

# THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLÔME DE DOCTORAT  
(arrêté du 25 avril 2002)

par

Yann COBIGO

Titre de la thèse :

**Production de  $J/\psi$  dans les collisions  
proton-proton et deuton-or  
à 200 GeV dans le centre de masse  
nucléon-nucléon**

Soutenue le 27 septembre 2004 devant la commission d'examen

M.	Marc	BEDJIDIAN	
M.	Guy	CHANFRAY	Président
Mme	Barbara	ERAZMUS	Rapporteur
M.	Jean	GOSSET	Directeur de thèse
M.	Raphaël	GRANIER DE CASSAGNAC	
M.	Guy	ROCHE	Rapporteur



*Cette thèse est dédiée à tous mes proches.*



---

## Remerciements

Je remercie chacun des membres de mon jury pour avoir accepté mon invitation. En particulier, Guy Chanfray pour m'avoir mis sur la voie des interactions fortes et pour avoir été le président de mon jury. Guy Roche et Barbara Erasmus pour avoir bien voulu rapporter ma thèse, et les nombreuses discussions que nous avons eues. Marc Bedjidian que je remercie sincère pour avoir fait partie de mon jury.

Je voudrais témoigner de ma profonde reconnaissance à tous les membres de PHENIX-France. Plus particulièrement à Michel Gonin, sans qui cette collaboration française n'aurait jamais vue le jour. Albert Romana, Olivier Drapier et Frédéric Fleuret, grâce à qui j'ai appréhendé la machine sereinement. Mais avant tout, je les remercie sincèrement pour tous ces moments que nous avons partagés. Un chaleureux merci à Raphaël Granier de Cassagnac pour avoir, d'une part été membre de mon jury, mais surtout pour le travail effectué en collaboration. J'ai réellement apprécié le temps que Raphaël a pu me consacrer pour chacune des phases de cette thèse. Autant sur le soft que sur le hard, travailler à ses côtés fut instructif mais aussi un grand plaisir.

Ce témoignage à mes collaborateurs ne serait pas complet si j'oubliais Sébastien le "Gros Fiston" et la Petite Vi-Nham. Les deux autres thésards français du bras à dimuons. Deux personnes avec qui il est agréable de travailler et tous les à-côtés qu'ils peuvent apporter.

Je tiens à remercier tous les collègues du Service de Physique Nucléaire qui ont fait que la vie au labo fut agréable. Merci aux membres des groupes CLASS - DVCS - PARITE - Théorie. Merci à Pierre-François le "Patron" et Gilles, Valérie, Isabelle et surtout Danielle.

Je tiens à dire toute ma gratitude aux membres du groupe ALICE. Je remercie Florent Staley pour m'avoir convaincu de faire cette thèse sur PHENIX. Alberto Baldisseri pour son aide indispensable sur les sujets ô combien épineux de l'informatique. Un profond merci à Hervé Borel pour son contacte toujours chaleureux et pour avoir été une oreille attentive. Je dois (mais c'est un plaisir) adresser ma profonde gratitude à Hugo Pereira. Hugo fait partie de ces ovnis durs à suivre mais tellement indispensable dans les moments délicats à gérer ; je ne remettrai pas sur la table l'épisode d'Eric qui demeurera toujours dans le "top five" de mes meilleurs moments de cette thèse. Maintenant, je voudrais vivement remercier Jean Gosset pour la grande qualité de son encadrement. Au-delà de cette tâche, j'aimerais lui adresser ma profonde gratitude pour son travail toujours honnête, sa grande ouverture d'esprit, sa gentillesse et ses conseils.

Et parce que une thèse n'occupe pas fatalement la majeure partie d'une vie, je tiens à chaleureusement remercier toute ma famille qui dans les moments de doute garde toujours confiance et sait trouver les mots pour rétablir la motivation. Merci aussi à tous mes amis : Stéphane et Anne, Patrice et Sandrine, Eric et Virginie, Perrine, Jean-Mi, Alex, Yoann, Jules, Patrick, Salah ... Pour avoir toujours été là. Merci aux enfants du DEA de Lyon : Matti le "Tima", Aurélien le "Rélien", Harold le "Rold", Christophe et Cynthia " Tof & Tiacine", Benjamin le "Petit proton" ...

---

Avec qui nous avons partagé nos impressions de façon presque quotidienne sur la thèse.

Enfin j'aimerais terminer cette liste par ceux qui m'accompagnèrent quotidiennement dans les rôles de thésards au SPhN : Pascal le "Pascalino", Carmen, Béatriz, les filles du fond, Flore, Antonin le "Tônin" , Ludyvine et le plus cher d'entre tous, celui qui pollua mon espace vital durant ces trois années mais sans qui cette thèse aurait eu un autre goût, Eric le "Gros Rico".



---



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Théorie du plasma de quarks et de gluons</b>	<b>3</b>
1.1 Chromodynamique quantique . . . . .	4
1.1.1 Constante de couplage des interactions fortes . . . . .	5
1.1.2 Confinement et déconfinement . . . . .	6
1.1.3 Chromodynamique quantique sur réseau : lQCD . . . . .	7
1.2 Plasma de quarks et de gluons . . . . .	10
1.2.1 Mécanismes réactionnels . . . . .	10
1.2.2 Les signatures éventuelles . . . . .	13
1.3 Les quarkonia charmés . . . . .	20
1.3.1 Les différents modèles de production de résonances charmées	20
1.3.2 Suppression des résonances lourdes . . . . .	24
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>37</b>
2.1 Complexe de stockage et de collisions . . . . .	38
2.2 PHENIX . . . . .	40
2.2.1 Détecteurs généraux . . . . .	40
2.2.2 Détecteurs centraux . . . . .	44
2.2.3 Spectromètres à dimuons . . . . .	44
2.2.4 Identificateur de muons (MuId : Muon Identifier) . . . . .	51
<b>3 Ajustement des traces et du vertex par la méthode du filtre de Kalman</b>	<b>59</b>
3.1 Motivations . . . . .	60
3.2 Méthode de Kalman pour l'ajustement des traces . . . . .	62
3.2.1 Position du problème . . . . .	62
3.2.2 Diffusion multiple et perte d'énergie dans les détecteurs (transport des traces) . . . . .	63
3.2.3 Valeurs prédite, filtrée et lissée . . . . .	63
3.3 Méthode de Kalman pour l'ajustement du vertex . . . . .	66
3.3.1 Détermination du cadre d'analyse . . . . .	66
3.3.2 Filtrage et lissage . . . . .	67
3.4 Implémentation . . . . .	70
3.4.1 Description des classes . . . . .	70

3.4.2	Validité du code . . . . .	71
3.5	Conclusion . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Analyse des données expérimentales deuteron-or</b>	<b>83</b>
4.1	Conditions expérimentales de la prise de données 2002-2003 . . . . .	84
4.1.1	Premiers filtres sur les segments de données . . . . .	84
4.1.2	Génération des ntuples d'analyse . . . . .	85
4.2	Section efficace . . . . .	89
4.2.1	Luminosité intégrée $\mathcal{L}_{AB}$ . . . . .	89
4.2.2	Analyse du spectre de masse invariante . . . . .	90
4.2.3	Estimation du facteur $A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi}$ . . . . .	96
4.2.4	Efficacité du déclenchement BBC . . . . .	96
4.2.5	Erreurs systématiques . . . . .	98
4.3	Résultats sur les calculs de section efficace différentielle de production	99
4.3.1	Sélections en rapidité et en impulsion transverse . . . . .	99
<b>5</b>	<b>Discussion des résultats</b>	<b>109</b>
5.1	Facteur de modification nucléaire et coefficient $\alpha$ . . . . .	110
5.1.1	Etudes en rapidité et en impulsion transverse . . . . .	110
5.2	Etude en centralité . . . . .	116
5.2.1	Erreur systématique additionnelle . . . . .	116
5.2.2	Facteur de modification nucléaire pondéré par le nombre de collisions . . . . .	118
5.2.3	Rapport des collisions centrales sur les collisions les plus périphériques . . . . .	122
	<b>Conclusion</b>	<b>124</b>
	<b>Annexes</b>	<b>128</b>
<b>A</b>	<b>Statistiques</b>	<b>129</b>
A.1	$\chi^2$ . . . . .	129
A.1.1	Distribution de probabilité du $\chi_n^2$ à $n$ degrés de liberté . . . . .	129
A.1.2	Loi du $\chi_n^2$ . . . . .	131
A.1.3	La loi $\chi_n^2$ tend asymptotiquement vers une loi gaussienne quand $n$ tend vers l'infini . . . . .	131
A.2	Test statistique : test du $\chi^2$ . . . . .	132
A.2.1	Les résidus normalisés : "pulls" . . . . .	132
A.2.2	Le test du $\chi^2$ . . . . .	132
<b>B</b>	<b>Segments de données retenus pour l'analyse</b>	<b>135</b>
<b>C</b>	<b>Evaluation de l'efficacité de reconstruction des <math>J/\psi</math></b>	<b>139</b>
C.1	Estimation des efficacités . . . . .	139
C.2	Calcul des sections efficaces de production . . . . .	139
	<b>Résumé</b>	<b>148</b>

# Table des figures

1.1	Diagrammes des phases traversées par la matière dans le plan ( $T, \rho/\rho_0$ ). La densité $\rho_0$ représente la densité de la matière nucléaire normale. . . . .	7
1.2	Température de déconfinement et restauration de la symétrie chirale en ne prenant en compte que deux saveurs. A gauche, la dépendance en température du paramètre d'ordre et la susceptibilité associée. A droite, la dépendance en température des condensats chiraux et la susceptibilité associée [6]. . . . .	9
1.3	Evolution de la matière dans un diagramme d'espace-temps (scénario de Bjorken [8]) . . . . .	12
1.4	Rapport de modification nucléaire de production de $\pi^0$ dans les collision ion-ion [21]. . . . .	14
1.5	Corrélation de particules de grande impulsion émises dos à dos (" <i>di-jets back-to-back</i> "), dans les collisions proton-proton et or-or les plus centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV sur STAR [22]. . . . .	15
1.6	Répartition des différentes contributions aux photons. . . . .	16
1.7	Double rapport de l'excès de photons pour les collisions or-or les plus centrales (de 0 à 10 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [20]. . . . .	17
1.8	Comparaison entre les mesures (points) et les prédictions d'un modèle statistique à l'équilibre chimique et thermique (traits) des rapports de production d'étrangeté [23]. . . . .	18
1.9	Données de PHENIX [25, 26] et STAR [24], pour la mesure du flot elliptique des particules $\pi, K, \Lambda$ et proton. . . . .	20
1.10	Ordres perturbatifs les plus bas contribuant à la production de paires $c\bar{c}$ dans les collisions proton-proton. Les diagrammes (a) et (b) représentent la production de saveurs charmées par fusion de gluons. Le diagramme (c) est une production via l'annihilation d'un quark avec un antiquark. . . . .	21
1.11	Validités des prédictions du modèle de l'octet de couleur. (a) Rapport entre l'absorption de la résonance $\psi$ et $\psi'$ dans les collisions proton-noyau [32]. (b) Données de CDF versus la théorie [30]. . . . .	25
1.12	Voies de neutralisation d'un octet de couleur. A gauche (a) Formation en trois étapes du méson $J/\psi$ . A droite (b) Diagramme de flot aboutissant à des saveurs ouvertes. . . . .	25
1.13	Ecrantage de couleur du potentiel de confinement [6]. . . . .	26
1.14	Suppression anormale du $J/\psi$ en fonction de la densité d'énergie au SPS [34]. . . . .	27

---

1.15	Evolution du rapport de modification nucléaire $R_g^A(x, Q^2)$ pour un noyau isoscalaire $A = 208$ [36]. . . . .	28
1.16	Facteur de modification nucléaire $R$ . La figure du haut présente $R_{dA}$ des particules chargées ( $\frac{h^+ + h^-}{2}$ ) comparé au $R_{AA}$ des collisions or-or. La figure du bas présente une comparaison entre le facteur $R_{dAu}$ des particules chargées et les particules neutres [35]. . . . .	30
1.17	Facteur de modification nucléaire pour les hadrons chargés à différentes pseudo-rapacité : $\eta = 0, 1, 2, 2, 3, 2$ . La figure du haut (a) présente le facteur de modification nucléaire et la figure du bas (b) représente le rapport entre le facteur de modification nucléaire des collisions les plus centrales et des collisions les plus périphériques [39].	31
2.1	Schéma du complexe d'accélération des particules et du collisionneur RHIC. . . . .	39
2.2	Vues en coupe (transversale en haut, longitudinale en bas) des quatre bras de détection de PHENIX : est, ouest, nord et sud. . . . .	41
2.3	Collisions or-or à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV de la première période de prise de données (Run-I) [2]. La figure du haut montre la corrélation entre la charge mesurée dans le BBC et l'énergie déposée dans le ZDC. La figure du bas représente la distribution de la multiplicité en fonction de la production de particules chargées en pseudo-rapacité centrale. Les deux figures présentent une découpe en tranches de 5 % de centralité. Ces coupures nous permettent d'accéder directement aux collisions les plus centrales. . . . .	43
2.4	Champ magnétique dans les différents bras de PHENIX. Le bras nord, à droite, a une acceptation comprise entre $10^\circ$ et $37^\circ$ . Il est plus volumineux que le bras sud, à gauche, dont l'acceptation est comprise entre $12^\circ$ et $37^\circ$ . Les raisons de cette dissymétrie ne sont que d'ordre financier. . . . .	45
2.5	Couverture en acceptation de PHENIX. . . . .	45
2.6	Schéma d'une coupe de chambre proportionnelle multi-fils de PHENIX.	47
2.7	Coupe transversale d'une station de trajectographie 1 et 3. . . . .	48
2.8	Découpe en octants des stations 2 et 3. Seule la station 1 est partagée en quadrants, mais son électronique suit la division octaédrique des deux autres stations. . . . .	49
2.9	Représentation schématique de l'électronique de lecture du spectromètre à dimuons. . . . .	50
2.10	Numérisation de 64 échantillons du signal analogique sur une période de 106 ns. . . . .	51
2.11	Épaisseur intégrée (en nombre de longueurs d'interaction) sur différentes couches de matière que traversent les particules dans le bras sud. . . . .	52
2.12	Chaque plan de mesure du MuId est découpé en six panneaux. Les panneaux 0, 2, 3 et 5 ont une dimension de $5,6 \times 5,2$ m <sup>2</sup> , les panneaux 1 et 4 mesurent $4,4 (4,2) \times 2,9$ m <sup>2</sup> . . . . .	53

2.13	Fonctionnement du MuId en déclencheur de niveau 1. Sur les cinq plans du MuId, quatre seulement sont utilisés pour le déclenchement. Cela est dû au bruit important détecté dans le dernier plan de mesure.	55
2.14	Segmentation d'un plan de détection du MuId en 16 plans pseudo-déclencheurs.	55
3.1	Vue schématique de la disposition expérimentale des détecteurs des bras dimuons de PHENIX. $p_{i+1}^i$ représente le vecteur d'état prédit par l'extrapolation du plan $i$ au plan $(i + 1)$ , $p_i$ représente la valeur ajustée par l'algorithme de Kalman au plan $i$ . Les lignes en pointillées désignent l'extrapolation, un décalage sur le point d'extrapolation est imposé pour ne pas surcharger le dessin au niveau du plan de mesure.	61
3.2	Vue schématique de la zone du vertex. Les paramètres d'état sont extrapolés de la station 1 à un plan de référence $(x_r, y_r, z_r)$ .	66
3.3	Interdépendances des différentes classes du paquet Kalman.	71
3.4	Différences entre les paramètres théoriques et reconstruits de l'impulsion $(P, \theta, \phi)$ . (a) Résidus relatifs de l'impulsion $P$ . (b) Résidus sur l'angle $\theta$ . (c) Résidus sur l'angle $\phi$ .	73
3.5	Résidus normalisés sur l'impulsion lissée.	74
3.6	Distribution de probabilité de $\chi^2$ .	74
3.7	Etude systématique avec un flou sur les coups simulés : $\sigma_R = 0,1$ cm et $\sigma_{R\phi} = 0,01$ cm. L'erreur imposée sur la position du vertex est de $cov x = cov y = 0,01$ cm <sup>2</sup> . A gauche : masse invariante du $J/\psi$ reconstruite (carrés) en fonction de l'incertitude sur la position du vertex en $z$ . Les barres verticales donnent la largeur du pic de masse invariante.	76
3.8	Même étude que sur la figure 3.7, avec un flou différent sur les coups simulés : $\sigma_R = 0,2$ cm et $\sigma_{R\phi} = 0,02$ cm.	76
3.9	Même étude que sur la figure 3.7, avec un flou différent sur les coups simulés : $\sigma_R = 0,3$ cm et $\sigma_{R\phi} = 0,03$ cm.	77
3.10	Même étude que sur la figure 3.7, avec un décalage systématique de 2 cm pour les coordonnées $x$ et $y$ du vertex.	77
3.11	Même étude que sur la figure 3.7, en supposant que nous n'avons aucune information sur la position du vertex en $x$ et en $y$ .	78
3.12	Reconstruction du spectre de masse invariante d'une résonance $J/\psi$ générée par PYTHIA.	79
3.13	Données deutéron-or "1D1S" du bras Nord. La figure (a) présente ces données ajustées avec l'ancien programme FORTRAN. La figure (b) présente les mêmes données ajustées avec le nouveau programme C++.	80
4.1	Panneau de contrôle en ligne du bras nord pour une pour des collisions or-or du Run IV. Le cadran en haut à droite présente une forte multiplicité dans la station 2.	86
4.2	Luminosité intégrée du run-III pour les collisions deuton-or.	87

---

4.3	Spectre de masse invariante en dimuons. Le spectre du haut représente la superposition des contributions $N^{++}$ (losanges), $N^{--}$ (triangles), $N^{+-}$ (carrés). Le spectre du bas est un ajustement après soustraction du bruit de fond (la méthode sera décrite dans le paragraphe suivant).	92
4.4	Ajustement du spectre de masse invariante. (a) Sans soustraction de bruit de fond. (b) Soustraction de bruit de fond. (c) Soustraction du bruit de fond avec ajustement des spectres composés de paires de même signe. . . . .	94
4.5	Section efficace différentielle de production de la résonance $J/\psi$ par unité de rapidité. (a) Dans les collisions deuton-or. (b) Dans les collisions proton-proton. . . . .	102
4.6	Section efficace différentielles de production de la résonance $J/\psi$ par unité d'impulsion transverse. (a) Dans les collisions deuton-or. (b) Dans les collisions proton-proton. . . . .	104
5.1	Facteur de modification nucléaire en fonction de la rapidité (a). Coefficient d'absorption en fonction de la rapidité (b). Sur la figure de droite ont été aussi disposés les données de E866/NuSea ( $\sqrt{s_{NN}} = 38$ GeV) [2].	112
5.2	Coefficient $\alpha$ en fonction de $x_2$ (a), et de $x_f$ (b). Sur les deux figures ont été disposés aussi les données de E866/NuSea ( $\sqrt{s_{NN}} = 38$ GeV) [2].	113
5.3	Coefficient d'absorption $\alpha$ en fonction de l'impulsion transverse, pour le bras nord à gauche (a) et pour le bras sud à droite (b). . . . .	114
5.4	Répartition des événements BBC sur quatre domaines de centralité. .	117
5.5	Facteur de modification nucléaire pondéré par le nombre de collisions correspondant aux tranches de centralité (avec pondération de la section efficace de production dans les collisions proton-proton). . . . .	120
5.6	Facteur de modification nucléaire pondéré par le nombre de collisions correspondant aux tranches de centralité (sans pondération de la section efficace de production dans les collisions proton-proton). . . . .	121
5.7	Rapport des collisions centrales sur les collisions les plus périphériques.	122

# Liste des tableaux

1.2	Signatures du plasma de quarks et de gluons. . . . .	13
2.1	Angles stéréoscopiques entre les pistes de la première cathode d'une chambre et les pistes de la seconde. . . . .	47
2.2	Impulsion minimum au vertex des particules pour qu'elles traversent les différents plans de détection du MuId. . . . .	53
4.1	Sélection sur un nombre maximum de hautes tensions défectueuses dans les bras à dimuons. Les nombres entre parenthèses correspondent aux valeurs nominales [1]. . . . .	84
4.2	Nombre de paires de particules identifiées comme des muons. . . . .	88
4.3	Estimation du nombre d'événements $N_{MB}$ . . . . .	90
4.4	Estimation de la luminosité intégrée $\mathcal{L}_{AB}$ . . . . .	90
4.5	Nombre de $J/\psi$ mesurés sans soustraction de bruit de fond. . . . .	95
4.6	Nombre de $J/\psi$ mesurés avec soustraction de bruit de fond combinatoire. Le symbole " – " représente un ajustement n'ayant pas convergé. . . . .	95
4.7	Probabilité et $\chi^2$ /ddl résultants de l'ajustement pour les méthodes $A_1$ et $C_2$ , avec et sans soustraction de bruit de fond. P représente la probabilité de vraisemblance de la méthode d'ajustement. Le symbole – représente un ajustement n'ayant pas convergé. . . . .	96
4.8	Facteur de correction $f_{bias}$ de l'efficacité du BBC pour différents domaines de centralité [7]. . . . .	98
4.9	Résumé de toutes les erreurs systématiques. . . . .	98
4.10	Calcul de la section efficace différentielle de production de $J/\psi$ par unité de rapidité dans les collisions deuton-or (à gauche) et proton-proton (à droite) pour les six domaines en rapidité. . . . .	102
4.11	Section efficace différentielle de production de $J/\psi$ par unité de rapidité et d'impulsion transverse dans les collisions deuton-or (en haut) et proton-proton (en bas). . . . .	105
5.1	Calcul du rapport $R_{dAu}$ et du coefficient $\alpha$ sur six domaines en rapidité. . . . .	111
5.2	Calcul du rapport $R_{dAu}$ et du coefficient $\alpha$ dans les différents domaines d'impulsions transverses. . . . .	114
5.3	Valeurs de $\gamma$ pour chacun des échantillons de données. . . . .	116
5.4	Calcul de la section efficace de production de $J/\psi$ dans les collisions deuton-or nord pour quatre domaines en centralité. . . . .	117
5.5	Calcul de la section efficace de production de $J/\psi$ dans les collisions deuton-or sud pour quatre domaines en centralité. . . . .	118

---

5.6	Erreurs systématiques sur le nombre de collisions et le rapport du nombre de collisions centrales sur les collisions les plus périphériques [3].	118
5.7	Facteur de modification nucléaire pondéré par le nombre de collisions correspondant au domaine de centralité et rapport des collisions centrales sur les collisions les plus périphériques. . . . .	119
B.1	Segments sélectionnés pour les données deuton-or du bras nord déclenchées en 2D. . . . .	135
B.2	Segments sélectionnés pour les données deuton-or du bras sud déclenchées en 2D. . . . .	136
B.3	Segments sélectionnés pour les données deuton-or du bras nord déclenchées en 1D1S. . . . .	136
B.4	Segments sélectionnés pour les données deuton-or du bras sud déclenchées en 1D1S. . . . .	136
B.5	Segments sélectionnés pour les données proton-proton du bras nord déclenchées en 1D1S. . . . .	137
B.6	Segments sélectionnés pour les données proton-proton du bras sud déclenchées en 1D1S. . . . .	137
C.1	Nombre de paires de dimuons reconstruites en fonction des domaines de rapidité $y$ sélectionnés. . . . .	140
C.2	Nombre de paires de dimuons reconstruites en fonction des tranches en impulsion transverse $p_t$ . . . . .	140
C.3	Calcul de la section efficace de production de la résonance $J/\psi$ dans les collisions deuton-or pour six domaines en rapidité. Le tableau du haut présente les résultats filtrés en 1D1S, celui du bas présente les résultats filtrés en 2D. . . . .	141
C.4	Calcul de la section efficace de production de la résonance $J/\psi$ dans les collisions proton-proton pour six domaines en rapidité. . . . .	141
C.5	Calcul de la section efficace de production de la résonance $J/\psi$ dans les collisions deuton-or pour cinq domaines d'impulsion transverse. Le tableau du haut présente les résultats filtrés en 1D1S, celui du bas présente les résultats filtrés en 2D. . . . .	142
C.6	Calcul de la section efficace de production de la résonance $J/\psi$ dans les collisions proton-proton pour cinq domaines d'impulsion transverse.	143



# Introduction

Lors de son évolution, l'univers est passé par différentes phases. L'une d'entre elles s'est déroulée quelques microsecondes après le "*Big-Bang*". Dans cette phase, les constituants primordiaux, que sont les quarks et les gluons, étaient libres face aux interactions fortes. La violente expansion de l'univers a conduit ces particules primordiales à se condenser sous forme de hadrons. Depuis cette époque, les hadrons n'ont jamais plus connu cette phase déconfinée que l'on nomme le *plasma de quarks et de gluons*. Le premier chapitre de cette thèse sera consacré à une vue d'ensemble sur ce nouvel état de la matière. Certaines théories laissent percevoir l'existence à l'état naturel de cette phase dans le cœur des étoiles à neutrons, ou au sein des explosions de supernovæ.

Il est aujourd'hui possible de recréer en laboratoire les conditions extrêmes de cet état de la matière à l'aide des collisions d'ions lourds atteignant des vitesses ultra-relativistes. Nous sommes effectivement capables d'accumuler une grande quantité d'énergie qui se dépose dans un espace et un intervalle de temps réduits. Il existe peu de programmes expérimentaux capables de ce type de collisions : en Europe, à l'horizon de l'année 2007, le "*Large Hadron Collider*" au Centre Européen de Recherche Nucléaire commencera sa campagne de prise de données, et le "*Relativistic Heavy Ion Collider*" (RHIC), lequel sera brièvement décrit dans la première partie du deuxième chapitre, est actuellement en train de prendre des données. En recréant ce "*little Big-Bang*" nous recréons le chemin que l'univers avait suivi lors des quelques microsecondes qui ont suivi sa naissance et par la même occasion nous créons une quantité phénoménale de particules signant chacune une phase traversée par la matière. En 1986, la résonance  $J/\psi$  fut proposée par H. Satz et T. Matsui pour être une sonde du plasma. Les saveurs constituant ce méson étant relativement lourdes, leur seuil de production ne peut être atteint qu'immédiatement après la collision au moment où les nucléons participants à l'interaction ont encore toute leur énergie. L'expérience "Pioneering High Energy Nuclear Ion eXperiment" (PHENIX), qui sera décrite dans la seconde partie du chapitre 2, est installée sur le collisionneur RHIC. Elle possède deux spectromètres à muons dédiés en grande partie à la détection des muons issus de la désintégration leptonique du  $J/\psi$ . Le troisième chapitre exposera la méthode d'ajustement des traces de ces muons dans les spectromètres de PHENIX, ainsi que l'adaptation de cette méthode à l'ajustement du vertex.

---

Bien que la particule  $J/\psi$  ait une faible section efficace, elle traverse différents milieux dont la densité de matière est importante, même sans atteindre celle d'un plasma. Il est donc fondamental de comprendre comment se comporte cette particule dans un milieu hadronique. Dans cette optique des collisions deuton-or et proton-proton ont été étudiées, lesquelles ne présentent pas les conditions nécessaires à la formation du plasma de quarks et de gluons. En revanche, elles permettent d'accéder à des phénomènes tel le *shadowing* qui met en relief les dépendances entre la distribution de partons dans le noyau et la production de  $J/\psi$ . Ces collisions donnent aussi accès à ce qu'on appelle l'absorption nucléaire normale, par opposition à l'absorption nucléaire anormale qui fait allusion à l'apparition d'un plasma. Ces phénomènes feront l'objet de l'étude présentée dans les chapitres 4 et 5.

# Chapitre 1

## Théorie du plasma de quarks et de gluons

Avant 1964, on pensait que la matière était formée de trois particules primordiales qui sont le proton, le neutron et l'électron. C'est à partir de 1964 que Gell-Mann et Zweig proposèrent indépendamment une théorie phénoménologique fondée sur une composition complexe du hadron (hadron vient du grec *hadros*, qui signifie fort) et laissent percevoir l'existence des quarks.

Aujourd'hui, les hadrons se répartissent en deux catégories : les baryons (dérivé du grec *baryos* : lourd, pesant), composés de trois quarks et les mésons (dérivé du grec *mésos* : du milieu), composés d'un quark et d'un antiquark.

Les quarks sont régis par une théorie des champs non abélienne. Je développerai, dans un premier temps, les points importants de cette théorie. Plus particulièrement les propriétés de confinement et de déconfinement. Celles-ci sont directement liées à la recherche du plasma de quarks et de gluons. Pour écrire la première section de cette partie je me suis inspiré des références en [1–6]. La seconde partie sera consacrée aux méthodes permettant d'atteindre cette phase particulière de la matière, et aux différentes sondes qui ont été proposées pour l'étudier. La troisième partie sera consacrée aux quarkonia : leur production, leur suppression, puis enfin, ce qui influence ladite production.

---

## 1.1 Chromodynamique quantique

La structure composite des hadrons fut mise en évidence par les expériences de diffusion profondément inélastique (DIS : Deep Inelastic Scattering). L'une des observations de ce type de diffusion fut le comportement asymptotiquement libre des constituants du hadron, qui a donné lieu au modèle des partons [7]. Une autre observation fut l'impossibilité de voir ces partons dans un état isolé, cette propriété de la matière est le *confinement*. Cette liberté dans un domaine asymptotique est inexplicable en termes de théorie de jauge abélienne.

Pour parer à cette lacune des théories de jauge abéliennes, une nouvelle théorie de jauge mettant en jeu un nouveau nombre quantique a été développée : la chromodynamique quantique (QCD : Quantum Chromodynamics). Cette théorie non-abélienne est bâtie sur un nouveau degré de liberté : le nombre quantique de *couleur*. La chromodynamique quantique décrit les interactions fortes dans un champ de quarks et de gluons. Ainsi la fonction d'onde des quarks (relation 1.1) rend le lagrangien invariant par rotation dans le groupe  $SU3_c$  de couleur.

$$\psi_f = \begin{pmatrix} \psi_{fr} \\ \psi_{fg} \\ \psi_{fb} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

L'indice  $f$  représente la saveur du quark ( $f$  pour *flavour* en anglais) :

$$f = \text{"up"}, \text{"down"}, \text{"charm"}, \text{"strange"}, \text{"bottom"}, \text{"top"}$$

Ce n'est pas un indice de jauge, il représente une symétrie globale du système. En revanche, les indices  $r$  (red),  $g$  (green) et  $b$  (blue) interviennent dans la symétrie de jauge locale. De la même manière, le lagrangien de QCD (équation 1.2) est invariant par une opération de symétrie de  $SU3_c$  (l'indice  $c$  indique que ce groupe est spécifique à la couleur).

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}F_{c\mu\nu}F_c^{\mu\nu} + \sum_f \bar{\psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \psi_f \quad (1.2)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\lambda_c}{2} G_{c\mu} \quad (1.3)$$

$$F_c^{\mu\nu} = \partial^\mu G_c^\nu - \partial^\nu G_c^\mu + ig [G_c^\mu, G_c^\nu] \quad (1.4)$$

L'équation 1.3 représente la dérivée covariante, où  $\lambda_c$  est un générateur du groupe  $SU3_c$ ,  $g$  est la constante de couplage des interactions fortes, puis l'opérateur  $G_{c\mu}$  définit les huit champs de jauge : les *gluons*. La présence, non nulle, du commutateur dans l'expression du champ de force (équation 1.4) exprime le caractère non-abélien de la théorie. En d'autres mots, le développement de l'expression  $F_{c\mu\nu}F_c^{\mu\nu}$  dans le lagrangien de QCD révèle des termes de couplage des champs de gluons. La décomposition de la représentation  $3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$  (3 est un triplet de couleur et  $\bar{3}$  son antitriplet) peut être écrite sous la forme du tenseur irréductible :

$$G_j^i = g^i g_j - \frac{1}{3} g^k g_k \delta_j^i$$

Où  $g^i$  et  $\bar{g}_i$  sont respectivement des représentations de 3 et  $\bar{3}$ . Ce qui donne la matrice suivante :

$$G_j^i = \begin{pmatrix} \frac{1}{3} (2r\bar{r} - g\bar{g} - b\bar{b}) & r\bar{g} & r\bar{b} \\ g\bar{r} & \frac{1}{3} (2g\bar{g} - b\bar{b} - r\bar{r}) & g\bar{b} \\ b\bar{r} & b\bar{g} & \frac{1}{3} (2b\bar{b} - r\bar{r} - g\bar{g}) \end{pmatrix}$$

Ce tenseur étant de trace nulle, seulement deux de ses composantes diagonales sont indépendantes. Les huit gluons forment l'octet suivant :

$$\left\{ r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{r}, b\bar{r}, b\bar{g}, g\bar{b}, \frac{r\bar{r} + g\bar{g}}{\sqrt{2}}, \frac{2b\bar{b} - r\bar{r} - g\bar{g}}{\sqrt{6}} \right\}_{3 \otimes \bar{3}}$$

Nota : les deux derniers gluons conservent la couleur.

Le couplage entre les gluons, bien que de portée infinie, induit un comportement de la matière qui confine les interactions fortes dans un volume de quelque  $\text{fm}^3$ . Je m'appuierai sur la constante de couplage des interactions fortes pour traduire ces manifestations particulières de la matière.

Un cas limite de chromodynamique quantique fait intervenir un nombre de degrés de liberté en interaction trop important pour être résolu simplement de façon perturbative. En effet, les grandes distances prises en compte requièrent un traitement numérique de la QCD : la chromodynamique quantique sur réseau, lQCD (lattice quantum chromodynamics).

### 1.1.1 Constante de couplage des interactions fortes

En chromodynamique quantique les boucles de fermions existent, nous avons un effet d'écran de la charge de couleur, comme en QED. En revanche, la possibilité que les gluons puissent interagir entre eux donne naissance à des boucles bosoniques de signe opposé aux boucles fermioniques, ce qui provoque un effet d'anti-écran. Si le nombre de boucles bosoniques surpasse celui des boucles fermioniques c'est un effet d'anti-écran qui domine.

Le développement perturbatif des propagateurs fermioniques et bosoniques, fait apparaître des divergences dans les intégrales sur l'impulsion des termes du développement. Ces divergences apparaissent quand l'impulsion devient grande. C'est pour cette raison que nous parlerons de *divergences ultraviolettes*. Ces divergences ultraviolettes sont absorbées ordre après ordre en renormalisant la constante de couplage (équation 1.5). Plus l'énergie d'interaction est importante, moins la constante de couplage est intense. Les quarks peuvent être traités comme des particules ponctuelles et libres : on parlera de *liberté asymptotique*. De façon opposée, moins l'énergie d'interaction est importante, plus la constante de couplage est intense : les quarks sont emprisonnés dans le hadron. Ce phénomène est le *confinement*, ou encore, *l'asservissement infrarouge* dû à l'effet d'anti-écran de la QCD.

---


$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_0 \frac{33-2n_f}{12\pi} \ln \frac{-q^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \quad (1.5)$$

Où  $n_f$  représente le nombre de saveurs. Le régime perturbatif commence quand  $-q^2 > \Lambda_{QCD}^2$ . En dessous de cette limite, d'autres méthodes doivent être appliquées comme la chromodynamique quantique sur réseau, ou le modèle du sac du MIT (Massachusetts Institute of Technology).

### 1.1.2 Confinement et déconfinement

En s'appuyant sur un modèle proche du modèle du sac du MIT, il est possible de quantifier les énergies mises en jeu dans les hadrons. L'effet de contre-écran de la charge de couleur rend le milieu dia-électrique<sup>1</sup>. Dans un tel milieu, la charge de couleur provoque une lacune dans le vide de QCD. En d'autres termes, le champ de couleur diminue dans cette zone, cette diminution de l'énergie du champ est au bénéfice de la création de la lacune.

$$W_{lacune} = B \times \frac{4\pi}{3} R^3 = B \times V$$

$V$  est le volume sphérique de rayon  $R$  de la lacune.  $B$  représente la densité d'énergie de celle-ci. Aux frontières de la lacune et à l'intérieur de celle-ci, la constante diélectrique est strictement égale à l'unité. A l'extérieur de celle-ci, elle est très inférieure à 1. D'après le théorème de Gauss :

$$\begin{cases} E_{int} = \frac{1}{4\pi} \frac{Q}{R^2} = D_{int} = D_{ext} \\ E_{ext} = \frac{1}{\epsilon} D_{ext} \end{cases}$$

L'énergie électrostatique en dehors de la lacune nous donne :

$$W_{el} = \frac{1}{2} \int_{r>R} \vec{E} \cdot \vec{D} d^3x = \frac{1}{\epsilon} \frac{Q^2}{8\pi R}$$

L'énergie totale du système devient :  $W_{tot} = W_{lacune} + W_{el} = BV + AV^{-\frac{1}{3}}$ . En minimisant l'énergie totale, il est possible d'obtenir une relation entre le rayon de la lacune et l'énergie qui y règne :

$$R = \left( \frac{Q}{32\pi^2 \epsilon B} \right)^{\frac{1}{4}}$$

Si la constante diélectrique, dans le volume, tend vers zéro, la densité d'énergie  $B$  doit être très importante.

La thermodynamique nous permet de calculer la pression dans le volume :

$$P = -\frac{dW_{tot}}{dV} = B - \frac{1}{3} AV^{-\frac{4}{3}} = \frac{1}{3} \left( \frac{E}{V} - 4B \right)$$

---

<sup>1</sup>constante diélectrique très inférieure à 1.

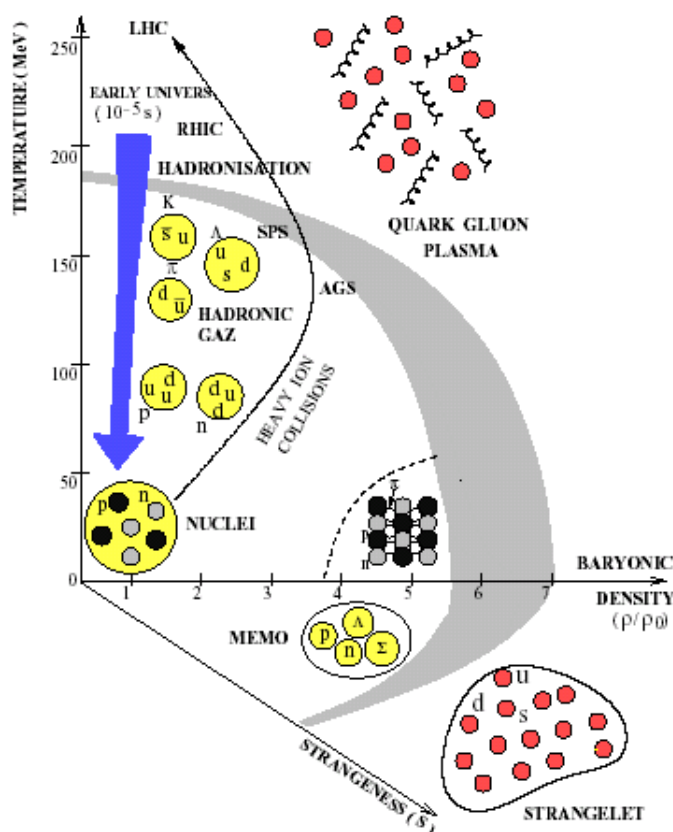


FIG. 1.1 – Diagrammes des phases traversées par la matière dans le plan  $(T, \rho/\rho_0)$ . La densité  $\rho_0$  représente la densité de la matière nucléaire normale.

Le sac est en équilibre avec le vide de QCD si  $\frac{E}{V} = 4B$ . Pour un rayon typique de nucléon de 0,8 fm, la densité d'énergie dans le sac est de l'ordre de  $\frac{E}{V} \sim 440 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^{-3}$  et  $B \sim 110 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^{-3}$ .

Si le hadron est chauffé, alors le sac tend à s'étendre. Si le milieu est constitué de nombreux nucléons très proches, ceux-ci se dilatent jusqu'à s'interpénétrer pour former un plus grand sac dans lequel les quarks seraient libres. Cette nouvelle phase de la matière est un *plasma de quarks et de gluons*. Dans un tel volume la masse des quarks est nulle, en première approximation, ce qui provoquerait une restauration de la symétrie chirale, je reviendrai sur ce sujet au paragraphe suivant. La température de déconfinement est de l'ordre de  $T_c = 170 \pm 10 \text{ MeV}$  [9]. Il est possible d'atteindre cet état de la matière en la comprimant ou/et en la chauffant. La figure 1.1 présente les différentes phases que peut traverser la matière en fonction de la température et de la densité baryonique normalisée à la densité baryonique nucléaire normale.

### 1.1.3 Chromodynamique quantique sur réseau : IQCD

La chromodynamique quantique à température finie sur réseau offre un cadre idéal pour l'absorption des divergences ultraviolettes. Ce genre de régulation offre bon nombre d'autres d'applications comme la détermination de la température de

---

transition de phase, l'équation d'état du plasma de quarks et de gluons [9]. L'étude se fonde sur une discrétisation de l'action chromodynamique sur un réseau d'espace-temps et une analogie entre la théorie des champs et la physique statistique. En effet, si le temps est converti en imaginaire pur (ce qui revient à projeter l'action d'un espace de Minkowski dans un espace euclidien), l'intégrale de chemin est formellement identique à la fonction de partition en physique statistique.

$$Z = \int [d\bar{\psi}] [d\psi] [dU] \exp\left(-\frac{S_E}{\hbar}\right) \quad (1.6)$$

Les  $\psi$  et  $\bar{\psi}$  sont respectivement les fonctions d'onde des quarks et des anti-quarks.  $S_E$  représente l'action chromodynamique dans un espace euclidien. La correspondance entre l'action dans un espace de Minkowski et l'action dans un espace d'Euclide se fait de la façon suivante  $iS_M|_{t=-i\tau} = -S_E$ . Les éléments d'intégration en un point  $n$  se décomposent de la façon suivante :

$$[d\bar{\psi}] [d\psi] [dU] = \prod_n d\bar{\psi}(n) d\psi(n) dU(n)$$

Avec :

$$U(n) = P \exp\left(ig \int_n^{n+\hat{\mu}} dx^\mu G_\mu(x^\mu)\right)$$

Ici nous introduisons la *variable de lien*  $U$  qui assure le transport du champ  $G$  du site  $x$  à son site voisin  $x + \hat{\mu}$ ,  $P$  étant une constante de normalisation.

L'équation 1.6 nous permet d'accéder aux observables thermodynamiques, comme la densité d'énergie et la pression :

$$\varepsilon = \frac{T^2}{V} \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T}\right)_V, \quad P = T \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial V}\right)_T$$

Deux grands résultats des calculs sur réseaux sont, d'une part, la détermination de la température transition d'une phase de confinement en hadron à la phase de déconfinement, d'autre part, le calcul de la température de transition de phase chirale. Du fait du confinement, quand on sépare deux quarks, le potentiel de rappel inter-quarks  $V(r)$  augmente jusqu'à converger vers une limite où il devient moins coûteux en énergie de créer une paire quark-antiquark et des gluons que de continuer à faire diverger ce potentiel. Il devient équivalent à  $M_h c^2$ , où  $M_h$  représente la masse du plus petit hadron produit. Nous introduisons, maintenant, le paramètre d'ordre (boucle de Polyakov) dans un milieu déconfiné, sous l'hypothèse que les quarks ont une masse finie :

$$\langle L \rangle \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \exp\left(-\frac{M_h c^2}{kT}\right)$$

Ce paramètre est nul quand les quarks sont confinés et augmente fortement quand la température dépasse une température critique de déconfinement. La susceptibilité  $\chi_L \sim \langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2$  donne, grâce à un calcul sur réseau, la valeur précise de déconfinement (figure 1.2). Dans la limite où la masse effective des quarks dis-



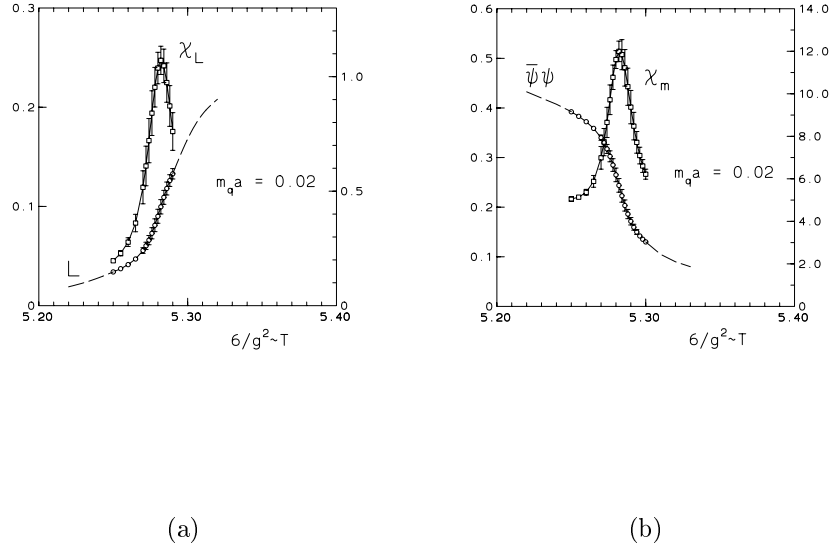


FIG. 1.2 – Température de déconfinement et restauration de la symétrie chirale en ne prenant en compte que deux saveurs. A gauche, la dépendance en température du paramètre d'ordre et la susceptibilité associée. A droite, la dépendance en température des condensats chiraux et la susceptibilité associée [6].

paraît, le lagrangien est symétrique sous une transformation appartenant au groupe  $SU(n_f)_L \times SU(n_f)_R$ . Car le seul terme pouvant coupler les quarks droits et gauches, dans le lagrangien de QCD (équation : 1.2), est le terme de masse. Or, le vide ne possède pas cette symétrie, cette brisure engendre spontanément  $(n_f^2 - 1)$  particules de Goldstone qui, dans le cas où  $n_f = 2$ , sont les trois pions. La quantité appelée le *condensat de quarks* est le paramètre d'ordre associé à cette brisure de symétrie chirale.

$$\langle \bar{\psi}\psi \rangle = \langle 0 | \bar{\psi}\psi | 0 \rangle$$

La susceptibilité  $\chi_m \sim \frac{\partial \langle \bar{\psi}\psi \rangle}{\partial m_q}$  permet d'estimer, par un calcul sur réseau, la température à laquelle la symétrie chirale est restaurée (figure 1.2). La figure 1.2 permet de remarquer que les températures de déconfinement et de restauration de la symétrie chirale sont approximativement équivalentes.

---

## 1.2 Plasma de quarks et de gluons

L'état de plasma de quarks et de gluons serait une phase que l'univers aurait traversée quelques microsecondes après le *Big-Bang*. Il est possible que de nos jours cette phase existe à l'état naturel au cœur de certaines étoiles à neutrons, appelées étoiles de quarks (quark stars), ou encore dans les explosions de supernova. Un modèle d'équation d'état fut proposé pour les étoiles étranges (strange stars), dont le cœur est un mélange de quarks "up", "down" et "strange". Les sondes proposées sont un abaissement de l'émission de rayons X et un refroidissement par émission de neutrinos [10]. Une première preuve observée serait l'étoile à neutrons RXJ1856.5-3754 [11].

Autrement, on cherche à reproduire le plasma de quarks et de gluons de façon synthétique dans les collisions de noyaux ultra-relativistes. La première campagne de collisions sur cible fixe se déroula au laboratoire national de Brookhaven (BNL : Brookhaven National Laboratory) sur un synchrotron (AGS : Alternating Gradient Synchrotron). L'énergie mise en jeu dans le centre de masse nucléon-nucléon était de l'ordre de  $\sqrt{s_{NN}} \sim 5$  GeV. Une seconde campagne de collisions toujours sur cible fixe suivit au Centre Européen de Recherche Nucléaire (CERN) sur le supersynchrotron à protons (SPS) à  $\sqrt{s_{NN}} \sim 17$  GeV. Cette seconde campagne donna le jour à un communiqué de presse, sur la mise en évidence de ce nouvel état de la matière [12]. En 1999, la mise en service du collisionneur d'ions lourds ultrarelativistes (RHIC : Relativistic Heavy Ion Collider) au BNL permit d'atteindre une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s_{NN}} \sim 200$  GeV. En 2008, le grand collisionneur de hadrons (LHC : Large Hadron Collider) devrait atteindre une énergie dans le centre de masse de l'ordre de  $\sqrt{s_{NN}} \sim 5$  TeV.

Les machines sont capables d'atteindre les densités d'énergie requises pour produire le plasma, maintenant il est important de déterminer des sondes pertinentes pour décrire ce nouveau système. Après une revue du mécanisme de la collision de deux noyaux, je décrirai quelques sondes judicieuses du plasma.

