Table des matières

Introduction **15**

1 Le plasma de quarks et de gluons **17**
1.1 Aspects théoriques 18
1.1.1 Matière ordinaire et QGP 18
1.1.2 La transition de phase 18
1.1.3 Les signatures du QGP 21
1.2 Le plasma de quarks et de gluons en laboratoire 23
1.2.1 Conditions de formation du plasma 23
1.2.2 Hydrodynamique du plasma 24
1.2.3 Les collisions d'ions lourds ultrarelativistes 26
1.3 La signature des paires de leptons 28
1.3.1 La référence : le mécanisme Drell-Yan 28
1.3.2 Production thermique de dimuons 30
1.3.3 Augmentation d'étrangeté 30
1.3.4 Suppression des charmonia 31

2 Dispositif Expérimental **37**
2.1 Le spectromètre à muons 38
2.1.1 L'aimant 39
2.1.2 Les hodoscopes de déclenchement 40
2.1.3 Les chambres à fils 42
2.1.4 L'absorbeur 42
2.2 La cible 44
2.2.1 Le système cible des données Pb-Pb de l'expérience NA50 44
2.2.2 Le système cible des données p-A de l'expérience NA38 45
2.2.3 Le système cible des données p-A de l'expérience NA51 46
2.3 Mesure de la centralité 47
2.3.1 Le calorimètre électromagnétique 47
2.3.2 Le calorimètre à zéro degré 48
2.4 Le faisceau et le détecteur de faisceau 50
2.4.1 L'hodoscope de faisceau 50
2.4.2 Les compteurs à argon 50
2.5 Déclenchement, lecture et acquisition 52

3 Traitement des données **55**
3.1 Sélection des données . . . 56
3.2 Reconstruction des paires de muons . . . 58
3.3 La sélection finale : les coupures cinématiques . . . 59
3.3.1 Données p-A, NA38 . . . 60
3.3.2 Données p-A, NA51 . . . 61
3.3.3 Données Pb-Pb, NA50 . . . 62

4 Analyse des données expérimentales **67**
4.1 Principe de la méthode d'analyse . . . 68
4.1.1 Mesure des sections efficaces . . . 68
4.1.2 Mesure des rapports de sections efficaces . . . 70
4.2 Processus contribuant au spectre de masse des dimuons . . . 71
4.2.1 Le bruit de fond combinatoire . . . 71
4.2.2 Charme et Drell-Yan . . . 73
4.3 Simulations et acceptances . . . 75
4.3.1 Caractéristiques cinématiques des événements générés . . . 75
4.3.2 Acceptances . . . 75
4.3.3 Lissage des simulations . . . 78
4.4 Ajustement des données expérimentales . . . 82
4.4.1 Traitement du bruit de fond combinatoire . . . 82
4.4.2 Méthode d'analyse . . . 85
4.4.3 Etude spécifique à chaque système . . . 88

5 Résultats **97**
5.1 Section efficace de production du J/ψ . . . 98
5.1.1 Données p-A . . . 98
5.1.2 Comparaison avec d'autres systèmes légers . . . 99
5.1.3 Les données Pb-Pb . . . 102
5.2 Rapports des sections efficaces $\sigma^{J/\psi}$ et σ^{DY} . . . 104
5.2.1 La référence : le mécanisme de Drell-Yan . . . 104
5.2.2 Rapports de production $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ . . . 105
5.3 Rapports de production $\psi'/J/\psi$ . . . 111
5.3.1 Données p-A . . . 111
5.3.2 Comparaison avec d'autres systèmes légers . . . 111
5.3.3 Données Pb-Pb . . . 114

6 Discussion des résultats et conclusion **119**
6.1 La référence : le Drell-Yan . . . 120
6.2 Production de J/ψ et de ψ' dans les collisions de projectiles légers . . . 121
6.2.1 Les résultats sur les production du J/ψ et du ψ' . . . 121
6.2.2 Interprétation théorique : le modèle d'absorption . . . 123
6.2.3 Conclusion . . . 127
6.3 Production de J/ψ et de ψ' dans les interactions Pb-Pb . . . 128
6.3.1 Les résultats des données Pb-Pb . . . 128
6.3.2 Interprétation théorique . . . 133

6.4 Conclusion 140

Conclusion **143**

A Calcul de la variable L **145**
A.1 Collisions noyau-noyau 146
A.2 Production de processus durs 148
A.3 Suppression des *charmonia* par l'absorption nucléaire 149
A.3.1 Collisions p-A 149
A.3.2 Collisions A-B 150
A.4 Calcul de L 152
A.4.1 Valeurs intégrées sur la centralité 152
A.4.2 Etude en fonction de la centralité 154

B Fonctions de lissage des spectres simulés **161**
B.1 Spectre de Drell-Yan 162
B.1.1 Données p-A, NA38 162
B.1.2 Données p-A, NA51 162
B.1.3 Données Pb-Pb, NA50 162
B.2 Spectres des J/ψ et ψ' 163
B.2.1 Données p-A, NA38 163
B.2.2 Données p-A, NA51 164
B.2.3 Données Pb-Pb, NA50 165
B.3 Spectre de charme ouvert des données Pb-Pb 165

C Corrections cinématiques **167**
C.1 Variables cinématiques 168
C.1.1 Variable de Feynman x_F 168
C.1.2 Rapidité y 168
C.2 Corrections de Schuler 170
C.3 Correction des données p-Cu, p-U, O-Cu, O-U, S-U (NA38) 172

Table des figures

1.1 *Température critique versus densité baryonique. ρ_0 est la densité nucléaire classique (ρ_0 = 0,170 nucléon/fm^3) ; la température critique T_C est environ de 200 MeV.* 19

1.2 *Evolution de la densité d'énergie ε et de la pression P à partir des calculs de CDQ sur réseau (en trait plein). Les courbes en pointillé indiquent les densités d'énergie d'un gaz à 3 et 37 degrés de liberté.* 20

1.3 *Centralité d'une collision : collision phériphérique (figure de gauche) ; collision centrale (figure de droite).* 23

1.4 *Représentation schématique de la collision, avant (figure du haut) puis après (figure du bas) la collision.* 24

1.5 *Evolution d'un plasma de quarks et de gluons dans un diagramme d'espace-temps.* 25

1.6 *Profil de la densité d'énergie le long de la direction du paramètre d'impact (R_T = 0 indique le centre de la collision) pour les collisions Pb-Pb (trait plein) et S-Pb (trait pointillé). Les lignes rectangulaires correspondent à la densité d'énergie moyennée sur le volume d'interaction.* 26

1.7 *Diagramme d'annihilation $q\bar{q}$, pour le processus Drell-Yan, dans une collision nucléon-nucléon conduisant à la production d'une paire de leptons.* 28

1.8 *Production du J/ψ via l'état singlet de couleur $c\bar{c}$ (schéma de gauche), via l'état singlet de couleur $c\bar{c}g$ (schéma de droite).* 32

2.1 *Spectromètre à muons* 38

2.2 *Vue de face (gauche) et de coté (droite) de l'aimant à champ toroïdal.* 39

2.3 *Coupe transverse des hodoscopes de déclenchement.* 40

2.4 *Disposition des lattes des hodoscopes.* 41

2.5 *Disposition des trois plans de chaque chambre à fils.* 42

2.6 *Détail de l'absorbeur de hadrons dans le cadre de l'expérience NA50.* 43

2.7 *Vue de dessus de la région cible pour l'expérience NA50.* 44

2.8 *Calorimètre électromagnétique* 47

2.9 *Calorimètre à zéro degré* 48

3.1 *Spectres de masse $M_{\mu^+\mu^-}$, de cos(Θ_{CS}), de rapidité y^* et d'impulsion transverse P_T pour les données p-Cu(101cm). Les zones hachurées correspondent aux fenêtres cinématiques de rejet des événements.* 60

3.2 *Spectres de masse $M_{\mu^+\mu^-}$, de cos(Θ_{CS}), de rapidité y^* et d'impulsion transverse P_T pour les données p-p (NA51). Les zones hachurées correspondent aux fenêtres cinématiques de rejet des événements.* 61

3.3 *Spectres de masse $M_{\mu^+\mu^-}$, de $\cos(\Theta_{CS})$, de rapidité y^* et d'impulsion transverse P_T pour les données Pb-Pb (NA50). Les zones hachurées correspondent aux fenêtres cinématiques de rejet des événements.* 62

3.4 *Spectre d'énergie transverse neutre des données Pb-Pb pour des événements Drell-Yan de masse supérieure à 4 GeV/c^2. Les points noirs correspondent au spectre corrigé de l'efficacité d'identification de la cible ; les points blancs au spectre non corrigé d'efficacité.* 63

4.1 *Spectre de masse des dimuons $\mu^+\mu^-$ pour les données p-Cu (101) (gauche) et p-p (droite). La contribution du bruit de fond est représentée en traits pointillés.* . . 72

4.2 *Domaines cinématiques des événements simulés, générés, générés puis reconstruits, pour les contributions (de haut en bas) J/ψ, ψ' et Drell-Yan pour le système Pb-Pb. Les zones hachurées correspondent aux fenêtres cinématiques de rejet des événements. L'acceptance des événements Drell-Yan est donnée en fonction de la masse.* 76

4.3 *Spectres de masses lissés des événements Drell-Yan simulés, générés puis reconstruits, pour les données a) p-Cu (101 cm), b) p-H^2 et c) Pb-Pb.* 78

4.4 *Spectres de masses lissés des événements J/ψ et ψ' simulés, générés puis reconstruits, pour les données a) p-H^2 et b) Pb-Pb.* 79

4.5 *Evénements J/ψ simulés, générés puis reconstruits, pour des cibles respectivement de 5 (figures (a), (b), (c)) et de 30 cm (figures (d), (e), (f)). Les figures (a) et (d) correspondent aux événements générés avant le centre de la cible, les figures (b) et (e) à ceux générés après le milieu de la cible. (c) et (f) sont leurs superpositions.* 80

4.6 *Spectres de masses lissés des événements J/ψ et ψ' simulés, générés puis reconstruits, pour les données a) p-Cu (10,1 cm) et b) p-C.* 81

4.7 *Estimation des événements « bruit de fond» dans le cadre des données p-H^2 : a) bruit de fond calculé indépendemment par tranche de masse ; b) bruit de fond déterminé par la méthode des lissages.* 83

4.8 *Détermination des événements « bruit de fond» dans le cadre des données p-Cu (101 cm) NA38. a) spectre d'événements avant soustraction du bruit de fond ; b) spectre d'événements après soustraction du bruit de fond.* 84

4.9 *Spectres masse des données p-Cu (10,1 cm) (figure de gauche) et des données p-p (figure de droite).* 85

4.10 *Spectres de masse des données p-A « NA38 »après ajustement : a) p-W (1,5 cm), b) p-Cu (2 cm), c) p-Al (20 cm), d) p-W (5,6 cm), e) p-Cu (10,1 cm), f) p-C (30 cm).* 88

4.11 *Spectres de masse des données NA51 après ajustement : a) p-p, b) p-d.* 89

4.12 *Spectres de masse des données Pb-Pb, après ajustement, avec la contribution des événements $D\bar{D}$ (figure de gauche) ; avec la contribution des événements $D\bar{D}$ + « excès» (figure de droite), où l'extrapolation de la fonction d'ajustement jusqu'à 2 GeV/c^2 montre un écart avec les données entre 2,5 et 3,0 GeV/c^2.* 91

4.13 *Spectres de masses, après ajustement, des données Pb-Pb « NA50 »pour différentes tranches d'énergie transverse : a) $5 < E_T$, b) $5 < E_T < 45$, c) $45 < E_T < 70$, d) $70 < E_T < 105$, e) $105 < E_T < 135$, f) $135 < E_T < 175$.* 93

5.1 *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de AB, des données p-A NA38 et NA51 étudiées ici, comparées à celles obtenues précédemment par l'expérience NA38. Les données sont présentées dans leur domaine cinématique de mesure (figure de gauche) et rapportées au domaine : P_{lab} = 200 GeV/c et y^* = [0 : 1] (figure de droite).* 100

5.2 *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de L, des données p-A NA38 et NA51 étudiées ici, comparées à celles obtenues précédemment par l'expérience NA38. Les données sont présentées dans leur domaine cinématique de mesure (figure de gauche), rapportées au domaine : P_{lab} = 200 GeV/c et y^* = [0 : 1] (figure de droite).* 101

5.3 *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de AB (figure de gauche) et de L (figure de droite), des données NA38, NA51 et NA50.* 102

5.4 *Rapports K_{DY} en fonction de AB, pour les données des expériences NA38, NA51 et NA50.* 105

5.5 *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, pour les données des expériences NA51 et NA38.* 106

5.6 *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de l'énergie transverse E_T pour les données Pb-Pb de l'expérience NA50.* 109

5.7 *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, pour les données Pb-Pb de l'expérience NA50.* 110

5.8 *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de la masse atomique de la cible.* . . . 113

5.9 *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données S-U ; en fonction de la masse atomique de la cible (figure de gauche) ; en fonction de l'énergie transverse (figure de droite).* 114

5.10 *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données Pb-Pb ; en fonction de la masse atomique de la cible (figure de gauche) ; en fonction de l'énergie transverse (figure de droite).* 115

6.1 *Rapports K_{DY} en fonction de AB, pour les données des expériences NA38, NA51 et NA50.* 120

6.2 *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de AB pour les données des expériences NA38 et NA51.* 121

6.3 *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de la masse atomique de la cible des données p-A des expériences NA38 et NA51. Les données p-p, Li, Be, Si, Au (les points ronds) proviennent d'autres expériences (voir tableau 5.9).* 122

6.4 *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de la masse atomique de la cible des données des expériences NA38 et NA51. Les données p-p, Li, Be, Si, Au (les points ronds) proviennent d'autres expériences.* 123

6.5 *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de L, des données des expériences NA38 et NA51.* 124

6.6 *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, pour les données des expériences NA51 et NA38.* 125

6.7 *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, pour les données des expériences NA51 et NA38.* 126

6.8 *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de AB, des données NA38, NA51 et NA50.* 128

6.9 *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, pour les données des expériences NA38, NA51 et NA50.* 129

6.10 *Rapports* $R_K = (B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY})/A(L)$ *en fonction de L, pour les données des expériences NA38, NA51 et NA50.* $A(L)$ *est la valeur attendue du rapport* $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ *dans le cadre du modèle d'absorption.* 130

6.11 *Rapports* $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\ B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$, *en fonction de la masse atomique de la cible, des données des expériences NA38, NA51 et NA50. Les données p-p, Li, Be, Si, Au (les points ronds) proviennent d'autres expériences.* 131

6.12 . *Rapports* $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$ *en fonction de L, pour les données des expériences NA38, NA51 et NA50.* 132

6.13 *Rapports* $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ *des données NA38, NA51 et NA50. La courbe en pointillés représente le modèle d'absorption tel qu'il est défini au paragraphe §6.2.1. Les courbes en traits pleins représentent le modèle développé dans [5]et [6]. Figure prise dans [6].* 134

6.14 *Spectre d'énergie transverse* E_T *en fonction de l'énergie résiduelle* E_{ZDC} *pour les données Pb-Pb (figure prise dans [3]). La courbe « Glauber» illustre la corrélation* $E_T.vs.E_{ZDC}$ *définie en annexe (A.4.2). La courbe « G-V» illustre la corrélation* $E_T.vs.E_{ZDC}$ *à partir des hypothèses de [5]et [6].* 135

6.15 *Rapports* $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ *(figure du haut) et* $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ *(figure du bas) des données NA38, NA51 et NA50. Figure du haut, la courbe en pointillé représente le modèle d'absorption tel qu'il est défini au paragraphe §6.2.1. Les résultats du modèle présenté dans [7]sont portés sur les figures. Figures prises dans [7].* . . . 136

6.16 *(figure prise dans [8]) Densité de participants le long de la direction du paramètre d'impact b pour différentes valeurs du paramètre d'impact (la plus grande densité de participants étant atteinte pour un paramètre d'impact nul). Gauche : collisions S-U ; Droite : collisions Pb-Pb. La densité maximale atteinte dans les collisions Pb-Pb est 35 % supérieure à celle obtenue pour les interactions S-U (la ligne en pointillé correspondant à la densité maximale dans le système S-U).* 138

6.17 *Rapports* ψ/DY *comparés à la suppression provenant des modèles d'absorption (avec* σ_{abs} *= 7,3 ± 0,6 mb) et de déconfinement (*S_{Gl+dec} *dans les collisions Pb-Pb), avec* κ^{χ}_c *= 2,3 et* κ^{ψ}_c *= 2,9.* 139

A.1 *Schéma de principe d'une collision noyau-noyau d'un noyau projectile A sur un noyau cible B (figure de gauche : coupe longitudinale dans le centre de masse de la collision nucléon-nucléon ; figure de droite : coupe transverse.)* 146

A.2 *Corrélation « énergie transverse» – « énergie résiduelle» pour les données Pb-Pb. La droite représente la corrélation obtenue à partir du modèle des « participants».* 154

A.3 *Corrélation* E_T*–b pour des événements Drell-Yan dans les collisions Pb-Pb.* . . . 155

A.4 *Corrélation* $L - E_T$ *pour des événements Drell-Yan dans les collisions Pb-Pb* . . 157

C.1 x_2 *en fonction de* x_1 *pour deux valeurs de l'énergie (19,4 GeV et 29,1 GeV) et une masse prise égale à celle du* J/ψ*. Les droites correspondent à différentes valeurs de la rapidité* y^*. 169

C.2 *Représentation des distributions suivant* x_F *: a) pour des énergies de 29,1 et 19,4 GeV, respectivement en traits pleins et pointillés ; b) pour 29,1 GeV, où la zône hachurée représente le domaine* $x_F = [-0,087 : 0,136]$ *(*$y^* = [-0,4 : 0,6]$*) ; c) pour 19,4 GeV, où la zône hachurée représente le domaine* $x_F = [0 : 0,375]$ *(*$y^* = [0 : 1]$*).* 170

C.3 *Représentation des distributions suivant* x_F *(cf 1.) et* $\cos(\Theta_{CS})$ *(cf 2.). Les zones hachurées correspondent aux domaines* $x_F = [0 : 0,375]$ *et* $x_F = [0 : 0,5]$, *et* $\cos(\Theta_{CS}) = [-0,5 : 0,5]$ *et* $\cos(\Theta_{CS}) = [-1 : 1]$. 172

Liste des tableaux

1.1 *Rayon r, section efficace d'interaction σ_{QN} et énergie de liaison ε_Q des résonances J/ψ, ψ' et de l'état prérésonnant $c\bar{c}g$.* 32

2.1 *Longueur L, longueur d'interaction λ_I, masse volumique ρ et masse atomique A de la cible Pb (NA50).* 45

2.2 *Longueur L, longueur d'interaction λ_I, masse volumique ρ et masse atomique A des cibles C, Al, Cu et W (NA38).* 46

2.3 *Longueur L, longueur d'interaction λ_I, masse volumique ρ et masse atomique A des cibles H^2 et D^2 (NA51).* 46

3.1 *taux d'événements rejetés par les diverses coupures pour les données Pb-Pb de l'expérience NA50.* 57

3.2 *Variables caractéristiques des systèmes étudiés : l'impulsion $P_{projectile}$ des particules incidentes, la rapidité y_{CM} du centre de masse des hadrons et les domaines considérés de rapidité y^* et d'angle cos(Θ_{CS}).* 59

3.3 *Nombres d'événements J/ψ des différents lots des données p-A de l'expérience NA38, après application de tous les critères de sélection.* 60

3.4 *Nombres d'événements J/ψ des deux lots de données p-A de l'expérience NA51, après application de tous les critères de sélection.* 61

3.5 *Energie transverse moyenne et nombre d'événements J/ψ pour chacune des tranches de E_T étudiées.* 64

4.1 *Longueur effective l_{eff}, nombre de noyaux cibles N_{cib}, nombre de protons incidents N_{inc} et luminosité $\mathcal{L}$ pour les cibles p et d (NA51), C, Al, Cu et W (NA38).* 69

4.2 *Acceptances des résonances J/ψ et ψ' pour l'ensemble des systèmes étudiés. Le domaine de y^*, dans lequel elles sont calculées, est donné. La région de masse, dans laquelle l'acceptance du Drell-Yan est calculée, est donnée (entre crochets).* 77

4.3 *Nombre d'événements J/ψ et rapports $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ mesurés pour les données proton-noyau de l'expérience NA38.* 89

4.4 *Nombre d'événements J/ψ, rapports $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ et nombre d'événements Drell-Yan (entre 4,3 et 8,0 GeV/c^2) mesurés pour les données proton-noyau de l'expérience NA51.* 90

4.5 *Tranches dénergie transverse ΔE_T, nombre d'events J/ψ et rapports $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ et $N_{J/\psi}/N_{DY}$ pour les données Pb-Pb traitées avec la contribution $D\bar{D}$ « attendue».* 94

4.6 *Tranches dénergie transverse ΔE_T, nombre d'events J/ψ et rapports $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ et $N_{J/\psi}/N_{DY}$ pour les données Pb-Pb traitées avec la contribution $D\bar{D}$ + « excès».* 94

4.7 *Valeurs finales de l'analyse des données Pb-Pb, corrigées des effets liés à la contribution de « l'excès».* 94

5.1 *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données p-A des expériences NA38 et NA51, normalisées au produit $A_{projectile}\times B_{cible}$ (au nombre de nucléons de la cible dans le cas des collisions proton-noyau).* 98

5.2 *Sections efficaces $\sigma^{J/\psi}$ des données p-A NA38 et NA51 (P_{lab} = 450 GeV/c et y^* = $[-0,4 : 0,6]$), étudiées ici, comparées à celles obtenues précédemment par l'expérience NA38 (P_{lab} = 200 GeV/c et y^* = $[0 : 1]$). Les valeurs sont toutes données dans le domaine cos(Θ_{CS})=[-0,5 : 0,5].* 99

5.3 *Sections efficaces σ^{DY} des données NA51. L'erreur systématique, liée à l'erreur sur la mesure de la luminosité, est de 7 %* 104

5.4 *Facteur K_{DY} pour les systèmes p-p et p-d de l'expérience NA51, p-W et S-U de l'expérience NA38 et Pb-Pb de l'expérience NA50.* 105

5.5 *Rapports $\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}$ pour divers systèmes. [E_T] (exprimée en GeV) correspond aux tranches d'énergie transverse pour le système S-U ; $< E_T >$ est la valeur moyenne dans chaque tranche. [M_{DY}] (exprimée en GeV/c^2) est le domaine de masse dans lequel les événements Drell-Yan ont été mesurés. Le rapport $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}$(norm.) est donné dans le domaine cinématique (énergie = 19,4 GeV, y^*= [0 : 1], cos(Θ_{CS}) = [-0,5 : 0,5] et M_{DY} = [2,9 : 4,5]).* 107

5.6 *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}$ pour les données Pb-Pb. [E_T] correspond aux tranches d'énergie transverse (exprimée en GeV). Les événements Drell-Yan ont été mesurés dans le domaine de masse $2,9 \leq M \leq 4,5$. Les rapports de sections efficaces sont donnés dans le même domaine.* 108

5.7 *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}$(norm.) pour les données Pb-Pb. $< E_T >$ correspond à l'énergie transverse moyenne (exprimée en GeV). Les événements Drell-Yan ont été mesurés dans le domaine de masse $2,9 \leq M \leq 4,5$. Les rapports de sections efficaces sont donnés dans le même domaine.* 108

5.8 *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données p-A NA38 et NA51.* 111

5.9 *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données p-A NA38 et NA51, étudiées ici, comparées à ceux obtenus précédemment par NA38 et d'autres expériences.* 112

5.10 *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ (exprimés en %) des données S-U NA38 [12].* 113

5.11 *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données Pb-Pb de l'expérience NA50. Les erreurs statistiques et systématiques ont été additionnées linéairement. Les énergies sont données en GeV.* 114

6.1 *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ (exprimés en %), $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ et $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$ (exprimés en %) des données p-p et p-d de l'expérience NA51, et p-W, p-U et S-U de l'expérience NA38. Les énergies sont exprimées en GeV.* . . 127

6.2 *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ (exprimés en %), $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ et $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$ (exprimés en %) des données Pb-Pb en fonction de la centralité. Les énergies sont exprimées en GeV.* 131

A.1 *Valeurs des variables associées à la paramétrisation des profils de densité de nucléons pour divers noyaux.* 153

A.2 *Valeurs de $< \rho\ L >$ et de L (pour $\rho_0 = 0,138$ nucléons/fm^3 et $\rho_0 = 0,170$ nucléons/fm^3) pour divers systèmes.* 153
A.3 *Valeurs de $< \rho\ L >$ et de L (pour $\rho_0 = 0,138$ nucléons/fm^3 et $\rho_0 = 0,170$ nucléons/fm^3) pour différentes tranches d'énergie transverse.* 156

B.1 *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements Drell-Yan pour les données NA38.* 162
B.2 *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements Drell-Yan pour les données NA51.* 162
B.3 *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements Drell-Yan pour les données NA50.* 162
B.4 *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements J/ψ et ψ' pour les données NA38.* 163
B.5 *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements J/ψ et ψ' pour les données NA51.* 164
B.6 *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements J/ψ et ψ' pour les données NA50.* 165
B.7 *Coefficients de lissage du spectre de masse des événements de charme ouvert pour les données Pb-Pb de l'expérience NA50.* 165

C.1 *x_F et y^* pour différentes valeurs de l'énergie. x_F a été calculé à la masse du J/ψ.* 169
C.2 *Sections efficaces J/ψ mesurées dans le domaine cinématique [2] : $x_F = [0 : 0,5]$ et $\cos(\Theta_{CS}) = [-1 : 1]$* 173
C.3 *Sections efficaces J/ψ rapportées au domaine cinématique $y^* = [0 : 1]$, $\cos(\Theta_{CS}) = [-0,5 : 0,5]$ et normalisées au produit $A_{projectile} \times B_{cible}$.* 173

Introduction

Les transitions de phase sont des phénomènes qui concernent de nombreux secteurs de la Physique et qui existent sur une large gamme de températures. Elles apparaissent pour la première fois au voisinage du zéro absolu avec la transition de Mott (Mott, 1968), et sont courantes entre 10^2 et 10^3 K.
Pour des températures neufs ordres de grandeur plus élevées, on trouve la transition de phase discutée ici. A une température typiquement de l'ordre de celle de l'échelle de confinement ($\Lambda_{QCD} \simeq 200$ MeV), la matière nucléaire fusionne et les quarks et gluons cessent d'être confinés dans les hadrons pour évoluer librement. Suivant le modèle du Big Bang, cette transition s'est réalisée au moins une fois pendant l'évolution de l'univers, lorsque les quarks se sont regroupés (confinés) pour aboutir à la création de la matière nucléaire, environ 10^{-6} s après l'explosion primordiale. A cet instant, la température de l'univers atteignait quelques tera-degrés, *i.e.* $T_C \simeq 2,3.10^{12}$K (ou 200 MeV en considérant la conversion des degrés Kelvin (K) dans les unités naturelles d'énergie (MeV)).
Ces températures, associées à des distances typiques de l'ordre de 1 fm, sont depuis quelques années accessibles en laboratoire. Au CERN, auprès de l'accélérateur SPS, les densités d'énergie atteintes avoisinnent les 2,5 GeV/fm^3 (correspondant à une température de l'ordre de 200 MeV). Suivant les prédictions sur la formation de cet état déconfiné (traditionnellement nommé « plasma de quarks et de gluons » (QGP)) et sur les signatures qui pourraient prouver expérimentalement la création d'un tel état de la matière, un programme exploratoire fut développé pour accélérer des ions d'oxygène (en 1986) et de soufre (à partir de 1987), et depuis l'Automne 1994, pour accélérer des ions plomb.

Cette thèse étudie la formation éventuelle du plasma de quarks et de gluons dans les collisions de noyaux ultrarelativistes et notamment d'ions plomb. La signature étudiée est la production « supprimée » du charmonium. Ceci implique une compréhension approfondie de la production de charmonium en l'absence de plasma, tant du point de vue phénoménologique que du point de vue du mécanisme de production sous-jacent.
Ce travail présente, dans un premier temps, les résultats obtenus dans les interactions proton-noyau qui, comparées aux interactions ions légers-noyau, permettent d'établir la référence de la production de charmonium que l'on peut qualifier de « normale ». Il montre ensuite que la production de charmonium dans les interactions Pb-Pb peut être considérée comme « anormale », en ce sens qu'elle s'écarte de façon significative de l'extrapolation naïve de la production observée dans les réactions induites par des protons et des ions légers.
Cette thèse est organisée de la façon suivante : dans un premier chapitre, nous rappelons le contexte théorique de l'étude du plasma de quarks et de gluons. Le second chapitre présente brièvement le dispositif expérimental. Les chapitres 3 et 4 sont consacrés re-

spectivement à la sélection et à l'analyse des données. Dans le cinquième chapitre, nous présentons les résultats obtenus et les techniques utilisées pour leur comparaison. Enfin, dans le dernier chapitre, nous discutons des résultats et de leurs interprétations théoriques.

Chapitre 1

Le plasma de quarks et de gluons

Dans ce chapitre, nous présentons quelques aspects théoriques liés au plasma de quarks et de gluons et à sa production dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes.

1.1 Aspects théoriques

1.1.1 Matière ordinaire et QGP

La matière hadronique est décrite à son niveau fondamental par les interactions de ses constituants, les quarks, *via* l'échange de gluons. La ChromoDynamique Quantique, qui décrit ces interactions (les interactions fortes), s'appuie sur deux caractéristiques fondamentales : la liberté asymptotique et le confinement. La liberté asymptotique implique que pour de petites distances, ou de grandes impulsions, les quarks et gluons sont faiblement couplés et évoluent presque librement. A l'inverse, pour de grandes distances ou de petites impulsions, le couplage effectif devient fort et les quarks sont alors fortement liés entre eux; on parle alors de confinement.
Dans la matière nucléaire ordinaire, les quarks sont confinés à l'intérieur des hadrons et apparaissent sous la forme d'états liés tels que les mésons ou baryons. A mesure que la température augmente, les interactions entre quanta interviennent à des distances de plus en plus faibles pour aboutir à l'écrantage des interactions fortes ; les quarks ne sont plus confinés. Cet état constitue une nouvelle phase de la ChromoDynamique Quantique : le « plasma de quarks et de gluons » [1] .
Ce nouvel état devrait être créé pour des températures de l'ordre de 200 MeV, correspondant à la température de l'univers primordial quelques micro-secondes après le Big-Bang ou pour des densités, de l'ordre de 10 fois la densité nucléaire classique, dont on suppose qu'elles sont atteintes dans le cœur des étoiles à neutrons. Expérimentalement, de telles conditions sont maintenant accessibles auprès des accélérateurs d'ions lourds. On espère mettre en évidence l'existence du plasma de quarks et de gluons et remonter ainsi aux origines de l'univers.

1.1.2 La transition de phase

L'existence d'une transition de phase de la matière nucléaire confinée vers un état de plasma de quarks et de gluons est une prédiction de la théorie CDQ (ChromoDynamique Quantique). Un modèle simple, le modèle du sac du MIT, incluant les deux caractéristiques fondamentales de CDQ, la liberté asymptotique et le confinement, prédit l'existence d'un seuil à très haute température ou très grande densité de la matière hadronique [1]. La figure 1.1 illustre usuellement la relation entre température et densité baryonique au seuil de transition.

Ces résultats ont été confirmés par des simulations numériques de CDQ sur réseaux [2] prédisant une température de déconfinement $T_C \simeq 150$ - 200 MeV, et une densité un ordre de grandeur supérieure à la densité nucléaire classique. L'augmentation brutale de densité est directement reliée à l'inflation du nombre de degrés de libertés lors du passage de l'état confiné à l'état de plasma. Typiquement, considérant un gaz de hadrons (ou, en première approximation, un gaz de pions à 3 degrés de liberté, π^+, π^-,π^0), la relation de

[1] Le terme de plasma suggère un parallèle avec le phénomène de production d'un plasma ionique dans un gaz d'hydrogène. A haute température, l'électron de valence de chaque atome perd la notion de parenté avec le proton associé et se trouve délocalisé dans tout le volume disponible.

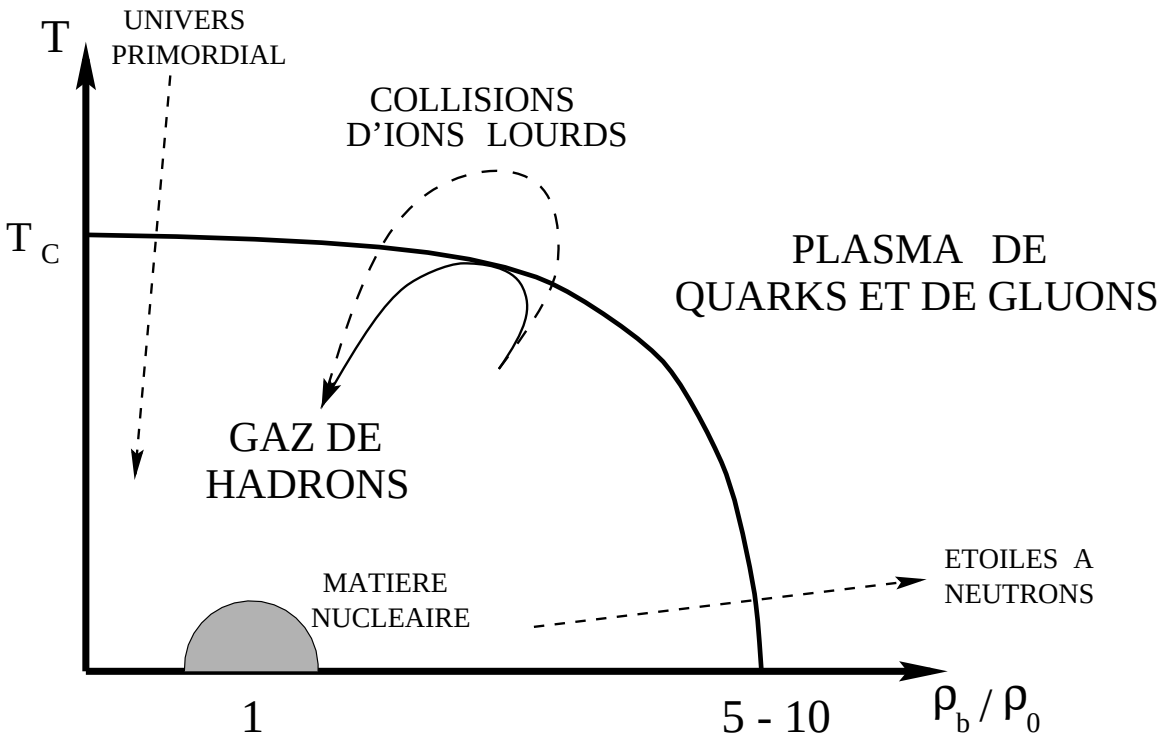

Figure 1.1 : *Température critique versus densité baryonique. ρ_0 est la densité nucléaire classique (ρ_0 = 0,170 nucléon/fm^3) ; la température critique T_C est environ de 200 MeV.*

Stefan-Boltzmann ($\varepsilon = \mathrm{aT}^4$) conduit à une densité :

$$\varepsilon_{GH} \simeq g_\pi \frac{\pi^2 T^4}{30} = 3\frac{\pi^2 T^4}{30}$$

Dans le cas d'un plasma de quarks et de gluons à deux saveurs (u et d) de quarks non massifs, le nombre de degrés de liberté vaut :

	2 états de spin $\times$ (3^2-1) états de couleur	=	16 degrés de liberté gluonique
+	2 états de spin $\times$ 3 états de couleur $\times$ 2 états de saveur	=	12 degrés de liberté de quarks

d'où,

$$\varepsilon_{Plasma} = \varepsilon_g + \varepsilon_q = 16\frac{\pi^2}{30}T^4 + 12 \times \frac{7}{4}\frac{\pi^2}{30}T^4 = 37\frac{\pi^2}{30}T^4$$

La figure 1.2 montre les résultats obtenus à partir des calculs de CDQ sur réseau (à deux saveurs de quarks)[2]. Numériquement, à une température de 200 MeV, la densité atteinte vaut (avec $\hbar = c = 1 \Rightarrow$ 197 MeV.fm = 1) :

$$\varepsilon_{Plasma} = 37\frac{\pi^2}{30}T^4 \simeq \left(\frac{T}{160\ \mathrm{MeV}}\right)^4\ \mathrm{GeV/fm^3} = 2,5\ \mathrm{GeV/fm^3}$$

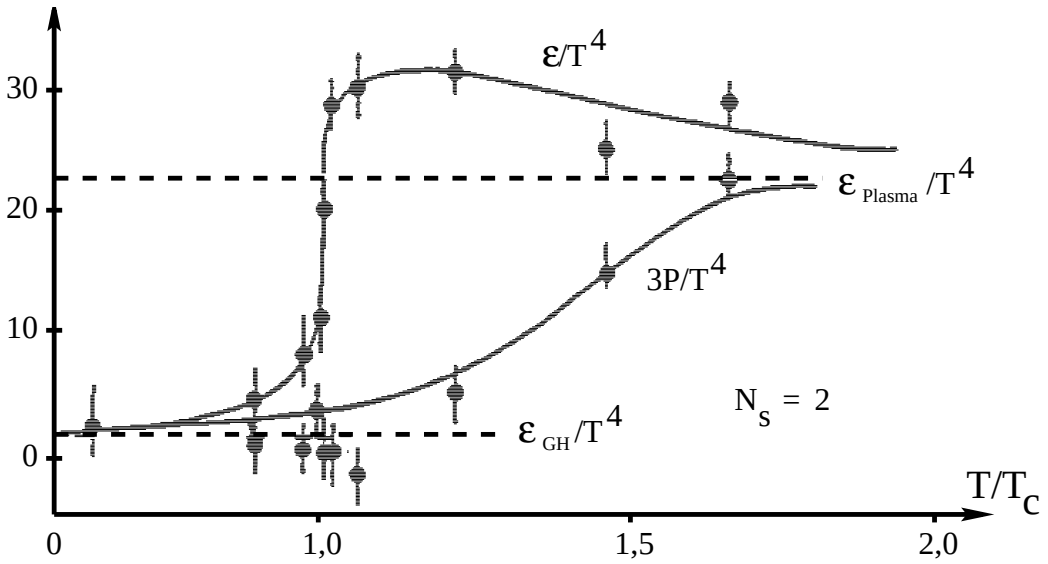

Figure 1.2 : *Evolution de la densité d'énergie ε et de la pression P à partir des calculs de CDQ sur réseau (en trait plein). Les courbes en pointillé indiquent les densités d'énergie d'un gaz à 3 et 37 degrés de liberté.*

1.1.3 Les signatures du QGP

La recherche du plasma de quarks et de gluons nécessite l'identification de caractéristiques spécifiques du plasma pour observer expérimentalement sa formation et étudier ses propriétés. Nous présentons ici, un certain nombre d'idées, proposées pour identifier et étudier cette phase de déconfinement des partons.

1.1.3.1 Observables reliées aux grandeurs thermodynamiques

Le concept de base de ces signatures est la détermination de la densité d'énergie ε, de la pression P et de la densité d'entropie s, comme des fonctions de la température T. On s'attend à observer une inflation rapide du nombre de degrés de liberté (traduit par le rapport ε/T^4) sur une petite gamme de température. Les observables mesurables et reliées aux variables T, s, et ε sont respectivement, l'impulsion transverse moyenne $< P_T >$, la distribution en rapidité des hadrons dN/dy, et l'énergie transverse dE_T/dy. On peut en principe inverser le diagramme ε *versus* T (figure 1.2) et représenter l'évolution de $< P_T >$ en fonction de dN/dy ou dE_T/dy. Si un changement rapide intervient dans le nombre effectif de degrés de liberté, on s'attend à une augmentation de $< P_T >$ pendant la phase hadronique, à sa saturation pendant la phase de transition et à une nouvelle augmentation pendant la phase de plasma.
Par ailleurs, l'interférométrie hadronique, par exemple, les corrélations $\pi\pi$ ou KK, donne des informations sur la géométrie de la réaction et sur la dynamique des collisions nucléaires. En étudiant les corrélations à deux particules selon différentes directions de l'espace de phase, il est possible d'obtenir des mesures sur les dimensions longitudinales et transverses, ou sur la durée de vie de la région dense de hadrons au moment de leur séparation.

1.1.3.2 Production d'étrangeté

La production de hadrons contenant des quarks étranges est normalement faible dans les réactions hadroniques, comparée à la production de hadrons contenant seulement les quarks de valence « up » et « down ».
Dans un plasma de quarks et de gluons, la production de hadrons transportant des quarks étranges devrait saturer lorsque l'équilibre chimique est atteint pour les quarks s et $\bar{\text{s}}$ produits dans les interactions de deux gluons. La conséquence observable serait l'augmentation de la production de particules étranges [3] en présence du plasma de quarks et de gluons.
De plus, l'abondance relative des différents types de particules étranges (mésons, baryons étranges) permet de déterminer l'équilibre relatif d'étrangeté et la saturation du contenu en étrangeté de l'ensemble. Ces rapports peuvent être calculés dans le scénario d'un gaz de hadrons ou dans celui d'un plasma de quarks et de gluons. Des comparaisons peuvent être faites entre les deux approches suivant les variables thermodynamiques du système telles que la température.

1.1.3.3 Signaux électromagnétiques

L'étude de la production de photons et de paires de leptons est suceptible de fournir des informations sur l'état de la région dense dans les premiers instants de la création du

plasma et pendant son évolution. En effet, ces particules, interagissant électromagnétiquement, ne sont pas affectées par l'état final de l'évolution du plasma. La clarté de ces signatures reste cependant réduite par un large bruit de fond provenant des processus hadroniques (et spécialement, des désintégration électromagnétiques des hadrons). Par la suite, nous préciserons le comportement des paires de leptons.

1.1.3.4 Suppression des résonances

La suppression des *charmonia* comme signature de la formation du plasma de quarks et de gluons a été présentée pour la première fois par Matsui et Satz [4] en 1986. Cette suppression est attribuée au phénomène d'écrantage de couleur dans le plasma : une paire $c\bar{c}$, formée initalement lors d'une collision dure du type fusion de gluons ($gg \rightarrow c\bar{c}$) ne conduit pas à la formation d'un état lié J/ψ (par exemple) si le rayon d'écrantage de couleur devient plus petit que le rayon de la résonance créée [5]. Dans ce cas, les deux quarks de la paire se séparent, et après extension, refroidissement puis hadronisation du plasma, ceux-ci trouvent un partenaire plus léger (de type u ou d) pour former des mésons charmés.
Des simulations sur réseau [6] montrent que cette condition peut être satisfaite, pour le J/ψ, pour une température légèrement supérieure à la température de déconfinement. De plus, les états excités du système ($c\bar{c}$) tels que le ψ' et le χ_c sont plus facilement dissociés que le J/ψ et peuvent disparaitre dès que la température dépasse la température critique de déconfinement.

1.2 Le plasma de quarks et de gluons en laboratoire

Comme nous l'avons dit précédemment, les conditions de densité nécessaires à la formation d'un plasma de quarks et de gluons sont maintenant accessibles en laboratoire, auprès des accélérateurs d'ions lourds. Nous allons ici préciser les conditions de formation du plasma, présenter son évolution et montrer les avantages des collisions Pb-Pb, aujourd'hui mises en œuvre au CERN.

1.2.1 Conditions de formation du plasma

La formation d'un plasma de quarks et de gluons nécessite l'obtention de densités et de températures particulièrement élevées. De telles conditions ne peuvent être obtenues dans des interactions proton-noyau aux énergies aujourd'hui accessibles ; l'énergie atteinte étant en moyenne proportionnelle au nombre de nucléons ayant interagi, les collisions proton-noyau ne constituent pas un cadre favorable à la formation du plasma.
Dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes, les énergies et le nombre de nucléons

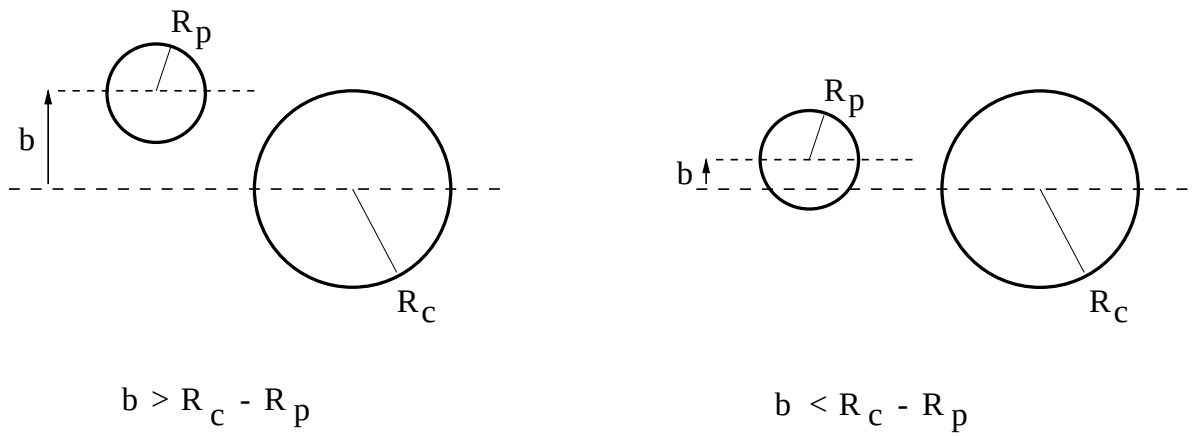

Figure 1.3 : *Centralité d'une collision : collision phériphérique (figure de gauche) ; collision centrale (figure de droite).*

mis en jeu peuvent être suffisants pour accéder aux très hautes densités nécessaires à la formation du plasma.
Les conditions les plus favorables pour la formation du plasma sont obtenues dans les collisions à petit paramètre d'impact dites « centrales », par opposition aux collisions à grand paramètre d'impact ou « périphériques ». La figure 1.3 illustre cette notion de centralité.

1.2.2 Hydrodynamique du plasma

1.2.2.1 La région centrale de rapidité

Les ions utilisés pour la recherche du plasma sont des objets ultrarelativistes, ils sont donc fortement soumis à la contraction de Lorentz, comme schématisé sur la figure 1.4 (le facteur de contraction vaut environ 10,4 à 200 GeV/c par nucléon). Les dimensions longitudinales des noyaux ne sont cependant pas inférieures à une valeur limite $R_{lim} \simeq 1$ fm, puisque une partie importante des constituants du nucléon est composée de partons de petites impulsions (gluons, quarks de la mer) dans le référentiel au repos du nucléon et ne sont donc que peu affectés par la contraction de Lorentz. Ces constituants, définissant l'extension spatiale du nucléon, celle-ci reste sensiblement la même et implique une taille minimale pour le noyau. Selon le schéma de Bjorken [7], aux énergies ultrarelativistes, les

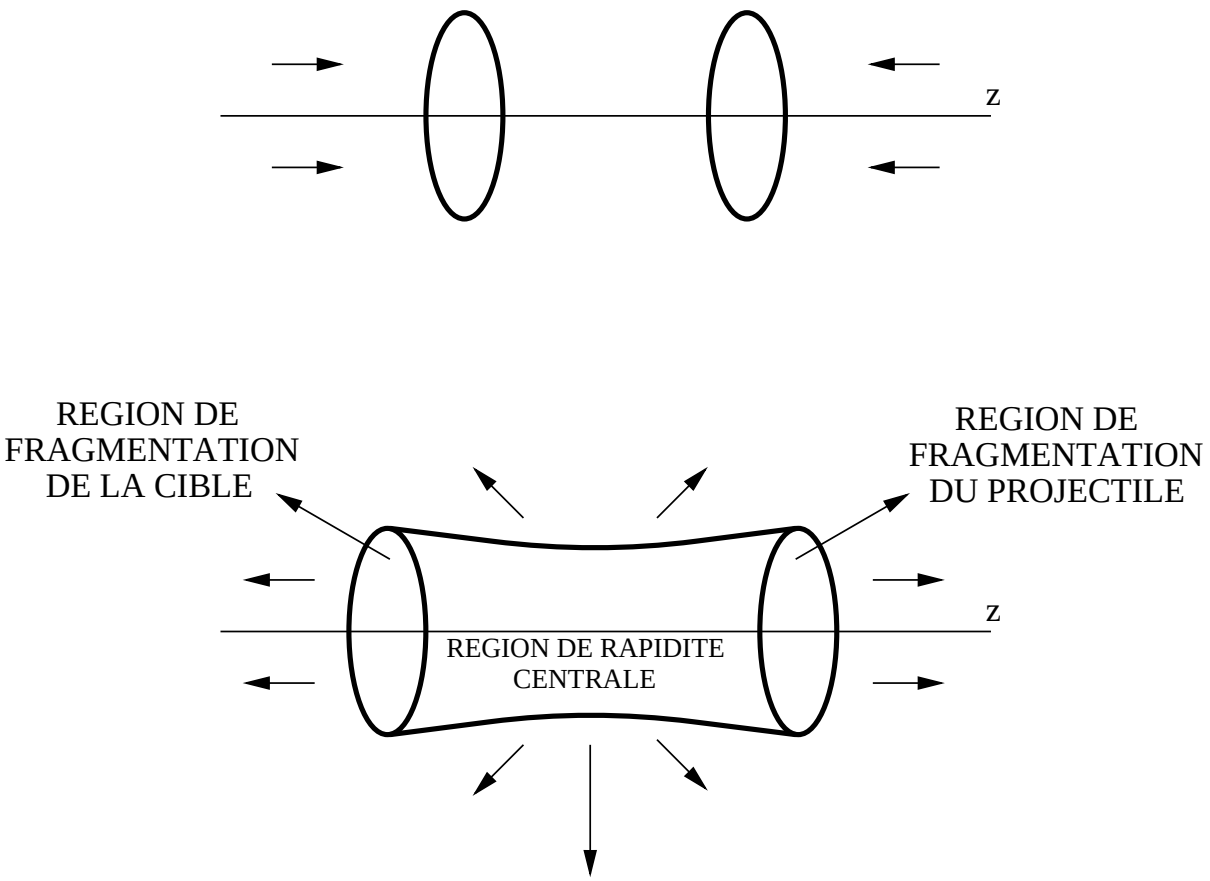

Figure 1.4 : *Représentation schématique de la collision, avant (figure du haut) puis après (figure du bas) la collision.*

ions sont partiellement transparents et se traversent mutuellement. Ainsi immédiatement après la collision, on peut distinguer deux régions dites « de fragmentation », correspondant, l'une à la cible, l'autre au projectile (figure 1.4). Elles sont toutes deux reliées à la région centrale de rapidité, très excitée, d'où sont émises la plupart des particules secondaires créées par la collision (essentiellement des mésons). C'est dans cette région que

peut potentiellement apparaitre un plasma de quarks et de gluons.

1.2.2.2 Evolution hydrodynamique du plasma

Après la collision, la région centrale de rapidité, où nous supposons ici qu'un plasma a été créé, évolue très rapidement. Après un temps τ_0 de l'ordre de 1 fm/c, nécessaire à l'équilibre thermodynamique, le système est thermalisé sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons. Suit alors une phase d'expansion, à l'issue de laquelle (au temps τ_c), le système entre dans une phase mixte où les particules commencent à s'hadroniser. Au temps τ_f, un gaz de hadrons est formé, les particules sont thermiquement déconnectées et quittent la région de collision.

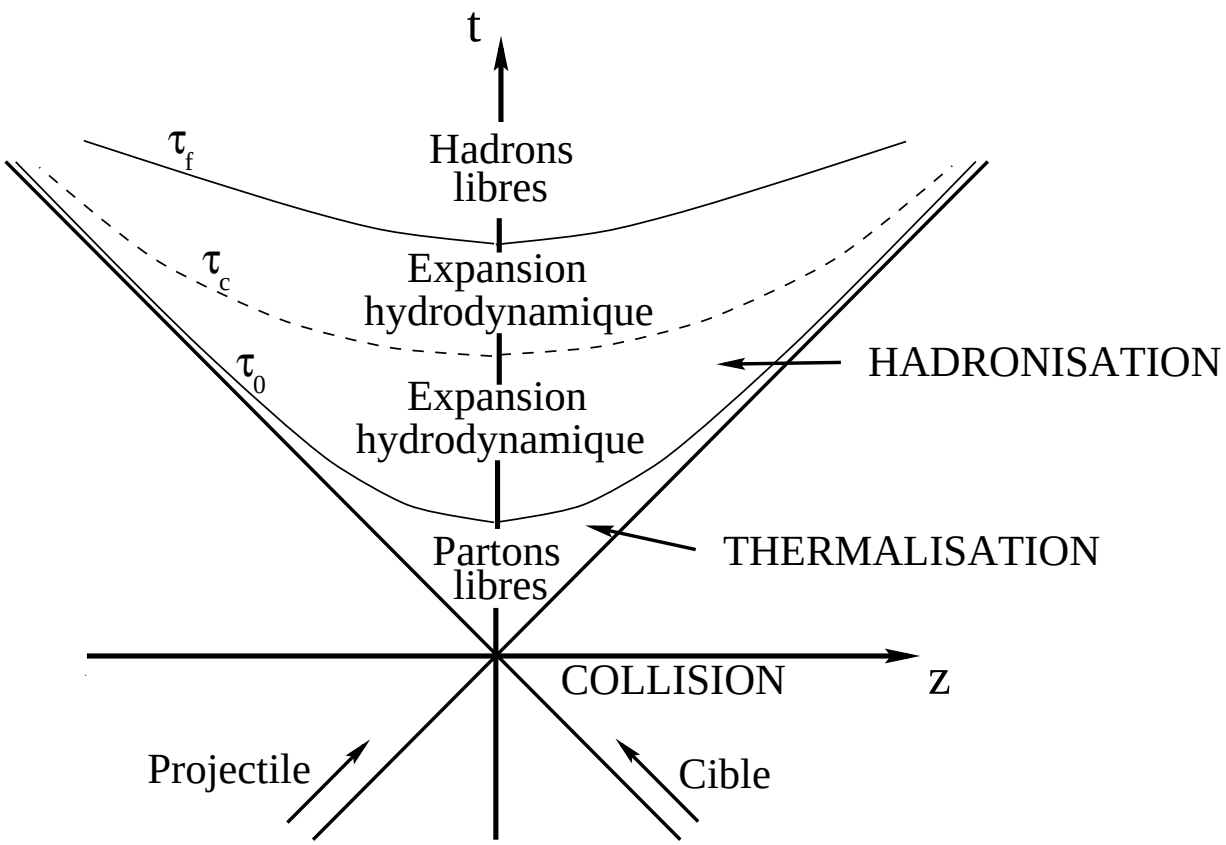

Figure 1.5 : *Evolution d'un plasma de quarks et de gluons dans un diagramme d'espace-temps.*

1.2.3 Les collisions d'ions lourds ultrarelativistes

Depuis 1994, des faisceau d'ions Pb (à 158 GeV/c par nucléon) sont produits, au CERN. Nous allons montrer ici, que l'exploitation de ces faisceaux de Pb permet d'accéder à des densités locales d'énergie, jusque là, jamais atteintes.

Dans les collisions S-U les plus centrales, à paramètre d'impact nul, la densité d'énergie

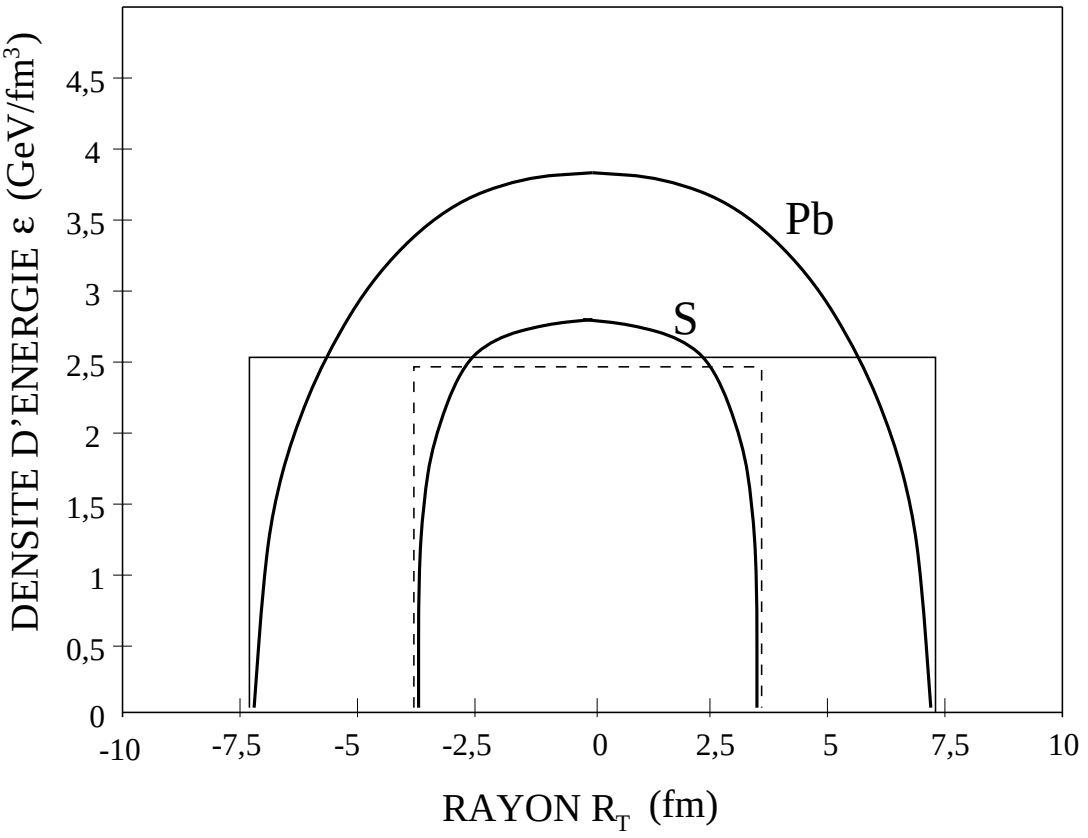

Figure 1.6 : *Profil de la densité d'énergie le long de la direction du paramètre d'impact ($R_T = 0$ indique le centre de la collision) pour les collisions Pb-Pb (trait plein) et S-Pb (trait pointillé). Les lignes rectangulaires correspondent à la densité d'énergie moyennée sur le volume d'interaction.*

est évaluée à 2,35 GeV/fm^3 ([8], [9]) au voisinage du seuil estimé de la transition de la matière hadronique vers l'état de plasma.

