 Issues 2-3 pages 235-880 Edited by M. Harrison, T. Ludlam and S. Ozaki (2003).
- [40] Determination of the Absolute Luminosity for the Proton-Proton Data at  $\sqrt{s}=200$  GeV Recorded by PHENIX during RHIC Run-02, PHENIX Analysis Note 184.
- [41] Study of BBC trigger efficiency based on HIJING simulation for Run4 Au+Au runs at  $\sqrt{s_{NN}}=62.4$  GeV, PHENIX Analysis Note 286.
- [42] Cathode charge distributions in multiwire chambers, E. Mathieson, Nucl. Instr. and Methods 227 277-282 (1984).
- [43] Kalman filter for track and vertex fitting in the PHENIX muon spectrometers, Y. Cobigo, J. Gosset, H. Pereira, PHENIX Technical Note TN 405.
- [44] Production de  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et deuton-or à 200 GeV dans le centre de masse nucléon-nucléon, thèse présentée par Yann Cobigo (2003).
- [45] T. Sjostrand et al., Comput. Phys. Commun. 135, 238 (2001).
- [46] Geant 3.2.1, CERN program library (1993).
- [47]  $J/\psi$  production in Au-Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV at the Relativistic Heavy Ion Collider, PHENIX collaboration, Phys. Rev. C69 014901, 2004.
- [48] Investigation of background subtraction techniques for high mass dilepton physics, P. Crochet and P. Braun-Munzinger, Nucl. Instrum. Meth. A 484, 564 (2002).
- [49]  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  production in Run4 Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, PHENIX Analysis Note 420.
- [50] PHENIX results on  $J/\psi$  production in Au+Au and Cu+Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, H. Pereira, présentation à QM2005.
- [51] Baseline cold matter effects on  $J/\psi$  production in AA collisions at RHIC, R. Vogt, nucl-th/0507027 (2005).
- [52]  $J/\psi$  production in Au+Au collisions at RHIC and the nuclear absorption, A.K. Chaudhuri, nucl-th/0307029 (2005).
- [53] New  $J/\psi$  suppression data and the comovers interaction model, A. Capella, D. Sousa, nucl-th/0303055 (2003).
- [54] Anomalous  $J/\psi$  suppression in Indium-Indium collisions at 158 GeV/nucleon, R. Arnaldi, présentation à QM2005.
- [55]  $J/\psi$  suppression at  $\sqrt{s} = 200$  GeV in the comovers interaction model, A. Capella, E.G. Ferreira, Eur. Phys. J. C42 419-424, 2005.
- [56]  $J/\psi$  transport in QGP and  $p_t$  distribution at SPS and RHIC, X. Zhu, P. Zhuang and N. Xu, Phys. Lett. B607 107-114, 2005.
- [57] Enhanced  $J/\psi$  production in deconfined quark matter, Robert L. Thews, Martin Schoedter, Johann Rafelski, Phys. Rev. C63 054905, 2001.
- [58] Statistical hadronization of charm in heavy ion collisions at SPS, RHIC and LHC, A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel, Phys. Lett. B571 36-44, 2003.

- [59] Momentum spectra of charmonium produced in a quark-gluon plasma, R.L. Thews and M.L. Mangano, *Phys. Rev. C* **73** 014904, 2006.
- [60] Heavy flavor production in p+p and d+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV from single leptons over a wide kinematic range, Y. Kwon, Présentation à la conférence QM2005 (2005).
- [61] In medium formation of  $J/\psi$  as a probe of charm quark thermalization, R.L. Thews, hep-ph/0510390 (2005).
- [62] In-medium effects on charmonium production in heavy-ion collisions, L. Grandchamp, R. Rapp and G.E. Brown, *Phys. Rev. Lett.* **92** 212301 (2004).
- [63] Charmonia production and nuclear absorption in p-A interactions at 450 GeV, *Eur-Phys. J C* **33** (2004) 31.
- [64] Measurement of difference between  $J/\psi$  and  $\psi'$  suppression in p-A collisions, *Phys. Rev Lett.* **84** (2000) 3256.
- [65]  $J/\psi$  and heavy quark production in E866/FNAL and PHENIX, *Eur Phys. J. A* **19** s01 (2004) 129.
- [66]  $J/\psi$  and  $\psi'$  production in Pb+Pb collisions at 158 GeV, thèse présentée par Elena Santos (2004).
- [67] The normal  $J/\Psi$  nuclear absorption, G. Borges, *Eur. Phy. J C* **43** (2005) 161.
- [68] Les résonances de quarks lourds comme sonde du plasma de quarks et de gluons : optimisation du spectromètre à muons de l'expérience ALICE et étude de la production du  $J/\psi$  dans l'expérience NA60, thèse présentée par P. Pillot (2005).