### 1.2.1 Mécanismes réactionnels

La matière nucléaire dans son état fondamental a une densité de  $0,17$  nucléon/fm<sup>3</sup>. Cela équivaut à une densité d'énergie de l'ordre de  $\varepsilon \sim 0,16$  GeV/fm<sup>3</sup>. C'est assez loin de la densité d'énergie nécessaire au déconfinement qui est entre  $1$  et  $2$  GeV/fm<sup>3</sup>. Le réservoir d'énergie provient de l'énergie cinétique des particules entrant en collision. Pour des collisions or-or (dont le nombre de nucléons est  $A = 197$ ) à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV dans le centre de masse nucléon-nucléon, la densité d'énergie (formule de Bjorken 1.7) pour les collisions les plus centrales est de l'ordre de  $\varepsilon \sim 8$  GeV/fm<sup>3</sup> (pour un temps de formation proche  $\tau_0 = 0,1$  fm/c), et la température du système atteint  $230$  MeV. La vitesse d'expansion du système est très rapide forçant les quarks à s'hadroniser. A cette énergie, le pouvoir d'arrêt des particules entrant en collision est quasi-nul.

$$\varepsilon = \frac{1}{\pi \times R^2 \times \tau_0} \times \left. \frac{dE_t}{dy} \right|_{y=0} \quad (1.7)$$

$$R = 1, 18 \times A^{\frac{1}{3}}, \text{ et } \left. \frac{dE_t}{dy} \right|_{y=0} \sim 3 \text{ [13].}$$

### Pouvoir d'arrêt et transparence

Quand l'énergie devient suffisamment élevée, les interactions entre nucléons ne font que ralentir les noyaux, mais ne les arrêtent pas. L'énergie de freinage est convertie en énergie d'excitation des champs de couleur. La région de fragmentation émanant de la collision contient les nucléons originels du noyau avec une vitesse proche de la célérité de la lumière. Dans la région centrale, plus la collision est transparente, et c'est le cas au RHIC, plus le nombre de baryons net<sup>2</sup> est faible. Dans ce type de collisions très énergétiques 90 % des particules produites sont des pions, le reste sont des kaons, des baryons et des antibaryons.

**Fonction d'onde des projectiles :** pour comprendre le comportement aux énergies ultrarelativistes des projectiles, une théorie effective a été élaborée sur le principe que les chromo-fluctuations quantiques gèlent à cause de la dilatation du temps. Cette théorie est connue sous le nom de *condensat de verre de couleur* (CGC : Color Glass Condensate) [14].

- Condensat : le milieu comporte une forte densité en gluons. Le comportement du milieu converge vers un état condensé de Bose.
- Verre : cet état est similaire au verre. En d'autres termes, c'est un état désordonné qui évolue lentement : comportement de solide à petite échelle de temps, puis comportement de liquide à grande échelle de temps.
- Couleur : car les gluons sont colorés.

L'élaboration de la théorie du verre de couleur fut motivée par les expériences sur HERA. La densité de gluons,  $x_B G(x_B, Q^2)$ , augmente rapidement avec la résolution  $Q^2$ , cela correspond à une faible valeur de la variable de Bjorken  $x_B$ <sup>3</sup>. Cette avalanche de gluons est de plus en plus forte vers les bas  $x_B$ . La section efficace du nucléon n'augmentant pas, ou très peu, le volume occupé par les gluons se voit limité à haute énergie. Le nombre de gluons sature à bas  $x_B$ . Ils sont extrêmement proches les uns des autres, au point de faire baisser la constante de couplage des interactions fortes :  $\alpha_s \ll 1$ . Cet état décrit les fonctions d'onde à haute énergie des hadrons avant la collision, voire des noyaux lourds, avec le formalisme de la chromodynamique quantique. Ceci est une justification suffisante pour une recherche active du CGC au RHIC.

Durant la collision, la matière chaude et dense se dilate rapidement : le plasma se formerait durant une période de pré-équilibre d'environ 1 fm/c, conduisant le

---

<sup>2</sup>Le nombre de baryons net est la différence entre le nombre de baryons et le nombre d'antibaryons.

<sup>3</sup>La variable de Bjorken est la fraction d'impulsion longitudinale totale emportée par un parton.

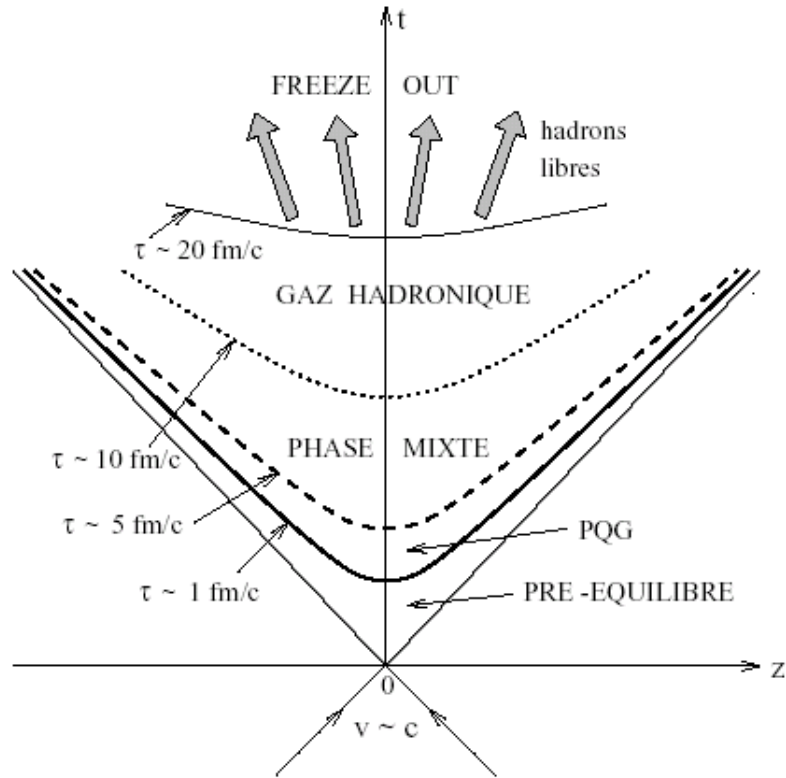


FIG. 1.3 – Evolution de la matière dans un diagramme d'espace-temps (scénario de Bjorken [8])

système à l'équilibre thermique. Le plasma se refroidirait, puis il se condenserait en matière hadronique. D'après les calculs sur réseau, cette transition se déroule entre 1 et 5 fm/c après le début de la collision. A ce point, la matière hadronique est considérée comme suffisamment diluée pour ne plus interagir, cette phase est nommée “freeze-out” (figure 1.3). La taille de cette phase est déterminée en mesurant la corrélation entre deux particules identiques, comme les pions, les kaons, ou encore les protons. Cette technique est empruntée à l'astrophysique. A l'origine elle fut inventée par Hanbury Brown et Twiss (méthode HBT) pour déterminer le rayon angulaire des étoiles à l'aide de la corrélation entre deux photons.

Signature	Processus	Observables
Perte d'énergie dans un milieu coloré	nature de la matière traversée par les quarks	suppression des jets
Photons et leptons thermiques	annihilation de quarks ou hadrons avec leurs anti-partenaires	leptons et photons
Restauration de la symétrie chirale	symétrie chirale des mésons $\phi$ et $\rho$	modification de la masse et de la largeur de résonance
Production d'étrangeté	augmentation de la production de quarks étranges dans un plasma	augmentation du nombre des mésons et des baryons comportant un quark étrange
Flot radial et azimuthal	comportement du volume collectif primaire	spectre en impulsion transverse et $v_1, v_2$
Suppression du méson $J/\psi$	écranage de Debye dans un milieu coloré	décroissance de la production de $J/\psi$
Production de charme	fusion de gluons atteignant le seuil de production de quarks charmés	production de leptons, corrélés et non corrélés, très énergétiques

TAB. 1.2 – Signatures du plasma de quarks et de gluons.

### 1.2.2 Les signatures éventuelles

Les collisions de noyaux lourds à haute énergie permettraient d'accéder à cet état de déconfinement offrant ainsi la possibilité de l'étudier en laboratoire. Il devient donc important de définir des sondes, permettant de qualifier cet état de la matière. Le tableau 1.2 donne un résumé des différentes signatures qui seront développées dans les paragraphes suivants. Les deux dernières signatures, les charmonia et les mésons ouverts de saveur charmée, seront traitées dans la dernière section de ce chapitre (cf section 1.3).

#### Jets de particules, perte d'énergie dans un milieu coloré

En dessous des énergies du RHIC, l'ampleur de l'effet Cronin<sup>4</sup> à haute impulsion transverse fut observée au SPS et à l'ISR (ISR : Intersecting Storage Rings). En traçant le facteur de modification nucléaire (équation 1.8) en fonction de l'impulsion transverse (figure 1.4), nous pouvons remarquer que plus l'énergie du centre de masse est importante plus l'effet Cronin est étouffé, pour se voir totalement supprimé aux énergies du RHIC.

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{AA}/dydp_t}{\langle N_{coll}(b) \rangle \times d^2 N_{pp}/dydp_t} \quad (1.8)$$

<sup>4</sup>L'effet Cronin s'interprète comme étant une diffusion d'un parton projectile par les partons d'un noyau cible. Par ces multiples interactions, le parton, initialement, de grande impulsion longitudinale acquière, lors de la traversée des noyaux, une impulsion transverse importante.

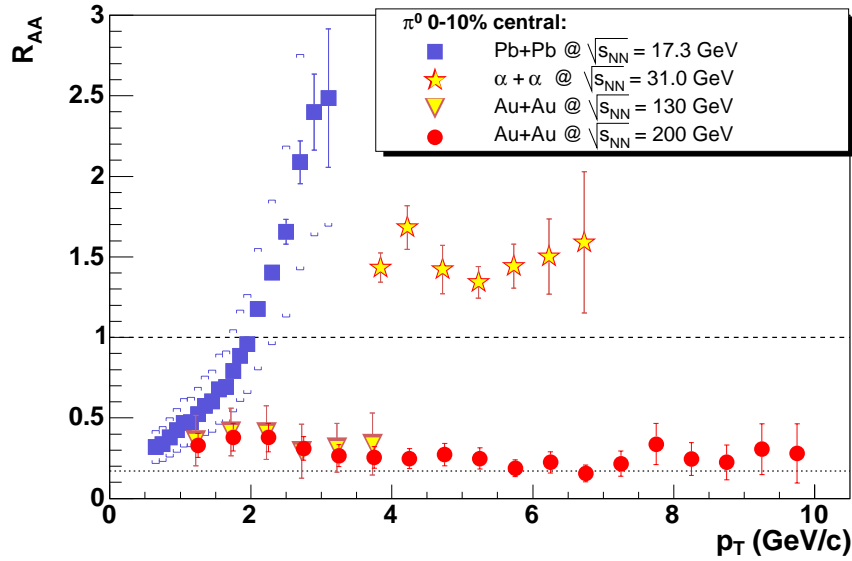


FIG. 1.4 – Rapport de modification nucléaire de production de  $\pi^0$  dans les collision ion-ion [21].

Où  $d^2 N_{AA}/dydp_t$  est la production du  $\pi^0$  par unité de rapidité et par unité d'impulsion transverse dans les collisions or-or à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV,  $d^2 N_{pp}/dydp_t$  est la même production, mais dans les collisions proton-proton. Puis  $\langle N_{coll}(b) \rangle$  est le nombre moyen de collisions binaires.

Le fait que le rapport  $R_{AA}$  de la figure 1.4 est largement inférieur à 1 est interprété comme une preuve de la formation du plasma de quarks et de gluons.

L'étude des jets de particules corrélés donne une nouvelle occasion de sonder avec plus de précision les milieux colorés. Quand un jet de particules de grande impulsion transverse déclenche l'acquisition ( $\Phi = 0$ ) la distribution  $\frac{dN}{d\Delta\Phi}$  (figure 1.5) décrit comment se répartissent les autres particules. Sur la figure 1.5, on peut remarquer que, dans les collisions proton-proton, la distribution  $\frac{dN}{d\Delta\Phi}$  laisse apparaître un pic secondaire en  $\Phi = \pi$ . Ceci s'interprète comme étant la création de deux partons qui, après hadronisation, émettent des jets de particules dos-à-dos.

En revanche, le jet piqué en  $\Phi = \pi$  disparaît dans les collisions or-or les plus centrales. Ce phénomène s'interprète comme si l'un des deux partons, créés à proximité de la surface du plasma, traverse un milieu coloré avec lequel il interagit, alors que l'autre se propage dans un milieu neutre en couleur.

La perte d'énergie via les collisions hadroniques élastiques donnerait un résultat trop faible pour pouvoir expliquer un tel phénomène. Le modèle de l'étouffement des jets de particules ("*jet quenching*") par perte d'énergie avec rayonnement de gluons fut proposé comme l'explication la plus probable. Les jets de particules à grande impulsion sont produits dans des interactions partoniques dures des collisions de noyaux. En traversant un milieu coloré, ces particules subissent une perte d'énergie via la radiation d'un gluon. Ce mode de radiation est connu, en électrodynamique quantique, sous le nom d'effet de Landau-Pomeranchuk-Midgal<sup>5</sup> (LPM).

<sup>5</sup>Une particule chargée électriquement, traversant un milieu constitué de particules chargées,

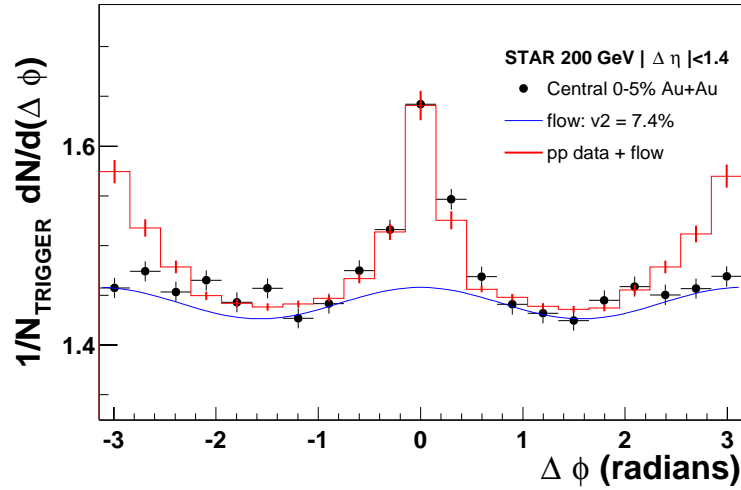


FIG. 1.5 – Corrélation de particules de grande impulsion émises dos à dos (“*dijets back-to-back*”), dans les collisions proton-proton et or-or les plus centrales à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV sur STAR [22].

Cette théorie fut revisitée pour la QCD dans la référence [17].

Cette dernière observation renforce l’interprétation de l’étouffement des jets de particules.

### Photons et leptons thermiques

Les photons virtuels et réels furent l’une des premières signatures proposées pour le plasma [19]. Les photons sont les véhicules des interactions électromagnétiques. Cela les rend transparents pour un milieu coloré. Leur libre parcours moyen excède sans difficulté les dimensions du plasma de quarks et de gluons. De plus, leur production et leur distribution en impulsion dépendent fortement des impulsions des quarks, antiquarks et gluons, qui eux-mêmes sont dépendants des conditions thermodynamiques du milieu. Les leptons sont aussi des sondes électromagnétiques et partagent le même intérêt que les photons.

Dans les collisions d’ions lourds nous devons distinguer plusieurs types de photons produits. Les photons inclusifs représentent l’ensemble de tous ces photons : les photons prompts, les photons thermiques et les photons issus des désintégrations hadroniques (figure 1.6) :

- Les photons directs représentent la somme des photons thermiques et prompts. Les photons thermiques sont prépondérants dans le domaine en impulsion

---

subit de multiples diffusions. Ces diffusions sont caractérisées par la radiation de photons, et la perte d’énergie se modélise par  $E \sim -\frac{dE}{dz}$ . L’amplitude au carré des  $n$  diffusions ne peut plus se factoriser en  $n$  interactions. A la place, il y a une interférence destructive qui, pour un milieu régulier (cristal), mène directement à l’annihilation du photon, sauf pour le premier et le  $n$ -ième photons.

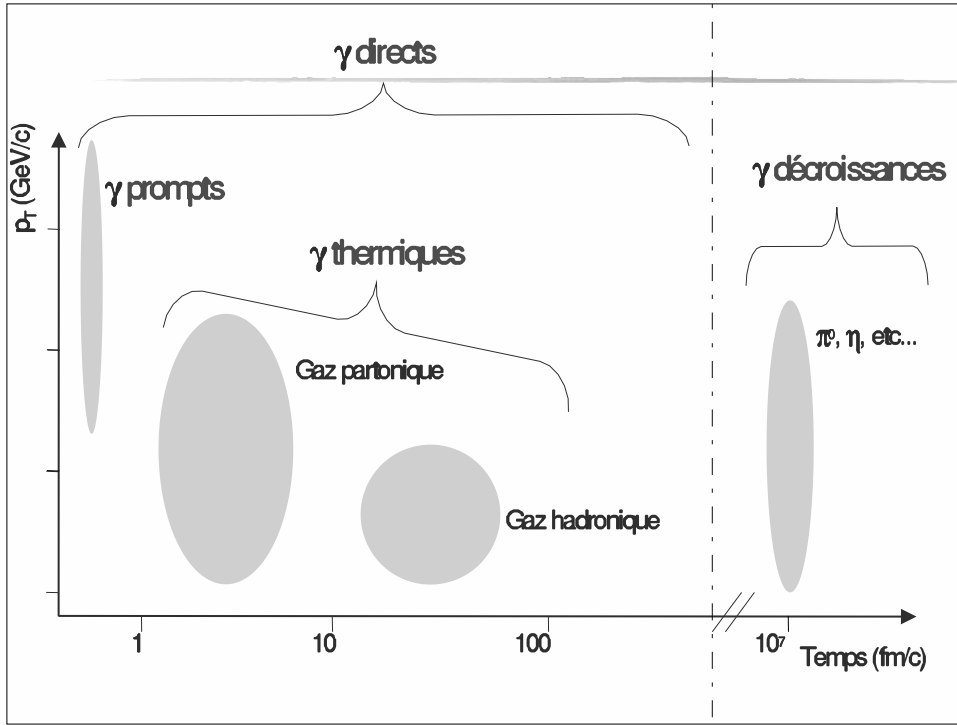


FIG. 1.6 – Répartition des différentes contributions aux photons.

transverse de 1 et 5 GeV/c. Les photons prompts, produits juste avant la formation du plasma, contribuent pour la majeure partie des photons directs dans l'intervalle d'impulsion transverse compris entre 3 et 5 GeV/c. Les processus de création de photons directs sont : l'annihilation d'un quark par un antiquark (relation 1.9) et la diffusion Compton (relation 1.10).

$$q\bar{q} \longrightarrow \gamma g \quad (1.9)$$

$$q(\bar{q})g \longrightarrow \gamma q(\bar{q}) \quad (1.10)$$

- Les photons issus de la désintégration de hadrons constituent le bruit de fond. La majorité des photons proviennent des désintégrations :

$$\begin{aligned} \pi^0 &\longrightarrow \gamma\gamma & 98,8\% \\ \eta &\longrightarrow \gamma\gamma & 39,4\% \end{aligned}$$

Mais nous avons aussi l'annihilation de pions :

$$\begin{aligned} \pi^+\pi^- &\longrightarrow \gamma\rho^0 \\ \pi^\pm\pi^0 &\longrightarrow \gamma\rho^\pm \end{aligned}$$

et autres



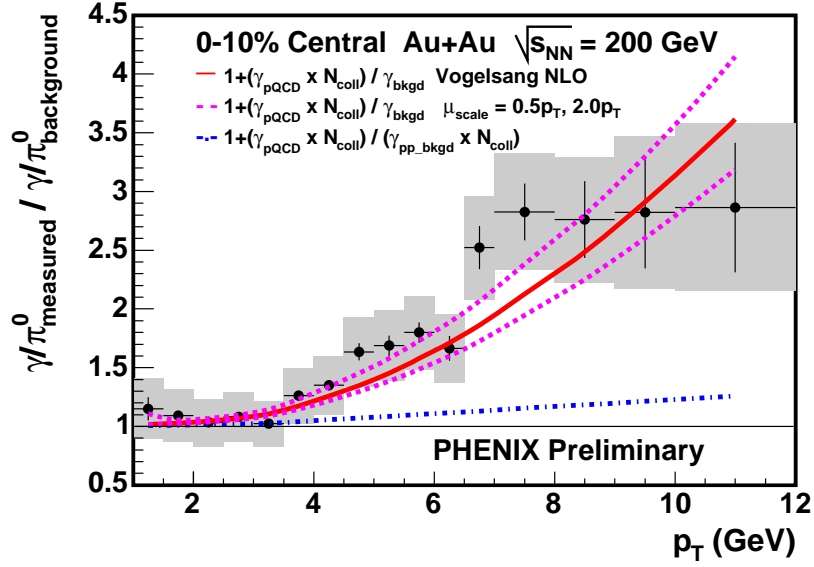


FIG. 1.7 – Double rapport de l’excès de photons pour les collisions or-or les plus centrales (de 0 à 10 %) à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [20].

$$\begin{aligned}
 \pi^\pm \rho^0 &\longrightarrow \gamma \pi^\pm \\
 \pi^\pm \rho^\mp &\longrightarrow \gamma \pi^0 \\
 \pi^0 \rho^\pm &\longrightarrow \gamma \pi^\pm
 \end{aligned}$$

Les jets de quarks issus de collisions dures produisent des photons par bremsstrahlung. Cette contribution est importante pour les impulsions transverses supérieures à 4,5 GeV/c. En revanche ce type de production devrait être modifié si ces jets de quarks traversent un milieu partonique très dense. En effet, dans un tel milieu les quarks perdent énormément d’énergie par radiation de gluons (cf à la section sur les jets de particules). Par conséquent, l’émission de photons par bremsstrahlung devrait s’amoinrir.

Sur PHENIX, le calorimètre électromagnétique possède une segmentation importante, ce qui lui permet de séparer les deux photons issus d’un  $\pi^0$ . La figure 1.7 montre le rapport entre le rapport  $\frac{\gamma}{\pi^0}$  mesuré et le rapport  $\frac{\gamma}{\pi^0}$  attendu de la désintégration des mésons du bruit de fond en fonction de l’impulsion transverse. Si tous les photons proviennent du bruit de fond ce rapport devrait être égal à 1. Or, on peut constater que la production de photons directs est en accord avec les prévisions de la chromodynamique quantique perturbative représentée par la courbe pleine (les courbes en pointillés représentent les erreurs théoriques). La courbe en tiret-pointillé représente le résultat attendu si nous n’avons pas de suppression des mésons à grande impulsion transverse.

Ces observations impliquent qu’il existe un milieu dense et coloré, dans les collisions noyau-noyau les plus centrales, qui supprime les partons durs mais qui laisse

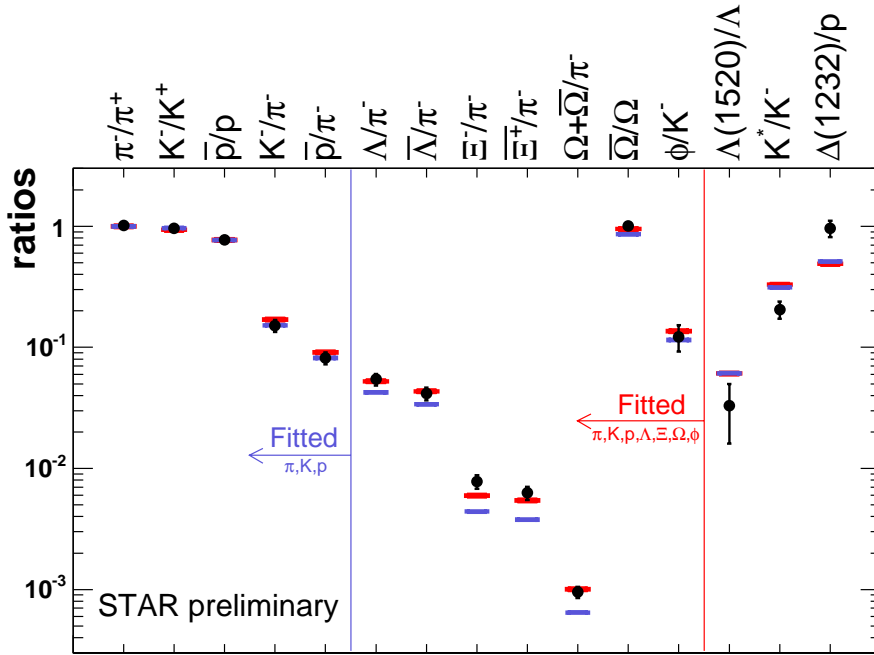


FIG. 1.8 – Comparaison entre les mesures (points) et les prédictions d’un modèle statistique à l’équilibre chimique et thermique (traits) des rapports de production d’étrangeté [23].

insensible les photons durs.

### Augmentation de la production de quarks étranges

La production d’étrangeté fut une signature proposée par Koch, Müller et Rafelski [16]. Le principe tient au fait que la masse du quark étrange dans une phase plasma devrait passer de  $500 \text{ MeV}/c^2$  (masse effective) à  $150 \text{ MeV}/c^2$  (masse nue). Cette diminution de la masse devrait augmenter sa vitesse de production par fusion de gluons ou annihilation de paires de quark-antiquark :  $5 - 6 \text{ fm}/c$  (ordre de grandeur de la durée de vie du plasma de quarks et de gluons). Au contraire, dans un scénario purement hadronique, l’équilibre chimique de l’étrangeté devrait se faire plus lentement :  $30 \text{ fm}/c$ .

La figure 1.8 présente différents rapports de production de hadrons mesurés en rapidité centrale dans les collisions or-or à 200 GeV sur STAR. Ces points sont comparés aux prédictions théoriques d’un système à l’équilibre se transformant en hadrons et conservant l’équilibre des saveurs.

### Flot elliptique

Dans les collisions non centrales, le recouvrement des noyaux prend une forme d’amande. Cette configuration spéciale de la collision et les diffusions dans le milieu provoquent une anisotropie du mouvement collectif des particules, l’observable se référant à ce mouvement est le flot. Cette anisotropie est caractérisée par une

distribution azimutale des particules anisotrope par rapport au plan de réaction<sup>6</sup>. L'étude du flot passe traditionnellement par une décomposition de la distribution azimutale en série de Fourier (équation 1.11).

$$f(\phi - \Phi_R) = \frac{dN}{d(\phi - \Phi_R)} = \frac{1}{2\pi} \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{+\infty} 2v_n \cos[n(\phi - \Phi_R)] \right\} \quad (1.11)$$

Les termes en sinus sont nuls car le système a une symétrie plane. L'angle  $\phi$  est l'angle azimutal mesuré par rapport au plan de réaction à partir de  $\Phi_R$ , et  $\Phi_R$  est la direction portée par le paramètre d'impact.

Le premier coefficient de Fourier " $v_1$ " représente le flot dirigé. Cette variable dépend du flot dans le plan de réaction. Le second coefficient de Fourier " $v_2$ " caractérise le flot dans le plan transverse de la collision. Si  $v_2 > 0$ , les particules se propagent préférentiellement dans la direction  $\Phi_R$ . Sinon, elles se propagent orthogonalement à cette direction.

La figure 1.9 montre une éventuelle conséquence de l'existence du plasma de quarks et de gluons. On peut observer une grosse déformation du paramètre représentant l'anisotropie à partir de  $v_2 \sim 0,15$  en fonction de l'impulsion transverse. Cette déformation est en accord avec les modèles hydrodynamiques de fluide non visqueux jusqu'à  $p_T \sim 1$  GeV/c. Une première interprétation de ce décrochement est liée à la perte d'énergie des partons dans le plasma de quarks et de gluons : étouffement des jets de particules. Par un calcul de correction au premier ordre de la viscosité dans la fonction de distribution thermique d'un gaz en expansion, Derek Teaney propose une nouvelle interprétation de la saturation du flot elliptique pour les particules dont l'impulsion transverse est supérieure à 1,7 GeV/c<sup>2</sup> [18].

La signature  $v_2$  est plus probante que  $v_1$ . La première raison est que le flot elliptique est produit dans la phase de plus haute énergie. Il provient de la dépendance azimutale du gradient de pression, lequel peut être étudié en fonction de la centralité de la collision. Au contraire, le flot dirigé est observé à toutes les énergies.

---

<sup>6</sup>plan formé par l'axe du faisceau et la direction du paramètre d'impact.

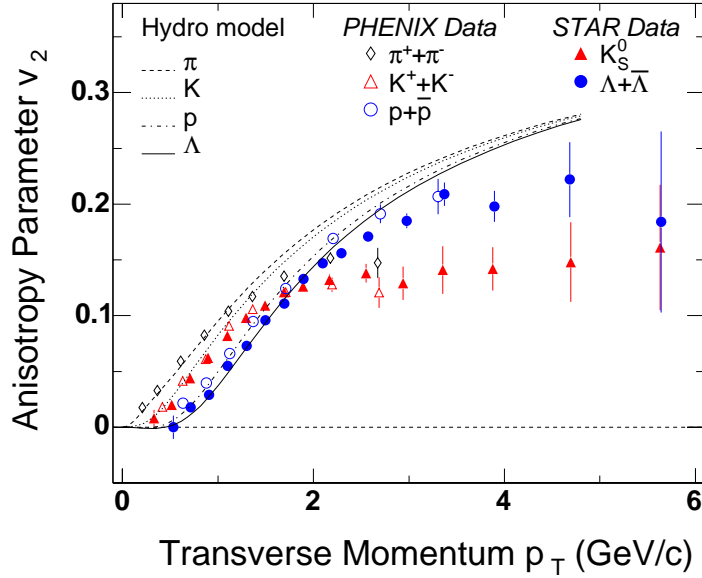


FIG. 1.9 – Données de PHENIX [25, 26] et STAR [24], pour la mesure du flot elliptique des particules  $\pi$ , K,  $\Lambda$  et proton.

### 1.3 Les quarkonia charmés

La production de quarks charmés devrait être relativement élevée dans les collisions noyau-noyau au RHIC. Une bonne connaissance de la section efficace de production de quarks charmés dans les collisions deuton-noyau ainsi que l'évaluation des rediffusions dans les milieux collectifs, qu'ils soient chauds ou froids, est une ligne de base importante pour l'étude du plasma de quarks et de gluons. La grosse production ainsi que la facilité avec laquelle le  $J/\psi$  est détecté, même pour les faibles valeurs en impulsion transverse le rendent incontournable dans l'étude des phénomènes durs dans la région des petits  $x_B$ .

Dans une première section, j'exposerai les différentes théories communément utilisées pour évaluer la production de quarkonia. La seconde section est une vue d'ensemble sur les mécanismes qui influencent cette production. En premier lieu je parlerai de l'écrantage de Debye qui intervient dans la phase finale de la collision, au sein même du plasma de quarks et de gluons. Puis je m'intéresserai aux effets nucléaires qui interviennent dans la phase initiale de la collision : l'effet Cronin et le *shadowing*. Dans la suite du manuscrit, ces effets nucléaires seront considérés comme étant l'absorption nucléaire normale.

#### 1.3.1 Les différents modèles de production de résonances charmées

La formation d'un charmonium passe, en premier lieu, par la formation d'une paire  $c\bar{c}$ , principalement via la fusion de gluons (figure 1.10). Ce processus se déroule durant un temps relativement court  $\tau_{pert} \sim 2m_c^{-1}$ . A l'origine, la paire  $c\bar{c}$  est en général dans un état d'octet de couleur. La paire se neutralise par interaction avec

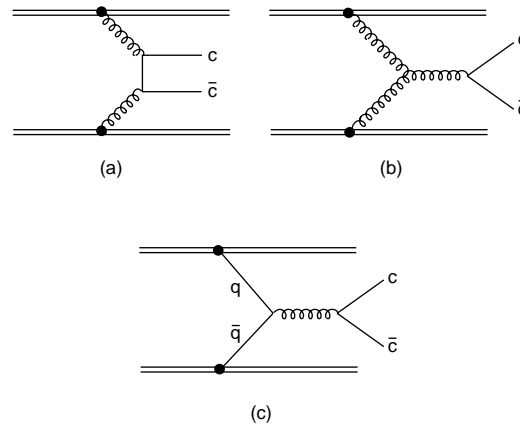


FIG. 1.10 – Ordres perturbatifs les plus bas contribuant à la production de paires  $c\bar{c}$  dans les collisions proton-proton. Les diagrammes (a) et (b) représentent la production de saveurs charmées par fusion de gluons. Le diagramme (c) est une production via l’annihilation d’un quark avec un antiquark.

le champ de couleur qui l’entourne. Puis elle se lie sous forme d’une résonance physique comme le  $J/\psi$ , le  $\psi'$  ou encore le  $\chi_c$ .

### Évaporation de couleur

Le modèle de l’évaporation de couleur (“evaporation model” en anglais) donne l’interprétation la plus simple du processus de neutralisation de couleur [27]. Dans ce modèle, la paire  $c\bar{c}$  peut se lier avec des quarks plus légers ( $u$ ,  $d$  ou  $s$ ) pour donner le charme ouvert, ou elle se lie directement pour donner un charmonium.

L’idée de base de ce modèle est l’intégration de la section efficace de production du charme sur l’intervalle de masse  $[2m_c, 2m_D]$  (équation 1.12), où  $m_c$  représente la masse du quark charmé, et  $m_D$  celle du plus léger des mésons portant la saveur charmée. Nous considérons que toutes les paires de quarks sous le seuil du charme ouvert sont susceptibles de mener à la formation d’un quarkonium.

$$\sigma_{c\bar{c}}(s) = \int_{2m_c}^{2m_D} d\hat{s} \int dx_1 dx_2 g_1(x_1) g_2(x_2) \sigma(\hat{s}) \delta(\hat{s} - x_1 x_2 s) \quad (1.12)$$

$s$  est l’énergie dans le centre de masse,  $x_1 x_2 s$  représente l’énergie dans le référentiel du centre de masse des partons en interaction. Les indices 1, 2 représentent les partons qui interagissent,  $x_i$  est la fraction de l’impulsion globale des nucléons portée par les partons (variable de Bjorken). Les fonctions  $g_i$  représentent la densité partonique<sup>7</sup>. A haute énergie, le processus dominant est la fusion de gluons  $gg \rightarrow c\bar{c}$  à l’ordre dominant du développement en perturbation :  $\mathcal{O}(\alpha^2)$ .

<sup>7</sup>Aux énergies où l’on se place, la densité partonique est principalement gluonique. Mais la probabilité pour qu’elle représente la densité de quarks n’est pas nulle vue que cette section efficace peut représenter une annihilation de quarks, dans un processus de type Drell-Yan, donnant deux charmes via un gluon virtuel. Ce processus devrait avoir une influence significative à basse énergie. Pour cela, les quarks devraient être dénués de gluons, ce qui est possible si les chromo-fluctuations quantiques sont suffisamment complexes.

---

Une des souplesses de ce modèle est que la section efficace d'un charmonium particulier est une fraction de la section efficace totale de production d'une paire  $c\bar{c}$  en fonction de l'énergie impliquée dans le centre de masse.

$$\sigma_{J/\psi}(s) = f_{J/\psi} \sigma_{c\bar{c}}(s)$$

$f_{J/\psi}$  ne dépend pas de l'énergie mise en jeu et se définit empiriquement. Une des conséquences de ce modèle est que le rapport entre deux sections efficaces de production de charmonium  $i$  et  $j$  est constant à une énergie donnée dans le centre de masse.

$$\frac{\sigma_i(s)}{\sigma_j(s)} = \frac{f_i}{f_j} = \text{constante}$$

Il faut bien noter qu'une faible part de la section efficace  $\sigma_{c\bar{c}}$  donne lieu à un charmonium. Plus de 90 % de celle-ci mène à un charme ouvert. En d'autres mots, chacun des quarks de la paire  $c\bar{c}$  se recombine avec des quarks de saveur plus légère (figure 1.12.b). Toutefois ce modèle n'est pas théoriquement fiable car les corrections d'ordre supérieur  $\mathcal{O}(\alpha^3)$  ne sont pas prises en compte dans la section efficace  $\sigma_{c\bar{c}}$ .

$$\begin{aligned} g + g &\rightarrow c\bar{c} + g \\ q + \bar{q} &\rightarrow c\bar{c} + g \\ q(\bar{q}) + g &\rightarrow c\bar{c} + q(\bar{q}) \end{aligned}$$

## Singulet de couleur

Contrairement au modèle de l'évaporation de couleur, où la couleur est une contrainte qui n'est prise en considération que de façon asymptotique, le modèle du singulet de couleur (CSM : Color Singlet Model) tient compte à la fois de la couleur mais aussi du spin des particules [28]. Ce modèle s'appuie sur la chromodynamique quantique perturbative, et les corrections à l'ordre suivant l'ordre principal,  $\mathcal{O}(\alpha^4)$ , imposent un facteur,  $\frac{p_T^2}{m_q^2}$ , avalisant la théorie uniquement sur les hautes impulsions transverses [29].

Dans ce modèle l'amplitude de production des quarks lourds est directement projetée dans l'état des nombres quantiques du quarkonium qui nous intéresse. Par exemple, la section efficace de production de l'état  $n^{2s+1}L_J$  peut s'écrire [30] :

$$\sigma[n^{2s+1}L_J] = P_{nL} \sigma[q\bar{q}(n^{2s+1}L_J)]$$

La formation d'un état lié est un processus longue distance, non-perturbatif. Le facteur  $P_{nL}$  rassemble tous ces phénomènes. Il est calculable sur réseau, ou peut être déterminé par un ajustement des données.

Il y eut une confirmation de ce modèle au Fermilab dans les interactions  $p\bar{p}$  à hautes impulsions transverses [29]. La production de paires  $c\bar{c}$  eut un début d'explication dans le modèle du singulet de couleur. Effectivement ce modèle tend à démontrer que tout se passe au niveau d'un état partonique. Les partons, traités de façon perturbative, produiraient des paires  $(c\bar{c})_8$  dans un état d'octet de couleur qui se neutraliseraient par l'émission d'un gluon dur pour donner un singulet de couleur. Selon la projection dans les bons nombres quantiques (le bon espace de Fock), ce

singulet peut être un  $J/\psi$ ,  $\psi'$ . En revanche, ce modèle fut en total désaccord avec les données expérimentales de production de charmonium à basse impulsion transverse.

### Chromodynamique quantique non-relativiste

Essayer de comprendre la sous-évaluation de la production de  $\psi'$  par le modèle du singulet de couleur a mené Bodwin, Braaten et Lepage à développer un nouveau cadre théorique basé sur la chromodynamique quantique non-relativiste [31]. Cette théorie est aussi appelé le modèle de la factorisation, car la section efficace d'un quarkonium peut se factoriser en un terme incluant tous les effets non-perturbatifs,  $\langle 0 | O_n^H(\Lambda) | 0 \rangle$ , et un autre englobant toutes les contributions à courte portée,  $F_n$ . Le terme des interactions à longue portée peut s'estimer à l'aide d'un calcul sur réseau, ou il peut être directement déterminé après un ajustement des données. Le second terme est donné par un calcul perturbatif. Dans ce modèle la section efficace de production du hadron  $H = n^{2s+1} L_J$  est :

$$\sigma[H] = \sum_n \frac{F_n(\Lambda_{QCD})}{m^{\delta_n-4}} \langle 0 | O_n^H(\Lambda_{QCD}) | 0 \rangle$$

Où  $\Lambda_{QCD}$  est la limite séparant un traitement perturbatif avec un traitement non-perturbatif.  $\delta_n$  est lié à la dimension de la matrice  $O^H$ .

La grande différence entre le modèle de factorisation pris en compte dans le modèle du singulet de couleur et celui de la chromodynamique quantique non-relativiste est que, dans ce dernier, la structure complète de l'espace de Fock est prise en compte dans la fonction d'onde du quarkonium :

$$\begin{aligned} |H\rangle &= a(1) |\{q\bar{q}({}^{2s+1}L_J)\}_1\rangle \\ &+ a(v) |\{q\bar{q}({}^{2s+1}(L\pm 1)_{J'})\}_8 g\rangle \\ &+ a(v^2) |\{q\bar{q}({}^{2s+1}L_J)\}_8 gg\rangle \\ &+ \dots \end{aligned}$$

Les paires de quarks sont accompagnées de gluons ayant une grande durée de vie, et dont le spin contribue au moment angulaire total du quarkonium. Les indices bas, 1 et 8, représentent respectivement les états de singulet et d'octet de couleur dans lesquels se trouvent les paires de quarks.

La fonction d'onde d'un quarkonium provient de deux contributions distinctes. Si nous prenons l'exemple de la résonance  $\psi$  (équation 1.13), la première contribution correspond à la production de paires de quarks. Celle-ci se déroule en un laps de temps très court, et aboutit à un état de singulet de couleur ayant les bons nombres quantiques ( ${}^3S_1$ ), la seconde contribution correspond à la création d'une paire de quarks sous la forme d'un octet de couleur, puis l'état évolue vers un singulet de couleur par émission non perturbative de gluons.

---


$$\begin{aligned}
|\psi\rangle &= a(1) |\{c\bar{c}({}^3S_1)\}_1\rangle \\
&+ a(v) |\{c\bar{c}({}^3P_J)\}_8 g\rangle \\
&+ a(v^2) \left[ |\{c\bar{c}({}^3S_1)\}_{1,8} gg\rangle + |\{c\bar{c}({}^1S_0)\}_8 g\rangle + |\{c\bar{c}({}^3D_J)\}_{1,8} gg\rangle + \dots \right]
\end{aligned} \tag{1.13}$$

Cette seconde contribution est nommée le modèle de l'octet de couleur (COM : Color Octet Model). En d'autres mots, la production d'une paire de quarks lourds à haute énergie a lieu dans les interactions à petit  $x_B$ . Dans ces conditions la densité gluonique devient importante. Du coup, la neutralisation des plus hautes contributions de l'espace de Fock est rendue possible par ce grand nombre de gluons colinéaires. Pour tous les quarkonia la contribution la plus importante est l'octet de couleur, ce qui correspond dans le cas du  $\psi'$  (next-to-leading-order) comme pour le  $J/\psi$ , aux états  ${}^1S_0$  et  ${}^3P_J$  accompagnés d'un gluon. Leur temps de formation est de l'ordre de 0,2 à 0,3 fm. Ceci implique que dans les collisions proton-noyau ( $x_F \sim 0,1$ ;  $x_F = \frac{p_z}{p_{z,max}}$  étant la variable de Feynman) le milieu nucléaire ne verrait que l'état de pré-résonance  $c\bar{c} - g$ . Cette pré-résonance ayant la même structure pour les résonances  $J/\psi$  ou  $\psi'$ , elle souffrirait des mêmes conditions d'absorption. Cette hypothèse fut confirmée dans les collisions proton-noyau (figure 1.11.a) [32]. De plus, l'interaction entre un gluon et un état d'octet, comme c'est le cas dans le système  $c\bar{c} - g$ , est 9/4 fois plus importante que l'interaction entre un gluon et un quarkonium dans son état fondamental. La section efficace de l'état pré-résonnant est donc de  $6,9 \pm 1,1$  mb. Pour le  $\chi$  (équation 1.14) c'est l'état  ${}^3S_1$  qui se combine avec un gluon. Les contributions d'octets sont moins importantes.

$$\begin{aligned}
|\chi_J\rangle &= a(1) |\{c\bar{c}({}^3P_J)\}_1\rangle \\
&+ a(v) |\{c\bar{c}({}^3S_1)\}_8 g\rangle + \dots
\end{aligned} \tag{1.14}$$

La figure 1.12.a représente les différentes étapes que traverse un octet de couleur avant de se projeter dans un état de singulet de couleur.

La figure 1.11.b présente une comparaison entre les différentes théories sur la production du  $\psi'$ , et les données en collisions proton-antiproton sur CDF (CDF : Collider Detector at Fermilab) au Tevatron du laboratoire Fermi. On peut observer que le modèle de l'octet de couleur reproduit parfaitement bien les données.

### 1.3.2 Suppression des résonances lourdes

La dissociation des états pré-résonnants dans les collisions proton-noyau, via les collisions avec les nucléons incidents ou l'interaction avec les hadrons co-voyageurs, est interprétée comme étant *l'absorption nucléaire normale*. A plus haute énergie, des anomalies sur le taux de production de la résonance  $J/\psi$  furent observées. Les mécanismes de suppression des quarkonia semblent se classer en deux catégories. Soit cette suppression proviendrait du déconfinement de la matière hadronique, comme cela fut proposé par H. Satz et Matsui en 1986 [33]. Soit elle relève de l'état initial : *shadowing* nucléaire de la fonction de distribution de partons et peut-être d'autres,



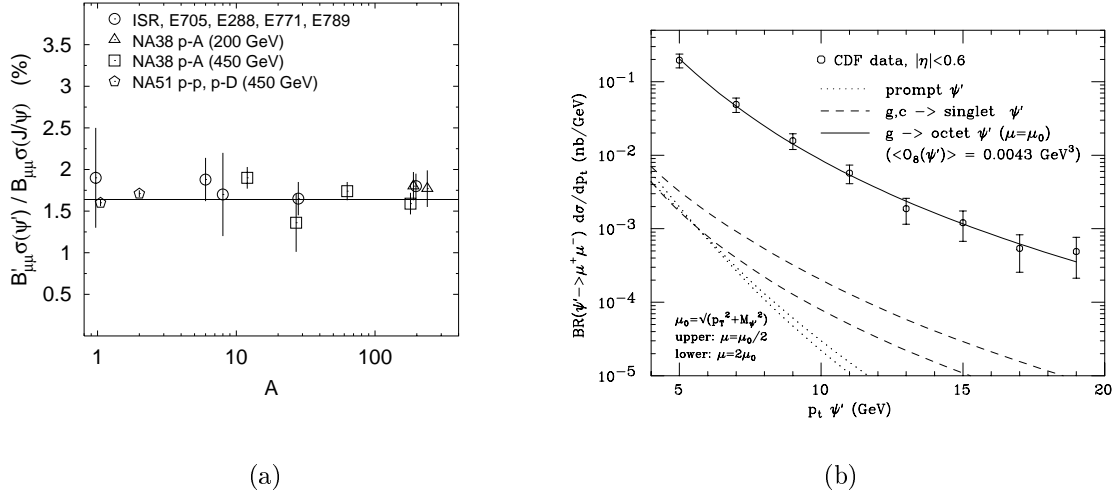


FIG. 1.11 – Validités des prédictions du modèle de l’octet de couleur. (a) Rapport entre l’absorption de la résonance  $\psi$  et  $\psi'$  dans les collisions proton-noyau [32]. (b) Données de CDF versus la théorie [30].

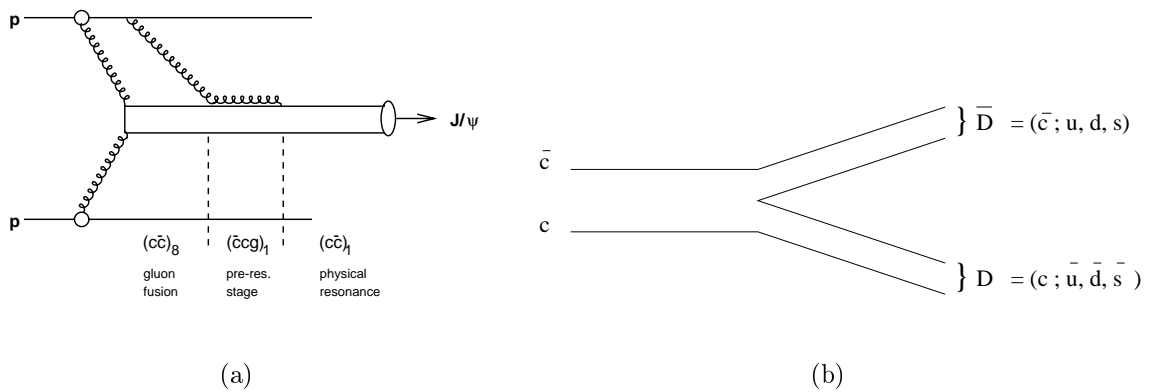


FIG. 1.12 – Voies de neutralisation d’un octet de couleur. A gauche (a) Formation en trois étapes du méson  $J/\psi$ . A droite (b) Diagramme de flot aboutissant à des saveurs ouvertes.