Dans les interactions Pb-Pb, la densité d'énergie, pour les collisions centrales, est proche de celle obtenue dans les collisions S-U, suggérant que la matière vue par les particules produites serait de même espèce dans les deux cas. Toutefois, il n'en est rien, essentiellement pour deux raisons : le profil de la densité d'énergie des deux systèmes est différent ; les collisions centrales Pb-Pb produisent un noyau chaud de densité d'énergie 30 à 40 % [10] supérieure à la densité d'énergie la plus élevée obtenue dans les collisions S-U. Le volume de la région chaude est, de plus, beaucoup plus important dans le système Pb-Pb.

La figure 1.6 représente la densité d'énergie (évaluée à l'aide d'un modèle de sphères dures [10]) à paramètre d'impact nul pour des collisions S-Pb (proche du système S-U) et Pb-

Pb. Il apparait clairement que la densité locale d'énergie atteinte dans les interactions Pb-Pb est beaucoup plus importante et est contenue dans un volume plus grand que pour le système S-Pb (de même pour le système S-U) ouvrant ainsi un nouveau champ de recherche pour la création, en laboratoire, du plasma de quarks et de gluons.

1.3 La signature des paires de leptons

Comme nous l'avons déjà dit, l'étude des signaux électromagnétiques est suceptible de fournir des informations sur l'état de la région dense dans les premiers instants de la création du plasma et pendant son évolution. Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons le processus de référence, le Drell-Yan qui est insensible à la présence de plasma, ainsi que des signatures associées à la mesure des paires de muons. Notons que l'étude des paires de muons ne constitue pas la seule voie d'étude des signaux électromagnétiques (l'expérience CERES étudie la production des paires e^+e^-) ; nous nous sommes limités ici au contexte de l'expérience NA50.

1.3.1 La référence : le mécanisme Drell-Yan

Le mécanisme de Drell-Yan est un processus d'annihilation électromagnétique quark-antiquark de même saveur conduisant à la production d'une paire de leptons *via* l'émission d'un photon virtuel massif. La figure 1.7 est une représentation du diagramme de la réaction à l'ordre dominant (« Leading Order »).

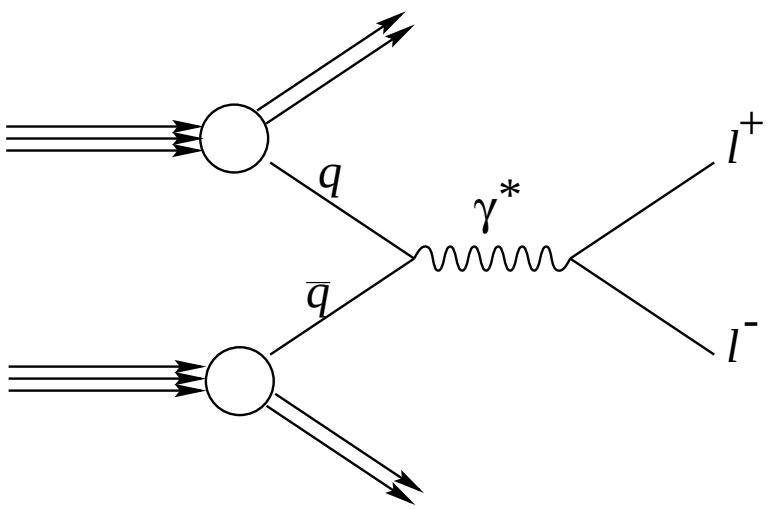

Figure 1.7 : *Diagramme d'annihilation $q\bar{q}$, pour le processus Drell-Yan, dans une collision nucléon-nucléon conduisant à la production d'une paire de leptons.*

La section efficace de ce processus d'annihilation quark-antiquark en une paire de leptons s'écrit :

$$\sigma_i(q_i\bar{q}_i \to \gamma^*) = \frac{4\pi\alpha^2}{3M_{\mu\mu}^2}e_i^2 \tag{1.1}$$

où i est la saveur des quark et antiquark considérés, $\alpha = e^2/\hbar c$ est la constante de structure fine, $M_{\mu\mu}$ la masse du dimuon produit et e_i la charge électrique du quark mis en jeu.

Pour une collision hadron-hadron, la section efficace s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3M_{\mu\mu}^2} \times \frac{1}{3}\sum_i e_i^2[q_1^i(x_1)\bar{q_2^i}(x_2) + \bar{q_1^i}(x_1)q_2^i(x_2)] \tag{1.2}$$

où q_1^i et q_2^i sont les fonctions de structure des quarks dans chacun des hadrons, *i. e.* les probabilités de trouver les quarks de saveur i avec les impulsions x_1 et x_2, et où le facteur $1/3$ tient compte de la couleur du quark et de l'antiquark.
Exprimée en fonction de la masse $M_{\mu\mu}$ et de la rapidité y^* la section efficace s'écrit :

$$M_{\mu\mu}^3 \frac{d^2\sigma}{dM_{\mu\mu}dy^*} = \frac{8\pi\alpha^2}{3}\,\tau \times \frac{1}{3}\sum_i e_i^2[q_1^i(\sqrt{\tau}\,e^{y^*})\bar{q_2^i}(\sqrt{\tau}\,e^{-y^*}) + \bar{q_1^i}(\sqrt{\tau}\,e^{y^*})q_2^i(\sqrt{\tau}\,e^{-y^*})] \tag{1.3}$$

où $\tau = M_{\mu\mu}^2/s$ ($\sqrt{s}$ est l'énergie totale des deux hadrons dans le centre de masse de la réaction). Les équations présentées ci-dessus correspondent à ce que l'on appelle le modèle naïf du Drell-Yan. En toute rigueur, il convient de remplacer $q(x)$ par $q(x, Q^2)$, où Q^2 est la masse carrée du photon virtuel, afin de tenir compte de la violation d'échelle observée expérimentalement.

Les sections efficaces Drell-Yan calculées à cet ordre (LO) sous-estiment les valeurs mesurées expérimentalement d'un facteur compris entre 2 et 3, le facteur K_{DY} :

$$K_{DY} = \frac{section\ efficace\ mesurée}{section\ efficace\ calculée\ (LO)} \tag{1.4}$$

Des corrections CDQ, à l'ordre supérieur, sont suffisantes pour mettre en meilleur accord prédictions théoriques et données expérimentales et rendre compte de ce facteur multiplicatif.

Dans les collisions noyau-noyau, les sections efficaces Drell-Yan sont obtenues en sommant sur les interactions élémentaires nucléon-nucléon. En effet, le processus Drell-Yan produit, au point d'interaction, deux muons dont le comportement est par nature insensible à la matière nucléaire environnante. On peut donc écrire en première approximation [1] :

$$\sigma_{DY}^{AB} = AB\ \sigma_{DY}^{NN} \tag{1.5}$$

où A et B sont les nombres de nucléons des noyaux A et B respectivement.

[1] En toute rigueur la section efficace Drell-Yan est différente dans les interactions proton-proton, proton-neutron et neutron-neutron. Pour deux noyaux donnés, la formule exacte doit tenir compte de la composition en protons et en neutrons de ces noyaux.

1.3.2 Production thermique de dimuons

Les dimuons (et plus généralement les dileptons) constituent une signature intéressante pour étudier la dynamique des collisions d'ions lourds ultrarelativistes. L'argument est simple [11] : puisque les dimuons interagissent seulement électromagnétiquement, leur libre parcours moyen est grand comparé à la taille du système formé dans ces collisions. Ils peuvent ainsi quitter la région de collision, sans subir de perturbation et emportant l'information sur les conditions et propriétés de la matière au moment de leur production. Des dimuons peuvent être produits durant la totalité de l'évolution de la collision, des états les plus denses jusqu'après le temps de déconnexion des hadrons de la région de collision. Cependant, le taux d'émission étant une fonction fortement croissante de la température, les dimuons sont plus abondamment produits dans les premiers instants, quand la température et la densité atteignent leurs plus grandes valeurs.

Le point d'intérêt central est l'identification des radiations thermiques émises lorsque le système est à l'équilibre. Les radiations thermiques peuvent fournir des indications sur la nature de la matière formée, un plasma de quarks et de gluon (QGP) ou un gaz de hadrons (HG) de grande densité. Les processus élémentaires mis en jeu sont l'annihilation $q\bar{q}$ dans la phase QGP et l'annihilation $\pi^+\pi^-$ dans la phase HG. Les allures spectrales de ces deux phases sont en théorie différentes : dans la phase HG, le méson ρ joue un rôle majeur [12] ($\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$), dictant l'allure du spectre de masse (une forte croissance à partir du seuil, à 2 m_π, et un large pic à la masse du ρ). Dans le cas du QGP, la masse du ρ devrait se déplacer vers les petites masses à mesure que l'on s'approche de la restauration de la symétrie chirale [13], augmentant le taux de dimuons thermiques au-dessus de la masse du ρ. En d'autres termes, l'annihilation $q\bar{q}$ produit un spectre essentiellement exponentiel dont la pente reflète la température du système. On s'attend à la proportionnalité inhabituelle $M^2 \simeq < P_T^2 >$ entre la masse invariante et l'impulsion transverse des paires de muons.

Expérimentalement, la mesure des dimuons est rendue difficile par le bruit de fond combinatoire de paires de muons décorrélés provenant de la désintégration de particules hadroniques. Ce bruit de fond possède une dépendance quadratique avec la multiplicité et croit fortement dans le domaine des basses masses.

1.3.3 Augmentation d'étrangeté

Un autre effet considéré comme étant un signal de la formation du plasma, observable par l'expérience NA50 (et antérieurement par NA38) est l'augmentation de la production d'étrangeté. Si un plasma de quarks et de gluons est formé, la production de hadrons transportant des quarks étranges devrait se saturer puisque le contenu en quarks étranges atteint rapidement un équilibre par la production de paires $s\bar{s}$ dans les interactions de deux gluons.

La distribution de masse des dimuons donne des informations sur la production d'étrangeté par le comportement du méson Φ (un état lié $s\bar{s}$) comparé aux résonances non-étranges ρ et ω. En cas de création de plasma, le taux de Φ produits devrait s'accroître fortement. Cette signature est étudiée par l'expérience NA50.

1.3.4 Suppression des charmonia

Dès 1987, la collaboration NA38 mit en évidence la « suppression du J/ψ » par comparaison des systèmes proton-noyau et noyau-noyau, puis en étudiant la production du J/ψ par tranche d'énergie transverse dans les collisions noyau-noyau [14]. Avant d'attribuer la suppression observée à la formation d'un plasma de quarks et de gluons, il convient d'extraire auparavant toutes les autres origines de suppression du J/ψ. Une suppression due aux interactions J/ψ-hadrons a été proposée, et les données expérimentales peuvent alors se comprendre en terme de destruction de la particule J/ψ produite par des interactions avec les hadrons impliqués ou produits dans la collision, sans invoquer la production de plasma de quarks et de gluons [15].

D'autre part, la recherche du plasma et la compréhension des phénomènes d'absorption doivent également expliquer la production du méson ψ'. On s'attend, en cas de création de plasma, à observer une chute du rapport de production $\psi'/(J/\psi)$, passant des données proton-noyau (où le plasma ne peut être créé) aux données noyau-noyau, et passant des collisions périphériques aux collisions centrales dans les interactions noyau-noyau. Les résultats obtenus par NA38 [16] montrent une décroissance du rapport $\psi'/(J/\psi)$ de l'ordre de 50 % de p-A à S-U et d'environ 35 % de la première à la quatrième tranche d'énergie transverse dans les collisions S-U. Ils semblent d'autre part indiquer, en accord avec les observations de l'expérience E772 [17], une dépendance en A semblable des sections efficaces du J/ψ et du ψ' dans les collisions p-A.

Ces résultats, indiquant une discontinuité nette entre données p-A et S-U sont difficilement compréhensibles en terme d'absorption des résonances par la matière nucléaire. Si le phénomène d'absorption, différent selon que l'on considère un J/ψ ou un ψ' (l'énergie de liaison du ψ' étant plus faible que l'énergie de liaison du J/ψ), peut reproduire quantitativement le comportement des données S-U, il est alors incapable de prédire le caractère constant du rapport $\psi'/(J/\psi)$ des données p-A.

A la lumière de résultats expérimentaux obtenus par CDF (Collider Detector at Fermilab) auprès du Tevatron à Fermilab [18], apportant des informations nouvelles sur la production du J/ψ [19], les résultats des données NA38 sont aujourd'hui compréhensibles en termes d'absorption, non plus de résonances, mais d'états prérésonants [20] (voir §1.3.4) par la matière nucléaire. Ce schéma, s'il se trouve confirmé par une étude plus globale et quantitativement contraignante des données p-A, constituerait une base solide pour la recherche d'un phénomène de déconfinement dans les collisions Pb-Pb.

Les paragraphes suivants ont pour but de présenter les processus physiques liés à l'étude des *charmonia* et de préciser leur comportement dans les systèmes étudiés ici, *i.e.*, les collisions proton-noyau et noyau-noyau.

Production des *charmonia*

Jusqu'à récemment, le modèle du singlet de couleur était considéré comme une description raisonnable de la production des *charmonia*. Dans ce modèle, on suppose que l'état *quarkonium* est produit par une paire $q\bar{q}$ possédant les mêmes nombres quantiques que l'état

lié final et neutralisant sa couleur par émission ou absorption (modèle de fragmentation) d'un gluon additionnel (figure 1.8).

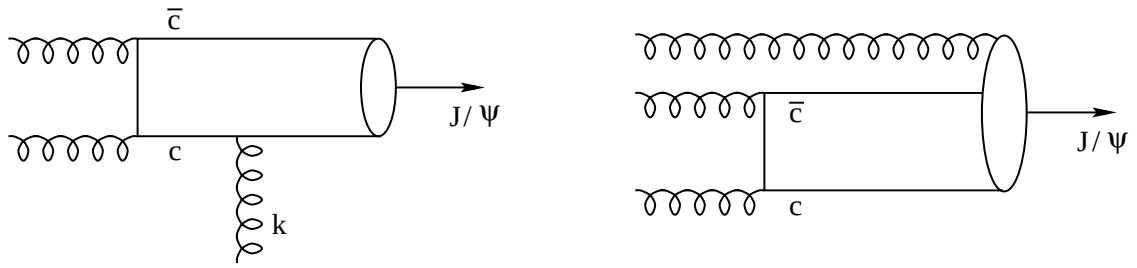

Figure 1.8 : *Production du J/ψ via l'état singlet de couleur $c\bar{c}$ (schéma de gauche), via l'état singlet de couleur $c\bar{c}g$ (schéma de droite).*

Les mesures faites par la collaboration CDF [18] sur la production des *charmonia* montrent la necessité de décomposer leur processus de production (développement dans l'espace de Fock) [19]. Pour le J/ψ :

$$|J/\psi >= a|(c\bar{c})_1 > +b|(c\bar{c})_8 g > +... \tag{1.6}$$

où le second terme ($|(c\bar{c})_8 g >$) devient la contribution dominante. Dans ce scénario, la paire $c\bar{c}$ traverse l'ensemble de la matière nucléaire, à l'état prérésonant [20] (aucune information n'est encore définie sur les caractéristiques de l'état résonant final), accompagnée d'un gluon colinéaire (figure 1.8) définissant la taille (et la section efficace d'interaction) du système. Le tableau 1.1 fournit les caractéristiques de cet état, comparées à celles des résonances, produits de l'absorption du gluon colinéaire. Dans ce nouveau cadre, les

état	r	σ_{QN}	ε_Q
$c\bar{c}g$	$\simeq$ 0,2 fm	6 – 7 mb	—
J/ψ	$\simeq$ 0,2 fm	2,5 – 3 mb	$\simeq$ 0,64 GeV
ψ'	$\simeq$ 0,5 fm	10 – 15 mb	$\simeq$ 0,05 GeV

Tableau 1.1 : *Rayon r, section efficace d'interaction σ_{QN} et énergie de liaison ε_Q des résonances J/ψ, ψ' et de l'état prérésonnant $c\bar{c}g$.*

résultats p-A des données NA38 peuvent être compris en terme d'absorption de l'état $c\bar{c}g$ par la matière nucléaire qu'il traverse. Cette prérésonance ne possédant aucune information sur son futur état résonant, les états J/ψ et ψ' sont *a priori* également supprimés, quelle que soit la nature du noyau cible ; ce que confirment les résultats expérimentaux des expériences NA38 [16] et E772 [17]. La variation observée du rapport $\psi'/(J/\psi)$ lors du passage des données p-A aux données S-U est attribuée [21] à l'interaction de l'état formé ψ' avec les hadrons secondaires émis pendant la collision des deux noyaux (cf. §1.3.4), et comme le suggèrent les valeurs des sections efficaces d'interaction des différentes

résonances, le J/ψ est quasi insensible au gaz de hadrons produit. La conséquence observée est une forte baisse du rapport $\psi'/(J/\psi)$ lors du passage des données p-A aux données S-U (NA38 [16]).

Suppression des *charmonia*

La section efficace de production du J/ψ peut s'exprimer suivant la loi de puissance :

$$\frac{\sigma^{AB}_{J/\psi}}{\sigma^{pp}_{J/\psi}} = AB^{\alpha} < AB$$

où $\sigma^{pp}_{J/\psi}$ est la section efficace de production du J/ψ dans les collisions p-p, $\sigma^{AB}_{J/\psi}$ celle dans les collisions A-B. Comme nous l'avons dit précédemment, les *charmonia* sont suceptibles d'interagir avec les hadrons impliqués (les nucléons) ou produits (π, ρ, ω) dans la collision, ce qui conduit à une valeur de α inférieure à l'unité. Ces deux scénarios sont présentés dans ce qui suit.

L'absorption nucléaire

A la différence des événements (dimuons) Drell-Yan, les particules J/ψ produites (les *charmonia* d'une manière générale) sont susceptibles d'interagir avec les nucléons de la matière nucléaire environnante. Ces interactions peuvent conduire à la destruction de ces particules, *via* la réaction

$$J/\psi + \mathrm{h} \rightarrow \mathrm{D} + \bar{\mathrm{D}} + \mathrm{X}$$

qui transforme le J/ψ en une paire $\mathrm{D}\bar{\mathrm{D}}$. Ainsi, les interactions des *charmonia* avec la matière nucléaire conduisent à la réduction de leur production.
Considérons le cas des collisions p-A. La probabilité de survie de cette particule s'exprime sous la forme [22] :

$$\begin{aligned} (\text{probabilité de survie}) &= e^{-(\textit{nombre de nucléons, par unité de surface, le long de la trajectoire})\ \sigma_{abs}} \\ &= e^{-(A-1)\int_{z_A}^{\infty} \mathrm{d}z\ \rho_A(\vec{s_A},z)\ \sigma_{abs}} \end{aligned} \tag{1.7}$$

où A est la masse atomique de la cible, $\rho_A(\vec{s_A},\mathrm{z})$ la densité de nucléons au point $(\vec{s_A},\mathrm{z})$ (normalisée, par convention, par le nombre de nucléons constituant le noyau), z_A l'abscisse de production du J/ψ le long de la trajectoire et σ_{abs} la section efficace d'interaction J/ψ-nucléon. Par suite, la section efficace de production du J/ψ peut s'écrire sous la forme (le calcul détaillé est donné dans l'annexe A) :

$$\frac{\sigma^{pA}_{J/\psi}}{\sigma^{pp}_{J/\psi}} \simeq A\ e^{-\ \rho_0\ L\ \sigma_{abs}} \tag{1.8}$$

où ρ_0 est la densité moyenne de nucléon, et L la longueur moyenne de matière nucléaire vue par un J/ψ.

Les « comovers »

Nous avons considéré, au paragraphe précédent, la « suppression » des résonances comme issue du mécanisme d'absorption nucléaire. Il existe un autre mécanisme, complémentaire : l'absorption dans un gaz de hadrons ([23], [24]). En effet, dans les interactions d'ions lourds, un grand nombre de particules secondaires (telles que les mésons π, ρ ou ω) sont émises lors de la collision et sont susceptibles d'interagir avec les J/ψ et ψ' produits *via* les réactions :

$$\left\{ \begin{array}{l} J/\psi \\ \psi' \end{array} \right. \quad + \quad \left\{ \begin{array}{l} \pi \\ \rho \\ \omega \end{array} \right. \quad \longrightarrow \quad \mathrm{D} + \bar{\mathrm{D}} + X \tag{1.9}$$

Dans le scénario de la collision, ces particules sont produites après le temps propre τ_h (temps propre de formation des hadrons secondaires) et évoluent comme un fluide hydrodynamique jusqu'au temps propre de « freeze out » τ_f, temps à partir duquel celles-ci sont thermiquement déconnectées et quittent la région de collision. Les résonances J/ψ et ψ' produites ne peuvent donc interagir avec ces mésons que pendant l'intervalle de temps $\tau_h < \tau < \tau_f$.
D'autre part, les particules secondaires possédant une rapidité très différente de celle du J/ψ en sont spatialement séparées dès qu'elles émergent à τ_h et ne peuvent donc pas interagir avec le J/ψ produit. Seules des particules produites avec une rapidité proche de celle du J/ψ sont susceptibles de contribuer à sa suppression. Les mésons possédant cette caractéristique sont traditionnellement nommés « covoyageurs » (« comovers »[1]).

Dans ce contexte, la probabilité de survie du J/ψ est directement reliée à la densité des « covoyageurs » n_h. Suivant le modèle hydrodynamique de Bjorken, la densité de hadrons s'écrit :

$$n_h(\tau) = \frac{\tau_h n_h(\tau_h)}{\tau}$$

et la probabilité du survie des J/ψ s'écrit ([8], [21]) :

$$\begin{aligned} (\textit{probabilité de survie}) &= \exp\left(- \int_{\tau_h}^{\tau_f} d\tau \ \sigma_{co} \ v_{rel} \ n_h(\tau) \right) \\ &= \exp\left(-\sigma_{co} \ v_{rel} \ n_h(\tau_h) \ \tau_h \ \ln\left(\frac{\tau_f}{\tau_h} \right) \right) \\ &= \exp\left(-\sigma_{co} \ v_{rel} \ n_h(\tau_h) \ \tau_h \ \ln\left(\frac{n_h(\tau_h)}{n_h(\tau_f)} \right) \right) \end{aligned}$$

où v_{rel} est la vitesse relative covoyageurs–J/ψ et σ_{co} est la section efficace d'interaction covoyageurs–J/ψ. Ce processus, considéré par certains auteurs [25] comme mineur pour la suppression du J/ψ contribue d'une manière non négligeable au comportement du ψ'.

S'appuyant sur ces deux remarques, les résultats des données NA38 s'interprètent très correctement [21] en termes d'absorption par la matière nucléaire de l'état prérésonant, origine indifférenciée des particules J/ψ et ψ', pour les données p-A, et en termes de destruction de la résonance ψ' par les « comovers » dans les données S-U.

[1] Consécutivement, la vitesse relative entre les comovers et les J/ψ produits est essentiellement thermique ($\simeq$100–200 MeV).

Bibliographie

[1] J. Cleymans *et al.*, Phys. Rep. **130**, 217-292 (1986). B. Müller, Lecture Notes in Physics **225** (1985).

[2] S. Gottlieb *et al.*, Phys. Rev. D **35**, 3972 (1987).

[3] J. Rafelski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **48**, 1066 (1982).

[4] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178**, 416–422 (1986).

[5] F. Karcsh, M.T. Mehr and H. Satz, Z. Phys. C. - Particles and Fields **37**, 617–622 (1988).

[6] K. Kanaya and H. Satz, Phys. Rev. D **34**, 3193 (1986)

[7] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).

[8] A. Borhani, Thèse de l'Université Paris VI, Palaiseau (1996).

[9] C. Lourenço, Thèse de l'Institut Supérieur de Technique, Lisbone (1995).

[10] NA50 proposal, CERN/SPSLC 91-55 (1991).

[11] E.V. Shuryak, Phys. Lett. B **78**, 150–153 (1977).

[12] K. Kajantie *et al.*, Phys. Rev. D **34**, 2746–2754 (1986).

[13] G.E. Brown and M. Rho, Phys. Rev. Lett. **66**, 2720–2723 (1991).

[14] A. Bussière *et al.* (NA38 Coll.), Proc. of QM'87, Nordkirchen, Germany, 1987.
C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B **220**, 471–478 (1989).
C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B **255**, 459–465 (1991).
C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B **270**, 105–110 (1991).

[15] C. Gerschel and J. Hüfner, Phys. Lett. B **207**, 253–256 (1988).
J. P. Blaizot and J. Y. Ollitrault, Phys. Lett. B **217**, 386–391 (1989).
J. P. Blaizot and J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **39**, 232–249 (1989).

[16] C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B **345**, 617–621 (1995).

[17] D.M. Alde *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 133 (1991).

[18] A. Sansoni (CDF Coll.), Proc. of HF'95, Pisa, Italy, 1995.
A. Sansoni (CDF Coll.), proc. of QM'96, Heidelberg, Germany, 1996.

[19] E. Braaten, S. Fleming, Tzu Chiang Yuan, hep-ph/9602374 (submitted to Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.), 1996.

[20] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. B **366**, 316–322 (1996).

[21] D. Kharzeev *et al.*, CERN-TH/96-328 (1996).

[22] C. Gerschel and J. Hüfner, Z. Phys. C. - Particles and Fields **56**, 171–174 (1992).

[23] S. Gavin, M. Gyulassy and A. Jackson, Phys. Lett. B **207**, 257–262 (1988).

[24] R. Vogt *et al.*, Phys Lett. B **207**, 263–268 (1988).

[25] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. B **334**, 155–162 (1994).

Chapitre 2

Dispositif Expérimental

L'expérience NA50 étudie la production de paires de muons produites dans les interactions d'ions et de protons ultrarelativistes sur cibles fixes. Elle utilise les faisceaux produits par l'accélérateur SPS du CERN. L'appareillage est adapté à l'étude des interactions Pb-Pb et conçu pour supporter les hauts taux de radiations induits par les ions Pb incidents.
Conservant le spectromètre à muons des expériences NA38 et NA10, elle utilise une cible fragmentée accompagnée d'un système d'identification de vertex permettant de rejeter les réinteractions des fragments d'ions Pb, issus de l'interaction primaire, qui pourraient entrainer une mesure incorrecte de la centralité. Cette dernière est estimée événement par événement par deux détecteurs indépendants : le calorimètre électromagnétique (EM) et le calorimètre à zéro degré (ZDC).
Dans cette partie seront présentés les détecteurs associés à la mesure des traces, à l'identification du vertex d'interaction, à la mesure de la centralité, et au contrôle et à la mesure du faisceau de l'expérience NA50. Nous rappelerons quelques caractéristiques des dispositifs expérimentaux des expériences NA38 (pour l'étude des données p-A) et NA51.

2.1 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons de l'expérience NA50 (et antérieurement des expériences NA38 et NA10) est destiné à mesurer les variables cinématiques caractérisant les dimuons produits par des collisions d'ions ou de protons sur les cibles du dispositif.

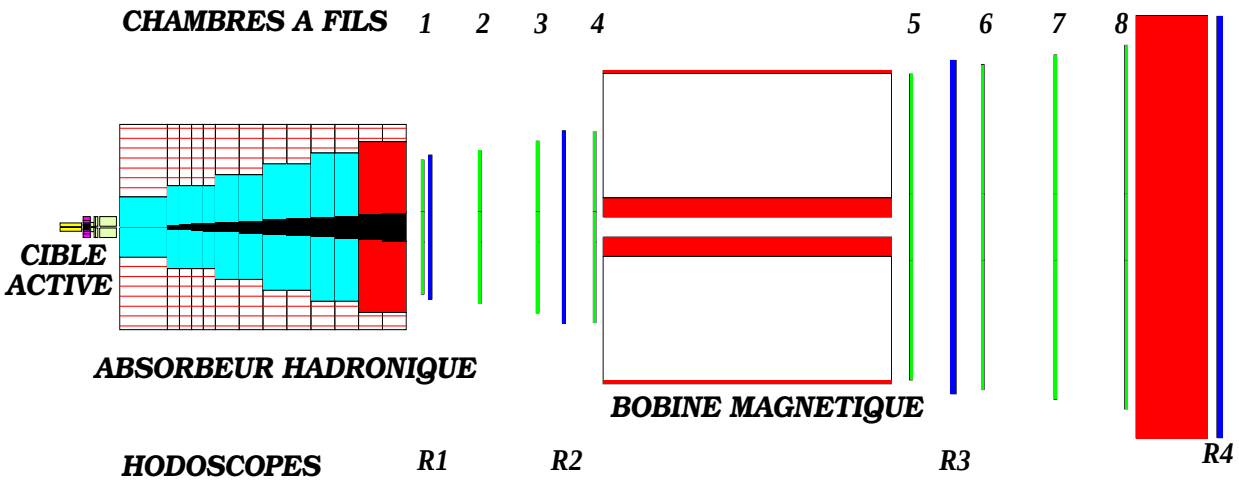

Figure 2.1 : *Spectromètre à muons*

De symétrie hexagonale, le spectromètre est constitué d'un aimant à champ toroïdal (préservant ainsi le plan azimuthal des particules provenant de la cible et défléchies par le champ magnétique), de 4 hodoscopes de scintillateurs plastiques destinés au déclenchement de l'acquisition, de 8 chambres proportionnelles multifils pour la mesure des traces des particules et d'un absorbeur de hadrons. Cet ensemble de détection s'étend sur une vingtaine de mètres et environ 5 mètres de hauteur. Une description détaillée du spectromètre est fournie dans [1].

2.1.1 L'aimant

L'élément principal du spectromètre à muons est un aimant à champ toroïdal de 4,8 m de longueur et possédant une symétrie hexagonale qui conditionne la géométrie des hodoscopes et des chambres à fils (figure 2.2).
Le rayon total est de 2,05 m mais l'acceptance est limitée à l'espace compris entre un rayon intérieur de 29,5 cm et un rayon extérieur de 1,54 m.
Le champ magnétique est créé par 6 bobines soutenues par des pièces en fer occupant chacune un angle azimuthal de 18°. Généré par un courant pulsé (de 7000 A pour l'expérience NA50) synchronisé avec le cycle du SPS, il est essentiellement azimuthal et dépendant de la distance à l'axe r de l'aimant :

$$\vec{B}(r) = \frac{B_0}{r}\ \vec{e_\Phi}$$

où B_0 dépend de l'intensité du courant d'alimentation de l'aimant et vaut :

- 0,383 T.m pour les expériences NA51 et NA50 (avec un courant d'alimentation de 7000 A).
- 0,550 T.m pour l'expérience NA38 (avec un courant d'alimentation de 10000 A).

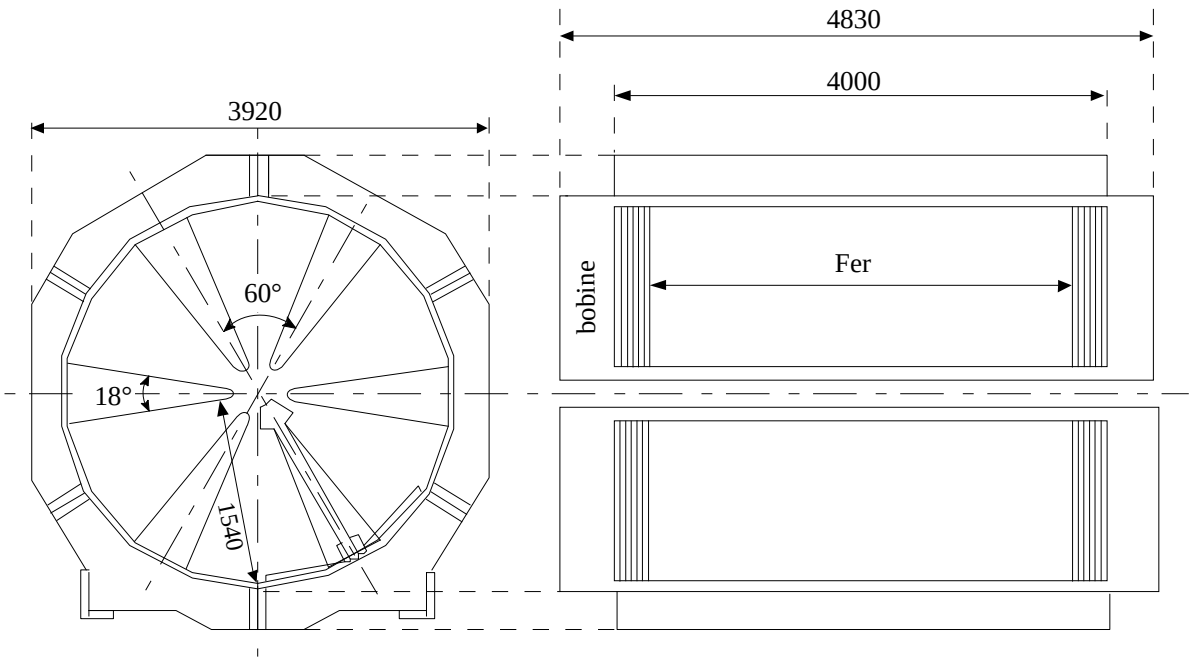

Figure 2.2 : *Vue de face (gauche) et de coté (droite) de l'aimant à champ toroïdal.*

Dans ces conditions, toute particule provenant de la cible reste dans un même plan azimuthal et subit une déflection d'un angle $\Delta\theta$ inversement proportionnel à son impulsion transverse p_T.

Explicitement, considérant l'abscisse curviligne s le long de la trajectoire du muon, l'angle de déflection $d\theta$, induit par le champ magnétique, s'écrit :

$$d\theta = \frac{ds}{\rho} = \frac{q.B(r)}{p}ds$$

où ρ représente le rayon de courbure de la trajectoire d'une particule de charge q, d'impulsion p et plongée dans un champ magnétique B.
D'autre part, pour des particules de grande énergie, l'angle de déflection est faible et la longueur de la trajectoire parcourue dans le champ magnétique peut être reliée à son angle incident θ_e :

$$\frac{dr}{ds} \sim sin(\theta_e) \Rightarrow d\theta \sim \frac{q.B(r)}{p.sin(\theta_e)}dr = \frac{q.B(r)}{p_T}dr$$

Par suite, considérant les caractéristiques du champ azimuthal, l'angle de déflection, intégré sur le parcours, s'écrit :

$$\Delta\theta = \int d\theta = \frac{q}{p_T}\int B(r)dr = \frac{q.B_0}{p_T}\int \frac{dr}{r} \simeq \frac{q.B_0}{p_T}\ln(\frac{z_s}{z_e})$$

où z_e et z_s sont les distances à la cible des faces d'entrée et de sortie dans le champ magnétique.

2.1.2 Les hodoscopes de déclenchement

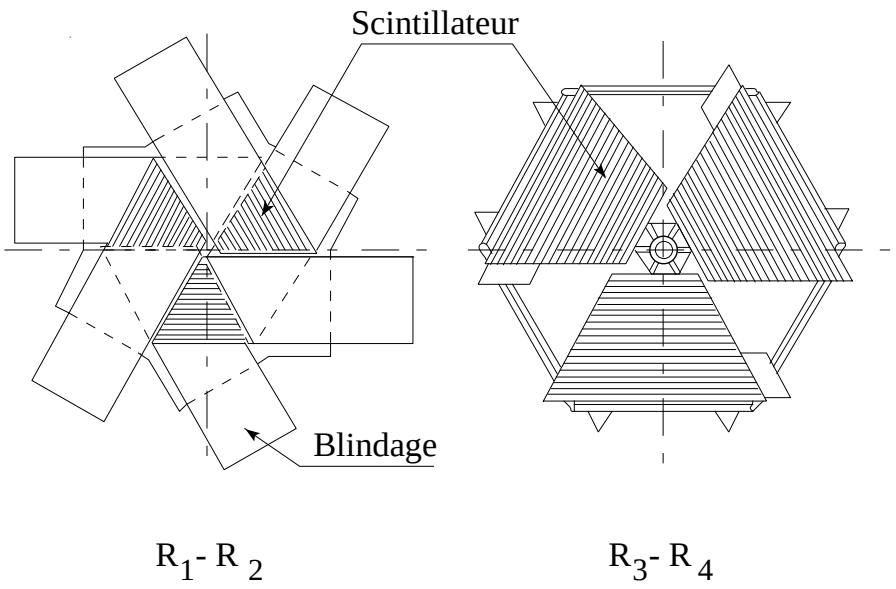

Figure 2.3 : *Coupe transverse des hodoscopes de déclenchement.*

Les 4 hodoscopes, de géométrie hexagonale, sont destinés au déclenchement du système d'acquisition des données. Les deux premiers (R_1 et R_2), en amont de l'aimant,

sont géométriquement homothétiques et pointent vers la région cible. Les 30 lattes de scintillateurs, composant chaque sextant, sont disposées perpendiculairement à son axe de symétrie (figure 2.3). Les coïncidences des lattes R_{1n} et R_{2n} (figure 2.4) permettent de sélectionner les traces issues de la cible et constituent un des éléments essentiel du système de déclenchement. Pour tenir compte de l'extension spatiale de la cible et des effets de diffusion multiple dans l'absorbeur, les coïncidence R_{1n}, $R_{2(n-1)}$ sont aussi acceptées.

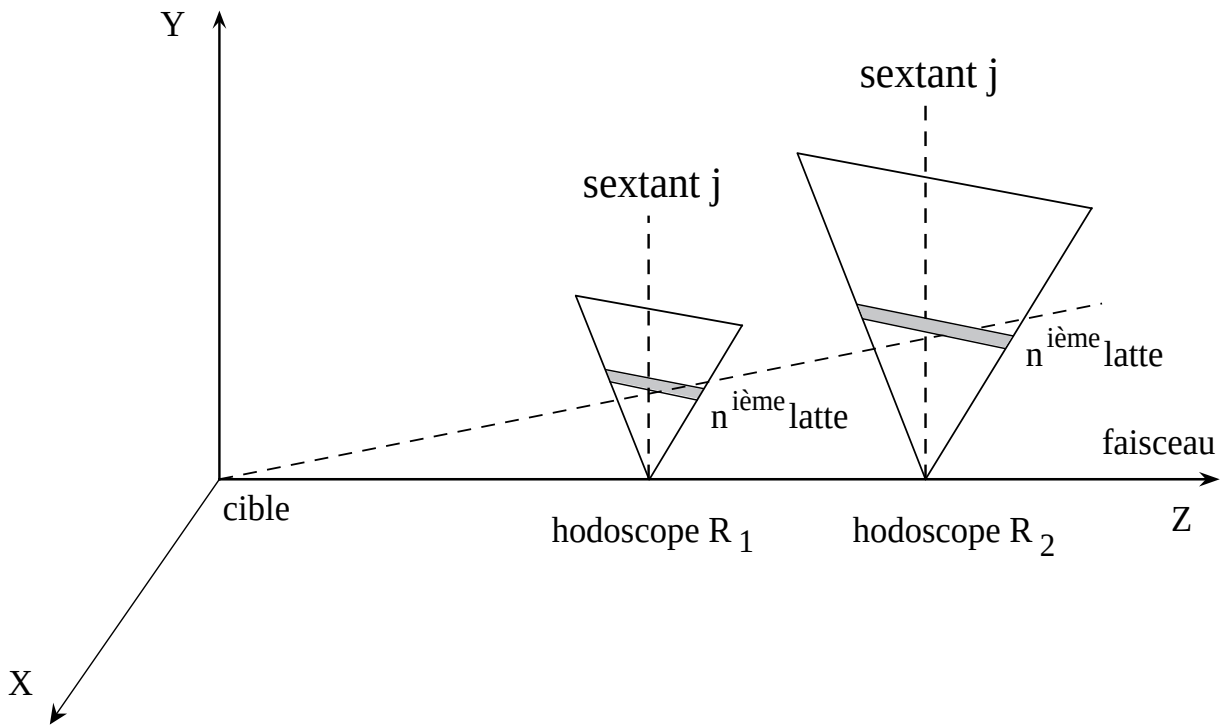

Figure 2.4 : *Disposition des lattes des hodoscopes.*

Les lattes des hodoscopes, à l'aval de l'aimant (R_3, 23 lattes, et R_4, 32 lattes) sont toutes de même largeur et complètent le système de déclenchement (cf §2.5).

2.1.3 Les chambres à fils

La détermination des traces s'effectue à l'aide de 2 ensembles de quatre chambres proportionnelles multifils (CP_1 à CP_4 en amont de l'aimant et CP_5 à CP_8 en aval).
Ces 8 chambres hexagonales sont composées chacune de 3 plans indépendants, espacés de 2,2 cm, dont les fils sont orientés à 0, 60 et 120^o respectivement par rapport à l'axe horizontal Ox (figure 2.5).

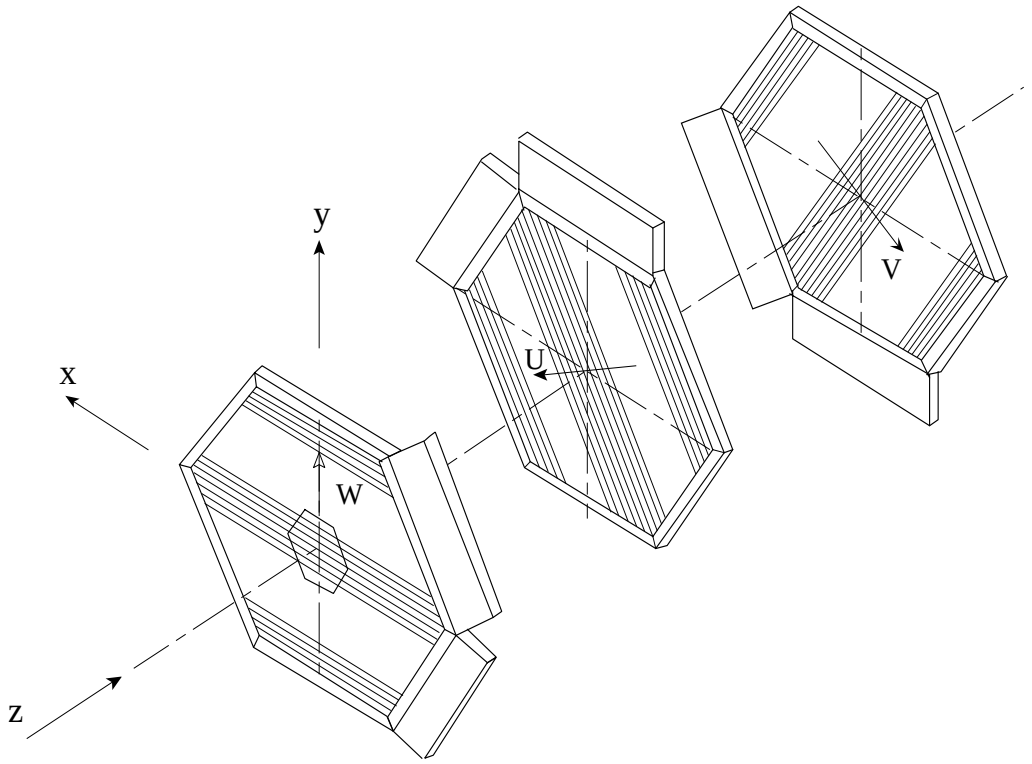

Figure 2.5 : *Disposition des trois plans de chaque chambre à fils.*

Les 4 chambres amont (aval) sont équipées de 749 (1229) fils par plan et sont remplies d'un mélange gazeux composé d'argon (80 %), d'isobutane (19,8 %) et de fréon (0,2 %).

2.1.4 L'absorbeur

Nous avons choisi de décrire ici l'absorbeur utilisé lors de la période d'acquisition des données Pb-Pb. Les informations concernant l'absorbeur, pour les données p-A, peuvent être trouvées dans [2] et [3].

L'ensemble « absorbeur » est constitué de 3 éléments distincts et sert à réduire le bruit de fond provenant des résidus du faisceau et des particules secondaires produites lors des collisions.
Le premier élément de l'absorbeur est constitué par un bloc de 60 cm de BeO situé à

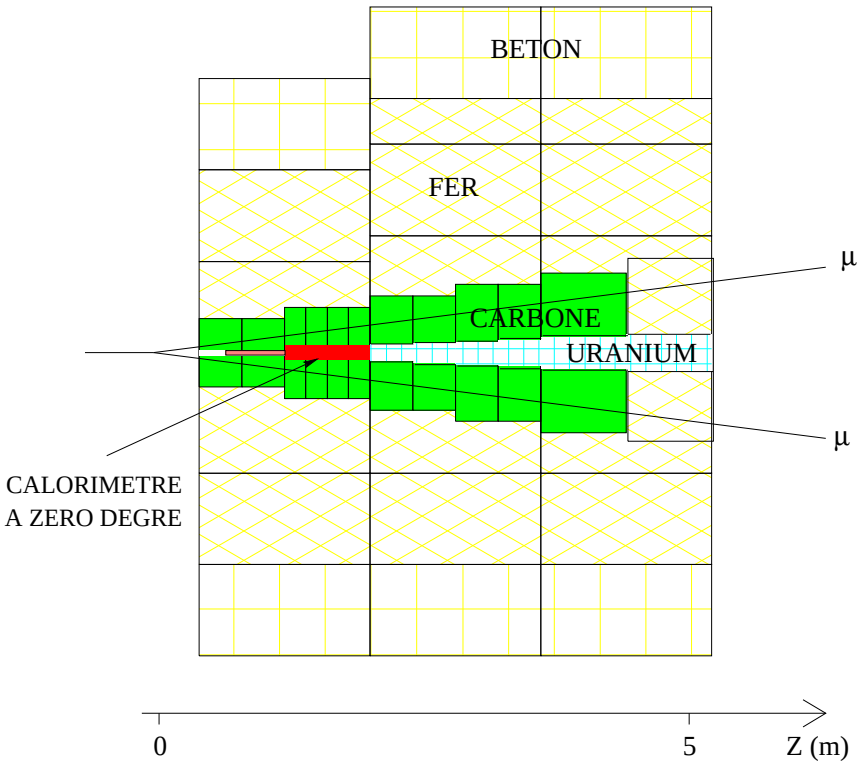

Figure 2.6 : *Détail de l'absorbeur de hadrons dans le cadre de l'expérience NA50.*

25 cm du centre de la cible (cf figure 2.7). Le rapport (longueur de radiation)/(longueur d'interaction) du BeO minimise la diffusion des muons tout en maximisant l'absorption des hadrons. Ce préabsorbeur est suivi par un ensemble de cylindres de carbone, de 4 m de long, suivi de 80 cm de fer et complété extérieurement par des blocs de fer et de béton. Les particules du faisceau qui n'ont pas interagi dans la cible sont absorbées par un noyau central constitué d'éléments de faible longueur d'interaction (tantale du calorimètre à zéro degré et uranium).

L'ensemble de ces absorbeurs totalise 12 longueurs d'interaction et n'interdit pas la possibilité pour certains hadrons très énergiques de traverser les blocs de graphite et de fer et de déclencher l'acquisition. Afin d'éliminer ces événements, un mur de Fer de 1,2 m d'épaisseur, situé devant le dernier hodoscope, mais à l'aval des 8 chambres à fils vient compléter le système d'absorption.

2.2 La cible

La cible est un élément fondamental de l'appareillage de l'expérience NA50. En effet, les interactions Pb-Pb sont suceptibles d'être suivies par la réinteraction d'un fragment du noyau projectile dans la cible, rendant la mesure de la centralité de la collision incorrecte. Dans ces conditions, il devient nécessaire de pouvoir déterminer avec précision la position du vertex de l'interaction primaire et détecter une éventuelle réinteraction.
Cette contrainte justifie l'emploi d'une cible fragmentée où l'épaisseur de chaque ciblette est suffisamment petite pour rendre les réinteractions fortement improbables. Les 7 ciblettes qui composent la cible sont chacune accompagnées d'un couple de détecteurs dont l'ensemble permet d'identifier la ciblette où s'est produite la collision. Afin de résister aux hauts taux de radiation provenant des interactions, ces détecteurs sont constitués de lames de quartz (mesurant la lumière Cerenkov émise lors du passage d'une particule chargée dans une des lames de quartz).

dans le cas des collisions proton-noyau pour lesquelles on ne mesure pas la centralité de la collision, les précautions prises pour l'étude du système Pb-Pb ne sont pas nécessaires. Les cibles utilisées pour les interactions proton-noyau seront des cibles pleines dépourvues de système d'identification de vertex.

2.2.1 Le système cible des données Pb-Pb de l'expérience NA50

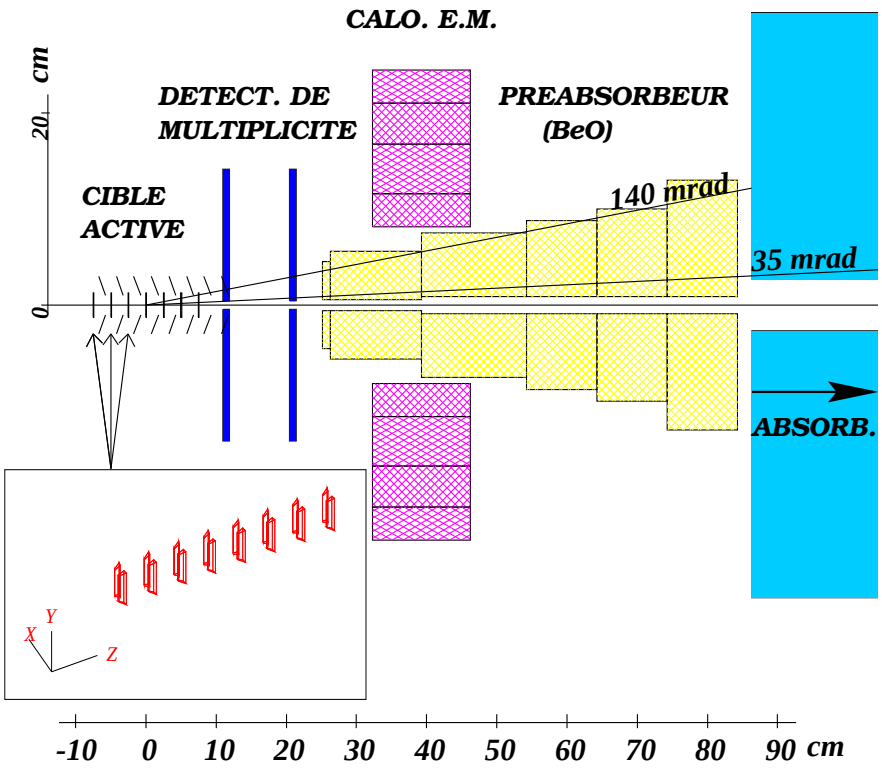

Figure 2.7 : *Vue de dessus de la région cible pour l'expérience NA50.*

Le système « cible » utilisé lors des collisions Pb-Pb est composé d'un ensemble de

7 ciblettes de 1 mm d'épaisseur, correspondant à 2,5 % de longueur d'interaction chacune (soit au total, 17,5 % de longueur d'interaction). De section transverse circulaire, elles ont un diamètre de 2,5 mm, à l'exception de la première ciblette (5 mm) plus large dans le but d'intercepter la totalité du faisceau et de permettre ainsi une mesure correcte de la luminosité. Le tableau 2.1 donne les valeurs des variables caractéristiques du matériau de la cible.

L (cm)	λ_I (cm)	ρ (g/cm^3)	A (g)
7×0,1	3,98 [1]	11,35	207,19

Tableau 2.1 : *Longueur L, longueur d'interaction λ_I, masse volumique ρ et masse atomique A de la cible Pb (NA50).*

Placées à 2,5 cm d'intervalle le long de l'axe du faisceau, les ciblettes sont chacune suivies 2 cm en aval par deux lames de quartz placées à droite et à gauche de part et d'autre de la ligne de faisceau.
L'identification du vertex utilise ces deux rangées de lames. Une interaction dans une ciblette produit des particules chargées qui génèrent de la lumière Cerenkov dans les lames aval. La géométrie du système des lames de quartz et les propriétés angulaires de la lumière Cerenkov conduisent à des signaux dont l'amplitude, fortement corrélée à la ciblette qui a produit l'interaction, permet l'identification du vertex de l'événement et d'une éventuelle réinteraction d'un fragment à l'aval de la ciblette primaire. L'efficacité d'identification de ciblettes est en moyenne de 85 % pour des énergies transverses supérieures à 5 GeV. Elle ne dépend que de l'énergie transverse. Par conséquent, les processus ayant des distributions d'énergie différentes ont des efficacités, intégrées sur l'énergie, légèrement différentes. Ainsi, l'efficacité d'identification de ciblettes, intégrée sur l'énergie transverse, est de 85 % pour le J/ψ et de 86,5 % pour des événements Drell-Yan.
Ce système d'identification est complété par deux lames supplémentaires, en amont de la première ciblette et destinées à la reconnaissance des interactions ayant eu lieu dans l'air, avant la cible. Enfin, un couple de compteurs anti-halo, de même nature (4 × 4 cm^2 × 0,8 mm), percés en leur centre, permet d'éliminer les ions incidents hors d'un cylindre de 3 mm de diamètre. Celui-ci inclue la totalité du faisceau qui a pour dimension $\sigma_x \simeq \sigma_y \simeq 0{,}4$ mm.

2.2.2 Le système cible des données p-A de l'expérience NA38

Cette expérience a fait l'objet d'une première étude détaillée [2].
Six cibles de longueur et de nature différentes ont été utilisées. Le tableau 2.2 fournit les valeurs des variables caractéristiques de ces matériaux : La longueur L, la longueur d'interaction λ_I, la masse volumique ρ et la masse atomique A. Une étude fine [2] des

[1] D'une manière générale, $\lambda_I = A/(\mathcal{N}_A \times \sigma_I \times \rho)$, et pour les interactions $A_{projectile}$-B_{cible} (Pb-Pb), $\sigma_I = 68,8 \times (A_{projectile}^{1/3} + B_{cible}^{1/3} - 1,32)^2 = 68,8 \times (208^{1/3} + 207,19^{1/3} - 1,32)^2 = 7,62$ *barn*

taux d'impuretés de chacune des cibles a permis de déterminer avec précision les valeurs effectives des masses atomiques de chaque système et de montrer, notamment, pour la cible W (1,5 cm), la présence d'impuretés conduisant à une masse atomique moyenne inférieure de 6 % à celle d'une cible pure de W. Les longueurs des cibles ont été choisies pour avoir

Cible	**C**	**Al**	**Cu**	**Cu**	**W**	**W**
L (cm)	30,0	20,0	2,0	10,1	1,5	5,6
λ_I (cm)	43,09	37,88	14,61	14,61	9,819	9,306
ρ (g/cm^3)	1,88	2,70	8,96	8,96	17,80	19,1
A (g)	12,011	26,982	63,546	63,546	173,43	183,85

Tableau 2.2 : *Longueur L, longueur d'interaction λ_I, masse volumique ρ et masse atomique A des cibles C, Al, Cu et W (NA38).*

une probabilité d'interaction voisine dans tous les cas. Les deux cibles minces ont été utilisées pour étudier les interactions des produits de l'interaction du proton incident sur la cible. Il a été montré dans [2] que celles-ci sont négligeables.