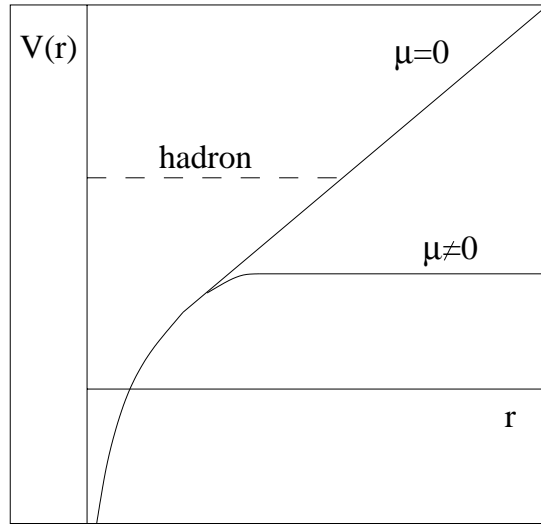


FIG. 1.13 – Ecrantage de couleur du potentiel de confinement [6].

ou de l'état final par des mécanismes plus conventionnels : l'absorption nucléaire normale, les hadrons co-voyageurs ("hadronic comovers" en anglais).

### Ecrantage de Debye du $J/\psi$

L'interaction entre un quark charmé  $c$  et son antiquark  $\bar{c}$  peut se traduire en terme de potentiel coulombien de couleur :  $V_0(r) = \frac{q}{4\pi r}$ ,  $V_0$  étant le potentiel coulombien produit par le quark  $c$  de charge  $q > 0$  vu par le quark  $\bar{c}$  de charge  $q < 0$  écarté de la distance  $r$ . A ce potentiel coulombien, doit être ajouté un potentiel de rappel  $V_{corde} = \kappa r$ , linéaire en fonction de la distance  $r$ . Le hamiltonien du système peut s'écrire :

$$H = \frac{p^2}{2\mu} + (-q) \frac{q}{4\pi r} + \kappa r$$

Où  $\mu = \frac{m_c}{2}$  représente la masse réduite du système  $\{c\bar{c}\}$ . La tension de corde  $\kappa$  varie en fonction inverse de la température, elle s'annule aux alentours de la température de déconfinement. De plus, la présence d'un plasma mène à une réorganisation de la distribution des charges colorées autour des quarks  $c$  et  $\bar{c}$ . Du coup, le potentiel coulombien se réarrange en un potentiel de type Yukawa (figure 1.13).

$$V_0(r) = \frac{q^2}{4\pi} \frac{\exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right)}{r}$$

Où  $\lambda_D = \frac{1}{m_c} \propto \frac{1}{T}$ .

Plus la température est importante, plus la longueur de Debye est courte. L'interaction entre les quarks  $c$  et  $\bar{c}$  devient trop faible pour qu'ils puissent se lier en un quarkonium. De fait, les quarks charmés se combinent avec des saveurs plus légères pour donner des mésons à charme ouvert :  $D(c\bar{u}, c\bar{d})$ ,  $\bar{D}(\bar{c}u, \bar{c}d)$ ,  $D_s(c\bar{s})$  et  $\bar{D}_s(\bar{c}s)$ .

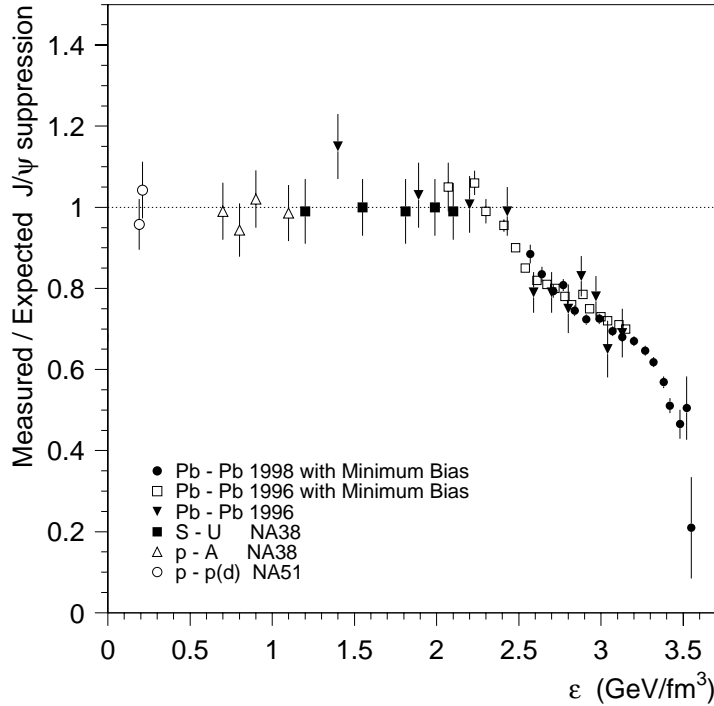


FIG. 1.14 – Suppression anormale du  $J/\psi$  en fonction de la densité d'énergie au SPS [34].

Plus le milieu est chaud, plus les résonances  $J/\psi$  ont tendance à disparaître, ce qui impliquerait une suppression plus importante dans les collisions les plus centrales.

Une première observation de la suppression anormale du  $J/\psi$  fut observée sur l'expérience NA38/NA50 sur le SPS du CERN (figure 1.14). Les collisions O-U, puis S-U ainsi que proton-proton et proton-noyau permirent d'évaluer l'absorption nucléaire normale du  $J/\psi$ . En mettant en jeu un système de deux noyaux volumineux, comme par exemple une collision entre noyaux de plomb, le milieu accède à une densité d'énergie plus importante permettant d'observer une absorption nucléaire anormale.

L'atténuation de la production de résonances lourdes, par rapport à l'absorption nucléaire normale, étant aussi observée dans les collisions p-A au laboratoire de Fermi et au SPS, il était normal de se demander si cette disparition ne pouvait pas finalement provenir de l'absorption dans la matière nucléaire. En d'autres mots, dans les collisions noyau-noyau, une abondante production de hadrons pourrait être à l'origine de la dissociation des résonances lourdes (co-voyageurs).

La dissociation en palier vue sur la figure 1.14 peut s'expliquer de la façon suivante : seulement 60 % des résonances  $J/\psi$  sont produites directement dans l'état  $1S$ , 30 % proviennent de la désintégration du  $\chi_c$ , puis 10 % du  $\psi'$  ( $2S$ ). L'étude via l'écrantage de couleur expliquerait que les résonances les plus larges seraient les premières à disparaître. En d'autres termes, le  $\chi_c$  puis le  $\psi'$  se désagrègeraient avec une densité d'énergie deux fois moins importante que celle pour éliminer la résonance  $1S$ . Cette configuration d'absorption en palier est suggérée par la figure 1.14, où un premier palier est observé à une densité d'énergie de  $\varepsilon = 2,5 \text{ GeV/fm}^3$ , et un second à une densité d'énergie au-delà de  $\varepsilon = 3,25 \text{ GeV/fm}^3$ .

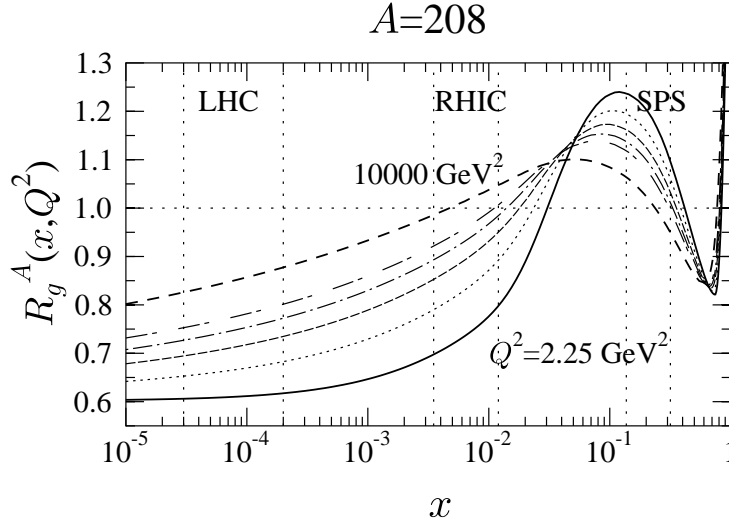


FIG. 1.15 – Evolution du rapport de modification nucléaire  $R_g^A(x, Q^2)$  pour un noyau isoscalaire  $A = 208$  [36].

### Shadowing - effet Cronin

De nombreuses expériences au CERN et au laboratoire Fermi ont démontré que les fonctions de structure nucléaire,  $F_2^A$  pour des noyaux ayant  $A$  nucléons, étaient moins importantes que la somme incohérente de  $A$  nucléons de fonction de structure  $F_2^N$ . Ce phénomène s'appelle le *shadowing*. A grande énergie le hadron interagit de façon cohérente avec un ensemble de nucléons de la cible<sup>8</sup>, baissant ainsi la section efficace du hadron avec les nucléons du noyau  $A$ ,  $\sigma_h^A$ , par rapport à la section efficace du nucléon  $\sigma_h^N$ . Ce qui se traduit par  $F_2^A/AF_2^N < 1$ .

La figure 1.15 présente la modification de la distribution de gluons  $R_g^A(x, Q^2)$  obtenue dans une analyse DGLAP (Dokshitzer Gribov Lipatov Altarelli Parisi) pour des collisions lepton-nucléon en balayant tout le spectre en  $x$ . La variable  $x$  représente la variable de Bjorken et  $Q^2 = -q^\mu q_\mu$  est le carré de l'impulsion transférée du lepton au nucléon (ou parton). Le rapport est tracé en fonction de la variable de Bjorken, et les six courbes correspondent à une valeur de  $Q^2$  variant de 2,25 à  $10^4$   $\text{GeV}^2/c^2$ . Nous avons du *shadowing* dans le domaine en  $x_B < 0,01$ ; de *anti-shadowing* dans la région  $0,01 < x_B < 0,3$ ; l'effet EMC dans la région  $0,3 < x_B < 0,7$ ; un effet lié au mouvement de Fermi dans le domaine proche de  $x_B \sim 1$ .

Les fonctions de distribution dans les réactions entre un deuton (ou proton) et un noyau lourd ( $A \sim 200$ ), où l'énergie dans le centre de masse nucléon-nucléon est de l'ordre de  $\sqrt{s_{NN}} < 40$  GeV à des impulsions transverses modérées ( $p_t \sim$

<sup>8</sup>Les partons sont occultés par d'autres partons placés devant eux. Pour un modèle de sphères dures, cela revient à abaisser la section efficace de diffusion par rapport à ce qui était attendu pour un cas de diffusions incohérentes.

2 – 6 GeV/c), sont augmentées par rapport à l'extrapolation linéaire des réactions proton-proton. Cet effet Cronin est attribué à la diffusion multiple d'un parton se propageant dans la cible. Le nombre de pions peut être reproduit en ajoutant au parton projectile, avant hadronisation, une dérive gaussienne augmentant l'impulsion transverse d'un facteur de la forme :

$$\delta k_t^2 \propto \frac{\mu^2 L}{\lambda}$$

Où  $\lambda$  est le libre parcours moyen du parton dans le noyau ;  $L \propto A^{\frac{1}{3}}$  est la largeur moyenne du noyau ;  $\mu$  est la longueur moyenne d'écrantage dans le noyau [37].

Une nouvelle théorie fondée sur la saturation de gluons (condensat de verre de couleur) [14] prédit que les impulsions transverses modérées devraient être supprimées à RHIC. Si un tel *shadowing* de gluons a lieu dans ce domaine cinématique, un effet anti-Cronin devrait être observé dans la région de grand  $x_B \sim \frac{2P_t}{\sqrt{s}} \sim 10^{-2} - 10^{-1}$  ( $1 < Q = P_t < 10$  GeV/c), un domaine qui, d'après la figure 1.15, est complètement couvert au RHIC.

La figure 1.16 présente une comparaison entre le facteur de modification nucléaire dans les collisions deuton-or avec un minimum de biais à une énergie dans le centre de masse nucléon-nucléon de  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV et le facteur de modification nucléaire dans les collisions or-or avec la même énergie dans le centre de masse pour les collisions les plus centrales de PHENIX à rapidité centrale. On peut observer une suppression des particules de haute impulsion transverse dans les collisions or-or, ce qui n'était pas le cas dans les collisions deuton-or. En revanche, la production de particules d'impulsion supérieure à 2 GeV/c est augmentée. Ces résultats sont confirmés par l'expérience BRAHMS [38].

Une dernière observation de BRAHMS (figure 1.17.a) montre une baisse significative de la production de hadrons chargés dans les collisions deuton-or rapportées aux collisions proton-proton, pour les pseudo-rapidités les plus grandes, ce qui n'est pas le cas en pseudo-rapidité centrale. D'après la figure 1.17.b, cet effet est amplifié dans les collisions les plus centrales par rapport aux collisions les plus périphériques. Ces résultats semblent en accord avec les prédictions du condensat de verre de couleur.

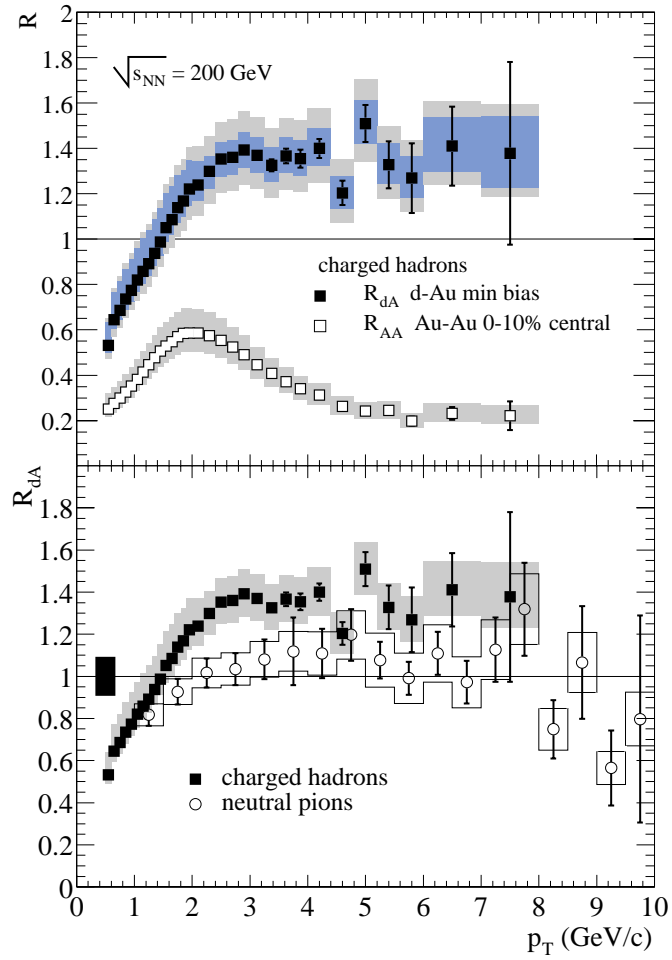
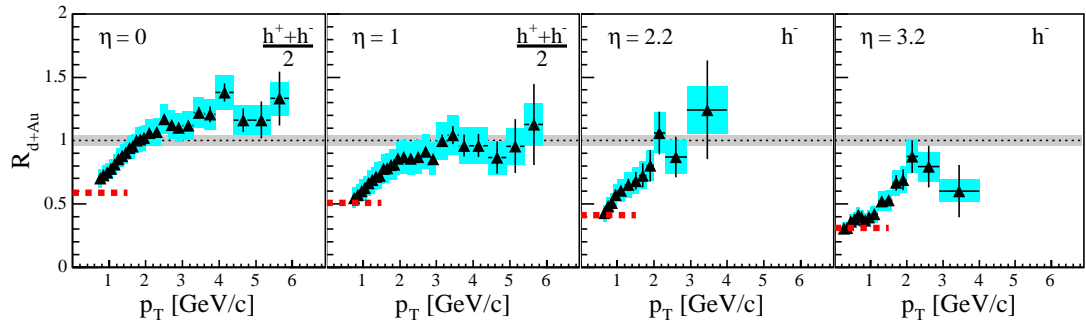
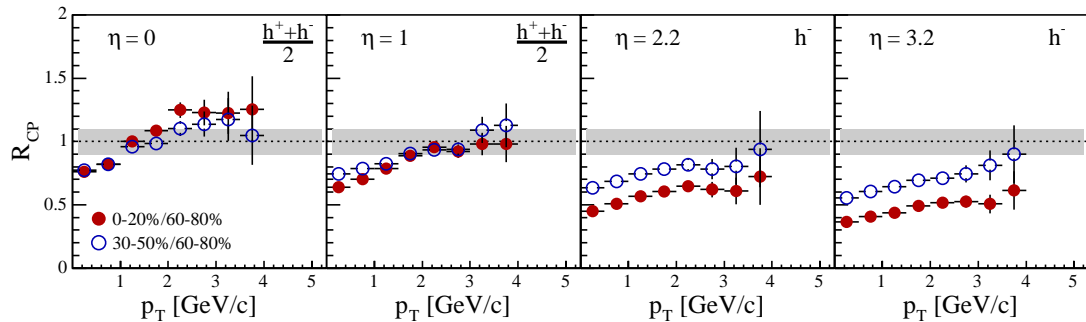


FIG. 1.16 – Facteur de modification nucléaire  $R$ . La figure du haut présente  $R_{dA}$  des particules chargées ( $\frac{h^+ + h^-}{2}$ ) comparé au  $R_{AA}$  des collisions or-or. La figure du bas présente une comparaison entre le facteur  $R_{dAu}$  des particules chargées et les particules neutres [35].



(a)



(b)

FIG. 1.17 – Facteur de modification nucléaire pour les hadrons chargés à différentes pseudo-rapidity :  $\eta = 0, 1, 2, 2, 3, 2$ . La figure du haut (a) présente le facteur de modification nucléaire et la figure du bas (b) représente le rapport entre le facteur de modification nucléaire des collisions les plus centrales et des collisions les plus périphériques [39].

---



# Bibliographie

- [1] C. Y. Wong, “Introduction To High-Energy Heavy Ion Collisions”, World Scientific (1994).
- [2] U. Mosel, “Fields, Symetries, and Quarks”
- [3] M. Kaku, “Quantum Field Theory : A Modern Introduction”
- [4] O. Nachtmann, “Elementary Particle Physics : Concepts And Phenomena”
- [5] G. Chanfray, G. Smadja, “Les particules et leurs symétries”, Masson (1999).
- [6] H. Satz, “Colour deconfinement in nuclear collisions” Rept. Prog. Phys. **63** (2000) 1511 [arXiv :hep-ph/0007069].
- [7] R. P. Feynman, “Very High-Energy Collisions Of Hadrons” Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415.
- [8] J. D. Bjorken, “Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region” Phys. Rev. D **27** (1983) 140.
- [9] F. Karsch, “Lattice QCD at high temperature and density” Lect. Notes Phys. **583** (2002) 209 [arXiv :hep-lat/0106019].
- [10] C. Alcock, E. Farhi and A. Olinto, “Strange Stars” Nucl. Phys. Proc. Suppl. **24B** (1991) 93.
- [11] J. J. Drake *et al.*, “Is RXJ1856.5-3754 a quark star?” Astrophys. J. **572** (2002) 996 [arXiv :astro-ph/0204159].
- [12] U. W. Heinz and M. Jacob, “Evidence for a new state of matter : An assessment of the results from the CERN lead beam programme” arXiv :nucl-th/0002042.
- [13] A. Bazilevsky [PHENIX Collaboration], “Charged particle multiplicity and transverse energy measurements in Au Au collisions in PHENIX at RHIC,” Nucl. Phys. A **715** (2003) 486 [arXiv :nucl-ex/0209025].
- [14] E. Iancu and R. Venugopalan, “The color glass condensate and high energy scattering in QCD” arXiv :hep-ph/0303204.
- [15] H. Satz, “A brief history of J/psi suppression” arXiv :hep-ph/9806319.
- [16] P. Koch, B. Müller and J. Rafelski, “Strangeness In Relativistic Heavy Ion Collisions” Phys. Rept. **142** (1986) 167.
- [17] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, S. Peigne and D. Schiff, “Induced gluon radiation in a QCD medium” Phys. Lett. B **345** (1995) 277 [arXiv :hep-ph/9411409].
- [18] D. Teaney, “The effect of viscosity on spectra, elliptic flow, and HBT radii” arXiv :nucl-th/0301099.

- 
- [19] E. V. Shuryak, “Quark - Gluon Plasma And Hadronic Production Of Leptons, Photons And Psions” Phys. Lett. B **78** (1978) 150 [Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) YAFIA,28,796-808.1978) 408.1978 YAFIA,28,796].
- [20] J. Frantz [PHENIX Collaboration], “PHENIX direct photons in 200-GeV p + p and Au + Au collisions” arXiv :nucl-ex/0404006.
- [21] D. d’Enterria, “Indications of suppressed high p(T) hadron production in nucleus nucleus collisions at CERN-SPS” arXiv :nucl-ex/0403055.
- [22] P. Jacobs and J. Klay [STAR Collaboration], “Jets and high p(T) hadrons in dense matter : Recent results from STAR” AIP Conf. Proc. **698** (2004) 667 [arXiv :nucl-ex/0308023].
- [23] O. Barannikova [STAR Collaboration], “Probing collision dynamics at RHIC” arXiv :nucl-ex/0403014.
- [24] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], “Azimuthal anisotropy at RHIC : The first and fourth harmonics” Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 062301 [arXiv :nucl-ex/0310029].
- [25] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], “Elliptic flow of identified hadrons in Au + Au collisions at  $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV” Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 182301 [arXiv :nucl-ex/0305013].
- [26] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], “Suppressed  $\pi^0$  production at large transverse momentum in central Au + Au collisions at  $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV” Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072301 [arXiv :nucl-ex/0304022].
- [27] H. Fritzsche, “Producing Heavy Quark Flavors In Hadronic Collisions : A Test Of Quantum Chromodynamics,” Phys. Lett. B **67** (1977) 217.
- [28] E. L. Berger and D. L. Jones, “Inelastic Photoproduction Of J / Psi And Upsilon By Gluons,” Phys. Rev. D **23** (1981) 1521.
- [29] A. Sansoni [CDF Collaboration], “Quarkonia production at CDF” Nucl. Phys. A **610** (1996) 373C.
- [30] M. Cacciari, M. Greco, M. L. Mangano and A. Petrelli, “Charmonium production at the Tevatron,” Phys. Lett. B **356** (1995) 553 [arXiv :hep-ph/9505379].
- [31] G. T. Bodwin, E. Braaten and G. P. Lepage, “Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium,” Phys. Rev. D **51** (1995) 1125 [Erratum-ibid. D **55** (1997) 5853] [arXiv :hep-ph/9407339].
- [32] C. Abreu *et al.*, “J/psi and psi’ production in p, O and S induced reactions at SPS energies” Phys. Lett. B **466** (1999) 408.
- [33] T. Matsui and H. Satz, “J/Psi Suppression By Quark - Gluon Plasma Formation” Phys. Lett. B **178** (1986) 416.
- [34] M. C. Abreu *et al.* [NA50 Collaboration], “Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/psi suppression pattern measured in Pb Pb collisions at the CERN-SPS” Phys. Lett. B **477** (2000) 28.
- [35] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], “Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in  $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV d + Au collisions” Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072303 [arXiv :nucl-ex/0306021].

- 
- [36] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and R. Vogt, “Obtaining the nuclear gluon distribution from heavy quark decays to lepton pairs in p A collisions” Nucl. Phys. A **696** (2001) 729 [arXiv :hep-ph/0104124].
- [37] A. Accardi and M. Gyulassy, “Cronin effect vs. geometrical shadowing in d + Au collisions at RHIC” Phys. Lett. B **586** (2004) 244 [arXiv :nucl-th/0308029].
- [38] I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], “Transverse momentum spectra in Au + Au and d + Au collisions at  $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV and the pseudorapidity dependence of high p(T) suppression” Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072305 [arXiv :nucl-ex/0307003].
- [39] I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], “On the evolution of the nuclear modification factors with rapidity and centrality in d + Au collisions at  $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV” arXiv :nucl-ex/0403005.

---

## Chapitre 2

# Dispositif expérimental

Le détecteur Pioneering High Energy Nuclear Ion eXperiment (PHENIX) fut construit dans le but d'étudier le comportement de la matière dans des collisions à haute énergie de type deuton-noyau ou encore noyau-noyau. Une période est réservée pour les collisions proton-proton, celles-ci servent de ligne de base pour l'étude des deux autres types de collisions déjà énoncées. La force de ce détecteur est de pouvoir analyser un grand nombre de sondes telles les leptons, les photons et les hadrons, avec une bonne résolution.

J'exposerai dans les grandes lignes le fonctionnement du collisionneur sur lequel est installé PHENIX. Puis je détaillerai les principaux éléments qui constituent cette expérience. L'accent sera mis sur les chambres à trajectographie, sur lesquelles j'ai personnellement contribué lors de l'installation de l'électronique de basse tension du bras nord. PHENIX est découpé en une grande variété de sous-systèmes dont je vais construire une brève description en m'inspirant de l'article référencé en [1].

---

## 2.1 Complexe de stockage et de collisions

Le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) est localisé au Brookhaven National Laboratory (BNL) à Upton dans l'état de New-York. Ce collisionneur est capable de faire s'entrechoquer des noyaux d'une énergie par nucléon de 100 GeV, correspondant à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV dans le centre de masse nucléon-nucléon. La figure 2.1 montre les éléments de base du collisionneur RHIC : le tandem Van de Graff, le LINAC (LINear ACcelerator), un premier synchrotron nommé "Booster", un second synchrotron à gradient alterné (AGS : Alternating Gradient Synchrotron), les anneaux de stockage et d'accélération du RHIC, ainsi que la position des différentes expériences sur les anneaux.

L'élaboration du faisceau d'or commence au niveau du tandem, où une source produit des ions instables de charge -1. Ils sont d'abord accélérés sous une différence de potentiel de 14 MV. Puis ils traversent une fine couche de matière ôtant une partie du cortège électronique. La seconde partie du tandem accélère les ions devenus positifs. A la sortie, le faisceau est constitué d'ions chargés +12 avec une énergie cinétique par nucléon avoisinant 1 MeV. Ils sont de nouveau épluchés d'une grande partie de leurs électrons avant de pénétrer dans le "Booster", avec un état de charge de +32. A la sortie du synchrotron, près de la moitié des ions du tandem sont correctement accélérés et quasiment complètement dénués de leurs électrons. Dans l'AGS, les ions sont ordonnés en quatre paquets et sont totalement débarrassés de leurs électrons, ils sont accélérés jusqu'à acquérir une énergie par nucléon de 9 GeV. Puis ils sont injectés dans les anneaux du collisionneur RHIC. Le LINAC joue le même rôle que le tandem mais pour les faisceaux de protons.

Dans chaque anneau circule un faisceau constitué de 110 paquets de particules. Un faisceau de protons compte jusqu'à  $10^{11}$  particules, celles-ci pouvant acquérir une énergie de 250 GeV. Les collisions entre protons peuvent atteindre une luminosité de  $1,4 \cdot 10^{31} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . Dans le cas d'un faisceau d'or, les paquets sont constitués de  $10^9$  noyaux dont l'énergie cinétique par nucléon peut atteindre 100 GeV. Dans ces conditions, la luminosité attendue est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{26} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . La durée de vie d'un faisceau est estimée à environ dix heures.

Ce collisionneur est constitué de deux anneaux de stockage concentriques avec six points d'interaction, dont quatre sont occupés par des zones expérimentales. La première zone est occupée par les expériences BRAHMS (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometer) et "pp2pp". BRAHMS permet une mesure du spectre en impulsion des hadrons chargés sur un grand domaine en rapidité et en impulsion transverse. pp2pp vise à mesurer la section efficace des collisions de protons, pour montrer qu'elle ne diffère pas de celle des collisions proton-antiproton. La seconde zone est occupée par l'expérience STAR (Solenoid Tracker At RHIC). La particularité de STAR est sa chambre à projection temporelle (TPC : Time Projection Chamber) de grande dimension permettant une excellente identification des particules sous une grande multiplicité<sup>1</sup>. PHOBOS est une expérience orientée vers l'étude de la multiplicité. Enfin, la dernière zone expérimentale est occupée par PHENIX (PHENIX : Pioneering High Energy Nuclear Ion eXperiment), qui est une superposi-

---

<sup>1</sup>La multiplicité est le nombre moyen de particules créées par collision.

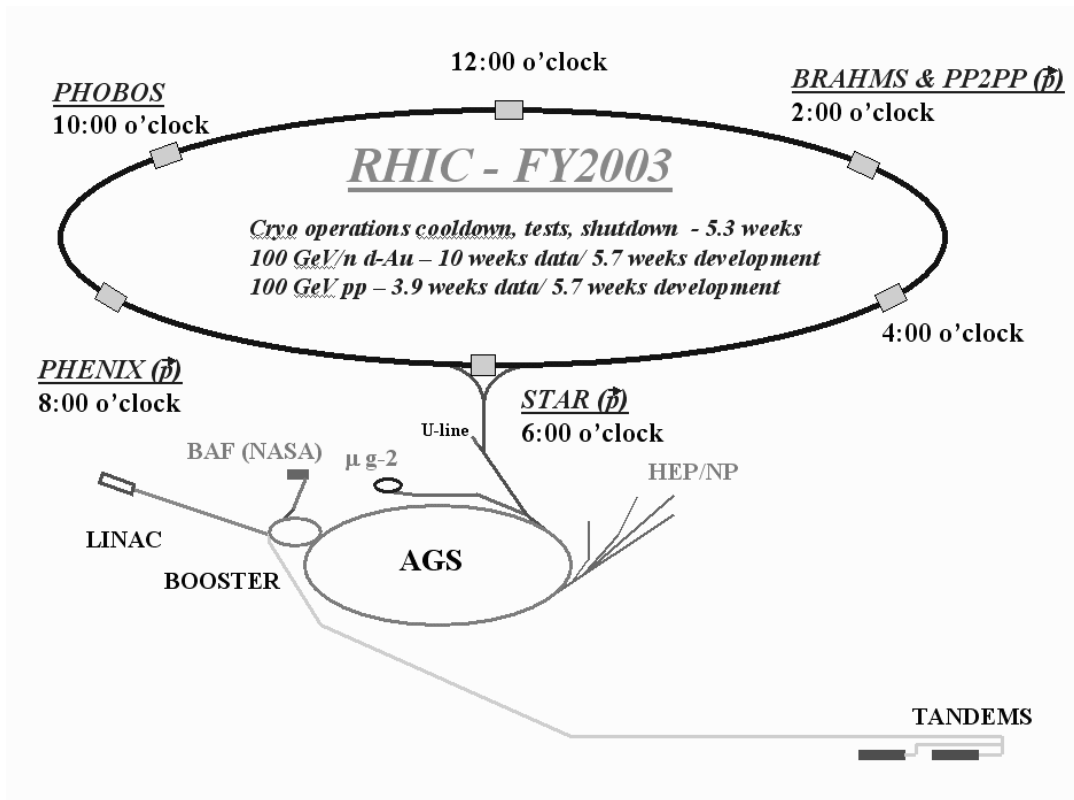


FIG. 2.1 – Schéma du complexe d'accélération des particules et du collisionneur RHIC.

tion d'une grande variété de détecteurs permettant la détection de hadrons, leptons et photons sous une grande multiplicité.

---

## 2.2 PHENIX

En plus de l'étude du plasma de quarks et de gluons, PHENIX couvre un autre domaine de physique que je résumerai succinctement : l'étude du spin du proton. Le RHIC permet l'accélération de protons polarisés jusqu'à une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s_{NN}} = 500$  GeV, ce seuil est exclusivement atteint pour l'étude de la structure en spin du nucléon.

Le spin du proton a trois contributions : les quarks de valence, les gluons et les quarks de la mer de Dirac. La contribution des quarks de valence a été mesurée à 30 % du spin total. PHENIX propose un programme de recherche pour déterminer l'ordre de grandeur des deux autres contributions. L'étude de la polarisation des gluons se fait à l'aide des photons prompts à haute impulsion transverse. Le calorimètre électro-magnétique possède une segmentation suffisamment fine permettant de séparer les photons prompts et les photons provenant de la désintégration des pions. Une autre voie d'observation de la polarisation des gluons serait à travers la désintégration semi-leptonique de saveurs lourdes ouvertes produites par la fusion de gluons dans les collisions entre protons polarisés. La polarisation des quarks de la mer est mesurée grâce à l'observation de l'asymétrie sur la violation de parité dans la production de bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  ou dans le processus Drell-Yan. Ces bosons sont détectés via le canal de désintégration leptonique. Je n'aborderai pas le problème du spin dans la partie analyse de ce manuscrit.

La large acceptation du détecteur est divisée en quatre zones : les parties centrales (les bras est et ouest) et les deux parties latérales, nommées les bras dimuons nord et sud. Une représentation de ces zones est donnée sur la figure 2.2. Je commencerai par décrire les détecteurs généraux qui servent à chacun des bras, donnant le point de départ de l'interaction et déclenchant l'enregistrement des données stockées dans les autres sous-détecteurs. Les détecteurs centraux sont spécialisés dans l'analyse des sondes photonique, électronique et hadrons chargés. J'en ferai une brève revue. Les détecteurs latéraux couvrent l'azimut complet et sont dans un domaine plus excentré en rapidité. Ils sont spécialisés dans l'étude de la sonde muonique et j'en ferai une description détaillée.

### 2.2.1 Détecteurs généraux

PHENIX compte quatre détecteurs que je qualifie de généraux ou globaux, du fait qu'ils sont d'une importance primordiale pour tous les bras de détection. Nous avons deux photo-multiplicateurs (BBC : Beam-Beam Counters) ; deux calorimètres à zéro degré (ZDC : Zero-Degree Calorimeters) ; un détecteur composé de plans en silicium (MVD : Multiplicity-Vertex Detector), et un compteur permettant de renormaliser le déclenchement pour les collisions de particules à faible numéro atomique (NTC : Normalization Trigger Counter). Leurs résultats combinés permettent de dénombrer la multiplicité par événement, de localiser le vertex de la collision, puis de déterminer la centralité de celle-ci.



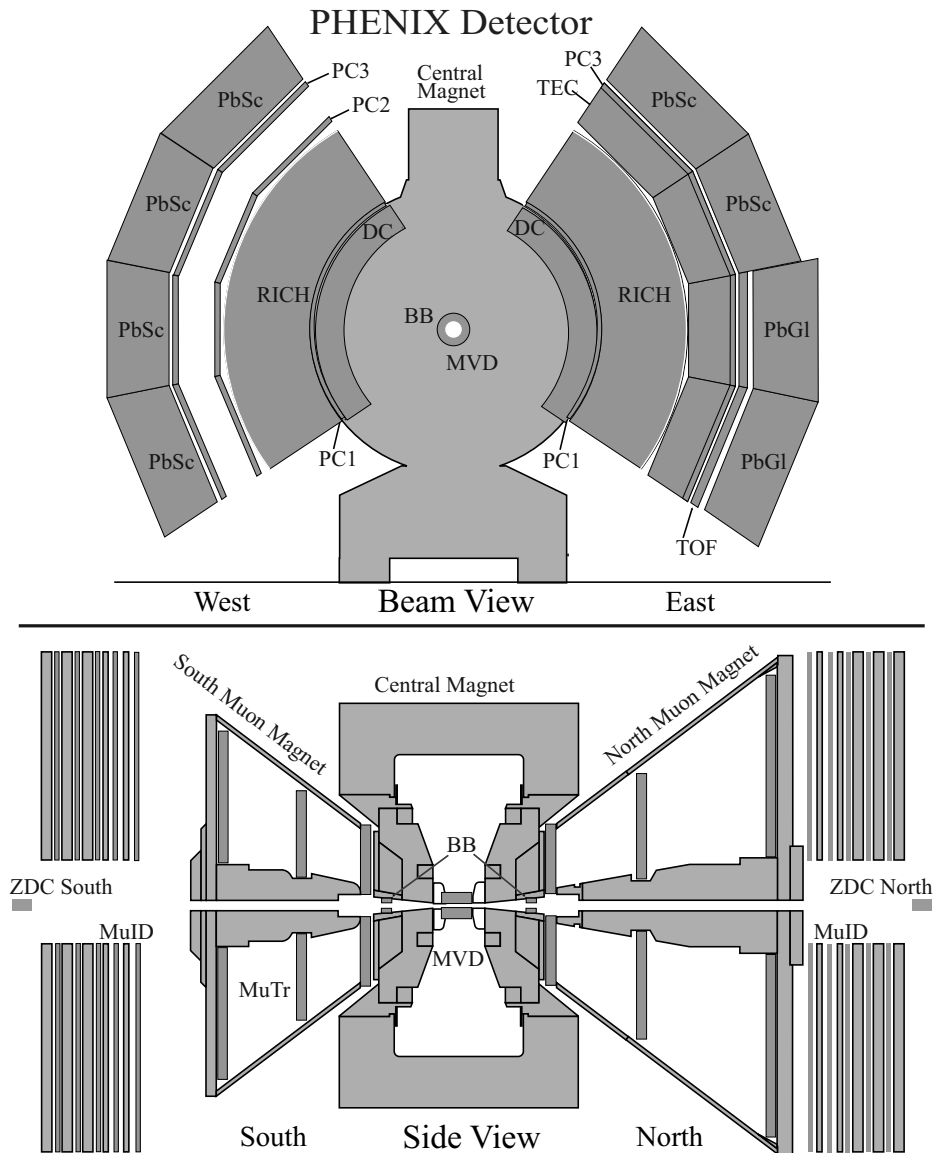


FIG. 2.2 – Vues en coupe (transversale en haut, longitudinale en bas) des quatre bras de détection de PHENIX : est, ouest, nord et sud.

---

## Photo-multiplicateurs (BBC)

Le BBC est composé de tubes photo-multiplicateurs : deux matrices de soixante-quatre tubes sont disposées de part et d'autre de la zone d'interaction. Elles couvrent la totalité de l'azimut et, contrairement au ZDC, leur proximité de la zone d'interaction leur permet de couvrir une zone en rapidité comprise entre trois et quatre dans les deux directions. En collisions or-or, 92 % de la section efficace est détectée. Les 8 % restant couvrent les événements les plus périphériques.

La localisation du vertex se fait grâce à une différence temporelle entre les deux parties du BBC, avec une résolution temporelle de l'ordre de 50 ps, ce qui correspond à une résolution spatiale de 2 cm. Un de ses rôles principaux est de trier les événements les plus centraux. En traçant la corrélation entre la mesure du BBC et du ZDC (figure 2.3), il est possible de faire une étude des collisions par tranches en centralité.

## Calorimètres à zéro degré (ZDC)

Les ZDC sont situés à dix-neuf mètres de part et d'autre de la zone d'interaction. Les particules neutres issues des collisions, n'étant pas défléchies par les dipôles de l'anneau, traversent les ZDC en y déposant de l'énergie. Cela signifie que plus l'énergie déposée dans le ZDC est grande, plus le nombre de nucléons spectateurs de la collision est grand. En d'autres termes, cela se traduit par un grand paramètre d'impact. Donc sur la figure 2.3 le rapport  $\frac{E_{ZDC}}{E_{ZDC}^{max}}$  devrait être proche de 1 quand  $\frac{Q_{BBC}}{Q_{BBC}^{max}}$  tend vers zéro. Les points retombent, cela est dû au fait que dans les collisions les plus périphériques il n'y a pas éclatement du système. La matière traversant le ZDC est de la matière froide nucléaire : elle ne dépose pas d'énergie dans le ZDC.

## Détecteur silicium (MVD)

Le MVD enveloppe complètement la zone d'interaction. Par sa position, il offre une meilleure caractérisation de la position du vertex et de la multiplicité que le BBC. Sa large couverture en pseudo-rapacité et sur tout l'azimut permet une bonne estimation de la multiplicité par événement. Il est constitué de deux tonneaux de 64 cm de long ( $|\eta| < 2$ ), co-axiaux avec le faisceau, supportant des pistes de silicium. Leurs rayons sont :  $r_{int} = 5$  cm pour le tonneau interne, et  $r_{ext} = 7,5$  cm pour le tonneau externe. Ces deux couches de détection permettent une pseudo-trajectographie localisant la position du vertex avec une résolution de  $\sim 200 \mu\text{m}$ . Cette pseudo-trajectographie consiste à faire toutes les combinaisons de groupement de pistes touchées sur les deux couches, puis de discriminer les traces reconstruites en fonction de leur proximité avec la ligne de faisceau.

Les extrémités du MVD, situées à  $z = \pm 35$  cm, sont fermées par des disques découpés en damier de détecteurs silicium ( $1,5 < |\eta| < 3$ ).

## Compteur de normalisation du déclenchement (NTC)

Les NTC sont des fibres scintillantes situées de part et d'autre du MVD, entre les disques le fermant et les cônes d'absorption des bras à dimuons.

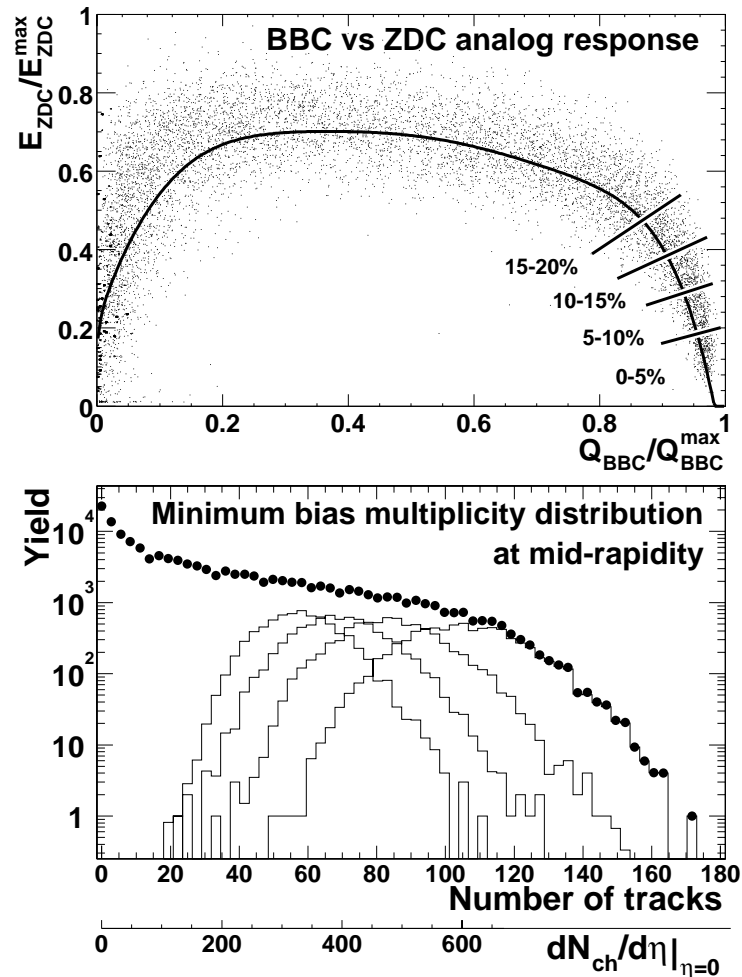


FIG. 2.3 – Collisions or-or à  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV de la première période de prise de données (Run-I) [2]. La figure du haut montre la corrélation entre la charge mesurée dans le BBC et l'énergie déposée dans le ZDC. La figure du bas représente la distribution de la multiplicité en fonction de la production de particules chargées en pseudo-rapacité centrale. Les deux figures présentent une découpe en tranches de 5 % de centralité. Ces coupures nous permettent d'accéder directement aux collisions les plus centrales.

---

Leur utilité est manifeste dans les collisions proton-proton et deuton-noyau, plus que dans les collisions noyau-noyau, car ils détectent les particules chargées. En d'autres termes, pour les collisions produisant de faibles multiplicités, son efficacité combinée à celle du BBC est de 85 %, contre 60 % si le BBC était utilisé seul.

### 2.2.2 Détecteurs centraux

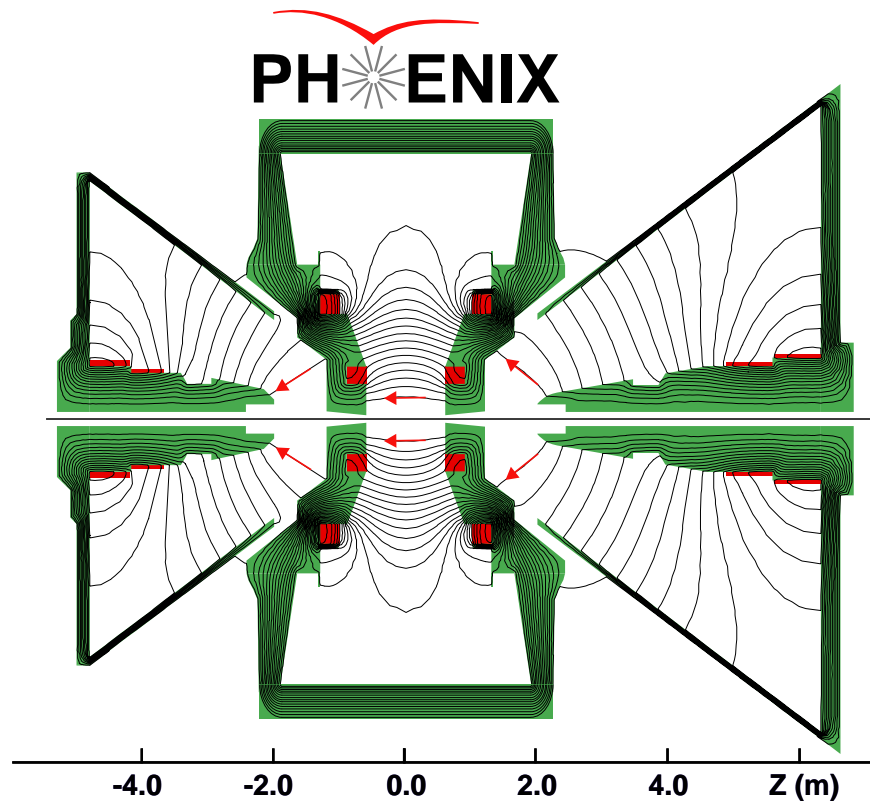
La partie centrale de PHENIX est placée dans un champ magnétique axial produit par l'aimant central comme on peut le voir sur la figure 2.4. La figure 2.5 montre la couverture en rapidité de ces détecteurs. Les bras centraux sont divisés en une partie de trajectographie des particules chargées et une partie d'identification des particules neutres et chargées. La partie trajectographie est assurée par les chambres à damiers (PC : Pad Chambers), les chambres à dérive (DC : Drift Chambers) et la chambre à expansion temporelle (TEC : Time Expansion Chamber). Ces détecteurs couvrent deux domaines de  $90^\circ$  en azimut (figure : 2.2). Les chambres à damiers permettent une visualisation en trois dimensions du passage des particules, elles sont indispensables à l'étape de reconnaissance des traces. Les chambres à dérive permettent d'avoir une bonne résolution sur l'impulsion des particules. La chambre à expansion temporelle couvre la partie interne du bras est, et donne des informations sur la trajectoire des particules mais aussi sur leur identité.

Un calorimètre électro-magnétique EMCal (Electro-Magnetic Calorimeter) représente la dernière couche de détection des bras centraux et est composé de deux systèmes de détection : la plus petite partie est constituée de verre au plomb (Lead-Glass) qui permet d'avoir une bonne résolution en énergie des particules ; la seconde partie, plus grande, est constituée de scintillateurs au plomb (Lead-Scintillator) permettant la détermination de différences temporelles entre particules. Le calorimètre électro-magnétique permet une étude précise des photons et électrons très énergétiques.

Le détecteur mesurant le temps de vol (ToF : Time of Flight) et le RICH (Ring-Imaging CHerenkov) sont des détecteurs d'identification de particules à grande impulsion transverse. La résolution temporelle de 85 ps du ToF lui permet de discerner les pions des kaons. Le RICH sépare les électrons de la multitude de pions produite lors de la collision.

### 2.2.3 Spectromètres à dimuons

Les spectromètres à dimuons sont optimisés pour l'étude de la matière via des signatures muoniques. Le cahier des charges de ces détecteurs tient en deux points. Le premier point est que la résolution doit être suffisante pour séparer clairement les résonances  $\psi$  ( $1S$ ) et  $\psi'$  ( $2S$ ) ainsi que les  $\Upsilon$  ( $1S$ ) et  $\Upsilon$  ( $2S, 3S$ ). Le second point consiste en une réjection d'un maximum de bruit de fond pour avoir la plus faible occupation possible dans les collisions noyau-noyau les plus centrales pour que l'étape de reconstruction des traces reste suffisamment efficace. La réunion de ces deux points permet d'améliorer le rapport signal sur bruit permettant une étude claire de la production des mésons vecteurs.



Magnetic field lines for the two Central Magnet coils in combined (++) mode

FIG. 2.4 – Champ magnétique dans les différents bras de PHENIX. Le bras nord, à droite, a une acceptation comprise entre  $10^\circ$  et  $37^\circ$ . Il est plus volumineux que le bras sud, à gauche, dont l'acceptation est comprise entre  $12^\circ$  et  $37^\circ$ . Les raisons de cette dissymétrie ne sont que d'ordre financier.