2.2.3 Le système cible des données p-A de l'expérience NA51

Le tableau 2.3 fournit les caractéristiques des cibles de l'expérience NA51 [3]. Deux tubes remplis respectivement d'hydrogène et de deutérium liquides constituent l'ensemble cible de cette expérience. Chaque cible a pour dimensions 3 cm de diamètre, assurant

Cible	**H^2**	**D^2**
L (cm)	120,0	120,0
λ_I (cm)	717,51	337,55
ρ (g/cm^3)	0,0708	0,162
A (g)	1,01	2,01

Tableau 2.3 : *Longueur L, longueur d'interaction λ_I, masse volumique ρ et masse atomique A des cibles H^2 et D^2 (NA51).*

l'interception totale du faisceau, et 1,2 m de long afin d'assurer un nombre suffisant d'événements malgré leur grande longueur d'interaction.

2.3 Mesure de la centralité

La mesure de la centralité, qui joue un rôle majeur dans l'étude des interactions Pb-Pb, peut s'effectuer à partir de deux détecteurs indépendants : le calorimètre électromagnétique (EM) et le calorimètre à zéro degré (ZDC) ; le premier mesurant l'énergie transverse neutre émise par la collision, et le second, l'énergie résiduelle emportée par les fragments du projectile. Ces deux quantités sont directement reliées au paramètre d'impact de la collision. En effet, le nombre de nucléons ayant interagi (participants) est d'autant plus grand que la centralité augmente. L'énergie transverse étant proportionnelle au nombre de participants, celle-ci augmente avec la centralité. Inversement, l'énergie résiduelle croît avec le nombre de nucléons du projectile n'ayant pas interagi ; elle diminue avec la centralité.
Les calorimètres (EM) et (ZDC) fournissent par conséquent deux mesures indépendantes et complémentaires de la centralité.

2.3.1 Le calorimètre électromagnétique

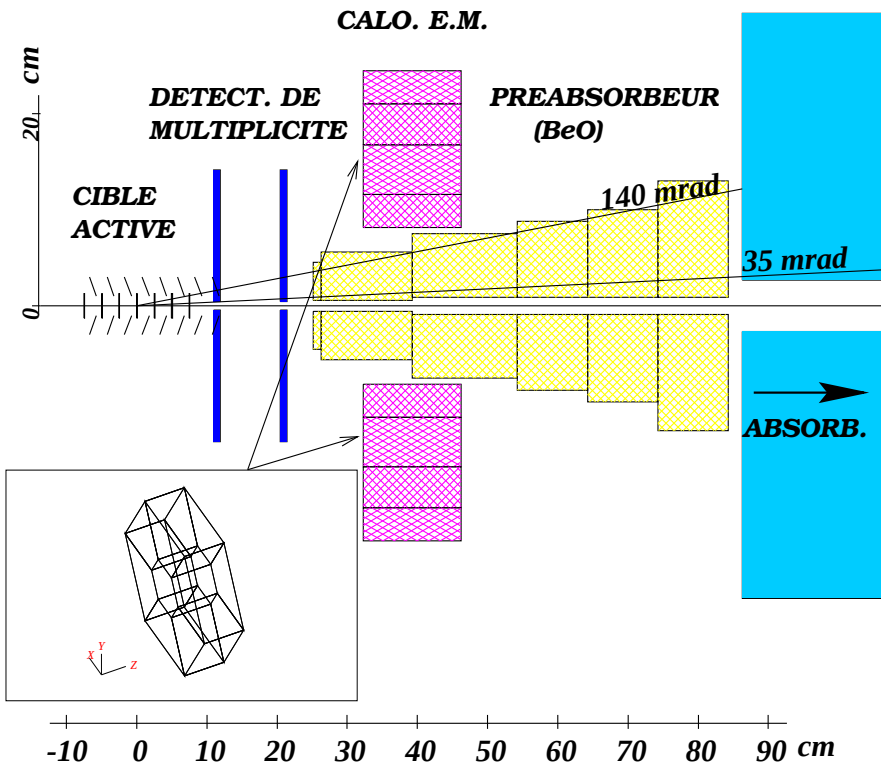

Figure 2.8 : *Calorimètre électromagnétique*

Le calorimètre électromagnétique est composé de fibres scintillantes de polystyrène (de 2 mm de diamètre), parallèles à la direction du faisceau et enrobées dans des blocs, constitués d'un alliage Plomb-Bismuth, suivant un rapport volumique fibres/alliage de 1/2.
L'ensemble de ce bloc convertisseur est particulièrement compact (14 cm de long) et

correspond à 15,5 longueurs de radiation (15,5 X_0 = 15,5 × 0,902 cm). Il est situé à 32 cm (figure 2.8) à l'aval du centre de la cible.
Le trou central possède un rayon de 8,2 cm et la bordure extérieure un rayon maximum de 24,2 cm, couvrant ainsi une fenêtre d'acceptance en pseudo-rapidité $1{,}1 < \eta < 2{,}3$ (dans le référentiel du laboratoire). Notons que dans le cas de l'expérience NA38 (données S-U), le calorimètre électromagnétique couvrait la fenêtre d'acceptance $1{,}7 < \eta < 2{,}3$.
Le calorimètre possède la symétrie hexagonale du spectromètre et est subdivisé en trois couronnes couvrant chacune un intervalle de pseudo-rapidité $\Delta\eta = 0{,}34$ (la couronne extérieure est, pour des raisons pratiques concernant la lecture des informations, divisée en deux sous-couronnes couvrant chacune un intervalle de pseudo-rapidité, de l'intérieur vers l'extérieur, $\Delta\eta = 0{,}21$ et $\Delta\eta = 0{,}13$). La mesure de l'énergie dissipée par les gerbes électromagnétiques dans chaque intervalle de pseudo-rapidité permet, après correction de la contamination due aux particules chargées (facteur de correction d'environ 1,4), d'estimer l'énergie transverse neutre émise dans le domaine de pseudo-rapidité couvert par le calorimètre. La résolution en énergie de ce détecteur vaut 5 % à une énergie transverse de l'ordre de 200 GeV.

2.3.2 Le calorimètre à zéro degré

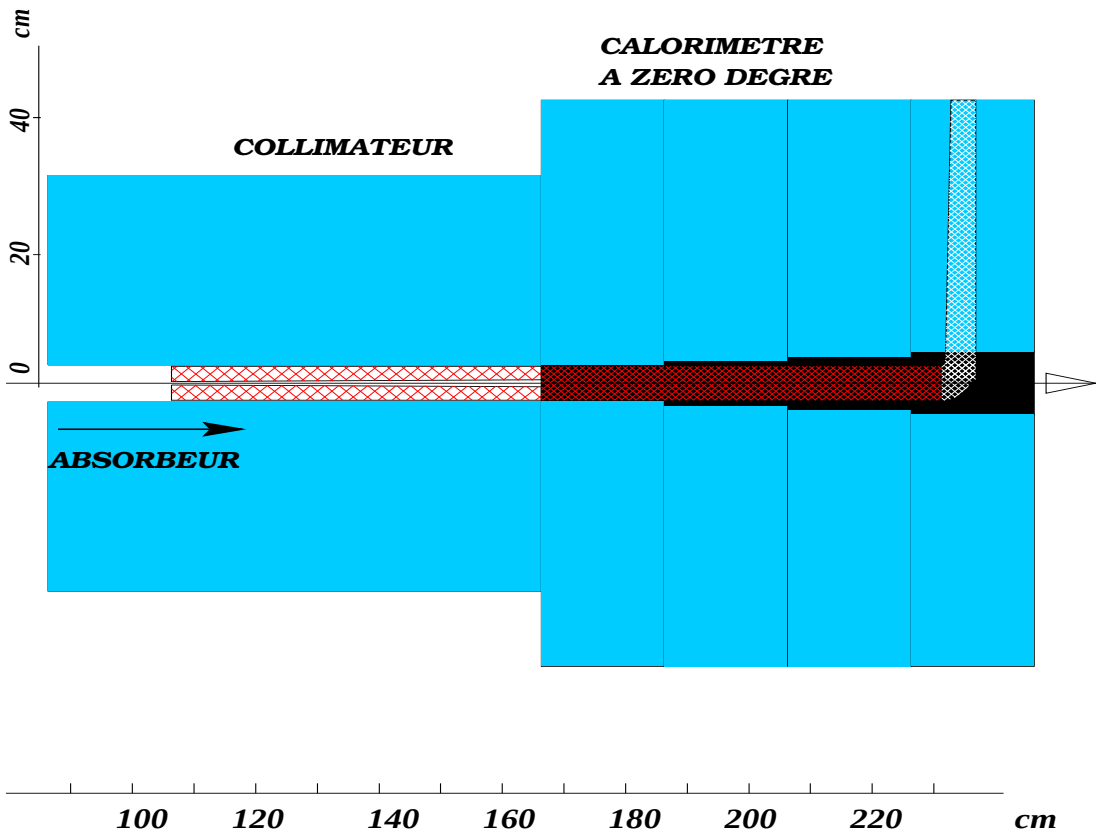

Figure 2.9 : *Calorimètre à zéro degré*

Le calorimètre à zéro degré (ZDC) mesure l'énergie des fragments spectateurs du

projectile et permet donc d'estimer l'énergie déposée dans l'interaction ($E_{déposée}$=$E_{faisceau}$-E_{ZDC}). Situé à 165 cm à l'aval de la cible, il a une section transverse de 5 $\times$ 5 cm^2 et une longueur de 65 cm. Ce détecteur mesure la lumière Cerenkov produite dans des fibres de Silice. Le calorimètre est constitué de 30 lattes de tantale (de 1,56 mm d'épaisseur) dans lesquelles ont été insérées, au total, 900 fibres de silice (de 365 μm de diamètre) séparées de 1,5 mm les unes des autres conduisant à un rapport volumique Si/Ta de 1/17.
Chaque fibre mesure 1,8 m de long ; les 65 premiers centimètres sont orientés à 0°, parallèlement au faisceau et constituent la partie active du calorimètre ; les 1,15 mètres restants sont orientés perpendiculairement au faisceau et agissent comme guide de lumière. Afin d'obtenir un système sensible à la position du faisceau, l'ensemble est subdivisé en quatre groupes de 225 fibres, définissant quatre cadrans de détection.
Sa résolution pour des ions Pb de 158 GeV/c par nucléon en énergie est $\sigma_E/E = 5\%$ [4].

2.4 Le faisceau et le détecteur de faisceau

L'expérience NA50 est située dans le hall ECN3, à la sortie d'une ligne de faisceau à haute intensité. Le faisceau primaire (extrait directement du SPS) délivre des protons de 450 GeV/c ou des ions de 400 GeV/c par particule chargée (158 GeV/c par nucléon dans le cas du Plomb). Dans le cas des ions, le déversement des particules du faisceau suit un cycle de 20 secondes pendant lequel cinq secondes servent à l'illumination effective de la cible.
Dans le cas de l'étude des collisions Pb-Pb, l'intensité du faisceau est d'environ 5.10^7 ions par cycle. Cette contrainte liée à l'appareillage de l'expérience NA50 est imposée par les risques d'empilement à très haute intensité. En effet, la probabilité pour que deux ions incidents traversent simultanément (dans la même fenêtre temporelle) la cible, augmente avec l'intensité. Un tel événement peut conduire à l'interaction des deux ions dans la cible et affecter la mesure de la centralité. A une intensité de l'ordre de 5.10^7 ions/cycle, le faisceau est contrôlé, une vingtaine de mètres en amont de la cible, par un hodoscope de faisceau, capable de caractériser le profil du faisceau et de compter le nombre d'ions incidents (et donc de mesurer la luminosité).
Dans le cas des collisions p-A, on ne mesure pas la centralité. Les problèmes d'empilement rencontrés pour les systèmes ions-ions deviennent donc mineurs pour les interactions proton-noyau où l'intensité du faisceau peut être portée à des valeurs voisines de 3.10^9 protons par cycle (pour les données NA51). Dans ces conditions, il est plus approprié d'utiliser, pour les collisions p-A, des compteurs à Argon, capable de mesurer le courant, induit par le faisceau, sur une large gamme d'intensité.

2.4.1 L'hodoscope de faisceau

L'hodoscope de faisceau est destiné au comptage du nombre d'ions incidents. Situé à 22 m en amont de la cible, il est constitué d'un plan de lames de quartz de 0,7 mm d'épaisseur.

Toute particule chargée, traversant les plans de l'hodoscope, émet de la lumière, par effet Cerenkov, dans les lames de quartz traversées. Chaque lame est reliée à un guide de lumière dirigé vers un photomultiplicateur indépendant. Le système de lecture est ainsi composé d'autant de canaux qu'il existe de lames. La réponse des canaux permet donc d'identifier la lame touchée. Il est situé à un endroit où le profil du faisceau est suffisamment grand ($\sigma_x = 0,8$ mm et $\sigma_y = 6$ mm) pour que chacune des 16 lames dont les dimensions sont adaptées à la fraction de faisceau qu'elles interceptent soit soumise au même taux de comptage. Ce détecteur supporte des taux de comptage pouvant aller jusqu'à 10^8 particules par cycle. Un système de compteurs à scintillation situé hors du faisceau, à l'aval de l'hodoscope, permet de signer les événements pour lesquels l'ion Pb a interagi dans une lame de quartz.

2.4.2 Les compteurs à argon

Les compteurs à argon sont des chambres à ionisation (remplies de gaz argon) mesurant l'intensité du faisceau incident par intégration du courant d'ionisation. Utilisés pour le comptage de faisceaux de protons, ils possèdent une grande fiabilité sur une grande

gamme d'intensité (de 10^6 jusqu'à 10^{11} protons par seconde).

2.5 Déclenchement, lecture et acquisition

Le système de déclenchement est réalisé à partir des informations provenant des hodoscopes R_1 à R_4.
Une première coïncidence entre les lattes R_{1n} et R_{2n} (des hodoscopes R_1 et R_2) est exigée pour chacune des traces (permettant de sélectionner celles qui proviennent de la cible). Cette double coïncidence est appelée « conïncidence V » et définit les deux demi-traces en amont de l'aimant.
Cette première sélection doit être validée par les hodoscopes R_3 et R_4 qui définissent les demi-traces aval. La coïncidence globale, appelée « coïncidence $V \times R_3 \times R_4$ », est à la fois temporelle et spatiale (puisqu'on exige le raccordement des demi-traces, amont et aval, extrapolées au plan médian de l'aimant).
En fonctionnement normal l'intensité moyenne est de 3.10^7 pour un déversement de 4,5 secondes et $4{,}8.10^6$ interactions. Le taux correspondant de déclenchement est de 900 coups par cycle. Un système de lecture parallèle (en standard VME) permet de mémoriser les données à un taux de 2 Mbytes par seconde avec un temps mort inférieur à 5%. Le système de lecture est couplé à un microprocesseur relié à un ordinateur microVax pour les besoins du monitorage en ligne et de l'écriture sur bande magnétique. Les informations sont transférées sur bande entre les déversements pendant 15 secondes par cycle.
Les informations contenues sur les bandes magnétiques RDT (« Raw Data Tapes ») sont enregistrées suivant trois niveaux de hiérarchie : les « périodes » (« runs »), les « cycles » (« bursts ») et les « événements ». La période est caractérisée par différents paramètres tels que le signe du champ magnétique, la configuration de la cible ou le type de déclenchement. Le cycle, contient les informations sur l'intensité et le déversement du faisceau lors des 5 secondes effectives d'illumination de la cible. Enfin, l'événement regroupe l'ensemble des caractéristiques fournies par les détecteurs à chaque déclenchement de l'acquisition (coups dans les hodoscopes et les chambres, réponse de la cible et du (des) calorimètre(s), réponse de l'hodoscope de faisceau, etc...).

Bibliographie

[1] L. Anderson *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **223**, 26 (1984).

[2] **L. Fredj**, Thèse de l'université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (1991).

[3] **B. Espagnon**, Thèse de l'université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (1995).

[4] E. Chiavassa et al., Nucl. Inst. Meth. **A367**, 267 (1995).

[5] B. Alessandro et al., Nucl. Inst. Meth. **A360**, 189 (1995).

Chapitre 3

Traitement des données

Dans ce chapitre est présenté le traitement des données brutes enregistrées sur bandes RDT (« Raw Data Tapes ») pendant la phase d'acquisition. Cette étape se termine par l'enregistrement des paires de muons, sélectionnées, sur bandes μDST (Data Summary Tapes) exploitables pour l'analyse.
Les données brutes subissent, dans un premier temps, des sélections sur la qualité des périodes et des événements. Puis, dans un deuxième temps, une sélection est faite sur les traces mesurées dans le spectromètre par le programme de reconstruction des paires de muons.
La dernière partie de ce chapitre présente les domaines cinématiques associés à chacun des lots de données ayant satisfait les critères de sélection.

3.1 Sélection des données

La sélection des données est effectuée en deux étapes :

La première consiste à rejeter les périodes (les « runs ») pour lesquelles tous les critères de bon fonctionnement n'ont pas été respectés. Un faisceau de mauvaise qualité (grandes fluctuations dans l'intensité, mauvais alignement du faisceau, instabilités pendant le déversement des particules) ou des anomalies détectées dans le comportement des détecteurs sont des critères évidents de rejet. On élimine, de plus, les périodes qui présentent des problèmes de normalisation. Dans ce cas, on étudie le rapport entre le nombre d'événements J/ψ (nombre d'événements dont la masse invariante des dimuons est comprise entre 2,7 et 3,5 GeV/c^2) et le nombre de particules incidentes, comme une fonction du numéro de la période. En première approximation, cette procédure est équivalente à l'étude de la section efficace de production du J/ψ en fonction du temps. Toutes les périodes dont la valeur s'écarte fortement (en général à plus de trois écarts) de la valeur moyenne sont rejetées.

La deuxième étape de sélection est effectuée événement par événement. Les sélections sur les événements, pour les données p-A, sont présentées dans [1] (données p-A NA38) et [2] (données p-A NA51).
La procédure de sélection des événements des données Pb-Pb est un peu différente de celle des données proton-noyau. En effet, dans les interactions Pb-Pb, nous devons tenir compte des contraintes liées à la bonne mesure de la centralité de la collision. Les phénomènes tels que la réinteraction de fragments du projectile ou l'interaction d'un deuxième ion incident (contenu dans la fenêtre de déclenchement) dans la cible conduisent à une mauvaise mesure de la centralité. Par conséquent, les événements sélectionnés doivent satisfaire à un certain nombre de critères de qualité liés à la topologie de la collision. Sont retenus les événements pour lesquels :

1. « l'algorithme cible » (le programme associé au système d'identification des ciblettes touchées) indentifie un vertex d'interaction et un seul. Cette coupure rejette tous les événements où deux ions incidents ont interagi dans deux ciblettes différentes, ainsi que les événements où un fragment du noyau projectile interagit dans une ciblette située après l'interaction primaire.

2. un seul ion incident est détecté par l'hodoscope de faisceau (BH) dans la fenêtre de temps du déclenchement de l'acquisition, c'est à dire 20 ns. Cette condition, qui élimine les risques d'empilement (et donc d'erreur dans l'estimation de la centralité) rejette 20 % des événements.

3. un seul ion incident est détecté par le calorimètre à zéro degré (cette sélection s'appuie sur un algorithme d'analyse du signal mesuré par ce détecteur). Cette sélection est a priori redondante de celle effectuée par le BH (en négligeant les inefficacités des détecteurs).

4. aucune interaction dans le BH n'a été signalée, et plus géneralement, aucune interaction entre lui et la cible. Cette sélection est appliquée au moyen du compteur signant les interactions dans le BH et des compteurs anti-halo de la cible.

Les taux d'événements éliminés par ces coupures sont donnés dans le tableau 3.1.

nature du rejet	taux d'événements rejettés
rejet de l'empilement	: 20 $\pm$ 1 %
rejet des réinteractions	: 2 $\pm$ 1 %
rejet des ions ayant interagi dans le BH	: 2 $\pm$ 0,5 %
rejet par les compteurs anti-halo	: 3 $\pm$ 1 %

Tableau 3.1 : *taux d'événements rejetés par les diverses coupures pour les données Pb-Pb de l'expérience NA50.*

3.2 Reconstruction des paires de muons

Les RDT sont traitées par le programme de reconstruction (DIMUREC) de l'expérience qui fournit des informations de niveau supérieur : variables cinématiques du dimuon, vertex d'interaction, énergie transverse mesurée par le calorimètre, etc ... .Ces informations sont ensuite utilisées pour appliquer les différents critères de qualité sur les événements, puis résumées sur bandes μDST.

Les événements sélectionnés doivent posséder deux traces reconstruites dans les chambres à fils (pointant vers la région cible) et en accord avec les réponses des hodoscopes. On rejette toutes les traces traversant le fer de l'aimant, ainsi que celles passant par les zones d'inefficacité des chambres (coupures fiducielles).
On applique de plus une coupure particulière, dite « coupure image », qui élimine les effets systématiques liés à la présence du champ magnétique. Cette coupure est imposée par la méthode de traitement du bruit de fond (voir §4.2.1) qui exige que l'acceptance de l'appareillage soit la même pour les traces convergentes et divergentes. Elle consiste à rejeter les événements dès que l'une des deux traces est telle que, si elle avait eu la charge électrique opposée, elle aurait été hors de l'acceptance de l'appareillage.

La dernière étape concerne la détermination du vertex de l'interaction. Celle-ci est fondamentale, puisque c'est à partir de la position du vertex qu'est déterminée la masse invariante de la paire de muons.
Dans les collisions Pb-Pb, le système d'identification de la cible permet de détecter la ciblette dans laquelle a eu lieu l'interaction. La position du vertex, prise au centre de la ciblette touchée, est ainsi déterminée avec une très grande précision (de 0,05 mm).
Dans le cas des collisions p-A, la cible est dépourvue de système d'identification. Pour les cibles des données NA38, la position du vertex est prise au centre de la cible. Cette procédure induit des effets systématiques qui, compte tenu de la taille relativement petite des cibles (de 1 à 30 cm), se traduisent par une incertitude assez faible sur la masse reconstruite. Pour les cibles des données NA51, le vertex ne peut être pris au centre de la cible. La grande taille des cibles utilisées (1,2 m de long) dégraderait significativement la résolution en masse de la paire de muons. De fait, pour ces cibles très longues, la meilleure estimation du vertex d'interaction est obtenue par l'intersection des traces extrapolées de chacun des deux muons depuis l'aval jusqu'à l'amont de l'absorbeur.

3.3 La sélection finale : les coupures cinématiques

La sélection finale des échantillons destinés à l'analyse s'effectue par l'étude des variables cinématiques définissant les paires de muons : la masse invariante, la rapidité, l'impulsion transverse et les angles Θ_{CS} et Φ_{CS}[2] définis par la direction du μ^+ [1].
Dans cette analyse, nous avons choisi d'étudier la région des grandes masses (supérieures à 2 GeV/c^2) et la fenêtre cinématique déterminée par $y_{lab} \simeq [3,0 : 4,0]$ (où y_{lab} est la rapidité dans le référentiel du laboratoire) et $\cos(\Theta_{CS}) = [-0,5 : 0,5]$ puisqu'au-delà de ces limites, l'acceptance de l'appareillage devient négligeable (l'application de ces coupures conduit à une perte de moins de 1 % du nombre total d'événements dans un domaine de masse défini).

Par la suite, nous considérerons la variable y^*, la rapidité des dimuons dans le système du centre de masse des hadrons, reliée à y_{lab} par :

$$y_{lab} = y^* + y_{CM}$$

où y_{lab}, y^* et y_{CM}[2] sont respectivement les rapidités du dimuon dans le laboratoire, celle du dimuon dans le système du centre de masse et celle du centre de masse dans le système du laboratoire.
Le tableau 3.2 donne les valeurs des coupures cinématiques appliquées sur les différents lots de données. Les seules variables considérées pour l'application des coupures sont y^* et $\cos(\Theta_{CS})$, puisque l'acceptance de l'appareillage est constante sur l'ensemble du domaine d'impulsion transverse et d'angle Φ_{CS}.

Syst. (exp.)	$\mathbf{P}_{projectile}$ (GeV/c)	y_{CM}	y^* [min. : max.]	$\cos(\Theta_{CS})$ [min. : max.]
p-A (NA38)	450	3,0	[-0,4 : 0,6]	[-0,5 : 0,5]
p-A (NA51)	450	3,0	[-0,4 : 0,6]	[-0,5 : 0,5]
Pb-Pb (NA50)	158 [3]	2,9	[0 : 1]	[-0,5 : 0,5]

Tableau 3.2 : *Variables caractéristiques des systèmes étudiés : l'impulsion $P_{projectile}$ des particules incidentes, la rapidité y_{CM} du centre de masse des hadrons et les domaines considérés de rapidité y^* et d'angle $\cos(\Theta_{CS})$.*

Les échantillons définitifs, exploitables pour l'analyse, sont présentés dans les paragraphes suivants pour chacun des ensembles de données. Notons que dans le cas des données Pb-Pb, un sous-échantillonage est effectué afin de déterminer des lots de données pour différents niveaux de centralité.

[1] Soient $\vec{P_p}$ et $\vec{P_c}$ les impulsions respectivement des hadrons projectile et cible, dans le référentiel du centre de masse du dimuon et $\vec{P_\mu}$ l'impulsion du μ^+ ; l'axe $\hat{z}$ est choisi comme étant la bissectrice de $\vec{P_p}$ et $-\vec{P_c}$, $\hat{y}$ est choisi parallèle à $\vec{P_p} \times \vec{P_c}$ et $\hat{x}$ complète le trièdre. Dans ce repère, Θ_{CS} est l'angle polaire entre $\hat{z}$ et $\vec{P_\mu}$, et Φ_{CS} est l'angle azimuthal entre $\hat{y}$ et $\hat{z} \times \vec{P_\mu}$.

[2] Explicitement, $y_{CM} = \frac{1}{2} ln\left(\frac{1+\beta_{CM}}{1-\beta_{CM}}\right)$, avec $\beta_{CM} = \frac{P_{projectile}}{E_{projectile}+M_{cible}}$

[3] 158 GeV/c par nucléon, soit au total 208×158 GeV/c pour un ion Plomb.

3.3.1 Données p-A, NA38

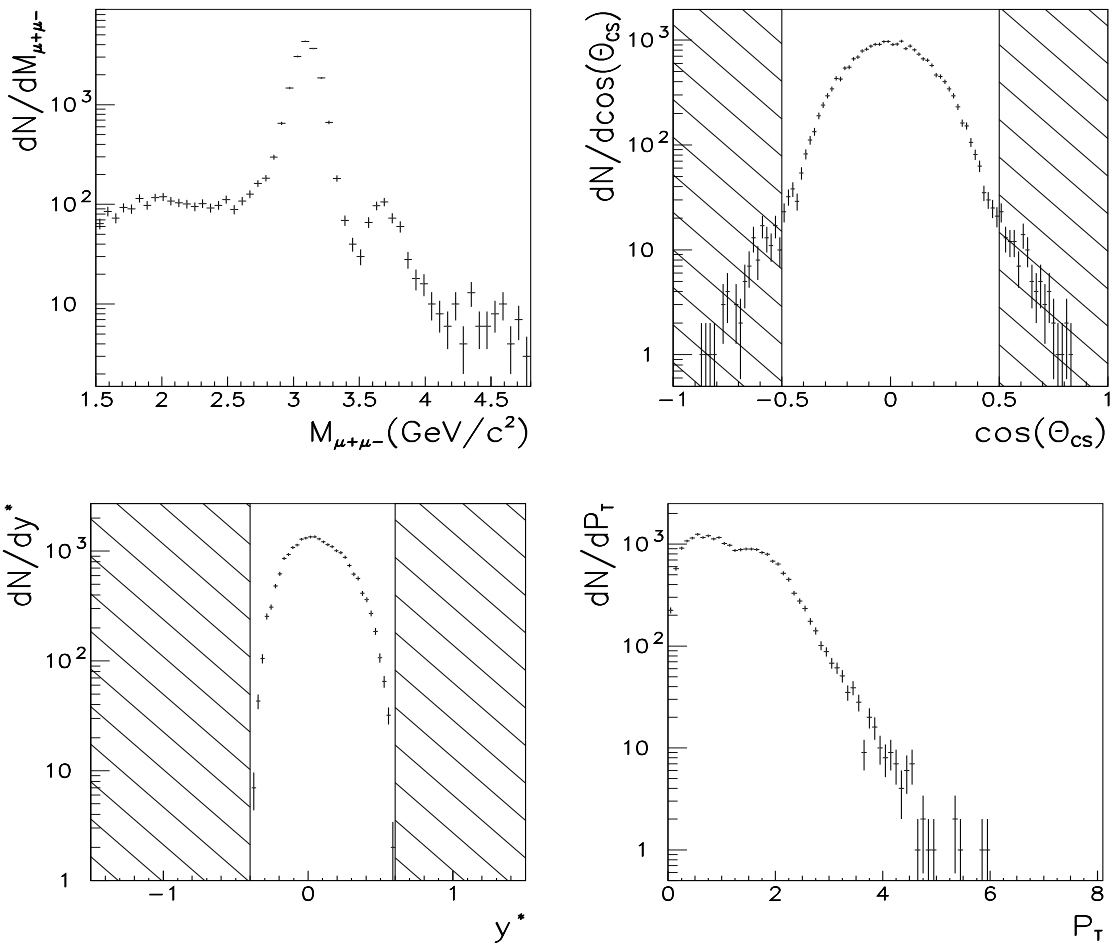

Figure 3.1 : *Spectres de masse $M_{\mu^+\mu^-}$, de cos(Θ_{CS}), de rapidité y^* et d'impulsion transverse P_T pour les données p-Cu(101cm). Les zones hachurées correspondent aux fenêtres cinématiques de rejet des événements.*

La figure 3.1 montre, à titre d'exemple, l'effet des coupures sur un des lots de données (p-Cu) de l'expérience NA38. Dans un domaine de masse défini, les coupures cinématiques n'ont été appliquées que sur les variables y^* et cos(Θ_{CS}). Le nombre d'événements J/ψ contenus dans chacun des lots de données est reporté dans le tableau 3.3. La résolution en masse de l'appareillage pour cette résonance varie, selon les ensembles de données, autour de 80 MeV/c^2, soit une valeur relative $\sigma_M/M \simeq 0,080/3,097 = 2,6\%$.

Cible	**C**	**Al**	**Cu**	**Cu**	**W**	**W**
L (cm)	30,0	20,0	2,0	10,1	1,5	5,6
$N_{J/\psi}$	15014	1851	2083	16522	1896	11533

Tableau 3.3 : *Nombres d'événements J/ψ des différents lots des données p-A de l'expérience NA38, après application de tous les critères de sélection.*

3.3.2 Données p-A, NA51

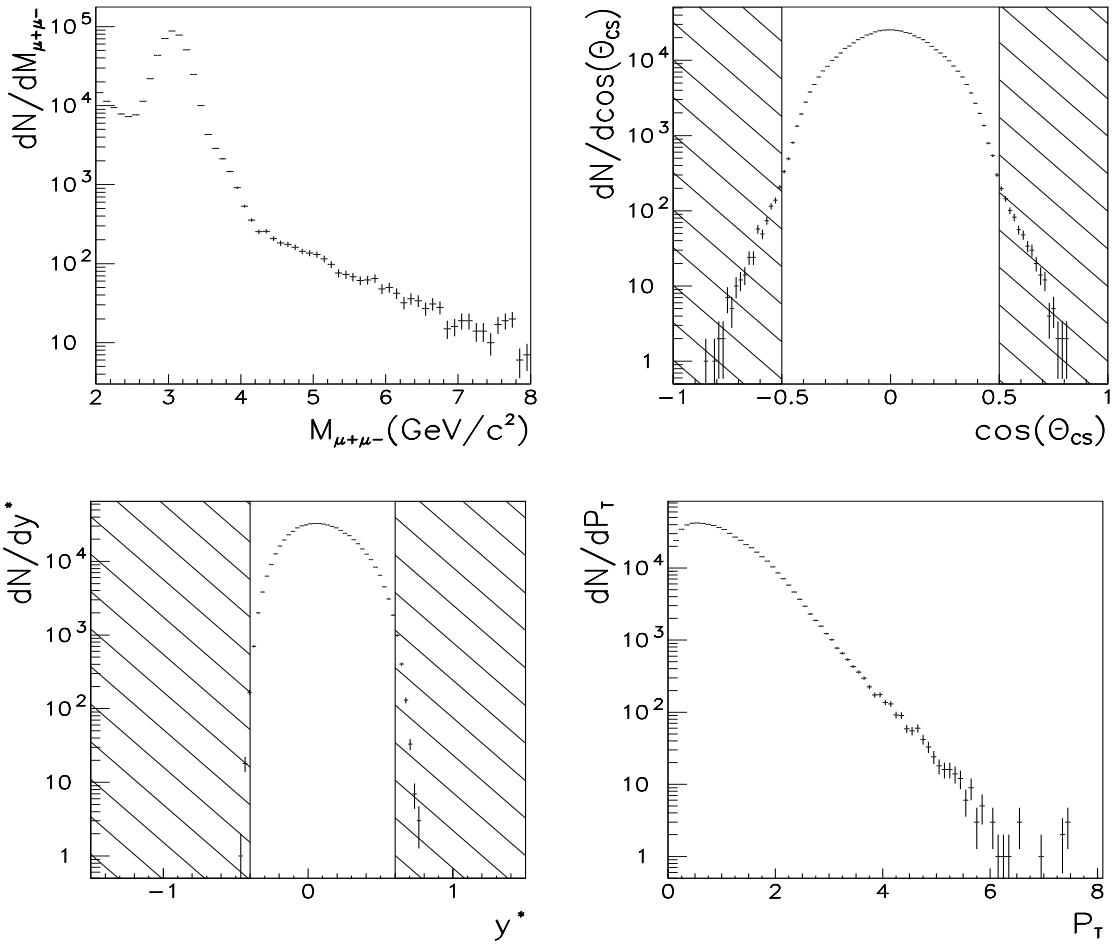

Figure 3.2 : *Spectres de masse $M_{\mu^+\mu^-}$, de cos(Θ_{CS}), de rapidité y^* et d'impulsion transverse P_T pour les données p-p (NA51). Les zones hachurées correspondent aux fenêtres cinématiques de rejet des événements.*

Les coupures cinématiques appliquées aux données p-A de l'expérience NA51 sont représentées, pour le lot de données p-p, sur la figure 3.2. L'effet, lié à la grande taille des cibles, est clairement visible sur la résolution en masse. La grande incertitude sur la position du vertex d'interaction conduit à des effets sensibles sur la masse invariante des dimuons reconstruits. La résolution (à la masse du J/ψ) est de l'ordre de 170 MeV/c^2, soit $\sigma_M/M \simeq 0,170/3,097 = 5,5\%$. Le nombre d'événements J/ψ contenus dans chacun des deux lots de données est reporté dans le tableau 3.4.

Cible	**H^2**	**D^2**
L (cm)	120,0	120,0
$N_{J/\psi}$	299274	309746

Tableau 3.4 : *Nombres d'événements J/ψ des deux lots de données p-A de l'expérience NA51, après application de tous les critères de sélection.*

3.3.3 Données Pb-Pb, NA50

L'étude des données Pb-Pb se distingue de celle des données p-A par l'exploitation d'une information supplémentaire : la centralité de la collision. Celle-ci sera caractérisée par l'énergie transverse, émise à chaque événement (mesurée par le calorimètre électromagnétique). Dans les paragraphes suivant sont présentées les régions cinématiques d'étude des données Pb-Pb ainsi que les différents lots d'événements associés aux différentes tranches d'énergie transverse (caractérisant les divers niveaux de centralité).

3.3.3.1 Région cinématique d'étude des données Pb-Pb

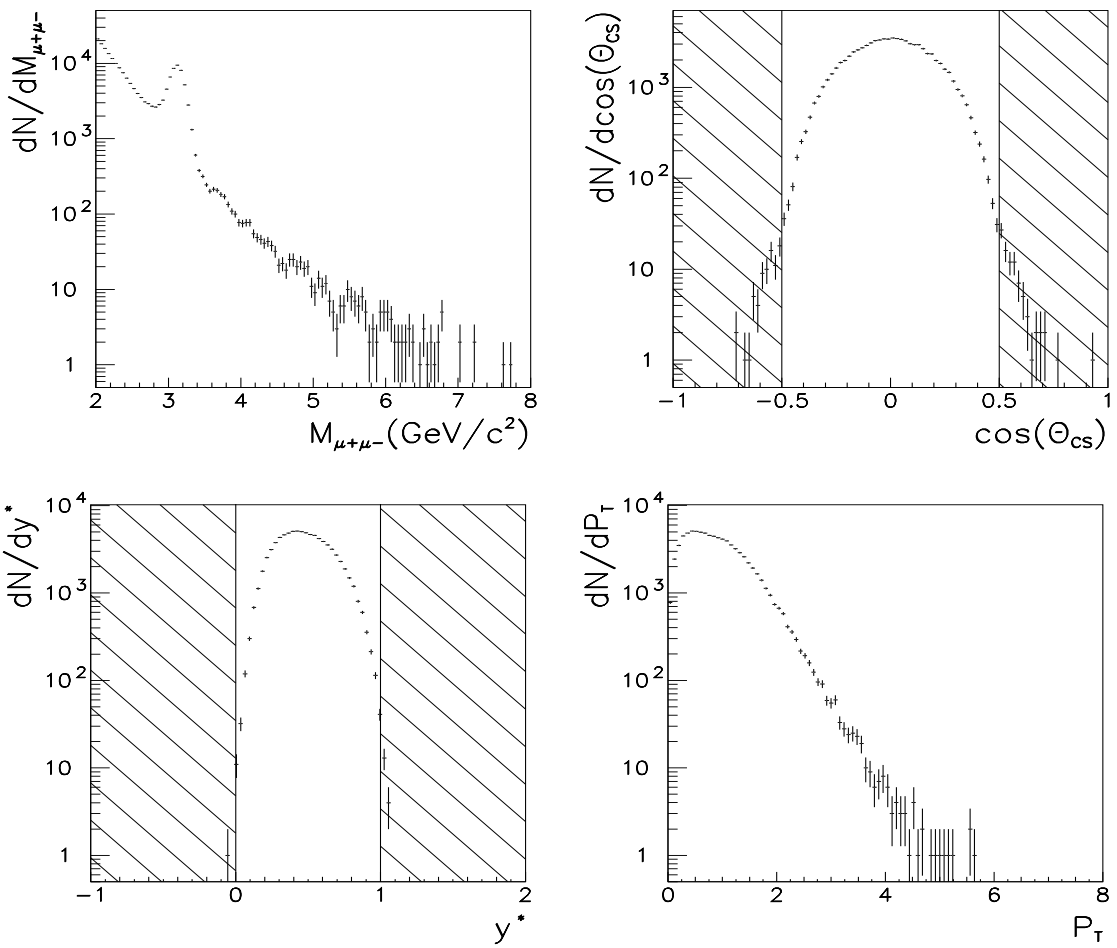

Figure 3.3 : *Spectres de masse $M_{\mu^+\mu^-}$, de $cos(\Theta_{CS})$, de rapidité y^* et d'impulsion transverse P_T pour les données Pb-Pb (NA50). Les zones hachurées correspondent aux fenêtres cinématiques de rejet des événements.*

La figure 3.3 montre les coupures cinématiques appliquées sur le lot des données Pb-Pb de l'expérience NA50. La résolution de l'appareillage (pour la masse du J/ψ) est d'environ 100 MeV/c^2, soit $\sigma_M/M \simeq 0,100/3,097 = 3,2\%$. La détermination très précise du vertex d'interaction donne une très bonne résolution. La résolution des données Pb-Pb est moins élevée que celle des données p-A de l'expérience NA38 du fait de la présence d'un pré-absorbeur dans le dispositif expérimental de l'expérience NA50 ainsi que la plus faible

valeur du champ magnétique (qui conduit à une plus grande incertitude sur la mesure de l'impulsion des muons).

3.3.3.2 Sélection des événements par tranche de centralité

Comme il a été dit précédemment, l'étude des données Pb-Pb se distingue de celle des données p-A par l'exploitation d'une information supplémentaire : l'énergie transverse E_T émise à chaque interaction. Alors que dans les données p-A, tous les événements sont traités en un seul lot, les événements Pb-Pb seront regroupés en 5 classes (5 tranches d'énergie transverse) correspondant à 5 niveaux de centralité. La figure 3.4 représente le

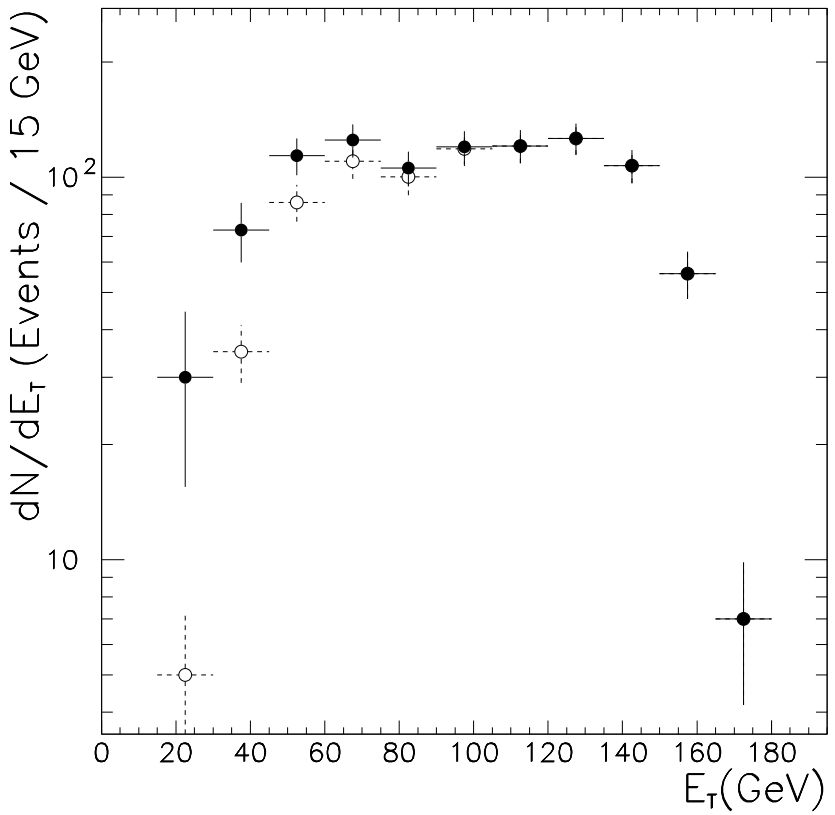

Figure 3.4 : *Spectre d'énergie transverse neutre des données Pb-Pb pour des événements Drell-Yan de masse supérieure à 4 GeV/c^2. Les points noirs correspondent au spectre corrigé de l'efficacité d'identification de la cible ; les points blancs au spectre non corrigé d'efficacité.*

spectre d'énergie transverse neutre des données Pb. Dans l'analyse, tous les événements d'énergie transverse inférieure à 5 GeV ont été rejetés en raison de la très faible efficacité d'identification de ciblette pour les collisions très périphériques. La répartition des tranches de E_T est donnée dans le tableau 3.5.

La première tranche d'énergie transverse :
Considérons maintenant le cas particulier de la première tranche d'énergie transverse. Un des buts de l'analyse présentée dans cette thèse est la détermination du comportement des J/ψ et ψ', dans les collisions Pb-Pb, en fonction de la centralité. Afin de déterminer des valeurs de référence, nous nous sommes attachés à extraire, du lot global des données, un échantillon d'événements associés aux collisions les plus périphériques.
Cette stratégie se heurte, cependant, à des difficultés techniques liées à l'efficacité du système d'identification de la cible. En effet, de par son mode de fonctionnement, celle-ci favorise les collisions centrales. Dans la pratique, un événement est sélectionné si les deux rangées de lames ont reconnu, toutes les deux, la ciblette touchée.
Afin d'extraire les événements associés aux collisions très périphériques, la contrainte d'identification a été relachée. On acceptera pour l'analyse (dans cette seule tranche d'énergie transverse) les événements pour lesquels une seule rangée de lames a reconnu la ciblette de l'interaction. Cette procédure permet d'accéder aux événements très périphériques et augmente la statistique de la première tranche d'énergie transverse de près de 65%.
Précisons que dans l'échantillon intégré sur l'énergie transverse, les événements ont tous été sélectionnés suivant la procédure standard (un événement est sélectionné si les deux rangées de lames ont reconnu, toutes les deux, la ciblette touchée).
Le nombre d'événements J/ψ contenus dans chaque échantillon est donné dans le tableau 3.5.

ΔE_T (GeV)	$< E_T >$	$N_{J/\psi}$
$5 < E_T$ (tout E_T)	94	53396
$5 < E_T < 45$	34	6083
$45 < E_T < 70$	58	10273
$70 < E_T < 105$	88	16561
$105 < E_T < 135$	120	12278
$135 < E_T < 175$	147	8201

Tableau 3.5 : *Energie transverse moyenne et nombre d'événements J/ψ pour chacune des tranches de E_T étudiées.*

Bibliographie

[1] **L. Fredj**, Thèse de l'université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (1991).

[2] **B. Espagnon**, Thèse de l'université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (1995).

Chapitre 4

Analyse des données expérimentales

L'objet de ce chapitre est l'étude et l'exploitation des données expérimentales contenues sur μDST. L'analyse portera sur les spectres de masse invariante des dimuons. Tous les processus contribuant au signal seront simulés puis ajustés sur les spectres expérimentaux.

4.1 Principe de la méthode d'analyse

L'analyse des données expérimentales s'appuie sur l'étude des spectres de masse invariante des dimuons. Cette variable est la seule qui nous permette d'extraire et d'évaluer correctement les différentes contributions au signal.
L'allure du spectre de masse des processus physiques mis en jeu est théoriquement bien connu, mais la résolution finie et l'acceptance limitée de l'appareillage introduisent des déformations sur ces spectres dont il convient de tenir compte.
Dans ces conditions, chaque processus sera simulé, à l'aide des techniques Monte-Carlo, puis reconstruit de la même manière que les données expérimentales. Cette procédure nous permettra d'obtenir en fin de chaine (simulation-reconstruction) les spectres de masse de chaque contribution, déformés (de la même manière que les données expérimentales) par l'appareillage.
Les formes des différents spectres de masse, ainsi obtenues, paramétrisées analytiquement seront introduites dans les ajustements des spectres expérimentaux afin d'extraire l'amplitude des contributions au signal de chacun des processus physiques. Les données seront ajustées en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance afin de tenir compte de manière correcte des régions de faible statistique.
L'analyse des données peut être effectuée de deux manières, soit en évaluant directement les sections efficaces de production, soit en estimant le rapport des sections efficaces de production de processus différents.

4.1.1 Mesure des sections efficaces

La détermination des sections efficaces de production nécessite la connaissance des acceptances de l'appareillage pour les différents processus physiques, ainsi que des luminosités associées à chaque ensemble de données. Considérant le J/ψ, ces trois grandeurs sont reliées aux nombres d'événements mesurés par la relation :

$$N_{J/\psi} = \mathcal{L} \times B_{\mu\mu} \sigma^{J/\psi} \times \mathcal{A}^{J/\psi}$$

où $N_{J/\psi}$, $\mathcal{L}$, $\sigma^{J/\psi}$, $\mathcal{A}^{J/\psi}$ sont respectivement, le nombre d'événements J/ψ mesurés, la luminosité associée, la section efficace ($B_{\mu\mu}$ étant le rapport de branchement du J/ψ en deux μ) et l'acceptance de l'appareillage pour ce processus.

Nous nous proposons ici de déterminer la luminosité associée aux ensembles de données p-p et p-d (NA51), et p-C, p-Al, p-Cu et p-W (NA38). Celle-ci est reliée aux nombres de noyaux cibles N_{cib} et de protons incidents N_{inc} suivant l'expression :

$$\mathcal{L} = N_{cib} \times N_{inc} \times \varepsilon$$

où ε représente l'ensemble des efficacités de détection et d'acquisition de l'appareillage.

- N_{cib}, le nombre de noyaux cibles (par unité de surface), est déterminé à partir de la formule standard :

$$N_{cib} = \frac{\mathcal{N}_A \times \rho \times l_{eff}}{A} \qquad\qquad l_{eff} = \lambda_I \times (1 - e^{-L/\lambda_I})$$

où $\mathcal{N}_A$, ρ, A, λ_I et L sont respectivement, le nombre d'Avogadro, la masse volumique, la masse atomique, la longueur d'interaction et la longueur de la cible.

- N_{inc}, le nombre de protons incidents, est déterminé à partir des données du compteur à Argon (« l'ARGONIUM ») suivant l'expression :

$$N_{inc} = C_{argo} \times N_{argonium}$$

où C_{argo} est la constante de normalisation absolue du moniteur ARGONIUM ($C_{argo} = 6,75 \times 10^3$ protons).

- Enfin, ε, l'ensemble des efficacités de détection et d'acquisition de l'appareillage s'exprime sous la forme :

$$\varepsilon = \varepsilon_T \times \varepsilon_{rec} \times \varepsilon_{trig}$$

où ε_T, ε_{rec} et ε_{trig} sont les efficacités en temps (« live time »), de reconstruction et de déclenchement. Les deux premières, dépendantes de l'intensité, sont calculées à chaque période (à chaque « run »), et donc intégrées dès la phase de reconstruction dans une variable globale $N_{argo} = N_{argonium} \times \varepsilon_T \times \varepsilon_{rec}$.

Finalement, l'expression globale de la luminosité devient :

$$\mathcal{L} = N_{cib} \times N_{inc} \times \varepsilon_{trig} \tag{4.1}$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} N_{cib} = \frac{\mathcal{N}_A \times \rho}{A} \times l_{eff} \qquad \text{où} \qquad l_{eff} = \lambda_I \times (1 - e^{-L/\lambda_I}) \\ N_{inc} = C_{argo} \times N_{argo} \\ \varepsilon_{trig} = 0,94 \end{cases} \tag{4.2}$$

Les tableaux 2.2 et 2.3 fournissent les valeurs des variables de l'équation 4.2 et permettent ainsi de calculer la luminosité de chaque système (tableau 4.1).

Cible **l (cm)**	**p** (120)	**d** (120)	**C** (30)	**Al** (20)	**Cu** (2)	**Cu** (10,1)	**W** (1,5)	**W** (5,6)
l_{eff} (cm)	110,50	100,99	21,61	15,54	1,87	7,29	1,39	4,21
N_{cib} ($\times 10^{22}$)	466,46	490,16	203,69	93,64	15,88	61,90	8,59	26,34
N_{argo} ($\times 10^{7}$)	1402,81	672,30	17,28	2,29	6,25	13,20	4,66	8,18
N_{inc} ($\times 10^{11}$)	946,9	453,8	11,66	1,55	4,22	8,91	3,15	5,52
$\mathcal{L}$ (nb^{-1})	$415,2 \times 10^3$	$209,1 \times 10^3$	2232,5	136,4	63,0	518,4	25,4	136,7

Tableau 4.1 : *Longueur effective l_{eff}, nombre de noyaux cibles N_{cib}, nombre de protons incidents N_{inc} et luminosité $\mathcal{L}$ pour les cibles p et d (NA51), C, Al, Cu et W (NA38).*

Les mesures des luminosités s'appuient sur celles des efficacités associées à l'appareillage et sur les mesures, par le compteur ARGONIUM, des nombres de particules

incidentes. Les valeurs obtenues sont entachées d'incertitudes provenant du comportement des détecteurs qui introduisent une erreur systématique, non négligeable, sur les valeurs des sections efficaces mesurées.

4.1.2 Mesure des rapports de sections efficaces

Il est possible de s'affranchir des erreurs systématiques inévitables dans la mesure des sections efficaces en considérant, non plus les sections efficaces absolues, mais les rapports de sections efficaces. Dans ce cas, l'ensemble des efficacités et des effets liés aux détecteurs étant *a priori* les mêmes pour tous les processus considérés, les seules erreurs affectant les mesures des rapports de sections efficaces proviendront de la statistique limitée des lots d'événements. Pour des systèmes de grande statistique, cette procédure aboutira à une mesure très précise des rapports de production des différentes contributions considérées.

4.2 Processus contribuant au spectre de masse des dimuons

Hormis le bruit de fond combinatoire dû à la désintégration des pions et des kaons, dans les régions de masse considérées (supérieures à 1,5 GeV/c^2), seuls les processus provenant du J/ψ, du ψ', du Drell-Yan et des désintégrations semi-leptoniques des mésons $D\bar{D}$ contribuent significativement au signal.
Nous présenterons ci-dessous les caractéristiques du bruit de fond combinatoire et discuterons de l'influence des contributions associées au processus Drell-Yan et aux désintégrations semi-leptoniques des mésons $D\bar{D}$.

4.2.1 Le bruit de fond combinatoire

Le spectre de masse invariante des paires de muons inclut le bruit de fond (hadronique) qui provient essentiellement de la désintégration des mésons chargés π^+, π^-, K^+ et K^-, suivant les processus :

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+\nu \qquad \text{et} \qquad \pi^- \longrightarrow \mu^-\bar{\nu}$$

$$K^+ \longrightarrow \mu^+\nu \qquad \text{et} \qquad K^- \longrightarrow \mu^-\bar{\nu}$$

L'estimation de cette contribution « combinatoire » au spectre de masse des événements de signe opposé ($\mu^+\mu^-$) qui contient tous les processus physiques qui nous intéressent peut être déduite des spectres de masse des paires de muons de même signe ($\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$) comme nous le montrons dans ce qui suit :

Soit N_m^+ (resp. N_m^-) la multiplicité de mésons chargés positivement (resp. négativement) par interaction primaire et $P(N_m^+)$ (resp. $P(N_m^-)$) la probabilité associée de production des μ^+ (resp. μ^-), le nombre de paires fortuites N^{++} (resp. N^{--}, N^{+-}) de dimuons $\mu^+\mu^+$ (resp. $\mu^-\mu^-$, $\mu^+\mu^-$), dans un ensemble de N_0 événements, est donné par :

$$N^{++} = N_0 \int \mathcal{A}^{++} \; P(N_m^+) \; \frac{N_m^+(N_m^+-1)}{2} \; dN_m^+ = \frac{N_0}{2}(< {N_m^+}^2 > - < N_m^+ >)\mathcal{A}^{++}$$

$$N^{--} = N_0 \int \mathcal{A}^{--} \; P(N_m^-) \; \frac{N_m^-(N_m^--1)}{2} \; dN_m^- = \frac{N_0}{2}(< {N_m^-}^2 > - < N_m^- >)\mathcal{A}^{--}$$

$$N^{+-} = N_0 \int \mathcal{A}^{+-} \; P(N_m^+)P(N_m^-) \; N_m^+N_m^- \; dN_m^+ \, dN_m^- = N_0 < N_m^+ >< N_m^- > \mathcal{A}^{+-}$$

Par suite, considérant que les multiplicités de mésons suivent des distributions de Poisson (et répondent donc à la propriété $< N >=< N^2 > - < N >^2$), les équations précédentes se réduisent à :

$$N^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}} \times \frac{\mathcal{A}^{+-}}{\sqrt{\mathcal{A}^{++}\mathcal{A}^{--}}} \tag{4.3}$$

Sous réserve que l'acceptance des paires de muons de signe opposé soit égale aux acceptances des paires de muons de même signe, *i. e.* que $\mathcal{A}^{+-}= \mathcal{A}^{++}= \mathcal{A}^{--}$, on peut écrire :

$$N^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}} \tag{4.4}$$

Cette condition est obtenue en appliquant la coupure dite « coupure image » (voir paragraphe §3.2). Ce qui précède s'applique pour un champ magnétique de signe donné. Dans la pratique la polarité du champ magnétique est changée périodiquement. Les traces positives (resp. négatives) dans un champ donné se comportent de la même façon que les traces négatives (resp. positives) dans le champ opposé. Pour l'ensemble des données obtenues avec les deux polarités de l'aimant le bruit de fond s'écrit :

$$\mathrm{N}^{bdf}(M) = 2\ \left(\sqrt{\mathrm{N}^{++(+)}(M)\ \mathrm{N}^{--(+)}(M)} + \sqrt{\mathrm{N}^{++(-)}(M)\ \mathrm{N}^{--(-)}(M)}\right) \tag{4.5}$$

(l'indice entre parenthèses indique le signe du champ magnétique)
Une description détaillée du traitement du bruit de fond peut être trouvée dans [1].

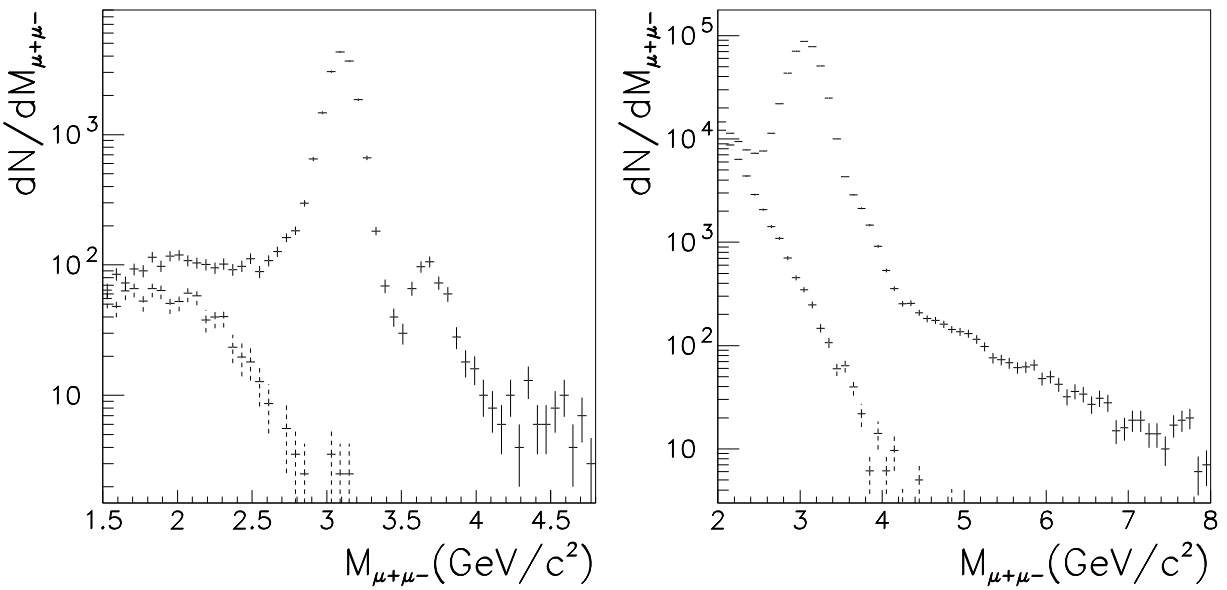

Figure 4.1 : *Spectre de masse des dimuons $\mu^+\mu^-$ pour les données p-Cu (101) (gauche) et p-p (droite). La contribution du bruit de fond est représentée en traits pointillés.*

L'ensemble de ces calculs s'appuie sur l'hypothèse que les productions des mésons chargés positivement et négativement sont entièrement décorélées et suivent des distributions de Poisson. A grande multiplicité (dans les collisions ion-ion), ce fait est vérifié (environ 1 millier de particules produites par événement dans les interactions Pb-Pb) ; l'équation 4.5 peut s'appliquer. A contrario, à faible multiplicité (dans les collisions proton-noyau), le faible nombre de mésons $\oplus$ produits est, a priori, certainement corrélé à celui des mésons $\ominus$ correspondant. Considérant, par exemple, les collisions p-p, la conservation de la charge implique la présence de deux charges supplémentaires pour les particules $\oplus$.

Dans ces conditions, l'expression 4.5 doit être multipliée par un facteur R^{bdf}, égal à 1 pour les collisions ion-ion, et 1,25 pour les collisions p-A [3] :

$$\mathrm{N}^{bdf}(M) = 2\,R^{bdf}\left(\sqrt{\mathrm{N}^{++(+)}(M)\;\mathrm{N}^{--(+)}(M)}+\sqrt{\mathrm{N}^{++(-)}(M)\;\mathrm{N}^{--(-)}(M)}\right) \quad (4.6)$$

$$R^{bdf} = \begin{cases} 1 & \text{dans le cas des collisions Pb-Pb} \\ 1,25 & \text{dans le cas des collisions p-A} \end{cases}$$

La figure 4.1 fournit, à titre d'exemple, les spectres de masse des données p-Cu (101) et p-p.

4.2.2 Charme et Drell-Yan

Le but de l'analyse présentée ici est la mesure de la production des mésons J/ψ et ψ'. Dans le canal de désintégration considéré (les dimuons), ces résonances sont associées au processus Drell-Yan et aux désintégrations semi-leptoniques des mésons D$\bar{\mathrm{D}}$. Ces deux contributions qui constituent un fond physique non résonant, seront traitées de manière différente.

4.2.2.1 Le processus Drell-Yan

Comme il a été mentionné au premier chapitre, le Drell-Yan est un processus d'annihilation électromagnétique, d'un quark et d'un anti-quark de même saveur, qui conduit à la production d'une paire de leptons. Les fonctions de structure utilisées pour le calcul de la section efficace de production des événements Drell-Yan sont bien connues et les simulations du spectre de masse invariante des dimuons montrent que ce processus contribue au signal, jusque dans le domaine de masse des résonances J/ψ et ψ'. Par la suite, ce processus sera simulé et interviendra comme une contribution à part entière dans l'ajustement des spectres simulés sur les données expérimentales.
De plus, ce processus étant insensible à l'état de la matière lors des collisions Pb-Pb, il nous servira de référence pour la mesure des autres processus au travers de la détermination des rapports des sections efficaces de production $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ et $\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$.
Dans l'étude des interactions p-A, nous ne chercherons à mesurer le Drell-Yan que pour les systèmes p-p et p-d de l'expérience NA51, la statistique des systèmes p-A de l'expérience NA38 étant trop faible pour pouvoir estimer correctement cette contribution.

4.2.2.2 La désintégration des particules charmées

La désintégration des particules charmées (le « charme ouvert »), principalement (à 90 %) des mésons D$\bar{\mathrm{D}}$, sera considérée dans cette étude comme un bruit de fond, au même titre que les événements provenant du bruit de fond combinatoire.
Dans les collisions p-A, pour la région des masses supérieures à 2,9 GeV/c^2, le charme ouvert devient négligeable devant les autres contributions (comme le montrent des études effectuées précédemment sur la région des masses intermédiaires : [8], [9]). L'ajustement des différentes contributions simulées, sur les spectres des données expérimentales, sera donc effectué dans la région des masses supérieures à 2,9 GeV/c^2, avec les trois contributions dominantes : J/ψ, ψ' et Drell-Yan.

Dans les collisions Pb-Pb, la situation est différente. Comme nous le verrons par la suite, les mésons J/ψ et ψ' sont fortement supprimés dans ces interactions et la contribution du charme ouvert n'est plus tout à fait négligeable. D'autre part, une étude de la région des masses intermédiaires [7] a montré la présence d'un fort excès d'événements (dont la distribution en masse est assimilable à celle du charme ouvert) comparé à la contribution attendue, extrapolée à partir des résultats obtenus dans les collisions p-A. Par la suite, nous tiendrons compte de cette nouvelle contribution, que nous ne chercherons pas à mesurer, dans l'estimation des erreurs associées à l'analyse des données Pb-Pb.

4.3 Simulations et acceptances

Nous allons nous intéresser ici aux simulations des trois contributions que nous cherchons à mesurer (J/ψ, ψ' et Drell-Yan). Des lots d'événements, pour chaque processus, seront générés puis passés par l'appareillage (en utilisant le programme de simulation, DIMUJET, de l'expérience) pour être finalement reconstruits de la même manière que les données expérimentales (en utilisant le programme de reconstruction, DIMUREC, de l'expérience).
Une première partie présente les caractéristiques cinématiques des événements générés. Sont présentés, par la suite, les calculs de l'acceptance de l'appareillage pour les trois contributions simulées, et, dans une dernière partie, les lissages des spectres simulés.

4.3.1 Caractéristiques cinématiques des événements générés

Les résonances J/ψ et ψ' ont été générées avec les caractéristiques cinématiques suivantes (qui répondent à la nécéssité de reproduire raisonnablement, après passage dans l'appareillage, les distributions des données expérimentales) :

- Masse M : 3,097 GeV/c^2 pour le J/ψ.
  3,686 GeV/c^2 pour le ψ'.
- Rapidité y^* : distribution gaussienne avec $\mu_{y^*} = 0$ et $\sigma_{y^*} = 0,6$.
- Impulsion transverse P_T : distribution en $P_T M_T K_1(M_T/T)$ où K_1 est la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce et d'ordre 1 en masse transverse M_T.
- $\cos(\Theta_{CS})$: distribution uniforme.

Quant aux événements Drell-Yan :

- Masse M, rapidité y^* :

  $$M^3 \frac{d^2\sigma}{dM dy^*} = \frac{8\pi\alpha^2}{9} \tau \sum_i e_i^2 [q_1^i(\sqrt{\tau}\ e^{\ y^*}) \bar{q}_2^i(\sqrt{\tau}\ e^{-y^*}) + \bar{q}_1^i(\sqrt{\tau}\ e^{\ y^*}) q_2^i(\sqrt{\tau}\ e^{-y^*})]$$

  où les paramétrisations GRV LO [5] ont été utilisées, telles qu'elles existent dans PDFLIB [6], pour les fonctions de structure du nucléon (Λ_{QCD}= 200 MeV ; Q^2_{min} = 0,25 GeV ^{2}).
- Impulsion transverse P_T : distribution en $P_T M_T K_1(M_T/T)$ où K_1 est la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce et d'ordre 1 en masse transverse M_T.
- $\cos(\Theta_{CS})$: distribution en $1 + cos^2(\Theta_{CS})$

4.3.2 Acceptances

L'acceptance du détecteur a été calculée pour chaque processus et chaque ensemble de données en utilisant la chaine simulation-reconstruction (DIMUJET-DIMUREC) du dispositif expérimental. Les événements simulés, générés par le programme de simulation de l'expérience (DIMUJET) ont donc suivi la même procédure de reconstruction (DIMUREC) que celle appliquée aux données expérimentales.

L'acceptance est alors définie comme le rapport du nombre total d'événements acceptés après reconstruction sur le nombre total d'événements générés, tous deux pris dans le même domaine d'espace de phase :

$$\mathcal{A} = \frac{\textit{nombre d'événements générés puis acceptés après reconstruction}}{\textit{nombre d'événements générés}}$$

Par espace de phase, nous entendons l'espace des variables cinématiques définissant les paires de μ.

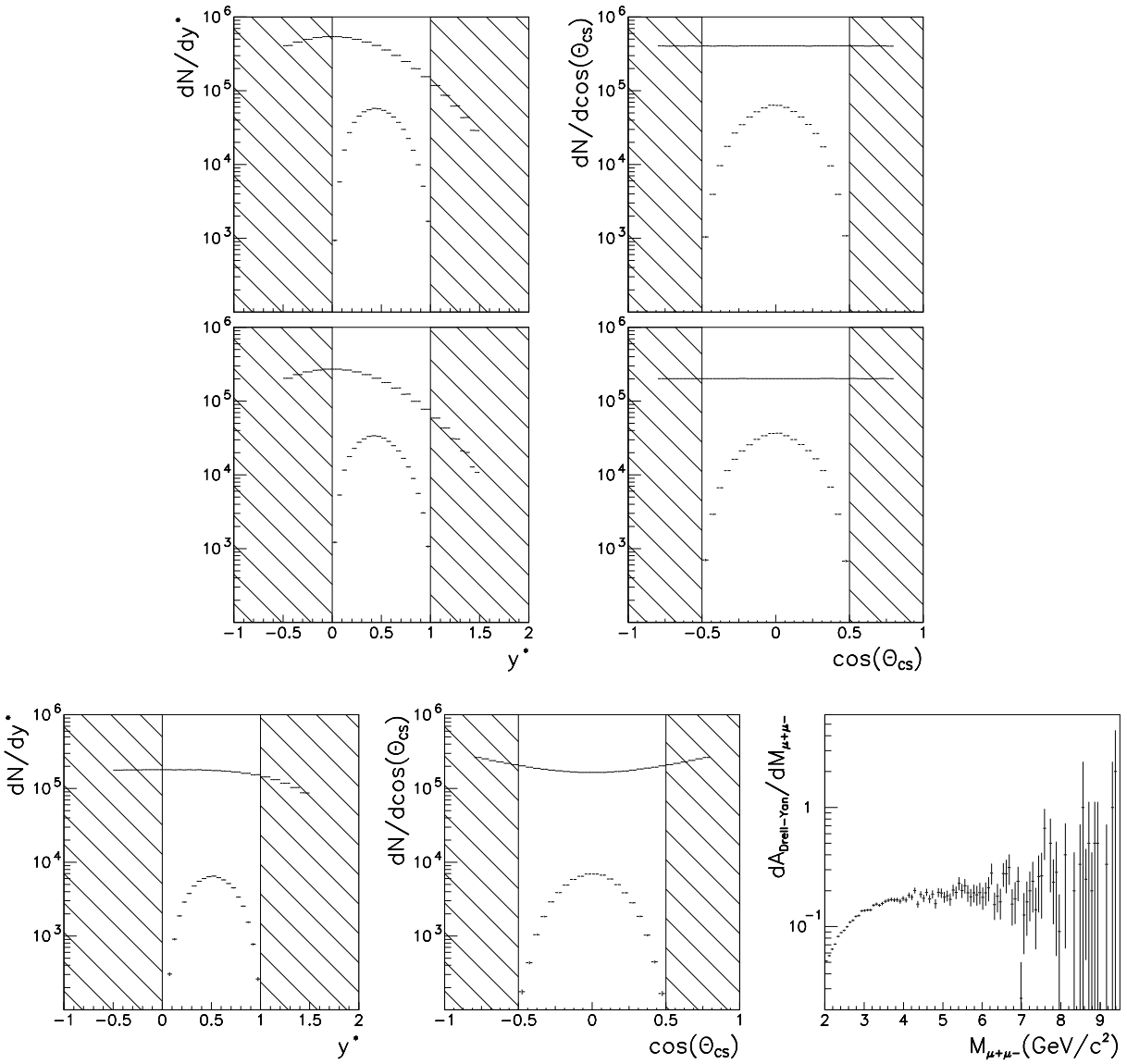

Figure 4.2 : *Domaines cinématiques des événements simulés, générés, générés puis reconstruits, pour les contributions (de haut en bas) J/ψ, ψ' et Drell-Yan pour le système Pb-Pb. Les zones hachurées correspondent aux fenêtres cinématiques de rejet des événements. L'acceptance des événements Drell-Yan est donnée en fonction de la masse.*

Les coupures ont été effectuées sur deux variables : $\cos(\Theta_{CS})$ et y^*. Dans tous les cas, $\cos(\Theta_{CS})$=[-0,5 ; 0,5]. Le domaine d'étude de y^* est donné dans le tableau 4.2, ainsi que les acceptances des résonances J/ψ et ψ', pour chacun des systèmes étudiés. L'acceptance du processus Drell-Yan est donnée pour les systèmes p-p, p-d et Pb-Pb.

	y^*	$\mathcal{A}^{J/\psi}(\%)$	$\mathcal{A}^{\psi'}(\%)$	$\mathcal{A}^{DY}(\%)$
p-p	[-0,4 : 0,6]	13,91 ± 0,03	16,52 ± 0,03	19,17 ± 0,26 [4,3 : 8,0]
p-d	[-0,4 : 0,6]	13,74 ± 0,03	16,40 ± 0,03	18,70 ± 0,25 [4,3 : 8,0]
p-C	[-0,4 : 0,6]	12,67 ± 0,04	16,35 ± 0,05	—
p-Al	[-0,4 : 0,6]	12,78 ± 0,04	16,46 ± 0,05	—
p-Cu(2 cm)	[-0,4 : 0,6]	12,96 ± 0,04	16,65 ± 0,05	—
p-Cu(10,1 cm)	[-0,4 : 0,6]	12,70 ± 0,04	16,44 ± 0,05	—
p-W(1,5 cm)	[-0,4 : 0,6]	12,87 ± 0,04	16,65 ± 0,05	—
p-W(5,6 cm)	[-0,4 : 0,6]	12,73 ± 0,04	16,47 ± 0,05	—
Pb-Pb	[0,0 : 1,0]	13,49 ± 0,02	16,10 ± 0,03	15,14 ± 0,11 [2,9 : 4,5]

Tableau 4.2 : *Acceptances des résonances J/ψ et ψ' pour l'ensemble des systèmes étudiés. Le domaine de y^*, dans lequel elles sont calculées, est donné. La région de masse, dans laquelle l'acceptance du Drell-Yan est calculée, est donnée (entre crochets).*

La figure 4.2 présente, à titre d'exemple, les distributions en rapidité y^* et en angle $\cos(\Theta_{CS})$ des trois processus, simulés, J/ψ ψ' et Drell-Yan pour le système Pb-Pb. Ces contributions ont été générées dans des fenêtres cinématiques plus larges que celles étudiées. En effet, la résolution finie du détecteur conduit à des déplacements (« smearing »), lors de la phase de reconstruction, des valeurs des variables cinématiques des événements. Ainsi, certains événements générés à l'intérieur de la fenêtre d'acceptance peuvent être vus, reconstruits, à l'extérieur (et inversement). Générer des événements dans des limites plus larges que celles de la fenêtre de mesure, garantit une évaluation correcte de l'acceptance du détecteur.

4.3.3 Lissage des simulations

A partir des simulations (événements générés puis reconstruits), nous obtenons les spectres de masse de chaque processus comme ils peuvent apparaitre après reconstruction des données expérimentales. Dans le but d'obtenir une bonne représentation de chacune des contributions ces histogrammes ont été lissés à l'aide de fonctions déterminées empiriquement. Cette procédure apporte, en outre, l'avantage d'éliminer les fluctuations statistiques liées aux temps de calcul limités des programmes de simulation.

4.3.3.1 Lissage du Drell-Yan

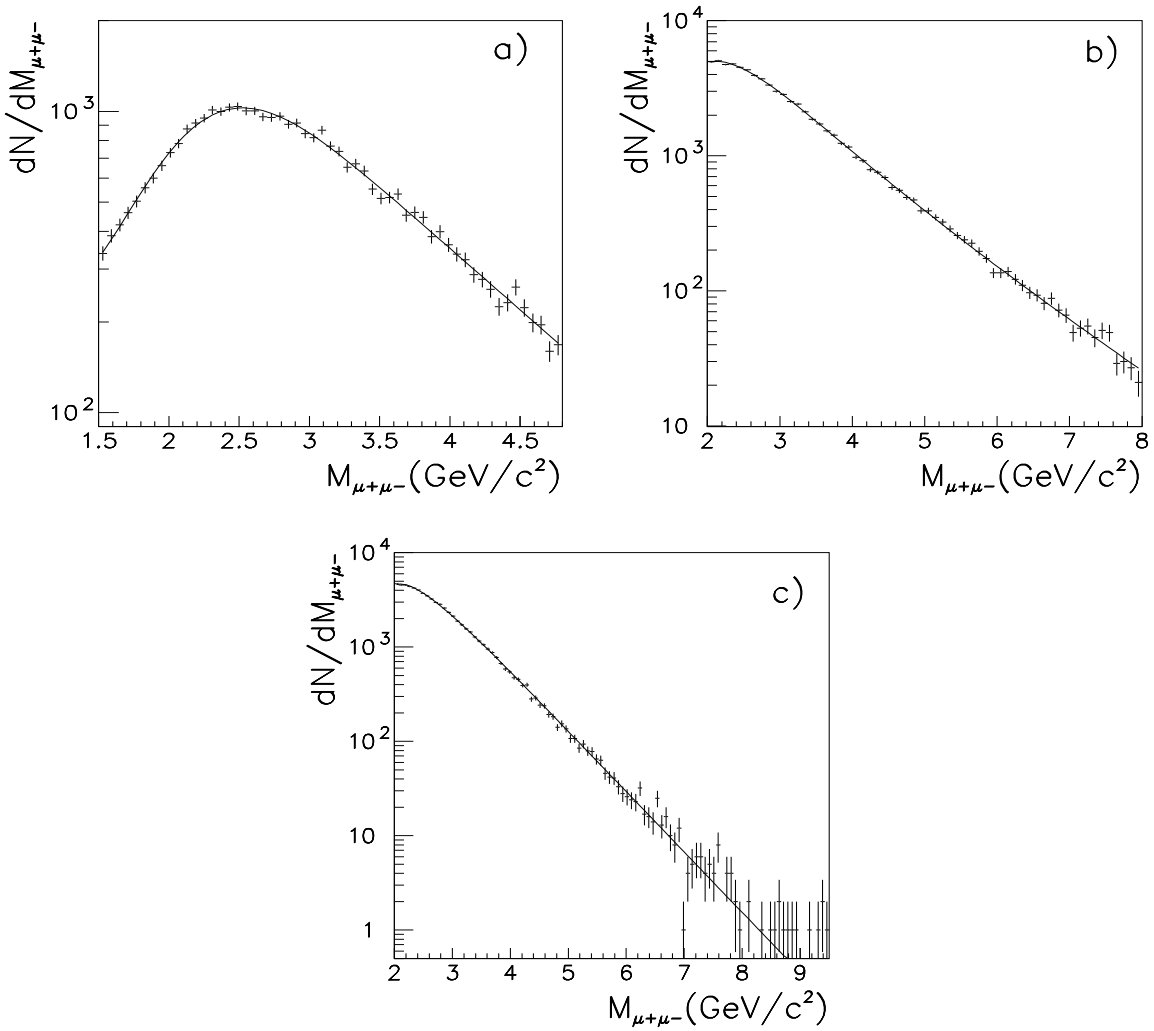

Figure 4.3 : *Spectres de masses lissés des événements Drell-Yan simulés, générés puis reconstruits, pour les données a) p-Cu (101 cm), b) p-H^2 et c) Pb-Pb.*

La figure 4.3 montre les résultats des lissages effectués sur les spectres de masse simulés (générés puis reconstruits) des événements Drell-Yan pour les différents systèmes étudiés. Les fonctions utilisées (cf §B.1, en annexe) sont de même type pour les événements obtenus avec le même appareillage. Les valeurs des paramètres ajustés sont données dans les tableaux B.1, B.2 et B.3.

4.3.3.2 Lissage des J/ψ et ψ'

Méthode générale :
D'une manière générale, les spectres de masse des résonances J/ψ et ψ' sont bien décrits par des fonctions « pseudo-gaussiennes » dont la déviation standard croît avec l'écart à la valeur moyenne. A titre d'exemple, les équations 4.7 et 4.8 donnent l'expression de la

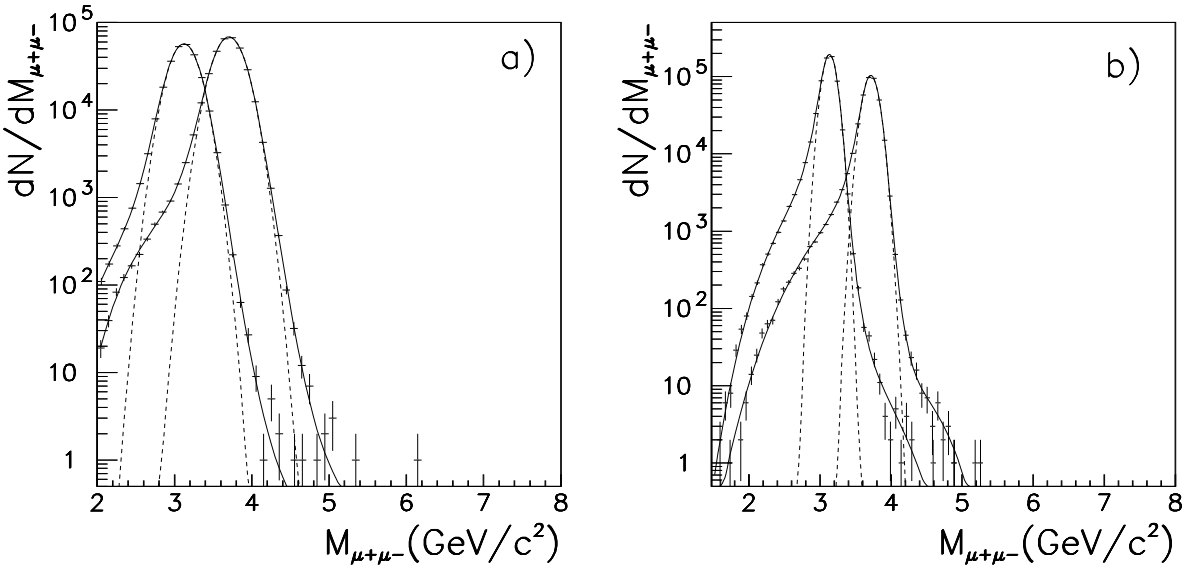

Figure 4.4 : *Spectres de masses lissés des événements J/ψ et ψ' simulés, générés puis reconstruits, pour les données a) p-H² et b) Pb-Pb.*

fonction associée aux données NA51 :

$$R(M) = A_0 \times exp\left(-0.5\frac{(M-\mu)^2}{\sigma(M)^2}\right) \tag{4.7}$$

$$\text{avec} \quad \sigma(M) = \begin{cases} \sigma_0 & \text{pour } y_1 < M < y_2 \\ \sigma_0\ (1+[a_1(y_1-M)]^{[a_2-a_3(y_1-M)]}) & \text{pour } M < y_1 \\ \sigma_0\ (1+[a_4(M-y_2)]^{[a_5-a_6(M-y_2)]}) & \text{pour } M > y_2 \end{cases} \tag{4.8}$$

Le lissage est réalisé en deux étapes : Le programme MINUIT, utilisant la méthode du maximum de vraisemblance, ajuste, dans un premier temps, les paramètres A_0, μ et σ_0 entre les bornes y_1 et y_2 (où y_1 et y_2 sont déterminés empiriquement en minimisant le χ^2 du lissage), puis les paramètres a_1 à a_6 sur l'ensemble du spectre, à A_0, μ et σ_0 fixés. L'annexe B (§B.2.2 et §B.2.3) regroupe les fonctions utilisées pour le lissage des données NA51 et NA50, ainsi que leurs paramètres associés (tableaux B.5 et B.6).

Cas des données p-A de l'expérience NA38 :
Les données « p-A NA38 », quant à elles, ont nécessité un traitement spécifique. En effet,

comme il a été précisé précédemment, la position du vertex, lors de la phase de reconstruction, est imposée au centre de la cible. Dans ces conditions, la masse invariante des dimuons est surévaluée pour des événements générés avant le milieu de la cible et sous-évaluée dans le cas contraire. Ainsi, pour des cibles de grande dimension, la représentation des résonances, après reconstruction, perd son caractère gaussien « classique » (défini ci-dessus). La figure 4.5 illustre ce phénomène. Elle représente deux séries d'événements

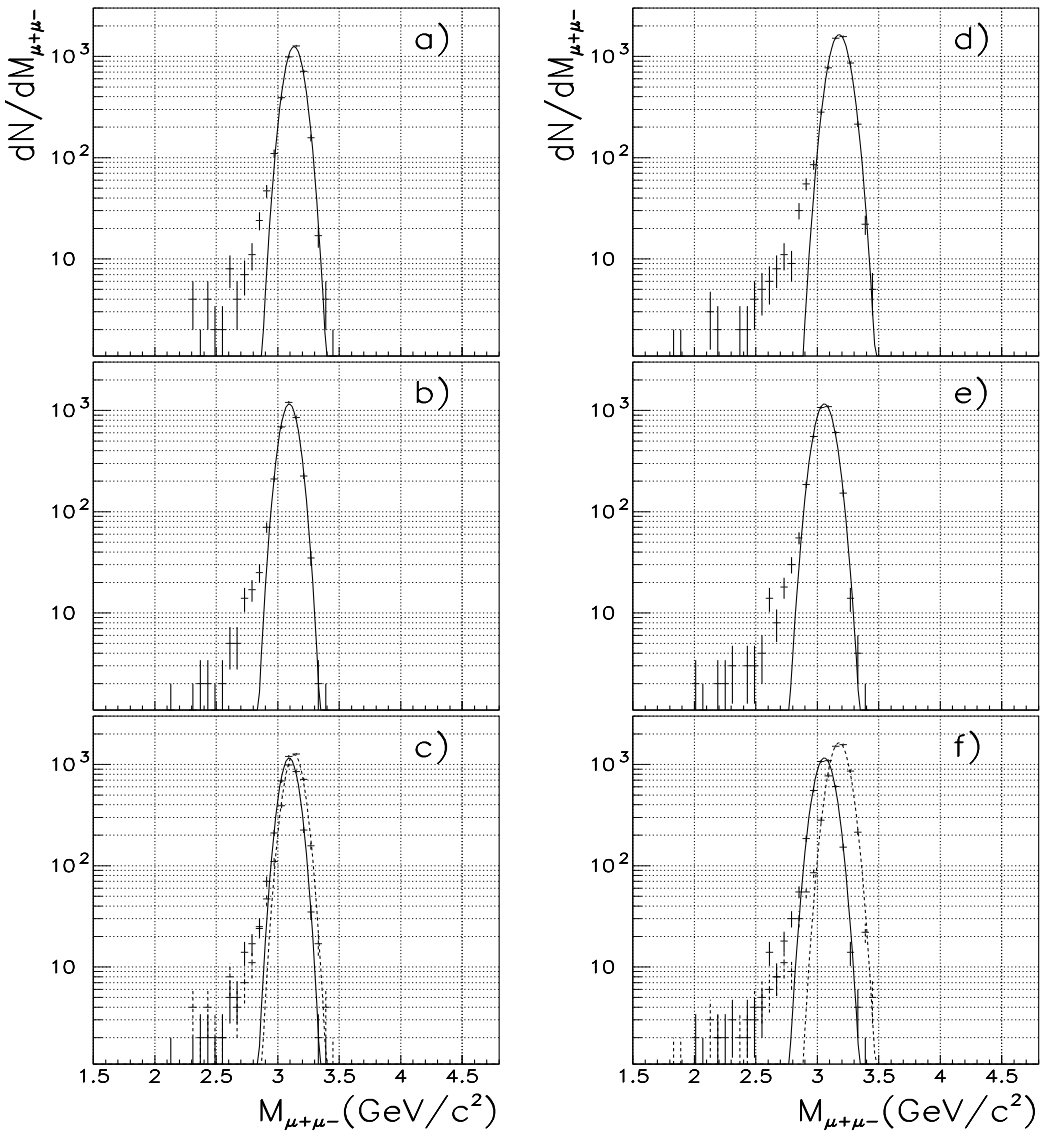

Figure 4.5 : *Evénements J/ψ simulés, générés puis reconstruits, pour des cibles respectivement de 5 (figures (a), (b), (c)) et de 30 cm (figures (d), (e), (f)). Les figures (a) et (d) correspondent aux événements générés avant le centre de la cible, les figures (b) et (e) à ceux générés après le milieu de la cible. (c) et (f) sont leurs superpositions.*

générés par DIMUJET puis reconstruits par DIMUREC pour deux cibles de Carbone, respectivement de 5 cm (figure (a), (b), (c)) et de 30 cm (figure (d), (e), (f)) de longueur. Dans les deux cas, ont été considérés séparément, d'une part, les événements générés avant

le milieu de la cible (figure (a) et (d)), d'autre part, les événements générés après le milieu de la cible (figure (b) et (e)). La figure (c), correspondant à la superposition des spectres (a) et (b), met en évidence le caractère négligeable, dans le cas de la cible mince (5 cm), du déplacement en masse apporté par l'approximation sur la position du vertex. Dans le cas de la cible épaisse (30 cm), cette approximation induit un décalage non négligeable des deux spectres (figure (f)), détruisant ainsi le caractère gaussien des résonances.
Afin de mieux tenir compte de ces phénomènes, les J/ψ et ψ' seront lissés à l'aide d'une fonction somme de deux fonctions « pseudo-gaussiennes », définie comme suit :

$$R(M) = A_1 \times exp\left(-0.5\frac{(M-\mu)^2}{\sigma(M)^2}\right) + A_2 \times exp\left(-0.5\frac{(M-(\mu+\delta\mu))^2}{\sigma(M)^2}\right) \tag{4.9}$$

$$\text{avec} \quad \sigma(M) = \begin{cases} \sigma_0 & \text{pour } y_1 < M < y_2 \\ \sigma_0\ (1+[a_1(y_1-M)]^{[a_2-a_3(y_1-M)]}) & \text{pour } M < y_1 \\ \sigma_0\ (1+[a_4(M-y_2)]^{[a_5-a_6(M-y_2)]}) & \text{pour } M > y_2 \end{cases} \tag{4.10}$$

De la même manière que pour les données précédentes, le programme MINUIT, ajuste, dans un premier temps, les paramètres A_1, A_2, μ, $\mu+\delta\mu$ et σ_0 entre les bornes y_1 et y_2, puis les paramètres a_1 à a_6 sur l'ensemble du spectre, à A_1, A_2, μ, $\mu+\delta\mu$ et σ_0 fixés (voir tableauB.4). La figure 4.6 illustre le résultat de cette méthode de lissage

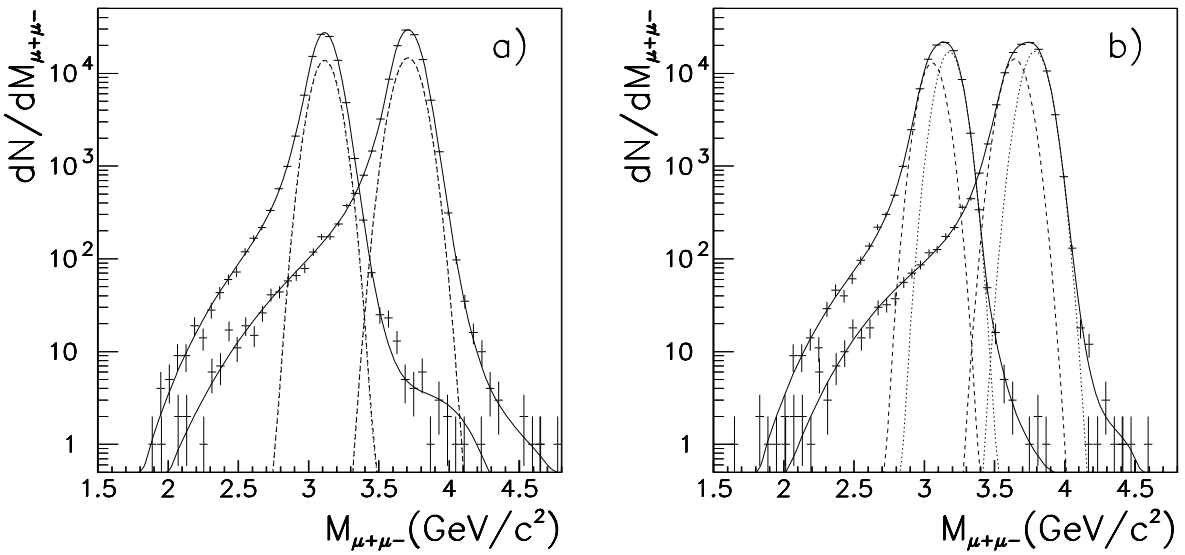

Figure 4.6 : *Spectres de masses lissés des événements J/ψ et ψ' simulés, générés puis reconstruits, pour les données a) p-Cu (10,1 cm) et b) p-C.*

pour deux systèmes de cible différents où on voit, dans le cas des données p-Cu (figure de gauche), que les deux fonctions pseudo-gaussiennes se superposent pour bien décrire l'allure du spectre de masse, et dans le cas des données p-C (figure de droite), qu'il est nécessaire d'employer deux fonctions distinctes afin de bien décrire les spectres simulés.

4.4 Ajustement des données expérimentales

Nous présentons ici la méthode d'ajustement des fonctions de lissage des données simulées sur les spectres de masse des données expérimentales. Bien que le principe soit commun à l'ensemble, la méthode diffère selon les systèmes de données considérés.
Dans une première partie, nous présenterons les deux méthodes utilisées pour le traitement du bruit de fond combinatoire, où il a été nécessaire de s'adapter aux différences importantes de statistiques des divers lots de données.
Dans un deuxième temps, nous présenterons le principe détaillé de l'analyse qui tient compte des petites différences observées entre les spectres des données simulées et expérimentales.
Dans la dernière partie seront présentées les caractéristiques spécifiques à l'analyse des systèmes des trois expériences NA38, NA51 et NA50.

4.4.1 Traitement du bruit de fond combinatoire

La méthode la plus simple de prise en compte des événements du bruit de fond combinatoire consiste à soustraire cette contribution du spectre de masse des dimuons $\mu^+\mu^-$ afin d'extraire le spectre des événements « signal » constitué exclusivement des trois contributions J/ψ, ψ' et Drell-Yan. Cette méthode rapide souffre cependant de sa simplicité dans les zones de faible statistique. En effet, l'absence d'événements dans une tranche de masse d'un des spectres de dimuons de même signe annule du même coup la contribution associée du bruit de fond (cf équation 4.6) et sous-estime ainsi son importance dans les régions de haute masse.

Pour corriger cet inconvénient, on applique une méthode consistant à lisser les spectres de masse des événements $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ dans un premier temps, puis à effectuer l'estimation du bruit de fond (cf équation 4.6) à partir des fonctions ainsi obtenues. Cette méthode présente ainsi le double avantage de ne pas sous-estimer le nombre d'événements bruit de fond à haute masse et d'éliminer les fluctuations statistiques du spectre final. La figure 4.7 illustre cette méthode pour les données p-p (l'importance de la méthode des lissages apparaît clairement dans la zone de masse au-delà de 3.5 GeV/c^2). Dans ce cas, la distribution du spectre des $\mu^+\mu^-$est représentée par :

$$\begin{aligned}\frac{d\mathrm{N}^{+-}}{dM} &= \frac{dN^{signal}}{dM} + \frac{d\mathrm{N}^{bdf}}{dM} \\ &= \frac{dN^{signal}}{dM} + 2\times R^{bdf} \times \left(\sqrt{A^{\oplus}_{++}\exp(-M/p^{\oplus}_{++})\times A^{\oplus}_{--}\exp(-M/p^{\oplus}_{--})}\right. \\ &\qquad \left. + \sqrt{A^{\ominus}_{++}\exp(-M/p^{\ominus}_{++})\times A^{\ominus}_{--}\exp(-M/p^{\ominus}_{--})}\right)\end{aligned} \tag{4.11}$$

où chaque distribution $\mu^+\mu^+$, $\mu^-\mu^-$ (en champ $\oplus$ et en champ $\ominus$) est caractérisée par une fonction exponentielle déterminée par lissage sur les spectres de masse correspondant. Par suite, la distribution du bruit de fond, possédant des caractéristiques fonctionnelles (de la même manière que les distributions des processus physiques étudiés et simulés) peut être considérée comme une contribution à part entière et intervenir dans l'ajustement

des données. Cette même méthode a été appliquée au bruit de fond combinatoire des données Pb-Pb (à la différence près que les fonctions de lissage des spectres de masse des événements de même signe ne sont pas chacunes décrites par une fonction exponentielle, mais par la somme de deux fonctions exponentielles de pentes différentes).

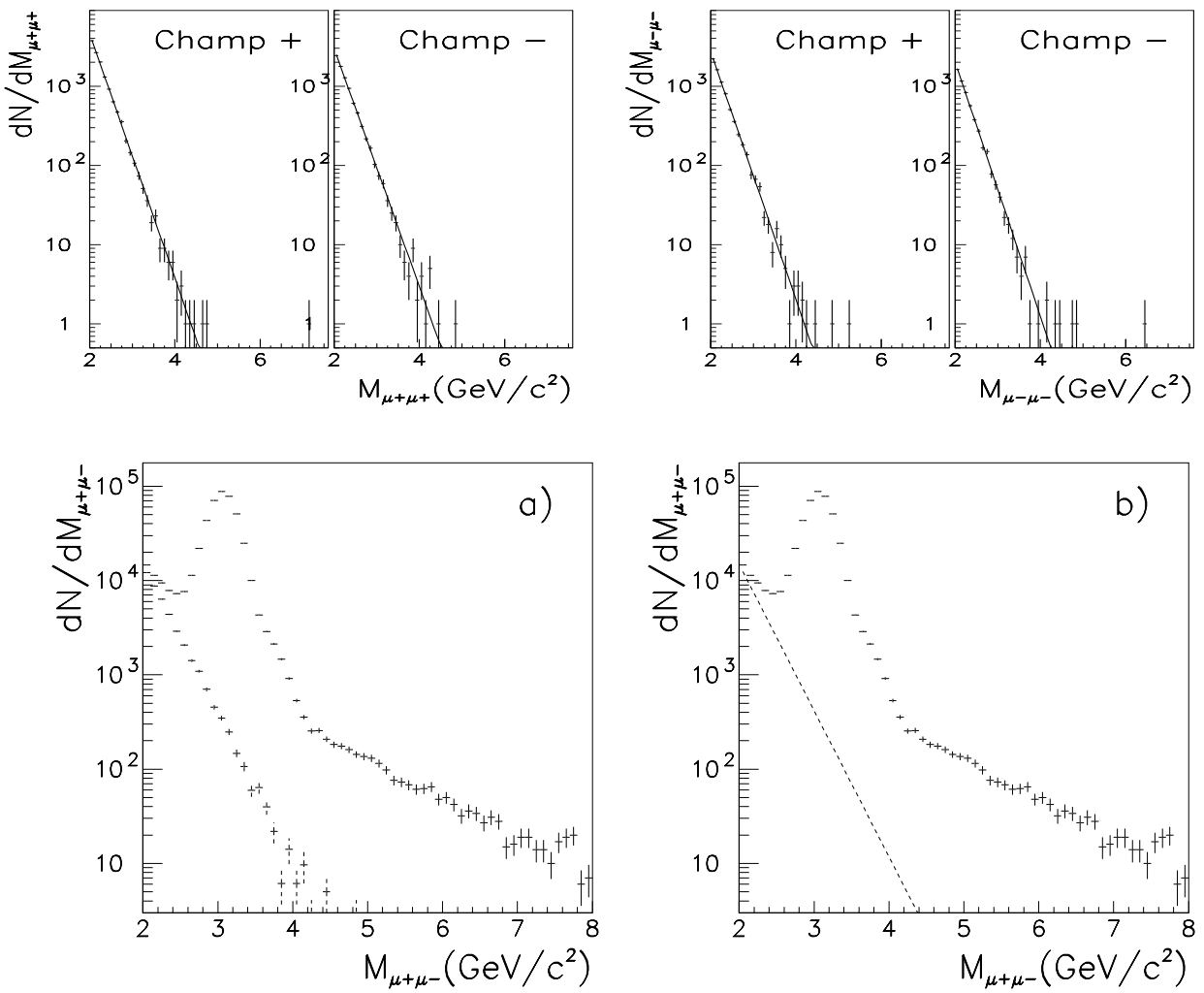

Figure 4.7 : *Estimation des événements « bruit de fond » dans le cadre des données p-H² : a) bruit de fond calculé indépendemment par tranche de masse ; b) bruit de fond déterminé par la méthode des lissages.*

La méthode de lissage n'est cependant applicable que pour des lots de données ayant des statistiques suffisantes. La figure 4.8 illustre ce problème pour un lot de données à faible nombre d'événements (il est à noter que ce système, p-Cu (101 cm), possède la statistique la plus élevée des données p-A NA38) ; en raison de la faible statistique de chacun des lots d'événements de même signe, les allures de ces contributions ne peuvent être obtenues de manière fiable par lissage. Dans ces conditions, le lissage séparé des spectres d'événements de même signe (comme décrit pour les données NA51) ne peut être appliqué ; on utilisera, pour les données p-A NA38, la méthode de soustraction présentée au début de cette section : détermination du spectre d'événements bruit de fond à partir

des spectres de masse des événements de même signe, puis soustraction de cette contribution du spectre total des événements de signe opposé. Le résultat de cette opération est montré, à titre d'exemple, sur la figure 4.8. Remarquons que l'excellente résolution atteinte, dans ces lots de données (p-A NA38), permet de séparer du spectre de bruit de fond les événements ψ', seule contribution statistiquement sensible au biais introduit par la méthode de soustraction. Ainsi, dans le cas précis des données p-A NA38, cette procédure n'incluera ni biais, ni incertitudes sur les résultats des mesures présentées ultérieurement.

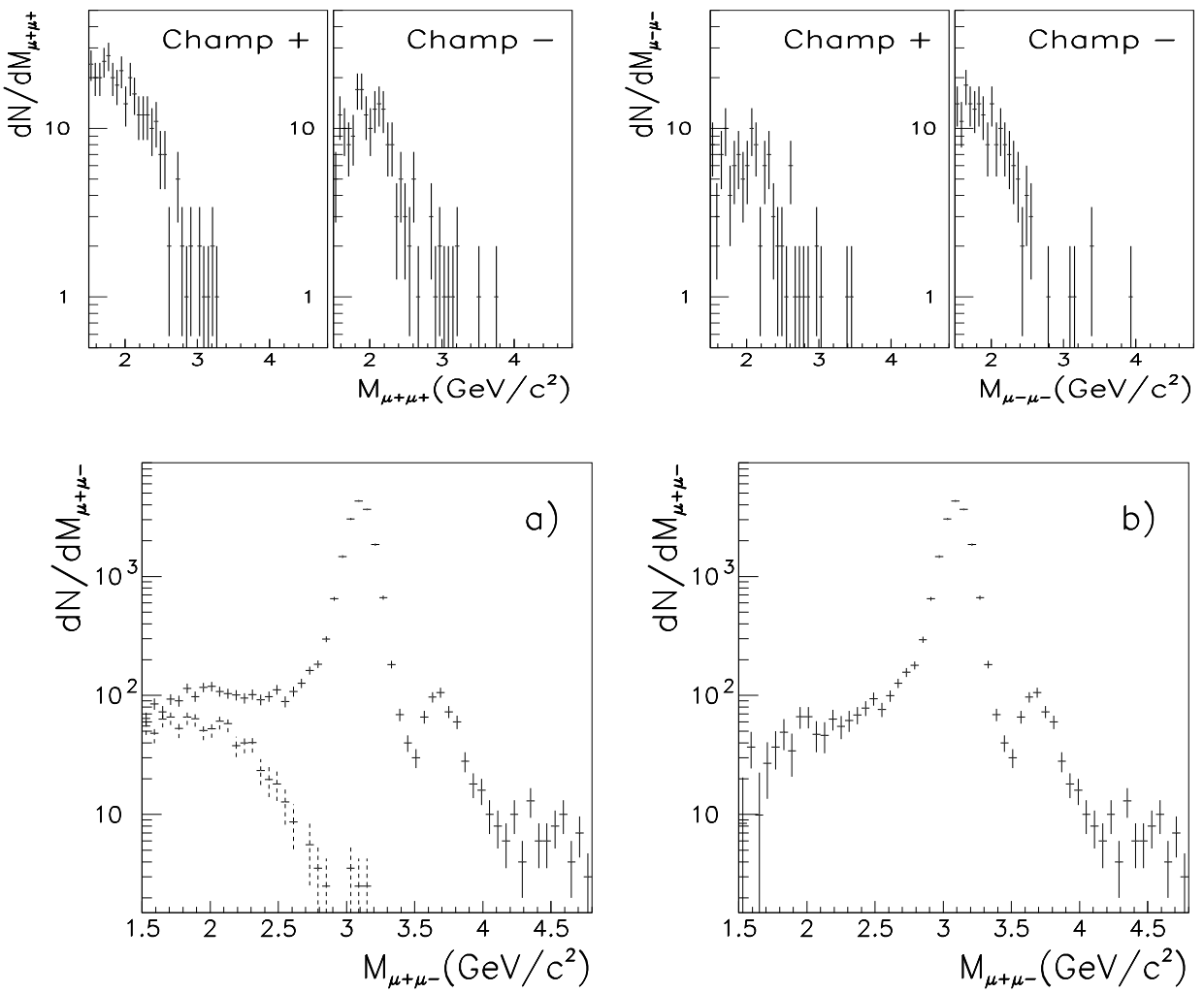

Figure 4.8 : *Détermination des événements « bruit de fond » dans le cadre des données p-Cu (101 cm) NA38. a) spectre d'événements avant soustraction du bruit de fond ; b) spectre d'événements après soustraction du bruit de fond.*

4.4.2 Méthode d'analyse

D'une manière générale, le but de l'analyse étant de mesurer la normalisation de chacune des contributions, un ajustement sur les spectres de masse des données expérimentales nécessite un nombre de paramètres libres égal au nombre des contributions étudiées. Explicitement, on écrira :

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = \mathrm{N}^{bdf}(M) + N_{J/\psi}\frac{dN_{J/\psi}}{dM} + N_{\psi'}\frac{dN_{\psi'}}{dM} + N_{DY}\frac{dN_{DY}}{dM} \qquad (4.12)$$

où $\mathrm{N}^{bdf}(M)$ est la fonction associée aux événements de bruit de fond, et $N_{J/\psi}$, $N_{\psi'}$ et N_{DY} sont les paramètres associés aux événements J/ψ, ψ' et Drell-Yan.
Afin d'obtenir un meilleur accord entre les formes fonctionnelles des résonances, obtenues par Monte-Carlo, et les données expérimentales, des corrections sur les variables μ et σ_0 sont appliquées lors des ajustements sur les spectres de masse. Quelques effets mineurs tels que de légères différences entre les caractéristiques ou dimensions des matériaux utilisés dans les dispositifs expérimentaux et leurs paramétrisations effectives dans le programme de simulation peuvent introduire de petits effets systématiques qui se traduisent par un décalage de la masse moyenne (d'environ 1%) et de la largeur des résonances (quelques %) considérées.

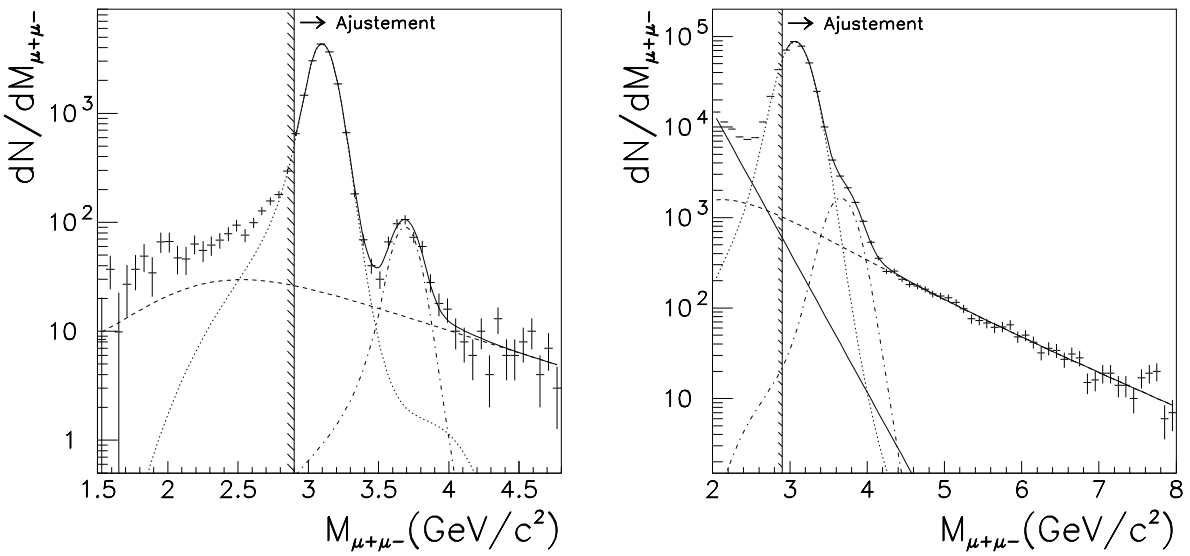

Figure 4.9 : *Spectres masse des données p-Cu (10,1 cm) (figure de gauche) et des données p-p (figure de droite).*

Pour surmonter ces inconvénients, les spectres expérimentaux doivent, a priori, être traités avec comme paramètres libres, les normalisations de chacune des contributions (dans le cas des données p-A, 3 paramètres : $N_{J/\psi}$, $N_{\psi'}$, N_{DY}) mais aussi les paramètres μ et σ_0 des J/ψ et ψ' (soit, 4 variables supplémentaires). A titre d'exemple, un ajustement sur les données p-Cu (101) (figure 4.9) aboutit, pour la résonance J/ψ, à un décalage de 0,6%

de sa masse et de 6% de sa largeur.
Cependant, l'utilisation de 7 variables n'est possible que dans le cas où la résolution est suffisante pour contraindre les paramètres liés au ψ'. La figure 4.9 (figure de droite) met en évidence cette difficulté. La résolution dégradée (due à la grande taille des cibles) conduit à un recouvrement des deux contributions J/ψ et ψ', interdisant une détermination (par ajustement) cohérente des variables μ et σ_0 du ψ'. En d'autres termes, la résolution n'est pas suffisante pour permettre l'utilisation d'un nombre de paramètres (7) aussi grand.

Dans ces conditions, considérant que les écarts entre les paramètres des données réelles et les paramètres des données simulées sont petits, ceux-ci seront employés à contraindre ceux-là. Les ajustements seront effectués, au moyen de 5 paramètres libres ($N_{J/\psi}$, $N_{\psi'}$, N_{DY}, $\mu(J/\psi)$, $\sigma_0(J/\psi)$), soumis aux conditions suivantes :

$$(\mu(\psi') - \mu(J/\psi))_{données} = \Delta_{sim} = (\mu(\psi') - \mu(J/\psi))_{simulations} \tag{4.13}$$

$$\left(\frac{\sigma_0(\psi')}{\sigma_0(J/\psi)}\right)_{données} = \rho_{sim} = \left(\frac{\sigma_0(\psi')}{\sigma_0(J/\psi)}\right)_{simulations} \tag{4.14}$$

La différence de masse et le rapport des largeurs des données expérimentales sont imposés égaux à ceux des données simulées. Ainsi, les variables μ et σ_0 du ψ' évoluent comme celles du J/ψ.