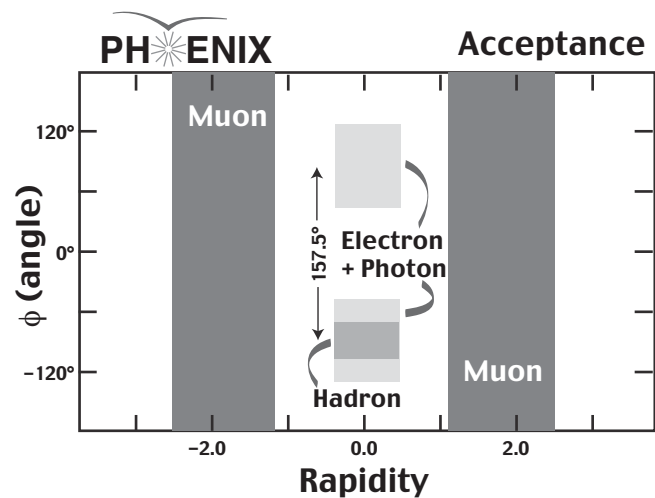


FIG. 2.5 – Couverture en acceptation de PHENIX.

---

Les bras dimuons sont divisés en trois parties : l'absorbeur, les chambres à trajectographie des particules puis l'identificateur de muons.

### Absorbeur

L'absorbeur a un important pouvoir de réjection de hadrons car il est placé suffisamment près de la zone d'interaction pour que les pions et les kaons n'aient pas le temps de se désintégrer via le canal muonique. La composition de cet absorbeur fut choisie pour minimiser la diffusion multiple, et le dépôt d'énergie par interactions électromagnétiques des particules. En revanche, elle engendre de fortes interactions nucléaires entraînant l'élimination d'une partie importante des hadrons (figure 2.11).

L'absorbeur est constitué d'un nez de cuivre ("nose cone" en anglais) et d'une partie en acier assurée par la culasse latérale de l'aimant central. C'est une sorte de juste milieu entre une importante réjection de hadrons et préserver une résolution suffisante pour séparer les résonances telles le  $\psi$  et le  $\psi'$ . Les particules traversant l'absorbeur doivent avoir une impulsion supérieure à  $\sim 1,5 \text{ GeV}/c$ .

### Chambres à trajectographie

Les deux bras dimuons sont légèrement asymétriques et baignent dans un champ magnétique radial produit par un solénoïde dont l'axe est le faisceau. La géométrie radiale de ce champ est assurée par un retour de champ en forme d'abat-jour (figure 2.4). L'intégrale de champ est de  $0,75 \text{ T.m}$ .

Chacun des bras possède trois stations composées de chambres à trajectographie. Ces chambres sont toutes basées sur le principe des chambres proportionnelles multi-fils (figure 2.6). Elles sont composées de deux cathodes segmentées en longues pistes ("Cathod Strip Chambers" en anglais). Chaque chambre possède un espace inter-cathode de  $2 \times 3,175 \text{ mm}$ . Les pistes font  $5 \text{ mm}$  de large, et possèdent une longueur variable. Une piste sur deux est lue par l'électronique, l'autre est liée à la masse. Un couplage capacitif entre les pistes lues et non lues permet de ne pas totalement perdre l'information des pistes à la masse.

Entre les deux plans de cathodes d'une chambre est disposé un plan de fils d'anodes portés à une tension de  $1850$  à  $1900 \text{ V}$ . La composition des fils d'anodes alterne entre une structure de tungstène plaquée or de  $20 \mu\text{m}$  de diamètre, les fils sensibles, et une structure de cuivre-béryllium de  $75 \mu\text{m}$  de diamètre, les fils de champ. Deux fils de même type sont espacés de  $2 \text{ cm}$ . Un des plans de cathodes possède des pistes disposées perpendiculairement aux fils d'anodes. Pour le plan opposé, les pistes font un angle stéréoscopique variable avec les pistes du premier plan. Les valeurs de ces angles sont données dans le tableau 2.1. La résolution dans les plans opposés est mauvaise ( $300 \mu\text{m}$ ), mais l'objectif de ces plans est de donner une image en trois dimensions des impacts dans les chambres. Puis, les différents angles stéréoscopiques permettent de lever l'ambiguïté sur des traces fantômes.

Le gaz compris entre les cathodes est un mélange de  $50 \%$  d'argon permettant l'avalanche électronique, de  $30 \%$  de dioxyde de carbone absorbant les photons émis par la désexcitation des atomes d'argon ("quencher" en anglais), interrompant de la

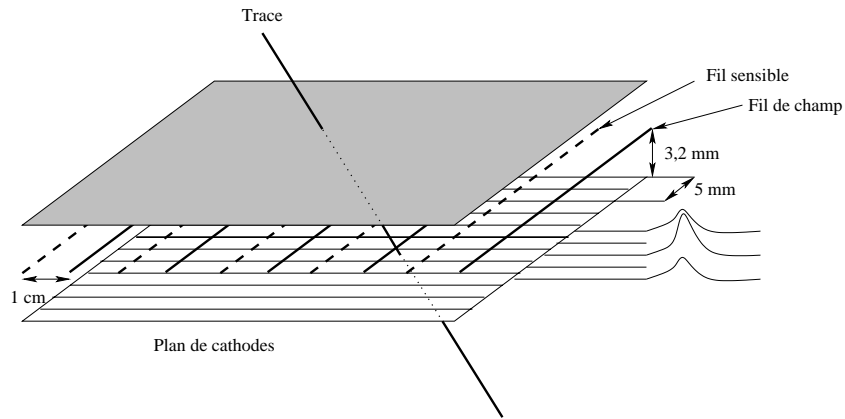


FIG. 2.6 – Schéma d'une coupe de chambre proportionnelle multi-fils de PHENIX.

Station	Chambre	Angle 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. 2.1 – Angles stéréoscopiques entre les pistes de la première cathode d'une chambre et les pistes de la seconde.

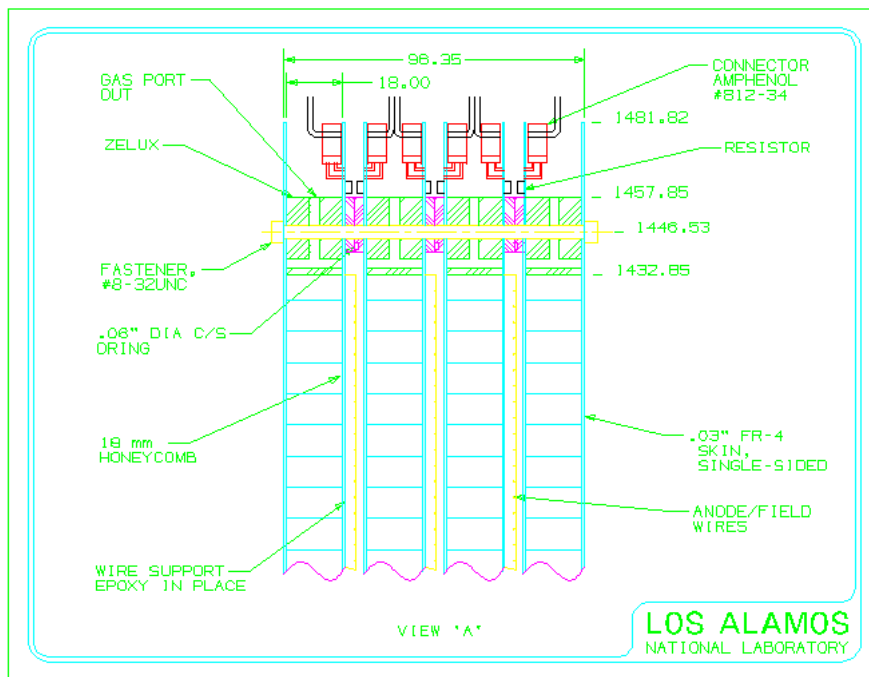


FIG. 2.7 – Coupe transversale d'une station de trajectographie 1 et 3.

sorte une avalanche secondaire décorrélée du signal. Et enfin de 20 % de fréon pour étouffer les risques d'étincelles pouvant contaminer le gaz. Une contamination entraînerait un changement de la composition du gaz, modifiant ainsi les performances attendues. La préférence fut donnée à ce mélange gazeux car il est non inflammable et il possède un large plateau d'efficacité. Le gain de ce mélange avoisine  $2 \cdot 10^4$ , avec les hautes tensions ci-dessus. La charge récupérée sur les cathodes, dans le cas de particules au minimum d'ionisation est de l'ordre de  $5 \times 10^5$  électrons, ce qui correspond à une charge moyenne proche de 80 fC lue sur une piste de cathode.

**Station 1 :** c'est la station la plus proche de la zone d'interaction,  $z = \pm 1,8$  m. Elle subit la plus importante occupation par événement, son épaisseur avoisine les 10 % de longueur de radiation. Elle est découpée en quatre quadrants, le rayon de ses quadrants est de l'ordre de 1,25 m. Elle est constituée de trois chambres, chacune d'elles est composée d'une structure en nid d'abeille fixée entre deux couches de circuits imprimés comme cela est représenté sur la figure 2.7, cette structure allie la rigidité à la légèreté. Une technique de photo-gravure sur un revêtement de cuivre est utilisée pour dessiner les cathodes.

**Station 2 :** cette station est à 3 m de la zone d'interaction pour le bras sud et à 3,4 m pour le bras nord. La taille de ses octants entre le rayon interne et le rayon externe est de 1,9 m. Elle est découpée en huit octants, dont la disposition est représentée sur la figure 2.8. Elle requiert une bonne résolution même pour les particules ayant une impulsion inférieure à 1,5 GeV/c. La raison pour laquelle cette station exige une bonne résolution est qu'elle se situe dans le plan de courbure des traces des particules. Les cathodes doivent avoir une épaisseur inférieure à 0,1 % de



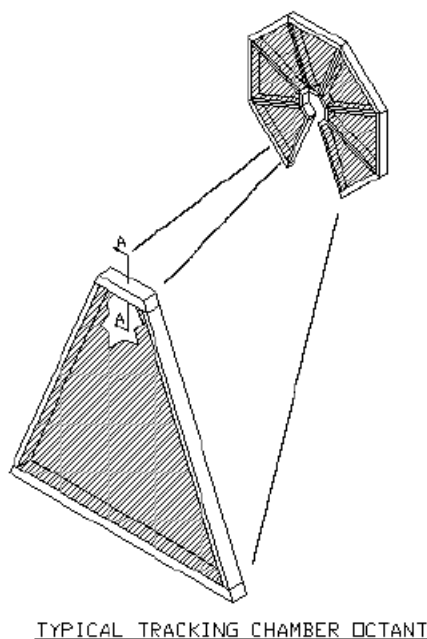


FIG. 2.8 – Découpe en octants des stations 2 et 3. Seule la station 1 est partagée en quadrants, mais son électronique suit la division octaédrique des deux autres stations.

longueur de radiation pour minimiser la diffusion multiple, elles sont gravées sur un revêtement de  $600 \text{ \AA}$  de cuivre déposé sur une couche de  $25 \mu\text{m}$  de mylar. L'épaisseur totale est de l'ordre de  $8,5 \cdot 10^{-4}$  longueur de radiation.

**Station 3 :** c'est la plus éloignée de la zone d'interaction : 4,6 m pour le bras sud et 6,125 m pour le bras nord. Cette station ne comporte que deux chambres, contrairement aux deux premières stations qui en comportaient trois. La taille de ses octants est de 2,4 m, l'épaisseur de ses cathodes est aussi de l'ordre 10 % de longueur de radiation. La composition est strictement la même que pour la station 1, à ceci près que les cathodes sont obtenues par un procédé de gravure mécanique sur l'épaisseur de cuivre.

Les changements de température, la mise en route ou l'extinction du champ magnétique, la relaxation mécanique des structures peuvent modifier le positionnement des stations les unes par rapport aux autres. Pour compenser ces mouvements relatifs et maintenir la résolution sur l'impulsion, un dispositif composé de sept faisceaux lumineux par octant, issus de la stations 1, traversant autant de lentilles sur la station 2, et enfin réceptionnés par des caméras CCD disposées sur la station 3. Ce système permet d'ajuster la position relative des chambres à  $\pm 25 \mu\text{m}$ .

### Electronique de lecture

L'électronique de lecture ("Front End Electronic" en anglais) est l'interface entre les chambres à trajectographie et le système d'acquisition des données (DAQ : Data

## Electronique de lecture (M u T r)

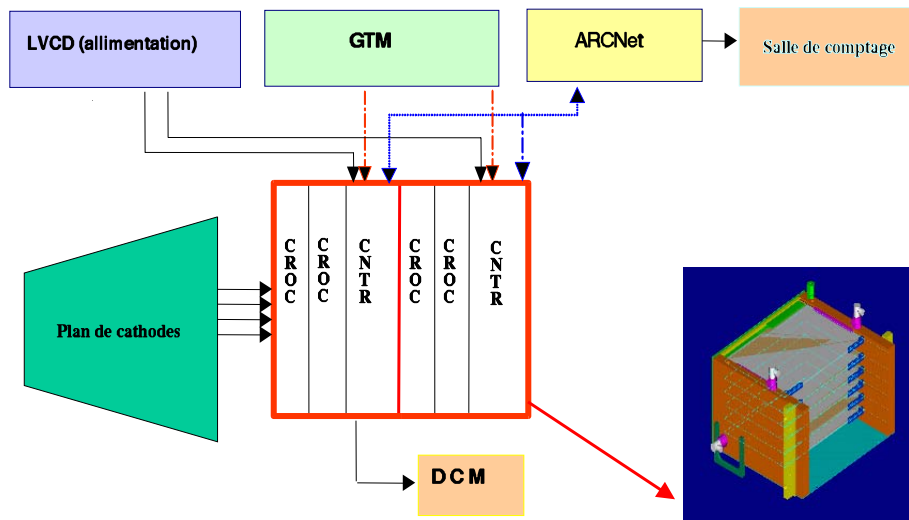


FIG. 2.9 – Représentation schématique de l'électronique de lecture du spectromètre à dimuons.

Acquisition). L'électronique amplifie et stocke les signaux provenant des cathodes. Au moment où le déclencheur de niveau 1 délivre son signal par les GTM (Granule Timing Module), les échantillons stockés sont numérisés puis envoyés aux DCM (Data Collection Module). Une représentation schématique est donnée par la figure 2.9.

L'électronique de lecture des données est située sur les arêtes de l'octaèdre des stations. Deux cartes de lecture (CROC : Cathode Read Out Card) sont gérées par une carte maître (CNTR : CoNTroL board).

**Carte maître (CNTR) :** elle comporte deux éléments importants : la carte ARCNet et le module FPGA (Field Programmable Gate Array). La carte ARCNet permet, à travers un protocole de communication, de contrôler des paramètres tel que la température, le courant ou les basses tensions. C'est aussi la voie par laquelle est chargé le programme du module FPGA. Du point de vue des données, le module FPGA est l'élément le plus important : il permet la gestion des entrées analogiques et des sorties numériques vers les DCM. Il synchronise aussi la conversion des données analogiques en numériques grâce à l'information extérieure du GTM.

**Carte de lecture (CROC) :** sur chacune d'elles sont disposés 8 préamplificateurs du signal brut (CPA : Cathode PreAmp) qui gèrent 64 cathodes. Le bruit "rms" est inférieur à 0,5 fC (3125 électrons) pour un signal typique de 80 fC. Deux processeurs stockent puis convertissent le signal analogique en un signal numérique (AMUADC :

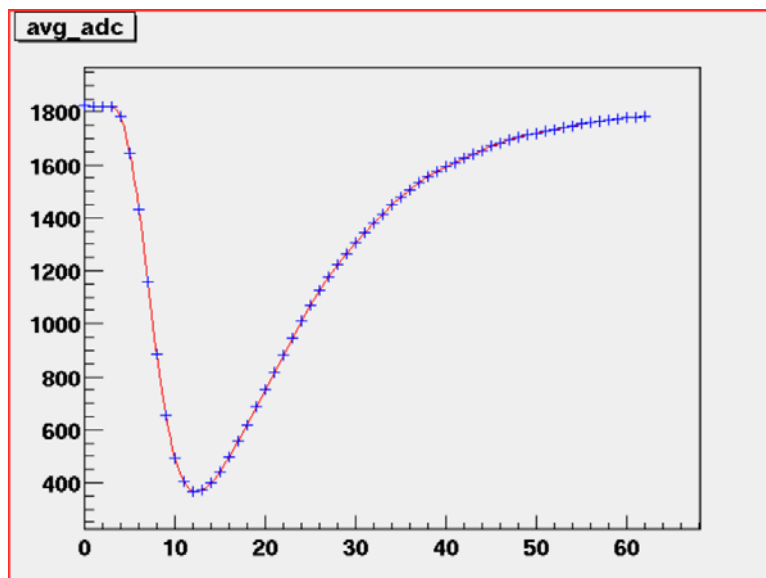


FIG. 2.10 – Numérisation de 64 échantillons du signal analogique sur une période de 106 ns.

Analog Memory Unit and Analog to Digital Converter). Le signal est échantillonné sur soixante quatre intervalles de temps, compris entre zéro et 106 ns, comme on peut le voir sur la figure 2.10. La tension correspondant à chacun des échantillons est stockée dans des mémoires analogiques, qui ne sont autres que des capacités. Sur ces 64 valeurs, le FPGA sélectionne quatre numéros de cellule spécifiques pour la numérisation, ceux-ci sont choisis pour caractériser le mieux possible la hauteur du pic. Le temps de numérisation est de 10  $\mu\text{s}$  pour une valeur, ce qui correspond à un temps de total de 40  $\mu\text{s}$  pour la numérisation des quatre valeurs. Ce temps de numérisation est relativement proche du maximum autorisé pour chaque sous-système par l'acquisition, qui est de 45  $\mu\text{s}$ .

**Calibration :** la hauteur des piédestaux n'est pas constante dans le temps. Les changements de température, le vieillissement des composants, et autres, les font varier. Il est donc nécessaire de faire, régulièrement, un étalonnage des piédestaux pour ne pas introduire d'erreur systématique dans la mesure. La calibration s'effectue par l'injection d'un signal de forme carrée à travers quatre fils dans chaque chambre. Différentes amplitudes du signal sont envoyées, notamment l'amplitude 0 pour déterminer les piédestaux, et de nombreuses mesures du signal induit sur les cathodes sont collectées pour chacune des amplitudes, de sorte que les gains relatifs des cathodes sont déterminés pour tout le domaine de l'électronique.

#### 2.2.4 Identificateur de muons (MuId : Muon Identifier)

L'identificateur de muons est un détecteur à double emploi. Son premier rôle est de pouvoir discerner les muons des autres particules chargées. Sa seconde fonction est de déclencher l'acquisition des données enregistrées par l'électronique de lecture du spectromètre.

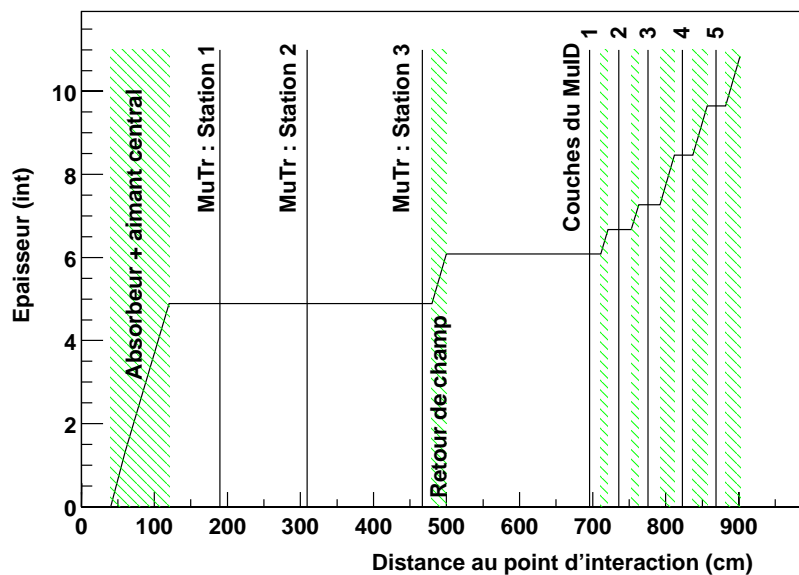


FIG. 2.11 – Épaisseur intégrée (en nombre de longueurs d’interaction) sur différentes couches de matière que traversent les particules dans le bras sud.

En effet, PHENIX comprend des déclencheurs avec un minimum de biais comme le BBC, ZDC, ou encore le NTC. Mais aussi des déclencheurs plus spécifiques faisant des coupures pour des événements rares donnant directement accès aux sondes recherchées. Dans le cas des bras à dimuons, le déclenchement se fait sur des muons subissant deux types de coupures : 1D1S et 2D [1]. Ces coupures seront définies dans le paragraphe dédié au déclencheur de niveau 1.

## Identification

Dans chaque bras latéral, ce détecteur est placé au-delà de la partie de trajectographie. Il est séparé par une plaque d’acier de 30 cm d’épaisseur pour le bras nord et 20 cm pour le bras sud. Son pouvoir de réjection est de  $\frac{N_\pi}{N_\mu} = 2,5 \cdot 10^{-4}$  (fraction des pions identifiés comme étant des muons), dont  $10^{-2}$  est assuré par l’absorbeur et les plaques d’acier entre les chambres à trajectographie et l’identificateur de muons. Pour atteindre le MuId, une particule doit avoir une impulsion supérieur à  $1,9 \text{ GeV}/c$ , la figure 2.11 indique l’épaisseur (en nombre de longueurs de radiation) que doivent traverser les particules dans tout le bras dimuons.

Le MuId est composé d’une alternance de plans d’absorption et de plans de détection. Les deux premiers plans d’absorption sont épais de 10 cm pour ne pas trop dégrader la trajectographie dans ce détecteur. Les deux derniers ont une épaisseur de 20 cm. Les cinq interstices entre les plaques d’acier sont comblés par des plans de mesure. Le tableau 2.2 donne les différentes valeurs d’impulsion que doivent avoir les particules, au vertex, pour traverser les différents plans de mesure du MuId.

Plan de détection	Bras sud	Bras nord
0	1,49 GeV/c	1,63 GeV/c
1	1,63 GeV/c	1,76 GeV/c
2	1,76 GeV/c	1,90 GeV/c
3	2,04 GeV/c	2,18 GeV/c
4	2,31 GeV/c	2,45 GeV/c

TAB. 2.2 – Impulsion minimum au vertex des particules pour qu’elles traversent les différents plans de détection du MuId.

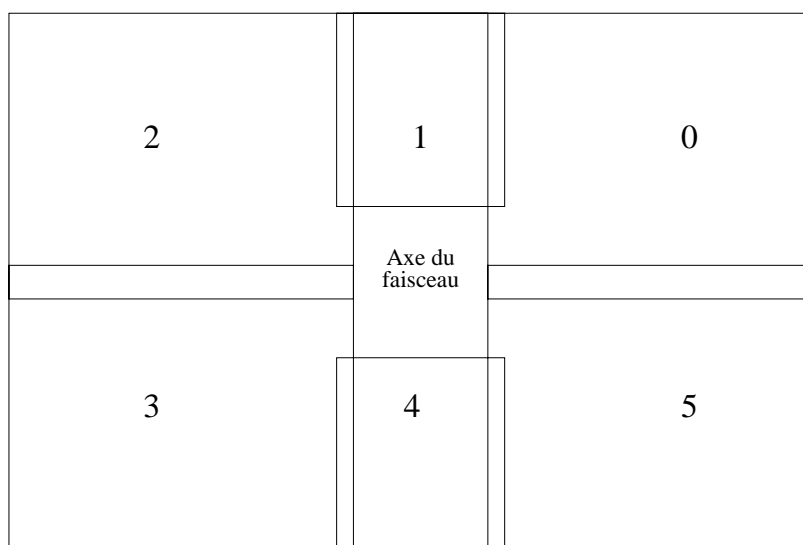


FIG. 2.12 – Chaque plan de mesure du MuId est découpé en six panneaux. Les panneaux 0, 2, 3 et 5 ont une dimension de  $5,6 \times 5,2 \text{ m}^2$ , les panneaux 1 et 4 mesurent  $4,4 (4,2) \times 2,9 \text{ m}^2$ .

La figure 2.12 montre la découpe des plans en six panneaux de quatre couches de tubes de Iarocci, avec des tubes disposés verticalement pour les deux premières couches, horizontalement pour les deux autres. Etant dans un environnement dépourvu de champ magnétique, ces unités de détection construisent des traces droites. Les combinaisons possibles entre les informations provenant des cinq plans de détection du MuId sont discriminés selon les directions de ces traces. Plus celles-ci pointent vers le vertex, plus elles ont de chance d’être conservées.

Le tube de Iarocci est la plus petite unité de détection. Il est composé de huit cellules à mode proportionnel de  $9 \times 9 \text{ mm}^2$  de surface. Chaque cellule est composée d’un fil d’anode orienté dans le sens axial du tube. Il est composé d’un alliage de cuivre-béryllium de  $110 \mu\text{m}$  plaqué d’une fine couche d’or. La cathode est un tube en plastique avec un revêtement graphite, dont l’axe est le fil d’anode. La mesure est fondé sur un principe de chambres proportionnelles avec un mélange gazeux de 80 % de dioxyde de carbone et 20 % d’isobutane.

---

## Déclencheur de niveau 1

Les plans du MuId sont divisés en quatre quadrants comme cela est schématisé sur la figure 2.13. Chacun des quadrants est divisé en quatre. Chacune de ces segmentation correspond à une sortie de carte de lecture (ROC : Read Out Card) se rapportant à des pseudo-déclencheurs. La figure 2.14 expose la configuration de ces pseudo-déclencheurs. Grâce à cette configuration une élimination des traces ne provenant pas de la zone d'interaction s'opère après analyse des séquences révélées par les pseudo-déclencheurs. Par exemple, dans le même quadrant, une trace produisant la séquence A-A-B-B sur quatre plans de détection successifs du MuId sera retenue. En revanche, la séquence D-A-A-C conduira à la réjection de la trace. La décision de déclencher est prise selon le nombre de plans touchés dans le même quadrant. Cette décision requiert des unités LeCroy 2372 MLU (Memory Lookup Units). Chaque plan possède une MLU pour le déclenchement en faible profondeur (shallow) et une pour le déclenchement profond (deep). Un déclenchement est profond quand une particule traverse au moins quatre plans de détection dans un même quadrant, par opposition à un déclenchement à faible profondeur, où la particule n'a à traverser que deux plans dans un même quadrant. Pour les collisions deuton-or du Run-III, deux configurations du déclencheur de niveau 1 ont été choisies :

- 1D1S (one deep, one shallow) : dans cette configuration, un muon de la paire de dimuons doit traverser quatre plans dans un même quadrant, et le second muon doit traverser au moins deux plans dans un même quadrant, celui-ci étant différent du quadrant traversé par le premier muon.
- 2D (two deep) : dans cette configuration, chaque muon de la paire doit traverser au moins quatre plans dans le même quadrant. Les quadrants traversés par les deux muons doivent être différents. Cette configuration de déclenchement aboutit à un facteur de réjection du bruit de fond plus grand que la précédente.

Le mode de déclenchement 2D permet d'avoir un signal plus propre en augmentant le rapport signal sur bruit. En revanche, l'efficacité de reconstruction de la résonance  $J/\psi$  est 30 % plus faible en 2D qu'en 1D1S. Ces deux configurations de déclenchement couvrent deux périodes du Run-III bien distinctes. Il n'y aura donc aucun risque de double comptage des paires de muons. Pour les collisions proton-proton, seul le filtre 1D1S fut sélectionné.

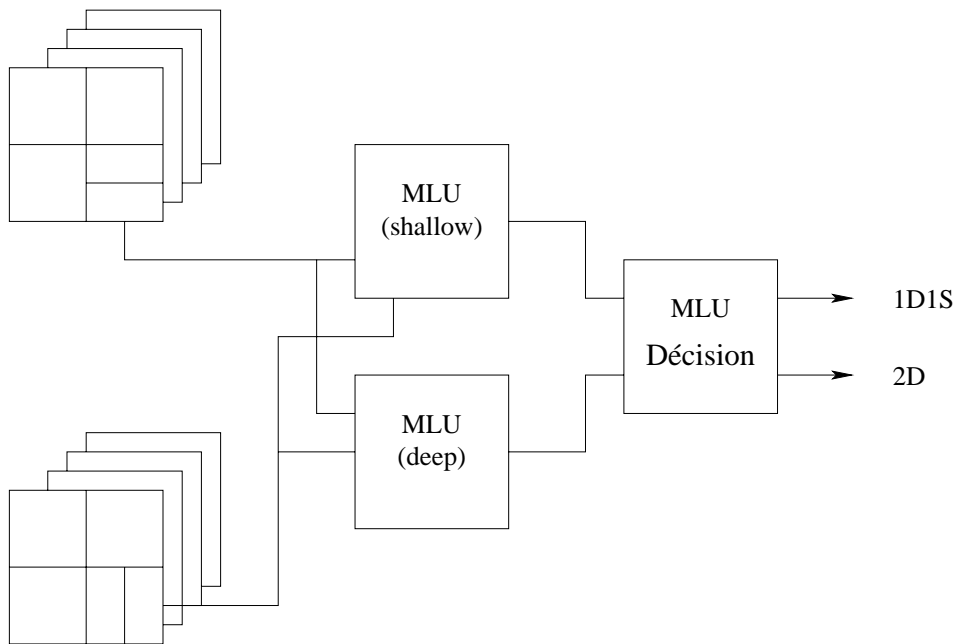


FIG. 2.13 – Fonctionnement du MuId en déclencheur de niveau 1. Sur les cinq plans du MuId, quatre seulement sont utilisés pour le déclenchement. Cela est dû au bruit important détecté dans le dernier plan de mesure.

D	B	B	D
C	A	A	C
C	A	A	C
D	B	B	D

FIG. 2.14 – Segmentation d'un plan de détection du MuId en 16 plans pseudo-déclencheurs.

---



# Bibliographie

- [1] K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **499** (2003) 469.
- [2] K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], “Centrality dependence of charged particle multiplicity in Au Au collisions at  $\sqrt{s(N N)^{1/2}} = 130\text{-GeV}$ ” Phys. Rev. Lett. **86**, 3500 (2001)
- [3] M. Brooks, et al, “J/Psi Production Measurements by the Muon Arms in Run-III ” (PHENIX Analysis Note 255, 2004).

---

## Chapitre 3

# Ajustement des traces et du vertex par la méthode du filtre de Kalman

La méthode du filtre de Kalman fut inventée dans les années soixante [1] pour des études balistiques prédisant la trajectoire des fusées connaissant leurs positions antérieures. De la même façon, connaissant tous les impacts d'une trace et en appliquant la méthode de Kalman progressivement d'un plan de mesure au suivant, nous sommes capable d'ajuster les paramètres d'un impact en comparant les valeurs extrapolées avec les valeurs mesurées. D'un point de vue purement mathématique cette méthode nous donne rigoureusement le même résultat que la méthode des moindres carrés dans le cas d'un système linéaire. En revanche, pour un temps de calcul plus faible, elle offre une estimation optimale pour chacun des points d'une trace. Si les traces proposées par l'étape de reconnaissance de traces ne sont pas conformes à la fonctionnelle utilisée dans la régression, ou que les erreurs obtenues sont trop grandes, celles-ci seront rejetées par la méthode (outliers).

Le but de cette partie de ma thèse était d'écrire un programme d'ajustement des traces pour les spectromètres dimuons en langage C++. Ce programme doit, à terme, remplacer le même algorithme développé en FORTRAN. Dans ce chapitre, je décris les applications de la méthode de Kalman dans l'ajustement des traces et du vertex dans les spectromètres à dimuons de PHENIX. Après ce panorama, j'exposerai le contenu des nouvelles classes implémentées dans le logiciel d'analyse *Mut*, ainsi que les différents tests réalisés pour vérifier l'exactitude de la méthode et s'assurer qu'elle est robuste. La dernière partie sera consacrée à la comparaison entre l'ancienne méthode et la nouvelle.

---

## 3.1 Motivations

D'une façon générale, pour déterminer la production d'une résonance dans des collisions d'ions lourds, l'analyse se fonde sur le spectre de masse invariante. Lequel est construit à partir des impulsions au vertex des particules détectées. Il est donc primordial d'avoir un outil d'ajustement robuste, permettant d'obtenir la plus faible résolution possible sur nos signaux et sa position du vertex. Cette dernière résolution nous permet la réduction du bruit de fond.

Dans le cas d'une méthode d'ajustement global<sup>1</sup> de traces, comme par exemple la méthode des moindres carrés, la diffusion multiple induit d'inévitables corrélations entre les différentes mesures, ce qui implique une matrice de covariance non diagonale. Par conséquent, dans le cas où nous avons  $N$  mesures pour une trace, la minimisation du  $\chi^2$  nécessite l'inversion de matrices  $N \times N$ , ce qui rend le temps de calcul extrêmement long face aux multiplicités que peuvent générer des collisions d'ions lourds. Par opposition à une méthode globale comme les moindres carrés, Kalman proposa une méthode locale s'appuyant sur de nombreuses étapes de calcul, chacune des étapes étayant la suivante pour améliorer le résultat. Dans cette méthode, l'algorithme inverse des matrices  $5 \times 5$ . Ce processus, reproduit  $N$  fois pour chacun des coups de la trace, est moins exigeant en temps cpu qu'une inversion de matrice  $N \times N$ .

Toutes ces étapes sont regroupées en deux phases. La première phase, appelée le filtrage, est une extrapolation plan par plan des paramètres d'état d'un impact et de leur matrice de covariance, puis une minimisation du  $\chi^2$  entre les paramètres extrapolés et mesurés au même plan. Ce processus itéré sur toutes les mesures d'une trace nous donne le meilleur ajustement des paramètres d'état dans le plan de mesure correspondant à la fin du filtrage (figure 3.1). La seconde étape, appelée le lissage, reprend à peu de choses près le même algorithme que le filtrage. L'ajustement des paramètres d'état du dernier point de l'étape précédente sert de point de départ dans le processus de lissage. Suivant la même arithmétique, nous remontons jusqu'au dernier impact de la trace en obtenant, pour chacun des plans de mesure, la meilleure estimation des paramètres d'état.

Quand l'ajustement des traces est terminé, la détermination du vertex peut commencer. De la même façon, la meilleure estimation de la position du vertex est donnée à la fin d'une étape de filtrage. Puis, quand le lissage est terminé, une bonne évaluation de tous les paramètres des traces à ce vertex (impulsion, position) est obtenue pour chacune des traces.

Tous les détails de l'adaptation de la méthode de Kalman pour les spectromètres à dimuons de PHENIX appliquée sur des données simulées sont rassemblées dans la note référencée en [2]. Pour écrire les deux prochaines sections, je me suis inspiré des références [3–5].

---

<sup>1</sup>Une méthode globale prend en compte toutes les mesures des positions en même temps, pour l'ajustement. Au contraire, une méthode locale procède à un ajustement étape par étape.

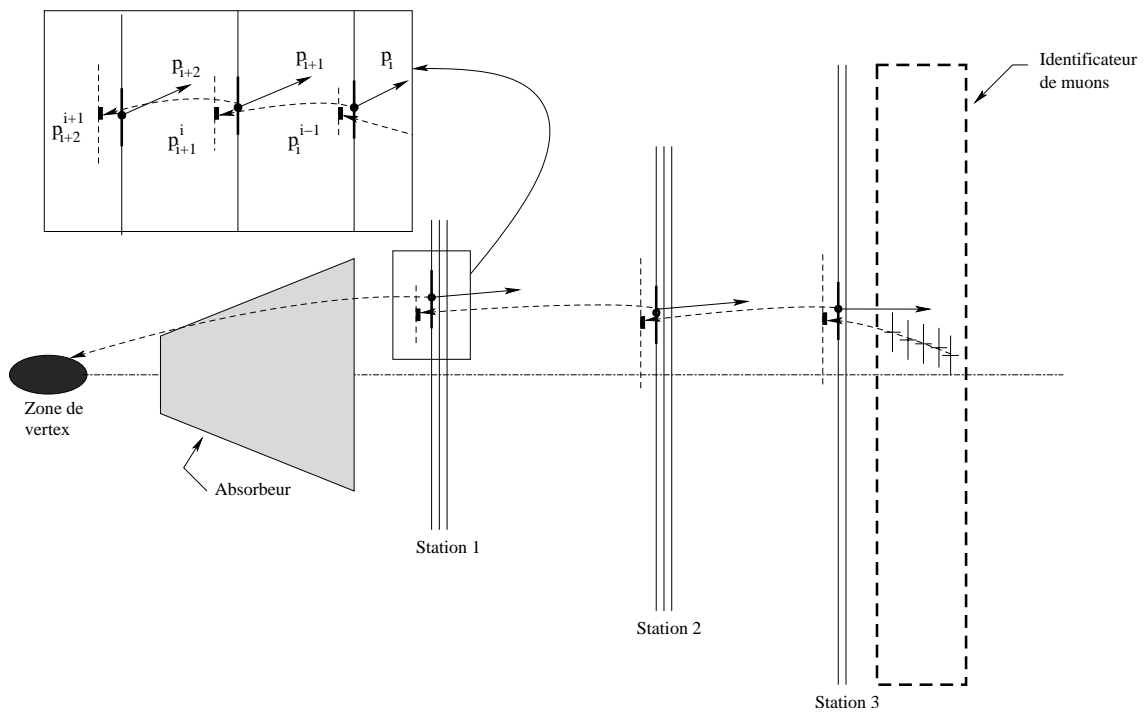


FIG. 3.1 – Vue schématique de la disposition expérimentale des détecteurs des bras dimuons de PHENIX.  $p_{i+1}^i$  représente le vecteur d'état prédit par l'extrapolation du plan  $i$  au plan  $(i + 1)$ ,  $p_i$  représente la valeur ajustée par l'algorithme de Kalman au plan  $i$ . Les lignes en pointillées désignent l'extrapolation, un décalage sur le point d'extrapolation est imposé pour ne pas surcharger le dessin au niveau du plan de mesure.

---

## 3.2 Méthode de Kalman pour l'ajustement des traces

La trajectoire des particules peut être décrite à l'aide de cinq variables indépendantes. La première variable caractérise la courbure de la trajectoire dans le champ magnétique, c'est le rapport de la charge  $c$  sur l'impulsion  $p$ . La deuxième et la troisième variables,  $x'$  et  $y'$ , représentent la pente de cette trajectoire respectivement dans les plans  $(xOz)$  et  $(yOz)$ . Puis, les deux dernières variables,  $x$  et  $y$ , sont les coordonnées de la position de l'impact au plan  $z_k$ . L'ensemble de ces observables sera représenté, pour chaque mesure  $k$ , par le vecteur d'état (relation 3.1) pour une trace.

$$p_k = \begin{pmatrix} \frac{c}{p} \\ x' = \frac{dx}{dz} \\ y' = \frac{dy}{dz} \\ x \\ y \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Cette représentation se prête facilement à la configuration du détecteur PHENIX, où les mesures se font sur des plans successifs parallèles dans le champ magnétique radial (cf : section 2.2.3).

J'exposerai dans cette partie l'algorithme de Kalman pour l'ajustement des traces.

### 3.2.1 Position du problème

Le problème se modélise par l'équation 3.2, où  $f_{k-1}$  est le propagateur d'un vecteur d'état ajusté au plan  $(k-1)$  jusqu'au plan suivant  $k$ .  $\omega_{k-1}$  représente le processus de bruit. Le vecteur d'état n'étant pas directement observable, il sera déduit d'une mesure  $m_k$  via l'équation 3.3.

Les équations 3.4 et 3.5 représentent les mêmes équations que précédemment, mais sous forme linéarisée.

$$p(z_k) = p_k = f_{k-1}(p_{k-1}) + \omega_{k-1} \quad (3.2)$$

$$m_k = h_k(p_k) + \varepsilon_k \quad (3.3)$$

$$p_k = F_{k-1}p_{k-1} + \Omega_{k-1} \quad (3.4)$$

$$m_k = H_k p_k + \epsilon_k \quad (3.5)$$

$$\begin{cases} E\{\Omega_k\} = 0 & cov\{\Omega_k\} = Q_k \\ E\{\epsilon_k\} = 0 & cov\{\epsilon_k\} = V_k = G_k^{-1} \end{cases}$$

Le vecteur aléatoire  $\Omega_k$  représente les fluctuations des paramètres le long de la trace entre les positions  $z_{k-1}$  et  $z_k$ . Ce vecteur décrit un bruit aléatoire provoqué par la diffusion multiple, la dispersion de la perte d'énergie, ou d'autres processus physiques qui peuvent perturber la trajectoire de la particule. La valeur  $\epsilon_k$  est la précision de la mesure.

Dans la suite du problème le vecteur d'état s'écrira  $p_k^i$ . L'indice  $k$  correspond au plan de mesure et l'indice  $i$  se rapporte à l'étape dans laquelle sont traités les paramètres d'état : extrapolation, filtrage ou lissage. Si  $i < k$ , nous parlerons de vecteur d'état prédit ; si  $i = k$ , nous parlerons de vecteur d'état ajusté, pour simplifier les notations, nous omettrons l'indice  $i$  ; si  $i = n$  où  $n$  est le nombre de points dans une trace, dans ce cas là nous parlerons du vecteur d'état lissé.

- $C_k^i = cov \{p_k^i\}$  est la matrice de covariance du vecteur d'état  $p_k^i$  à l'étape  $i$ .
- $r_k^i = m_k - H_k p_k^i$  représente les résidus entre la mesure  $m_k$  et le vecteur d'état projeté dans le référentiel de la mesure :  $H_k p_k^i$ .
- $R_k^i = cov \{r_k^i\}$  est la matrice de covariance des résidus.

### 3.2.2 Diffusion multiple et perte d'énergie dans les détecteurs (transport des traces)

L'extrapolation du vecteur d'état et de sa matrice de covariance est assurée par le programme ERTRAK de la bibliothèque CERN-GEANE [6]. Il calcule les variations de l'impulsion et le transport des matrices de covariance à travers la matière en fonction du sens du temps : augmentation de l'impulsion si l'extrapolation se fait en remontant du dernier au premier impact d'une trace, diminution de l'impulsion si l'extrapolation se fait en sens contraire. Cette bibliothèque tient compte du champ magnétique pour calculer les changements de direction de l'impulsion des particules.

### 3.2.3 Valeurs prédite, filtrée et lissée

La méthode de calcul consiste d'abord à établir une extrapolation théorique au plan  $k$ , à partir de la mesure ajustée obtenue dans le plan  $(k - 1)$ . Cette valeur prédite sera notée :  $p_k^{k-1}$ .

**Valeur prédite :** l'estimation est obtenue à l'aide du sous programme ERTRAK. Toutes les équations permettant de déterminer les paramètres prédits sont décrites dans le système suivant :

$$\begin{aligned} p_k^{k-1} &= F_{k-1} p_{k-1} \\ C_k^{k-1} &= F_{k-1} C_{k-1} F_{k-1}^T + Q_{k-1} \\ r_k^{k-1} &= m_k - H_k p_k^{k-1} \\ R_k^{k-1} &= V_k + H_k C_k^{k-1} H_k^T \end{aligned}$$

Où  $r_k^{k-1}$  et  $R_k^{k-1}$  représentent respectivement le résidu prédit et sa matrice de

---

covariance. La matrice de covariance  $C_k^{k-1}$  prend en compte un terme issu de la propagation de la covariance ajustée au plan  $(k-1)$  et un terme,  $Q_{k-1}$ , inhérent à la propagation elle-même.

**Valeur filtrée :** la valeur filtrée  $p_k$  est le résultat de la minimisation du  $\chi^2$  (équation 3.6, est le résultat de l'équation  $\left. \frac{d\chi^2}{dx_k} \right|_{x_k=p_k} = 0$  [4]). On peut remarquer que le  $\chi^2$  est la somme de deux contributions indépendantes : la première représente un  $\chi^2$  directement lié à la mesure et son erreur, la seconde représente un  $\chi^2$  sur le transport du vecteur d'état et la propagation des erreurs.

$$\left| \begin{aligned} \chi^2(x_k) &= (m_k - H_k x_k)^T V_k^{-1} (m_k - H_k x_k) \\ &+ (x_k - p_k^{k-1})^T (C_k^{k-1})^{-1} (x_k - p_k^{k-1}) \end{aligned} \right. \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} p_k &= C_k \left[ (C_k^{k-1})^{-1} p_k^{k-1} + H_k^T G_k m_k \right] \\ C_k &= \left[ (C_k^{k-1})^{-1} + H_k^T G_k H_k \right]^{-1} \\ r_k &= m_k - H_k p_k \\ R_k &= V_k - H_k C_k H_k^T \end{aligned}$$

$r_k$  et  $R_k$  représentent respectivement le résidu ajusté et sa matrice de covariance.

**Valeur lissée :** le lissage base son estimation sur la dernière valeur ajustée lors de l'opération de filtrage, puis remonte jusqu'à la dernière valeur mesurée. En d'autres mots, le lissage donne la meilleure estimation du vecteur d'état à chacun des plans de mesure. C'est une différence notable par rapport au processus d'ajustement global qui ne donne la meilleure paramétrisation que pour la dernière valeur de la trace, autrement dit, la mesure la plus proche du vertex.

$$\begin{aligned} p_k^n &= p_k + A_k (p_{k+1}^n - p_{k+1}^k) \\ C_k^n &= C_k + A_k (C_{k+1}^n - C_{k+1}^k) A_k^T \\ r_k^n &= m_k - H_k p_k^n \\ R_k^n &= V_k - H_k C_k^n H_k^T \end{aligned}$$

$$A_k = C_k F_k^T (C_{k+1}^k)^{-1}$$

De la même façon,  $r_k^n$  et  $R_k^n$  représentent respectivement le résidu lissé et sa matrice de covariance.

**Itérations :** cette étape est nécessaire, car les particules traversent un champ magnétique, du coup, la propagation des erreurs devient un processus non linéaire. D'une itération à la suivante, les paramètres du vecteur d'état au départ de l'étape de filtrage sont échangées par les valeurs lissées de l'itération précédente. Après



avoir passé les étapes de filtrage, puis de lissage, si la variation entre le  $\chi_k^2$  donné par l'équation 3.7 de l'étape actuelle et celui de l'itération précédente, est supérieure à une valeur de coupure arbitraire  $\Delta\chi_c^2$ , le processus d'itération continue.

$$\begin{cases} \chi_+^2 &= r_k^T G_k r_r + (p_k - p_k^{k-1})^T (C_k^{k-1})^{-1} (p_k - p_k^{k-1}) \\ \chi_k^2 &= \chi_{k-1}^2 + \chi_+^2 \end{cases} \quad (3.7)$$

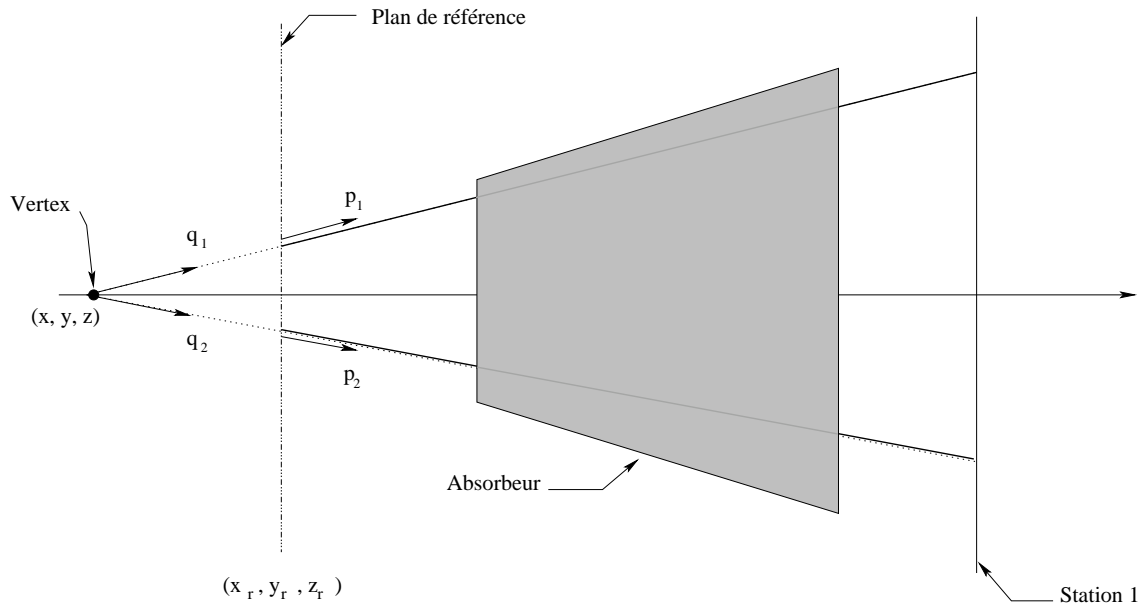


FIG. 3.2 – Vue schématique de la zone du vertex. Les paramètres d'état sont extrapolés de la station 1 à un plan de référence  $(x_r, y_r, z_r)$ .

### 3.3 Méthode de Kalman pour l'ajustement du vertex

L'ajustement des traces se termine par une extrapolation à un *plan de référence* proche de la zone d'interaction (figure 3.2). Ce plan sera pris comme point de départ pour l'algorithme d'ajustement du vertex.

Le vecteur d'état, pour cet algorithme, est composé de deux parties : la première partie représente la position du vertex ; la seconde partie donne l'impulsion de la particule à ce vertex. Initialement, la position d'origine du vertex  $x_0$  et sa matrice de covariance  $C_0$  sont données par le BBC si celui-ci a repéré un vertex. Autrement, elle sera prise à zéro avec une matrice d'erreur importante pour limiter son poids dans le calcul du  $\chi^2$ . La deuxième partie du vecteur d'état, l'impulsion des particules au vertex, est déterminée par l'extrapolation de l'impulsion ajustée au dernier plan de mesure lors de l'ajustement des traces. Le choix du point de départ est à priori arbitraire, cependant pour que l'approximation linéaire soit juste, il faut que ce point ne soit pas trop loin du vertex supposé.

Une brève revue de la méthode de Kalman réadaptée à l'étude de l'ajustement du vertex sera exposée, puis nous mettrons en relief la façon dont cette méthode peut être utilisée dans le cadre du spectromètre à muons.

#### 3.3.1 Détermination du cadre d'analyse

Considérons que nous avons  $n$  traces dans un champ magnétique ajustées dont le vecteur d'état à cinq paramètres,  $p_r$ , est une estimation à un plan de référence  $z_r$  des coordonnées  $\left\{ \frac{c}{p}, \frac{\partial x}{\partial z}, \frac{\partial y}{\partial z}, x, y \right\}_{z=z_r}$  avec sa matrice de covariance  $V_r = G_r^{-1}$ . Les

paramètres de l'impulsion du vecteur  $p_r$  serviront de mesure pour les  $q_k$  : impulsion de la trace  $k$  au vertex. Nous supposons que les  $n$  traces sont non corrélées. En d'autres termes, la matrice jointe de covariance ( $5n \times 5n$ ) est diagonale par blocs de dimension ( $5 \times 5$ ). Le but de l'algorithme d'ajustement au vertex est de déterminer les paramètres  $x$  de la position, ainsi que les paramètres  $q_k$  des impulsions des traces au vertex.

### 3.3.2 Filtrage et lissage

Comme pour la position, si nous n'avons pas d'information préliminaire sur l'impulsion au vertex, nous pouvons prendre une valeur arbitraire avec une matrice de covariance ayant d'importantes valeurs diagonales. Ces valeurs arbitraires sont les extrapolations des paramètres d'impulsion ajustés au premier plan de mesure de la station 1. Sans processus de bruit, le système d'équations est :

$$x_k = x_{k-1} = x$$

La dépendance fonctionnelle des paramètres de trace du vecteur d'état est déterminée par l'équation du mouvement et est décrite par l'équation de la mesure :

$$p_k = h_k(x, q_k) + \varepsilon_k, \text{ cov}(\varepsilon_k) = V_k$$

Nous considérons que, entre le plan de référence et le vertex, les traces sont droites, comme cela est représenté sur la figure 3.2. La fonctionnelle  $h_k$  prend la forme

$$h_k(x, q_k) = \begin{pmatrix} \frac{1}{p_k} \\ x'_k = \frac{\partial x_k}{\partial z} \Big|_{z=z_k} \\ y'_k = \frac{\partial y_k}{\partial z} \Big|_{z=z_k} \\ x - x'_k(z - z_r) \\ y - y'_k(z - z_r) \end{pmatrix}$$

La position  $(x_r, y_r, z_r)$  représente le *point de référence* appartenant à l'intersection entre le plan de référence et la trace "droite". Si nous avons de la diffusion multiple entre le plan de référence et le vertex, il faut inclure la matrice  $V_k$  dans le calcul, ce qui est supposé ne pas être le cas dans la configuration expérimentale qui est la nôtre.

$$V_k = 0$$

Un développement limité de Taylor au premier ordre autour du point de référence  $(x_r, q_{k,r})$  nous permettra de découpler notre ancien vecteur d'état sur une nouvelle base  $\{x, q_k\}$ ,  $x$  étant le vecteur position du vertex  $\{x, y, z\}$  et  $q_k$  le vecteur impulsion  $\left\{ \frac{c}{p}, \frac{\partial x}{\partial z}, \frac{\partial y}{\partial z} \right\}$ .

---


$$\begin{aligned} h_k(x, q_k) &\approx h_k(x_r, q_r) + A_k(x - x_r) + B_k(q_k - q_r) + O[(x - x_r) + (q_k - q_r)] \\ &\approx c_r + A_k x + B_k q_k + O[(x - x_r) + (q_k - q_r)] \end{aligned}$$

Avec  $c_r = h_k(x_r, q_r) - A_k x_r - B_k q_r$ .

$A_k = \left[ \frac{\partial h_k}{\partial x} \right]_{z=z_r}$  et  $B_k = \left[ \frac{\partial h_k}{\partial q_k} \right]_{z=z_r}$  sont les matrices jacobiennes au voisinage du plan de référence.

$$A_k = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & -x'_k \\ 0 & 1 & -y'_k \end{pmatrix}_{z=z_r} \quad B_k = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -(z - z_r) & 0 \\ 0 & 0 & -(z - z_r) \end{pmatrix}_{z=z_r}$$

Dans cette configuration, le vecteur  $c_r$  s'écrit :

$$c_r = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ z_r x'_r \\ z_r y'_r \end{pmatrix}$$

De la même façon que pour les traces, la minimisation du  $\chi^2$  nous donne les valeurs ajustées suivantes :

$$\begin{aligned} \tilde{x}_k &= C_k [(C_{k-1})^{-1} \tilde{x}_{k-1} + A_k^T G_k^B (p_k - c_r)] \\ \tilde{q}_k &= W_k B_k^T G_k (p_k - c_r - A_k \tilde{x}_k) \\ cov(\tilde{x}_k) &= C_k = ((C_{k-1})^{-1} + A_k^T G_k^B A_k)^{-1} \\ cov(\tilde{q}_k) &= D_k = W_k + W_k B_k^T G_k A_k C_k A_k^T G_k B_k W_k = W_k + E_k^T C_k^{-1} E_k \end{aligned}$$

Avec

$$\begin{aligned} W_k &= (B_k^T G_k B_k)^{-1} \\ G_k^B &= G_k - G_k B_k W_k B_k^T G_k \end{aligned}$$

Le filtre nous donnant déjà la position optimum du vertex. s'appuyant sur cette information, l'étape de lissage nous permettra de déterminer l'impulsion initiale pour chacune des traces.

$$\begin{aligned}
\tilde{x}_k^n &= \tilde{x}_n \\
\tilde{q}_k^n &= W_k B_k^T G_k (p_k - c_r - A_k \tilde{x}_n) \\
cov(\tilde{q}_k^n) &= D_k^n = W_k + W_k B_k^T G_k A_k C_n A_k^T G_k B_k W_k = W_k + E_k^{nT} C_n^{-1} E_k^n
\end{aligned}$$

**Remarque :** une autre interprétation de la méthode de Kalman fut codée pour la détermination du vertex et des impulsions au vertex. Cette seconde interprétation consiste à prendre comme plan de référence le premier plan de la première station. Puis une extrapolation des traces, au vertex, est faite avec GEANT. Ces deux méthodes donnent rigoureusement les mêmes résultats.

---

## 3.4 Implémentation

Pour moderniser son cadre d'analyse des données, la collaboration PHENIX changea le langage de développement. Tous les modules développés en FORTRAN furent réécrits en C++. C'est dans cette perspective de changement de langage informatique que nous avons réécrit le paquet Kalman pour l'ancien cadre d'analyse (*Mut*). Le paquet Kalman a ensuite été repris dans le nouveau cadre d'analyse (*Mut-OO*).

Dans un premier temps je décrirai les différentes classes qui composent le paquet Kalman, puis je présenterai les résultats des différentes méthodes qui valide le programme.

### 3.4.1 Description des classes

Le module de Kalman est partagé en quatre classes [2] :

- *MutKalmanTrackParam*
- *MutKalmanTrackHit*
- *MutKalmanTrack*
- *MutKalmanVertex*

Un schéma explicitant les liens entre ces différentes classes est donné par la figure 3.3. Une cinquième classe, *MutKalman*, est une classe d'outils rassemblant toutes les fonctions qui ne sont pas des méthodes propres aux autres classes.

**MutKalmanTrackParam** : cet objet contient le vecteur d'état pour une trace (équation 3.1) et sa matrice de covariance, ainsi que la position en  $z$  où est traité le vecteur d'état.

**MutKalmanTrackHit** : cet objet comporte la position en  $z$ , les mesures dans le plan transverse au faisceau en  $z$ , leurs matrices de covariance, les matrices de transport du coup précédent  $F_{k-1}$ , puis trois objets de type *MutKalmanTrackParam* pour les vecteurs d'état prédit, ajusté et lissé.

**MutKalmanTrack** : cet objet agit sur les objets de type *MutKalmanTrackHit* grâce à sa méthode d'ajustement<sup>2</sup> qui filtre<sup>3</sup> puis lisse<sup>4</sup> les coups des différentes traces.

**MutKalmanVertex** : cet objet construit un vecteur position et sa matrice de covariance pour les différentes situations : prédite, ajustée et lissée. Il contient en plus un pointeur sur chaque trace contribuant au vertex.

Ce dernier objet n'est pas activé pour l'analyse des données réelles avec l'ancien

---

<sup>2</sup> *MutKalmanTrack* : *:Fit*

<sup>3</sup> *MutKalmanTrack* : *:Filter*

<sup>4</sup> *MutKalmanTrack* : *:Smoother*

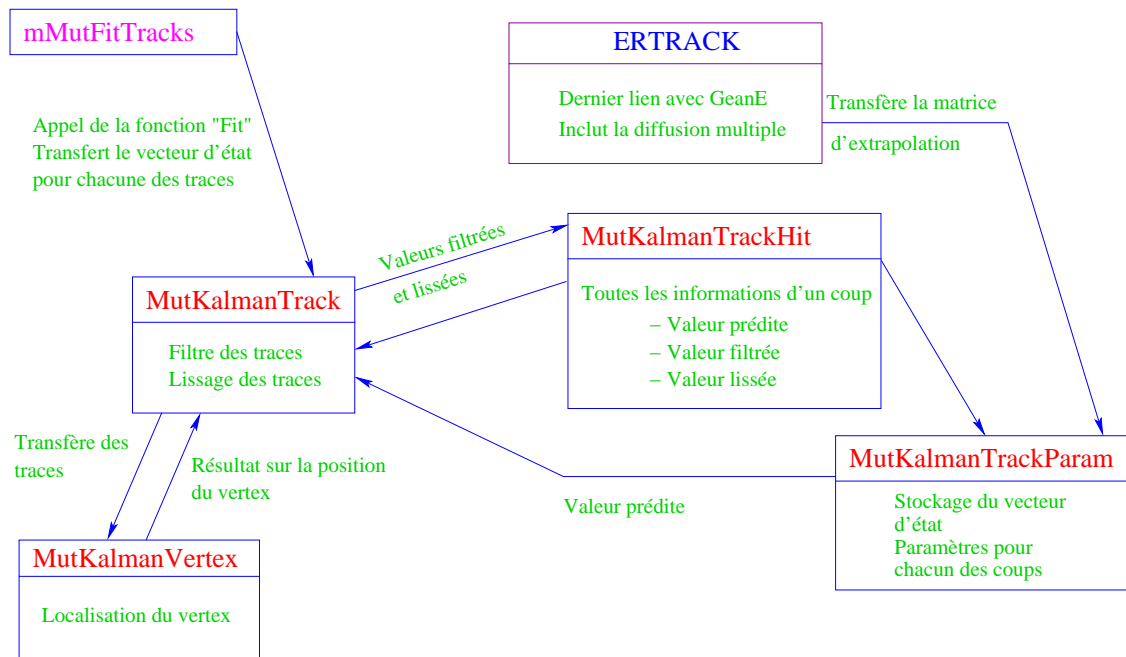


FIG. 3.3 – Interdépendances des différentes classes du paquet Kalman.

cadre d'analyse *Mut*. Dans celui-ci, il n'est qu'au stade de la simulation. En revanche, il est pleinement actif dans le nouveau cadre d'analyse *Mut-OO* pour les simulations, ainsi que pour l'analyse des données réelles.

Dans le but de mettre à l'épreuve l'algorithme de Kalman, une instantiation<sup>5</sup> permet d'exploiter directement les coups simulés par PISA (PHENIX Integrated Simulation pAckage) en activant une méthode<sup>6</sup> test exclusivement développée à cette effet. Une seconde instantiation<sup>7</sup> permet de basculer sur le nouveau programme C++ si "*kBool = kTRUE*". Dans ce cas, la méthode est sollicitée pour l'analyse de vraies données. Dans le cas contraire, les données sont ajustées par l'ancien programme FORTRAN : `mum_geafit`.

### 3.4.2 Validité du code

Dans cette section, je vais exposer les résultats concernant la validité des traces simulées reconstruites, puis deux tests seront appliqués pour observer le comportement de la propagation des erreurs et du transport des matrices : le test des résidus normalisés, puis la probabilité de  $\chi^2$ .

<sup>5</sup> `MutKamanParam : :Instance()` → `SetFitGeantTracks(kTRUE)`

<sup>6</sup> `MutKalman : :GeantTracksProcess`

<sup>7</sup> `MutKamanParam : :Instance()` → `SetKalmanCPlusPlus(kBool)`

---

## Reconstruction des traces

Nous avons généré un grand nombre de paires de muons provenant de la désintégration du  $J/\psi$  avec le générateur PYTHIA. Les erreurs sur les impacts sont données en coordonnées polaires  $(R, \phi)$ , où  $R$  est l'erreur radiale, puis  $\phi$  représente l'angle azimutal. Dans la simulation, une erreur de 0,1 cm est attribuée à la coordonnée  $R$ , puis 0,01 cm pour  $R\phi$ .

La figure 3.4 présente les résidus entre les traces simulées (traces théoriques) et les traces reconstruites lissées. Sur la figure 3.4.a nous voyons que les impulsions lissées ont une variation de 4 % par rapport aux impulsions théoriques. Les variations de l'angle azimutal (figure 3.4.b) et polaire (figure 3.4.c) par rapport aux valeurs théoriques, sont également centrées avec un écart type très faible : 1,5 à 1,6 milliradian. La distribution des résidus en  $\phi$  s'écarte fortement d'une gaussienne, la raison est que ce paramètre dépend fortement de l'impulsion : plus l'impulsion est faible, plus la résolution en  $\phi$  se dégrade.

## Test sur la propagation des erreurs

Pour mettre en évidence tout risque d'erreur de programmation, ou une mauvaise propagation des erreurs, nous avons appliqué le test des résidus normalisés ("pull" en anglais). Leur distribution doit être proche d'une distribution gaussienne normalisée centrée  $\mathfrak{N}(0, 1)$  (équation 3.8, une démonstration est faite en annexe cf A.2). La figure 3.5 montre la distribution des résidus pour un paramètre du vecteur d'état après l'étape du lissage. Nous pouvons constater que la distribution est proche d'une loi normale. Cette même constatation a été faite pour toutes les autres coordonnées du vecteur d'état à l'étape du filtrage et du lissage.

$$\frac{r_{k,i}^n}{\sqrt{(R_k^n)_{ii}}} \longrightarrow \mathfrak{N}(0, 1) \quad (3.8)$$

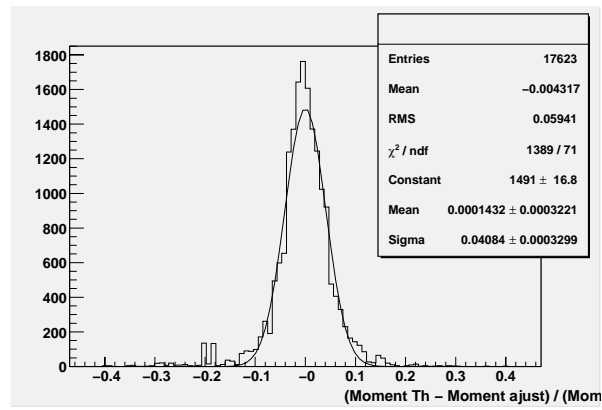
Sur la figure 3.6 est représentée la distribution de probabilité du  $\chi^2$ . Elle est plate entre zéro et un, comme nous pouvions nous y attendre dans le cas où les erreurs ont été correctement estimées.

## Etude systématique sur le vertex

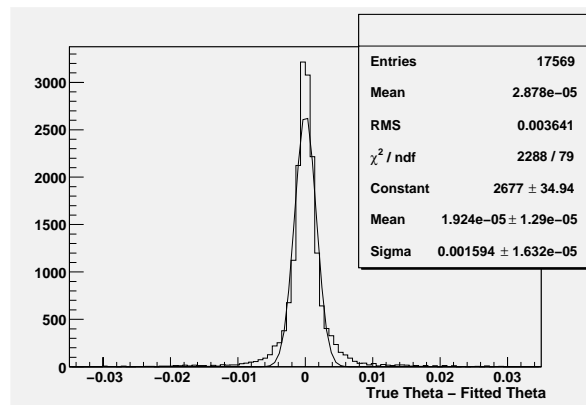
Différentes contraintes ont été appliquées sur la position du vertex, la résolution sur sa position, ainsi que sur la résolution des coups de chacune des traces dans les plans de mesure. Ces différentes contraintes ont pour but de caractériser le comportement de la masse invariante reconstruite face à différentes erreurs systématiques. Par exemple, le BBC n'est pas totalement efficace ; dans certains cas, il ne délivre aucune information sur le vertex. Dans ces cas-là, le code doit pallier cette lacune.

La figure 3.7 présente le comportement de la masse invariante reconstruite du  $J/\psi$  et des erreurs en fonction de la précision sur la position du vertex. De plus, différents décalages systématiques ont été imposés sur la position du vertex :  $\Delta z =$

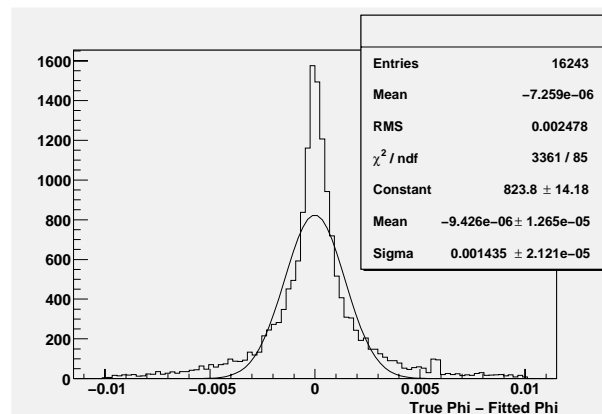




(a)



(b)



(c)

FIG. 3.4 – Différences entre les paramètres théoriques et reconstruits de l'impulsion ( $P$ ,  $\theta$ ,  $\phi$ ). (a) Résidus relatifs de l'impulsion  $P$ . (b) Résidus sur l'angle  $\theta$ . (c) Résidus sur l'angle  $\phi$ .

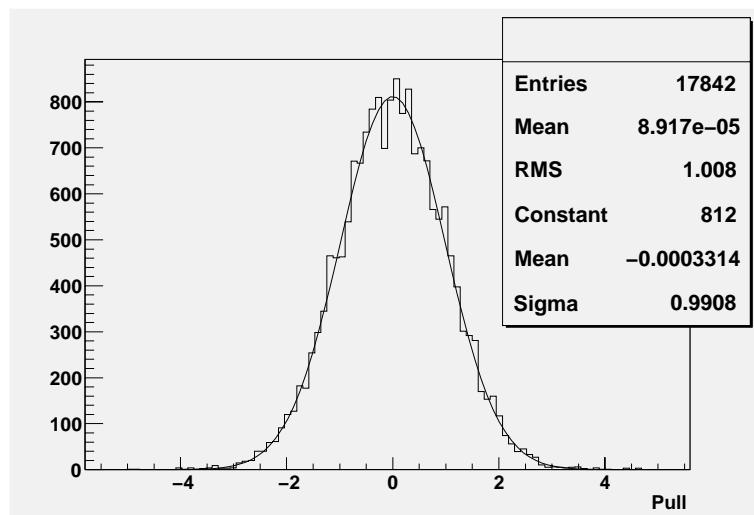


FIG. 3.5 – Résidus normalisés sur l'impulsion lissée.

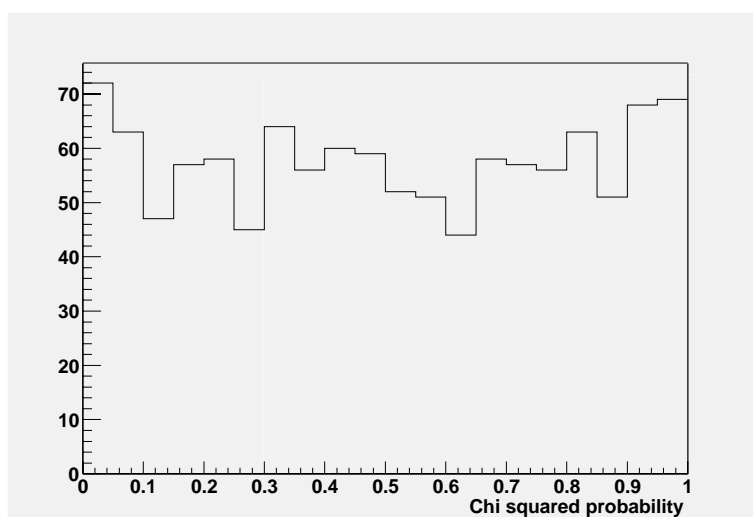


FIG. 3.6 – Distribution de probabilité de  $\chi^2$ .

0, 2, 5, 10 cm. Dans le cas où nous avons de l'information sur le vertex, le programme d'ajustement donne une résolution sur la masse du  $J/\psi$  valant  $119 \text{ MeV}/c^2$  (figure 3.7 de droite). La figure 3.7 de gauche présente la position du pic de masse invariante du  $J/\psi$  reconstruit dans le bras nord (triangle vers le haut), et dans le bras sud (vers le bas). Les carrés représentent la valeur moyenne de la masse reconstruite dans le bras nord et sud. Au final, quelque soit le décalage systématique et la précision en  $z$  sur le vertex, la valeur moyenne de la masse est toujours de l'ordre de  $3,09 \text{ GeV}/c^2$ . Au-delà d'une variance  $\text{var } z = 10 \text{ cm}^2$ , l'écart-type du pic de masse invariante s'élargit brusquement pour prendre des valeurs supérieures à  $130 \text{ MeV}/c^2$ . La masse invariante, elle-même, reste compatible avec la valeur<sup>8</sup> prise pour la génération des muons. Cette brusque dégradation de la résolution est due à la présence de l'absorbeur entre le vertex et la première station des bras à dimuons.

Les figures 3.8 et 3.9 présentent le même genre d'étude avec une incertitude sur la résolution des coups PISA passant du simple au double, puis du simple au triple. Cette baisse de résolution provoque un décalage de tous les points vers le haut. En d'autres termes, le comportement de l'écart-type du pic de masse invariante est globalement le même quelque soit la précision sur la mesure. Simplement, moins il y a d'informations au vertex, plus l'influence de l'absorbeur se fait ressentir.

La figure 3.10 montre le cas où l'on impose un décalage systématique sur la position en  $x$  et en  $y$ . Comme dans les cas précédents, l'influence devient visible dans le cas où la variance en  $z$  passe au-delà de  $\text{var } z = 10 \text{ cm}^2$ .

Le dernier cas présenté (figure 3.11) est celui où l'on ne fait aucune hypothèse sur l'erreur au vertex en  $x$  et en  $y$ . Dans ce cas, les conclusions sont rigoureusement les mêmes.

**Nota :** toutes les courbes de résolution présentées dans cette section sont ajustées avec la fonction définie à l'équation 3.9.  $\sigma_{min}$  et  $\sigma_{max}$  sont respectivement l'écart-type minimum du pic de masse invariante du  $J/\psi$  quand  $\Delta_z \rightarrow 0$  et l'écart-type maximum quand  $\text{var } z \rightarrow \infty$ . Pour les figures 3.7, 3.8, 3.9 et 3.10,  $\sigma_0^2 = 35$ , puis pour la figure 3.11,  $\sigma_0^2 = 100$ .

$$\left| \begin{array}{l} \alpha = \frac{\sigma_{max}^2 - \sigma_{min}^2}{2} \\ \gamma = 0,7 \\ \sigma_0^2 = 35 (100) \\ f(\sigma_z^2) = \alpha \tanh \left[ \ln \left( \frac{\sigma_z^2}{\sigma_0^2} \right)^\gamma \right] \end{array} \right. \quad (3.9)$$

Cette pente brutale représente l'effet de l'absorbeur quand nous avons aucune information sur le vertex.

---

<sup>8</sup> $m_{J/\psi} = 3,096 \text{ GeV}/c^2$  (Particle physics booklet, 2002)

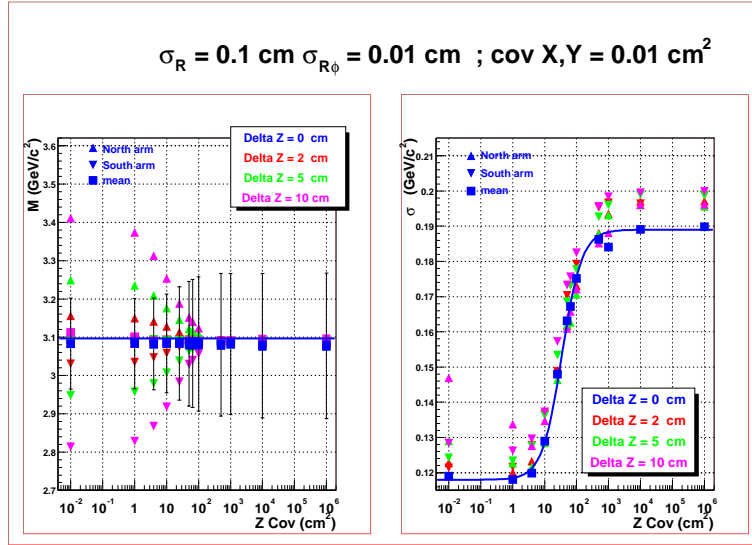


FIG. 3.7 – Etude systématique avec un flou sur les coups simulés :  $\sigma_R = 0,1 \text{ cm}$  et  $\sigma_{R\phi} = 0,01 \text{ cm}$ . L’erreur imposée sur la position du vertex est de  $\text{cov } x = \text{cov } y = 0,01 \text{ cm}^2$ . A gauche : masse invariante du  $J/\psi$  reconstruite (carrés) en fonction de l’incertitude sur la position du vertex en  $z$ . Les barres verticales donnent la largeur du pic de masse invariante.

A droite : écart-type de la masse invariante du  $J/\psi$  reconstruite en fonction de l’incertitude sur la position du vertex en  $z$ .

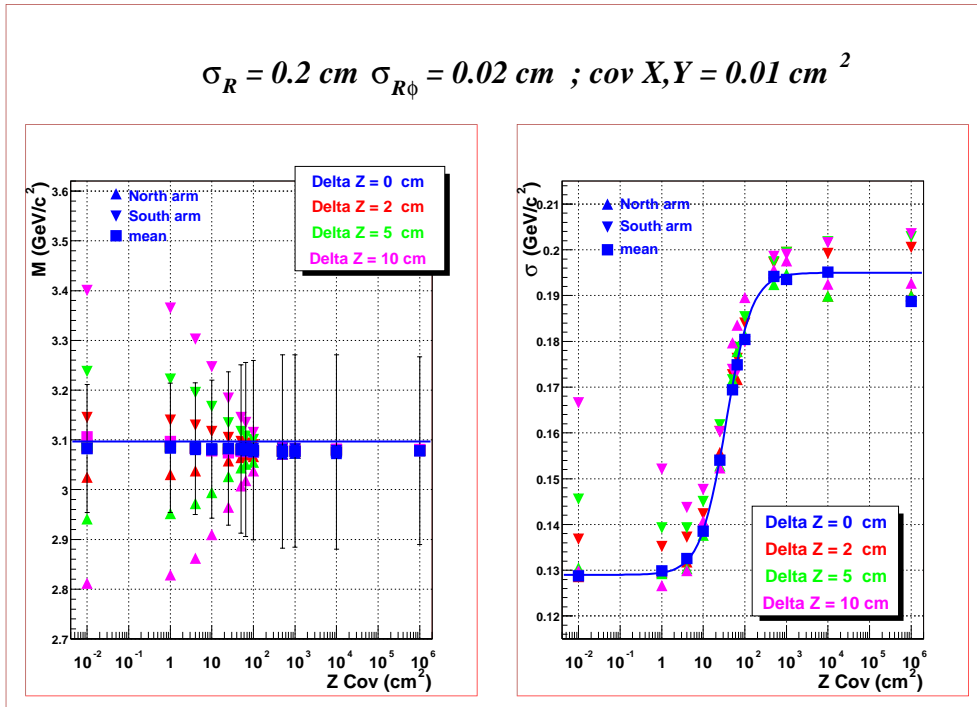


FIG. 3.8 – Même étude que sur la figure 3.7, avec un flou différent sur les coups simulés :  $\sigma_R = 0,2 \text{ cm}$  et  $\sigma_{R\phi} = 0,02 \text{ cm}$ .

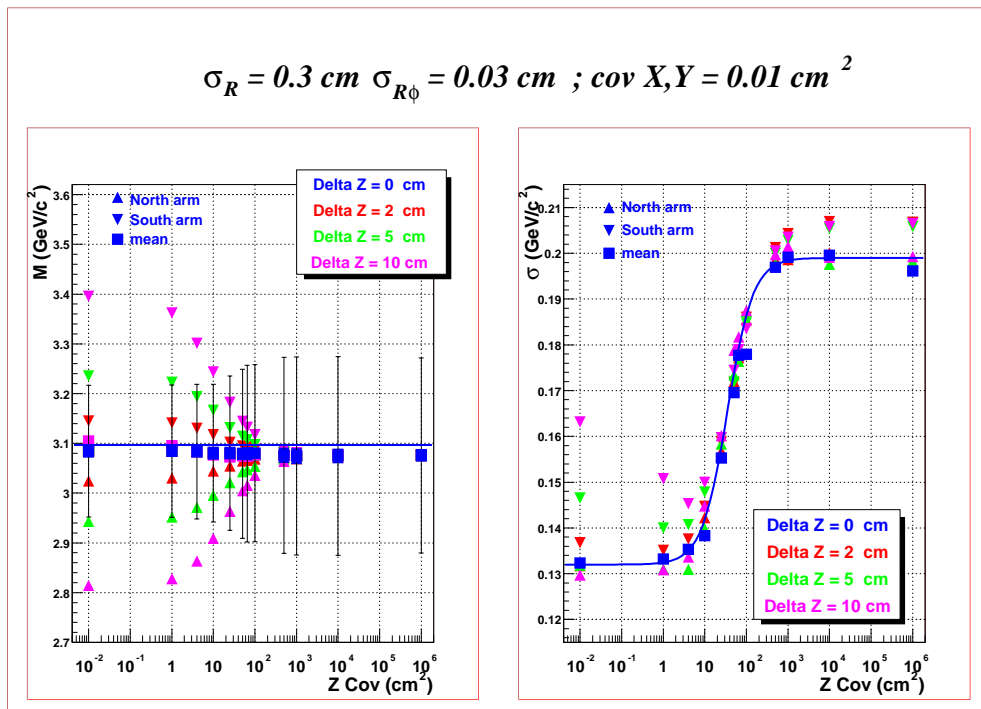


FIG. 3.9 – Même étude que sur la figure 3.7, avec un flou différent sur les coups simulés :  $\sigma_R = 0,3 \text{ cm}$  et  $\sigma_{R\phi} = 0,03 \text{ cm}$ .

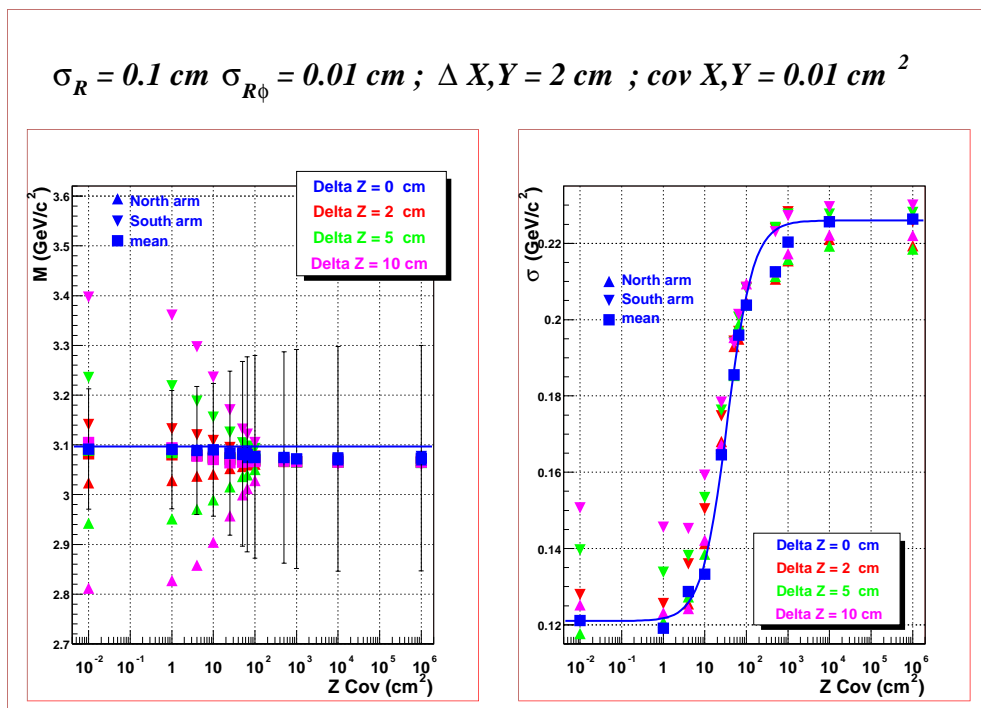


FIG. 3.10 – Même étude que sur la figure 3.7, avec un décalage systématique de 2 cm pour les coordonnées  $x$  et  $y$  du vertex.

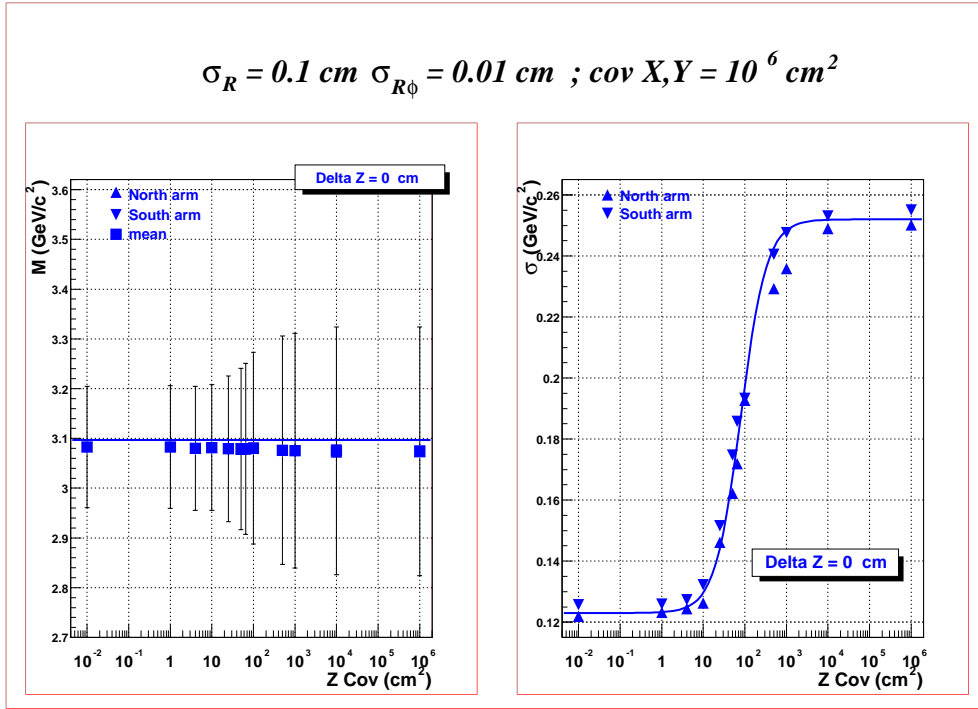


FIG. 3.11 – Môme étude que sur la figure 3.7, en supposant que nous n’avons aucune information sur la position du vertex en  $x$  et en  $y$ .

### 3.5 Conclusion

Tous les tests statistiques et systématiques montrent que le code fonctionne correctement. De plus, la figure 3.12 présente le résultat d’une reconstruction du spectre de masse invariante du  $J/\psi$ . La simulation a été faite sur 500  $J/\psi$  avec une erreur de 0,1 cm sur  $R$  et 0,01 cm sur  $R\phi$ . La masse reconstruite correspond bien à la paramétrisation de la simulation :  $m_{J/\psi} = 3,096 \text{ GeV}/c^2$ . Puis, la résolution rentre dans le cahier des charges du spectromètre dimuons pour séparer les résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$ .

Le test décisif reste la comparaison, sur de vraies données, entre l’ancien programme FORTRAN et le nouveau programme en C++. La figure 3.13 illustre cette comparaison sur des données deuton-or “1D1S” du bras Nord (cf 2.2.4), filtrées dans l’ancien cadre d’analyse *Mut*. Pour l’analyse en FORTRAN, les données ont été produites avec la bibliothèque officielle “pro.48” sur le site du centre de calcul de Lyon miroir du centre de calcul de Brookhaven. Pour l’analyse C++, les données ont été produites exactement de la même façon, la seule différence réside dans la sélection de l’option : `MutKalmanParam : :Instance()`  $\rightarrow$  `SetKalmanCPlusPlus(kTRUE)`<sup>9</sup>. Les coupures choisies pour cette comparaison sont les coupures standards du bras Nord. La méthode de suppression du bruit de fond est la soustraction des paires de signe opposé par la racine carrée du produit des paires de même signe, comme le montre l’équation 3.10. Plus de détails seront données sur les modalités d’analyse dans le

<sup>9</sup>Cette comparaison n’est effective que sur les traces, et non le vertex. La classe *MutKalmanVertex* n’est pas active dans l’ancien cadre d’analyse *Mut* pour l’analyse de vraies données.

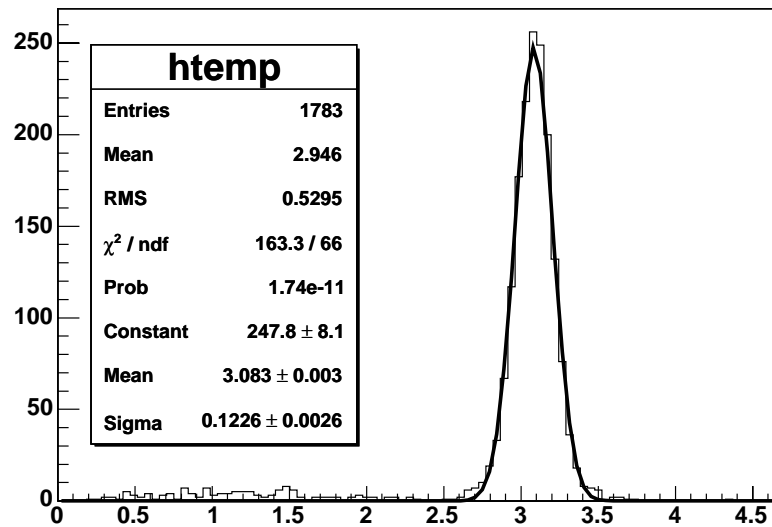
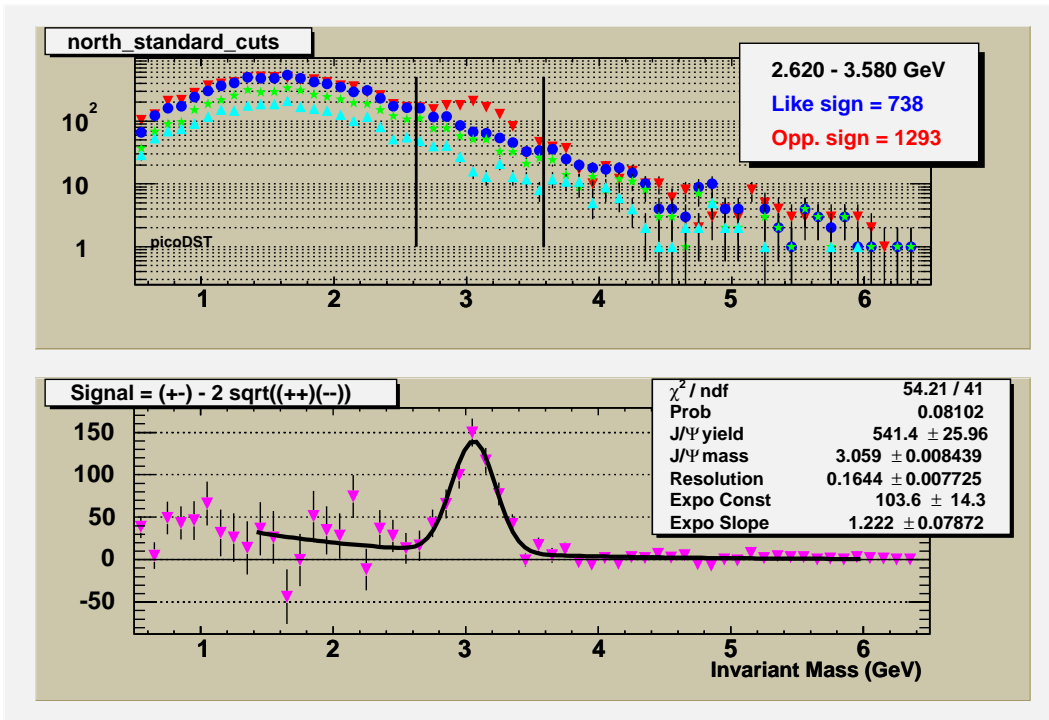


FIG. 3.12 – Reconstruction du spectre de masse invariante d’une résonance  $J/\psi$  générée par PYTHIA.

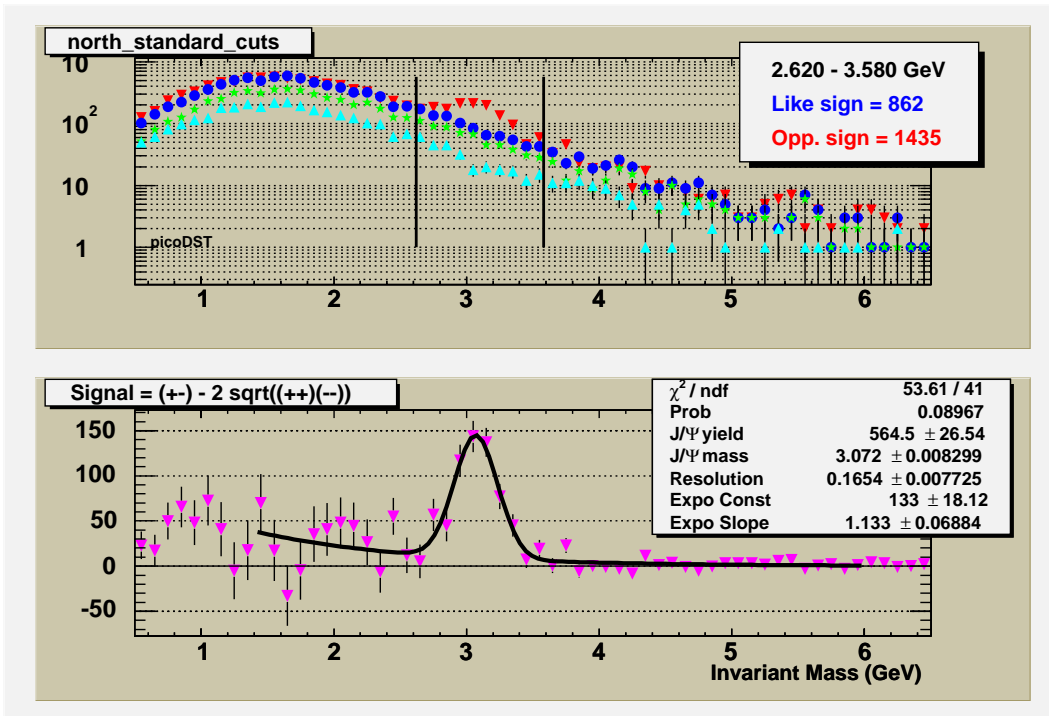
chapitre 4.

$$Signal = N^{+-} - 2\sqrt{N^{++}N^{--}} \quad (3.10)$$

Les quelques différences observées, comme le niveau de bruit de fond, le nombre de  $J/\psi$  entre les deux méthodes proviennent des contraintes imposées sur le nettoyage des traces : choix de la coupure sur le  $\chi^2$ , le nombre d’impacts minimum pour valider une trace, etc. De plus, certains choix dans l’algorithme relevant de différentes interprétations de la méthode sont différents, comme par exemple le calcul du  $\chi^2$  ou encore la mise à jour de la matrice de covariance de la mesure à chaque itération. Ce dernier point reste, à l’heure où ce manuscrit est écrit, un sujet de discussion.



(a)



(b)

FIG. 3.13 – Données deuteron-or “1D1S” du bras Nord. La figure (a) présente ces données ajustées avec l’ancien programme FORTRAN. La figure (b) présente les mêmes données ajustées avec le nouveau programme C++.



# Bibliographie

- [1] R. Kalman, “A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems” Transactions of the ASME–Journal of Basic Engineering **82**, Series D (1960) 35.
- [2] Y. Cobigo, J. Gosset, H. Pereira, “Kalman filter for track and vertex fitting in the PHENIX muon spectrometers” (PHENIX Technical Note 405, 2003).
- [3] R. Frühwirth, “Application Of Kalman Filtering To Track And Vertex Fitting” Nucl. Instrum. Meth. A **262** (1987) 444.
- [4] R. Frühwirth, P. Kubinec, W. Mitaroff and M. Regler, “Vertex Reconstruction And Track Bundling At The Lep Collider Using Robust Algorithms” Comput. Phys. Commun. **96** (1996) 189.
- [5] A. Cervera-Villanueva *et al.*, “Kalman filter tracking and vertexing in a silicon detector for neutrino physics” Nucl. Instrum. Meth. A **486** (2002) 639.
- [6] V. Innocente, M. Maire and E. Nagy, “Geane : Average Tracking And Error Propagation Package”.
- [7] R. K. Bock, H. Grote, D. Notz and M. Regler, “Data Analysis Techniques For High-Energy Physics Experiments” Cambridge Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. **11** (2000) 1.

---

## Chapitre 4

# Analyse des données expérimentales deuton-or

Les collisions deuton-or sont une ligne de base importante pour les collisions or-or, car elles permettent de mettre en évidence tous les phénomènes nucléaires sans qu'ils soient perturbés par l'effet collectif d'un milieu dense. Le choix des collisions deuton-or plutôt que proton-or est purement technique. En effet, les deux particules, le deuton et l'or, ont quasiment le même rapport  $Z$  (nombre de protons) sur  $A$  (nombre de nucléons). Cette option facilite la focalisation des faisceaux des deux anneaux dans les zones expérimentales. De plus, les effets nucléaires entre les deux nucléons du deuton sont négligeables. De cette façon nous ne sondons que les effets nucléaires qui ont lieu dans le noyau d'or. Le faisceau d'or provient du nord de la zone de collision, et celui de deuton provient du sud.

La luminosité intégrée des collisions deuton-or, sur les seize semaines de prise de données du Run III, était de l'ordre de  $\sim 1,67 \text{ nb}^{-1}$  pour le bras nord et  $\sim 1,41 \text{ nb}^{-1}$  pour le bras sud. Ce qui correspond entre 100 - 150 % des prévisions du collisionneur pour des collisions à  $\sqrt{s_{NN}} \sim 200 \text{ GeV}$  dans le centre de masse. Les deux derniers mois de la prise de données furent consacrés aux collisions proton-proton polarisés. Cette période intégra une luminosité de l'ordre de  $186 \text{ nb}^{-1}$  pour le bras nord et  $209 \text{ nb}^{-1}$  pour le bras sud.

Ce chapitre est consacré à la description des techniques d'extraction des données utilisables face aux téra-octets de données mesurées. Par la suite, une analyse des spectres de masse invariante nous permettra de remonter aux sections efficaces de production de la résonance  $J/\psi$  en fonction de différentes variables cinématiques.