Un test de validité ayant été effectué sur le système p-Cu (101) où les paramètres μ et σ_0 du ψ' peuvent être déterminés par ajustement, on trouve, pour un ajustement à 7 paramètres libres :

$$(\mu(\psi') - \mu(J/\psi))_{simulations} = 0,590 \pm 0,013$$

$$(\mu(\psi') - \mu(J/\psi))_{données} = 0,590 \pm 0,007$$

et

$$\left(\frac{\sigma_0(\psi')}{\sigma_0(J/\psi)}\right)_{simulations} = 0,914 \pm 0,007$$

$$\left(\frac{\sigma_0(\psi')}{\sigma_0(J/\psi)}\right)_{données} = 0,896 \pm 0,057$$

Ces résultats, parfaitement compatibles entre eux, confirment la validité des contraintes appliquées au traitement des données expérimentales. Par souci de cohérence, on appliquera ces conditions (les équations 4.13 et 4.14) à l'ensemble des systèmes étudiés, y compris ceux des données p-A NA38.
Les fonctions de lissage des résonances, déterminées à partir des spectres d'événements simulés (§4.3.3.2), s'écriront donc :

$$R_{j/\psi}^{\mu,\sigma_0}(M) = R_{j/\psi}(M, \mu(J/\psi), \sigma_0(J/\psi)) \tag{4.15}$$

$$R_{\psi'}^{\mu,\sigma_0}(M) = R_{\psi'}(M, \mu(J/\psi) + \Delta_{sim}, \sigma_0(J/\psi) \times \rho_{sim}) \tag{4.16}$$

Par suite, la fonction d'ajustement s'écrit :

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = \mathrm{N}^{bdf}(M) + N_{J/\psi}\frac{R_{J/\psi}^{\mu,\sigma_0}(M)}{\int R_{J/\psi}^{\mu,\sigma_0}(M)dM} + N_{\psi'}\frac{R_{\psi'}^{\mu,\sigma_0}(M)}{\int R_{\psi'}^{\mu,\sigma_0}(M)dM} + N_{DY}\frac{R_{DY}(M)}{\int R_{DY}(M)dM}$$

où la normalisation des fonctions $R_{J/\psi}^{\mu,\sigma_0}(M)$, $R_{\psi'}^{\mu,\sigma_0}(M)$ et $R_{DY}(M)$ permet d'extraire comme paramètres les nombres $N_{J/\psi}$, $N_{\psi'}$ et N_{DY} d'événements J/ψ, ψ' et Drell-Yan contribuant aux spectres expérimentaux. Cherchant à mesurer les valeurs $N_{J/\psi}$ et $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$, on écrira finalement :

$$\begin{aligned}\frac{dN^{+-}}{dM} &= \mathrm{N}^{bdf}(M) + N_{J/\psi}\left(\frac{R_{J/\psi}^{\mu,\sigma_0}(M)}{\int R_{J/\psi}^{\mu,\sigma_0}(M)dM}\right. \\ &\left. + \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \times \frac{R_{\psi'}^{\mu,\sigma_0}(M)}{\int R_{\psi'}^{\mu,\sigma_0}(M)dM} + \frac{N_{DY}}{N_{J/\psi}} \times \frac{R_{DY}(M)}{\int R_{DY}(M)dM}\right)\end{aligned}$$

Par la suite, afin d'alléger les écritures, on posera :

$$F_{J/\psi} = \frac{R_{J/\psi}^{\mu,\sigma_0}(M)}{\int R_{J/\psi}^{\mu,\sigma_0}(M)dM} \qquad F_{\psi'} = \frac{R_{\psi'}^{\mu,\sigma_0}(M)}{\int R_{\psi'}^{\mu,\sigma_0}(M)dM} \qquad F_{DY} = \frac{R_{DY}(M)}{\int R_{DY}(M)dM}$$

d'où l'expression de la fonction d'ajustement :

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = \mathrm{N}^{bdf}(M) + N_{J/\psi}\left(F_{J/\psi} + \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \times F_{\psi'} + \frac{N_{DY}}{N_{J/\psi}} \times F_{DY}\right) \tag{4.17}$$

4.4.3 Etude spécifique à chaque système

4.4.3.1 Données p-A de l'expérience NA38

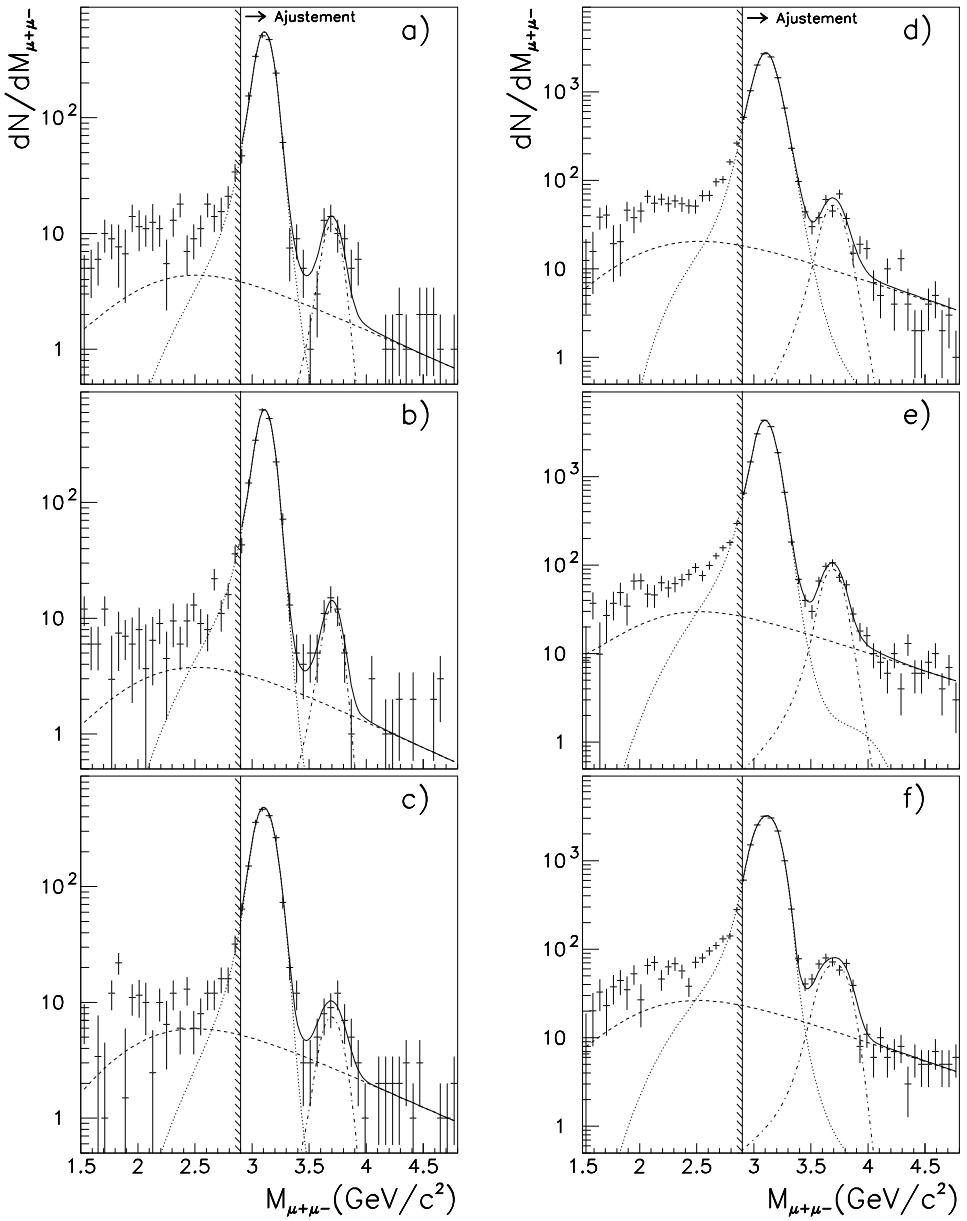

Figure 4.10 : *Spectres de masse des données p-A « NA38 » après ajustement : a) p-W (1,5 cm), b) p-Cu (2 cm), c) p-Al (20 cm), d) p-W (5,6 cm), e) p-Cu (10,1 cm), f) p-C (30 cm).*

Comme nous l'avons vu précédemment les spectres des données expérimentales de l'expérience NA38 sont soustraits de leur composante bruit de fond avant ajustement. Dans ces conditions, la fonction d'ajustement s'écrira :

$$\frac{dN^{signal}}{dM} = N_{J/\psi}\left(F_{J/\psi} + \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \times F_{\psi'} + \frac{N_{DY}}{N_{J/\psi}} \times F_{DY}\right) \tag{4.18}$$

Les résultats des ajustements sont regroupés dans le tableau 4.3 et présentés sur la figure 4.10

	$N_{J/\psi}$	$N_{\psi'}/N_{J/\psi}(\%)$	χ^2/ndl
p-C(30)	15014 ± 101	2,45 ± 0,12	1,58
p-Al(20)	1851 ± 34	1,75 ± 0,32	0,74
p-Cu(2)	2083 ± 36	2,15 ± 0,29	1,20
p-Cu(10,1)	16522 ± 101	2,27 ± 0,11	1,32
p-W(1,5)	1896 ± 34	2,38 ± 0,32	1,73
p-W(5,6)	11533 ± 84	2,01 ± 0,13	1,89

Tableau 4.3 : *Nombre d'événements J/ψ et rapports $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ mesurés pour les données proton-noyau de l'expérience NA38.*

4.4.3.2 Données p-A de l'expérience NA51

Les données p-A de l'expérience NA51 seront traitées suivant la méthode standard d'analyse définie au paragraphe §4.4.2.

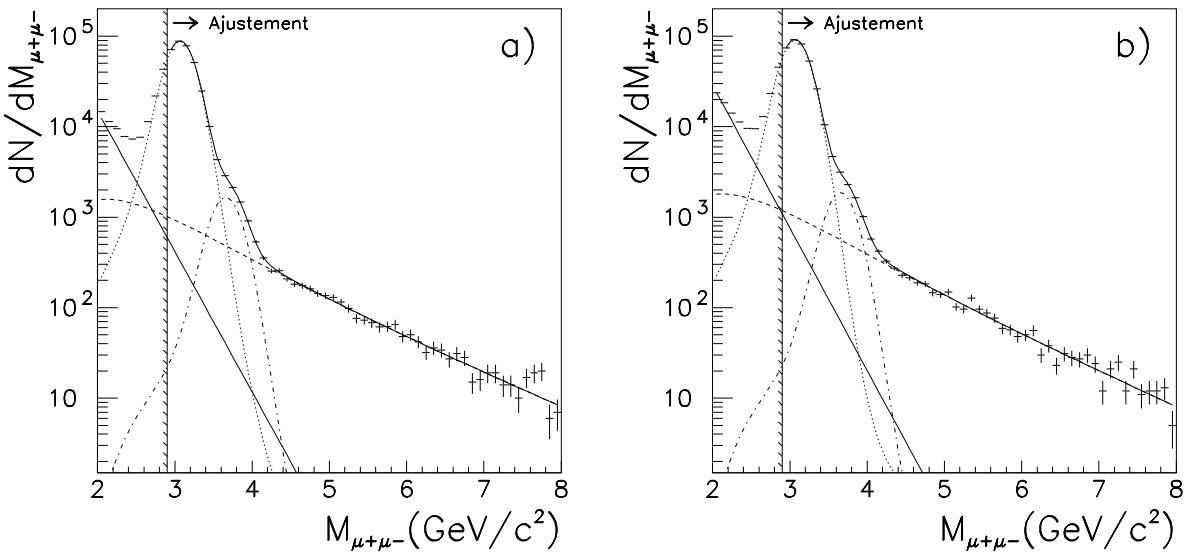

Figure 4.11 : *Spectres de masse des données NA51 après ajustement : a) p-p, b) p-d.*

La fonction d'ajustement s'écrit, d'après l'équation 4.17 :

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = \mathrm{N}^{bdf}(M) + N_{J/\psi}\left(F_{J/\psi} + \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \times F_{\psi'} + \frac{N_{DY}}{N_{J/\psi}} \times F_{DY}\right)$$

Les résultats de cette analyse sont présentés dans le tableau 4.4 et sur la figure 4.11. Le nombre d'événements Drell-Yan a été obtenu par intégration de la fonction d'ajustement dans un domaine de masse où le Drell-Yan est seule contribution au signal, c'est à dire, pour des masses comprises entre 4,3 et 8,0 GeV/c^2.

	$N_{J/\psi}$	$N_{\psi'}/N_{J/\psi}(\%)$	$N_{DY}[4{,}3 : 8{,}0]$	χ^2/ndl
p-p	299274 $\pm$ 577	2,01 $\pm$ 0,03	1921 $\pm$ 44	1,21
p-d	309746 $\pm$ 591	2,15 $\pm$ 0,03	2096 $\pm$ 46	1,36

Tableau 4.4 : *Nombre d'événements J/ψ, rapports $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ et nombre d'événements Drell-Yan (entre 4,3 et 8,0 GeV/c^2) mesurés pour les données proton-noyau de l'expérience NA51.*

4.4.3.3 Données Pb-Pb

L'analyse des données Pb-Pb suit une procédure proche de celle utilisée pour les données p-A de l'expérience NA51. Disposant d'une statistique suffisamment élevée, la contribution du bruit de fond a été traitée suivant la méthode des lissages (voir §4.4.1) (où les fonctions de lissage des spectres de masse des événements de même signe sont chacunes décrites par la somme de deux fonctions exponentielles de pentes différentes). La fonction d'ajustement du spectre de masse des données Pb-Pb s'écrit *a priori* (suivant la relation 4.17) :

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = \mathrm{N}^{bdf}(M) + N_{J/\psi}\left(F_{J/\psi} + \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \times F_{\psi'} + \frac{N_{DY}}{N_{J/\psi}} \times F_{DY}\right)$$

Cependant, l'étude des données Pb-Pb se distingue de celle des données p-A par l'utilisation dans l'analyse de la contribution supplémentaire provenant des désintégrations semi-leptoniques des mésons D$\bar{\mathrm{D}}$. Alors que dans les interactions p-A la contribution du charme ouvert est complètement négligeable, nous devons tenir compte ici, dans l'étude des interactions Pb-Pb, de l'influence de cette nouvelle composante.
D'autre part, comme il est détaillé dans [7], le spectre de masse intermédiaire ($1,5 < M < 3$) des données Pb-Pb ne peut être décrit avec les seules contributions J/ψ, ψ', Drell-Yan et D$\bar{\mathrm{D}}$ (à la différence des spectres de données p-A qui se comprennent avec ces 4 contributions). Cette contribution inattendue (déjà observée dans les collisions S-U [9]) est traditionnellement appelée « excès » ; son spectre de masse possède une allure semblable à celui des événements D$\bar{\mathrm{D}}$. L'« excès » qui, dans les données Pb, est environ 3 fois plus important que la contribution D$\bar{\mathrm{D}}$, ne peut être complètement négligé dans la mesure du nombre d'événements J/ψ et ψ' et influe sur les rapports mesurés de sections efficaces $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ mais aussi $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$.
La figure 4.12 montre un ajustement sur le spectre de masse des données Pb avec la contribution D$\bar{\mathrm{D}}$ « attendue », extrapolée (voir [7]) à partir de données proton-noyau (figure de gauche). L'allure de la distribution a été déterminée dans [7] et est donnée en annexe (annexe B.3). Dans cette étude ([7]), a été déterminée la contribution du charme ouvert relativement au processus Drell-Yan (le rapport du nombre d'événements D$\bar{\mathrm{D}}$ sur

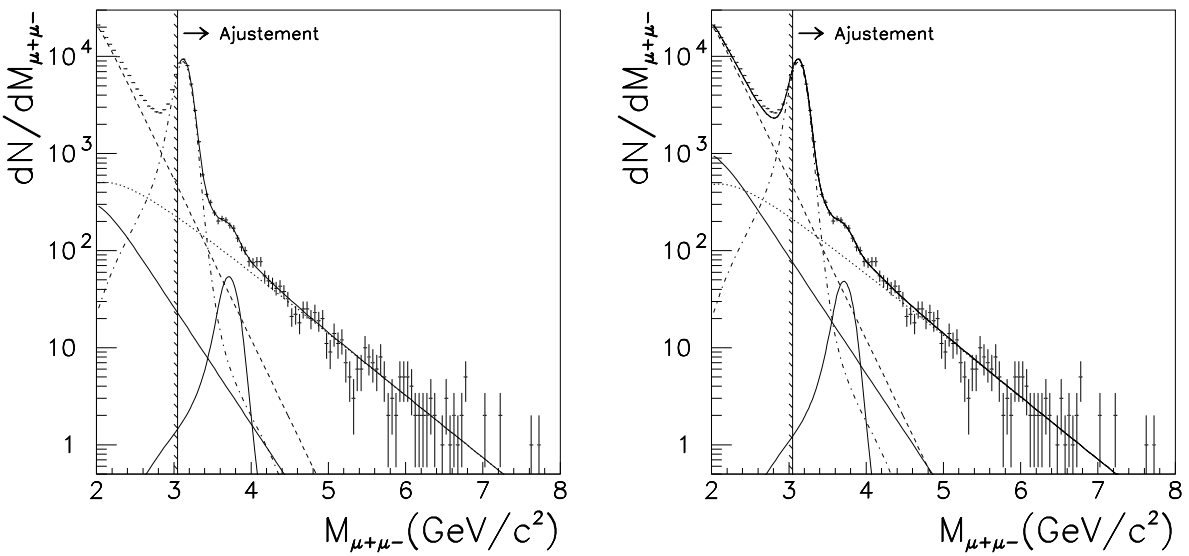

Figure 4.12 : *Spectres de masse des données Pb-Pb, après ajustement, avec la contribution des événements DD̄ (figure de gauche) ; avec la contribution des événements DD̄ + « excès » (figure de droite), où l'extrapolation de la fonction d'ajustement jusqu'à 2 GeV/c² montre un écart avec les données entre 2,5 et 3,0 GeV/c².*

le nombre d'événements Drell-Yan) tous deux pris dans le même domaine de masse. Par conséquent, mesurant le nombre d'événements Drell-Yan pour des grandes masses, la normalisation « attendue » des événements D$\bar{\text{D}}$ est connue et peut être fixée (cette méthode a été précédemment utilisée dans [7] et [9]).
La figure 4.12 montre, de plus, un ajustement sur le spectre de masse des données Pb avec la contribution D$\bar{\text{D}}$ + « excès » (figure de droite) où celle-ci a été obtenue par ajustement au spectre des données, dans le domaine des masses intermédiaires (entre 1,9 et 2,3 GeV/c^2), avec les distributions des événements de bruit de fond et des événements Drell-Yan, toutes deux fixées, et avec la distribution des événements D$\bar{\text{D}}$ dont la normalisation a été laissée libre (la différence entre la contribution « attendue » et celle issue de cet ajustement permet ainsi de déterminer « l'excès »). Notons que le spectre traité avec les contributions J/ψ, ψ', Drell-Yan et D$\bar{\text{D}}$ + « excès » ne reproduit pas parfaitement le spectre des données dans le domaine de masse [2,5 : 3]. En conséquence, alors que les spectres de masse des données p-A ont été traités pour des masses supérieures à 2,9 GeV/c^2, les spectres des données Pb-Pb seront analysés pour des masses supérieures à 3,05 GeV/c^2 ; ceci afin de s'éloigner de la zone de masse mal reproduite par l'ajustement (tout en conservant une région de masse suffisamment large pour contraindre l'ajustement du J/ψ).
Par la suite, la mesure des différentes contributions se fera en deux étapes :

1. traitement des données avec 3 contributions libres : J/ψ, ψ' et Drell-Yan, 1 contribution fixe : le bruit de fond combinatoire, et 1 contribution contrainte : le charme

ouvert. Explicitement, on écrira :

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = \mathrm{N}^{bdf}(M) + \mathrm{N}^{D\bar{D}}(M) + N_{J/\psi}\left(F_{J/\psi} + \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \times F_{\psi'} + \frac{N_{DY}}{N_{J/\psi}} \times F_{DY}\right)$$

2. traitement des données avec 3 contributions libres : J/ψ, ψ' et Drell-Yan, 1 contribution fixe : le bruit de fond combinatoire, et 1 contribution contrainte : charme ouvert + « excès », soit :

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = \mathrm{N}^{bdf}(M) + \mathrm{N}^{D\bar{D}+excès}(M) + N_{J/\psi}\left(F_{J/\psi} + \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \times F_{\psi'} + \frac{N_{DY}}{N_{J/\psi}} \times F_{DY}\right)$$

Les résultats de ces deux étapes nous permettront de déterminer l'influence de l'excès sur les quantités mesurées.

La figure 4.13 montre les spectres de masse des données analysées avec la contribution $D\bar{D}$ pour l'ensemble des échantillons des données Pb-Pb (suivant les 6 tranches d'énergie transverse). Les résultats obtenus sont reportés dans les tableaux 4.5 et 4.6 pour les analyses, respectivement, avec les contributions $D\bar{D}$ et $D\bar{D}$ + « excès ».

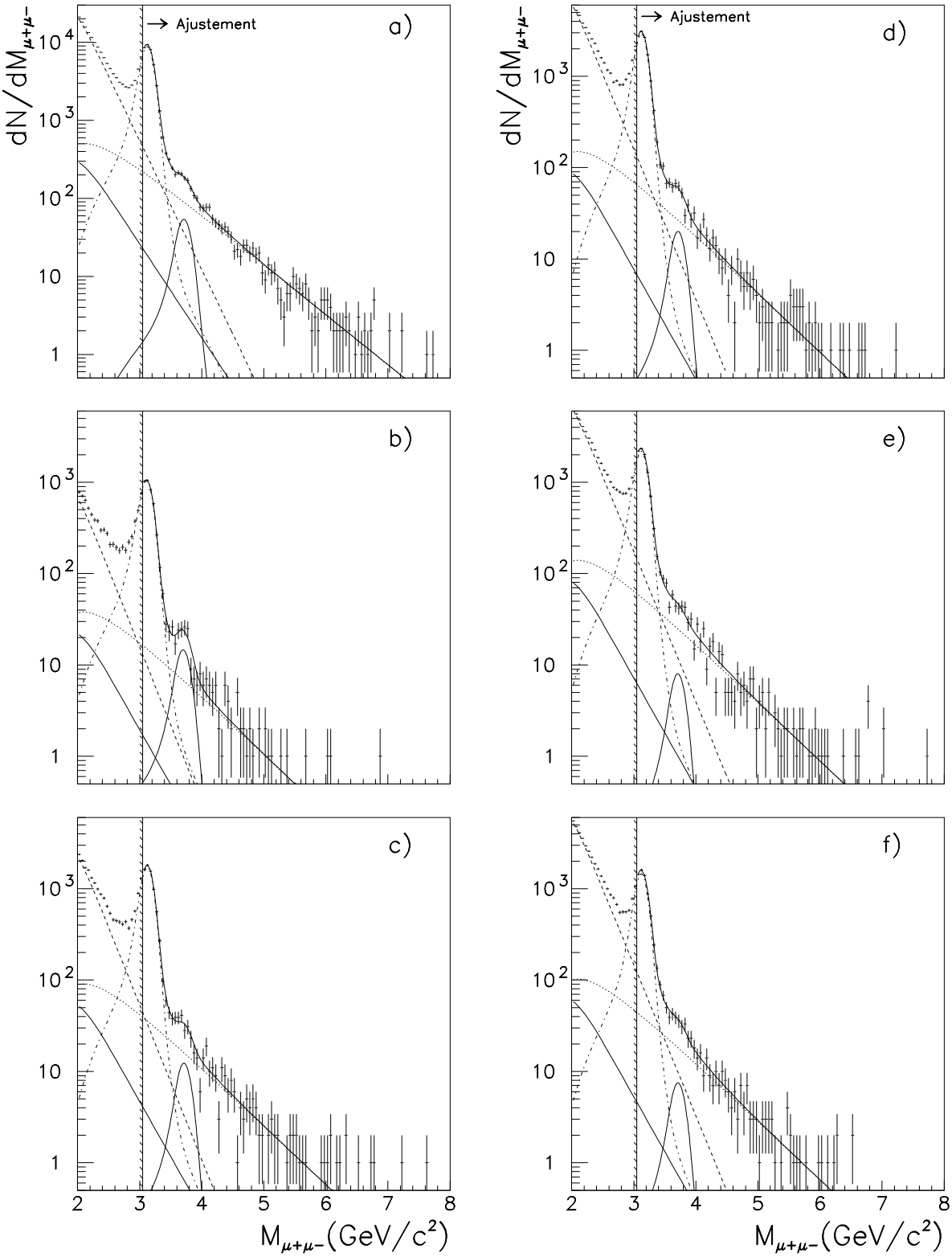

Figure 4.13 : *Spectres de masses, après ajustement, des données Pb-Pb « NA50 » pour différentes tranches d'énergie transverse : a)* $5 < E_T$, *b)* $5 < E_T < 45$, *c)* $45 < E_T < 70$, *d)* $70 < E_T < 105$, *e)* $105 < E_T < 135$, *f)* $135 < E_T < 175$.

ΔE_T (GeV)	$N_{\psi'}/N_{J/\psi}$	$N_{J/\psi}/N_{DY}[2{,}9 : 4{,}5]$	χ^2/ndl
$5 < E_T$	0,69 ± 0,04	13,95 ± 0,26	1,0
$5 < E_T < 45$	1,59 ± 0,18	22,52 ± 1,84	0,8
$45 < E_T < 70$	0,81 ± 0,09	16,41 ± 0,77	1,1
$70 < E_T < 105$	0,77 ± 0,11	15,80 ± 0,32	1,0
$105 < E_T < 135$	0,41 ± 0,12	12,40 ± 0,38	1,1
$135 < E_T < 175$	0,58 ± 0,17	11,13 ± 0,47	0,5

Tableau 4.5 : *Tranches dénergie transverse ΔE_T, nombre d'events J/ψ et rapports $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ et $N_{J/\psi}/N_{DY}$ pour les données Pb-Pb traitées avec la contribution $D\bar{D}$ « attendue ».*

ΔE_T (GeV)	$N_{\psi'}/N_{J/\psi}$	$N_{J/\psi}/N_{DY}$	χ^2/ndl
$5 < E_T$	0,62	14,31	0,9
$5 < E_T < 45$	1,55	23,09	0,8
$45 < E_T < 70$	0,75	16,88	1,2
$70 < E_T < 105$	0,71	16,24	0,9
$105 < E_T < 135$	0,33	12,78	1,1
$135 < E_T < 175$	0,49	11,43	0,5

Tableau 4.6 : *Tranches dénergie transverse ΔE_T, nombre d'events J/ψ et rapports $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ et $N_{J/\psi}/N_{DY}$ pour les données Pb-Pb traitées avec la contribution $D\bar{D}$ + « excès ».*

ΔE_T (GeV)	$N_{\psi'}/N_{J/\psi}$	$N_{J/\psi}/N_{DY}$
$5 < E_T$	0,66 ± 0,04 ± 0,04	14,13 ± 0,26 ± 0,18
$5 < E_T < 45$	1,57 ± 0,18 ± 0,02	22,81 ± 1,84 ± 0,28
$45 < E_T < 70$	0,78 ± 0,09 ± 0,03	16,65 ± 0,77 ± 0,23
$70 < E_T < 105$	0,74 ± 0,11 ± 0,03	16,02 ± 0,32 ± 0,22
$105 < E_T < 135$	0,37 ± 0,12 ± 0,04	12,59 ± 0,38 ± 0,19
$135 < E_T < 175$	0,54 ± 0,17 ± 0,05	11,28 ± 0,47 ± 0,15

Tableau 4.7 : *Valeurs finales de l'analyse des données Pb-Pb, corrigées des effets liés à la contribution de « l'excès ».*

Les résultats des tableaux 4.5 et 4.6 montrent de petits effets sur les quantités mesurées dès que la contribution de « l'excès » est introduite dans l'ajustement. Remarquons que cette procédure n'affecte en rien la qualité de l'ajustement (les χ^2 sont aussi bons dans les deux cas). Par conséquent, les quantités mesurées seront corrigées de ces effets. Les valeurs finales seront prises égales aux moyennes des résultats des tableaux 4.5 et 4.6, et seront accompagnées d'une erreur systématique couvrant les valeurs obtenues suivant les deux méthodes d'ajustement. Ces valeurs sont présentées dans le tableau 4.7.

Bibliographie

[1] S. Papillon, Thèse de l'université Paris-sud, IPN Orsay (1991).

[2] Z. Phys. C - Particles and Fields **31**, 513–526 (1986).

[3] **L. Fredj**, Thèse de l'université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (1991).

[4] **B. Espagnon**, Thèse de l'université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (1995).

[5] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Z. Phys. **C53**, 127 (1992).

[6] H. Plothow-Besch, Comp. Phys. Comm. **75**, 396 (1993).

[7] E. Scomparin *et al.* (NA50 Coll.), Proc. of QM'96, Heidelberg, Germany, 1996.

[8] C. Lourenço, Thèse de l'Institut Supérieur de technique, Lisbone (1995).

[9] A. Borhani, Thèse de l'Université Paris VI, Palaiseau (1996).

Chapitre 5

Résultats

Dans cette dernière partie sont présentés les résultats des analyses des données p-A et Pb-Pb. Nous avons, de plus, rassemblé, pour comparaison, des résultats précédemment obtenus par l'expérience NA38.
Les résultats portent sur les sections efficaces de production du J/ψ, les rapports $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ et les rapports $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$.

5.1 Section efficace de production du J/ψ

5.1.1 Données p-A

Le tableau 5.1 rappelle les résultats présentés dans le chapitre précédent, la luminosité (§4.1.1), l'acceptance (§4.3.2) et le nombre d'événements J/ψ (§4.4.3.1) pour les données p-A des expériences NA38 et NA51. La somme de ces informations permet de calculer les sections efficaces de production du J/ψ pour chacun des systèmes :

$$B_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi} = \frac{N_{J/\psi}}{\mathcal{A}^{J/\psi}} \times \frac{1}{\mathcal{L}} \quad (nb) = \frac{1}{N_{nucléons}} \times \frac{N_{J/\psi}}{\mathcal{A}^{J/\psi}} \times \frac{1}{\mathcal{L}} \quad (nb/nucléon) \qquad (5.1)$$

Cible (cm)	**H²** (120)	**D²** (120)	**C** (30)	**Al** (20)	**Cu** (2)	**Cu** (10,1)	**W** (1,5)	**W** (5,6)
$\mathcal{L}$ (nb^{-1})	415,2×10³	209,1×10³	2232,5	136,4	63,0	518,4	25,4	136,7
$N_{J/\psi}$	299274 ± 577	309746 ± 591	15014 ± 101	1851 ± 34	2083 ± 36	16522 ± 101	1896 ± 34	11533 ± 84
$\mathcal{A}^{J/\psi}$ (%)	13,91 ± 0,03	13,74 ± 0,03	12,67 ± 0,04	12,78 ± 0,04	12,96 ± 0,04	12,70 ± 0,04	12,87 ± 0,04	12,73 ± 0,04
$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ (nb)	5,18 ± 0,01	10,78 ± 0,03	53,08 ± 0,39	106,18 ± 1,98	255,12 ± 4,48	250,95 ± 1,73	580,00 ± 10,56	662,74 ± 5,26
$N_{nucléons}$	1	2	12	27	63	63	173 [1]	184
$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ (nb/nuc.)	5,18 ± 0,01	5,39 ± 0,02	4,42 ± 0,03	3,93 ± 0,07	4,05 ± 0,07 / 3,99 [2] ± 0,03	3,98 ± 0,03	3,35 ± 0,06 / 3,55 [3] ± 0,03	3,60 ± 0,03

Tableau 5.1 : *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données p-A des expériences NA38 et NA51, normalisées au produit $A_{projectile}\times B_{cible}$ (au nombre de nucléons de la cible dans le cas des collisions proton-noyau).*

Les erreurs présentées dans le tableau 5.1 ne portent que sur la statistique des lots d'événements. Rigoureusement, ces résultats sont affectés d'incertitudes systématiques sur la mesure des cœfficients de normalisation (les luminosités). Il convient de tenir compte, d'une part, d'une erreur de 6% [1] liée à l'imprécision sur l'efficacité de déclenchement (ε_{trig}), et d'autre part, de l'incertitude liée à la mesure de la constante de calibration

[1] La valeur $N_{nucléons} = 173$ tient compte du taux d'impuretés contenues dans cette cible (voir §2.2.2).
[2] Valeur moyenne des deux ensembles de données Cu.
[3] Valeur moyenne des deux ensembles de données W.

des compteurs à argon. Cette dernière est de l'ordre de 4 % [2]. Globalement, il s'agit d'ajouter, à l'ensemble des résultats concernant les mesures absolues de sections efficaces, une erreur systématique de 7% (les deux erreurs ont été additionnées quadratiquement).

5.1.2 Comparaison avec d'autres systèmes légers

Le tableau 5.2 présente les résultats p-A des expériences NA38 et NA51, avec leurs erreurs statistiques et systématiques, ainsi que de précédentes mesures de l'expérience NA38.

	$A_{p.} \times B_{c.}$	L (fm)	P_{lab}	y^*	$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ / AB (nb)	Exp.
p-p	1	0,0	450	$[-0,4 : 0,6]$	$5,18 \pm 0,01 \pm 0,36$	NA51
p-d	2	0,13	450	$[-0,4 : 0,6]$	$5,39 \pm 0,02 \pm 0,38$	NA51
p-C	12	1,22	450	$[-0,4 : 0,6]$	$4,42 \pm 0,03 \pm 0,31$	NA38
p-Al	27	1,89	450	$[-0,4 : 0,6]$	$3,93 \pm 0,07 \pm 0,28$	NA38
p-Cu	63	2,62	450	$[-0,4 : 0,6]$	$3,99 \pm 0,03 \pm 0,28$	NA38
p-W	184	3,94	450	$[-0,4 : 0,6]$	$3,55 \pm 0,03 \pm 0,25$	NA38
p-Cu	63	2,62	200	$[0 : 1]$	$1,69 \pm 0,08 \pm 0,33$	NA38 [4][1]
p-W	184	3,94	200	$[0 : 1]$	$1,43 \pm 0,01 \pm 0,14$	NA38 [3][2]
p-U	238	4,57	200	$[0 : 1]$	$1,40 \pm 0,07 \pm 0,28$	NA38 [4][1]
O-Cu	1008	3,98	200	$[0 : 1]$	$1,28 \pm 0,04 \pm 0,13$	NA38 [4][1]
O-U	3808	5,92	200	$[0 : 1]$	$1,19 \pm 0,04 \pm 0,12$	NA38 [4][1]
S-U	7616	6,49	200	$[0 : 1]$	$1,02 \pm 0,01 \pm 0,10$	NA38 [3]+[4] [3]

Tableau 5.2 : *Sections efficaces $\sigma^{J/\psi}$ des données p-A NA38 et NA51 (P_{lab} = 450 GeV/c et $y^* = [-0,4 : 0,6]$), étudiées ici, comparées à celles obtenues précédemment par l'expérience NA38 (P_{lab} = 200 GeV/c et $y^* = [0 : 1]$). Les valeurs sont toutes données dans le domaine cos(Θ_{CS})=[-0,5 : 0,5].*

Les sections efficaces du tableau 5.2 ont été mesurées dans des domaines cinématiques différents. Cherchant à comparer ces sections efficaces entre elles, il convient de les considérer dans le même domaine cinématique. Par convention, on se placera dans le domaine cinématique :

$$\begin{cases} \sqrt{s} = 19,4 \text{ GeV} \\ y^* = [0 : 1] \\ \cos(\Theta_{CS}) = [-0,5 : 0,5] \end{cases}$$

Il s'agit donc d'appliquer des corrections sur les valeurs des sections efficaces mesurées à P_{lab} = 450 GeV/c. Les domaines de cos(Θ_{CS}) étant les mêmes (cos(Θ_{CS}) = $[-0,5 : 0,5]$), il reste à considérer les dépendances en P_{lab} (ou $\sqrt{s}$) et en y^* (ou x_F).

Une étude phénoménologique de l'évolution de la section efficace de production du J/ψ a été effectuée par G. A. Schuler [6]. Il est possible, à partir de ces travaux, d'estimer

[1] Valeur rapportée au domaine cinématique $y^* = [0 : 1]$, $\cos(\Theta_{CS}) = [-0,5 : 0,5]$ (voir annexe C.3).
[2] Valeur augmentée d'une erreur systématique de 10 % [5].
[3] Valeur moyenne des sections efficaces de [3] [2] $(1,02 \pm 0,01 \pm 0,10)$ et [4] [1] $(1,03 \pm 0,04 \pm 0,10)$.

les facteurs correctifs à appliquer sur les sections efficaces. Ces facteurs ont été calculés en annexe (voir C.2) et donnent une correction globale (pour passer de $P_{lab} = 450$ GeV/c et $y^* = [-0,4 : 0,6]$, à, $P_{lab} = 200$ GeV/c et $y^* = [0 : 1]$) $C_{tot} = 0,418 \pm 0,083$. Dans la pratique, on préfèrera considérer les deux lots tels qu'ils ont été mesurés plutôt que d'introduire une erreur importante (de 20 %) liée à l'incertitude sur C_{tot}.

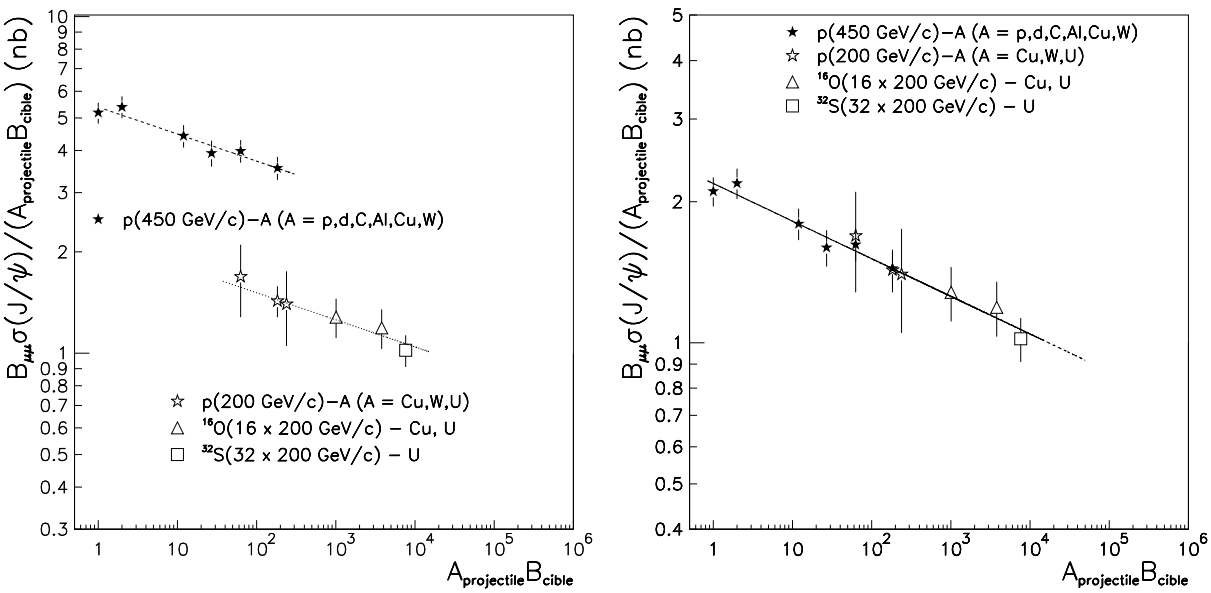

Figure 5.1 : *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de AB, des données p-A NA38 et NA51 étudiées ici, comparées à celles obtenues précédemment par l'expérience NA38. Les données sont présentées dans leur domaine cinématique de mesure (figure de gauche) et rapportées au domaine : $P_{lab} = 200$ GeV/c et $y^* = [0 : 1]$ (figure de droite).*

La figure 5.1 (figure de gauche) illustre les sections efficaces du J/ψ en fonction du produit des masses atomiques du projectile et de la cible. Considérant séparément les mesures faites à 450 et à 200 GeV/c, ces résultats montrent l'évolution de $\sigma^{J/\psi}$ suivant la loi de puissance :

$$\sigma^{AB}_{J/\psi} = \sigma^{pp}_{J/\psi} \times (AB)^{\alpha}$$

Un ajustement séparé sur chaque ensemble de données (données obtenues à 450 GeV/c et à 200 GeV/c, où les erreurs sur les valeurs proviennent de l'addition linéaire des erreurs statistiques et systématiques), fournit des valeurs de α, respectivement $0,922 \pm 0,017$ et $0,912 \pm 0,035$, parfaitement compatibles entre-elles, confirmant ainsi la dépendance en A×B de la section efficace de production du J/ψ, quels que soient l'énergie et le domaine cinématique de mesure. Puisque la section efficace de production du J/ψ dépend de la valeur de α, commune à l'ensemble des données, nous pouvons effectuer un ajustement simultané sur les deux ensembles de données (où la valeur de α est imposée égale dans les deux cas) conduisant à $\alpha = 0,920 \pm 0,015$ ($\chi^2/\text{ndl} = 0,20$). Remarquons que la valeur du facteur correctif C_{tot} déterminée lors de la détermination de α vaut : $C_{tot} = 0,406 \pm 0,038$,

en excellent accord avec le facteur déduit des formules de Schuler. La figure 5.1 (figure de droite) montre, à titre indicatif, les valeurs recalculées (multipliées par $C_{tot} = 0,406$) des sections efficaces de production d'événements J/ψ mesurées à 450 GeV/c, ainsi que les données mesurées à 200 GeV/c.

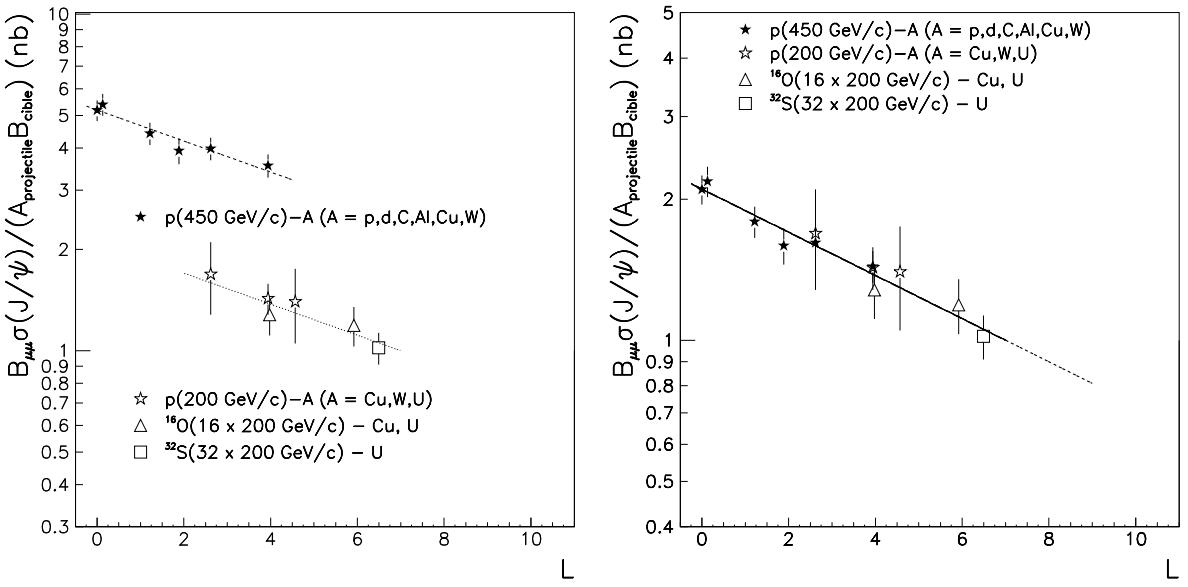

Figure 5.2 : *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de L, des données p-A NA38 et NA51 étudiées ici, comparées à celles obtenues précédemment par l'expérience NA38. Les données sont présentées dans leur domaine cinématique de mesure (figure de gauche), rapportées au domaine : $P_{lab} = 200$ GeV/c et $y^* = [0 : 1]$ (figure de droite).*

D'autre part, comme nous l'avons vu au premier chapitre, l'évolution de la section efficace $\sigma^{J/\psi}$ en fonction de la nature des noyaux projectiles et cibles peut être comprise en termes d'absorption de la résonance (ou de l'état pré-résonant) par la matière nucléaire environnante. Dans ce cas, la variable caractéristique de l'évolution de $\sigma^{J/\psi}$ est L et la section efficace de production du J/ψ s'exprime sous la forme :

$$\frac{\sigma^{AB}_{J/\psi}}{AB} = \sigma^{pp}_{J/\psi} e^{-\sigma_{abs}\ \rho_0\ L}$$

où les valeurs de L, pour les différents systèmes, sont données dans le tableau A.2, ρ_0 est la densité moyenne de nucléons dans un noyau (et sera prise égale à 0,170 nucléon/fm^3). La figure 5.2 donne l'évolution de $\sigma^{AB}_{J/\psi}/AB$ en fonction de L. Appliquant la même méthode que précédemment (pour l'évolution de $\sigma^{AB}_{J/\psi}/AB$ en fonction de AB), on trouve pour les ajustements à 450 GeV/c et à 200 GeV/c des valeurs de σ_{abs} respectivement 6,15 $\pm$ 1,35 et 6,57 $\pm$ 2,60, compatibles entre elles. Un ajustement simultané sur les deux ensembles de données (où la valeur de σ_{abs} est imposée égale dans les deux cas) conduit à $\sigma_{abs} = 6,24 \pm 1,15$ ($\chi^2/\text{ndl} = 0,3$). Notons que le facteur C_{tot} issu de l'ajustement vaut : $C_{tot} = 0,405 \pm 0,037$, en excellent accord avec le même facteur obtenu lors de l'ajustement

sur $\sigma^{AB}_{J/\psi}/AB$ en fonction de AB, et parfaitement compatible avec le facteur déduit des formules de Schuler.

Ainsi, depuis les simples collisions p-p jusqu'aux interactions à grand nombre de nucléons (dans les collisions S-U), l'évolution de la production du J/ψ peut être comprise en termes d'absorption et s'exprimer sous la forme :

$$\frac{\sigma^{AB}_{J/\psi}}{AB} = \sigma^{pp}_{J/\psi}\, e^{-\sigma_{abs}\ \rho_0\ L}$$

$$\text{avec} \begin{cases} \sigma_{abs} = 6,24 \pm 1,15 \\ \text{et} \quad \rho_0 = 0,170 \end{cases}$$

5.1.3 Les données Pb-Pb

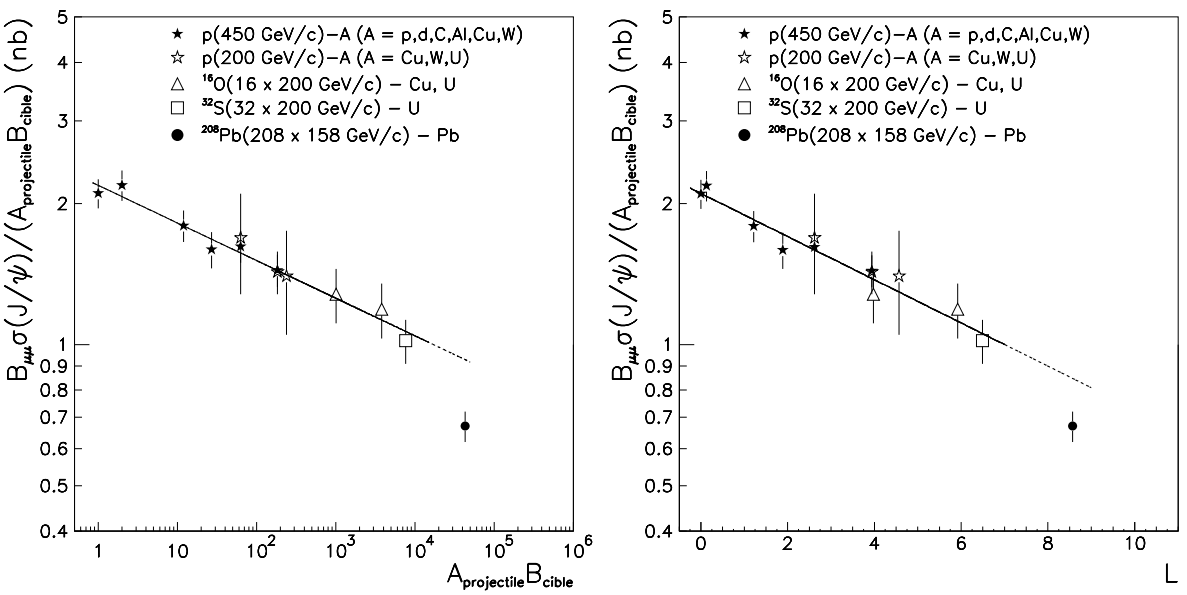

Figure 5.3 : *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de AB (figure de gauche) et de L (figure de droite), des données NA38, NA51 et NA50.*

Considérons maintenant la section efficace de production des événements J/ψ. D'après [14], $\sigma^{J/\psi} = 21{,}9 \pm 1{,}8\ \mu$b. Cherchant à comparer ce résultat avec les valeurs obtenues par NA38 et NA51, il convient de rapporter cette section efficace au domaine cinématique de référence ($\sqrt{s} = 19{,}4$ GeV, $y^* = [0 : 1]$, $\cos(\Theta_{CS}) = [-0{,}5 : 0{,}5]$). Les domaines de $\cos(\Theta_{CS})$ et de y^* étant les mêmes, il reste à considérer la dépendance en $\sqrt{s}$ ($P_{lab} = 158$ GeV/c par nucléon, $\sqrt{s} = 17{,}3$ GeV). Utilisant la correction de Schuler, définie en annexe (C.2), on trouve :

$$\frac{\sigma^{J/\psi}}{AB} = \frac{21{,}9 \pm 1{,}8}{43100} \times\ 1{,}323 \pm 0{,}028 = 0{,}67 \pm 0{,}05 \qquad (5.2)$$

Reportée sur la figure 5.3 (figure de droite), cette valeur montre un grand désaccord avec les droites $\sigma^{AB}_{J/\psi} = \sigma^{pp}_{J/\psi} \times (AB)^{\alpha}$ (avec $\alpha = 0{,}920 \pm 0{,}015$) , et $\sigma^{AB}_{J/\psi}/AB = \sigma^{pp}_{J/\psi} e^{-\sigma_{abs}\ \rho_0\ L}$

(avec $\sigma_{abs} = 6,24 \pm 1,15$) (figure de gauche). Alors que l'ensemble des valeurs mesurées jusqu'ici, s'interprétait en termes d'absorption par la matière nucléaire, le résultat Pb met en évidence l'intervention d'un phénomène nouveau.

5.2 Rapports des sections efficaces $\sigma^{J/\psi}$ et σ^{DY}

Nous présentons ici les valeurs des rapports de sections efficaces $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$. Cette étude présente l'avantage, par rapport à l'étude des sections efficaces absolues, d'éliminer les effets systématiques liés à la mesure de la luminosité.
Dans une première partie, nous présenterons les valeurs des sections efficaces de production d'événements Drell-Yan (processus qui est insensible à l'état de la matière produite dans la collision) afin de vérifier la validité des mesures pour les données Pb-Pb. Puis, nous calculerons les valeurs des rapports de sections efficaces $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$.

5.2.1 La référence : le mécanisme de Drell-Yan

Notre but, ici, est de déterminer la section efficace de production des événements Drell-Yan. Par souci de précision, nous nous sommes limités aux systèmes où les événements Drell-Yan pouvaient être mesurés dans un domaine de masse où ils deviennent seule contribution au signal, c'est à dire, pour des masses supérieures à 4,3 GeV. Par conséquent, les données p-A NA38 seront exclues de cette étude et nous nous limiterons aux données p-A NA51.

	$\mathcal{L}$	N_{DY}	$\mathcal{A}^{DY}(\%)$	$\sigma^{DY}(10^{-2}$ nb)
p-p	$415{,}2\times10^3$	1921 ± 44	$19{,}17 \pm 0{,}26$	$2{,}41 \pm 0{,}06 \pm 0{,}17$
p-d	$209{,}1\times10^3$	2096 ± 46	$18{,}70 \pm 0{,}25$	$5{,}36 \pm 0{,}14 \pm 0{,}38$

Tableau 5.3 : *Sections efficaces σ^{DY} des données NA51. L'erreur systématique, liée à l'erreur sur la mesure de la luminosité, est de 7 % .*

Le nombre d'événements Drell-Yan pour des masses supérieures à 4,3 GeV ($4{,}3 < M < 8{,}0$) est donné, pour les deux systèmes, dans le tableau 5.3. L'acceptance calculée entre les bornes $M = 4{,}3$ et $M = 8{,}0$ GeV (§4.3.2) est, elle aussi, donnée dans ce tableau. Utilisant les valeurs de la luminosité (§4.1.1) rappelées ici, les sections efficaces Drell-Yan peuvent être calculées, pour chacun des deux systèmes, suivant l'expression :

$$\sigma^{DY} = \frac{N_{DY}}{\mathcal{A}^{DY}} \times \frac{1}{\mathcal{L}} \quad (nb) \tag{5.3}$$

et sont données dans le tableau 5.3.

Il s'agit maintenant de comparer les résultats obtenus dans les collisions Pb-Pb avec les valeurs mesurées ici pour les données p-p et p-d de l'expérience NA51 et celles précédemment obtenues par l'expérience NA38. Il est commode pour la comparaison d'utiliser le facteur K_{DY} (voir §1.3.1). Celui-ci est obtenu par comparaison des sections efficaces expérimentales avec les prédictions théoriques calculées, dans le domaine cinématique correspondant, à l'ordre le plus bas (LO). Ces valeurs sont reportées dans le tableau 5.4 et sur la figure 5.5. Elles montrent l'excellente compatibilité des résultats, répartis autour de la valeur moyenne $< K_{DY} >= 2{,}5 \pm 0{,}1$.
Ce comportement montre l'insensibilité de ce processus à une éventuelle absorption par

	M (GeV/c^2)	σ^{DY}	K
p-p	[4,3 : 8,0]	2,41 $\pm$ 0,06 $\pm$ 0,17 (10^{-2} nb)	2,27 $\pm$ 0,06 $\pm$ 0,16
p-d	[4,3 : 8,0]	5,36 $\pm$ 0,14 $\pm$ 0,38 (10^{-2} nb)	2,71 $\pm$ 0,07 $\pm$ 0,19
p-W [3][1]	[1,5 : 5,5]	0,104 $\pm$ 0,007 $\pm$ 0,10 (μb)	2,42 $\pm$ 0,16 $\pm$ 0,24
S-U [3][1]	[1,5 : 5,5]	3,80 $\pm$ 0,12 $\pm$ 0,38 (μb)	2,43 $\pm$ 0,07 $\pm$ 0,24
Pb-Pb [14]	[2,9 : 8,0]	1,49 $\pm$ 0,02 $\pm$ 0,11 (μb)	2,56 $\pm$ 0,04 $\pm$ 0,18

Tableau 5.4 : *Facteur K_{DY} pour les systèmes p-p et p-d de l'expérience NA51, p-W et S-U de l'expérience NA38 et Pb-Pb de l'expérience NA50.*

la matière nucléaire environnante et confirme la validité des mesures pour les données Pb-Pb.

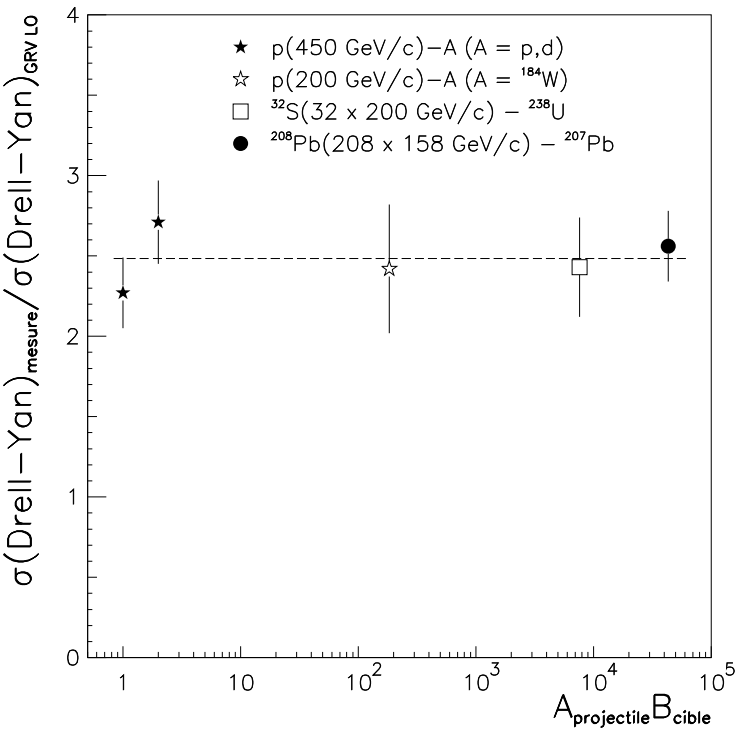

Figure 5.4 : *Rapports K_{DY} en fonction de AB, pour les données des expériences NA38, NA51 et NA50.*

5.2.2 Rapports de production $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$

5.2.2.1 Données de référence

Suivant l'expression 1.5 du chapitre 1, la section efficace de production des événements Drell-Yan s'écrit en première approximation sous la forme :

$$\sigma_{DY}^{AB} = AB\ \sigma_{DY}^{NN} \tag{5.4}$$

[1] Valeur augmentée d'une erreur systématique de 10 % [3]

où σ_{DY}^{NN} est la section efficace de production d'événements Drell-Yan pour une collision nucléon-nucléon.

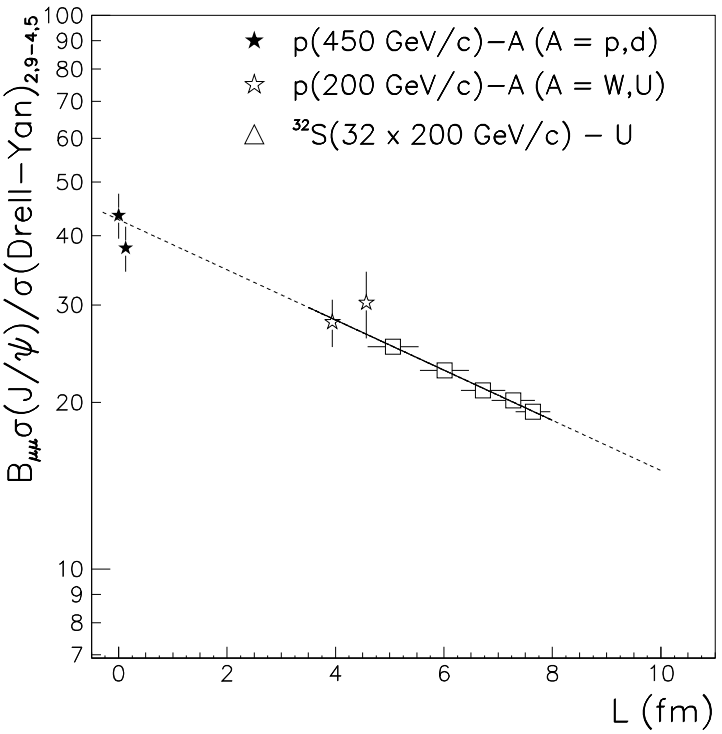

Figure 5.5 : *Rapports $B_{\mu\mu}^{J/\psi}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, pour les données des expériences NA51 et NA38.*

D'autre part, d'après l'expression 5.2, la section efficace de production du J/ψ s'écrit :

$$\frac{\sigma_{J/\psi}^{AB}}{AB} = \sigma_{J/\psi}^{pp} e^{-\sigma_{abs}\ \rho_0\ L}$$

et, puisque la section efficace de production des événements Drell-Yan est proportionnelle au produit $A\times B$, on a :

$$\frac{\sigma_{J/\psi}^{AB}}{\sigma_{DY}^{AB}} = \frac{\sigma_{J/\psi}^{pp}}{\sigma_{DY}^{NN}} e^{-\sigma_{abs}\ \rho_0\ L} \tag{5.5}$$

σ_{abs} peut ainsi être déterminée à partir de l'étude du rapport $\sigma^{J/\psi}/\ \sigma^{DY}$. Cette procédure apporte l'avantage d'éliminer les erreurs systématiques liées à la mesure de la luminosité. Dans ces conditions, l'étude du rapport $\sigma^{J/\psi}/\ \sigma^{DY}$ constitue une mesure de précision de la section efficace de production du J/ψ. Elle permet, d'autre part, d'étudier l'évolution de la production du J/ψ en fonction de la centralité de la collision (dans les interactions S-U).