Type de collisions et bras du spectromètre à muon	Hautes tensions défectueuses dans la partie trajectographie	Octants manquants	Hautes tensions défectueuses dans la partie identification
deuton-or nord	20 (11) sur 160	2 (0)	35 (25) sur 300
deuton-or sud	9 (3) sur 160	2 (0)	40 (32) sur 300
proton-proton nord	20 (11) sur 160	2 (0)	31 (25) sur 300
proton-proton sud	9 (3) sur 160	2 (0)	35 (33) sur 300

TAB. 4.1 – Sélection sur un nombre maximum de hautes tensions défectueuses dans les bras à dimuons. Les nombres entre parenthèses correspondent aux valeurs nominales [1].

## 4.1 Conditions expérimentales de la prise de données 2002-2003

Avant d’être analysées, les données brutes suivent une série de coupures. La première d’entre elles est une sélection permise par la cohérence entre les données prises en minimum de biais, détectées par le BBL1 (Beam Beam Local Level 1), et les données provenant du MuId (cf : 2.2.4).

Pour cette prise de données, le dernier plan de mesure de l’identificateur de muons fut désactivé à cause du bruit de fond important provoqué par l’effleurement du faisceau avec le tube qui l’entoure. Celui-ci était mal focalisé en début de chaque prises de données. Cet effleurement provoqua des jets de particules détectées par le dernier plan de mesure du MuId impliquant un important bruit de fond dans ce panneau. Pour les prises de données suivantes un blindage encadrant le tube du faisceau au niveau du MuId fut installé absorbant ces jets de particules parasites. Cette dernière contrainte implique que le déclenchement le plus profond (deep) se fit avec le quatrième plan du MuId. Le déclenchement le moins profond (shallow) s’effectua avec le deuxième plan de détection. Plus de détails sont donnés sur les niveaux de déclenchement dans la partie 2.2.4.

### 4.1.1 Premiers filtres sur les segments de données

Pour éviter une erreur systématique trop grande due à l’instabilité des hautes et basses tensions des chambres à trajectographie et de l’identificateur de muons, les segments de données sélectionnés doivent avoir passé le filtre dont les coupures sont résumées dans le tableau 4.1. La première partie des données deuton-or rassemblant les segments allant de 72 336 à 78 307, furent filtrés par un déclenchement 1D1S (one deep - one shallow). La seconde partie des données deuton-or fut prise avec le filtre 2D (two deep). Cette seconde période rassemble les segments allant de 78 402 à 80 312. Les données issues des collisions proton-proton furent prises en 1D1S et constituent les segments de données allant de 86 219 à 92 446.

D'autres segments de données furent éliminés de l'analyse après une étude des panneaux de contrôle en ligne ("online monitoring" en anglais) et du site où sont consignées toutes les informations portant sur chacun des segments de données<sup>1</sup>. Quelques segments de données ayant une trop forte occupation par plan, ou une grande multiplicité par station, furent éliminés de l'analyse.

La figure 4.1 présente un exemple d'un panneau de contrôle en ligne. Le cadre en haut à gauche donne l'occupation moyenne par événement. Cette vue permet de distinguer une découpe en quatre quadrants pour la station 1, et en huit octants pour les stations 2 et 3. Cela est dû aux différentes tailles de pistes des plans de cathode : les pistes les plus courtes ont une occupation plus faible. Le cadre en haut à droite présente le nombre de groupements de pistes touchés par événement et par plan pour chacune des stations. Le cadre en bas à gauche donne la distribution de charge sur un groupement de pistes. Cette distribution de charge est ajustée par une courbe de Landau. Le cadre en bas à droite représente les quatre échantillons temporels pris sur l'amplitude du signal relevé sur les cathodes. Les tableaux B.1, B.2, B.3, B.4, B.5 et B.6 de l'annexe B rassemblent tous les segments de données sélectionnés pour l'analyse.

### 4.1.2 Génération des ntuples d'analyse

L'énorme quantité de données (figure : 4.2) est stockées sous forme de PRDF (PHENIX Raw Data Format) dans un système de bandes magnétiques robotisé de grande capacité HPSS (High Performance Storage System). Puis elles sont transférées de RCF (RHIC Computing Facility) vers le site miroir français CCF (Centre de Calcul de France) via BBFTP, un protocole de transfert sécurisé pour les gros fichiers dont le débit moyen est de l'ordre de 3 Mo/s.

A partir des PRDF sont générées des DST (Data Summary Tape) qui, selon les différents filtres associés à différentes sondes, prennent la forme de nanoDST. La production de ces nanoDST fut réalisée au centre de calcul de Lyon avec les bibliothèques "pro.48" pour les collisions deuton-or, et "pro.50" pour les collisions proton-proton. Ces deux dernières bibliothèques diffèrent de la précédente bibliothèque officielle de production "pro.43" par une sélection moins stricte de la recherche des traces dans le MuID.

Le cadre d'analyse peut se décrire de la façon suivante : les traces sont sélectionnées dans l'identificateur de muons, puis sont associées à des traces provenant des chambres à trajectographie. Une fois que la reconnaissance de traces est terminée l'algorithme d'ajustement de Kalman filtre ces traces. La bibliothèque "pro.43" utilisée l'ancien code FORTRAN d'ajustement des traces par la méthode de Kalman. La production que j'ai réalisée en "pro.48 & pro.50" a utilisée le nouveau filtre de Kalman développé en C++. Après l'ajustement, un module de caractérisation

---

<sup>1</sup><http://runcontrol.phenix.bnl.gov/rclog.php>. Cette page n'est accessible qu'aux personnes ayant un compte sur RCF.

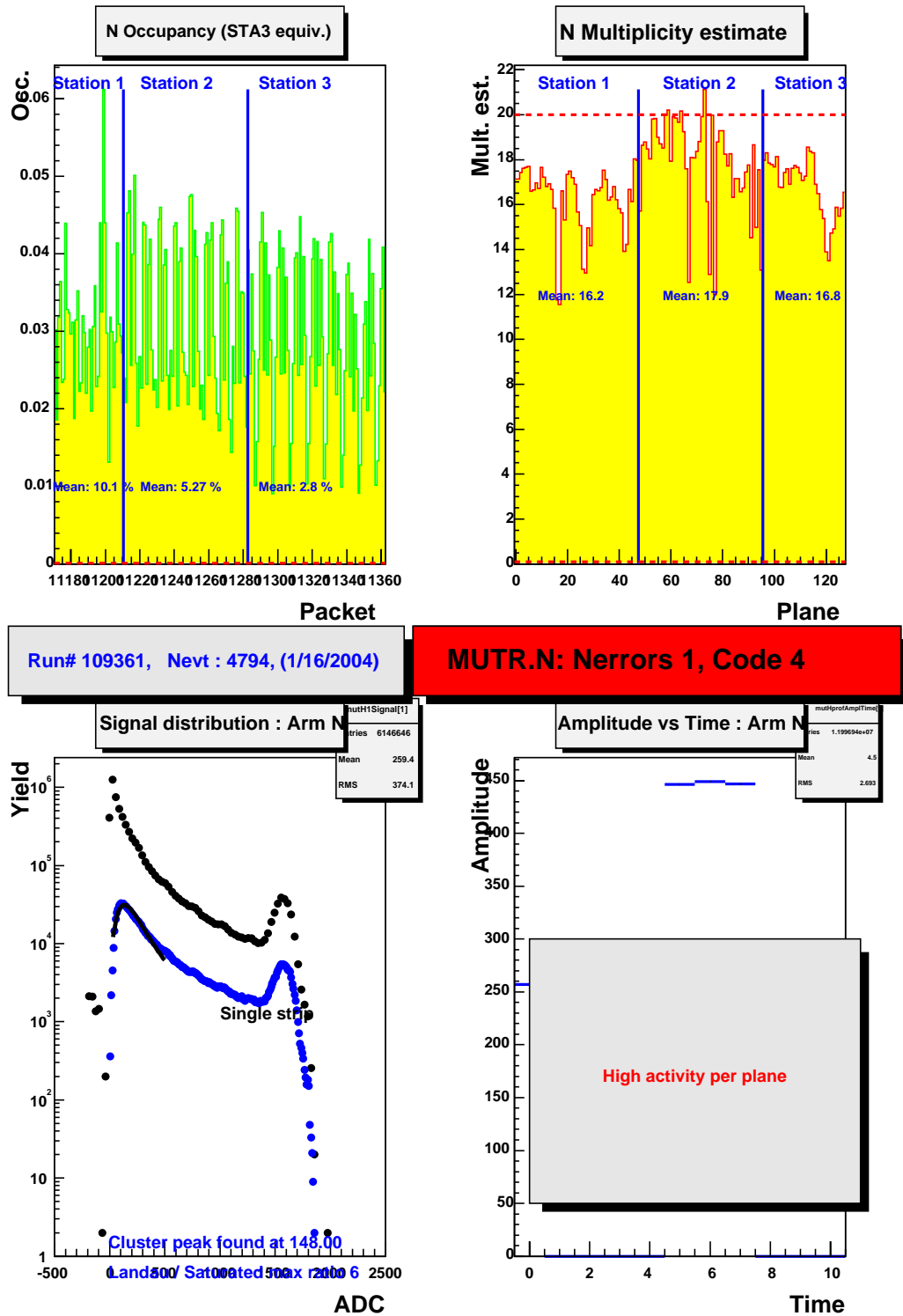


FIG. 4.1 – Panneau de contrôle en ligne du bras nord pour une pour des collisions or-or du Run IV. Le cadrant en haut à droite présente une forte multiplicité dans la station 2.

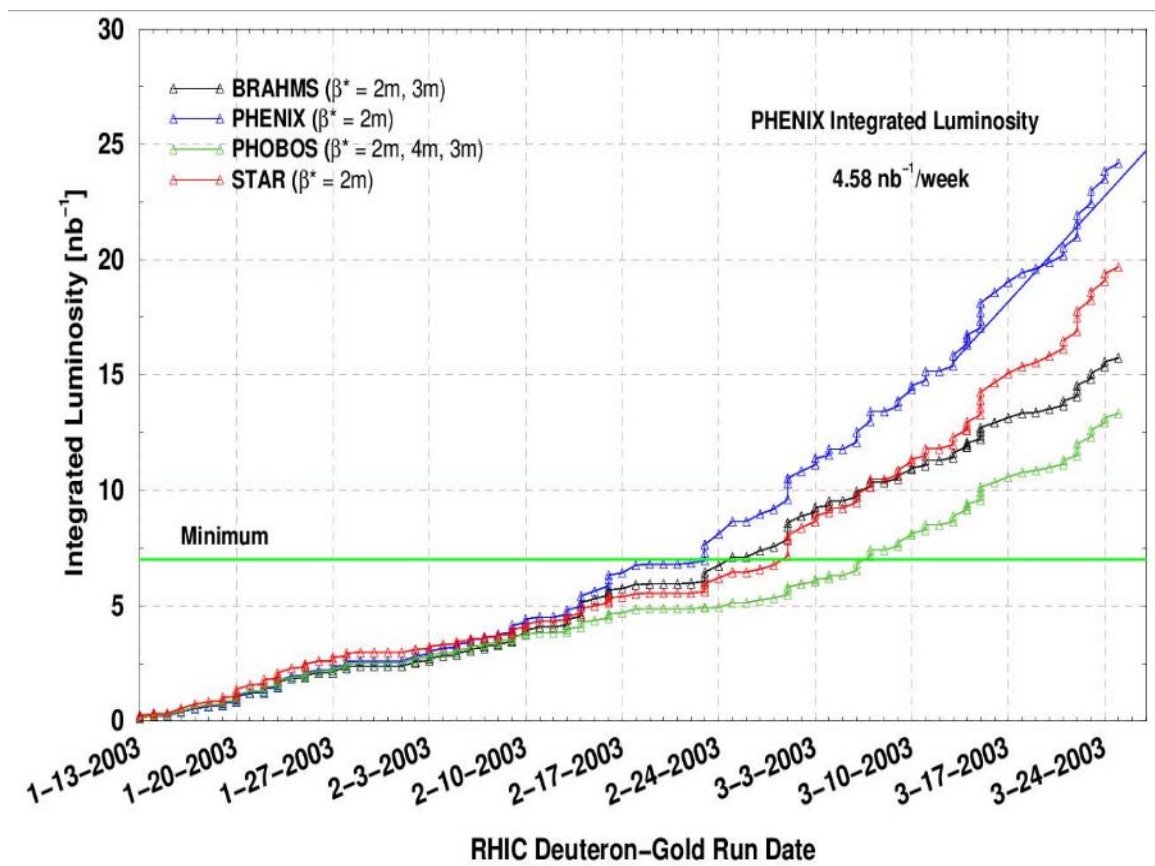


FIG. 4.2 – Luminosité intégrée du run-III pour les collisions deuteron-or.

	N 1D1S	S 1D1S	N 2D	S 2D	N p-p	S p-p
$\mu^+\mu^+$	27 057	166 321	11 407	33 994	2 934	1 338
$\mu^+\mu^-$	41 380	219 632	18 773	47 603	5 306	2 345
$\mu^-\mu^-$	16 139	85 010	8 140	18 500	1 643	814
Nombre total d'événements	2 828 831	27 318 089	960 619	2 207 731	4 069 819	1 164 244

TAB. 4.2 – Nombre de paires de particules identifiées comme des muons.

des traces dans l'identificateur exécute un algorithme pour diagnostiquer les traces fantômes.

Les nanoDST incluent les sous-systèmes suivants : BBC, ZDC, MuTr, et le MuId. La carte du champ magnétique utilisée pour cette analyse est celle qui fut modélisée en juillet 2003.

Pour la génération des picoDST j'ai utilisé le programme d'analyse du "Muon Working group" accessible sur la zone CVS de PHENIX : `offline/analysis/MWGana` [2]. Le tableau 4.2 récapitule les principaux résultats de la génération des picoDST des quatre échantillons de données pour les collisions deuton-or et les deux échantillons de données pour les collisions proton-proton. Les trois premières lignes présentent les combinaisons en paires de particules reconnues comme étant des muons. Elles sont issues de la désintégration leptonique des résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$ ; du processus Drell-Yan; de la désintégration semi-leptonique du charme ouvert. Puis, nous avons du bruit de fond combinatoire non corrélé provenant des désintégrations via la branche muonique des pions et des kaons. La dernière ligne représente le nombre total des événements reconstruits dans les picoDST.



## 4.2 Section efficace

Le but de cette section est de déterminer la section efficace de production de la résonance  $J/\psi$  dans les collisions de type  $AB$ .  $AB$  représente, soit une collision entre protons, soit une collision deuton-or. Cette section efficace s'écrit sous la forme :

$$\sigma_{J/\psi}^{tot} = \frac{1}{\mathcal{L}_{AB}} \times \frac{N_{J/\psi}}{A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi} \times B_{\mu\mu} \times \varepsilon_{J/\psi}^{BBC}} \quad (4.1)$$

$\mathcal{L}_{AB}$  est la luminosité intégrée pour une collision de type  $AB$ .  $N_{J/\psi}$  est le nombre de résonances  $J/\psi$  reconstruites dans les bras à dimuons qui ont passé les différentes coupures. Le terme  $A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi}$  représente le produit de l'acceptance du détecteur pour les résonances  $J/\psi$  étendue à  $4\pi$  par l'efficacité de reconstruction des résonances  $J/\psi$  étendue à  $4\pi$ . Le rapport d'embranchement de la résonance  $J/\psi$  en une paire de dimuons est de  $B_{\mu\mu} = (5,88 \pm 0,10) \%$ . L'efficacité de déclenchement du BBC pour le  $J/\psi$  est  $\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}$ .

Les sections suivantes seront consacrées à déterminer chacune de ces valeurs.

### 4.2.1 Luminosité intégrée $\mathcal{L}_{AB}$

La luminosité intégrée (équation 4.2) sur une période de prise de données, pour des collisions  $AB$ , est le rapport entre le nombre d'événements mesurés en minimum de biais durant cette période,  $N_{MB}$ , et la section efficace totale,  $\sigma_{AB}^{tot}$ , de ce type de collisions. Ce rapport est pondéré par l'efficacité,  $\varepsilon_{MB}^{BBC}$ , du BBC. La section efficace totale pour les collisions deuton-or est :  $\sigma_{dAu}^{tot} = 2,18 \pm 0,08$  b. Pour les collisions proton-proton  $\sigma_{pp}^{tot} = 42,2 \pm 1,9$  mb [3].

$$\mathcal{L}_{AB} = \frac{1}{\sigma_{AB}^{tot}} \times \frac{N_{MB}}{\varepsilon_{MB}^{BBC}} \quad (4.2)$$

Le tableau 4.3 présente pour chacun des échantillons de données les nombres nous permettant de déterminer la quantité d'événements en minimum de biais,  $N_{MB}$ , qui ont déclenché l'acquisition dans un domaine de vertex :  $|z_{vtx}| < 38$  cm. La colonne RC (RC : runcontrol) donne le nombre d'événements qui ont déclenché l'acquisition du Muld selon les filtres 2D ou 1D1S. La colonne MWG représente le nombre d'événements reconstruits dans la génération des picoDST. La colonne BBLL1 (BBLL1 : beam-beam local level 1) donne le nombre total d'événements ayant déclenchés l'acquisition dans un domaine de vertex :  $|z_{vtx}| < 75$  cm. La colonne suivante est le pourcentage de ces événements ayant leur vertex dans le domaine :  $|z_{vtx}| < 38$  cm. Et enfin, la dernière colonne donne le nombre d'événements en minimum de biais,  $N_{MB}$ , en appliquant la formule 4.3 par le calcul suivant :

$$N_{MB} = \text{BBLL1} \times \text{BBLL1}_{38} \times \frac{\text{MWG}}{\text{RC}} \quad (4.3)$$

---

<sup>2</sup>Particle physics booklet (july 2002)

Echantillon	RC	MWG	MWG/RC	BLL1	BLL1 <sub>38</sub>	$N_{MB}$
Nord 1D1S	3 051 636	2 828 831	92,7 %	$1,972 \cdot 10^9$	94,7 %	$1,731 \cdot 10^9$
Sud 1D1S	31 820 276	27 318 089	85,9 %	$1,876 \cdot 10^9$	94,5 %	$1,523 \cdot 10^9$
Nord 2D	1 061 717	960 619	90,5 %	$1,703 \cdot 10^9$	95,2 %	$1,466 \cdot 10^9$
Sud 2D	2 412 354	2 207 731	91,5 %	$1,336 \cdot 10^9$	96,4 %	$1,178 \cdot 10^9$
Nord pp	4 062 648	4 069 819	100,2 %	$4,109 \cdot 10^9$	98,0 %	$4,026 \cdot 10^9$
Sud pp	1 164 526	1 164 244	100 %	$4,640 \cdot 10^9$	97,7 %	$4,533 \cdot 10^9$

TAB. 4.3 – Estimation du nombre d'événements  $N_{MB}$ .

Echantillon	$\mathcal{L}_{AB}$ ( $nb^{-1}$ )
Nord 1D1S	0,903
Sud 1D1S	0.794
Nord 2D	0.764
Sud 2D	0.614
Nord pp	186
Sud pp	209

TAB. 4.4 – Estimation de la luminosité intégrée  $\mathcal{L}_{AB}$ .

L'efficacité de déclenchement du BBC pour les collisions en minimum de biais est la fraction de la section efficace inélastique détectée par le BBC. Cette efficacité a été estimée à  $\varepsilon_{MB}^{BBC} \sim 0,885 \pm 0,040$  [7] pour les collision deuton-or. Pour les données proton-proton la section efficace totale est de  $\sigma_{pp} \sim 42,2 \pm 1,9$  mb, la section efficace proton-proton mesurée par le BBC est de  $\sigma_{pp}^{BBC} \sim 21,8 \pm 0,9$  mb. De ces deux valeurs est déduite l'efficacité du BBC :  $\varepsilon_{MB}^{BBC} \sim 0,516 \pm 0,031$  [3].

En s'appuyant sur ces dernières valeurs, le tableau 4.4 rassemble la luminosité intégrée pour chacun des échantillons de données.

## 4.2.2 Analyse du spectre de masse invariante

Beaucoup de coupures furent imposées aux spectres de masse invariante dans le but d'abaisser le nombre de traces fantômes et améliorer le rapport signal sur bruit tout en atténuant le niveau du bruit de fond :

- la position du vertex doit s'écarter de  $z = 0$  au plus de 38 cm :  $|z_{BBC}| < 38$  cm.
- Le  $\chi^2$  par degré de liberté de chaque traces doit être inférieur à 20.
- Pour le bras nord les deux traces doivent avoir une impulsion longitudinale positive. Pour le bras sud, elles doivent être négatives.
- L'acceptance en rapidité est comprise entre -2,2 et -1,2 pour le bras sud, puis +1,2 et +2,4 pour le bras nord.
- La différence entre la position du vertex reconstruite à laide des deux traces et la position du vertex donnée par le BBC doit être inférieure à 25 cm.
- Les traces de chacun des muons de la paire de muons doivent être repérées dans deux quadrants différents au niveau de l'identificateur de muons.

Après identification des  $N_\mu$  muons le spectre de masse invariante en dimuons (figures 4.3) est construit en combinant  $N_\mu \times (N_\mu - 1) / 2$  muons. Sur la figure 4.3 du haut les losanges et les triangles représentent respectivement les paires de muons  $(\mu_i^+, \mu_j^+)$  que l'on désignera par la distribution  $N^{++}$  et  $(\mu_i^-, \mu_j^-)$  que l'on désignera par la distribution  $N^{--}$ , dans les deux cas :  $i \neq j$ . Les carrés représentent les paires de muons de signes opposés :  $N^{+-}$ . Le spectre du bas, sur la figure 4.3, présente une méthode d'ajustement, avec soustraction du bruit de fond, étudiée sur l'échantillon "2D + 1D1S" des collisions deuton-or du bras nord, en considérant le tout venant sans faire de sélection ni en impulsion transverse ni en rapidité.

### Extraction du signal

Différentes méthodes d'ajustement furent utilisées pour la détermination du nombre de  $J/\psi$  et de  $\psi'$  produits dans les collisions deuton-or et proton-proton. Toutes ces méthodes d'ajustement se basent sur une fonction  $f_{tot}$  qui est une superposition d'une fonction de bruit de fond,  $f_{bf}$ , et de deux gaussiennes sur un intervalle  $(3,096 \pm 1)$  GeV/ $c^2$ . La première gaussienne,  $g_{1S}$ , caractérise la résonance  $J/\psi$  dont l'intervalle d'ajustement couvre le spectre de masse invariante entre 2,62 GeV/ $c^2$  et 3,58 GeV/ $c^2$ . La seconde gaussienne,  $g_{2S}$ , est destinée à dénombrer les  $\psi'$ , son l'intervalle d'ajustement est compris entre 3,33 GeV/ $c^2$  et 4,05 GeV/ $c^2$ . La faible statistique dont nous disposons en  $\psi'$  nous a amenée à imposer une contrainte supplémentaire sur la seconde gaussienne  $g_{2S}$ . En effet, nous avons supposé que la réponse du détecteur est la même pour les résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$ . Dans ces conditions, le décalage entre la masse reconstruite du  $J/\psi$  est celle du  $\psi'$  est celui donné par le "particle data group". De la même façon, nous avons imposé la résolution, déterminée pour le  $J/\psi$ , à celle du  $\psi'$ .

Ces méthodes d'ajustement s'appliquent sur deux catégories de spectre de masse invariante. La première catégorie est un ajustement du spectre composé par les dimuons de signe opposés sans soustraction du bruit de fond combinatoire (figure 4.4.a). Dans ce cas, la fonction  $f_{bf}$  ajuste une superposition du bruit de fond combinatoire et physique. La seconde catégorie est un spectre de masse invariante avec une suppression du bruit de fond combinatoire,  $f_{bfc}$ , par la méthode de la soustraction des paires de même signe [4] (figure 4.4.b). L'hypothèse de base de cette méthode est que des muons provenant d'une paire de même signe ne peuvent pas être issus de la désintégration d'une résonance physique. Ces paires sont issues d'une coïncidence temporelle. L'évaluation de ce bruit de fond combinatoire est :

$$N_{bfc}^{+-} = 2 \times R \times \sqrt{N^{++}N^{--}}$$

Où  $R$  est le facteur correctif prenant en compte des effets de corrélation de charges, les éventuelles asymétries d'acceptance et de déclenchement liées aux particules chargées. Le signal provoqué par les paires de signes opposés est donné par la formule :

$$Signal = N^{+-} - N_{bfc}^{+-}$$

Pour le moment, la distribution "Signal" est une superposition des résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$ , puis du bruit de fond physique des muons corrélés issus de désintégrations

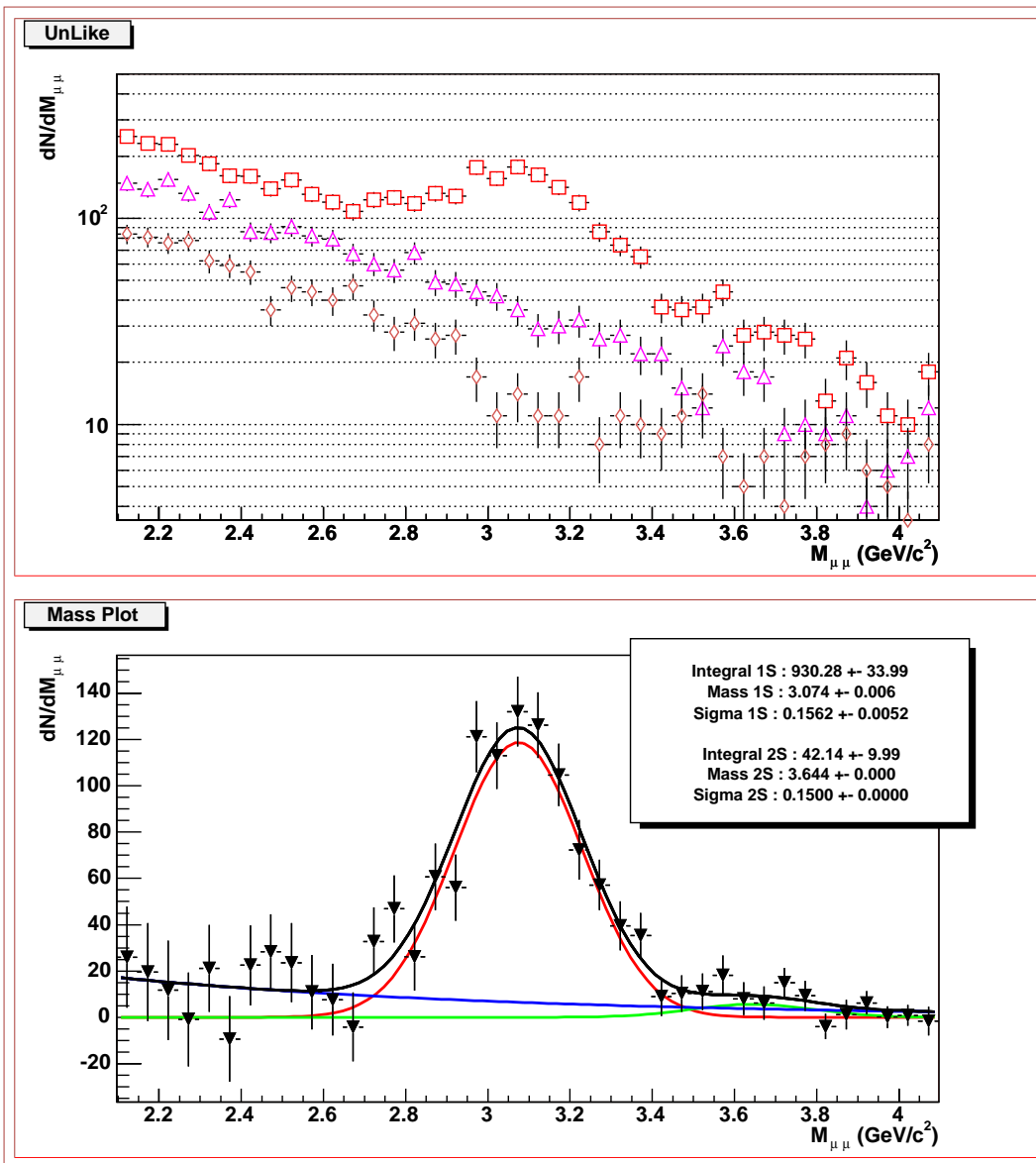


FIG. 4.3 – Spectre de masse invariante en dimuons. Le spectre du haut représente la superposition des contributions  $N^{++}$  (losanges),  $N^{--}$  (triangles),  $N^{+-}$  (carrés). Le spectre du bas est un ajustement après soustraction du bruit de fond (la méthode sera décrite dans le paragraphe suivant).

semi-leptoniques du charme ouvert ou éventuellement du processus Drell-Yan. Dans les collisions suffisamment centrales la multiplicité de charge est importante. Dans ces conditions, l'asymétrie entre les charges positives et négatives tend à disparaître. Le même constat est observé dans le cas où le faisceau est suffisamment intense, au RHIC :  $R = 1,00 \pm 0,02$  [4].

Les faibles statistiques dans les queues de distributions provoquaient un biais dans l'estimation de la distribution  $N_{bfc}^{+-}$ . En effet, si l'une ou l'autre des distributions de paires de même signe était nulle dans un intervalle donné, l'évaluation du bruit de fond combinatoire serait nulle dans cet intervalle. Ce biais dans la méthode a mené à un raffinement consistant à ajuster les distributions  $N^{++}$  et  $N^{--}$  avant de les soustraire aux paires de signes opposés. Deux fonctions d'ajustement furent proposées, la première étant une exponentielle décroissante avec un polynôme du premier degré en argument. La seconde fonction est une exponentielle décroissante avec un polynôme du deuxième degré en argument. Cette dernière méthode de soustraction de bruit de fond combinatoire (figure 4.4.c) souffre de deux problèmes. Le premier est qu'à ce stade de développement la propagation des erreurs est encore mal comprise. Le second problème est qu'elle manque de stabilité selon l'échantillon des données étudié.

### Méthodes d'ajustement du spectre de masse invariante

Chacune des catégories de spectre de masse invariante a été ajustée à l'aide de trois classes de fonction de bruit de fond sur l'intervalle  $(3,096 \pm 1,000)$  GeV/ $c^2$  :  $A_n$ ,  $B_{nm}$ , et  $C_n$ .

- $A_n$  : développement en exponentielle avec un polynôme en argument.

$$f_{bf} = A \exp\left(-\sum_{i=1}^n a_i x^i\right) \text{ avec } n = 1, 2, 3$$

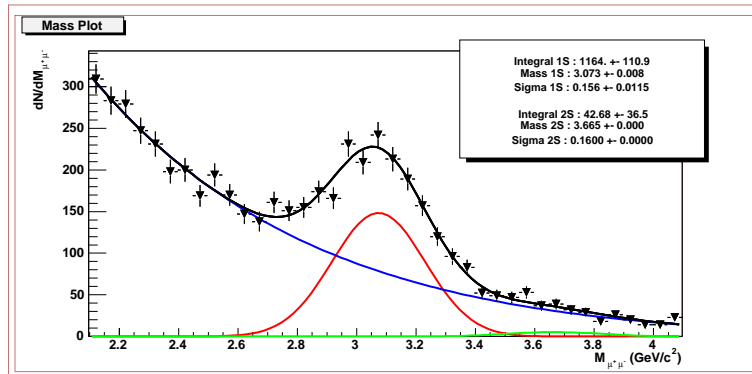
- $B_{nm}$  : combinaison d'un polynôme avec une exponentielle ayant un polynôme en argument.

$$f_{bf} = \sum_{i=0}^n a_i x^i \exp\left(-\sum_{i=0}^m b_i x^i\right) \text{ avec } n = 1, 2, 3, 4 \text{ et } m = 1, 2.$$

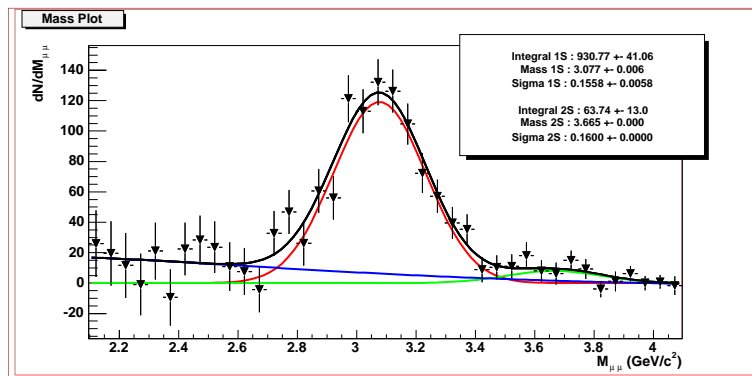
- $C_n$  : développement en polynômes de Laguerre  $L_i$ .

$$f_{bf} = \sum_{i=0}^n a_i L_i \exp(-x) \text{ avec } n = 0, 1, 2, \dots, 7.$$

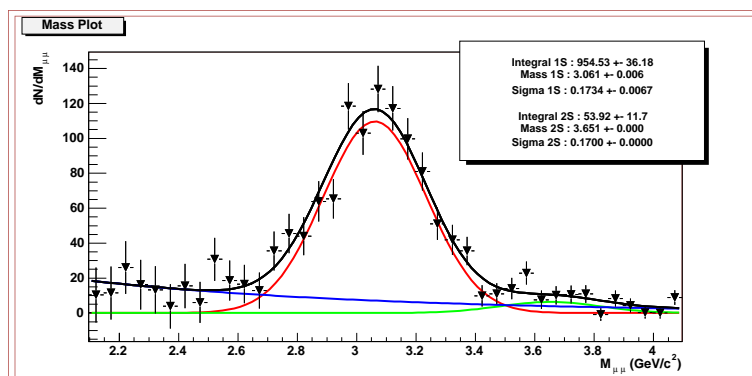
Après un ajustement local pour chacune des gaussiennes,  $g_{1S}$  et  $g_{2S}$ , puis pour la fonction de bruit de fond,  $f_{bf}$ , les paramètres résultant des ajustements par maximum de vraisemblance avec les fonctions proposées sont transmis à la fonction  $f_{tot} = f_{bf} + g_{1S} + g_{2S}$ . Dès lors, un second ajustement par la méthode de maximum de vraisemblance avec la fonction  $f_{tot}$  est appliqué sur tout l'intervalle  $(3,096 \pm 1)$  GeV/ $c^2$ . Les tableaux 4.5 et 4.6 récapitulent le nombre de  $J/\psi$  mesuré en appliquant les méthodes d'ajustement les plus performantes avec ou sans soustraction du bruit de fond.



(a)



(b)



(c)

FIG. 4.4 – Ajustement du spectre de masse invariante. (a) Sans soustraction de bruit de fond. (b) Soustraction de bruit de fond. (c) Soustraction du bruit de fond avec ajustement des spectres composés de paires de même signe.

Echantillon	$A_1$	$B_{11}$	$C_1$	$C_2$
Nord 1D1S	$565 \pm 62$	$565 \pm 26$	$492 \pm 47$	$557 \pm 87$
Sud 1D1S	$665 \pm 158$	$660 \pm 158$	$649 \pm 150$	$660 \pm 157$
Nord 2D	$336 \pm 58$	$296 \pm 42$	$331 \pm 52$	$299 \pm 45$
Sud 2D	$266 \pm 57$	$261 \pm 59$	$199 \pm 37$	$271 \pm 69$
Nord pp	$310 \pm 38$	$311 \pm 32$	$297 \pm 30$	$323 \pm 46$
Sud pp	$156 \pm 29$	$156 \pm 26$	$153 \pm 21$	$156 \pm 27$

TAB. 4.5 – Nombre de  $J/\psi$  mesurés sans soustraction de bruit de fond.

Echantillon	$A_1$	$B_{11}$	$C_0$	$C_1$
Nord 1D1S	$603 \pm 26$	–	$534 \pm 27$	$551 \pm 19$
Sud 1D1S	$841 \pm 37$	$841 \pm 35$	$669 \pm 32$	$856 \pm 30$
Nord 2D	$378 \pm 21$	$378 \pm 22$	$386 \pm 21$	$381 \pm 22$
Sud 2D	–	–	$277 \pm 28$	$308 \pm 16$
Nord pp	$321 \pm 30$	$321 \pm 25$	$306 \pm 21$	$337 \pm 20$
Sud pp	$165 \pm 16$	$162 \pm 18$	$173 \pm 15$	$162 \pm 18$

TAB. 4.6 – Nombre de  $J/\psi$  mesurés avec soustraction de bruit de fond combinatoire. Le symbole "–" représente un ajustement n'ayant pas convergé.

### Sélection de la méthode d'ajustement

Pour l'analyse des données, mon choix s'était initialement porté sur l'ajustement du spectre en masse sans soustraction du bruit de fond avec une combinaison de deux gaussiennes et d'un polynôme de Laguerre du deuxième ordre. Car cette méthode souffrait, à mon sens, d'un faible biais dû aux différentes manipulations du spectre de masse invariante. En revanche, le fait de ne considérer que le spectre  $N^{+-}$  nous prive d'une contribution importante des traces physiques. Il en résulte que pour l'étude des facteurs de modification nucléaire les barres d'erreurs étaient trop importantes pour pouvoir discerner un modèle théorique de l'unité. Pour cette raison, j'ai finalement opté pour une soustraction de bruit de fond classique, sans ajustement des distributions  $N^{++}$  et  $N^{--}$ , avec un ajustement du bruit de fond physique par un polynôme de Laguerre du première ordre. Car celle-ci ne diffère pas trop de la méthode utilisée pour l'analyse en "pro.43". De plus, elle a systématiquement convergé pour tous les échantillons de mesure. Dans la suite de l'analyse je nommerai cette méthode :  $\text{sbf} - C_1$ .

Le tableau 4.7 expose les  $\chi^2$  par degré de liberté et le probabilité de vraisemblance de l'ajustement entre la méthode  $C_1$  et la méthode  $A_1$  avec soustraction de bruit de fond. Ces deux méthodes sont appliquées sur les six échantillons de données en minimum de biais. On peut constater que les résultats sont globalement les mêmes entre la méthode  $\text{sbf} - C_1$  et la méthode  $A_1$ .

Soustraction de bruit de fond	$A_1$				$C_1$			
	sans		avec		sans		avec	
	P (%)	$\chi^2$ /ddl	P (%)	$\chi^2$ /ddl	P (%)	$\chi^2$ /ddl	P (%)	$\chi^2$ /ddl
Nord 1D1S	47	0,97	77	0,74	46	0,98	85	0,82
Sud 1D1S	36	1,04	48	0,95	20	1,18	45	0,98
Nord 2D	58	0,59	82	0,78	97	0,60	99	0,52
Sud 2D	84	0,73	—	—	75	0,80	19	1,17
Nord pp	62	0,87	49	0,95	60	0,88	58	1,09
Sud pp	31	1,07	64	0,88	31	1,07	70	1,03

TAB. 4.7 – Probabilité et  $\chi^2$ /ddl résultants de l’ajustement pour les méthodes  $A_1$  et  $C_2$ , avec et sans soustraction de bruit de fond. P représente la probabilité de vraisemblance de la méthode d’ajustement. Le symbole — représente un ajustement n’ayant pas convergé.

### 4.2.3 Estimation du facteur $A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi}$

Un code Monte Carlo est nécessaire pour l’évaluation de  $A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi}$ . Où  $A$  représente l’acceptance du détecteur extrapolée à  $4\pi$  pour les  $J/\psi$ . Et  $\varepsilon_{J/\psi}^{4\pi}$  est l’efficacité de reconstruction pour les  $J/\psi$ , avec un vertex compris entre  $\pm 38$  cm. Le code de reconstruction est le même pour les données simulées et pour les vraies données.

Les données rassemblées dans l’annexe C permettent de déterminer ce facteur de la façon suivante :

$$A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi} = \varepsilon_{1D1S \text{ (ou } 2D)} \times \varepsilon_{tce}$$

Le premier terme du produit,  $\varepsilon_{1D1S \text{ (ou } 2D)}$ , est défini dans l’annexe C. Quant au dernier terme,  $\varepsilon_{tce}$ , il représente l’efficacité des circuits de déclenchement. La relation suivante permet de déterminer cette grandeur :

$$\varepsilon_{tce} = \frac{N_{S \cap H}}{N_S} \quad (4.4)$$

Où  $N_{S \cap H}$  est le nombre d’événements ayant, à la fois, déclenché le déclencheur physique et le déclencheur émulé par logiciel dans les mêmes conditions de filtre (1D1S ou 2D). Et  $N_S$  représente le nombre d’événements ayant simplement déclenché le déclencheur émulé. L’efficacité des circuits de déclenchement est estimée être, pour les collisions deuton-or, de 93 % pour le bras nord et 99 % pour le bras sud. Pour les collisions proton-proton, elle est estimée à 95 % pour le bras nord et 99 % pour le bras sud.

### 4.2.4 Efficacité du déclenchement BBC

L’efficacité du BBC est fortement corrélée à la multiplicité des événements. Dans des collisions engendrant une faible multiplicité le BBC n’est efficace qu’à 50 % en inclusif. En revanche, dans les collisions de plus haute multiplicité, l’efficacité atteint 75 % en inclusif. Ces deux cas de figure doivent être pris en compte selon que la collision soit plus ou moins centrale. Un calcul de probabilité a été proposé pour les



détecteurs du bras central dans le but de qualifier le biais,  $\langle \kappa \rangle_f$ , sur l'évaluation de l'efficacité en fonction de la centralité,  $f$ , dans les collisions deuton-or à  $\sqrt{s_{NN}} \sim 200$  GeV. Soit  $N_{\pi,f}^{BBC}$  le nombre de  $\pi^0$  d'impulsion transverse supérieure à 1,5 GeV/c détectés dans le bras central et appartenant à la tranche de centralité  $f$ . Pour les événements auxquels appartient ce type de pions, la probabilité pour que le BBC déclenche l'acquisition est  $p_\pi = 0,75$ . Pour le tout venant,  $N_{I,f}^{BBC}$ , la probabilité pour que le BBC déclenche l'acquisition est de  $p_I = 0,5$ . Dans le cas d'une collision nucléon-nucléon inélastique  $\kappa$  se détermine directement de la façon suivante :

$$\frac{N_\pi}{N_I} \Big|_f = \frac{N_{\pi,f}^{BBC}}{p_\pi} \times \frac{p_I}{N_{I,f}^{BBC}} = \kappa \frac{N_{\pi,f}^{BBC}}{N_{I,f}^{BBC}}$$

Si nous extrapolons ce résultat sur  $n$  collisions binaires, en gardant comme hypothèse que nous détectons un pion de grande impulsion transverse, les probabilités s'écrivent de la façon suivante :

$$\begin{aligned} p_{\pi,n} &= 1 - (1 - p_\pi)(1 - p_I)^{n-1} \\ p_{I,n} &= 1 - (1 - p_I)^n \end{aligned}$$

Dans ces conditions le biais s'écrit :

$$\kappa_n = \frac{1 - (1 - p_I)^n}{1 - (1 - p_\pi)(1 - p_I)^{n-1}}$$

Pour un ensemble de collisions deuton-or, où le nombre  $n$  de collisions se distribue selon la fonction  $P_f$  (ces fonctions de distribution sont tabulées dans la note [6]), le facteur de biais moyen se définit de la façon suivante :

$$\varepsilon_{\pi,f}^{BBC} = \langle \kappa \rangle_f = \frac{\sum_{n=1}^{n_{max}} \kappa_n P_f(n)}{\sum_{n=1}^{n_{max}} P_f(n)}$$

Le tableau 4.8 réunit les facteurs de correction sur quatre domaines de centralité différents. Le MuId étant considéré comme un déclencheur de particules de grande impulsion transverse, chaque mesure de résonance  $J/\psi$  doit être affectée de cette correction selon le domaine en centralité dans lequel elle est mesurée.

Pour le Run II, une simulation Monte Carlo a permis de déterminer l'efficacité du BBC pour les  $J/\psi$  :  $\varepsilon_{J/\psi}^{BBC} \sim 0,74 \pm 0,01$  pour les données proton-proton [5]. Une erreur systématique de 5 % a été évaluée en testant différentes fonctions de distribution de partons. Pour les données deuton-or, cette grandeur a été estimée à  $\varepsilon_{J/\psi}^{BBC} \sim 0,92 \pm 0,??$  [6,7]. Nous en déduisons que la correction en minimum de biais des données est égale à :

$$\frac{\varepsilon_{MB}^{BBC}}{\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}} = \frac{0,88}{0,92} \sim 0,96$$

Elle est équivalente à l'estimation de  $\langle \kappa \rangle_f$  sur tous les domaines en centralité :

Domaine de centralité : $f$	$\langle \kappa \rangle$
0-20 %	$1,000 \pm 0,001$
20-40 %	$0,995 \pm 0,003$
40-60 %	$0,974 \pm 0,010$
60-88 %	$0,885 \pm 0,040$

TAB. 4.8 – Facteur de correction  $f_{bias}$  de l’efficacité du BBC pour différents domaines de centralité [7].

Erreur systématique	Nord dAu	Sud dAu	Nord pp	Sud pp	Nord rapport	Sud rapport
Point-à-point	+12,9 %	+11,4 %	+6,9 %	+8,7 %	+5,9 %	+6,4 %
	-13,0 %	-11,5 %	-7,0 %	-8,8 %	-5,9 %	-6,4 %
Bras-à-bras	+13,0 %	+9,8 %	+13,0 %	+9,8 %	+8,7 %	+8,7 %
	-11,1 %	-9,9 %	-11,1 %	-9,9 %	-10,1 %	-10,1 %
Global	+5,8 %	+5,8 %	+5,8 %	+5,8 %	+0,0 %	+0,0 %
	-5,8 %	-5,8 %	-5,8 %	-5,8 %	-0,0 %	-0,0 %
Somme	+19,2 %	+19,2 %	+15,8 %	+14,3 %	+10,5 %	+8,9 %
	-18,1 %	-18,1 %	-14,4 %	-14,5 %	-11,7 %	-10,3 %

TAB. 4.9 – Résumé de toutes les erreurs systématiques.

$$\frac{\langle \kappa \rangle|_{f=0-88\%}}{0,880} = \frac{(0,2 \times 1 + 0,2 \times 0,995 + 0,2 \times 0,974 + 0,28 \times 0,885)}{0,880} = \frac{0,842}{0,880} \sim 0,957$$

Pour l’étude en centralité la fraction  $\frac{\varepsilon_{MB}^{BBC}}{\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}}$  sera remplacée par le facteur  $\frac{\langle \kappa \rangle|_f}{f}$  correspondant au biais que nous avons sur la mesure de la résonance  $J/\psi$  pour chacune des tranches de centralité  $f$ .

#### 4.2.5 Erreurs systématiques

Toutes les erreurs systématiques sont résumées dans le tableau 4.9, j’ai supposé que les erreurs systématiques de l’analyse en “pro.48 & pro.50” étaient les mêmes que celles déterminées dans l’analyse “pro.43” [1]. Les quatre premières colonnes représentent les erreurs systématiques sur les différents types d’échantillons étudiés. Les deux dernières colonnes représentent l’erreur systématique sur le rapport des collisions deuton-or sur proton-proton pour les bras nord et sud. La ligne “Point-à-point” représente les erreurs systématiques attribuées à chacun des points de façon indépendante. La ligne “Bras-à-bras” est l’erreur attribuée à tous les points d’un bras. La ligne “Global” regroupe toutes les autres erreurs, telle l’erreur sur la distribution en rapidité des particules. Enfin la dernière ligne est la somme quadratique des trois autres.

## 4.3 Résultats sur les calculs de section efficace différentielle de production

A haute énergie le processus dominant dans une interaction semble être la fusion de gluons, la distribution en rapidité de la section efficace de production d'une résonance  $J/\psi$  sera sensible à la distribution de gluons des nucléons,  $f_g(x_B, Q^2)$ , où  $x_B$  représente la fraction de l'impulsion totale du nucléon portée par un parton (variable de Bjorken), et  $Q$  est le facteur d'échelle de l'interaction partonique. Dans le cas qui nous intéresse  $Q \sim m_c$ ,  $m_c$  étant la masse du quark charmé.

Cette section sera consacrée à l'analyse des sections efficaces différentielles de production en fonction de deux variables cinématiques invariants par une transformation de Lorentz. La première variable est la rapidité  $y$ , la seconde est l'impulsion transverse  $p_t$ .