Des mesures ont été effectuées précédemment par l'expérience NA38 à $P_{lab} = 200$ GeV/c pour les systèmes p-W, p-U et S-U. Ces valeurs sont rappelées dans le tableau 5.5, ainsi

que celles des données NA51 (obtenues en calculant les rapports des sections efficaces $\sigma^{J/\psi}$ et σ^{DY}). Pour une comparaison rigoureuse des différents résultats, il convient de

système	$[E_T]$ ($< E_T >$)	L (fm)	$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}$ $[M_{DY}]$	$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}(norm.)$
p-p	—	0,0	214,9 ± 5,4 [4,3 : 8,0]	43,57 ± 4,07
p-d	—	0,13	201,1 ± 5,3 [4,3 : 8,0]	38,01 ± 3,55
p-W[3]	—	3,94	2.55 ± 0,25 [1,5 : 5,5]	27,92 ± 2,74
p-U [3]	—	4,57	2.76 ± 0,38 [1,5 : 5,5]	30,27 ± 4,17
S-U [12]	[13 : 34] (25,4)	5,06 ± 0,47	2,61 ± 0,07 [1,5 : 5,5]	25,22 ± 0,69
S-U [12]	[34 : 50] (42,2)	6,01 ± 0,45	2,36 ± 0,06 [1,5 : 5,5]	22,84 ± 0,56
S-U [12]	[50 : 64] (57,2)	6,72 ± 0,41	2,17 ± 0,05 [1,5 : 5,5]	21,02 ± 0,48
S-U [12]	[64 : 77] (70,6)	7,28 ± 0,40	2,08 ± 0,05 [1,5 : 5,5]	20,17 ± 0,44
S-U [12]	[77 : 88] (82,2)	7,64 ± 0,32	1,99 ± 0,05 [1,5 : 5,5]	19,24 ± 0,44

Tableau 5.5 : *Rapports $\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}$ pour divers systèmes. $[E_T]$ (exprimée en GeV) correspond aux tranches d'énergie transverse pour le système S-U ; $< E_T >$ est la valeur moyenne dans chaque tranche. $[M_{DY}]$ (exprimée en GeV/c²) est le domaine de masse dans lequel les événements Drell-Yan ont été mesurés. Le rapport $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}(norm.)$ est donné dans le domaine cinématique (énergie = 19,4 GeV, y^*= [0 : 1], cos(Θ_{CS}) = [-0,5 : 0,5] et M_{DY} = [2,9 : 4,5]).*

tenir compte de la composition en protons et neutrons des noyaux considérés. La section efficace σ^{AB}_{DY} serait exactement proportionnelle au produit $A\times B$ si les noyaux considérés étaient exclusivement formés soit de protons soit de neutrons. Afin de s'affranchir de la dépendance de la section efficace σ^{DY} des nombres de protons et de neutrons qui constituent les noyaux, nous avons donc choisi de recalculer les sections efficaces Drell-Yan pour des collisions de noyaux fictifs qui ne seraient formés que de protons. On utilisera pour les comparaisons :

$$\sigma^{AB}_{DY}(norm.) = AB \times \frac{\sigma^{AB}_{DY}(exp.)}{\sigma^{AB}_{DY}(LO)} \times \sigma^{pp}_{DY}(LO) \tag{5.6}$$

$\sigma^{AB}_{DY}(LO)$ est la section efficace théorique de production d'événements Drell-Yan dans les collisions AB, calculée à l'ordre (LO) dans le domaine cinématique de mesure ; $\sigma^{pp}_{DY}(LO)$ est, quant à elle, la section efficace théorique pour les collisions p-p, calculée dans le domaine cinématique dans lequel seront représentés les résultats, c'est à dire : ($\sqrt{s}$= 19,4 GeV, y^*= [0 : 1], cos(Θ_{CS}) = [-0,5 : 0,5] et M_{DY} = [2,9 : 4,5]). Par suite, s'appuyant sur l'équation 5.5 :

$$\frac{\sigma^{AB}_{J/\psi}}{\sigma^{AB}_{DY}(norm.)} = \left(\frac{\sigma^{AB}_{DY}(LO)}{\sigma^{AB}_{DY}(exp.)} \times \frac{\sigma^{pp}_{J/\psi}}{\sigma^{pp}_{DY}(LO)}\right) \times e^{-\sigma_{abs}\ \rho_0\ L} \tag{5.7}$$

où le terme devant l'exponentielle est indépendant de la proportion de protons et de neutrons dans les noyaux. Les valeurs de $\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}(norm.)$ des données p-W, p-U et S-U, ainsi corrigées, sont reportées dans le tableau 5.5 et sur la figure 5.5 qui représente l'évolution du rapport J/ψ/DY en fonction de L. Considérant les mesures faites à 200 GeV/c (p-W,

p-U, S-U) on observe un excellent accord entre les mesures expérimentales et le modèle d'absorption où σ_{abs} a été déterminée par ajustement et vaut :

$$\begin{cases} \sigma_{abs} = 6,14 \pm 0,68 \\ \text{avec } \rho_0 = 0,170 \end{cases}$$

Quant aux deux mesures p-p et p-d (NA51), rappelons qu'elles ont été obtenues pour $\sqrt{s}$= 29,1 GeV et y^*= [-0,4 : 0,6] et qu'il convient donc d'appliquer des corrections sur les sections efficaces de production de J/ψ (en plus de celles sur les sections efficaces Drell-Yan). Nous avons choisi d'appliquer à ces données la correction $C_{tot} = 0,405 \pm 0,037$ issue de l'ajustement sur $\sigma^{AB}_{J/\psi}/AB$ en fonction de L. Cette correction étant affectée d'une erreur de près de 9%, les données NA51 perdent le bénéfice de leur grande statistique pour une mesure précise de σ_{abs}. Notons cependant, que reportées à titre indicatif sur la figure 5.5 (et dans le tableau 5.5), elles apparaissent en très bon accord avec l'extrapolation à petit L du modèle d'absorption.

5.2.2.2 Données Pb-Pb

$[E_T]$	$N_{J/\psi}/N_{DY}$	$\mathcal{A}^{DY}/\mathcal{A}^{J/\psi}$	$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}$
tout E_T	14,13 ± 0,26 ± 0,18	1,122 ± 0,008	15,85 ± 0,31 ± 0,20
[5 : 45]	22,81 ± 1,84 ± 0,28	1,122 ± 0,008	25,59 ± 2,07 ± 0,32
[45 : 70]	16,65 ± 0,77 ± 0,23	1,122 ± 0,008	18,68 ± 0,87 ± 0,26
[70 : 105]	16,02 ± 0,32 ± 0,22	1,122 ± 0,008	17,97 ± 0,38 ± 0,24
[105 : 135]	12,59 ± 0,38 ± 0,19	1,122 ± 0,008	14,13 ± 0,44 ± 0,21
[135 : 175]	11,28 ± 0,47 ± 0,15	1,122 ± 0,008	12,66 ± 0,54 ± 0,16

Tableau 5.6 : *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}$ pour les données Pb-Pb. $[E_T]$ correspond aux tranches d'énergie transverse (exprimée en GeV). Les événements Drell-Yan ont été mesurés dans le domaine de masse $2,9 \leq M \leq 4,5$. Les rapports de sections efficaces sont donnés dans le même domaine.*

$< E_T >$	L (fm)	$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}$	$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}(norm.)$
94	8,57	15,85 ± 0,31 ± 0,20	12,41 ± 0,24 ± 0,15
34	6,94 ± 0,49	25,59 ± 2,07 ± 0,32	19,68 ± 1,59 ± 0,25
58	7,98 ± 0,36	18,68 ± 0,87 ± 0,26	14,37 ± 0,67 ± 0,20
88	8,86 ± 0,30	17,97 ± 0,38 ± 0,24	13,82 ± 0,29 ± 0,18
120	9,43 ± 0,17	14,13 ± 0,44 ± 0,21	10,87 ± 0,34 ± 0,16
147	9,71 ± 0,15	12,66 ± 0,54 ± 0,16	9,74 ± 0,42 ± 0,12

Tableau 5.7 : *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}(norm.)$ pour les données Pb-Pb. $< E_T >$ correspond à l'énergie transverse moyenne (exprimée en GeV). Les événements Drell-Yan ont été mesurés dans le domaine de masse $2,9 \leq M \leq 4,5$. Les rapports de sections efficaces sont donnés dans le même domaine.*

Le tableau 5.6 rappelle les résultats du chapitre précédent, le rapport du nombre d'événements $N_{J/\psi}/N_{DY}$ et les rapports des acceptances $\mathcal{A}^{DY}/\mathcal{A}^{J/\psi}$ pour des événements Drell-Yan appartenant au domaine de masse [2,9 : 4,5], et donne les valeurs $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$. Les valeurs corrigées $\sigma^{AB}_{J/\psi}/\sigma^{AB}_{DY}(norm.)$ sont données dans le tableau 5.7 où $\sigma^{J/\psi}$ a été rapportée au domaine cinématique de référence ($\sqrt{s}$= 19,4 GeV) en appliquant la correction de Schuler (C_{corr} = 1,323) déjà utilisée au paragraphe 5.1.3. La valeur $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ « tout E_T » a été corrigée des efficacités d'identification de ciblettes (voir §2.2.1), légèrement différentes pour les événements J/ψ et les événements Drell-Yan. Pour des tranches de E_T suffisamment étroites (comme c'est le cas ici) les résultats ne dépendent pas de cette efficacité.
La figure 5.6 montre l'évolution du rapport $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de l'énergie transverse, montrant une forte décroissance du rapport $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$, des collisions périphériques aux collisions les plus centrales.

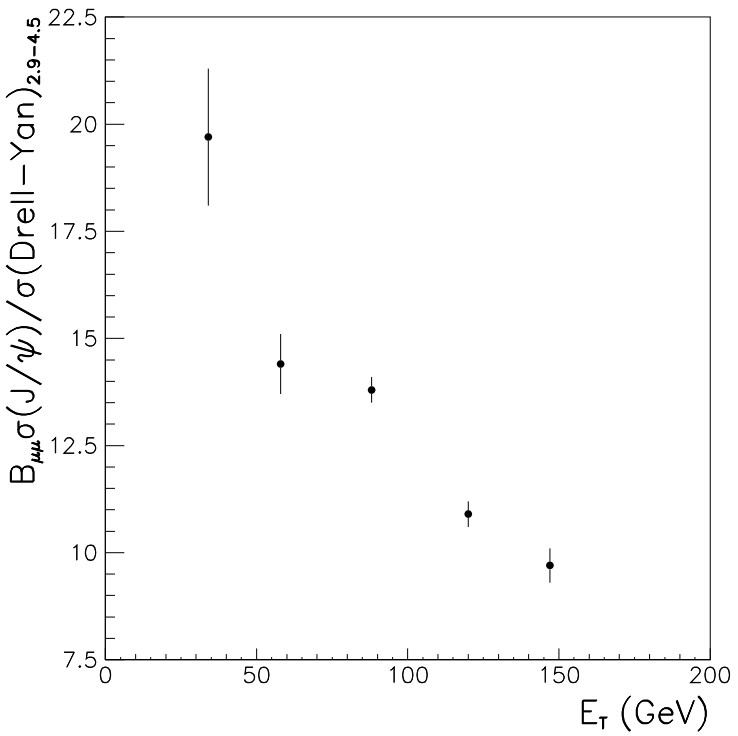

Figure 5.6 : *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de l'énergie transverse E_T pour les données Pb-Pb de l'expérience NA50.*

La figure 5.7 montre l'évolution du rapport $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, comparé aux valeurs des expériences NA38 et NA51. L'écart entre les résultats Pb et la droite représentant les valeurs attendues du modèle d'absorption est d'autant plus important que la centralité augmente, confirmant ainsi (comme il a été dit au paragraphe 5.1.3) l'intervention d'un phénomène nouveau dans les collisions Pb-Pb. Cet écart est évalué quantitativement dans le dernier chapitre.

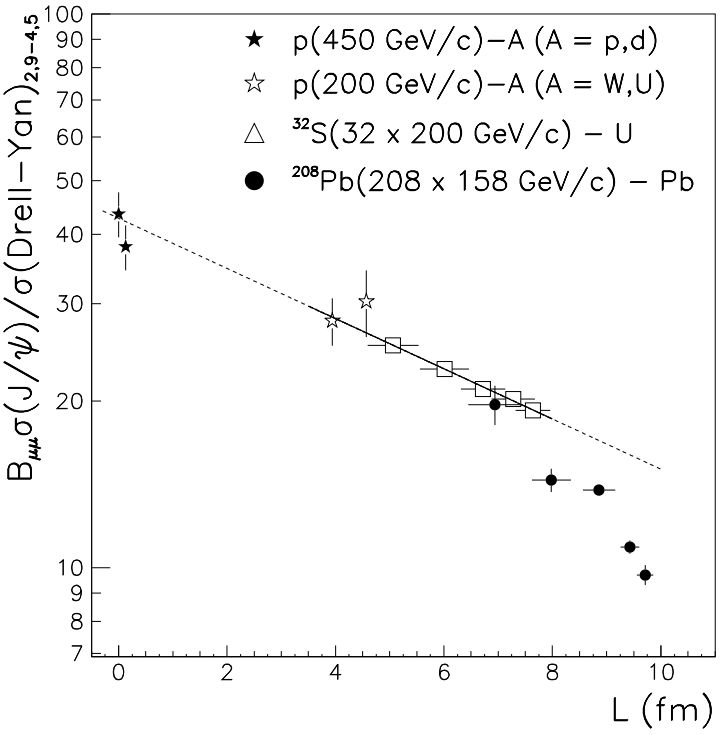

Figure 5.7 : *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, pour les données Pb-Pb de l'expérience NA50.*

5.3 Rapports de production $\psi'/J/\psi$

5.3.1 Données p-A

Le tableau 5.8 rappelle les résultats du chapitre précédent, le rapport du nombre d'événements $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ (§4.4.3.1), les acceptances respectivement du J/ψ et du ψ' (§4.3.2), et donne les rapports $\mathcal{A}^{J/\psi}/\mathcal{A}^{\psi'}$ pour l'ensemble des données p-A NA38 et NA51. Les rapports de sections efficaces $\sigma^{\psi'}/\ \sigma^{J/\psi}$ ont été calculés pour chacun des systèmes suivant l'expression :

$$\frac{B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}}{B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}} = \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \times \frac{\mathcal{A}^{J/\psi}}{\mathcal{A}^{\psi'}} \tag{5.8}$$

Cible (cm)	**H**[2] (120)	**D**[2] (120)	**C** (30)	**Al** (20)	**Cu** (2)	**Cu** (10,1)	**W** (1,5)	**W** (5,6)
$N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ (%)	2,01 ± 0,03	2,15 ± 0,03	2,45 ± 0,12	1,75 ± 0,32	2,15 ± 0,29	2,27 ± 0,11	2,38 ± 0,32	2,01 ± 0,13
$\mathcal{A}^{J/\psi}$ (%)	13,91 ± 0,03	13,74 ± 0,03	12,67 ± 0,04	12,78 ± 0,04	12,96 ± 0,04	12,70 ± 0,04	12,87 ± 0,04	12,73 ± 0,04
$\mathcal{A}^{\psi'}$ (%)	16,52 ± 0,03	16,40 ± 0,03	16,35 ± 0,05	16,46 ± 0,05	16,65 ± 0,05	16,44 ± 0,05	16,65 ± 0,05	16,47 ± 0,05
$\mathcal{A}^{J/\psi}/\mathcal{A}^{\psi'}$ ($\times 10^{-1}$)	8,420 ± 0,024	8,378 ± 0,024	7,749 ± 0,034	7,764 ± 0,034	7,784 ± 0,034	7,725 ± 0,034	7,730 ± 0,033	7,729 ± 0,034
$\psi'\ /\ J/\psi$ [1] (%)	1,69 ± 0,03	1,80 ± 0,03	1,90 ± 0,09	1,36 ± 0,25	1,67 ± 0,23	1,75 ± 0,09	1,84 ± 0,25	1,55 ± 0,10
					1,74[2] ± 0,08		1,59[3] ± 0,09	

Tableau 5.8 : *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\ B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données p-A NA38 et NA51.*

5.3.2 Comparaison avec d'autres systèmes légers

Ces valeurs peuvent être directement comparées aux mesures d'autres expériences afin de tester la sensibilité du rapport $\sigma^{\psi'}/\ \sigma^{J/\psi}$ aux changements de système ou d'énergie de la collision.

[1] $\psi'\ /\ J/\psi = B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\ B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$

[2] Valeur moyenne des deux ensembles de données Cu.

[3] Valeur moyenne des deux ensembles de données W.

5.3.2.1 Données p-A

Le tableau 5.9 rassemble l'ensemble des résultats obtenus ici, deux précédentes mesures de l'expérience NA38 pour les systèmes p-W et p-U et 5 valeurs provenant d'autres expériences. Ces résultats sont reportés sur la figure 5.8.
L'évolution du rapport $\sigma^{\psi'}/\ \sigma^{J/\psi}$ des points p-A (figure de gauche) est indépendant de la masse atomique de la cible : considérant la dépendance de $\sigma^{J/\psi}$ suivant la loi de puissance $\sigma^{pA}_{J/\psi} = \sigma^{pp}_{J/\psi} A^{\alpha}$ et celle de $\sigma^{\psi'}$ suivant la loi $\sigma^{pA}_{\psi'} = \sigma^{pp}_{\psi'} A^{\alpha'}$, le rapport des sections efficaces s'écrit : $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi} = (\sigma^{pp}_{J/\psi}/\sigma^{pp}_{\psi'}) \times A^{\alpha-\alpha'}$. Un ajustement sur l'ensemble des mesures donne $(\chi^2/ndl = 1,4)$:

$$\frac{\sigma^{pp}_{\psi'}}{\sigma^{pp}_{J/\psi}} = (1,75 \pm 0,02)\%$$

$$\Delta\alpha = \alpha' - \alpha = -0,001 \pm 0,07$$

où la valeur de $\Delta\alpha$, parfaitement compatible avec 0, montre que le rapport $\sigma^{\psi'}/\ \sigma^{J/\psi}$ est indépendant du numéro atomique de la cible. De plus, les mesures des divers systèmes ayant été faites à des énergies différentes, on peut, par ailleurs, déduire de son comportement que le rapport $\sigma^{\psi'}/\ \sigma^{J/\psi}$ (n'ayant ici subit aucune correction) est indépendant de l'énergie du faisceau.

	p_{lab}(GeV)	$\psi'/J/\psi$(%)	Exp.
p-p	450	1,69 ± 0,03	NA51
p-d	450	1,80 ± 0,03	NA51
p-C	450	1,90 ± 0,09	NA38
p-Al	450	1,36 ± 0,25	NA38
p-Cu	450	1,74 ± 0,08	NA38
p-W	450	1,59 ± 0,09	NA38
p-W	200	1,80 ± 0,17	NA38[3]
p-U	200	1,77 ± 0,22	NA38[3]
p-p	$\sqrt{s} = 63$	1,9 ± 0,6	ISR [7]
p-Li	300	1,88 ± 0,26 ± 0,05	E705 [9]
p-Be	400	1,7 ± 0,5	E288 [8]
p-Si	800	1,65 ± 0,20	E771 [10]
p-Au	800	1,8 ± 0,1 ± 0,2	E789 [11]

Tableau 5.9 : *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\ B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données p-A NA38 et NA51, étudiées ici, comparées à ceux obtenus précédemment par NA38 et d'autres expériences.*

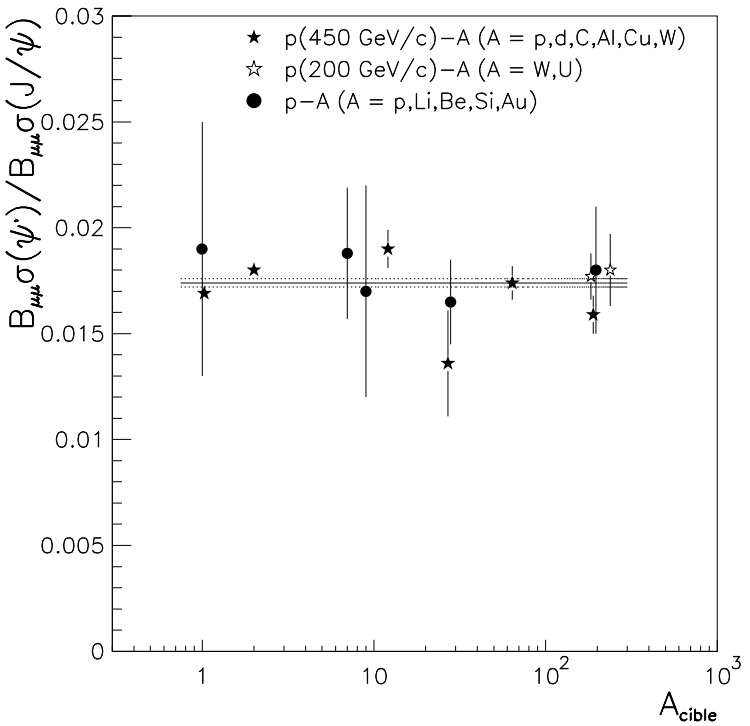

Figure 5.8 : *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de la masse atomique de la cible.*

5.3.2.2 Données S-U

Considérons maintenant le cas des données S-U. Les valeurs des résultats étudiés dans [12] sont données dans le tableau 5.10 et reportées sur la figure 5.9.

	$[E_T]$	$< E_T >$	$B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$	Exp.
S-U	[13 : 88]	60,5	0,76 ± 0,06	NA38 [12]
S-U	[13 : 34]	25,4	1,15 ± 0,13	NA38 [12]
S-U	[34 : 50]	42,2	0,91 ± 0,12	NA38 [12]
S-U	[50 : 64]	57,2	0,77 ± 0,11	NA38 [12]
S-U	[64 : 77]	70,6	0,56 ± 0,10	NA38 [12]
S-U	[77 : 88]	82,2	0,39 ± 0,11	NA38 [12]

Tableau 5.10 : *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ (exprimés en %) des données S-U NA38 [12].*

Le ψ' est fortement supprimé, relativement au J/ψ, des collisions p-A aux interactions S-U et d'autant plus fortement que croît l'énergie transverse émise lors de la collision. Cette observation indique qu'un phénomène nouveau (par comparaison aux données p-A) conduit à une forte suppression de la résonance ψ'.

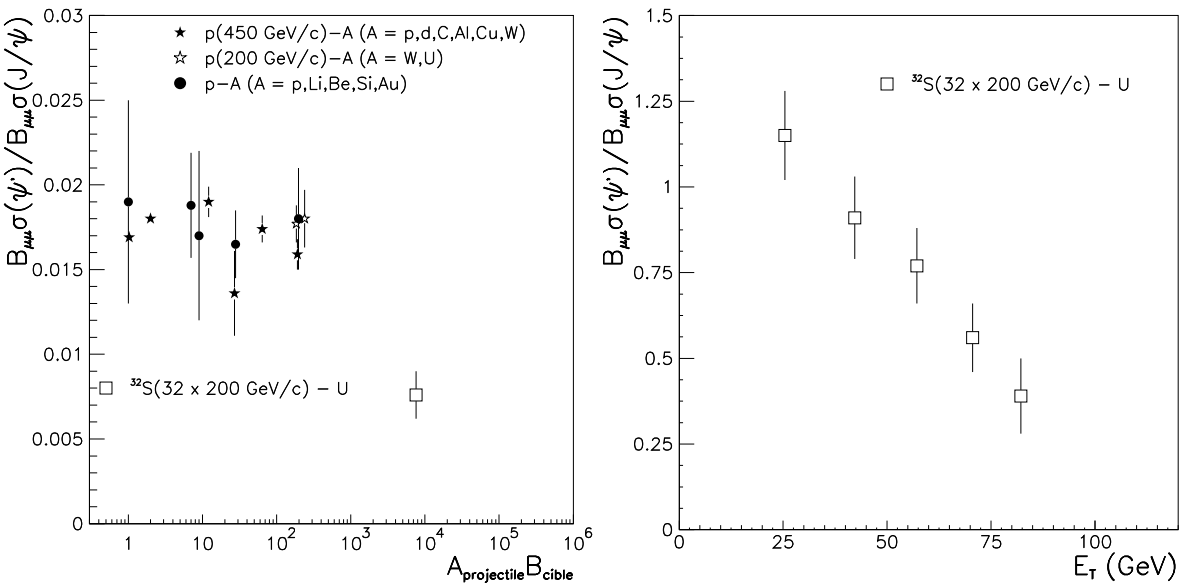

Figure 5.9 : *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données S-U; en fonction de la masse atomique de la cible (figure de gauche); en fonction de l'énergie transverse (figure de droite).*

5.3.3 Données Pb-Pb

Le tableau 5.11 rappelle les résultats du chapitre précédent, le rapport du nombre d'événements $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$, les acceptances respectivement du J/ψ et du ψ', et donne les rapports $\mathcal{A}^{J/\psi}/\mathcal{A}^{\psi'}$ pour les données NA50. La valeur intégrée sur la centralité, reportée

$[E_T]$	$< E_T >$	$N_{\psi'}/N_{J/\psi}(\%)$	$\mathcal{A}^{J/\psi}/\mathcal{A}^{\psi'}(\times 10^{-1})$	$B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}(\%)$
tout E_T	94	0,66 ± 0,04 ± 0,04	8,379 ± 0,020	0,55 ± 0,03 ± 0,04
[5 : 45]	34	1,57 ± 0,18 ± 0,02	8,379 ± 0,020	1,32 ± 0,15 ± 0,02
[45 : 70]	58	0,78 ± 0,09 ± 0,03	8,379 ± 0,020	0,65 ± 0,08 ± 0,02
[70 : 105]	88	0,74 ± 0,11 ± 0,03	8,379 ± 0,020	0,62 ± 0,09 ± 0,03
[105 : 135]	120	0,37 ± 0,12 ± 0,04	8,379 ± 0,020	0,31 ± 0,10 ± 0,03
[135 : 175]	147	0,54 ± 0,17 ± 0,05	8,379 ± 0,020	0,45 ± 0,14 ± 0,04

Tableau 5.11 : *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données Pb-Pb de l'expérience NA50. Les erreurs statistiques et systématiques ont été additionnées linéairement. Les énergies sont données en GeV.*

sur la figure 5.10, est voisine de la valeur obtenue pour les collisions S-U, indiquant une saturation du rapport $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ dans les collisions Pb-Pb. Cette observation est confirmée par l'évolution de $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ en fonction de la centralité (figure 5.10) dès la deuxième

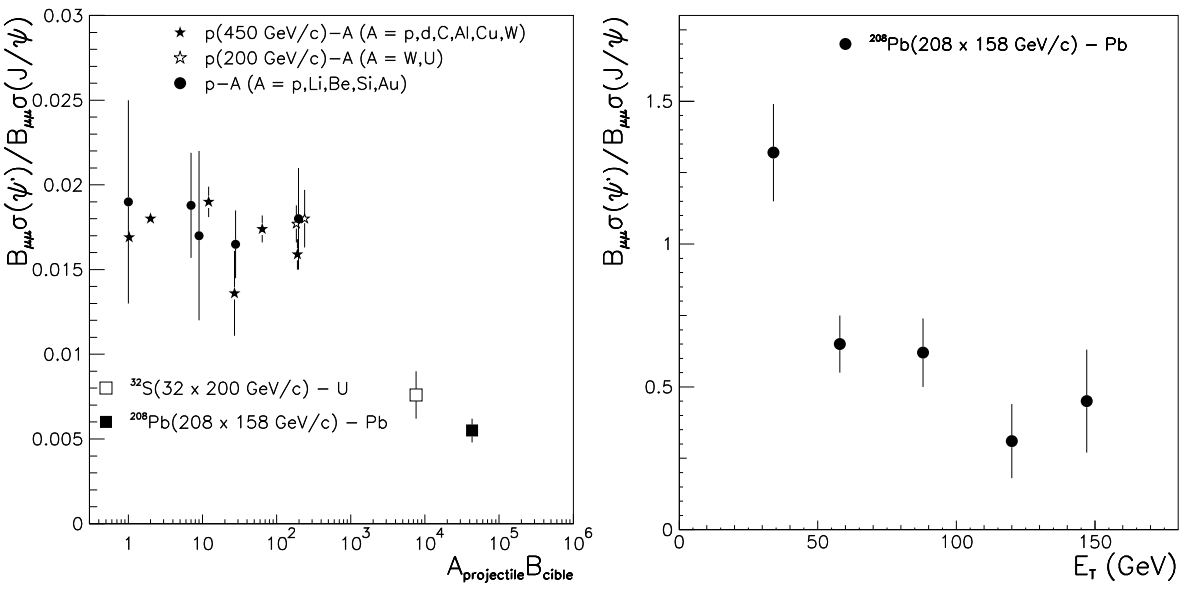

Figure 5.10 : *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ des données Pb-Pb ; en fonction de la masse atomique de la cible (figure de gauche) ; en fonction de l'énergie transverse (figure de droite).*

tranche d'énergie transverse.
Notons cependant que, du fait du comportement anormalement « supprimé » du J/ψ, le rapport $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ est difficilement interprétable dans le cas des données Pb-Pb.
Dans le dernier chapitre, nous présenterons le comportement du rapport $\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$, plus pertinent pour interpréter les résultats de la mesure du ψ' dans les collisions Pb-Pb.

Bibliographie

[1] F. Staley, Thèse de l'Université de Savoie, Annecy (1989).

[2] L. Fredj, Thèse de l'Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (1991).

[3] C. Lourenço, Thèse de l'Institut Supérieur de technique, Lisbone (1995).

[4] C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B **270** (1991) 105-110.

[5] C. Lourenço, communication privée.

[6] G. A. Schuler, « Quarkonium production and decays »,CERN-TH.7170/94 (HEP-PH/9403387) 1994.

[7] A. G. Clark *et al.*, Nuc. Phys. **B142** (1978) 29-52.

[8] H. D. Snyder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 1415.

[9] L. Antoniazzi *et al.*, Phys. Rev. D **46** (1992) 4828.

[10] T. Alexopoulos *et al.*, Phys. Lett. B **374** (1996) 271–276.

[11] M. H. Schub *et al.*, Phys. Rev. D **52** (1995) 1307.

[12] A. Borhani, Thèse de l'Université Paris VI, Palaiseau (1996).

[13] D. Kharzeev *et al.*, CERN-TH/96-328 (1996).

[14] F. Bellaiche, Thèse de l'Université Claude Bernard, Lyon (1997).

[15] J.-P. Blaizot et J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. **77**, 1703–1706 (1996).

Chapitre 6

Discussion des résultats et conclusion

Ce chapitre rassemble les résultats obtenus dans le chapitre précédent. La production des *charmonia* est analysée dans le cadre de modèles théoriques simples en vue d'interpréter de manière cohérente l'ensemble des observations expérimentales.

6.1 La référence : le Drell-Yan

Nous commençons cette étude par l'interprétation des résultats obtenus sur les sections efficaces de production d'événements Drell-Yan.
Dans les collisions noyau-noyau, la section efficace Drell-Yan est obtenue théoriquement en sommant sur les interactions élémentaires proton-proton, proton-neutron et neutron-neutron.

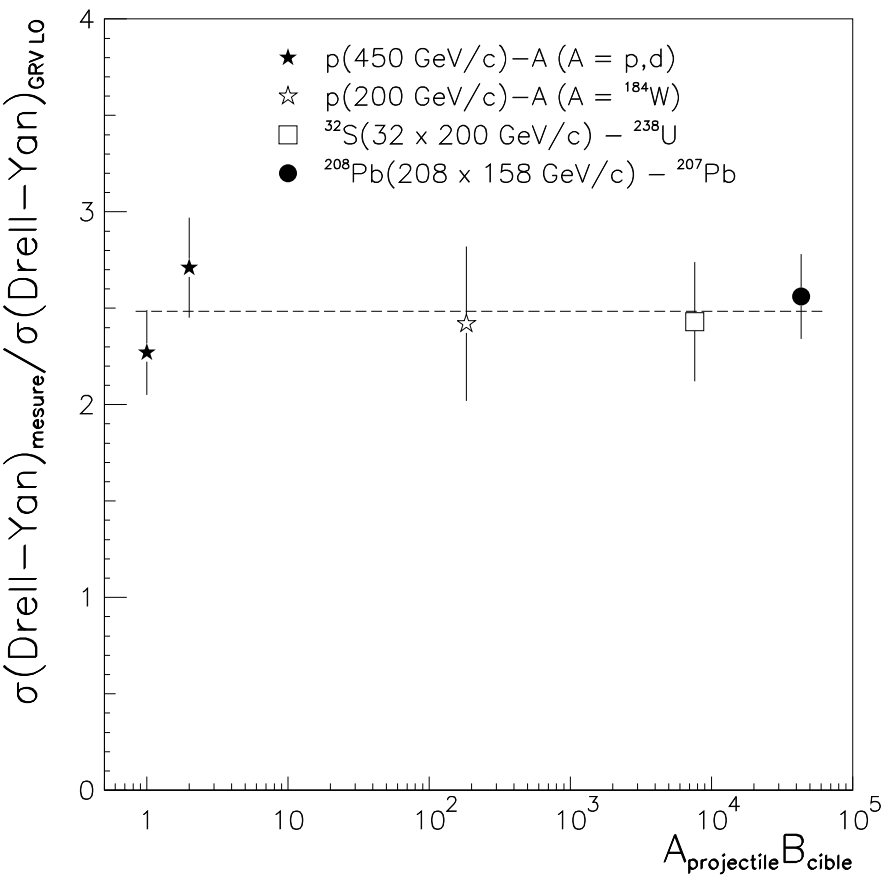

Figure 6.1 : *Rapports K_{DY} en fonction de AB, pour les données des expériences NA38, NA51 et NA50.*

Afin de vérifier son comportement dans les interactions d'ions lourds, nous avons comparé l'ensemble des sections efficaces de production d'événements Drell-Yan obtenues par les expériences NA38, NA51 et NA50.
La figure 6.1 rassemble ces résultats. Elle représente l'évolution du facteur K_{DY}[1] en fonction du produit des masses atomiques des noyaux projectile et cible. Cette figure montre que le facteur K_{DY} de chaque système est parfaitement compatible avec la valeur moyenne $K_{DY} = 2{,}5 \pm 0{,}1$, indiquant que les sections efficaces mesurées sont, au facteur multiplicatif

[1]Rappelons que le facteur K_{DY} est le rapport de la section efficace mesurée sur la section efficace théorique calculée à l'ordre le plus bas (LO).

K_{DY} près, bien reproduites par les valeurs calculées théoriquement. Ceci confirme l'insensibilité, pour tous les systèmes, du processus Drell-Yan à l'état de la matière produite et permet de conclure que le Drell-Yan est bien, jusque dans les collisions d'ions lourds, un processus additif obtenu en sommant sur les interactions élémentaires nucléon-nucléon. Tenant compte de la composition en protons et neutrons des noyaux (voir paragraphe §5.2.2.1), la section efficace de production des événements Drell-Yan est proportionnelle au produit AB (proportionnel au nombre de collisions) des nombres de nucléons des noyaux A et B et peut ainsi servir de référence pour étudier la production des résonances J/ψ et ψ'.

6.2 Production de J/ψ et de ψ' dans les collisions de projectiles légers

Nous présentons ici les résultats obtenus sur les mesures des productions des J/ψ et ψ' dans les collisions de projectiles légers, des protons jusqu'aux ions soufre.

6.2.1 Les résultats sur les production du J/ψ et du ψ'

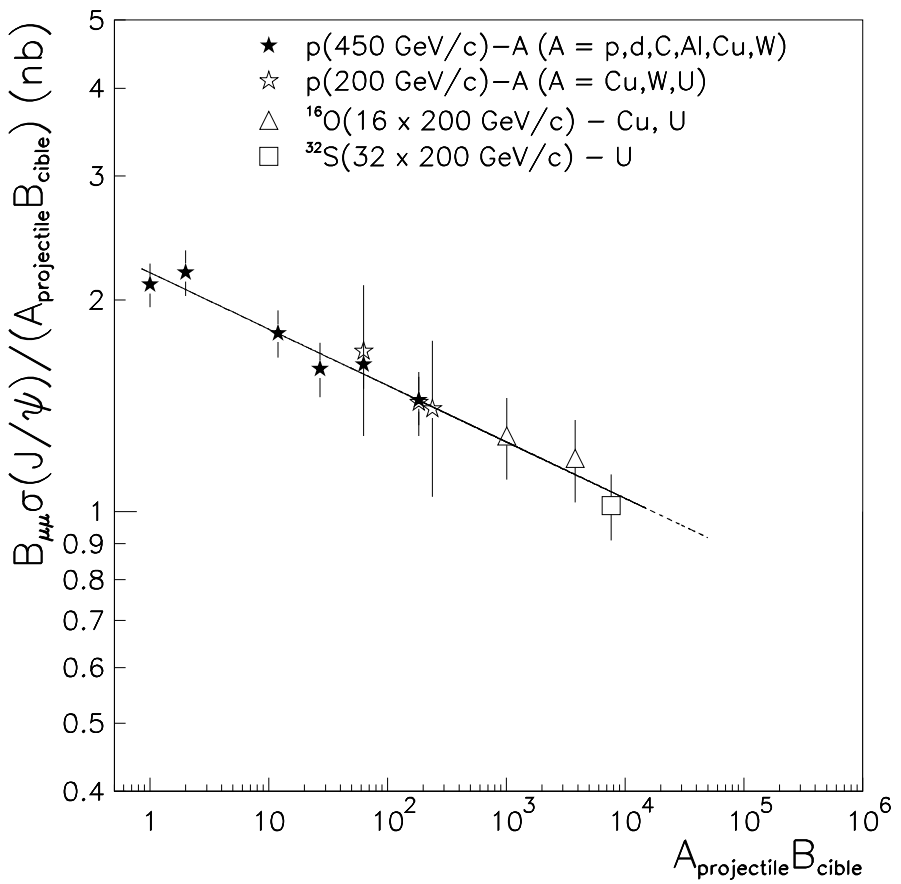

Figure 6.2 : *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de AB pour les données des expériences NA38 et NA51.*

La figure 6.2 représente l'évolution de la section efficace de production du J/ψ (normalisée au produit AB des masses atomiques des noyaux projectile et cible) en fonction de AB. La dépendance de $\sigma^{J/\psi}$ en fonction du produit AB peut être exprimée suivant la loi de puissance $\sigma^{AB}_{J/\psi} = \sigma^{pp}_{J/\psi}\,(AB)^{\alpha}$ et un ajustement sur les données conduit à $\alpha = 0,920 \pm 0,015$ ($\chi^2/ndl = 0,2$), montrant que la production du J/ψ est d'autant plus supprimée que le nombre de nucléons impliqués dans la collision (ou que le nombre de collisions élémentaires nucléon-nucléon) est grand.

La section efficace de production du ψ' suit aussi la loi de puissance $\sigma^{AB}_{\psi'} = \sigma^{pp}_{\psi'}\,(AB)^{\alpha'}$ et peut être étudiée précisément au travers des rapports de production $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$.

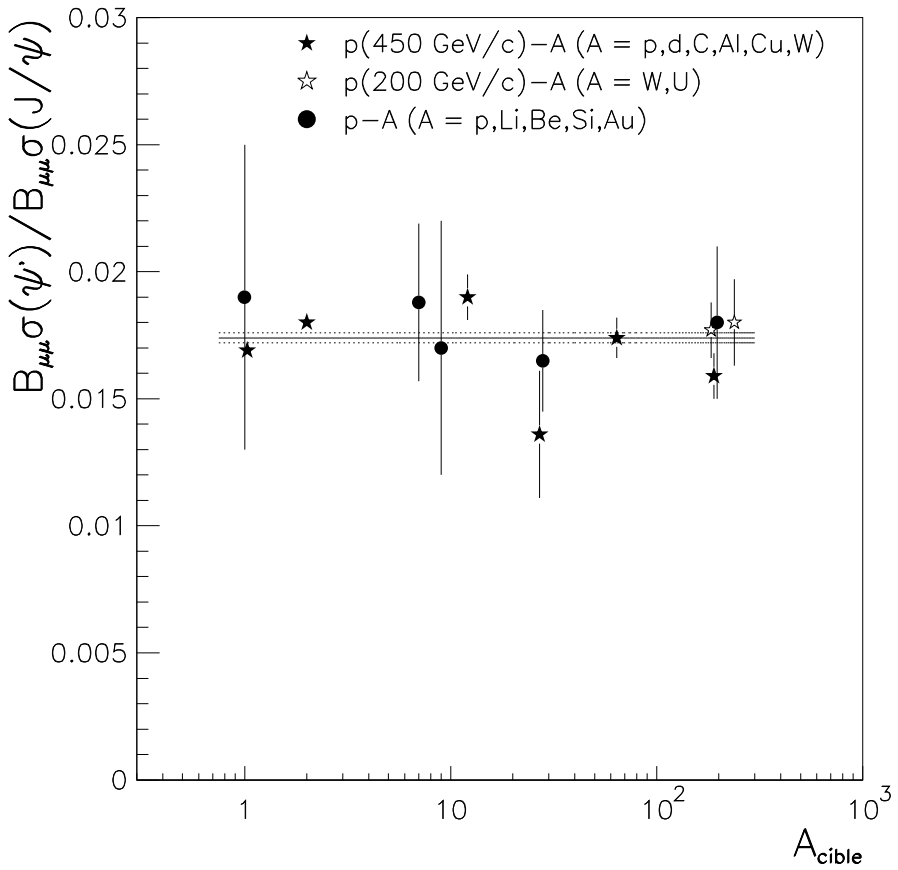

Figure 6.3 : *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de la masse atomique de la cible des données p-A des expériences NA38 et NA51. Les données p-p, Li, Be, Si, Au (les points ronds) proviennent d'autres expériences (voir tableau 5.9).*

La figure 6.3 montre les rapports de production $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ des données p-A des expériences NA38 et NA51 en fonction de la masse atomique de la cible. Aucune décroissance n'est observée. L'ajustement sur ces points de la loi de puissance $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi} = K\,(AB)^{\alpha'-\alpha}$, où α (α') est l'exposant de la loi de puissance décrivant le comportement de $\sigma^{J/\psi}$ ($\sigma^{\psi'}$),

conduit à $K = 1,75 \pm 0,02\%$ (le rapport des sections efficaces de production $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ dans les données p-A) et $\alpha' - \alpha = 0,00 \pm 0,07$ ($\chi^2/ndl = 1,4$). Ce résultat montre avec une bonne précision que les suppressions des J/ψ et ψ' sont identiques dans les données p-A.

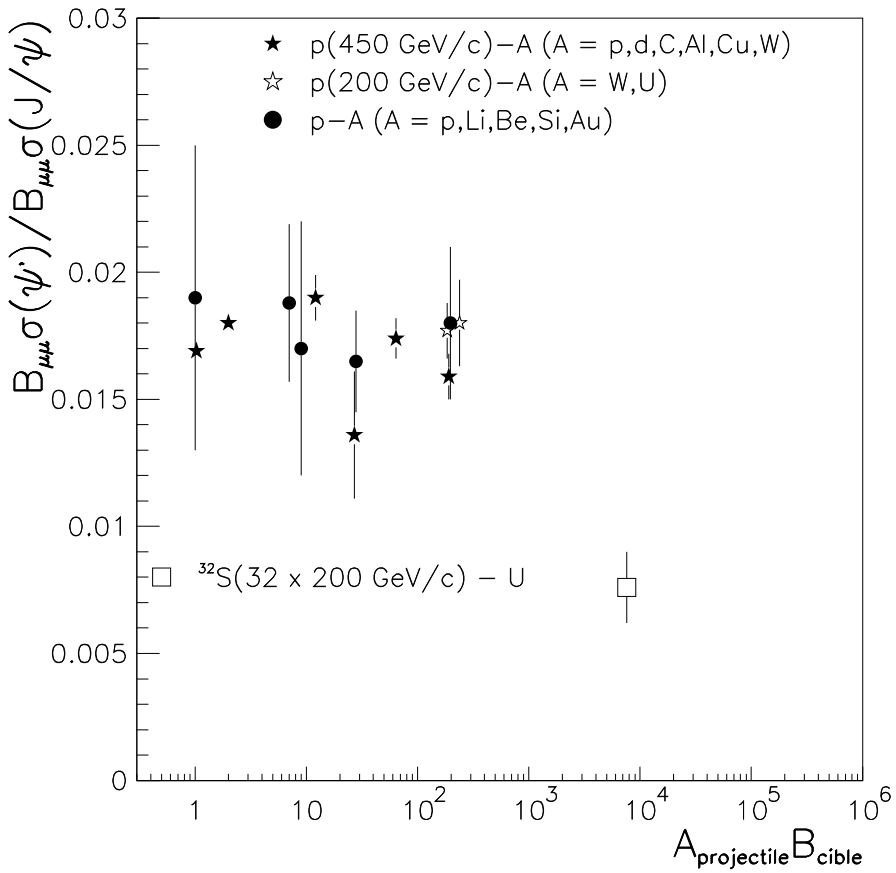

Figure 6.4 : *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de la masse atomique de la cible des données des expériences NA38 et NA51. Les données p-p, Li, Be, Si, Au (les points ronds) proviennent d'autres expériences.*

Toutefois, les résultats des données S-U (figure 6.4) montrent une suppression beaucoup plus importante pour le ψ' que pour le J/ψ.

6.2.2 Interprétation théorique : le modèle d'absorption

Depuis peu, la production supprimée du J/ψ est interprétée en terme d'absorption d'un état prérésonant (l'état singlet de couleur $|(c\bar{c})_8 g >$) avant la formation de la résonance [1]. La variable utilisée pour décrire ce mécanisme, L, est la longueur moyenne de matière nucléaire vue par l'état $|(c\bar{c})_8 g >$ [2]. Suivant cette interprétation, la suppression du J/ψ peut être décrite, en première approximation, par une décroissance

exponentielle en fonction de L. La figure 6.5 montre l'évolution de $\sigma^{AB}_{J/\psi}/AB$ en fonction de L.

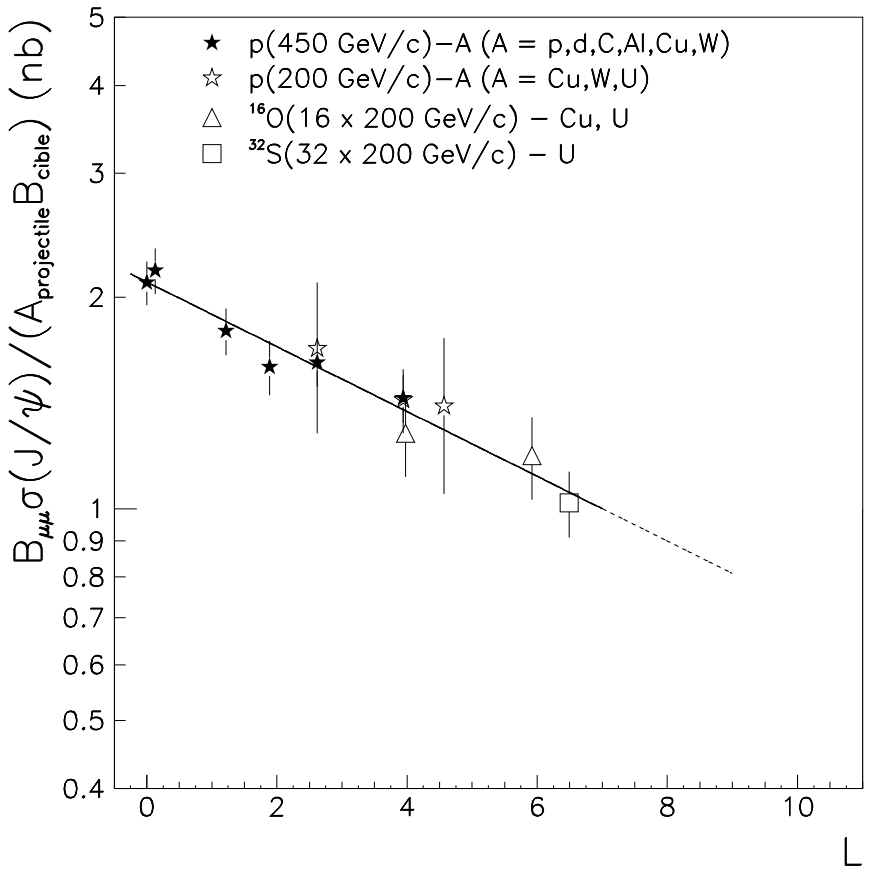

Figure 6.5 : *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de L, des données des expériences NA38 et NA51.*

La droite représente la probabilité de survie du J/ψ, paramétrisée par la fonction $\exp(-\rho_0\sigma^{J/\psi}_{abs}L)$ où $\rho_0 = 0,17$ nucléons/fm^3 est la densité nucléaire normale et $\sigma^{J/\psi}_{abs}$ la section efficace d'absorption de l'état prérésonant. Un ajustement sur les données conduit à $\sigma^{J/\psi}_{abs} = 6,2 \pm 1,2$ mb ($\chi^2/ndl = 0,3$) et montre qu'il n'existe aucune discontinuité dans la suppression du J/ψ, depuis les collisions de projectiles légers jusqu'aux collisions d'ions soufre. Une étude plus fine, présentée dans [3], donne une valeur de la section efficace d'absorption égale à 7,3 ± 0,6 mb, en accord avec la mesure obtenue ici.

La variable L peut être utilisée pour étudier la dépendance de $\sigma^{J/\psi}$ par collision en fonction de la centralité, dans les réactions S-U. On utilise la section efficace Drell-Yan σ^{DY} qui, corrigée des différences des nombres de protons et de neutrons constituant les noyaux (voir paragraphe §5.2.2.1) est proportionnelle au nombre de collisions. La figure 6.6 montre l'évolution de $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ pour 5 valeurs de L (5 tranches de centralité) pour le système S-U, ainsi que les résultats des données p-p et p-d de NA51, et p-W et p-U de

NA38.
Ici encore, nous avons utilisé une fonction exponentielle pour ajuster sur les données la section efficace d'absorption. L'ajustement a été limité aux données mesurées dans le même domaine cinématique (afin d'éviter les incertitudes sur les corrections à appliquer pour changer de domaine), *i. e.* p-W, p-U et S-U.
La valeur de la section efficace d'absorption, obtenue par ajustement sur les données, vaut $\sigma_{abs}^{J/\psi} = 6{,}1 \pm 0{,}7$ mb et est parfaitement compatible avec la valeur obtenue par ajustement des sections efficaces. Notons que l'utilisation des seules erreurs statistiques a permis de réduire l'erreur sur $\sigma_{abs}^{J/\psi}$ de près de 70 % (l'étude du rapport $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ permet de s'affranchir des erreurs systématiques qui proviennent de la mesure des luminosités).

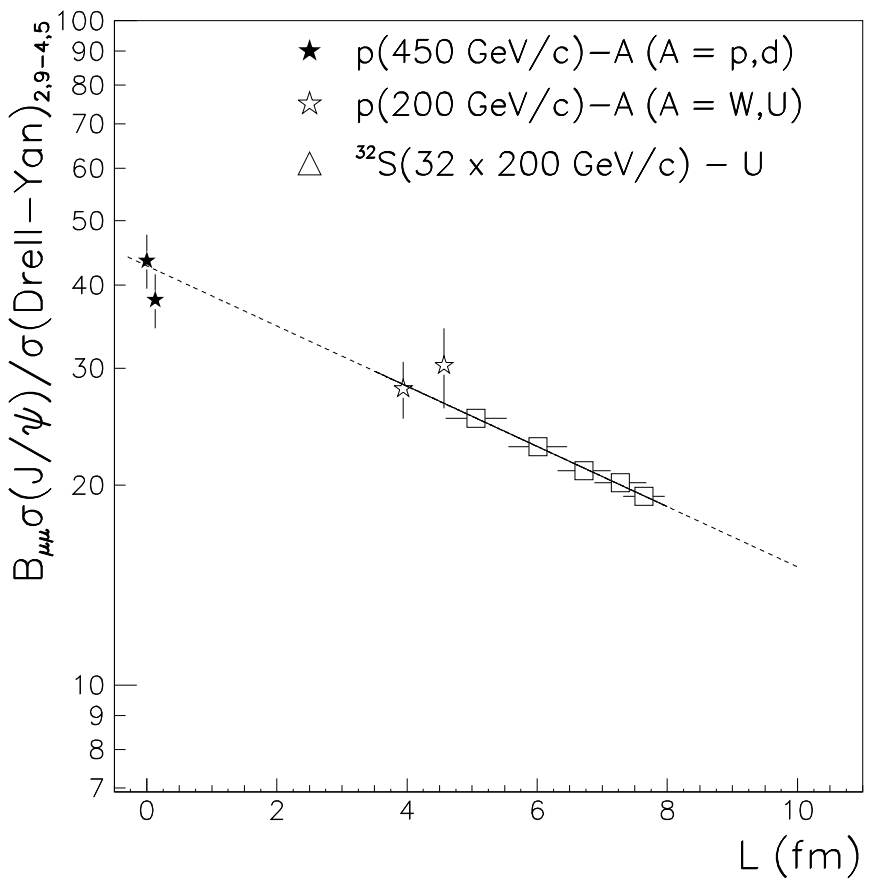

Figure 6.6 : *Rapports $B_{\mu\mu}^{J/\psi}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, pour les données des expériences NA51 et NA38.*

Comme nous l'avons vu précédemment, les suppressions des J/ψ et ψ' sont identiques dans les données p-A. Cette observation est en bon accord avec le modèle de l'absorption de l'état prérésonant $|(c\bar{c})_8 g>$ par la matière nucléaire. En effet, suivant ce modèle, le temps de formation des résonances est suffisamment long [1] pour que seul l'état $|(c\bar{c})_8 g>$ voit la matière nucléaire (les J/ψ et ψ' sont formés après que les noyaux se soient croisés). Dans ces conditions, puisque cet état prérésonant ne possède aucune information sur son

futur état résonant, les J/ψ et ψ' doivent être également supprimés ; ce que confirment les résultats expérimentaux. Dans les collisions S-U, le ψ' est plus fortement supprimé que le J/ψ (voir figure 6.4). Cette suppression est attribuée à l'interaction, dans l'état final de la réaction, de la résonance ψ' finalement formée, avec les « covoyageurs » (« comovers ») produits dans la phase hadronique ([1], [3]). En effet, les covoyageurs peuvent facilement détruire la résonance ψ', faiblement liée, mais ont une faible influence sur l'état fortement lié J/ψ [4] (les énergies de liaison des J/ψ et ψ' sont données dans le tableau 1.1 du chapitre 1). La conséquence est une forte décroissance du rapport $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ dans les collisions où un gaz de hadrons est formé dans l'état final de la réaction.

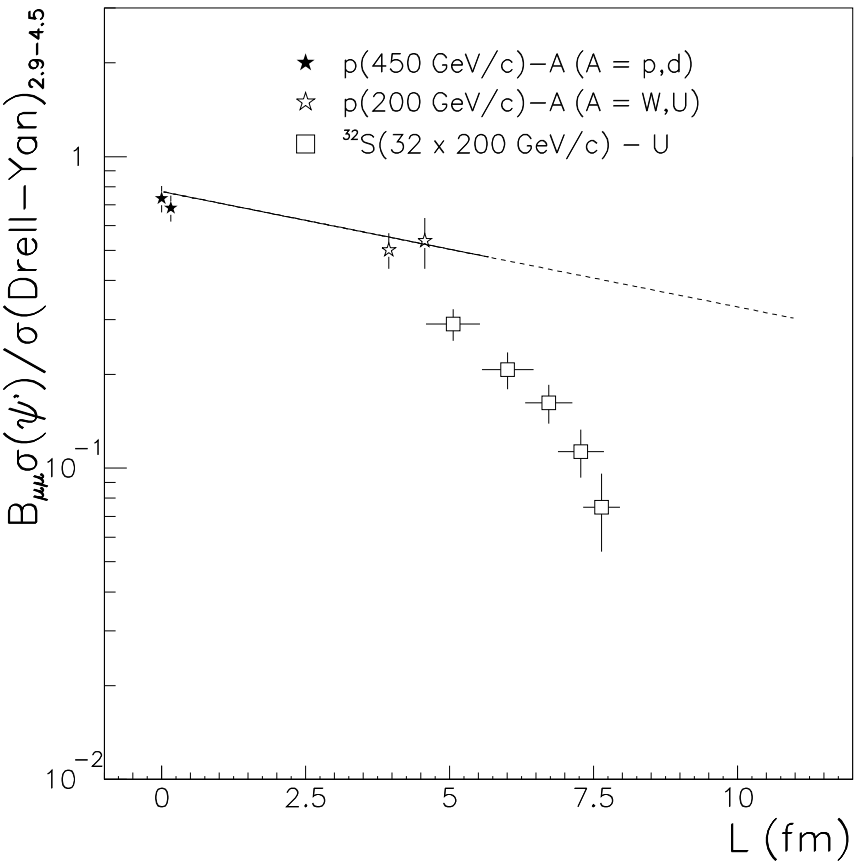

Figure 6.7 : *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, pour les données des expériences NA51 et NA38.*

Cette interprétation est en bon accord avec les comportements observés. La figure 6.7 montre les rapports $\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$ en fonction de L pour les systèmes p-p, p-d, p-W, p-U et S-U (par tranche de centralité). Ces valeurs ont été calculées à partir des rapports $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ et $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ et sont reportées dans le tableau 6.1.
La courbe sur la figure 6.7 représente la fonction $\exp(-\rho_0\sigma_{abs}L)$, déjà utilisée pour l'étude des rapports $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$. Dans le cas des données p-A, nous avons utilisé $\sigma_{abs} = 6{,}1 \pm 0{,}7$ mb

puisque le rapport $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ est constant pour ces systèmes. Les résultats des données S-U montrent clairement l'apparition de la discontinuité due aux interactions du ψ' avec les covoyageurs : à la différence des collisions p-A, un gaz de hadrons est formé dans les collisions S-U.
Une description détaillée de la suppression du ψ' par ses interactions avec les covoyageurs est donnée dans [3].

	$[E_T]$	$(< E_T >)$	L (fm)	$B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$	$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$	$B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$
p-p	—		0,0	1,69 ± 0,03	43,6 ± 4,1	73,7 ± 7,1
p-d	—		0,13	1,80 ± 0,03	38,0 ± 3,6	68,4 ± 6,6
p-W	—		3,94	1,80 ± 0,17	27,9 ± 2,7	50,2 ± 6,8
p-U	—		4,57	1,77 ± 0,22	30,3 ± 4,2	53,6 ± 10,0
S-U	[13 : 34]	(25,4)	5,06 ± 0,47	1,15 ± 0,13	25,2 ± 0,7	29,0 ± 3,4
S-U	[34 : 50]	(42,2)	6,01 ± 0,45	0,91 ± 0,12	22,8 ± 0,6	20,7 ± 2,8
S-U	[50 : 64]	(57,2)	6,72 ± 0,41	0,77 ± 0,11	21,0 ± 0,5	16,2 ± 2,3
S-U	[64 : 77]	(70,6)	7,28 ± 0,40	0,56 ± 0,10	20,2 ± 0,4	11,3 ± 2,0
S-U	[77 : 88]	(82,2)	7,64 ± 0,32	0,39 ± 0,11	19,2 ± 0,4	7,49 ± 2,1

Tableau 6.1 : *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ (exprimés en %), $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ et $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$ (exprimés en %) des données p-p et p-d de l'expérience NA51, et p-W, p-U et S-U de l'expérience NA38. Les énergies sont exprimées en GeV.*

6.2.3 Conclusion

La comparaison des résultats obtenus pour les collisions de protons et de projectiles plus lourds, jusqu'au soufre, permet de décrire un schéma cohérent des mécanismes de suppression des résonances J/ψ et ψ'. La suppression des états prérésonants par la matière nucléaire des noyaux projectile et cible, et l'interaction du ψ' (dans les collisions S-U) avec les covoyageurs produits tardivement dans la collision, suffisent à rendre compte des données.
Cette interprétation et les résultats obtenus dans les collisions de projectiles légers fournissent une bonne référence pour étudier le comportement des J/ψ et ψ' dans les collisions Pb-Pb.

6.3 Production de J/ψ et de ψ' dans les interactions Pb-Pb

Dans cette partie, nous présentons les résultats de la production des *charmonia* dans les collisions Pb-Pb.

6.3.1 Les résultats des données Pb-Pb

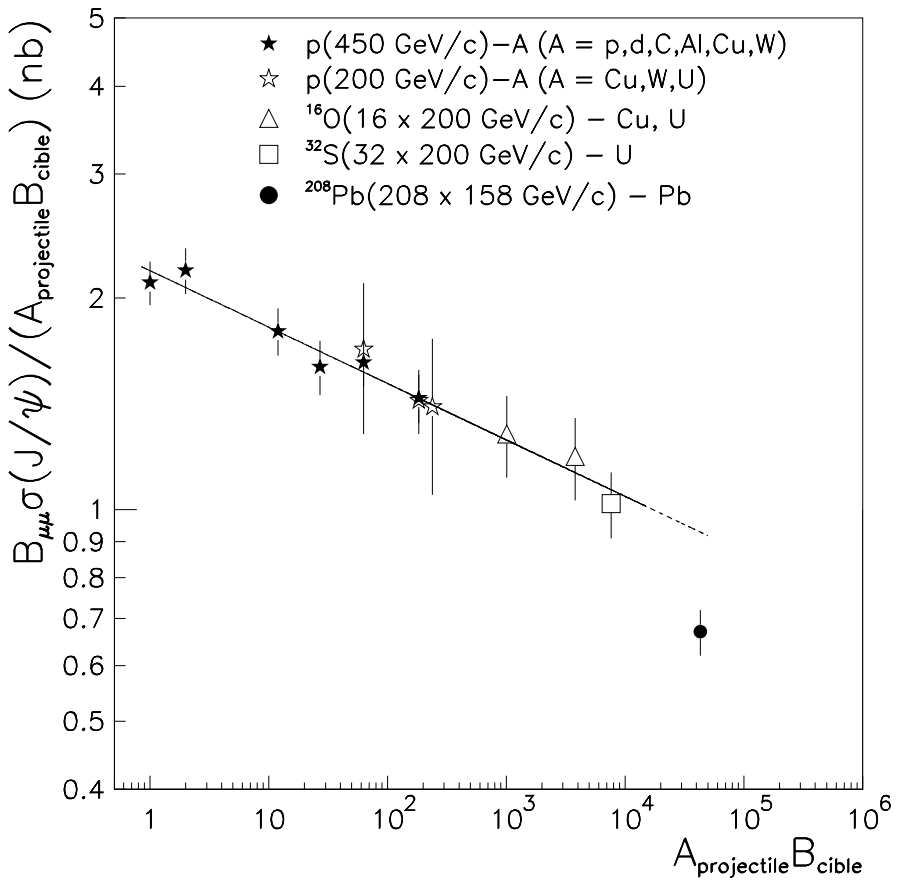

Figure 6.8 : *Sections efficaces $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de AB, des données NA38, NA51 et NA50.*

La figure 6.8 représente l'évolution de la section efficace de production du J/ψ (normalisée au produit AB des masses atomiques des noyaux projectile et cible) en fonction de AB.
La courbe représente la loi de puissance $\sigma^{AB}_{J/\psi} = \sigma^{pp}_{J/\psi}\ AB^{\alpha}$ avec $\alpha = 0,920 \pm 0,015$ (voir §6.2.1). L'extrapolation de cette droite jusqu'à la valeur de AB du point Pb permet d'estimer la section efficace attendue des données Pb-Pb. La valeur observée expérimentalement s'écarte fortement de la valeur attendue. Afin d'estimer quatitativement l'écart entre va-

leur mesurée et valeur attendue, on introduit le rapport R_K défini par :

$$R_K = \frac{\sigma^{J/\psi}\ mesurée}{\sigma^{J/\psi}\ attendue} \tag{6.1}$$

Tout résultat suivant le comportement normal de suppression donne une valeur de R_K voisine de 1. Dans le cas des données Pb-Pb, on trouve $R_K^{Pb-Pb} = 0,74 \pm 0,06$. Ce résultat met en évidence l'apparition d'un phénomène nouveau, s'ajoutant au comportement normal et conduisant à une forte suppression de la production du J/ψ.

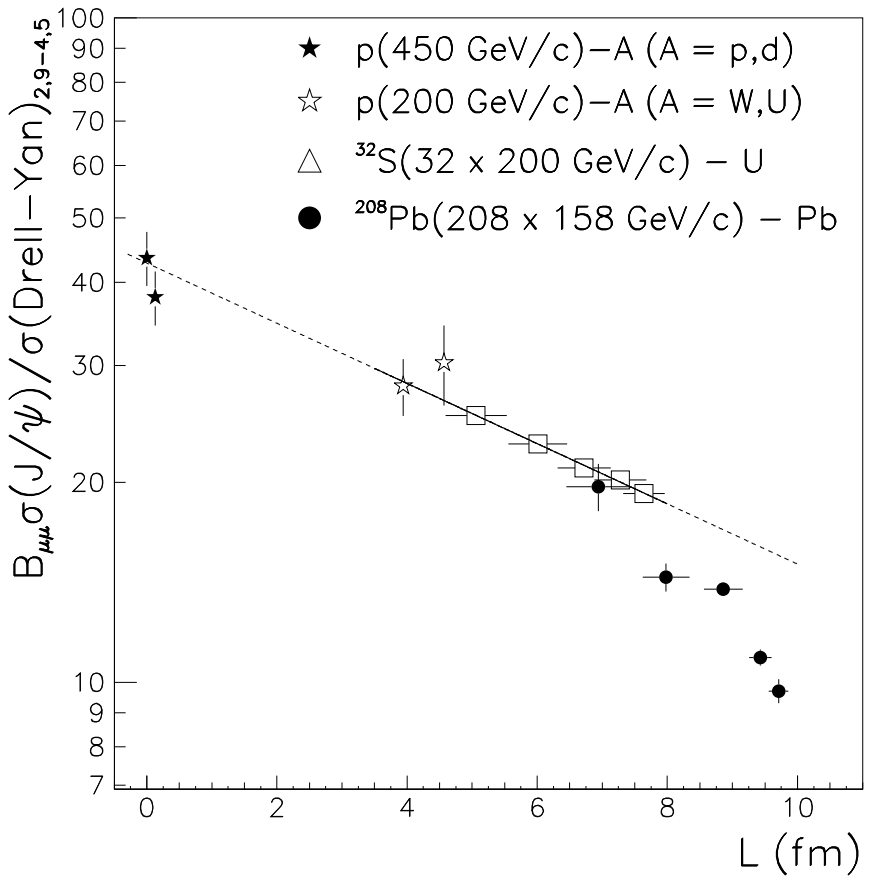

Figure 6.9 : *Rapports $B_{\mu\mu}^{J/\psi}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, pour les données des expériences NA38, NA51 et NA50.*

Une estimation plus précise de R_K peut être faite à l'aide des rapports de production $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ qui sont exempts des effets systématiques liés à la mesure de la luminosité. Dans ce cas, la valeur de R_K vaut (pour $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY} = 12,4 \pm 0,24 \pm 0,15$ et $L = 8,57$ fm) :

$$R_K^{Pb-Pb} = 0,71 \pm 0,03$$

portant l'écart entre valeur mesurée et valeur attendue à près de 10 écarts standards. De plus, les rapports $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ nous permettent d'observer l'évolution de la production du

J/ψ en fonction de la centralité.
La figure 6.9 montre les rapports $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ en fonction de L. La droite représente la fonction exponentielle traduisant l'absorption de l'état $|c\bar{c}g>$ par la matière nucléaire pour la section efficace d'absorption $\sigma_{abs}^{J/\psi} = 6{,}1 \pm 0{,}7$ mb. Les données Pb-Pb montrent que l'écart avec la courbe du modèle d'absorption est d'autant plus important que la centralité augmente.

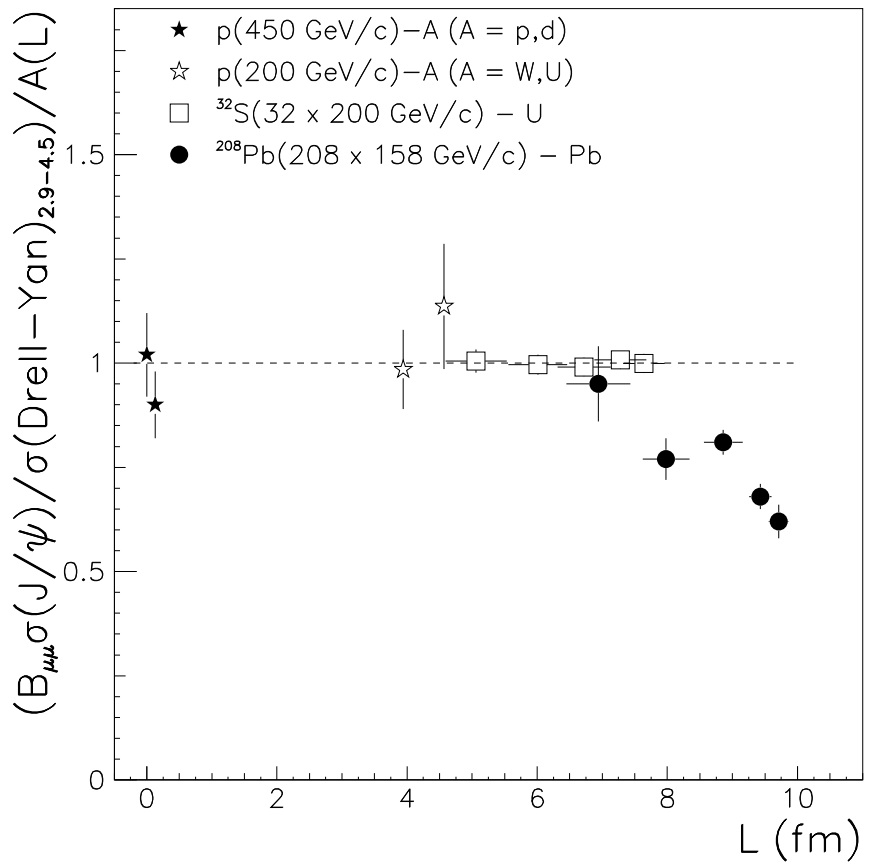

Figure 6.10 : *Rapports $R_K = (B_{\mu\mu}^{J/\psi}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY})/A(L)$ en fonction de L, pour les données des expériences NA38, NA51 et NA50. $A(L)$ est la valeur attendue du rapport $B_{\mu\mu}^{J/\psi}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ dans le cadre du modèle d'absorption.*

La figure 6.10 donne l'évolution du facteur R_K en fonction de L. Les valeurs des données p-A et S-U sont toutes voisines de 1, alors que les données Pb-Pb s'écartent de la courbe du modèle d'absorption à mesure qu'augmente la centralité. Un phénomène nouveau supprimant fortement le J/ψ est observé, pour la première fois, dans les collisions Pb-Pb.

La figure 6.11 montre l'évolution des rapports de production $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ en fonction de AB, indiquant une saturation pour les données Pb-Pb.

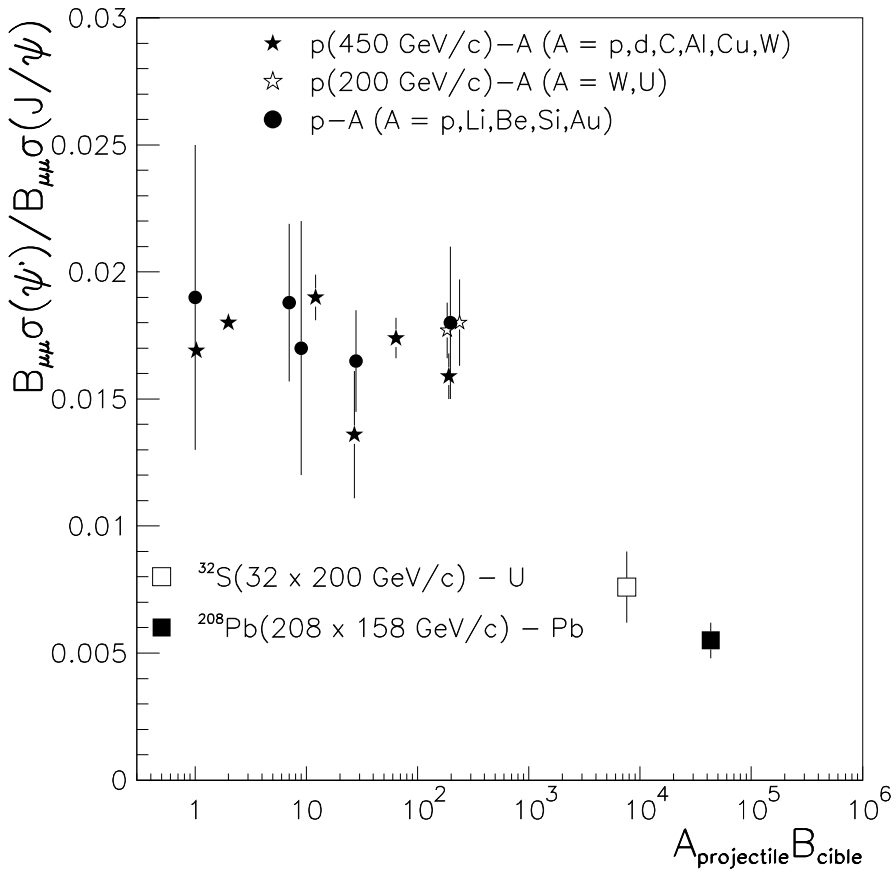

Figure 6.11 : *Rapports $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ / $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$, en fonction de la masse atomique de la cible, des données des expériences NA38, NA51 et NA50. Les données p-p, Li, Be, Si, Au (les points ronds) proviennent d'autres expériences.*

$[E_T]$	$< E_T >$	L (fm)	$B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$	$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$	$B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$
[5 : 45]	34	6,94 ± 0,49	1,32 ± 0,15 ± 0,02	19,7 ± 1,6 ± 0,3	26,0 ± 3,6 ± 0,6
[45 : 70]	58	7,98 ± 0,36	0,65 ± 0,08 ± 0,02	14,4 ± 0,7 ± 0,2	9,4 ± 1,2 ± 0,4
[70 : 105]	88	8,86 ± 0,30	0,62 ± 0,09 ± 0,03	13,8 ± 0,3 ± 0,2	8,6 ± 1,3 ± 0,4
[105 : 135]	120	9,43 ± 0,17	0,31 ± 0,10 ± 0,03	10,9 ± 0,3 ± 0,2	3,4 ± 1,1 ± 0,3
[135 : 175]	147	9,71 ± 0,15	0,45 ± 0,14 ± 0,04	9,7 ± 0,4 ± 0,1	4,4 ± 1,4 ± 0,4

Tableau 6.2 : *Rapports des sections efficaces $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ (exprimés en %), $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ et $B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$ (exprimés en %) des données Pb-Pb en fonction de la centralité. Les énergies sont exprimées en GeV.*

Nous avons vu au paragraphe précédent que le J/ψ est vu fortement supprimé (dans les

collisions Pb-Pb) par rapport au comportement normal. Par conséquent, la saturation observée du rapport $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ indique que le ψ' est lui aussi fortement supprimé dans les collisions Pb-Pb.
Une étude quantitative peut être menée en calculant les rapports $\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$ à partir des rapports $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ et $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$. Ces valeurs sont reportées dans le tableau 6.2 et sur la figure 6.12 qui montre l'évolution du rapport $\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$ en fonction de L. La courbe sur la figure représente la fonction $\exp(-\rho_0\sigma_{abs}^{J/\psi}L)$, avec $\sigma_{abs} = 6{,}1 \pm 0{,}7$ mb, qui traduit l'absorption de l'état $|c\bar{c}g>$ par la matière nucléaire. Les résultats des données Pb-Pb, s'écartent fortement de la courbe du modèle d'absorption mais sont compatibles avec les résultats obtenus dans les interactions S-U, semblant indiquer que la suppression du ψ' dans les collisions Pb-Pb peut se comprendre, comme pour les données S-U, par son interaction avec les covoyageurs.

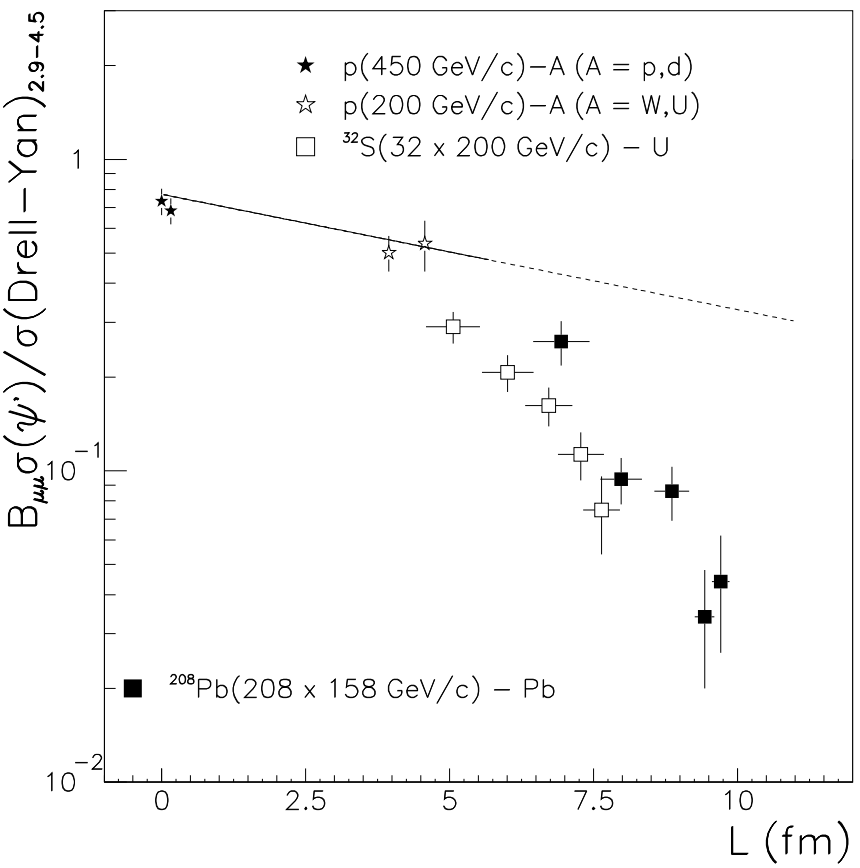

Figure 6.12 : *. Rapports $B_{\mu\mu}^{\psi'}\sigma^{\psi'}/\sigma^{DY}$ en fonction de L, pour les données des expériences NA38, NA51 et NA50.*

6.3.2 Interprétation théorique

L'étude des résultats Pb montre un écart important entre les valeurs mesurées pour le J/ψ et celles extrapolées du modèle d'absorption tel qu'il est expérimentalement observé dans les collisions de projectiles plus légers (des protons jusqu'aux ions soufre). Intégré sur le paramètre d'impact, le taux de production mesuré du J/ψ est un facteur 0,71 $\pm$ 0,03 plus petit que la valeur attendue. De plus, une étude en fonction de la centralité montre que l'écart entre valeurs mesurées et valeurs attendues s'accentue à mesure que la centralité augmente.

Certains auteurs tentent d'expliquer ce comportement par l'interaction du J/ψ avec le gaz de hadrons produit dans la collision (remettant ainsi en question le modèle d'absorption tel qu'il est défini au paragraphe précédent). D'autres attribuent cette forte suppression à la formation, au cœur de la collision, d'une région particulièrement dense où la matière serait déconfinée. Nous présentons ici, succintement, ces différentes interprétations.

6.3.2.1 Interactions avec les covoyageurs

Les modèles considérant les interactions du J/ψ avec les covoyageurs (issus du gaz de hadrons produit dans la collision) tentent d'expliquer le comportement observé dans les collisions Pb-Pb sans introduire d'effet lié au déconfinement éventuel de la matière nucléaire. Le but ici est de considérer la forte suppression observée comme un comportement « normal » lié à la densité élevée des covoyageurs. Nous présentons ici les deux études les plus significatives (notons que ces études s'appuient sur des résultats préliminaires pour lesquels les valeurs de L ont été calculées avec le modèle des « sphères dures » et ne sont donc pas celles présentées dans cette thèse) :

- Dans le modèle présenté dans [5] et [6], les auteurs attribuent la suppression du J/ψ à la combinaison de deux phénomènes : l'absorption de la paire $c\bar{c}$ (ou de l'état $|c\bar{c}g>$) par la matière nucléaire et l'interaction de la résonance J/ψ avec les covoyageurs. Dans ce contexte, la probabilité de survie du J/ψ s'écrit sous la forme :

$$\textit{probabilité de survie} = \exp(-\rho_0 \sigma_{abs}^{J/\psi} L) \times \exp\left(-\sigma_{co}\, v_{rel}\, n_h(\tau_h)\, \tau_h\, \ln\left(\frac{\tau_f}{\tau_h}\right)\right) \qquad (6.2)$$

où suivant la notation du chapitre 1, σ_{co} est la section efficace d'interaction J/ψ–covoyageurs, v_{rel} est la vitesse relative J/ψ–covoyageurs et n_h est la densité de covoyageurs au temps propre τ_h où les covoyageurs sont produits. τ_f est le temps propre de découplage (« freeze out ») à partir duquel les particules sont thermiquement déconnectées et quittent la région de collision.
Le premier terme du membre de droite de cette équation est associé à l'absorption des résonances (ou de l'état $|c\bar{c}g>$) par la matière nucléaire (voir §6.2.1), le second traduit les interactions des J/ψ avec les covoyageurs.

Suivant ce modèle, les données expérimentales sont raisonnablement reproduites, comme le montre la figure 6.13. Cependant, celui-ci est fondé sur l'hypothèse que la densité de covoyageurs n_h est proportionnelle à l'énergie transverse émise ; à un paramètre

d'impact donné :

$$n_h(b) = constante \times E_T(b) \tag{6.3}$$

Or, cette relation n'est applicable que dans le cas où l'énergie transverse augmente indépendemment du volume de la région de collision. Dans les conditions expérimentales actuelles, le volume de la région de collision, ainsi que l'énergie transverse, augmentent avec la centralité. Explicitement, il convient d'écrire la densité de covoyageurs sous la forme :

$$n_h(b) = constante \times \frac{E_T(b)}{V(b)} \tag{6.4}$$

où $V(b)$ est le volume de la région de collision au paramètre d'impact b.

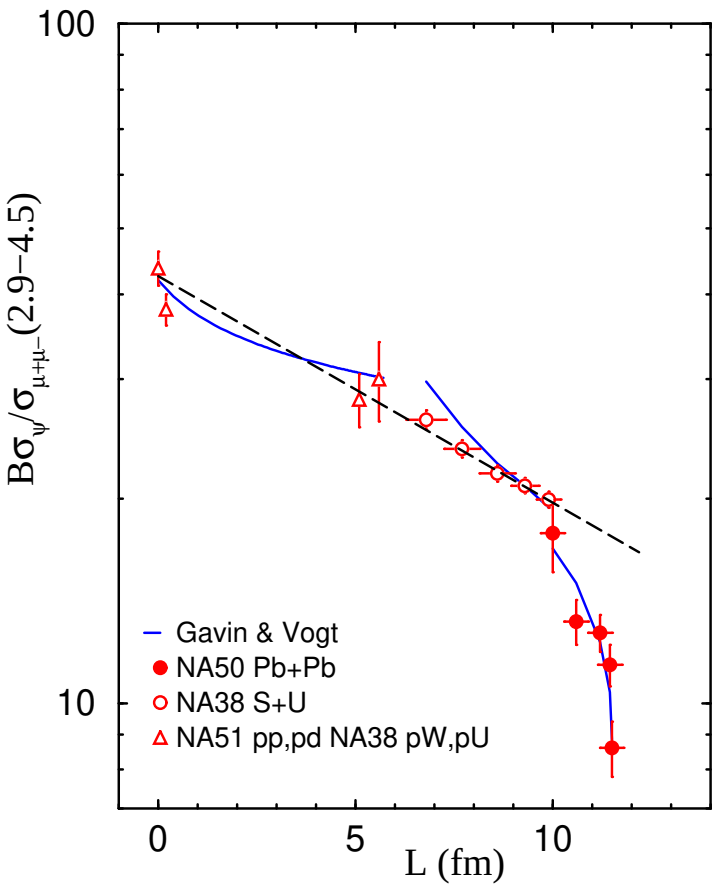

Figure 6.13 : *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ des données NA38, NA51 et NA50. La courbe en pointillés représente le modèle d'absorption tel qu'il est défini au paragraphe §6.2.1. Les courbes en traits pleins représentent le modèle développé dans [5] et [6]. Figure prise dans [6].*

La figure 6.14 (prise dans [3]) qui représente le spectre d'énergie trasnverse E_T en fonction de l'énergie résiduelle E_{ZDC} pour les données Pb-Pb illustre clairement le désaccord entre la relation 6.3 (courbe $G-V$) et les données expérimentales. Notons que, suivant la courbe

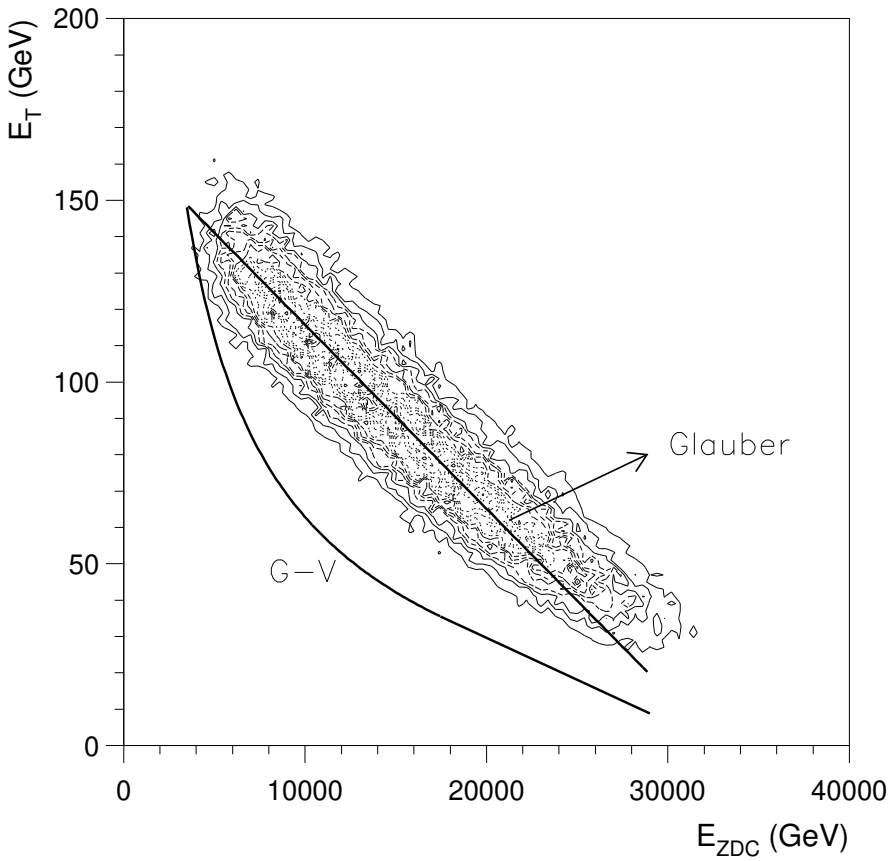

Figure 6.14 : *Spectre d'énergie transverse E_T en fonction de l'énergie résiduelle E_{ZDC} pour les données Pb-Pb (figure prise dans [3]). La courbe « Glauber » illustre la corrélation $E_T.vs.E_{ZDC}$ définie en annexe (A.4.2). La courbe « G-V » illustre la corrélation $E_T.vs.E_{ZDC}$ à partir des hypothèses de [5] et [6].*

« G-V », l'énergie transverse augmente plus fortement que les données pour les petites valeurs de E_{ZDC} (collisions centrales) impliquant une forte augmentation de la densité de covoyageurs. Ce comportement est en désaccord avec les données expérimentales et nous conduit à penser que, déterminant une paramétrisation correcte de la densité de covoyageurs, le modèle présenté dans [5] et [6] ne saurait reproduire la forte suppression du J/ψ dans les données Pb-Pb.

• La figure 6.15 donne les résultats du modèle présenté dans [7]. Celui-ci prend en compte une paramétrisation correcte de la corrélation $E_T.vs.E_{ZDC}$ et tente d'expliquer la forte suppression du J/ψ par son interaction avec les covoyageurs.
Les auteurs introduisent dans ce modèle 5 paramètres libres liés à la suppression des résonances : la section efficace d'absorption σ_{abs} de l'état prérésonant $|c\bar{c}g>$ par la matière nucléaire, les sections efficaces d'interaction $\sigma_{co}^{J/\psi}$ et $\sigma_{co}^{\psi'}$ des J/ψ et ψ' avec les covoyageurs et les sections efficaces d'échange $\sigma_{ex}^{J/\psi}$ et $\sigma_{ex}^{\psi'}$ des transitions $J/\psi + \pi \longrightarrow \psi' + X$ et $\psi' + \pi \longrightarrow J/\psi + X$.

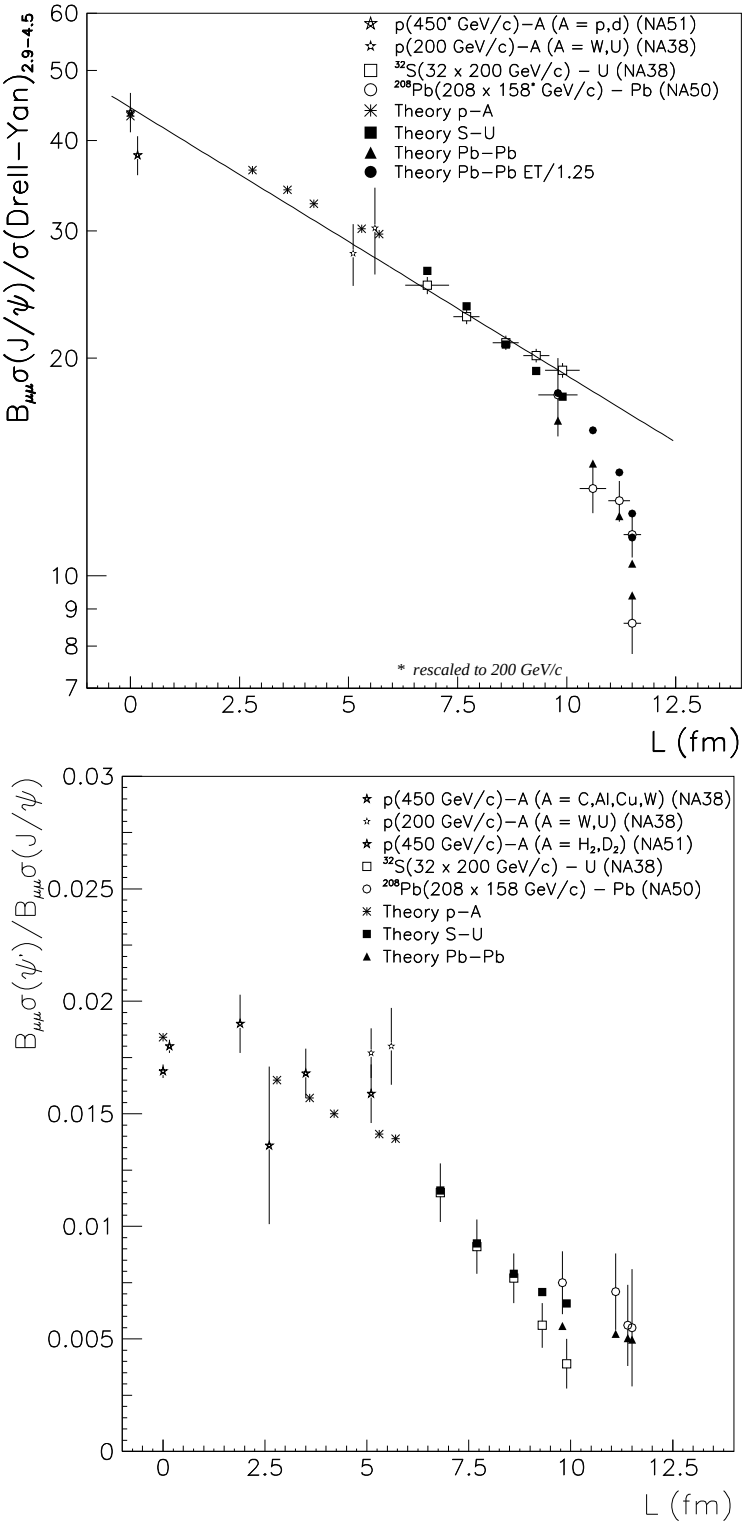

Figure 6.15 : *Rapports $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ (figure du haut) et $B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}/B^{\psi'}_{\mu\mu}\sigma^{\psi'}$ (figure du bas) des données NA38, NA51 et NA50. Figure du haut, la courbe en pointillé représente le modèle d'absorption tel qu'il est défini au paragraphe §6.2.1. Les résultats du modèle présenté dans [7] sont portés sur les figures. Figures prises dans [7].*

Malgré l'introduction de ce grand nombre de paramètres, les résultats de ce modèle, s'ils reproduisent convenablement les données Pb-Pb (figure 6.15) sont en désaccord avec les valeurs $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ des systèmes plus légers et ne peuvent reproduire les résultats $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ obtenus dans les collisions p-A. Rappelons que d'après le paragraphe §6.2.1, les suppressions des J/ψ et ψ' sont vues identiques pour les données p-A ($\alpha' - \alpha = 0,00 \pm 0,07$), en complet désaccord avec la prédiction du modèle cité ici.
Le modèle présenté dans [7] ne reproduit donc que partiellement l'ensemble des données expérimentales des expériences NA38, NA51 et NA50, et ne peut être considéré comme suffisant pour expliquer l'ensemble des résultats sur la production des *charmonia*.

6.3.2.2 Production du plasma de quarks et de gluons

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, les modèles considérant les interactions du J/ψ avec les covoyageurs (issus du gaz de hadrons produit dans la collision) ne peuvent reproduire que partiellement la large gamme des résultats expérimentaux des expériences NA38, NA51 et NA50. Par conséquent, certains auteurs interprètent la suppression « anormale » du J/ψ (dans les données Pb-Pb) comme la conséquence de la formation, dans les collisions Pb-Pb, d'une région particulièrement dense où la matière nucléaire se trouverait dans un état déconfiné.
La base de référence de ces modèles est le comportement « normal » de la suppression du J/ψ considérée comme provenant de l'absorption de l'état $|c\bar{c}g>$ par la matière nucléaire pour l'ensemble des systèmes légers, des collisions de protons jusqu'aux collisions d'ions soufre (voir §6.2.1).

- Le modèle, présenté dans [8] a pour objectif de reproduire le comportement « anormal » du J/ψ en introduisant un effet éventuellement lié à la transition de phase de la matière nucléaire classique vers un plasma de quarks et de gluons.
Il est fondé sur le fait que la densité d'énergie est localement plus élevée dans les collisions Pb-Pb que dans tous les autres systèmes étudiés jusqu'à présent, et en particulier le système S-U.
Afin de vérifier que la forte suppression observée dans les collisions Pb-Pb peut provenir de la formation du plasma de quarks et de gluons, il est supposé que tous les J/ψ produits dans une région où la densité d'énergie dépasse un seuil critique sont détruits. Cette densité est estimée proportionnelle à la densité des nucléons participants à la collision. La figure 6.16 montre la densité de participants pour les collisions S-U et Pb-Pb. Pour des paramètres d'impact suffisamment petits, la densité atteinte dans les collisions Pb-Pb est localement plus élevée que la plus grande valeur obtenue dans les collisions S-U (jusqu'à 35 %).

Considérant qu'aucune suppression « anormale » n'est observée dans les interactions S-U, la densité critique (de transition de phase) est choisie égale à la valeur maximale de la densité atteinte pour le système S-U. Dans ces conditions, les auteurs montrent que la valeur minimale de R_K pour les données Pb-Pb est : $R_K = 0,66$. Rappelons que les données expérimentales donnent $R_K = 0,71 \pm 0,03$, en parfait accord avec le modèle développé dans [8]. La suppression « anormale » du J/ψ dans les collisions Pb-Pb est quantitativement en accord avec l'image de la formation d'un plasma de quarks et de gluons dans la

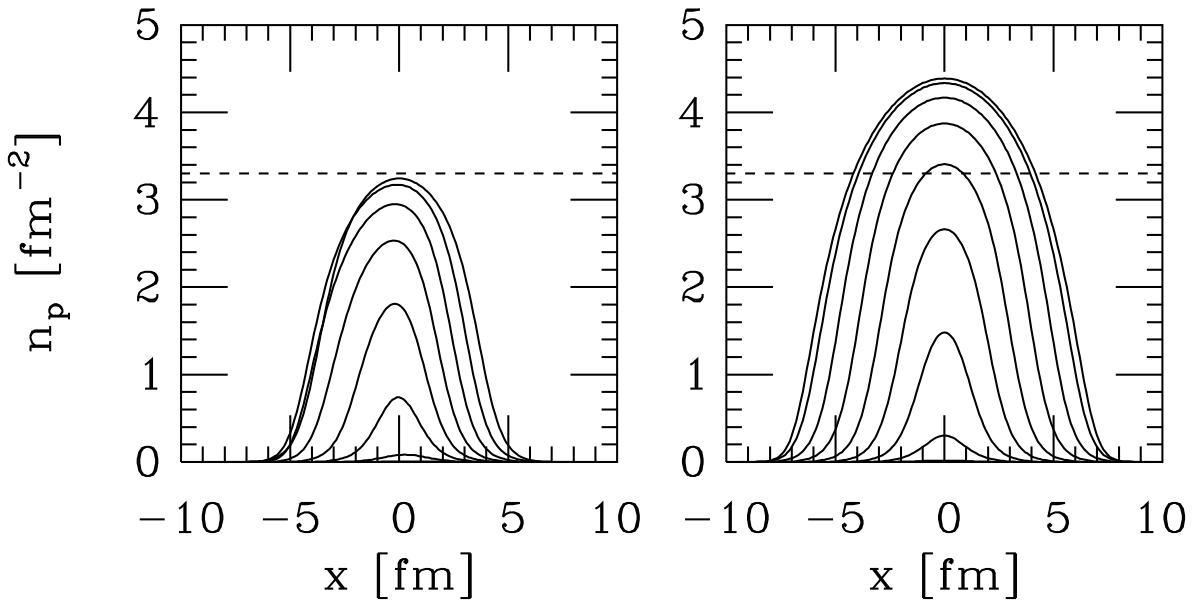

Figure 6.16 : *(figure prise dans [8]) Densité de participants le long de la direction du paramètre d'impact b pour différentes valeurs du paramètre d'impact (la plus grande densité de participants étant atteinte pour un paramètre d'impact nul). Gauche : collisions S-U ; Droite : collisions Pb-Pb. La densité maximale atteinte dans les collisions Pb-Pb est 35 % supérieure à celle obtenue pour les interactions S-U (la ligne en pointillé correspondant à la densité maximale dans le système S-U).*

région la plus centrale de la collision.

• L'étude menée dans [3] est une analyse quantitative de la suppression des « charmonia » pour l'ensemble des données des expériences NA38, NA51 et NA50. Le comportement « anormal » du J/ψ, observé dans les données NA50, est attribué à la formation dans les collisions Pb-Pb d'une région où la matière se trouverait dans un état déconfiné.
Dans cette étude, les auteurs calculent de manière précise la section efficace d'absorption de l'état prérésonant $|(c\bar{c})_8 g>$ par la matière nucléaire. Utilisant les résultats des données p-A des expériences NA38, NA51 et E772, ils déterminent la valeur de la section efficace d'absorption σ_{abs} = 7,3 $\pm$ 0,6 mb et interprètent la suppression du J/ψ, des données p-A aux données S-U, comme une conséquence de l'absorption de l'état $|(c\bar{c})_8 g>$ par la matière nucléaire. La forte suppression du J/ψ observée dans les collisions Pb-Pb est alors comprise comme une conséquence de la formation d'une région où la matière se trouve déconfinée. De même que dans [8], le modèle présenté dans [3] est fondé sur le fait que la densité d'énergie est localement plus élevée dans les collisions Pb-Pb. Dans une région où la densité d'énergie dépasse un seuil critique, tous les J/ψ sont détruits. Afin de traduire ce phénomène, les auteurs introduisent une nouvelle variable $\kappa \equiv \frac{N_C}{N_P}$ où N_C est le nombre de collisions nucléon-nucléon et N_P le nombre de nucléons participants à la collision. Dans les interactions p-A, $N_P = N_C + 1$ et par conséquent, 0,5$\leq \kappa \leq$1 (κ= 0,5 dans les collisions p-p). Dans les collisions noyau-noyau, κ peut devenir plus grand que l'unité (puisqu'un

nucléon participant peut interagir plusieurs fois) et augmente avec la centralité de la collision. Le nombre de collisions étant proportionnel (en première approximation) au nombre d'événements Drell-Yan et le nombre de particules secondaires produites (relié à l'énergie transverse émise dans la collision) étant déterminé par le nombre de participants, κ peut être mesurée expérimentalement. Dans le modèle présenté dans [3], au-delà d'une valeur critique de κ, les conditions de dissociation du J/ψ sont atteintes : le J/ψ est supprimé. Dans ce modèle, les auteurs prennent en compte la destruction du χ_c dans la matière déconfinée, puisque 40 % des J/ψ proviennent de la désintégration des χ_c. L'énergie de liaison du χ_c étant plus petite ($\Delta E_{\chi_c} \simeq 0,3$ GeV $< \Delta E_{J/\psi} \simeq 0,6$ GeV) et son rayon plus grand ($r_\chi \simeq 0,4$ fm $< r_{J/\psi} \simeq 0,2$ fm) que ceux du J/ψ, la valeur critique de κ pour le χ_c est plus petite que celle du J/ψ : le χ_c est plus facilement détruit que le J/ψ.

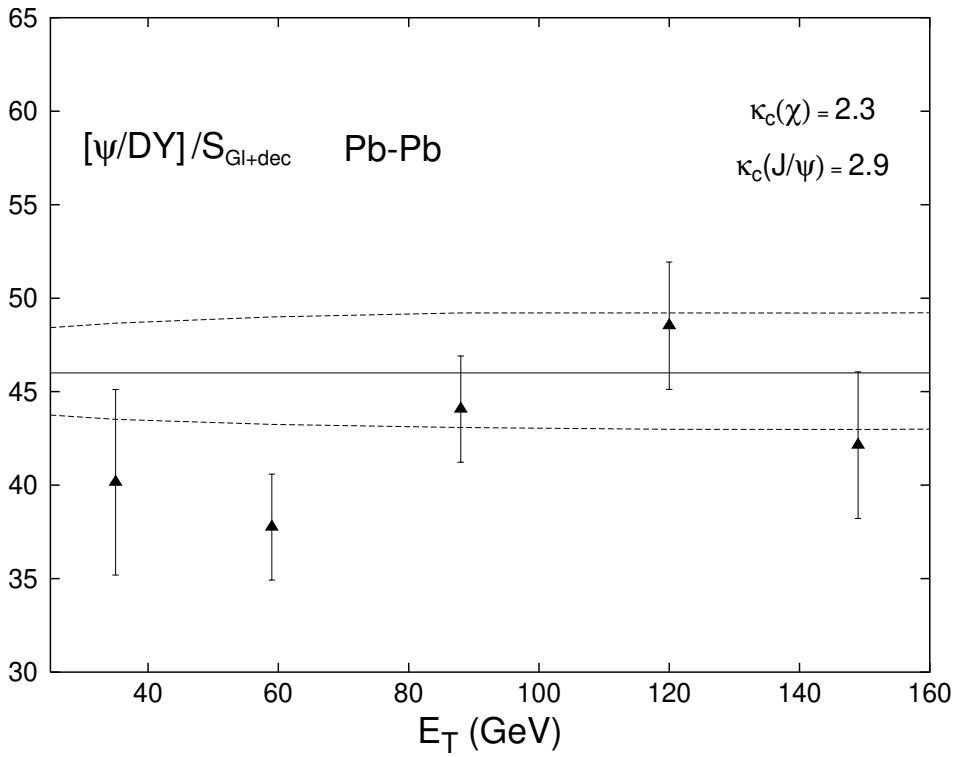

Figure 6.17 : *Rapports ψ/DY comparés à la suppression provenant des modèles d'absorption (avec σ_{abs} = 7,3 ± 0,6 mb) et de déconfinement (S_{Gl+dec} dans les collisions Pb-Pb), avec κ_c^χ = 2,3 et κ_c^ψ = 2,9.*

La figure 6.17 montre la comparaison des rapports $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$ des données Pb-Pb avec les résultats de ce modèle pour $\kappa_c^\chi = 2{,}3$ (où la valeur de κ_c^χ a été prise égale à la valeur maximale de κ pour les collisions S-U) et $\kappa_c^\psi = 2{,}9$. Le modèle est en bon accord avec les données ; la suppression du J/ψ dans les collisions Pb-Pb est en accord avec l'image de la formation de matière déconfinée.

Le comportement du ψ' fait aussi l'objet d'une étude dans [3]. La forte suppression du

ψ' dans les collisions S-U et Pb-Pb, comparée aux résultats des données p-A est attribuée aux interactions de la résonance avec les covoyageurs créés dans ces collisions. Notons que l'introduction d'une suppression supplémentaire due au déconfinement n'apporterait qu'une petite contribution devant la forte suppression déjà observée.

6.4 Conclusion

Les résultats obtenus dans les collisions Pb-Pb mettent en évidence une forte suppression de la production de la résonance J/ψ comparée à ce que l'on pourrait attendre du modèle d'absorption. Les modèles théoriques qui tentent d'interpréter ces résultats sans la formation d'un état déconfiné ne sont pas jusqu'ici en mesure d'expliquer, dans leur globalité, la large gamme des résultats obtenus par les expériences NA38, NA51 et NA50. Par ailleurs, la forte suppression observée dans les collisions Pb-Pb est compatible avec des modèles considérant un phénomène de transition de phase, semblant indiquer la formation de matière déconfinée dans les interactions Pb-Pb.

Bibliographie

[1] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. B **366**, 316–322 (1996).

[2] C. Gerschel and J. Hüfner, Z Phys. C. - Particles and fields **56**, 171–174 (1992).

[3] D. Kharzeev *et al.*, CERN-TH/96-328 (1996).

[4] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. B **334**, 155 (1994).

[5] S. Gavin and R. Vogt, nucl-th/9609064 (1996).

[6] S. Gavin and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **78**, 1006 (1996).

[7] A. Capella *et al.*, Phys. Lett. B **393**, 431–436 (1997).

[8] J.-P. Blaizot et J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. **77**, 1703–1706 (1996).

Conclusion

Les principaux résultats obtenus dans cette thèse sont résumés dans ce qui suit :

- Nous avons mesuré les sections efficaces de production des J/ψ dans les données proton-noyau. Ceci nous a permis, par comparaison avec les résultats obtenus précédemment par l'expérience NA38 dans les collisions proton-noyau et noyau-noyau, d'observer une suppression du J/ψ qui suit la loi de puissance $(AB)^{\alpha}$, où A et B sont les masses atomiques des noyaux A et B, avec $\alpha = 0,920 \pm 0,015$. De plus, la mesure des rapports de production $\sigma^{\psi'}/\sigma^{J/\psi}$ nous a permis de montrer que le ψ' subit une suppression semblable à celle du J/ψ, pour les données p-A.
Ces comportements s'accordent bien avec le modèle d'absorption d'un état prérésonant par la matière nucléaire avant la formation des J/ψ et ψ'. Dans ce cadre, la suppression des résonances peut être décrite, en première approximation, par une décroissance exponentielle en fonction de L (la longueur moyenne de matière nucléaire vue par l'état prérésonant) : $\exp(-\rho_0\ \sigma_{abs}\ L)$ où $\rho_0 = 0,17$ nucléons/fm^3 est la densité nucléaire normale et σ_{abs} la section efficace d'absorption de l'état prérésonant. La valeur que nous avons obtenu, $\sigma_{abs} = 6,1 \pm 0,7$ mb, permet de définir une référence pour l'étude des données Pb-Pb.

  Dans les collisions S-U, le ψ' est plus supprimé que le J/ψ et ceci d'autant plus fortement que la centralité augmente. Cette forte suppression est attribuée aux interactions de cette résonance dans son état final, plus faiblement liée que le J/ψ, avec les covoyageurs du gaz de hadrons produit dans les interactions S-U.

- Les mesures effectuées sur les données Pb-Pb qui sont caractérisées par une grande densité locale d'énergie donnent des résultats sur la production du J/ψ qui s'écartent fortement de ce qu'on pourrait attendre du modèle d'absorption. Calculé à partir du rapport $\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$, le résultat est un facteur $R_K = 0,71 \pm 0,03$ plus petit que la valeur attendue et montre ainsi l'apparition d'une suppression supplémentaire dans les données Pb-Pb. Cette suppression augmente avec la centralité.
Les modèles qui tentent de décrire ce comportement par les interactions du J/ψ avec la matière normalement confinée (interaction du J/ψ avec les covoyageurs) ne sont pas en mesure de reproduire l'ensemble des données, des collisions proton-noyau aux interactions plomb-plomb. S'ils décrivent raisonnablement le comportement des données Pb-Pb, ils deviennent incompatibles avec les résultats obtenus pour des projectiles plus légers.
D'autres modèles tentent de reproduire les résultats des données Pb-Pb en considérant la formation, au cœur de la collision, d'une région dense et chaude où la matière serait déconfinée. Ces modèles semblent en mesure d'expliquer quantitativement la suppression « anormale » du J/ψ.

La production du ψ' dans les collisions Pb-Pb est très fortement supprimée par rapport au modèle d'absorption. Elle s'inscrit dans la continuité de la suppression déjà observée dans les données S-U et semble provenir principalement des interactions de la résonance avec les covoyageurs.

A la lumière des interprétations théoriques qui tentent de reproduire l'ensemble des données, des collisions proton-noyau aux interactions noyau-noyau, le comportement observé dans les données Pb-Pb semble incompatible avec la production de matière dense et confinée. Aujourd'hui, seule la formation de matière déconfinée est en mesure d'expliquer la forte suppression du J/ψ. Cependant, avant de conclure sur la formation en laboratoire, pour la première fois, du plasma de quarks et de gluons, il convient de préciser plusieurs points. La statistique des lots de données Pb-Pb ne nous permet pas aujourd'hui de préciser le comportement du J/ψ, dans les collisions très périphériques (pour des densités d'énergie où un plasma ne peut être créé) et par conséquent de vérifier s'il s'accorde avec le modèle d'absorption de son état prérésonant par la matière nucléaire. De même, il est encore difficile de tirer des conclusions définitives sur le comportement du ψ'. Une campagne d'acquisition a été menée à l'Automne 1996. Elle fournira une statistique environ quatre fois plus élevée et devrait apporter des réponses plus précises sur les comportements des J/ψ et ψ' dans les collisions Pb-Pb.

Annexe A

Calcul de la variable L

Cette annexe décrit le contexte dans lequel est calculée la variable L. Les valeurs de L sont données pour l'ensemble des systèmes étudiés dans cette thèse.