La rapidité  $y$  est fréquemment utilisée pour les expériences à haute énergie :  $y \equiv \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$ .  $E$  représente l'énergie de la particule considérée et  $p_z$  son impulsion longitudinale. Elle permet de remonter directement aux variables de Bjorken :

$$x_1 = \frac{M}{\sqrt{s_{NN}}} e^{+y} \quad \text{et} \quad x_2 = \frac{M}{\sqrt{s_{NN}}} e^{-y}$$

Où  $M^2 = x_1 x_2 s_{NN} \sim m_{J/\psi}^2$ . Dans la configuration expérimentale des collisions deuton-or, de PHENIX,  $x_1$  est la variable de Bjorken pour un parton issu du deuton, et  $x_2$  celle d'un parton issu de l'or. Nous utiliserons aussi la variable de Feynman :

$$x_f \equiv \frac{p_z}{p_{z,max}} = x_1 - x_2$$

Trois domaines en rapidité couvrent le bras sud et les trois autres couvrent le bras nord. Pour le bras sud, le premier domaine couvre l'acceptance complète :  $-2, 2 < y < -1, 2$ . Le second domaine couvre la rapidité comprise dans l'intervalle :  $-2, 2 < y < -1, 7$ , puis le dernier couvre  $-1, 7 < y < -1, 2$ . Le bras nord ayant une acceptance légèrement plus grande, les trois domaines se partagent de façon quasi-symétrique au bras sud :  $1, 2 < y < 2, 4$  pour la couverture complète du bras nord ;  $1, 2 < y < 1, 8$  pour le second domaine ;  $1, 8 < y < 2, 4$  pour le dernier domaine. Nous pouvons remonter à la couverture angulaire des bras à dimuons en utilisant la pseudo-rapidité :

$$y \sim \eta \equiv -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]$$

L'étude en impulsion transverse du  $J/\psi$  couvrira le domaine de 0 à 5 GeV/c. Il sera découpé en cinq régions :  $0 < p_t < 1$  ;  $1 < p_t < 2$  ;  $2 < p_t < 3$  ;  $3 < p_t < 4$  ;  $4 < p_t < 5$ .

### 4.3.1 Sélections en rapidité et en impulsion transverse

Les résultats qui seront présentés proviennent de deux études parallèles des mêmes données avec un mode de sélection des traces dans le MuId différent. La première étude a utilisé la bibliothèque "pro.43" pour les collisions deuton-or et

---

proton-proton [1]. Pour la seconde étude j'ai utilisé la bibliothèque "pro.50" pour les collisions proton-proton, et "pro.48" pour les collisions deuton-or. Ces deux bibliothèques diffèrent de la première par une sélection moins sévère des traces au niveau de l'identificateur. En effet, la sélection 1D1S se faisait avec le troisième plan du MuId pour la coupure la moins profonde en pro.43, alors que cette coupure se fait avec le deuxième plan du MuId en pro.48 et pro.50. Une autre différence dans l'analyse de ces données provient de la méthode pour déterminer le nombre de  $J/\psi$  du spectre de masse invariante. Dans la première analyse le nombre de  $J/\psi$  est déterminé à l'aide de la méthode d'élimination du bruit de fond combinatoire par la soustraction des paires de même signe et un ajustement du bruit de fond physique par une fonction exponentielle décroissante (méthode  $\text{sbf}-A_1$ ). Alors que mon analyse est réalisée avec la même suppression du bruit de fond combinatoire. En revanche, l'ajustement du bruit de fond fut réalisée avec les polynômes de Laguerre (méthode  $\text{sbf}-C_1$ ).

Pour estimer ces sections efficaces de production nous devons appliquer la formule 4.1, ce qui revient à calculer le rapport :

$$B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi} = \frac{1}{\mathcal{L}} \times \frac{\text{Nombre de } J/\psi}{A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi} \times \varepsilon_{J/\psi}^{BBC}} \quad (4.5)$$

L'erreur sur cette grandeur est évaluée de la façon suivante :

$$\varepsilon_{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}} = \frac{1}{\mathcal{L}} \times \frac{\sigma_{\text{Nombre de } J/\psi}}{A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi} \times \varepsilon_{J/\psi}^{BBC}} \quad (4.6)$$

Toutes les valeurs permettant de calculer les sections efficaces de production filtrées en 1D1S et en 2D sont listées dans le tableau C.3, pour les six tranches en rapidité, et dans le tableau C.5, pour les cinq tranches en impulsion transverse. Pour les collisions proton-proton elles sont regroupées dans les tableaux C.4 et C.6, respectivement pour la rapidité et l'impulsion transverse.

Les valeurs des sections efficaces de production sont déterminées sur trois périodes de prises de données distinctes : deuton-or 1D1S, deuton-or 2D et proton-proton. Pour les collisions deuton-or la section efficace totale de production pour un bras de détection sera la moyenne pondérée des sections efficaces partielles de production couvrant les périodes 1D1S et 2D. Pour éviter toute confusion entre le symbole de l'erreur statistique et celui de la section efficace, je nommerai  $\varepsilon_x$  l'erreur statistique pour une variable  $x$ . La moyenne pondérée des sections efficaces se fait par une de minimisation de  $\chi^2$  :

$$\chi_{\hat{x}}^2 = \left( \frac{x_1 - \hat{x}}{\varepsilon_{x_1}} \right)^2 + \left( \frac{x_2 - \hat{x}}{\varepsilon_{x_2}} \right)^2$$

Ce qui nous donne après minimisation :

$$\hat{x} = \frac{x_1 \varepsilon_{x_2}^2 + x_2 \varepsilon_{x_1}^2}{\varepsilon_{x_1}^2 + \varepsilon_{x_2}^2} \quad (4.7)$$

Le calcul des erreurs statistiques est donné par la formule :

$$\varepsilon_{f(x_1, x_2)} = \sqrt{\left(\frac{\partial f(x_1, x_2)}{\partial x_1}\right)^2 \varepsilon_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial f(x_1, x_2)}{\partial x_2}\right)^2 \varepsilon_{x_2}^2} \quad (4.8)$$

Dans notre cas  $f(x_1, x_2) = \hat{x}$ , ce qui donne :

$$\varepsilon_{\hat{x}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{x_1}^2 \cdot \varepsilon_{x_2}^2}{\varepsilon_{x_1}^2 + \varepsilon_{x_2}^2}} \quad (4.9)$$

### Etude en rapidité

Le tableau 4.10 regroupe les résultats des calculs des sections efficaces différentielles de production dans les collisions deuton-or et proton-proton sur les six domaines en rapidité. Ces résultats sont reproduits sur la figure 4.5. Pour chacune d'elles le carré représente la section efficace de production mesurée dans le bras central via la désintégration leptonique du  $J/\psi$  en électrons, les ronds sont le résultat de l'analyse avec la bibliothèque "pro.43", puis les étoiles est le résultat de l'analyse en "pro.48 & pro.50". La dissymétrie de la production de  $J/\psi$  sur la figure 4.5.a exprime l'asymétrie de la collision. En effet, les particules mesurées dans le bras sud (rapidités négatives) sont produites puis entraînées dans le noyau d'or. Sur la figure 4.5.b nous avons superposé la courbe d'ajustement de PYTHIA avec la paramétrisation GRV94 HO (Gluck Reya Vogt) dans le cas des collisions proton-proton. Celle-ci nous donne la section efficace de production de  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton [1] :

$$B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi} = 159 \text{ nb} \pm 8,5\% \pm 12,3\%$$

Les 8,5 % est une erreur sur l'ajustement, et 12,3 % représente l'erreur sur la normalisation de chacun des points.

Une première observation nous permet de constater que les données exploitées avec la bibliothèque "pro.43" ont un comportement globalement identique à leur étude avec les bibliothèques "pro.48 & pro.50". Nous pouvons constater que l'extrapolation de la section efficace de production en collision proton-proton, des données exploitées avec les bibliothèques "pro.48 & pro.50", semble être légèrement sous évaluée. La section efficace donnée par PYTHIA devra être normalisée à nouveau pour coller à l'analyse faite avec les bibliothèques "pro.48 & pro.50". Une seconde observation montre que la mesure de  $J/\psi$  en proton-proton est dissymétrique pour les rapidités extrêmes ( $|y| \sim 2$ ). Cette dernière observation mènera à deux études parallèles dans la section 5.2. La première considèrera la mesure des sections efficaces de production de  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton comme symétrique pour les deux bras, puis la seconde tiendra compte des sections efficaces respectives de chacun des bras.

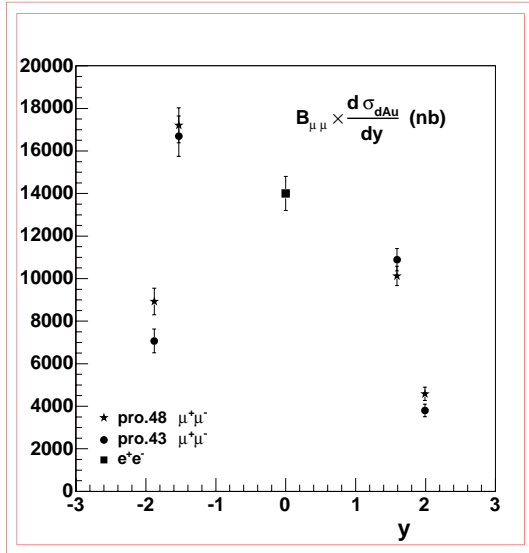
### Etude en impulsion transverse

Le tableau 4.11 donne les sections efficaces différentielles de production sur les cinq domaines d'impulsion transverse sur l'acceptance totale en rapidité de chacun

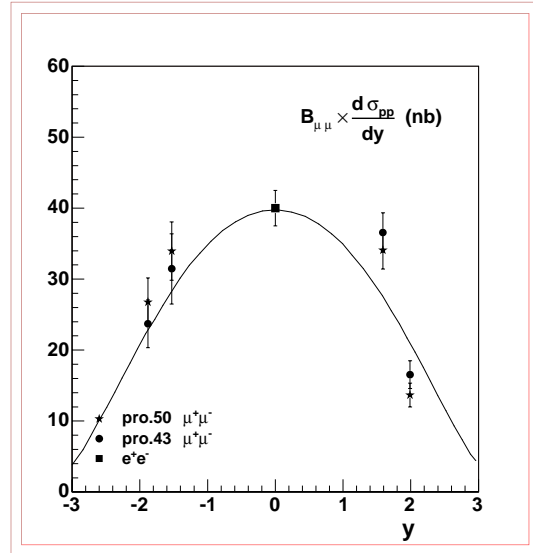
Rapidity $y$	$B_{\mu\mu} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy}$ (nb)
d-Au 1D1S	
1,76	$6\,582 \pm 331$
1,59	$9\,125 \pm 546$
1,99	$4\,290 \pm 392$
-1,71	$13\,227 \pm 641$
-1,88	$9\,850 \pm 758$
-1,53	$15\,923 \pm 922$
d-Au 2D	$B_{\mu\mu} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy}$
1,76	$7\,332 \pm 272$
1,59	$10\,126 \pm 454$
1,99	$4\,588 \pm 316$
-1,71	$13\,451 \pm 367$
-1,88	$8\,923 \pm 624$
-1,53	$17\,205 \pm 824$

Rapidity $y$	$B_{\mu\mu} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy}$ (nb)
p-p	
1,76	$23 \pm 2$
1,59	$34 \pm 3$
1,99	$17 \pm 2$
-1,71	$30 \pm 3$
-1,88	$27 \pm 3$
-1,53	$34 \pm 4$

TAB. 4.10 – Calcul de la section efficace différentielle de production de  $J/\psi$  par unité de rapidité dans les collisions deuton-or (à gauche) et proton-proton (à droite) pour les six domaines en rapidité.



(a)



(b)

FIG. 4.5 – Section efficace différentielle de production de la résonance  $J/\psi$  par unité de rapidité. (a) Dans les collisions deuton-or. (b) Dans les collisions proton-proton.

des deux bras. Ces sections efficaces sont tracées sur la figure 4.6. Ces données sont ajustées avec une fonction phénoménologique déterminée pour des données à plus basse énergie dans le centre de masse :

$$f(p_t) = \frac{A}{\left[1 + \left(\frac{p_t}{B}\right)^2\right]^6} \quad (4.10)$$

Cette fonction permet d'accéder directement à la valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse des  $J/\psi$  :  $\langle p_t^2 \rangle = \frac{B^2}{4}$ .

La figure 4.6.a présente la superposition des données proton-proton reconstruites avec la bibliothèque "pro.43" (les triangles) avec les mêmes données reconstruites en "pro.50" (les étoiles). La courbe en pointillés est le résultat de l'ajustement des données "pro.43" par la fonction 4.10. En trait plein nous avons l'ajustement des données "pro.50" par la même fonction.

La figure 4.6.b présente les mêmes résultats pour les collisions deuton-or. J'ai gardé les mêmes conventions pour représenter les données reconstruites par les différentes bibliothèques et leur ajustement respectif.

Les paramètres d'ajustement, ainsi que la valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse pour la bibliothèque "pro.43" sont les suivants [1] :

- $A = 3,77$ ,  $B = 3,29$  pour les collisions proton-proton :  
 $\langle p_t^2 \rangle = 2,70 \pm 0,24 \text{ (GeV}/c)^2$
- $A = 638$ ,  $B = 4$  pour les collisions deuton-or mesurées dans le bras nord :  
 $\langle p_t^2 \rangle = 3,99 \pm 0,25 \text{ (GeV}/c)^2$
- $A = 833$ ,  $B = 4,23$  pour les collisions deuton-or mesurées dans le bras sud :  
 $\langle p_t^2 \rangle = 4,47 \pm 0,25 \text{ (GeV}/c)^2$

Ce qui nous permet d'établir la différence entre l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  provenant des collisions deuton-or et proton-proton :

$$\Delta \langle p_t^2 \rangle = \langle p_t^2 \rangle_{dAu} - \langle p_t^2 \rangle_{pp} = \begin{cases} 1,29 \pm 0,35 \text{ (GeV}/c)^2 & \text{pour le bras nord} \\ 1,77 \pm 0,35 \text{ (GeV}/c)^2 & \text{pour le bras sud} \end{cases}$$

Une première observation va dans le sens d'un élargissement des impulsions transverses en passant des collisions proton-proton aux collisions deuton-or.

Avec les bibliothèques pro.48 et pro.50, nous obtenons :

- $A = 2,68$ ,  $B = 3,87$  pour les collisions proton-proton :  
 $\langle p_t^2 \rangle = 3,74 \pm 0,46 \text{ (GeV}/c)^2$
- $A = 722$ ,  $B = -4,26$  pour les collisions deuton-or mesurées dans le bras nord :  
 $\langle p_t^2 \rangle = 4,54 \pm 0,19 \text{ (GeV}/c)^2$

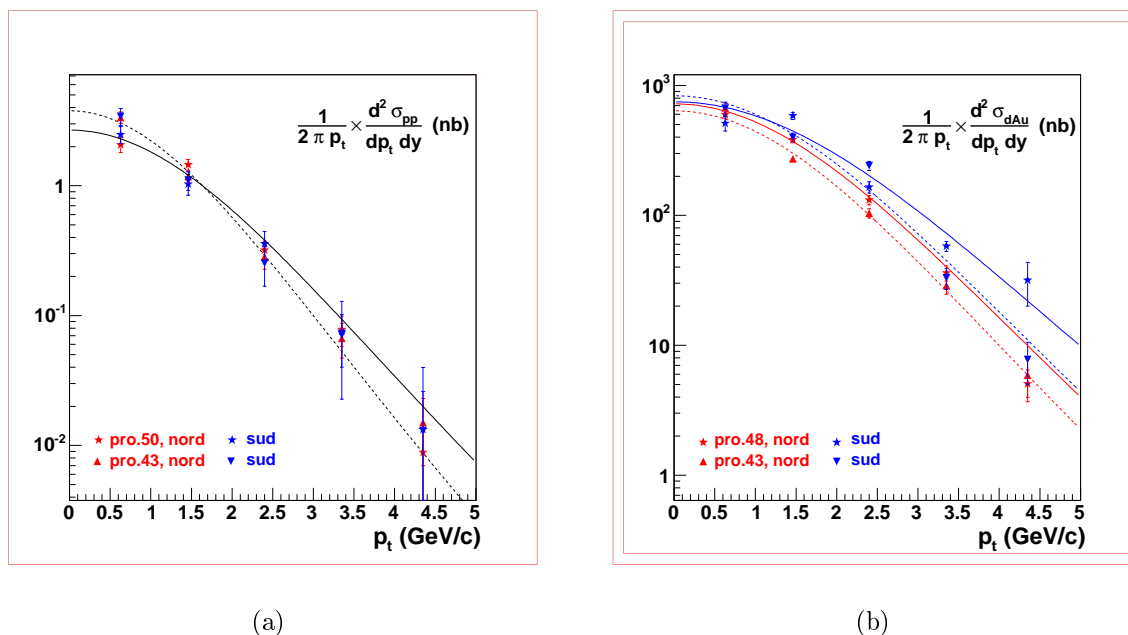


FIG. 4.6 – Section efficace différentielles de production de la résonance  $J/\psi$  par unité d'impulsion transverse. (a) Dans les collisions deuton-or. (b) Dans les collisions proton-proton.

- $A = 749$ ,  $B = 4,86$  pour les collisions deuton-or mesurées dans le bras sud :  
 $\langle p_t^2 \rangle = 5,90 \pm 0,32 \text{ (GeV/c)}^2$

Ce qui nous permet d'établir la différence entre l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  provenant des collisions deuton-or et proton-proton :

$$\Delta \langle p_t^2 \rangle = \langle p_t^2 \rangle_{dAu} - \langle p_t^2 \rangle_{pp} = \begin{cases} 0,80 \pm 0,50 \text{ (GeV/c)}^2 & \text{pour le bras nord} \\ 2,16 \pm 0,56 \text{ (GeV/c)}^2 & \text{pour le bras sud} \end{cases}$$

Avec une convention moins restrictive sur les conditions de déclenchement nous obtenons un élargissement des impulsions transverses un peu moins important dans le bras nord. En revanche, celui-ci est plus important dans le bras sud.

L'ajustement des données proton-proton semble traduire un repeuplement des particules dans les zones de plus haute impulsion traverse. Cette tendance semble se confirmer avec les données deuton-or nord et sud, bien que pour le bras nord, cet effet semble moins prononcé.

La condition plus restrictive de déclenchement de la bibliothèque "pro.43" semble avoir un impact non négligeable dans la reconstruction des traces : la physique semble amputée d'une partie de son espace des phases. Dans la suite du manuscrit je ne présenterai plus les résultats de la bibliothèque "pro.43".



$p_t$ d-Au	$B_{\mu\mu} \times \frac{1}{2\pi p_t} \times \frac{d^2\sigma_{J/\psi}}{dydp_t}$ (nb/(GeV/c) <sup>2</sup> )	$p_t$ d-Au	$B_{\mu\mu} \times \frac{1}{2\pi p_t} \times \frac{d^2\sigma_{J/\psi}}{dydp_t}$ (nb/(GeV/c) <sup>2</sup> )
Nord 1D1S		Nord 2D	
0,63	528 ± 50	0,63	824 ± 90
1,46	377 ± 27	1,46	400 ± 37
2,40	111 ± 13	2,40	183 ± 20
3,35	42 ± 7	3,35	30 ± 7
4,35	4,83 ± 1,45	4,35	7 ± 5
Sud 1D1S	$B_{\mu\mu} \times \frac{1}{2\pi p_t} \times \frac{d^2\sigma_{J/\psi}}{dydp_t}$	Sud 2D	$B_{\mu\mu} \times \frac{1}{2\pi p_t} \times \frac{d^2\sigma_{J/\psi}}{dydp_t}$
0,63	708 ± 86	0,63	256 ± 98
1,46	623 ± 44	1,46	496 ± 67
2,40	157 ± 19	2,40	194 ± 36
3,35	47 ± 8	3,35	67 ± 7
4,35	15 ± 15	4,35	55 ± 18

$p_t$	$B_{\mu\mu} \times \frac{1}{2\pi p_t} \times \frac{d^2\sigma_{J/\psi}}{dydp_t}$ (nb/(GeV/c) <sup>2</sup> )
Nord p-p	
0,63	2,07 ± 0,27
1,46	1,45 ± 0,14
2,40	0,32 ± 0,06
3,35	0,08 ± 0,02
4,35	0,01 ± 0,01
Sud p-p	$B_{\mu\mu} \times \frac{1}{2\pi p_t} \times \frac{d^2\sigma_{J/\psi}}{dydp_t}$
0,63	2,47 ± 0,37
1,46	1,03 ± 0,19
2,40	0,36 ± 0,09
3,35	0,08 ± 0,05
4,35	0,01 ± 0,03

TAB. 4.11 – Section efficace différentielle de production de  $J/\psi$  par unité de rapidité et d'impulsion transverse dans les collisions deuton-or (en haut) et proton-proton (en bas).

---

# Bibliographie

- [1] M. Brooks, et al, “J/Psi Production Measurements by the Muon Arms in Run-III ” (PHENIX Analysis Note 255, 2004).
- [2] F. Fleuret, “The PHENIX Muon NanoDST Package” (2004).
- [3] S. Belikov, et al, “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, 2003).
- [4] P. Crochet and P. Braun-Munzinger, “Investigation of background subtraction techniques for high mass dilepton physics” Nucl. Instrum. Meth. A **484** (2002) 564 [arXiv :nucl-ex/0106008].
- [5] M. Brooks, et al, “Final Measurement of the J/psi Production Cross-section by the South Muon Arm in Run-2” (PHENIX Analysis Note 194, 2003).
- [6] M. J. Tannenbaum, “The centrality bias in high  $p_T$  particle production and how to correct it” (PHENIX Analysis Note 209, 2003).
- [7] A. Drees, et al, “Centrality determination and  $p_T$  centrality dependency in d-Au collisions” (PHENIX Analysis Note 210, 2003).

---

# Chapitre 5

## Discussion des résultats

La distribution de partons dans un nucléon libre est sensiblement différente de celle d'un nucléon lié dans un noyau. Cette différence est caractérisée par une fonction de *shadowing*,  $S_i(x_B, Q^2)$ , qui devrait infléchir la densité de partons du noyau,  $F_i^A(x_B, Q^2, \vec{r}, z)$ . L'indice  $i$  correspond au type de partons considérés (gluons; quarks de valence; quarks et antiquarks de la mer).  $A$  représente le nombre de masse du noyau considéré.  $x_B$  la variable de Bjorken et  $Q^2$  est l'échelle de l'interaction partonique. Puis,  $s = \sqrt{r^2 + z^2}$  est la position spatiale du parton.

$$F_i^A(x_B, Q^2, \vec{r}, z) = \rho(s) f_i^N(x_B, Q^2) S_i(x_B, Q^2)$$

La densité de parton dans un nucléon est donnée par la fonction :  $f_i^N(x_B, Q^2)$ . Puis  $\rho(s)$  représente la densité de nucléons dans le noyau  $A$ .

Pour explorer la fonction de *shadowing* dans un noyau nous avons eu recours aux collisions deuton-or car ce phénomène est négligeable dans le deuton,  $S_i(x_B, Q^2) \equiv 1$ , nous avons donc directement accès à celui du noyau d'or. Pour mettre en relief cette fonction les expériences de haute énergie mesurent le facteur de modification nucléaire en fonction de différentes variables cinématiques (la rapidité, l'impulsion transverse) ou géométriques (le nombre de collisions binaires), c'est ce que je vais présenter dans ce chapitre.

---

## 5.1 Facteur de modification nucléaire et coefficient

$\alpha$

Pour comprendre comment évolue le comportement de la matière entre des collisions proton-proton, lesquelles sont bien comprises dans le cadre de la chromodynamique quantique perturbative, et les collisions deuton-or faisant intervenir des effets à ce jour encore mal compris, nous calculons le facteur de modification nucléaire (relation 5.1).

$$R_{dAu} = \frac{d\sigma_{J/\psi, dAu}}{2 \times 197 \times d\sigma_{J/\psi, pp}} \quad (5.1)$$

$R_{dAu}$  est le rapport entre la section efficace de production de  $J/\psi$  dans les collisions deuton-or,  $\sigma_{J/\psi, dAu}$ , et la section efficace de production de  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton,  $\sigma_{J/\psi, pp}$ . Le facteur  $2 \times 197$  permet de rapporter la section efficace de production d'une collision proton-proton à la section efficace de production d'une collision deuton-or sans prendre en compte les différents effets nucléaires apportés par un milieu constitué de nombreux nucléons. Ce rapport donne directement accès au *shadowing*.

Une autre façon d'observer les données est de tracer le coefficient  $\alpha$  (relation 5.2) qui souligne la dépendance entre la section efficace de production et le nombre de masse  $A$  du noyau. En effet, la dépendance en  $A$  diffère d'un processus dur à un processus mou. Le coefficient  $\alpha$  met en lumière l'absorption nucléaire normale des résonances.

$$\sigma_{J/\psi, dAu} = \sigma_{J/\psi, pp} \times (2 \times 197)^\alpha \quad (5.2)$$

Pour estimer les erreurs sur  $R_{dAu}$  et  $\alpha$ , j'ai utilisé l'équation 4.8, ce qui donne :

$$\varepsilon_{R_{dAu}} = \frac{1}{2 \times 197} \sqrt{\frac{1}{\sigma_{J/\psi, pp}^2} \times \varepsilon_{\sigma_{J/\psi, dAu}}^2 + \frac{\sigma_{J/\psi, dAu}^2}{\sigma_{J/\psi, pp}^4} \times \varepsilon_{\sigma_{J/\psi, pp}}^2}$$

$$\varepsilon_{\alpha} = \frac{1}{\ln(2 \times 197)} \sqrt{\frac{1}{\sigma_{J/\psi, dAu}^2} \times \varepsilon_{\sigma_{J/\psi, dAu}}^2 + \frac{1}{\sigma_{J/\psi, pp}^2} \times \varepsilon_{\sigma_{J/\psi, pp}}^2}$$

La mesure du facteur de modification nucléaire et du coefficient d'absorption se faisant sur deux périodes de prise de données différentes (1D1S, 2D) pour les collisions deuton-or, je les ai sommés en utilisant les formules 4.7 et 4.9.

### 5.1.1 Etudes en rapidité et en impulsion transverse

Le chapitre précédent était consacré à l'étude des sections efficaces de production de la résonance  $J/\psi$ . Nous reprenons leurs valeurs pour rendre compte du comportement des distributions partoniques dans un nucléon libre et dans un nucléon lié.

Rapacité $y$	$R_{dAu}$	$\alpha$
1,76	$0,81 \pm 0,06$	$0,97 \pm 0,01$
1,59	$0,75 \pm 0,07$	$0,95 \pm 0,02$
1,99	$0,85 \pm 0,12$	$0,97 \pm 0,02$
-1,71	$1,14 \pm 0,10$	$1,02 \pm 0,02$
-1,88	$0,85 \pm 0,12$	$0,97 \pm 0,02$
-1,53	$1,29 \pm 0,17$	$1,04 \pm 0,02$

TAB. 5.1 – Calcul du rapport  $R_{dAu}$  et du coefficient  $\alpha$  sur six domaines en rapidité.

### Etude en rapidité

Le tableau 5.1 regroupe les valeurs que prennent le rapport de modification nucléaire et  $\alpha$  sur les six domaines en rapidité définis dans le chapitre précédent. Pour chacun des domaines en rapidité les valeurs des sections efficaces de production du  $J/\psi$  dans les collisions deuton-or et proton-proton sont rassemblées dans les tableaux C.3 et C.4.

Sur la figure 5.1 sont représentés les résultats de l’analyse du facteur de modification nucléaire et du coefficient  $\alpha$  dans le bras central (les carrés), dans les bras à dimuons.

La figure 5.1.a présente le facteur de modification nucléaire en fonction de la rapidité, nous avons superposé la prédiction théorique d’un faible *shadowing* de Ramona Vogt [1], la courbe plus basse représente la même prédiction incluant l’absorption mesurée. La courbe ornée de diamants représente le *shadowing* en considérant que nous n’avons aucune absorption nucléaire : elle prévoit de l’*anti-shadowing* pour les rapidités négative et du *shadowing* pour les rapidité positives. La seconde courbe, recouverte d’étoiles, inclue une absorption de l’ordre de  $\alpha \sim 0,97$  (résultat de l’analyse avec la bibliothèque “pro.48 & pro.50” : figure 5.1.b).

La figure 5.1.b présente le coefficient d’absorption en fonction de la rapidité. Sur cette figure sont superposées les données de E866/NuSea prises à  $\sqrt{s_{NN}} = 38$  GeV dans le centre de masse montrant une plus forte absorption à partir de  $y > 1$ . Cette expérience fait interagir des protons avec des noyaux à des énergies dans le centre de masse plus faibles qu’à RHIC. Aux énergies du RHIC, cette absorption semble avoisiner  $\alpha \sim 0,97$  sur tout le domaine en rapidité.

Cette étude nous laisse supposer qu’un faible *shadowing* seul explique correctement le comportement du facteur de modification nucléaire, un léger effet d’absorption pouvant être pris en compte. Ces données ont été comparées à des modèles faisant intervenir un *shadowing* plus important [5], mais celui-ci ne semble pas ajuster les données correctement.

Les courbes de la figure 5.2 représentent le coefficient  $\alpha$  en fonction de  $x_2$  (figure 5.2.a,  $x_2$  représente la variable de Bjorken sondant l’or) et  $x_f$  (figure 5.2.b). Nous pouvons observer que  $\alpha$  décroît fortement quand  $x_2$  décroît, comme précédemment en fonction des rapidités croissantes, pour les données mesurées à plus faible énergie dans le centre de masse. Ceci ne semble plus être le cas aux énergies du RHIC, où les noyaux semblent être plus “transparents”. A plus faible énergie,

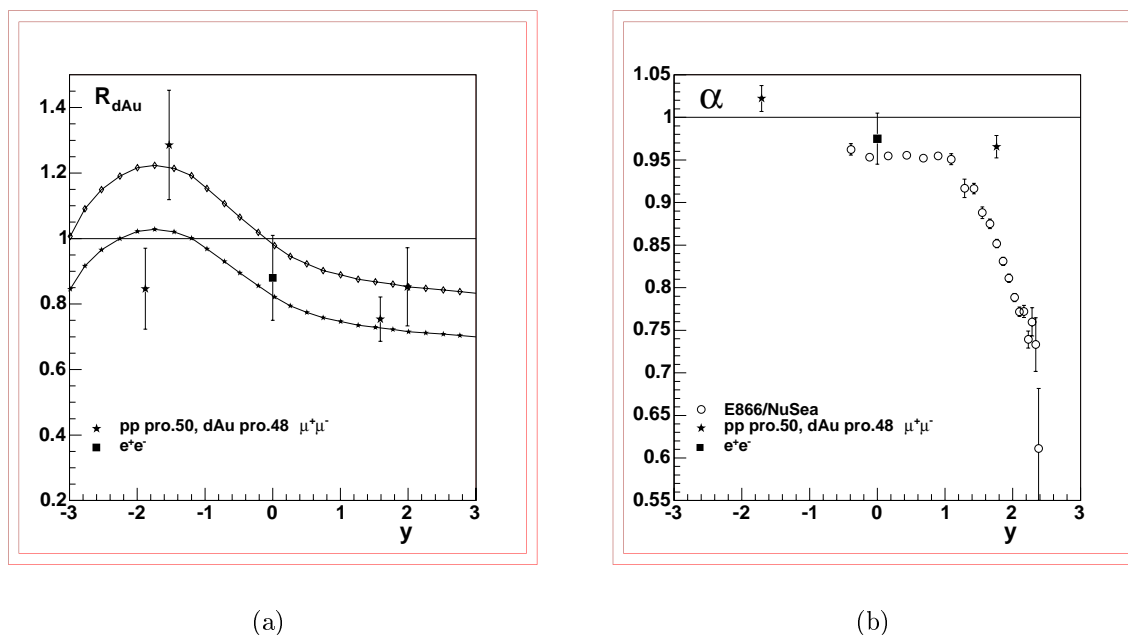


FIG. 5.1 – Facteur de modification nucléaire en fonction de la rapidité (a). Coefficient d’absorption en fonction de la rapidité (b). Sur la figure de droite ont été aussi disposés les données de E866/NuSea ( $\sqrt{s_{NN}} = 38$  GeV) [2].

tracer le coefficient  $\alpha$  en fonction de  $x_f$  faisait intervenir un caractère universel des données. En d’autres mots, quelle que soit l’énergie mise en jeu dans le centre de masse, les données se superposent en fonction de  $x_f$ . Malgré l’importance des barres d’erreurs, les données de PHENIX ne semblent pas démentir ce caractère universel.

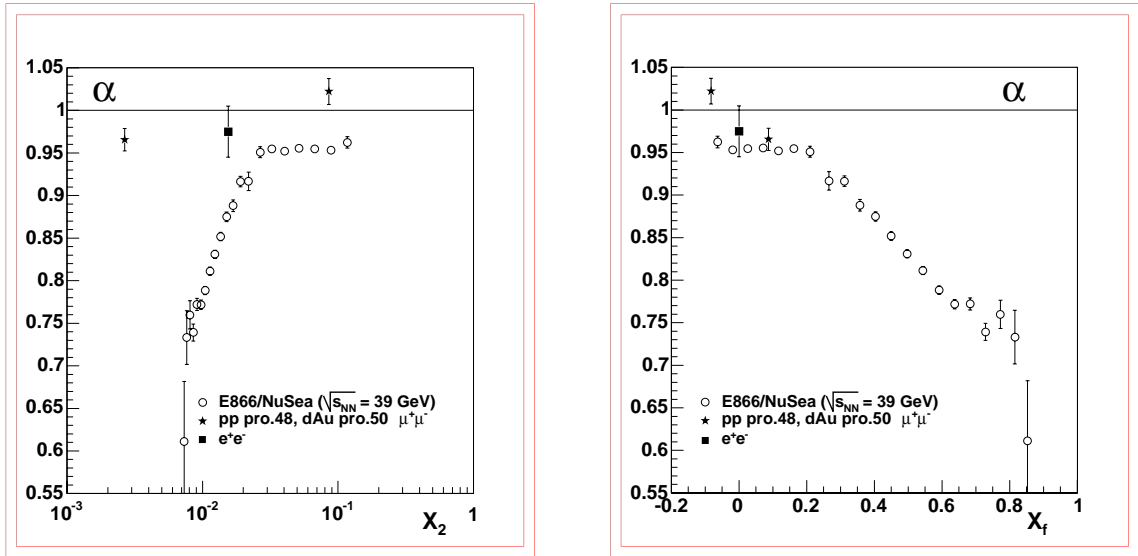
### Etude en impulsion transverse

Les valeurs de  $R_{dAu}$  et de  $\alpha$  en fonction de l’impulsion transverse sont rapportées dans le tableau 5.2. Comme précédemment, les valeurs des sections efficaces de production de  $J/\psi$  pour les collisions deuton-or selon les différents domaines d’impulsion transverse sont données par le tableau C.5. Pour les collisions proton-proton les valeurs sont données dans le tableau C.6.

La figure 5.3 présente la dépendance du coefficient  $\alpha$  avec l’impulsion transverse. Sur cette figure sont superposées les données de collisions proton-noyau de E866/NuSea prises à  $\sqrt{s_{NN}} = 38$  GeV dans le centre de masse et les données du Run III analysées en “pro.48 & pro.50” (les étoiles). Dans le bras nord, les données semblent compatibles avec l’unité quand l’impulsion transverse excède les 2,5 GeV/ $c$ . Dans le cas du bras sud l’augmentation est caractéristique d’une diffusion multiple d’un parton et/ou d’une paire de  $c\bar{c}$  naissante dans le noyau. Les données de E866/NuSea sont ajustées avec l’équation 5.3, celle-ci est représentée en pointillés sur la figure 5.3. Les données de PHENIX reconstruites en “pro.48 & pro.50” sont ajustées avec l’équation 5.4, en trait plein sur la figure 5.3.

$$\alpha(p_t) = 0,870 (1 + 0,0604 \times p_t + 0,0107 \times p_t^2) \quad (5.3)$$





(a)

(b)

FIG. 5.2 – Coefficient  $\alpha$  en fonction de  $x_2$  (a), et de  $x_f$  (b). Sur les deux figures ont été disposés aussi les données de E866/NuSea ( $\sqrt{s_{NN}} = 38$  GeV) [2].

$$\alpha(p_t) = 0,891 (1 + 0,0604 \times p_t + 0,0107 \times p_t^2) \quad (5.4)$$

### Tentative d'interprétation des observations

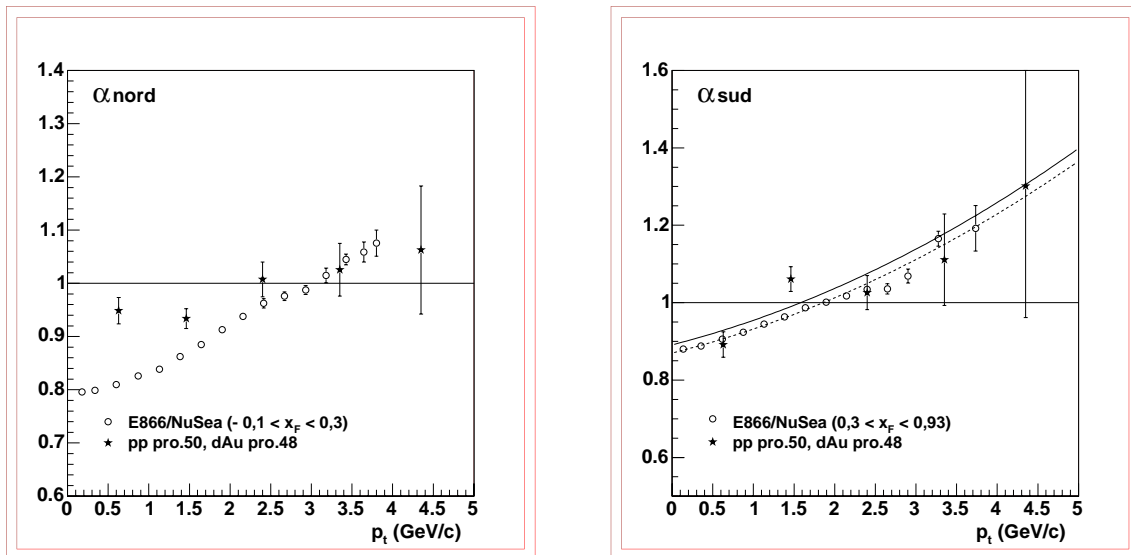
Tous ces effets s'interprètent dans le référentiel où les noyaux ont une énergie très importante induisant des interactions multiples des gluons issus de l'interaction entre un quark et un antiquark. Plus l'énergie du noyau est importante, plus les interactions entre quarks et antiquarks font intervenir des gluons (les chromofluctuations sont importantes dans le régime des petits  $x_B$ ). Dans ce référentiel, les noyaux subissent une forte contraction de Lorentz ( $\gamma \sim 100$ ) forçant les gluons à fusionner entre eux : c'est la *shadowing*. Ce phénomène est d'autant plus important que le noyau est épais. C'est pour cette raison que la production de  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton à ces  $x_B$  excède sans difficulté celle des collisions deuton-or.

L'*anti-shadowing* est un phénomène à plus grand  $x_B$ . L'*anti-shadowing* peut être expliqué par la conservation de l'impulsion : deux partons ( $x_B$  étant assez grand, les partons auront une grande impulsion) fusionnent pour donner un parton d'impulsion égale à la somme des deux impulsions initiales. L'état actuel de nos connaissances ne nous permet pas de corréliser avec certitude l'*anti-shadowing* avec l'effet Cronin.

L'effet Cronin, a priori, est un effet à petite énergie, qui devrait disparaître à des énergies asymptotiques ( $v \rightarrow c$ ). L'analyse des données en fonction de l'impulsion transverse semble laisser entre-apercevoir un effet Cronin assez faible comparé à celui constaté à E866/NuSea. Compte tenu de la faible statistique dont nous disposons nous avons de fortes barres d'erreurs ne nous permettant pas de discerner clairement

Nord $P_t$	$R_{dAu}$	$\alpha$
0,63	$0,74 \pm 0,11$	$0,95 \pm 0,02$
1,46	$0,67 \pm 0,07$	$0,93 \pm 0,02$
2,40	$1,04 \pm 0,20$	$1,00 \pm 0,03$
3,35	$1,16 \pm 0,34$	$1,03 \pm 0,05$
4,35	$1,45 \pm 1,05$	$1,06 \pm 0,12$
Sud $P_t$	$R_{dAu}$	$\alpha$
0,63	$0,52 \pm 0,10$	$0,89 \pm 0,03$
1,46	$1,44 \pm 0,28$	$1,06 \pm 0,03$
2,40	$1,17 \pm 0,31$	$1,03 \pm 0,04$
3,35	$1,94 \pm 1,37$	$1,11 \pm 0,12$
4,35	$6,07 \pm 12,35$	$1,30 \pm 0,34$

TAB. 5.2 – Calcul du rapport  $R_{dAu}$  et du coefficient  $\alpha$  dans les différents domaines d'impulsions transverses.



(a)

(b)

FIG. 5.3 – Coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de l'impulsion transverse, pour le bras nord à gauche (a) et pour le bras sud à droite (b).

un effet Cronin de  $\alpha = 1$  pour les grandes impulsions transverses. Pour les faibles impulsions transverses l'effet Cronin est résolument faible.

---

Echantillon	$\gamma$
Nord 1D1S	12,26
Nord 2D	19,45
Sud 1D1S	20,04
Sud 2D	49,27

TAB. 5.3 – Valeurs de  $\gamma$  pour chacun des échantillons de données.

## 5.2 Etude en centralité

L'étude de la production de  $J/\psi$  en fonction de différentes centralités de la collision à été faite en divisant les événements qui ont déclenché le BBC sur quatre domaines (figure 5.4). Je supposerai que pour tous les domaines de centralité la section efficace de production par unité de rapidité est proportionnelle au nombre de  $J/\psi$  mesurés dans cette tranche de centralité biaisé du facteur  $\langle\kappa\rangle_f$  donné par le tableau 4.8 :

$$B_{\mu\mu} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy} \Big|_f = \gamma \times (\text{Nombre de } J/\psi \text{ par domaine}) \times \langle\kappa\rangle_f$$

Où  $\gamma$  est le rapport de la section efficace différentielle sur la totalité des événements compris entre 0 - 88 % de l'ensemble des interactions ayant déclenché l'acquisition, sur le nombre de  $J/\psi$  mesurés dans ce domaine. Ce rapport est multiplié par le coefficient 0,96 déterminé dans la section 4.2.4. Les valeurs de  $\gamma$  pour chacun des échantillons sont rassemblées dans le tableau 5.3.

La colonne "Nombre de  $J/\psi$ " des tableaux 5.4 et 5.5 représente le nombre de  $J/\psi$  mesurés dans chacune des tranches en centralité de chacun des échantillons. L'avant dernière colonne rassemble toutes les sections efficaces différentielles de production par unité de rapidité des différentes tranches en centralité. Puis, la dernière colonne donne le nombre de  $J/\psi$  corrigé du facteur  $\langle\kappa\rangle_f$  rapporté au domaine où ils ont été mesurés :

$$N_{J/\psi}^f = \frac{\langle\kappa\rangle_f}{f} \times N_{J/\psi}$$

### 5.2.1 Erreur systématique additionnelle

L'erreur systématique sur le nombre de collisions par tranche de centralité résulte, comme précédemment, d'une étude sur la procédure : erreur sur l'ajustement du signal mesuré par le BBC ; erreur sur la localisation du vertex ; erreur sur la distribution de charge en fonction de la rapidité. Une seconde contribution provient de l'incertitude sur les calculs utilisant le modèle de Glauber. Le rapport faisant intervenir le nombre de collisions dans une tranche de centralité sur le nombre de collisions les plus périphériques fait intervenir une nouvelle incertitude systématique.

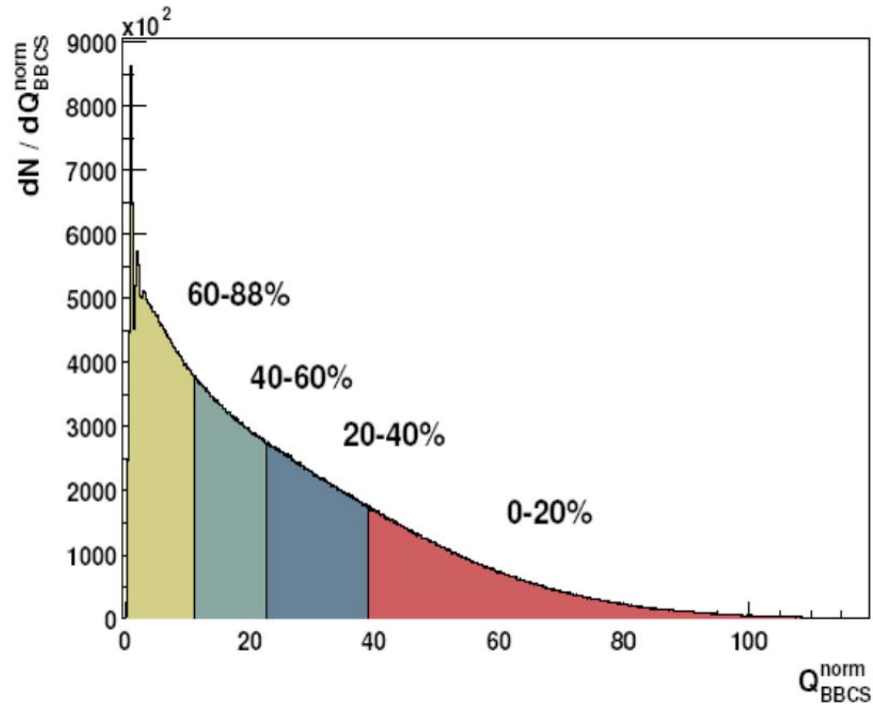


FIG. 5.4 – Répartition des événements BBC sur quatre domaines de centralité.

domaine de centralité $f$	Nombre de $J/\psi$	$\langle \kappa \rangle$	$B_{\mu\mu} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy}$ (nb)	$N_{J/\psi}^f$
	Nord 1D1S			
$f_{MB} : 0-88 \%$	$537 \pm 27$	0,842	$6\,682 \pm 331$	$514 \pm 26$
$f : 0-20 \%$	$188 \pm 16$	1,000	$2\,414 \pm 205$	$940 \pm 80$
$f : 20-40 \%$	$131 \pm 13$	0,995	$1\,674 \pm 166$	$652 \pm 65$
$f : 40-60 \%$	$107 \pm 13$	0,974	$1\,338 \pm 163$	$521 \pm 63$
$f : 60-88 \%$	$72 \pm 11$	0,885	$818 \pm 125$	$226 \pm 35$
centralité $f$	Nord 2D	$\langle \kappa \rangle$	$B_{\mu\mu} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy}$	$N_{J/\psi}^f$
$f_{MB} : 0-88 \%$	$377 \pm 21$	0,842	$7\,332 \pm 272$	$361 \pm 20$
$f : 0-20 \%$	$148 \pm 17$	1,000	$3\,016 \pm 346$	$740 \pm 85$
$f : 20-40 \%$	$122 \pm 13$	0,995	$2\,473 \pm 264$	$607 \pm 65$
$f : 40-60 \%$	$62 \pm 10$	0,974	$1\,230 \pm 198$	$302 \pm 49$
$f : 60-88 \%$	$55 \pm 9$	0,885	$992 \pm 162$	$174 \pm 28$

TAB. 5.4 – Calcul de la section efficace de production de  $J/\psi$  dans les collisions deuton-or nord pour quatre domaines en centralité.

domaine de centralité	Nombre de $J/\psi$	$\langle \kappa \rangle$	$B_{\mu\mu} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy}$ (nb)	$N_{J/\psi}^f$
	Sud 1D1S			
$f_{MB} : 0-88 \%$	$660 \pm 32$	0,842	$13\,227 \pm 641$	$632 \pm 31$
$f : 0-20 \%$	$350 \pm 24$	1,000	$7\,348 \pm 504$	$1\,750 \pm 120$
$f : 20-40 \%$	$162 \pm 13$	0,995	$3\,384 \pm 272$	$806 \pm 65$
$f : 40-60 \%$	$74 \pm 10$	0,974	$1\,513 \pm 204$	$360 \pm 49$
$f : 60-88 \%$	$54 \pm 9$	0,885	$1\,003 \pm 167$	$170 \pm 28$
centralité $f$	Sud 2D	$\langle \kappa \rangle$	$B_{\mu\mu} \times \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy}$	$N_{J/\psi}^f$
$f_{MB} : 0-88 \%$	$273 \pm 9$	0,842	$13\,451 \pm 367$	$261 \pm 9$
$f : 0-20 \%$	$142 \pm 17$	1,000	$7\,330 \pm 878$	$710 \pm 85$
$f : 20-40 \%$	$52 \pm 12$	0,995	$2\,671 \pm 616$	$259 \pm 60$
$f : 40-60 \%$	$34 \pm 7$	0,974	$1\,709 \pm 352$	$166 \pm 34$
$f : 60-88 \%$	$17 \pm 5$	0,885	$777 \pm 228$	$54 \pm 16$

TAB. 5.5 – Calcul de la section efficace de production de  $J/\psi$  dans les collisions deuton-or sud pour quatre domaines en centralité.

$f$	$N_{coll}$	erreur systématique sur $N_{coll}$	$\frac{N^f}{N^{60-88\%}}$	erreur systématique
0 - 20 %	$15,0 \pm 1,0$	6,5 %	$4,6 \pm 0,5$	10,2 %
20 - 40 %	$10,4 \pm 0,7$	6,9 %	$3,2 \pm 0,2$	7,7 %
40 - 60 %	$6,9 \pm 0,6$	8,5 %	$2,1 \pm 0,1$	4,0 %
60 - 88 %	$3,2 \pm 0,3$	9,5 %	$1,0 \pm 0,0$	0,0 %

TAB. 5.6 – Erreurs systématiques sur le nombre de collisions et le rapport du nombre de collisions centrales sur les collisions les plus périphériques [3].

Le tableau 5.6 récapitule toutes ces erreurs systématiques, il est tiré de la note d'analyse 210 [3]. L'erreur systématique sur le nombre de collisions pour le tout venant est incluse dans l'erreur statistique [4].

## 5.2.2 Facteur de modification nucléaire pondéré par le nombre de collisions

Le facteur de modification nucléaire calculé sur différentes tranches en centralité (relation 5.5) nous permet de savoir quel type de collisions contribue préférentiellement au *shadowing* et à l'*anti-shadowing*. Les valeurs nous permettant de déterminer  $R_{dAu}$  sont rassemblées dans le tableau 5.4 pour le bras nord et le tableau 5.5 pour le bras sud.

$$\mathcal{R}_{dAu}(N_{coll}) = \frac{d\sigma_{J/\psi, dAu}}{2 \times 197 \times d\sigma_{J/\psi, pp}} \times \frac{N_{coll}^{MB}}{N_{coll}} \times \frac{f_{MB}}{f} \quad (5.5)$$

$f$  représente la tranche de centralité dans laquelle est mesurée la section efficace de production,  $f_{MB}$  représente tout le domaine en minimum de biais.  $N_{coll}$  est le

Nord	$N_{coll}$	$\mathcal{R}_{dA}$	$R_{cp}$
$f_{MB} : 0 - 88 \%$	8,4	$0,62 \pm 0,04$	
$f : 0 - 20 \%$	15	$0,65 \pm 0,06$	$0,89 \pm 0,12$
$f : 20 - 40 \%$	10,4	$0,69 \pm 0,06$	$0,95 \pm 0,13$
$f : 40 - 60 \%$	6,9	$0,71 \pm 0,08$	$0,92 \pm 0,14$
$f : 60 - 88 \%$	3,2	$0,75 \pm 0,09$	$1,00 \pm 0,16$
Sud	$N_{coll}$	$\mathcal{R}_{dA}$	$R_{cp}$
$f_{MB} : 0 - 88 \%$	8,4	$1,21 \pm 0,07$	
$f : 0 - 20 \%$	15	$1,85 \pm 0,15$	$2,29 \pm 0,36$
$f : 20 - 40 \%$	10,4	$1,19 \pm 0,11$	$1,46 \pm 0,24$
$f : 40 - 60 \%$	6,9	$0,86 \pm 0,11$	$1,04 \pm 0,19$
$f : 60 - 88 \%$	3,2	$0,78 \pm 0,12$	$1,00 \pm 0,21$

TAB. 5.7 – Facteur de modification nucléaire pondéré par le nombre de collisions correspondant au domaine de centralité et rapport des collisions centrales sur les collisions les plus périphériques.

nombre de collisions dans une interaction entre un noyau d'or et un deuton dans la tranche de centralité  $f$ ,  $N_{coll}^{MB}$  est le nombre de collisions moyen pour le tout venant. Ces dernières valeurs sont déterminées par une simulation faisant intervenir la méthode de Glauber. La troisième colonne du tableau 5.7 rassemble toutes les valeurs que prend  $R_{dAu}$  en fonction du nombre de collisions correspondant au domaine de centralité.

Sur les figures 5.5 et 5.6 j'ai représenté les valeurs de  $R_{dAu}$ . Les étoiles pleines représentent les différents domaines en rapidité, l'étoile non pleine représente la valeur du  $R_{dAu}$  pour le tout venant. La courbe sous la valeur 1 correspond aux prédictions théoriques du *shadowing*, celle au-dessus de 1 correspond à *anti-shadowing* [1].

L'analyse utilisant la bibliothèque "pro.43" s'est fondée sur le principe que la mesure des sections efficaces de production de  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton était symétrique dans le bras nord et sud. En se fondant sur cette hypothèse le dénominateur de  $R_{dAu}$  fut calculé en prenant la moyenne pondérée des sections efficaces de production des deux bras. La figure 5.5 présente le résultat de l'analyse avec "pro.48 & pro.50", en ayant fait la même hypothèse. La divergence des collisions les plus centrales ainsi que l'asymétrie de la figure 4.10.b laissent penser qu'il reste un biais inhérent à l'un des deux bras. Pour absorber ce biais, j'ai préféré conserver la section efficace de production des collisions proton-proton correspondant à chacun des bras, c'est ce que j'ai représenté sur la figure 5.6.

Nous pouvons observer sur la figure 5.6 que les données du bras nord dessinent parfaitement les prédictions théoriques [1]. En revanche, le bras sud a un comportement absolument inattendu. Effectivement, pour les collisions les plus centrales, nous avons un *anti-shadowing* très prononcé. En revanche, pour les collisions les plus périphériques nous avons un comportement de type *shadowing*.

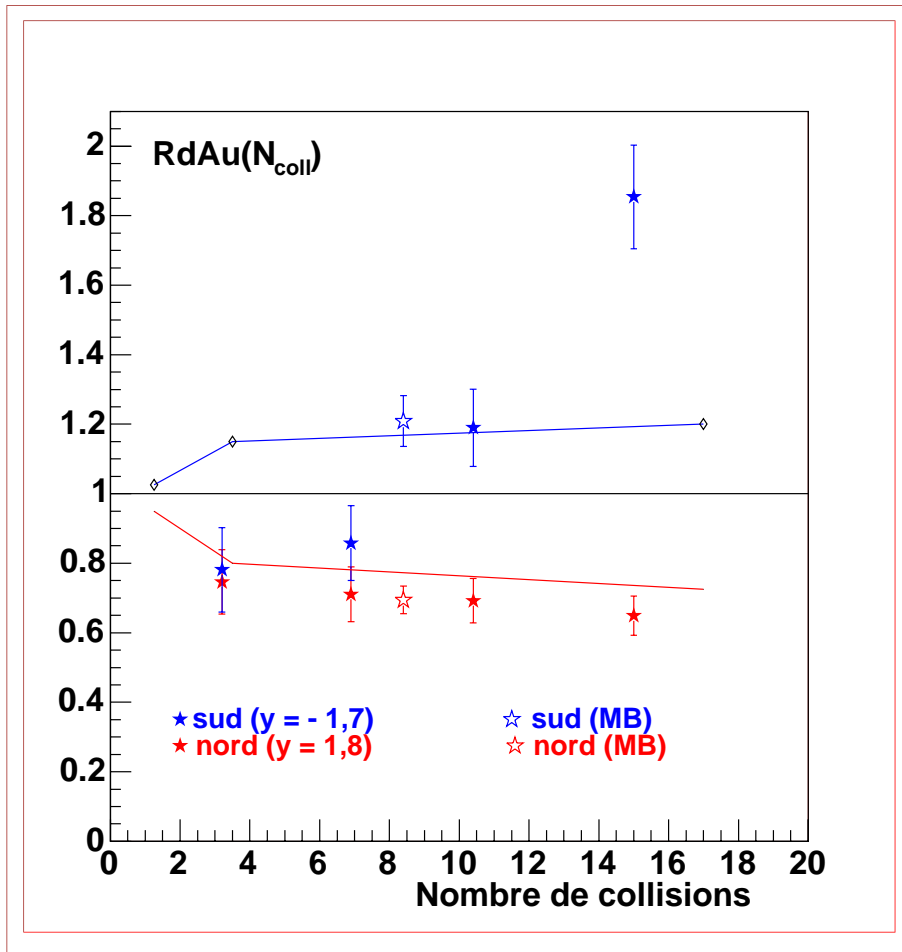


FIG. 5.5 – Facteur de modification nucléaire pondéré par le nombre de collisions correspondant aux tranches de centralité (avec pondération de la section efficace de production dans les collisions proton-proton).



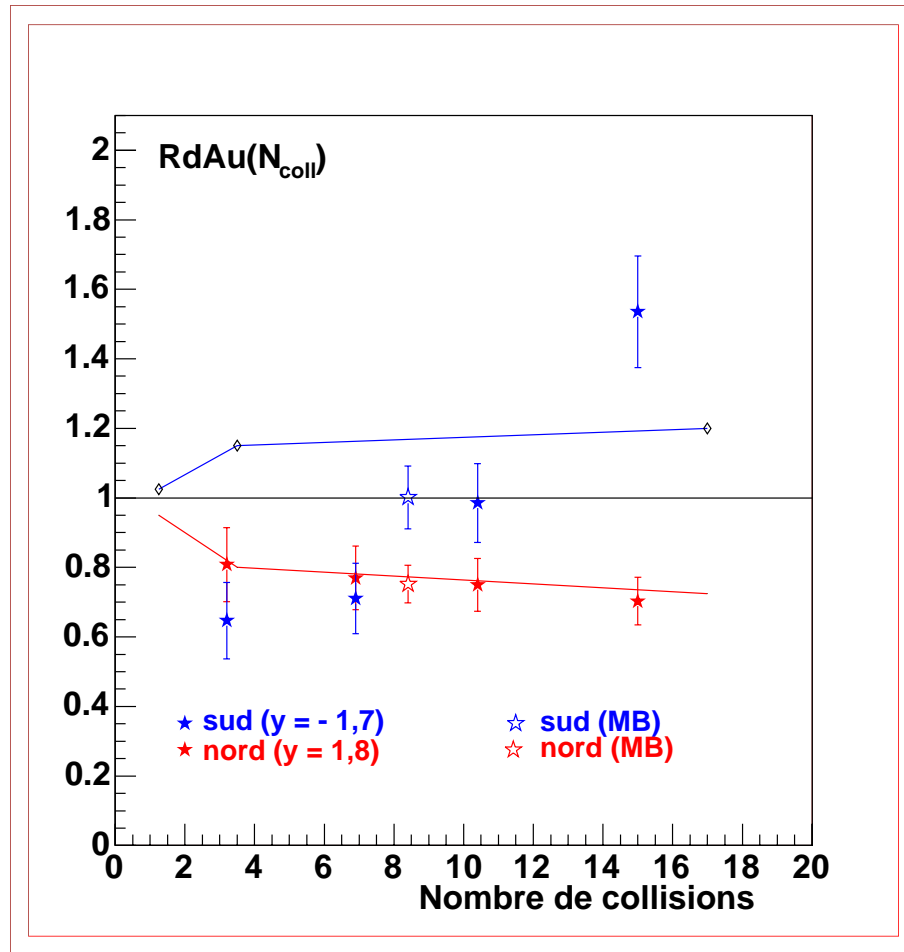


FIG. 5.6 – Facteur de modification nucléaire pondéré par le nombre de collisions correspondant aux tranches de centralité (sans pondération de la section efficace de production dans les collisions proton-proton).

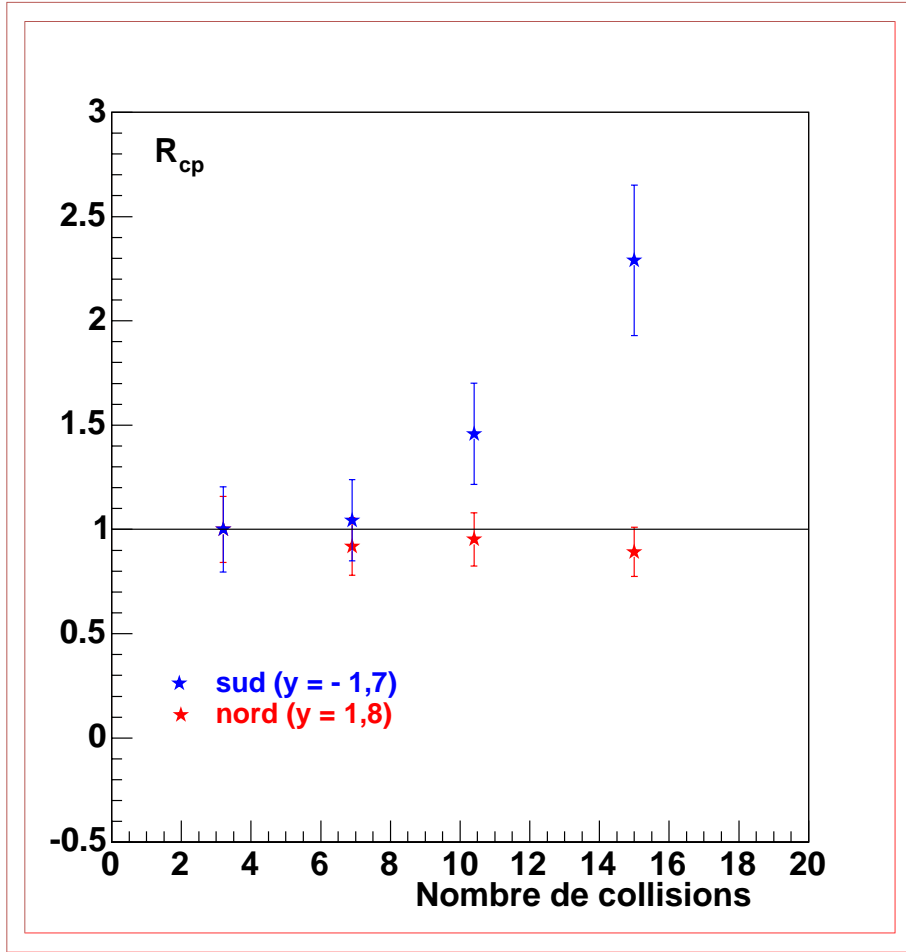


FIG. 5.7 – Rapport des collisions centrales sur les collisions les plus périphériques.

### 5.2.3 Rapport des collisions centrales sur les collisions les plus périphériques

Dans cette section nous mesurons le rapport des collisions centrales sur les collisions les plus périphériques (relation 5.6). La dernière colonne du tableau 5.7 donne le résultat de cette mesure. Les valeurs servant au calcul de ce rapport sont rassemblées dans la dernière colonne des tableaux 5.4 et 5.5.

$$R_{cp} = \frac{N_{J/\psi}^f}{N_{J/\psi}^{60-88\%}} \times \frac{N_{coll}^{MB}}{N_{coll}} \quad (5.6)$$

La figure 5.7 représente le rapport  $R_{cp}$  en fonction du nombre de collisions.

Une première estimation de ce rapport serait qu'il soit plat. En effet, nous pourrions imaginer que la production de résonances  $J/\psi$  dans un domaine de centralité serait proportionnelle au nombre de collisions dans l'interaction entre un noyau d'or et un deuton. Or, plus la collision est centrale plus la production de résonances est importante dans le bras sud. Ce résultat inattendu est conforme à l'observation faite sur la figure 5.6.

# Bibliographie

- [1] S. R. Klein and R. Vogt, “Inhomogeneous shadowing effects on J/psi production in d A collisions” Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 142301 [arXiv :nucl-th/0305046].
- [2] M. J. Leitch *et al.* [FNAL E866/NuSea collaboration], “Measurement of J/psi and psi’ suppression in p A collisions at 800-GeV/c” Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3256 [arXiv :nucl-ex/9909007].
- [3] A. Drees, et al, “Centrality determination and pT centrality dependency in d-Au collisions” (PHENIX Analysis Note 210, 2003).
- [4] D. Morrison, K. Reyers, D. D’Enterria , “Synthesis of several approaches to determining *left* in minimum bias d+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200, \text{GeV}$ ” (PHENIX Analysis Note 216, 2003).
- [5] B. Kopeliovich, A. Tarasov and J. Hufner, “Coherence phenomena in charmonium production off nuclei at the energies of RHIC and LHC” Nucl. Phys. A **696** (2001) 669 [arXiv :hep-ph/0104256].

# Conclusion

Les travaux de cette thèse complètent une étude préliminaire des données du Run III. La différence majeure entre ces deux études réside dans la sélection du pseudo-déclenchement au niveau de l'identificateur de muons. Cette nouvelle convention a augmenté la statistique de 17 % d'événements dans le bras nord et 38 % dans le bras sud, pour les collisions deuton-or. Dans le cas des collisions proton-proton celle-ci s'est vue accrue de 5 % dans le bras nord et 32 % dans le bras sud. Cette seconde étude confirme dans les grandes lignes les travaux préliminaires.

L'objet d'une comparaison entre des collisions deuton-or et proton-proton est de mettre en relief les divers phénomènes nucléaires pouvant dégrader la production de la sonde  $J/\psi$  sans qu'un plasma de quarks et de gluons ne soit formé. Ces effets sont nombreux et semblent avoir une influence importante dans la production de charmonium. La première question à laquelle il est légitime de répondre est de savoir si nous observons les mêmes phénomènes sur le même type de collisions à plus basse énergie. Les collaborations NA3, NA38 et NA50 ont montré un élargissement des impulsions transverses entre les collisions proton-proton et les collisions proton-noyau :  $\Delta p_t^2 = a.L$ ,  $L$  étant la largeur géométrique de matière traversée lors d'une collision et  $a = 0,077 \pm 0,002$  [1]. Cette étude a montré qu'aux énergies de RHIC nous avons aussi un élargissement des impulsions transverses. En revanche, en nous basant sur la propriété linéaire de cet élargissement, nous pouvons observer, malgré les barres d'erreurs, que la pente s'est largement accrue :

$$\left| \begin{array}{l} \text{nord : } \frac{\Delta p_t^2}{L_2} = \frac{0,80 \pm 0,50}{5} \sim 0,16 \pm 0,10 \\ \text{sud : } \frac{\Delta p_t^2}{L} = \frac{2,16 \pm 0,56}{5} \sim 0,43 \pm 0,11 \end{array} \right.$$

La résonance  $J/\psi$  explore-t-elle un espace des phases plus vaste qu'aux énergies plus basses. Ou a-t-on encore de l'effet Cronin? Cette question reste à ce jour ouverte.

Les données mesurées semblent confirmer les prévisions théoriques d'un faible *shadowing*. En effet, la distribution de partons (état initial) ne semble affecter que modérément la production de charmonium en fonction de la rapidité. De même,

le phénomène d'absorption en fonction de la rapidité qui agit directement sur la résonance  $J/\psi$  (état final) en brisant la liaison  $c\bar{c}$  par interaction avec les nucléons, semble très faible à ces énergies. Nous rentrons dans un régime où les collisions deviennent transparentes.

Enfin, cette dernière prise de données semble avoir mis en relief un comportement inattendu de la matière. En effet, le rapport des collisions centrales sur les collisions les plus périphériques, ou le facteur de modification nucléaire en fonction du nombre de collisions, semblent être en accord avec les prédictions théoriques pour ce qui concerne le bras nord. En revanche, les données du bras sud semblent totalement en désaccord avec ces mêmes prédictions.

Il reste encore beaucoup de choses à élucider, plus de données devraient certainement compléter l'image que nous avons de la matière nucléaire. Celle-ci nous permettrait d'asseoir une base plus solide pour les collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes et l'étude du plasma de quarks et de gluons.

---

# Bibliographie

- [1] N. S. Topilskaya *et al.* [NA50 Collaboration], “Transverse Momentum Distribution Of J/Psi Produced In Pb Pb And P A Interactions At The Cern Sps,” Nucl. Phys. A **715** (2003) 675.

---



# Annexe A

## Statistiques

### A.1 $\chi^2$

#### A.1.1 Distribution de probabilité du $\chi_n^2$ à $n$ degrés de liberté

Dans un premier temps nous allons déterminer la densité de probabilité d'une variable aléatoire au carré définie comme somme de variables aléatoires au carré.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \pi_i^2$$

$\chi^2$  et  $\pi^2$  étant des variables aléatoires.  $\pi_i$  ayant une densité de probabilité gaussienne centrée réduite ( $N(0, 1)$ ), et indépendantes deux à deux. En d'autres termes, les  $n \pi_i^2$  représentent les  $n$  degrés de liberté. Dans le cas discret et continu, les distributions de probabilité gaussiennes seront prises sous la forme

$$p_k = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(k - m_1)^2}{2\sigma^2}\right)$$
$$p(x < X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\frac{x - m_1}{\sigma}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx$$

$m_1$  étant le moment d'ordre 1 (i.e. la moyenne) et  $\sigma$  l'écart type [1]. On peut généraliser la densité de probabilité gaussienne au cas d'une variable aléatoire à  $n$  dimensions

$$p(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{n}{2}} \sqrt{|V|}} \exp\left(-\frac{(\vec{x} - \vec{m}_1)^T V^{-1} (\vec{x} - \vec{m}_1)}{2}\right)$$

Où  $V = E[(\vec{x} - \vec{m}_1)(\vec{x} - \vec{m}_1)^T]$  représente la matrice de covariance du vecteur aléatoire  $\vec{x}$ . Si nous posons  $u = x^2$  dans une distribution gaussienne réduite centrée, nous obtenons

$$p_{\pi_i}(u) = \frac{\theta(u)}{\sqrt{2\pi u}} \exp\left(-\frac{u}{2}\right)$$

---

Pour simplifier les calculs, nous allons passer dans l'espace réciproque. Cela se traduit par une simple transformée de Fourier de la densité de probabilité, donnant la *fonction caractéristique*. L'une des principales propriétés des fonctions caractéristiques, est que la somme de densités de probabilité se traduit par un produit des fonctions caractéristiques dans l'espace dual.

$$\chi_n^2 = \sum_{i=1}^n \pi_i^2$$

$$\phi_{\chi_n^2}(t) = \prod_{i=1}^n \phi_{\pi_i^2}(t)$$

La fonction caractéristique de  $\pi_i^2$  est

$$\begin{aligned} \phi_{\pi_i^2}(t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} p_i(u) \exp(iut) du \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{+\infty} u^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{u}{2}(1 - i2t)\right] du \end{aligned}$$

En introduisant les propriétés de la *fonctions gamma*

$$\begin{aligned} \Gamma(z) &= \int_0^{+\infty} t^{z-1} \exp(-t) dt \\ \Gamma(m) &= (m-1)! \\ \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) &= \sqrt{\pi} \\ \Gamma\left(n + \frac{1}{2}\right) &= \frac{1 \times 3 \times 5 \times \dots \times (2n-1)}{2^n} \sqrt{\pi} \end{aligned}$$

Cela nous donne

$$\phi_{\pi_i^2}(t) = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)}{\sqrt{\pi}(1-2it)} = (1-2it)^{-\frac{1}{2}}$$

On en déduit que

$$\phi_{\chi_n^2}(t) = \prod_{i=1}^n \phi_{\pi_i^2}(t) = (1-2it)^{-\frac{n}{2}}, \quad t \in ]-\infty; +\infty[$$

Pour obtenir la fonction de distribution, il n'est pas nécessaire de faire une transformée de Fourier inverse, il suffit juste de remarquer que

$$A \int_0^{+\infty} u^{\frac{1}{2}-1} \exp\left(-\frac{u}{2}\right) \exp(itu) du = (1-2it)^{-\frac{n}{2}}$$

A étant le coefficient de normalisation. La densité de probabilité  $\chi_n^2$  à  $n$  degrés

de liberté devient

$$p(u) = \frac{u^{\frac{n}{2}-1}}{2^{\frac{n}{2}}\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} \exp\left(-\frac{u}{2}\right), \quad u \in [0; +\infty[$$

### A.1.2 Loi du $\chi_n^2$

**Espérance**

$$E[\chi_n^2] = \frac{1}{2^{\frac{n}{2}}\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} \int_0^{+\infty} uu^{\frac{n}{2}-1} \exp\left(-\frac{u}{2}\right) du = n$$

**Variance**

$$Var[\chi_n^2] = \frac{1}{2^{\frac{n}{2}}\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} \int_0^{+\infty} u^2 u^{\frac{n}{2}-1} \exp\left(-\frac{u}{2}\right) du = 2n$$

### A.1.3 La loi $\chi_n^2$ tend asymptotiquement vers une loi gaussienne quand $n$ tend vers l'infini

En tenant compte de l'espérance et de la variance, posons que notre loi  $\chi_n^2$  soit une variable centrée réduite :

$$\begin{aligned} \chi_n^2 = u &= \sum_{i=1}^n \pi_i^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_i - m_i}{\sigma_i}\right)^2 \\ y &= \frac{u - n}{\sqrt{2n}} \end{aligned}$$

La densité de probabilité devient

$$p(y) = \frac{\sqrt{2n}}{2^{\frac{n}{2}}\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} \left(y\sqrt{2n} + n\right)^{\frac{n}{2}-1} \exp\left(-\frac{y\sqrt{2n} + n}{2}\right)$$

Si on prend le logarithme de cette dernière expression

$$\begin{aligned} \ln[p(y)] &= \frac{1}{2} \ln(2n) - \frac{n}{2} \ln(2) - \left(\frac{n}{2} - 1\right) \ln\left(\frac{n}{2} - 1\right) + \left(\frac{n}{2} - 1\right) \\ &+ \left(\frac{n}{2} - 1\right) \ln(n) + \left(\frac{n}{2} - 1\right) \ln\left(1 + \frac{y}{\sqrt{\frac{n}{2}}}\right) - \frac{y\sqrt{2n} + n}{2} \end{aligned}$$

En notant que

$$\ln\left(1 + \frac{y}{\sqrt{\frac{n}{2}}}\right) = \frac{y}{\sqrt{\frac{n}{2}}} - \frac{y^2}{n} + \dots$$

En considérant que  $n \rightarrow +\infty$

---


$$\ln [p(y)] = C^{te} - \frac{y^2}{2}$$

Ce qui nous donne :

$$p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right)$$

Ce qui est bien une loi centrée réduite.

## A.2 Test statistique : test du $\chi^2$

Pour avoir une bonne estimation des paramètres d'une trace il faut s'assurer de la validité de la matrice de covariance des mesures expérimentales, que le modèle soit bien fondé. Puis en dernier lieu, que le programme de reconstruction soit correct. Nous avons deux méthodes interdépendantes pour vérifier ces conditions. La première méthode est l'étude des résidus normalisés, la seconde est le test du  $\chi^2$ , pour un développement plus complet de ces méthodes on pourra se référer aux ouvrages [4, 5].

### A.2.1 Les résidus normalisés : “pulls”

Les résidus normalisés donnent une bonne indication sur le choix de la paramétrisation.

$$p_i = \frac{m_i - \tilde{c}_i}{\sqrt{\sigma^2(c_i) - \sigma^2(\tilde{c}_i)}} \longrightarrow \mathfrak{N}(0, 1)$$

- $m_i$  est la  $i$ -ème mesure directe donnée par les détecteurs
- $\tilde{c}_i$  est le  $i$ -ème ajustement de la mesure  $m_i$
- $\sigma^2(c_i)$  et  $\sigma^2(\tilde{c}_i)$  sont respectivement les matrices de covariance de  $m_i$  et  $\tilde{c}_i$

Si le modèle d'ajustement est correct la mesure  $m_i$  doit tendre vers  $\tilde{c}_i$ ;  $(m_i - \tilde{c}_i)$  tend alors statistiquement vers zéro avec une covariance résiduelle  $R_i = \sigma^2(c_i) - \sigma^2(\tilde{c}_i)$ . En normalisant par la racine carrée de la covariance, le facteur  $p_i$  doit tendre vers une gaussienne centrée réduite  $\mathfrak{N}(0, 1)$ .

### A.2.2 Le test du $\chi^2$

Une autre méthode pour vérifier la validité de notre modèle de trace est l'observation de la valeur moyenne du  $\chi^2$ . Pour cette étude, nous allons faire deux hypothèses, la première  $h_0$  : les mesures appartiennent à une trace. La seconde hypothèse,  $h_1$ , est le complémentaire de  $h_0$ . La seconde hypothèse est délicate à déterminer car il faut considérer que quelques mesures n'appartiennent pas aux traces, mais proviennent directement du bruit de fond.

Le domaine de validité de  $h_0$  est  $[0, \chi_c]$ , où

$$\chi_c = \langle \chi \rangle = n$$

$n$  étant le nombre de degrés de liberté du système. Dans notre cas, le nombre de degrés de liberté est le nombre de traces réduit du nombre de contraintes. Le nombre de contraintes est de cinq, ce sont les composantes du vecteur d'état.

---

# Annexe B

## Segments de données retenus pour l'analyse

Les tableaux suivant regroupent tous les segments de données sélectionnés comme étant corrects. A l'exception du segment 78 208 (nord 1D1S), cette liste reprend exactement les mêmes segments ayant servi pour l'analyse utilisant la bibliothèque pro.43.

78402	78511	78512	78532	78553	78808	78810	78817	78838	79047	79048	79050
79066	79067	79340	79341	79560	79579	79603	79615	79626	79629	79630	79641
79642	79643	79740	79749	79750	79762	79764	79765	79768	79863	79866	79872
79875	79885	79888	79960	79961	79962	79963	79964	80127	80139	80312	

TAB. B.1 – Segments sélectionnés pour les données deuton-or du bras nord déclenchées en 2D.

78511	78512	78553	78810	78817	78838	79047	79048	79050	79066	79067	79340
79341	79603	79615	79629	79630	79642	79643	79749	79750	79762	79764	79765
79768	79863	79866	79872	79875	79885	79888	79961	79962	79963	79964	80128
80139	80141	80150									

TAB. B.2 – Segments sélectionnés pour les données deuton-or du bras sud déclenchées en 2D.

72336	72350	72352	72357	72359	72361	72364	72366	72462	72467	72476	72482
72489	72495	72601	72603	72605	72647	72648	72662	72667	72669	72675	72733
72735	72737	72739	72741	72745	72749	72750	72756	72758	72966	72968	72971
73042	73051	73052	73053	73054	73057	73058	73059	73060	73061	73072	73075
73077	73082	73125	73127	74405	74406	74407	74410	74413	74417	74420	74425
74428	74443	74448	74463	74475	74477	74479	74530	74539	74558	74660	74662
74664	74669	74674	74675	74678	74680	74683	74684	74686	74691	74852	74854
74855	74857	75377	75379	75399	75403	75549	75747	75794	75795	75800	75983
76050	76053	76070	76073	76276	76284	76763	76864	76981	76983	76985	76995
77256	77266	77312	77313	77314	77319	77320	77322	77324	77326	77380	77520
77521	77531	77533	77547	77678	77683	77686	77688	78181	78182	78207	78209
78210	78213	78269	78270	78306	78307						

TAB. B.3 – Segments sélectionnés pour les données deuton-or du bras nord déclenchées en 1D1S.

72336	72340	72350	75399	72352	72357	72359	72361	72364	72467	72476	72482
72489	72495	72603	72605	72662	72667	72669	72675	72733	72735	72737	72739
72741	72745	72749	72750	72756	72758	72966	72968	72971	73042	73051	73052
73053	73054	73057	73058	73059	73060	73061	73072	73075	73077	73082	73125
73127	74405	74406	74413	74417	74420	74425	74428	74443	74448	74463	74475
74477	74479	74530	74539	74558	74662	74664	74680	74683	74684	74686	74691
74743	74744	74746	74844	74852	74854	74855	74857	75377	75379	75399	75401
75403	75532	75533	75547	75549	75747	75794	75795	75796	75800	75983	76050
76053	76070	76073	76276	76284	76763	76983	76985	76995	77256	77266	77312
77313	77314	77320	77322	77324	77326	77374	77380	77392	77521	77533	77547
77683	77686	77688	78181	78182	78207	78208	78209	78210	78213	78269	78402
87997											

TAB. B.4 – Segments sélectionnés pour les données deuton-or du bras sud déclenchées en 1D1S.



88471	88578	88580	88829	88845	88846	88875	88877	88879	88943	88946	88993
88995	88997	88999	89003	89005	89080	89096	89098	89100	89128	89130	89135
89211	89299	89303	89321	89323	89325	89453	89463	89529	89624	89626	89629
89634	89644	89646	89648	89685	89693	89695	89697	89707	89709	89711	89713
89715	90213	90215	90219	91084	91085	91087	91126	91128	91130	91132	91134
91270	91273	91275	91447	91449	91460	91462	91464	91478	91718	91720	91726
91729	91731	91844	91846	91848	91851	91853	91979	91985	91987	92030	92034
92036	92038	92040	92230	92232	92234	92236	92238	92240	92242	92244	92436
92438	92440	92444	92446								

TAB. B.5 – Segments sélectionnés pour les données proton-proton du bras nord déclenchées en 1D1S.

87829	87832	87839	87841	87843	87899	87901	87904	87906	87908	87910	87912
87927	88001	88006	88127	88243	88258	88396	88578	88580	88582	88584	88943
88946	88964	88995	88997	88999	89001	89003	89005	89080	89098	89100	89103
89105	89119	89128	89130	89135	89211	89299	89303	89316	89318	89321	89323
89325	89451	89453	89463	89529	89541	89624	89626	89629	89634	89642	89644
89646	89648	89683	89685	89693	89695	89697	89707	89709	89711	89713	89715
90209	90213	90215	90219	91082	91266	91268	91270	91273	91275	91316	91318
91447	91449	91452	91457	91460	91462	91464	91476	91478	91681	91720	91726
91729	91731	91842	91844	91846	91848	91851	91853	91855	91979	91985	91987
92030	92034	92036	92038	92040	92194	92230	92232	92234	92236	92240	92242
92244	92434	92436	92438	92440	92444	92446					

TAB. B.6 – Segments sélectionnés pour les données proton-proton du bras sud déclenchées en 1D1S.

---

# Annexe C

## Evaluation de l'efficacité de reconstruction des $J/\psi$

### C.1 Estimation des efficacités

Pour évaluer la section efficace de production de la résonance  $J/\psi$  différentes simulations ont permis de déterminer l'efficacité des détecteurs en fonction des différents filtres qui ont été appliqués. Le principe se base sur la simulation d'un grand nombre de paires de muons issues de la désintégration d'un  $J/\psi$ , et de le comparer au nombre de paires reconstruites sous différents filtres : 1D1S et 2D.

Les principaux résultats de ces simulations sont rassemblés dans les tableaux C.1 et C.2. La colonne Simulation représente le nombre de paires de dimuons simulées, les colonnes 1D1S et 2D représentent le nombre de paires reconstruites. Selon les filtres appliqués, nous définissons les efficacités par les rapports suivants :

$$\begin{aligned} - \varepsilon_{1D1S} &= \frac{1D1S}{\text{Simulation}} \\ - \varepsilon_{2D} &= \frac{2D}{\text{Simulation}} \end{aligned}$$

Le tableau C.1 permet de calculer l'efficacité du détecteur dans différents domaines en rapidité. Quant au tableau C.2, il permet de déterminer ces mêmes efficacités dans différents domaines d'impulsion transverse.

### C.2 Calcul des sections efficaces de production

En m'appuyant sur le calcul des efficacités de reconstruction de la section précédente et en utilisant les formules 4.5 et 4.6, j'ai rassemblé tous les calculs des sections efficaces de production dans les tableaux C.3, C.4, C.5 et C.6.

Collisions	Domaine en $y$	Simulation	1D1S	2D
Nord deuton-or	$1, 2 < y < 2, 4$	126 387	11 063	7 409
Nord deuton-or	$1, 2 < y < 1, 8$	73 890	6 452	4 140
Nord deuton-or	$1, 8 < y < 2, 4$	52 497	4 608	3 259
Sud deuton-or	$-2, 2 < y < -1, 2$	111 841	7 728	3 974
Sud deuton-or	$-2, 2 < y < -1, 7$	49 193	3 591	1 917
Sud deuton-or	$-1, 7 < y < -1, 2$	62 648	4 136	2 057
Nord proton-proton	$1, 2 < y < 2, 4$	126 387	10 772	0
Nord proton-proton	$1, 2 < y < 1, 8$	73 890	6 355	0
Nord proton-proton	$1, 8 < y < 2, 4$	52 497	4 417	0
Sud proton-proton	$-2, 2 < y < -1, 2$	111 841	4 262	0
Sud proton-proton	$-2, 2 < y < -1, 7$	49 193	2 068	0
Sud proton-proton	$-1, 7 < y < -1, 2$	62 648	2 195	0

TAB. C.1 – Nombre de paires de dimuons reconstruites en fonction des domaines de rapidité  $y$  sélectionnés.

Collisions	Domaine en $p_t$	Simulation	1D1S	2D
Nord deuton-or	$0 < p_t < 1$	36 557	3 312	2 187
Nord deuton-or	$1 < p_t < 2$	59 235	5 188	3 464
Nord deuton-or	$2 < p_t < 3$	25 303	2 086	1420
Nord deuton-or	$3 < p_t < 4$	4 622	411	299
Nord deuton-or	$4 < p_t < 5$	569	56	35
Sud deuton-or	$0 < p_t < 1$	32 310	2 370	1 188
Sud deuton-or	$1 < p_t < 2$	52 146	3 576	1 842
Sud deuton-or	$2 < p_t < 3$	22 370	1 407	741
Sud deuton-or	$3 < p_t < 4$	4 347	334	209
Sud deuton-or	$4 < p_t < 5$	555	13	10
Nord proton-proton	$0 < p_t < 1$	36 557	3191	0
Nord proton-proton	$1 < p_t < 2$	59 235	5 058	0
Nord proton-proton	$2 < p_t < 3$	25 303	2 053	0
Nord proton-proton	$3 < p_t < 4$	4 622	408	0
Nord proton-proton	$4 < p_t < 5$	569	54	0
Sud proton-proton	$0 < p_t < 1$	32 310	1 289	0
Sud proton-proton	$1 < p_t < 2$	52 146	1 992	0
Sud proton-proton	$2 < p_t < 3$	22 370	784	0
Sud proton-proton	$3 < p_t < 4$	4 347	177	0
Sud proton-proton	$4 < p_t < 5$	555	5	0

TAB. C.2 – Nombre de paires de dimuons reconstruites en fonction des tranches en impulsion transverse  $p_t$ .

Rapidité $y$ d-Au 1D1S	Nombre de $J/\psi$ ssbf - $C_2$	$A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi}$		$\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}$	$\mathcal{L}$ (nb $^{-1}$ )	$B_{\mu\mu} \times \sigma_{J/\psi}$ (nb)
		$\varepsilon_{1D1S}$	$\varepsilon_{tce}$			
1,76	$537 \pm 27$	0,088	0,93	0,92	0,903	$7\,898 \pm 397$
1,59	$368 \pm 22$	0,087	0,93	0,92	0,903	$5\,475 \pm 327$
1,99	$175 \pm 16$	0,088	0,93	0,92	0,903	$2\,574 \pm 235$
-1,71	$660 \pm 32$	0,069	0,99	0,92	0,794	$13\,227 \pm 641$
-1,88	$260 \pm 20$	0,073	0,99	0,92	0,794	$4\,925 \pm 379$
-1,53	$380 \pm 22$	0,066	0,99	0,92	0,794	$7\,962 \pm 461$
d-Au 2D	Nombre de $J/\psi$	$\varepsilon_{2D}$	$\varepsilon_{tce}$	$\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}$	$\mathcal{L}$	$B_{\mu\mu} \times \sigma_{J/\psi}$
1,76	$411 \pm 22$	0,059	0,93	0,92	0,764	$10\,657 \pm 570$
1,59	$272 \pm 18$	0,056	0,93	0,92	0,764	$7\,430 \pm 492$
1,99	$125 \pm 13$	0,062	0,93	0,92	0,764	$3\,084 \pm 321$
-1,71	$273 \pm 9$	0,036	0,99	0,92	0,614	$13\,560 \pm 447$
-1,88	$76 \pm 12$	0,039	0,99	0,92	0,614	$3\,485 \pm 550$
-1,53	$206 \pm 17$	0,033	0,99	0,92	0,614	$11\,162 \pm 921$

TAB. C.3 – Calcul de la section efficace de production de la résonance  $J/\psi$  dans les collisions deuton-or pour six domaines en rapidité. Le tableau du haut présente les résultats filtrés en 1D1S, celui du bas présente les résultats filtrés en 2D.

Rapidité $y$ p-p	Nombre de $J/\psi$ ssbf - $C_2$	$A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi}$		$\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}$	$\mathcal{L}$ (nb $^{-1}$ )	$B_{\mu\mu} \times \sigma_{J/\psi}$ (nb)
		$\varepsilon_{1D1S}$	$\varepsilon_{tce}$			
1,76	$305 \pm 21$	0,085	0,95	0,74	186	$27 \pm 2$
1,59	$230 \pm 18$	0,086	0,95	0,74	186	$20 \pm 2$
1,99	$90 \pm 11$	0,084	0,95	0,74	186	$9 \pm 1$
-1,71	$174 \pm 15$	0,038	0,99	0,74	209	$30 \pm 3$
-1,88	$86 \pm 11$	0,042	0,99	0,74	209	$13 \pm 2$
-1,53	$91 \pm 11$	0,035	0,99	0,74	209	$17 \pm 2$

TAB. C.4 – Calcul de la section efficace de production de la résonance  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton pour six domaines en rapidité.

$p_t$ d-Au Nord 1D1S	Nombre de $J/\psi$ ssbf - $C_2$	$A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi}$		$\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}$	$\mathcal{L}$ (nb $^{-1}$ )	$B_{\mu\mu} \times \sigma_{J/\psi}$ (nb)
		$\varepsilon_{1D1S}$	$\varepsilon_{tce}$			
0,63	147 $\pm$ 14	0,091	0,93	0,92	0,903	2 0901 $\pm$ 199
1,46	235 $\pm$ 17	0,088	0,93	0,92	0,903	3 456 $\pm$ 250
2,40	106 $\pm$ 12	0,082	0,93	0,92	0,903	1 673 $\pm$ 189
3,35	61 $\pm$ 10	0,089	0,93	0,92	0,903	887 $\pm$ 145
4,35	10 $\pm$ 3	0,098	0,93	0,92	0,903	132 $\pm$ 40
Sud 1D1S	Nombre de $J/\psi$	$\varepsilon_{1D1S}$	$\varepsilon_{tce}$	$\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}$	$\mathcal{L}$	$B_{\mu\mu} \times \sigma_{J/\psi}$
0,63	148 $\pm$ 18	0,073	0,99	0,92	0,794	2 803 $\pm$ 341
1,46	285 $\pm$ 20	0,069	0,99	0,92	0,794	5 712 $\pm$ 401
2,40	108 $\pm$ 13	0,063	0,99	0,92	0,794	2 371 $\pm$ 286
3,35	55 $\pm$ 9	0,077	0,99	0,92	0,794	988 $\pm$ 162
4,35	7 $\pm$ 7	0,023	0,99	0,92	0,794	421 $\pm$ 421
Nord 2D	Nombre de $J/\psi$	$\varepsilon_{2D}$	$\varepsilon_{tce}$	$\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}$	$\mathcal{L}$	$B_{\mu\mu} \times \sigma_{J/\psi}$
0,63	128 $\pm$ 14	0,060	0,93	0,92	0,764	3 264 $\pm$ 357
1,46	139 $\pm$ 13	0,058	0,93	0,92	0,764	3 667 $\pm$ 343
2,40	101 $\pm$ 11	0,056	0,93	0,92	0,764	2 759 $\pm$ 301
3,35	27 $\pm$ 6	0,065	0,93	0,92	0,764	635 $\pm$ 141
4,35	8 $\pm$ 5	0,061	0,93	0,92	0,764	201 $\pm$ 125
Sud 2D	Nombre de $J/\psi$	$\varepsilon_{2D}$	$\varepsilon_{tce}$	$\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}$	$\mathcal{L}$	$B_{\mu\mu} \times \sigma_{J/\psi}$
0,63	21 $\pm$ 8	0,073	0,99	0,92	0,614	1 015 $\pm$ 387
1,46	89 $\pm$ 12	0,069	0,99	0,92	0,614	4 547 $\pm$ 613
2,40	54 $\pm$ 10	0,063	0,99	0,92	0,614	2 926 $\pm$ 542
3,35	38 $\pm$ 4	0,077	0,99	0,92	0,614	1 416 $\pm$ 149
4,35	15 $\pm$ 5	0,023	0,99	0,92	0,614	1 490 $\pm$ 497

TAB. C.5 – Calcul de la section efficace de production de la résonance  $J/\psi$  dans les collisions deuton-or pour cinq domaines d'impulsion transverse. Le tableau du haut présente les résultats filtrés en 1D1S, celui du bas présente les résultats filtrés en 2D.

$p_t$	Nombre de $J/\psi$	$A \times \varepsilon_{J/\psi}^{4\pi}$		$\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}$	$\mathcal{L}$ (nb <sup>-1</sup> )	$B_{\mu\mu} \times d\sigma_{J/\psi}$ (nb)
	ssbf - $C_2$	$\varepsilon_{1D1S}$	$\varepsilon_{tce}$			
0,63	93 ± 12	0,087	0,95	0,74	186	8,18 ± 1,05
1,46	148 ± 14	0,085	0,95	0,74	186	13,32 ± 1,26
2,40	51 ± 9	0,081	0,95	0,74	186	4,82 ± 0,85
3,35	19 ± 5	0,088	0,95	0,74	186	1,65 ± 0,43
4,35	3 ± 2	0,095	0,95	0,74	186	0,24 ± 0,16
Sud p-p	Nombre de $J/\psi$	$\varepsilon_{1D1S}$	$\varepsilon_{tce}$	$\varepsilon_{J/\psi}^{BBC}$	$\mathcal{L}$	$B_{\mu\mu} \times \sigma_{J/\psi}$
0,63	60 ± 9	0,040	0,99	0,74	209	9,80 ± 1,47
1,46	55 ± 10	0,038	0,99	0,74	209	9,45 ± 1,72
2,40	29 ± 7	0,035	0,99	0,74	209	5,41 ± 1,31
3,35	10 ± 7	0,041	0,99	0,74	209	1,59 ± 1,12
4,35	0.5 ± 1	0,009	0,99	0,74	209	0,36 ± 0,73

TAB. C.6 – Calcul de la section efficace de production de la résonance  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton pour cinq domaines d'impulsion transverse.

---



# Bibliographie

- [1] C. Guilpin, Manuel de calcul numérique appliqué (EDP sciences, 1999)
- [2] W. R. Leo, Techniques for nuclear and particule physics experiments (Springer - Verlag, 1992)
- [3] B. Escoubès, Probabilité et statistiques à l'usage de la physique (ellips, 1988)
- [4] R. K. Bock, H. Grote, D. Notz and M. Regler, Data analysis techniques for hight-energy physics experiments (Cambridge University Press, 1990)
- [5] Particle data group, Particle physics booklet (CERN, 2002)

---



## Résumé :

Pour entreprendre l'étude du plasma de quarks et de gluons formé dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, il est nécessaire de comprendre le comportement de la matière nucléaire froide. C'est dans cette optique que des collisions deuton-or à 200 GeV dans le centre de masse nucléon-nucléon ont été étudiées au collisionneur RHIC. La résonance  $J/\psi$  est l'une des sondes proposées pour étudier le plasma. Nous avons étudié sa production via le canal de désintégration muonique à l'aide des spectromètres à muons de l'expérience PHENIX. Nous avons développé une méthode d'ajustement des traces et du vertex, basée sur l'algorithme de Kalman, pour analyser les données recueillies dans ces spectromètres. La production de la résonance  $J/\psi$  a été examinée en fonction de différentes variables cinématiques et géométriques. La comparaison aux données recueillies dans les collisions proton-proton permet de mieux comprendre des phénomènes, tel le *shadowing* ou l'absorption, intervenant dans les collisions où le plasma de quarks et de gluons n'est pas formé.

**Title :  $J/\psi$  production in proton-proton and deuteron-gold collisions at 200 GeV in the nucleon-nucleon center of mass**

## Abstract :

To understand the quark-gluon plasma formed in heavy-ion collisions, we have to understand the cold nuclear matter behavior. In this aim we studied deuteron-gold collisions at 200 GeV in the nucleon-nucleon center of mass at the collider RHIC. The  $J/\psi$  was suggested to probe the plasma. We studied its production via its muon decay measured in the muon spectrometers of the PHENIX experiment. We developed a Kalman fit method for tracks and vertex, for the muon spectrometers data analysis. The  $J/\psi$  production was analyzed in function of kinematic and geometric variables. Comparison between proton-proton and deuterium-gold data allowed a better understanding of shadowing and absorption phenomena present in collisions without any dense matter.

**Mots-clés :** PHENIX - Shadowing - Kalman - Collisions deuton-or

**Laboratoire :** Service de Physique Nucléaire - CEA Saclay