A.1 Collisions noyau-noyau

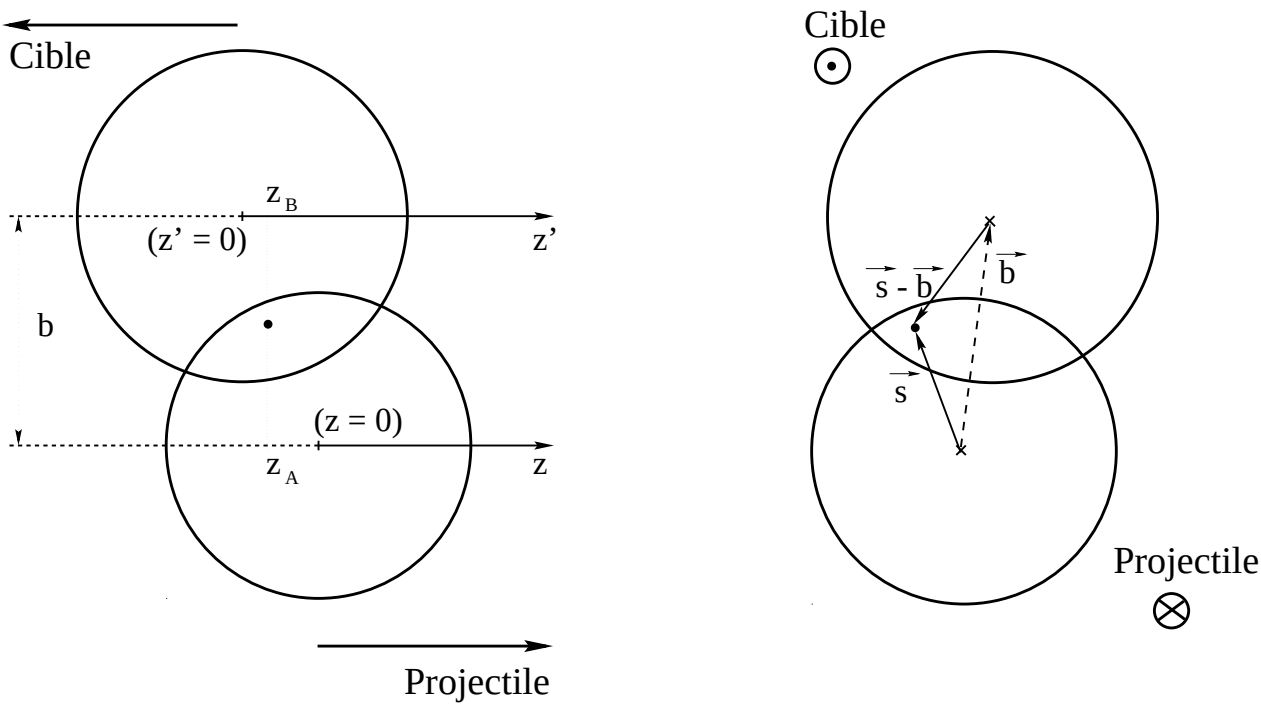

Figure A.1 : *Schéma de principe d'une collision noyau-noyau d'un noyau projectile A sur un noyau cible B (figure de gauche : coupe longitudinale dans le centre de masse de la collision nucléon-nucléon ; figure de droite : coupe transverse.)*

On considère une collision de deux noyaux A et B (de numéro atomique A et B). Soient $T_A(\vec{b})$ et $T_B(\vec{b})$ les densités de nucléons par unité de surface dans le plan transverse (à l'axe de la collision), on écrira :

$$\int \mathrm{d}^2 s_A \; T_A(\vec{s_A}) = \int \mathrm{d}^2 s_A \int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\vec{s_A},\mathrm{z}_A) \; \mathrm{dz}_A = 1$$

où $\rho_A(\vec{s_A},\mathrm{z}_A)$ est la densité de nucléons au point $(\vec{s_A},\mathrm{z}_A)$, normalisée, par convention, par le nombre de nucléons constituant le noyau. Par conséquent, $T_A(\vec{s_A})$ est, elle aussi une grandeur normalisée. De la même manière, pour le noyau cible,

$$\int \mathrm{d}^2 s_B \; T_B(\vec{s_B}) = \int \mathrm{d}^2 s_B \int_{-\infty}^{\infty} \rho_B(\vec{s_B}, \mathrm{z}_B) \; \mathrm{dz}_B = 1$$

La probabilité de l'occurence d'une collision nucléon-nucléon, quand les noyaux A et B sont situés à un paramètre d'impact $\vec{b}$, s'écrit :

$$\begin{aligned} T_{AB}(\vec{b}) \; \sigma_N &= \int \mathrm{d}^2 s \int \rho_A(\vec{s},\mathrm{z}_A) \; \mathrm{dz}_A \int \rho_B(\vec{b}-\vec{s}, \mathrm{z}_B) \; \mathrm{dz}_B \; \sigma_N \\ &= \int \mathrm{d}^2 s \; T_A(\vec{s}) \; T_B(\vec{b}-\vec{s}) \; \sigma_N \end{aligned} \qquad \text{(A.1)}$$

avec $\int T_{AB}(\vec{b}) \; \mathrm{d}^2 b = 1$

où $\sigma_N \simeq 30$ mb est la section efficace de collision inélastique (non-diffractive) et où $T_{AB}(\vec{b})$ représente la densité de nucléons par unité de surface, normalisée, au paramètre d'impact $\vec{b}$.
Considérons maintenant la probabilité pour l'occurence de n collisions baryon-baryon. Celle-ci suit une loi binomiale. Au paramètre d'impact $\vec{b}$:

$$P(n,\vec{b}) = \frac{(AB)!}{n!(AB-n)!} \left(T_{AB}(\vec{b})\ \sigma_N\right)^n \left(1 - T_{AB}(\vec{b})\ \sigma_N\right)^{AB-n} \tag{A.2}$$

La section efficace de production d'événements inélastiques (équivalente à la probabilité d'obtenir au moins un événement) dans les collisions AB s'obtient en sommant sur l'ensemble des couples de nucléons :

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\sigma_{AB}}{\mathrm{d}^2 b} = \sum_{n=1}^{AB} P(n,\vec{b}) &= \sum_{n=0}^{AB} P(n,\vec{b}) - \left(1 - T_{AB}(\vec{b})\ \sigma_N\right)^{AB} \\ &= 1 - \left(1 - T_{AB}(\vec{b})\ \sigma_N\right)^{AB} \end{aligned} \tag{A.3}$$

d'où,

$$\sigma_{AB} = \int \mathrm{d}^2 b \left(1 - \left(1 - T_{AB}(\vec{b})\ \sigma_N\right)^{AB}\right) \tag{A.4}$$

Le nombre moyen de collisions à $\vec{b}$ est donné par :

$$N_c^{AB}(\vec{b}) = \sum_{n=0}^{AB} n\ P(n,\vec{b}) = AB\ T_{AB}(\vec{b})\ \sigma_N \tag{A.5}$$

A.2 Production de processus durs

Considérons le cas de processus durs tels que la production d'événements Drell-Yan ou *charmonia*. Soit σ_{hard}^{NN} la section efficace de production de ces processus dans les collisions nucléon-nucléon (N-N), la probabilité de production dans une collision noyau-noyau s'écrit :

$$P_{hard}^{AB}(b) = \sum_{n=1}^{AB} \frac{(AB)!}{n!(AB-n)!} \left(T_{AB}(\vec{b})\sigma_{hard}^{NN}\right)^n \left(1 - T_{AB}(\vec{b})\sigma_{hard}^{NN}\right)^{AB-n} \tag{A.6}$$

La section efficace σ_{hard}^{NN} étant très faible ($\sigma_{hard}^{NN} T_{AB}(\vec{b}) \ll 1$), la probabilité pour qu'une collision noyau-noyau conduise à la production d'un de ces processus est très petite et est dominée par le premier terme de la somme A.6 :

$$P_{hard}^{AB}(b) \simeq AB\ T_{AB}(\vec{b})\ \sigma_{hard}^{NN}$$

Intégrant sur $\vec{b}$ on en déduit la section efficace de production de processus durs dans les collisions noyau-noyau :

$$\sigma_{hard}^{AB} = \int \mathrm{d}^2b\ AB\ T_{AB}(\vec{b})\ \sigma_{hard}^{NN} = AB\ \sigma_{hard}^{NN} \int \mathrm{d}^2b\ T_{AB}(\vec{b}) = AB\ \sigma_{hard}^{NN} \tag{A.7}$$

et dans le cas particulier des collisions p-A :

$$\begin{aligned} \sigma_{hard}^{pA} &= A\ \sigma_{hard}^{NN} \\ &= A\ \sigma_{hard}^{NN} \int \mathrm{d}^2s_A\ T_A(\vec{s_A}) \\ &\quad \left(\text{puisque } \int \mathrm{d}^2s_A\ T_A(\vec{s_A}) = 1\right) \end{aligned} \tag{A.8}$$

A.3 Suppression des *charmonia* par l'absorption nucléaire

A.3.1 Collisions p-A

Considérons le cas des collisions p-A. Suivant A.8, la section efficace de production du J/ψ au point d'interaction de la collision nucléon-nucléon peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \sigma_{J/\psi}^{pA} &= A\sigma_{J/\psi}^{pp} \ ^{1} \\ &= A\sigma_{J/\psi}^{pp} \int \rho_A(\vec{s_A},z_A)\ \mathrm{d}^2 s_A\ \mathrm{d}z_A \end{aligned} \tag{A.9}$$

où $\vec{s_A}$ n'est autre que le paramètre d'impact de la collision p-A.
Après cette collision, l'objet composé J/ψ (ou son antécédent), éventuellement produit, se trouve soumis à des interactions avec la matière nucléaire qu'il traverse. La probabilité de survie de cette particule s'exprime sous la forme [1] :

$$\begin{aligned} (\text{probabilité de survie}) &= e^{-(\textit{nombre de nucléons, par unité de surface, le long de la trajectoire})\ \sigma_{abs}} \\ &= e^{-(A-1)\int_{z_A}^{\infty} \mathrm{d}z\ \rho_A(\vec{s_A},z)\ \sigma_{abs}} \end{aligned} \tag{A.10}$$

Ainsi, en présence d'interactions J/ψ-nucléons conduisant à l'absorption des particules J/ψ, la section efficace globale de production des événements J/ψ s'écrit :

$$\frac{\sigma_{J/\psi}^{pA}}{A\ \sigma_{J/\psi}^{pp}} = \int \mathrm{d}^2 s_A \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}z_A\ \rho_A(\vec{s_A},z_A)\ e^{-(A-1)\int_{z_A}^{\infty} \mathrm{d}z\ \rho_A(\vec{s_A},z)\ \sigma_{abs}} \tag{A.11}$$

ou d'une manière équivalente [2],[3] :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{J/\psi}^{pA}}{A\ \sigma_{J/\psi}^{pp}} &= \frac{1}{(A-1)\ \sigma_{abs}} \int \mathrm{d}^2 s_A \left(1 - e^{-(A-1)\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}z\ \rho_A(\vec{s_A},z)\ \sigma_{abs}}\right) \\ &= \frac{1}{(A-1)\ \sigma_{abs}} \int \mathrm{d}^2 s_A \left(1 - e^{-(A-1)\ T_A(\vec{s_A})\ \sigma_{abs}}\right) \end{aligned} \tag{A.12}$$

Un développement au second ordre en σ_{abs} conduit à :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{J/\psi}^{pA}}{A\ \sigma_{J/\psi}^{pp}} &= \frac{1}{(A-1)\ \sigma_{abs}} \left[(A-1)\ \sigma_{abs} \int \mathrm{d}^2 s_A \left(T_A(\vec{s_A}) - \frac{(A-1)}{2}\ T_A^2(\vec{s_A})\ \sigma_{abs} + \cdots\right)\right] \\ &= 1 - \sigma_{abs}\ \frac{\int \mathrm{d}^2 s_A\ T_A(\vec{s_A}) \left[(A-1)\frac{T_A}{2}(\vec{s_A})\right]}{\int \mathrm{d}^2 s_A\ T_A(\vec{s_A})} + \cdots \end{aligned}$$

$$\frac{\sigma_{J/\psi}^{pA}}{\sigma_{J/\psi}^{pp}} = A\left[1 - \sigma_{abs}\ \frac{\int \mathrm{d}^2 s_A\ T_A(\vec{s_A}) \left[(A-1)\frac{T_A}{2}(\vec{s_A})\right]}{\int \mathrm{d}^2 s_A\ T_A(\vec{s_A})} + \cdots\right] \tag{A.13}$$

[1] Aux énergies considérées, les événements J/ψ proviennent principalement de la fusion de gluons. Ces processus ne dépendent donc pas de l'isospin des nucléons mis en jeu (à la différence des événements Drell-Yan) et la section efficace de production des J/ψ dans les collisions p-A et A-B peut s'exprimer directement en fonction de la section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ des collisions p-p.

On retrouve ainsi l'expression traditionnelle de la dépendance en A (numéro atomique de la cible) de la section efficace de production des mésons J/ψ :

$$\frac{\sigma^{pA}_{J/\psi}}{\sigma^{pp}_{J/\psi}} = A^{\alpha} < A \tag{A.14}$$

Remarquons que le terme $\int \mathrm{d}^2 s_A \; T_A(\vec{s_A}) \left[(A-1)\frac{T_A}{2}(\vec{s_A})\right] \Big/ \int \mathrm{d}^2 s_A \, T_A(\vec{s_A})$ de l'équation A.13 représente la moitié du nombre moyen de nucléons, par unité de surface, qui constituent la cible. La section efficace de production du J/ψ étant très faible, ceux-ci sont en moyenne produits au centre de la cible. Le nombre moyen de nucléons vus par un J/ψ est donc exactement la moitié du nombre moyen de nucléons qui constituent la cible. La section efficace de production des mésons J/ψ peut donc s'exprimer en fonction de la variable $< \rho \; L >$ définie par :

$$< \rho \; L >= \frac{\int \mathrm{d}^2 s_A \; T_A(\vec{s_A}) \left[(A-1)\frac{T_A}{2}(\vec{s_A})\right]}{\int \mathrm{d}^2 s_A \; T_A(\vec{s_A})} \tag{A.15}$$

et la section efficace de production d'événements J/ψ peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\sigma^{pA}_{J/\psi}}{\sigma^{pp}_{J/\psi}} \simeq A \; e^{-\sigma_{abs} \; <\rho \; L>} \tag{A.16}$$

A.3.2 Collisions A-B

Généralisons aux collisions A-B. Suivant A.7, la section efficace de production du J/ψ, au point d'interaction de la collision noyau-noyau, peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \sigma^{AB}_{J/\psi} &= AB \; \sigma^{pp}_{J/\psi} \\ &= AB \; \sigma^{pp}_{J/\psi} \int \mathrm{d}^2 b \; \mathrm{d}^2 s \; T_A(\vec{s}) \; T_B(\vec{b}-\vec{s}) \end{aligned} \tag{A.17}$$

et la probabilité de survie du J/ψ traversant la matière nucléaire, devient :

$$\begin{aligned} (\text{probabilité de survie}) \;=\; & e^{-(A-1)\int_{-\infty}^{z_A} \mathrm{d}z \; \rho_A(\vec{s},\mathrm{z}_A) \; \sigma_{abs}} \\ & \times \; e^{-(B-1)\int_{z_B}^{\infty} \mathrm{d}z' \; \rho_B(\vec{b}-\vec{s},\, \mathrm{z}_B) \; \sigma_{abs}} \end{aligned}$$

d'où la section efficace globale de production des événements J/ψ :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma^{AB}_{J/\psi}}{AB \; \sigma^{pp}_{J/\psi}} \;=\; & \int \mathrm{d}^2 b \; \mathrm{d}^2 s \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}\mathrm{z}_A \; \rho_A(\vec{s},\mathrm{z}_A) \; e^{-(A-1)\int_{-\infty}^{z_A} \mathrm{d}z \; \rho_A(\vec{s},\mathrm{z}_A) \; \sigma_{abs}} \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}\mathrm{z}_B \; \rho_B(\vec{b}-\vec{s},\, \mathrm{z}_B) \; e^{-(B-1)\int_{z_B}^{\infty} \mathrm{d}z' \; \rho_B(\vec{b}-\vec{s},\, \mathrm{z}_B) \; \sigma_{abs}} \end{aligned} \tag{A.18}$$

ou, suivant [3] :

$$\begin{aligned}\frac{\sigma^{AB}_{J/\psi}}{AB\ \sigma^{pp}_{J/\psi}} &= \frac{1}{(A-1)(B-1)\sigma^2_{abs}} \times \int \mathrm{d}^2b\ \mathrm{d}^2s\ \left(1 - e^{-(A-1)\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}z\ \rho_A(\vec{s},z)\ \sigma_{abs}}\right) \\ &\qquad \times \left(1 - e^{-(B-1)\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}z'\ \rho_B(\vec{b}-\vec{s},z')\ \sigma_{abs}}\right) \\ &= \frac{1}{(A-1)(B-1)\sigma^2_{abs}} \times \int \mathrm{d}^2b\ \mathrm{d}^2s\ \left(1 - e^{-(A-1)\ T_A(\vec{s})\ \sigma_{abs}}\right) \\ &\qquad \times \left(1 - e^{-(B-1)\ T_B(\vec{b}-\vec{s})\ \sigma_{abs}}\right) \qquad \text{(A.19)}\end{aligned}$$

Un développement au deuxième ordre en σ_{abs} conduit, de la même manière que pour p-A, à :

$$\begin{aligned}\frac{\sigma^{AB}_{J/\psi}}{\sigma^{pp}_{J/\psi}} &= AB\ \left[1 - \sigma_{abs} \int \mathrm{d}^2b\ \mathrm{d}^2s\ T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b}-\vec{s}) \frac{(A-1)T_A(\vec{s})\ +\ (B-1)T_B(\vec{b}-\vec{s})}{2} + \cdots\right] \\ &= AB^{\alpha} < AB \qquad \text{(A.20)} \\ &\simeq AB\ e^{-\sigma_{abs}\ <\rho\ L>} \qquad \text{(A.21)} \\ &\text{avec } <\rho\ L> = \frac{\int \mathrm{d}^2b\ \mathrm{d}^2s\ T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b}-\vec{s}) \frac{(A-1)T_A(\vec{s})\ +\ (B-1)T_B(\vec{b}-\vec{s})}{2}}{\int \mathrm{d}^2b\ \mathrm{d}^2s\ T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b}-\vec{s})} \qquad \text{(A.22)}\end{aligned}$$

A.4 Calcul de L

On définit $L =< \rho L > /\rho_0$ [1] la longueur moyenne de matière nucléaire vue par un J/ψ. Considérant σ_{abs} la section efficace d'absorption du J/ψ passant au travers du noyau, et ρ_0 la densité moyenne de nucléon, la section efficace de production du J/ψ s'exprime sous la forme [1] (d'après A.16 et A.21) :

$$\frac{\sigma^{pA}_{J/\psi}}{\sigma^{pp}_{J/\psi}} \simeq A\ e^{-\sigma_{abs}\ \rho_0\ L} \tag{A.23}$$

et

$$\frac{\sigma^{AB}_{J/\psi}}{\sigma^{pp}_{J/\psi}} \simeq AB\ e^{-\sigma_{abs}\ \rho_0\ L} \tag{A.24}$$

où la dépendance, en fonction du type de collision, de la section efficace de production du J/ψ se comprend en terme d'absorption de la résonance par la matière nucléaire environnante.
Il reste, dans ce schéma, à déterminer la valeur de L pour chacun des systèmes considérés :

A.4.1 Valeurs intégrées sur la centralité

Collisions p-A : D'après A.15 et avec $T_A(\vec{s_A}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\vec{s_A}, z_A)\ \mathrm{d}z_A$,

$$L = \frac{1}{\rho_0}\ \left(\int \mathrm{d}^2 s_A \left[\frac{(A-1)}{2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\vec{s_A}, z_A)\ \mathrm{d}z_A \right)^2 \right] \right) \tag{A.25}$$

Collisions A-B : D'après A.22,

$$\begin{aligned} L = \frac{1}{\rho_0} \quad & \times \int \mathrm{d}^2 b\ \mathrm{d}^2 s \int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\vec{s}, z_A)\ \mathrm{d}z_A \int_{-\infty}^{\infty} \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z_B)\ \mathrm{d}z_B \\ & \times \frac{(A-1)\int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\vec{s}, z_A)\ \mathrm{d}z_A \ +\ (B-1)\int_{-\infty}^{\infty} \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z_B)\ \mathrm{d}z_B}{2} \end{aligned} \tag{A.26}$$

La densité nucléaire n'étant pas parfaitement homogène et dépendant, de plus, du type de noyau considéré, nous utiliserons pour décrire les variables ρ_A et ρ_B les descriptions de Fermi [4] à 2 (2pF) et 3 paramètres (3pF).

$$\begin{cases} 2pF & \Longrightarrow & \rho(r) & = & \rho_0/(1 + e^{(r-c)/z}) \\ 3pF & \Longrightarrow & \rho(r) & = & \rho_0(1 + wr^2/c^2)/(1 + e^{(r^2-c^2)/z^2}) \end{cases} \tag{A.27}$$

Le tableau A.1 regroupe les paramétrisations utilisées pour l'ensemble des noyaux considérés ici. Nous avons utilisé les paramétrisations à 2 paramètres quand elles existaient, à 3 paramètres sinon. Le tableau A.2 rassemble les valeurs de L obtenues à partir des équations A.25 et A.26 et des paramétrisations du tableau A.1.

[1] $\rho_0 = 3/4\pi r_0^3$ est la densité moyenne de nucléons dans un noyau et r_0 le rayon d'un nucléon. Usuellement, r_0 est pris égal à 1,12 ou 1,2 fermi, soit, respectivement, $\rho_0 = 0,170$ ou $0,138$ nucléon/fm^3.

	paramétrisation	c (fm)	z (fm)	w
C	3pF	2,355	0,5224	-0,149
O	3pF	2,608	0,513	-0,051
Al	2pF	2,84	0,569	–
S	3pF	3,503	0,633	-0,250
Cu	2pF	4,214	0,586	–
W	2pF	6,51	0,535	–
Pb	2pF	6,624	0,549	–
U	2pF	6,8054	0,605	–

Tableau A.1 : *Valeurs des variables associées à la paramétrisation des profils de densité de nucléons pour divers noyaux.*

système	$< \rho\ L >$	$L\ (\rho_0 = 0,138)$	$L\ (\rho_0 = 0,170)$
p-p	0,0	0,0	0,0
p-d	–	0,16	0,13
p-C	0,207	1,50	1,22
p-Al	0,322	2,33	1,89
p-Cu	0,445	3,22	2,62
p-W	0,669	4,85	3,94
p-U	0,777	5,63	4,57
O-Cu	0,676	4,90	3,98
O-U	1,007	7,30	5,92
S-U	1,103	7,99	6,49
Pb-Pb	1,457	10,56	8,57

Tableau A.2 : *Valeurs de* $< \rho\ L >$ *et de* L *(pour* $\rho_0 = 0,138$ *nucléons/fm*^{3} *et* $\rho_0 = 0,170$ *nucléons/fm*^{3}*) pour divers systèmes.*

A.4.2 Etude en fonction de la centralité

Par la suite, les études en fonction de la centralité seront formulées à l'aide du spectre d'énergie transverse. Il s'agit donc de bien comprendre et appréhender la production d'énergie transverse dans les collisions noyau-noyau et notamment, de spécifier clairement son comportement en fonction de la centralité de la collision. Cette corrélation peut être exprimée en terme de nucléons « participants » [5] (« wounded nucleons »). On définit

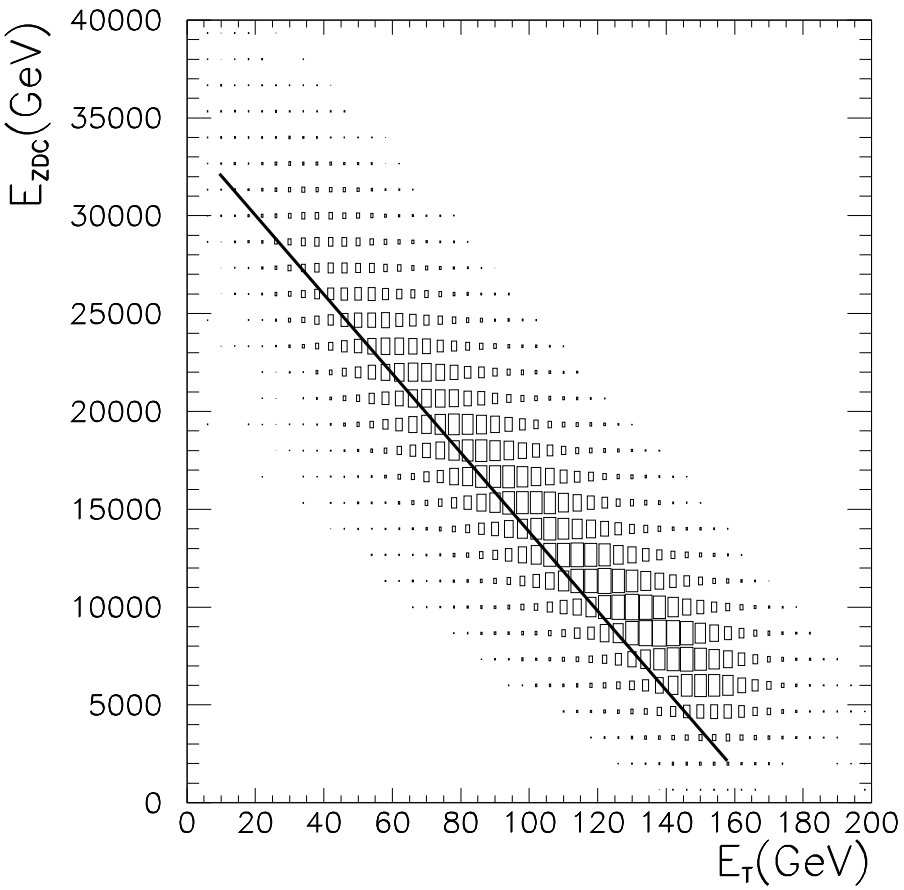

Figure A.2 : *Corrélation « énergie transverse» – « énergie résiduelle» pour les données Pb-Pb. La droite représente la corrélation obtenue à partir du modèle des « participants».*

comme « participant » tout nucléon, du projectile ou de la cible, ayant subi au moins une interaction inélastique avec un ou plusieurs nucléons environnants. Chaque participant produisant en moyenne N_h hadrons, et chaque hadron produit emportant une énergie transverse moyenne q_h, le nombre de participants est lié à l'énergie transverse par la relation [6] :

$$E_T(b) = q_h \; N_h \; N_p(b) = q \; N_p(b) \tag{A.28}$$

où N_p est le nombre moyen de participants au paramètre d'impact b et s'écrit ([3], [6]) :

$$N_p(\vec{b}) \equiv \int \mathrm{d}^2 s \quad \Big(A\, T_A(\vec{s}) \, \Big[1 - (1 - \sigma_N \, T_B(\vec{b} - \vec{s}))^B\Big] + \; B \, T_B(\vec{b} - \vec{s}) \, \Big[1 - (1 - \sigma_N \, T_A(\vec{s}))^A\Big]\Big) \tag{A.29}$$

où A et B sont les masses atomiques des noyaux projectile et cible, $T_A(\vec{s})$ et $T_B(\vec{b}\text{-}\vec{s})$ sont les densités de nucléons par unité de surface dans le plan transverse (voir §A.1) et $\sigma_N \simeq$ 30 mb est la section efficace de collision inélastique.
La figure A.2 montre la validité de cette relation comparée à la corrélation « énergie transverse » – « énergie résiduelle »[1], puisque le paramètre d'impact b est directement lié au nombre de projectiles spectateurs mesuré par le calorimètre à zéro degré au travers de la mesure de l'énergie résiduelle.

A.4.2.1 Probabilité conditionnelle $P_{AB}(E_T|b)$

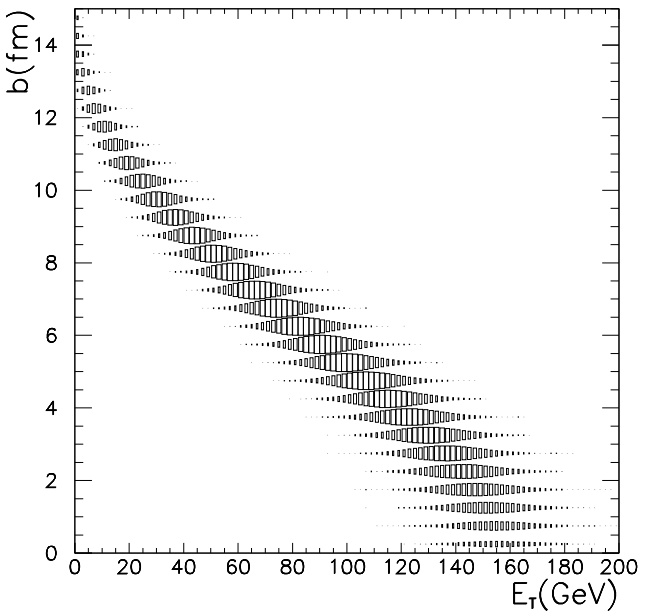

Figure A.3 : *Corrélation E_T–b pour des événements Drell-Yan dans les collisions Pb-Pb.*

En raison des fluctuations statistiques du nombre de participants et de l'énergie transverse des secondaires produites par chaque participant, la relation entre E_T et b est soumise à fluctuations. On considère que la dispersion D_p du nombre de participants est proportionnelle à $\sqrt{N_p}$ [7] :

$$D_p^2 = a \; N_p(b) \tag{A.30}$$

[1] le nombre de nucléons spectateurs du noyau projectile A vaut $A - N_p^A$ où N_p^A est le nombre de nucléons participants de A. L'énergie mesurée dans le calorimètre à zéro degré vaut, par conséquent, $E_{ZDC} = (A - N_p^A) \times 158$ GeV.

La probabilité conditionnelle d'obtenir E_T à b donné s'écrit [8] :

$$P_{AB}(E_T|b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\ \sigma_E}\ \exp\left(-\frac{(E_T\ -\ <E_T>)^2}{2\ \sigma_E^2}\right) \tag{A.31}$$

et puisque, $\begin{cases} <E_T> &= q\ N_p(b) \\ \sigma_E &= q\ D_p = q\sqrt{a\ N_p(b)} \end{cases}$ on trouve finalement [21] :

$$P_{AB}(E_T|b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\ q^2 a\ N_p(b)}}\ \exp\left(-\frac{(E_T\ -\ qN_p(b))^2}{2\ q^2 a\ N_p(b)}\right) \tag{A.32}$$

Où les seuls paramètres libres sont q, la contribution à l'énergie transverse de chacun des participants, et a, l'amplitude de la dispersion du nombre de participants. Ces variables sont ajustées par lissage sur le spectre d'énergie transverse des événements suivant la relation :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{DY}^{AB}}{\mathrm{d}E_T} = \int \mathrm{d}^2b \left[ABT_{AB}(\vec{b})\ \sigma_{DY}^{NN}\right]\ P_{AB}(E_T|b) \tag{A.33}$$

La figure A.3 montre la corrélation E_T–b telle qu'elle est représentée par l'équation A.32 (après ajustement des paramètres q et a).

A.4.2.2 Calcul de L

système	E_T	$<E_T>$	$<\rho\ L>(E_T)$	$L(E_T)$ $(\rho_0 = 0,138)$	$L(E_T)$ $(\rho_0 = 0,170)$
S-U	13–34	25,4	0,860 ± 0,080	6,23 ± 0,58	5,06 ± 0,47
S-U	34–50	42,2	1,021 ± 0,076	7,40 ± 0,55	6,01 ± 0,45
S-U	50–64	57,2	1,143 ± 0,069	8,28 ± 0,50	6,72 ± 0,41
S-U	64–77	70,6	1,237 ± 0,068	8,96 ± 0,49	7,28 ± 0,40
S-U	77–88	82,2	1,299 ± 0,055	9,41 ± 0,40	7,64 ± 0,32
Pb-Pb	5–45	34	1,180 ± 0,083	8,55 ± 0,60	6,94 ± 0,49
Pb-Pb	45–70	58	1,356 ± 0,061	9,83 ± 0,44	7,98 ± 0,36
Pb-Pb	70–105	88	1,506 ± 0,051	10,91 ± 0,37	8,86 ± 0,30
Pb-Pb	105–135	120	1,603 ± 0,029	11,62 ± 0,21	9,43 ± 0,17
Pb-Pb	135–175	147	1,650 ± 0,025	11,96 ± 0,18	9,71 ± 0,15

Tableau A.3 : *Valeurs de $<\rho\ L>$ et de L (pour $\rho_0 = 0,138$ nucléons/fm^3 et $\rho_0 = 0,170$ nucléons/fm^3) pour différentes tranches d'énergie transverse.*

Comme il a été dit précédemment (§3.3.3.2), la mesure de la centralité passe par la mesure de l'énergie transverse. Il est, par conséquent, possible d'étudier l'évolution des sections efficaces de production du J/ψ en fonction de la centralité en les mesurant par tranche d'énergie transverse. L'absorption nucléaire restant le processus de référence, la variable caractéristique de la centralité sera la variable L [1]. Cette dernière, reliée au

[1] L croît à mesure que la centralité augmente.

paramètre d'impact par la relation A.26, se déduit de l'énergie transverse en tenant compte de la probabilité conditionnelle $P_{AB}(E_T|b)$ (équation A.32) :

$$< \rho\ L > (E_T) = \frac{\int \mathrm{d}^2b\ \mathrm{d}^2s\ T_A(\vec{s})T_B(\vec{b}-\vec{s})\frac{(A-1)T_A(\vec{s})\ +\ (B-1)T_B(\vec{b}-\vec{s})}{2}\ P_{AB}(E_T|b)}{\int \mathrm{d}^2b\ \mathrm{d}^2s\ T_A(\vec{s})T_B(\vec{b}-\vec{s})\ P_{AB}(E_T|b)} \quad \text{(A.34)}$$

La figure A.4 représente la section efficace Drell-Yan en fonction de E_T et de L pondérée par l'inefficacité de la cible. Les événements contenus dans un intervalle de E_T $[E_i : E_j]$ présentent une distribution en L de valeur moyenne L et d'écart quadratique moyen ΔL. Le tableau A.3 regroupe les valeurs de L et ΔL associées aux différentes tranches d'énergie transverse pour les collisions S-U (définies dans [8]) et Pb-Pb (voir §3.3.3.2).

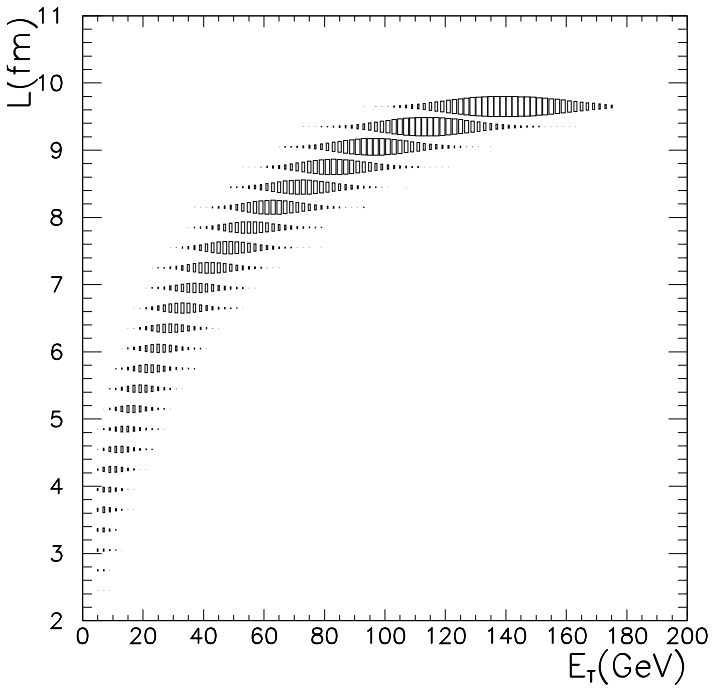

Figure A.4 : *Corrélation $L - E_T$ pour des événements Drell-Yan dans les collisions Pb-Pb*

Bibliographie

[1] C. Gerschel and J. Hüfner, Z. Phys. C. - Particles and Fields **56**, 171–174 (1992)

[2] C. Gerschel and J. Hüfner, Phys. Lett. B **207**, 253–256 (1988).

[3] J.-P. Blaizot and J.-Y. Ollitraut, Phy. Rev. Lett. 77 (1996) 1703.

[4] C. W. de Jager, H. de Vries and C. de Vries, Atomic Data and Nuclear Data Tables 14 (1974) 485.

[5] A. Bialas *et al.*, Nucl. Phys. B **111**, 461–476 (1976).

[6] D. Kharzeev, Proc. of QM'96, Heidelberg, Germany, 1996.

[7] D. Kharzeev *et al.*, CERN-TH/96-328 (1996).

[8] S. Gavin and R. Vogt, Nucl. Phys. B **345**, 104–124 (1990).

Annexe B

Fonctions de lissage des spectres simulés

Dans cette annexe, sont fournies les fonctions de lissage des spectres de masse des données simulées discutées dans §4.3.3. Les paramètres associés sont donnés tels qu'ils ont été utilisés dans les analyses.

B.1 Spectre de Drell-Yan

B.1.1 Données p-A, NA38

$$R(M) = P_1 \times exp\left[\left(-\frac{M}{P_2}\right) - P_3 \times exp\left(-0.5\frac{(M-P_4)^2}{P_5}\right)\right]$$

Cible (longueur)	C (30 cm)	Al (20 cm)	Cu (2 cm)	Cu (10.1 cm)	W (1.5 cm)	W (5.6 cm)
P_1	17634	18168	21407	15186	17539	17233
P_2	1,0127	1,0083	0,97503	1,0621	1,0184	1,0324
P_3	4,6835	6,3560	4,9543	3,1550	3,8421	4,9389
P_4	0,58106	0,21311	0,44520	0,97937	0,73121	0,49675
P_5	0,74050	0,96313	0,88152	0,51913	0,67825	0,80875

Tableau B.1 : *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements Drell-Yan pour les données NA38.*

B.1.2 Données p-A, NA51

$$R(M) = P_1 \times exp\left(-\frac{M}{P_2}\right) + P_3 \times exp\left(-\frac{M}{P_4}\right) + P_5 \times exp\left(-0.5\frac{(M-P_6)^2}{P_7}\right)$$

	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	P_6	P_7
H^2	18 618	1,2039	119 990	0,70545	-1 564 800	-2,2649	1,6204
D^2	24 387	1,1335	173 100	0.64408	-1 286 400	-2,2567	1,7473

Tableau B.2 : *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements Drell-Yan pour les données NA51.*

B.1.3 Données Pb-Pb, NA50

$$R(M) = P_1 \times exp\left(-\frac{M}{P_2}\right) + P_3 \times exp\left(-\frac{M}{P_4}\right)$$

	P_1	P_2	P_3	P_4
$Pb-Pb$	204 453,25	0,67819	-2 339 508	0,33703

Tableau B.3 : *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements Drell-Yan pour les données NA50.*

B.2 Spectres des J/ψ et ψ'

B.2.1 Données p-A, NA38

$$R(M) = A_1 \times exp\left(-0.5\frac{(M-\mu)^2}{\sigma(M)^2}\right) + A_2 \times exp\left(-0.5\frac{(M-(\mu+\delta\mu))^2}{\sigma(M)^2}\right)$$

$$\text{avec} \quad \sigma(M) = \begin{cases} \sigma_0 & \text{pour } y_1 < M < y_2 \\ \sigma_0\ (1+[a_1(y_1-M)]^{[a_2-a_3(y_1-M)]}) & \text{pour } M < y_1 \\ \sigma_0\ (1+[a_4(M-y_2)]^{[a_5-a_6(M-y_2)]}) & \text{pour } M > y_2 \end{cases}$$

Cible (cm)	C (30)	Al (20)	Cu (2)	Cu (10,1)	W (1,5)	W (5,6)
A_1	12927	13423	16739	13767	15404	11849
A_2	16972	13486	16829	13802	15498	11899
μ	3,0581	3,1171	3,1154	3,1146	3,1163	3,1137
$\mu+\delta\mu$	3,1807	3,1224	3,1160	3,1174	3,1170	3,1190
σ_0	0,0749	0,0839	0,0657	0,0794	0,0710	0,0897
y_1	0,948	0,947	0,971	0,961	0,969	0,974
y_2	1,095	1,079	1,057	1,015	1,061	1,035
a_1	2,7742	2,5456	3,1151	2,5527	2,8139	0,4939
a_2	1,2606	1,1295	1,2586	1,2575	1,2550	0,9159
a_3	0,3653	0,3238	0,3252	0,3610	0,2954	1,8060
a_4	2,2538	1,5388	0,4334	0,4355	0,3580	0,2381
a_5	1,1627	1,4983	0,7976	1,3248	0,6658	0,7354
a_6	0,0967	2,1732	1,8352	2,1282	1,5318	1,1522
A'_1	14289	13892	17887	14707	16586	12912
A'_2	17288	13910	17893	14723	16602	12918
μ'	3,6423	3,7098	3,7066	3,7053	3,7069	3,7046
$\mu'+\delta\mu'$	3,7864	3,7125	3,7073	3,7069	3,7078	3,7084
σ'_0	0,0811	0,0931	0,0705	0,0869	0,0764	0,0968
y'_1	0,954	0,955	0,977	0,958	0,971	0,957
y'_2	1,061	1,090	1,051	1,034	1,051	1,025
a'_1	2,5774	2,2840	2,8602	2,5244	2,7140	2,1827
a'_2	1,3010	1,2266	1,3101	1,1696	1,2442	1,1228
a'_3	0,2712	0,2485	0,2578	0,2064	0,2267	0,1566
a'_4	1,7204	1,6180	2,1485	1,5432	1,9281	1,4050
a'_5	2,1708	1,1410	1,3669	1,7335	1,2248	1,5999
a'_6	-1,822	-0,915	-0,105	-0,505	0,106	-0,110

Tableau B.4 : *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements J/ψ et ψ' pour les données NA38.*

B.2.2 Données p-A, NA51

$$R(M) = A_0 \times exp\left(-0.5\frac{(M-\mu)^2}{\sigma(M)^2}\right)$$

$$\text{avec} \quad \sigma(M) = \begin{cases} \sigma_0 & \text{pour } y_1 < M < y_2 \\ \sigma_0\ (1 + [a_1(y_1 - M)]^{[a_2 - a_3(y_1 - M)]}) & \text{pour } M < y_1 \\ \sigma_0\ (1 + [a_4(M - y_2)]^{[a_5 - a_6(M - y_2)]}) & \text{pour } M > y_2 \end{cases}$$

	$p-H^2$	$p-D^2$
A_0	57349	54507
μ	3,1174	3,1199
σ_0	0,17362	0,17505
y_1	0,968	0,970
y_2	1,061	1,030
a_1	0.69349	0,68217
a_2	2,0313	2,1122
a_3	1,3280	1,4071
a_4	0,62885	0,26291
a_5	1,8750	1,9055
a_6	0,23114	1,1972

	$p-H^2$	$p-D^2$
A'_0	68708	61101
μ'	3,7082	3,7103
σ'_0	0,18435	0,18187
y'_1	0,944	0,970
y'_2	1,100	1,020
a'_1	0,92991	0,87767
a'_2	1,7965	2,1533
a'_3	0,76858	0,92577
a'_4	0,15597	0,58022
a'_5	1,0007	2,6005
a'_6	0,67567	0,74681

Tableau B.5 : *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements J/ψ et ψ' pour les données NA51.*

B.2.3 Données Pb-Pb, NA50

$$R(M) = A_0 \times exp\left(-0.5\frac{(M-\mu)^2}{\sigma(M)^2}\right)$$

$$\text{avec} \quad \sigma(M) = \begin{cases} \sigma_0 & \text{pour } y_1 < M < y_2 \\ \sigma_0\ (1 + [a_1(y_1 - M)]^{[a_2 - a_3\sqrt{y_1 - M}]}) & \text{pour } M < y_1 \\ \sigma_0\ (1 + [a_4(M - y_2)]^{[a_5 - a_6\sqrt{M - y_2}]}) & \text{pour } M > y_2 \end{cases}$$

	$Pb-Pb$
A_0	194 609
μ	3,1285
σ_0	0,0865
y_1	0,985
y_2	1,069
a_1	0,22295
a_2	1,12669
a_3	1,66301
a_4	0,13246
a_5	0,90554
a_6	1,21107

	$Pb-Pb$
A'_0	103 541
μ'	3,7194
σ'_0	0,0984
y'_1	0,970
y'_2	1,055
a'_1	0,14598
a'_2	0,88784
a'_3	1,31102
a'_4	0,23405
a'_5	1,40907
a'_6	1,72110

Tableau B.6 : *Coefficients de lissage des spectres de masse des événements J/ψ et ψ' pour les données NA50.*

B.3 Spectre de charme ouvert des données Pb-Pb

$$R(M) = P_1 \times exp\,(-\,M \times P_2) - P_3 \times exp\left((-\,M + P_4)^3\right)$$

	P_1	P_2	P_3	P_4
$Pb-Pb$	13,0	2,771	0,04116	0,4706

Tableau B.7 : *Coefficients de lissage du spectre de masse des événements de charme ouvert pour les données Pb-Pb de l'expérience NA50.*

Annexe C

Corrections cinématiques

Les résultats expérimentaux de dispositifs différents sont fréquemment donnés dans des domaines cinématiques différents. Ils ne sont donc, ni comparables, ni cumulables, tant que les corrections adéquates n'ont pas été appliquées. Cette annexe regroupe les corrections appliquées aux résultats des ensembles de données n'appartenant pas au domaine cinématique ($\sqrt{s} = 19,4$ GeV, y^*=[0 :1], cos(Θ_{CS})=[-0,5 : 0,5]).

C.1 Variables cinématiques

C.1.1 Variable de Feynman x_F

Considérons le cas de la production d'un dimuon dans une collision nucléon-nucléon. L'impulsion longitudinale x_F (normalisée par l'énergie totale) du dimuon produit est définie par :

$$x_F = x_1 - x_2 \tag{C.1}$$

où x_1 et x_2 sont les fractions d'impulsion longitudinale des hadrons emportées par les partons interagissant (x_1 et x_2 sont définies dans le centre de masse des deux partons).

On admet que l'énergie totale dans le centre de masse $\sqrt{s}$ est suffisamment grande pour qu'on puisse négliger devant elle la masse des hadrons et l'impulsion transverse des partons devant leur impulsion longitudinale. Dans le centre de masse de l'interaction, les impulsions des quarks qui interagissent sont alors $x_1\sqrt{s}/2$ et $x_2\sqrt{s}/2$. Dans ces conditions, l'énergie et l'impulsion du dimuon produit, dans le centre de masse de la collision, deviennent :

$$E^* = (x_1 + x_2)\frac{\sqrt{s}}{2} \qquad P^* = (x_1 - x_2)\frac{\sqrt{s}}{2} \tag{C.2}$$

d'où

$$M^2 = E^{*2} + P^{*2} = x_1 x_2 s \qquad \Longrightarrow \qquad x_1 x_2 = \frac{M^2}{s} = \tau \tag{C.3}$$

où τ représente la fraction de l'énergie totale servant à la production du dimuon.

C.1.2 Rapidité y

On définit la rapidité y [1] par :

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E + P_z}{E - P_z} \tag{C.4}$$

où P_z est l'impulsion longitudinale du dimuon. Dans le système du centre de masse de la collision,

$$y^* = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E^* + P_z^*}{E^* - P_z^*}\right) \quad \Longrightarrow \quad \begin{cases} e^{y^*} = \left(\frac{E^*+P_z^*}{E^*-P_z^*}\right)^{1/2} \\ e^{-y^*} = \left(\frac{E^*-P_z^*}{E^*+P_z^*}\right)^{1/2} \end{cases} \quad \Longrightarrow \quad \begin{cases} \frac{E^*}{\sqrt{E^{*2}-P_z^{*2}}} = \cosh y^* \\ \frac{P_z^*}{\sqrt{E^{*2}-P_z^{*2}}} = \sinh y^* \end{cases}$$

D'après C.3, négligeant l'impulsion transverse ($\sqrt{E^{*2} - P_z^{*2}} \simeq M$), et par suite :

$$x_F = \frac{2M}{\sqrt{s}} \times \sinh y^* \tag{C.5}$$

[1] Cette variable est fréquemment utilisée à très haute énergie. Dans les collisionneurs notamment, où les distributions de x_F deviennent étroites et piquées à $x_F = 0$, y offre l'avantage de couvrir un domaine plus large que celui de x_F.

A titre indicatif, la figure C.1 montre les correspondances entre les variables associées à x_F (x_1 et x_2) et la rapidité y^*.

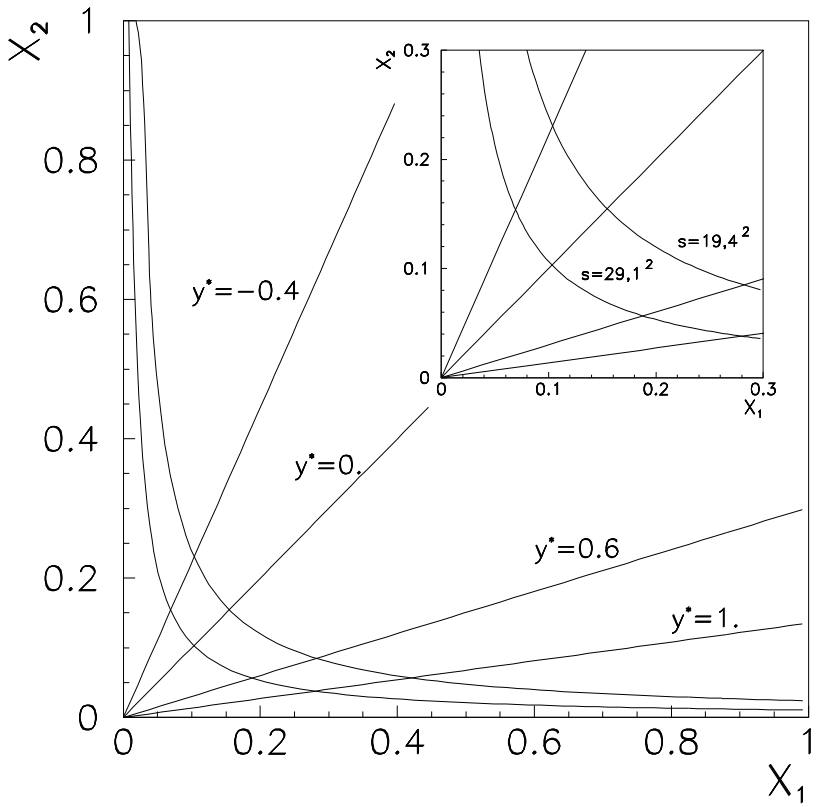

Figure C.1 : *x_2 en fonction de x_1 pour deux valeurs de l'énergie (19,4 GeV et 29,1 GeV) et une masse prise égale à celle du J/ψ. Les droites correspondent à différentes valeurs de la rapidité y^*.*

Le tableau C.1 donne (pour la masse du J/ψ) les correspondances entre x_F et y^* aux deux valeurs de l'énergie considérées ici.

$\sqrt{s}$ (GeV)	29,1	29,1	19,4	19,4
x_F	-0,087	0,136	0	0,375
y^*	-0,4	0,6	0	1

Tableau C.1 : *x_F et y^* pour différentes valeurs de l'énergie. x_F a été calculé à la masse du J/ψ.*

C.2 Corrections de Schuler

D'après une étude phénoménologique effectuée par G. A. Schuler, la section efficace de production du J/ψ peut être reliée à sa masse $M_{J/\psi}$ et à l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ (pour des énergies $\sqrt{s} \leq 31$ GeV) par l'expression :

$$\sigma^{J/\psi} = \sigma_0 \left(1 - \frac{M_{J/\psi}}{\sqrt{s}}\right)^n \tag{C.6}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{J/\psi}}{\mathrm{d}x_F} \simeq (1 - |x_F|)^d \qquad \text{avec} \qquad \mathrm{d} = \frac{a}{1 + b/\sqrt{s}} \tag{C.7}$$

où les paramètres $\begin{cases} \sigma_0 = 638 \pm 104 \text{ (nb)} \\ n = 12,0 \pm 0,9 \\ a = 13,5 \pm 4,5 \\ b = 44,9 \pm 21,9 \text{ (GeV)} \end{cases}$ sont donnés dans [1]

La figure C.2 montre les distributions selon x_F pour deux valeurs de l'énergie dans le centre de masse : $\sqrt{s} = 19,4$ GeV et $\sqrt{s} = 29,1$ GeV.

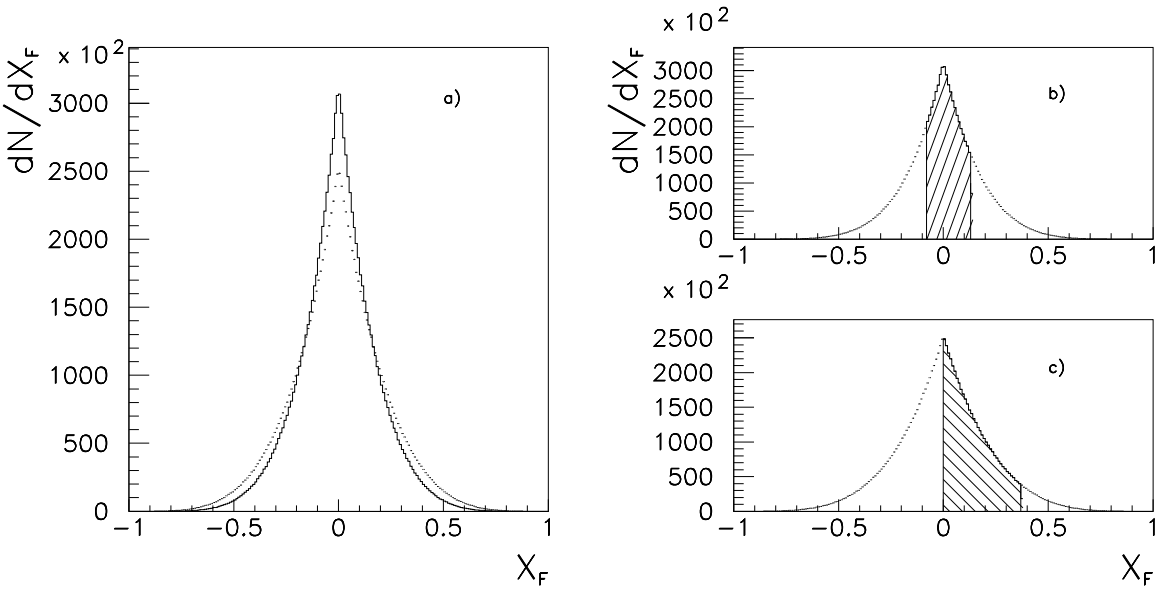

Figure C.2 : *Représentation des distributions suivant x_F : a) pour des énergies de 29,1 et 19,4 GeV, respectivement en traits pleins et pointillés ; b) pour 29,1 GeV, où la zône hachurée représente le domaine $x_F = [-0,087 : 0,136]$ ($y^* = [-0,4 : 0,6]$) ; c) pour 19,4 GeV, où la zône hachurée représente le domaine $x_F = [0 : 0,375]$ ($y^* = [0 : 1]$).*

Ces paramétrisations permettent d'évaluer quantitativement les corrections à appliquer sur les valeurs des sections efficaces de J/ψ pour les transformer en leurs équivalents dans un domaine cinématique différent de celui dans lequel elles ont été mesurées. Considérons, par exemple, le cas des données p-A à 450 GeV/c. Il s'agit de rapporter des données obtenues dans le domaine cinématique ($y^* = [-0,4 : 0,6]$, $\sqrt{s} = 29,1$ GeV) à

leur équivalent dans le domaine ($y^* = [0:1], \sqrt{s} = 19,4$ GeV). La correction à appliquer sur les sections efficaces, lors du passage de $\sqrt{s} = 29,1$ GeV à $\sqrt{s} = 19,4$ GeV vaut, d'après l'équation C.6 :

$$C_{29,1\ GeV \longrightarrow 19,4\ GeV} = \frac{\sigma^{J/\psi}_{\sqrt{s}=19,4\ GeV}}{\sigma^{J/\psi}_{\sqrt{s}=29,1\ GeV}} = \left(\frac{1-\frac{M_{J/\psi}}{19,4}}{1-\frac{M_{J/\psi}}{29,1}}\right)^{12\pm0,9} = 0,479 \pm 0,026$$

et la correction à appliquer lors du passage de $y^* = [-0,4:0,6]$ ($x_F = [-0,087:0,136]$) à $y^* = [0:1]$ ($x_F = [0:0,375]$) vaut, d'après l'équation C.7 :

$$\begin{aligned} C_{[-0,4:0,6] \longrightarrow [0:1]} &= \int_0^{0,375} \frac{d\sigma^{J/\psi}}{dx_F} dx_F \Big/ \int_{-0,087}^{0,136} \frac{d\sigma^{J/\psi}}{dx_F} dx_F \\ &= \int_0^{0,375} \frac{dN}{dx_F} dx_F \Big/ \int_{-0,087}^{0,136} \frac{dN}{dx_F} dx_F \\ &= 0,873 \pm 0,167 \end{aligned}$$

Globalement, afin de rendre compatibles entre elles, les données obtenues dans le domaine cinématique ($y^* = [-0,4:0,6], \sqrt{s} = 29,1$ GeV) et celles obtenues dans le domaine ($y^* = [0:1], \sqrt{s} = 19,4$ GeV), il convient d'appliquer à l'ensemble des sections efficaces 450 GeV/c le facteur correctif $C_{450GeV/c \longrightarrow 200GeV/c}$:

$$C_{450GeV/c \longrightarrow 200GeV/c} = C_{tot} = (0,479 \pm 0,026) \times (0,873 \pm 0,167) = 0,418 \pm 0,083$$

Considérons maintenant le cas des données Pb-Pb. Le domaine cinématique dans lequel celles-ci sont définies, est : ($\sqrt{s} = 17,3 GeV$, $y^* = [0:1]$, $\cos(\Theta_{CS}) = [-0,5:0,5]$). La seule différence avec le domaine cinématique de référence concerne l'énergie $\sqrt{s}$ (qui vaut $\sqrt{s} = 19,4$ GeV dans le domaine de référence). Ainsi, la correction à appliquer sur les sections efficaces des données Pb-Pb se limitera à celle liée à l'énergie dans le centre de masse du système. Numériquement :

$$C_{17,3\ GeV \longrightarrow 19,4\ GeV} = \frac{\sigma^{J/\psi}_{\sqrt{s}=19,4\ GeV}}{\sigma^{J/\psi}_{\sqrt{s}=17,3\ GeV}} = \left(\frac{1-\frac{M_{J/\psi}}{19,4}}{1-\frac{M_{J/\psi}}{17,3}}\right)^{12\pm0,9} = 1,323 \pm 0,028$$

C.3 Correction des données p-Cu, p-U, O-Cu, O-U, S-U (NA38)

Des résultats sur la mesure des sections efficaces de production du J/ψ ont été publiés par la collaboration NA38 [2]. Ces données, utilisées comme référence dans §5.1.1, ont été obtenues pour des faisceaux de protons et d'ions à 200 GeV/c par nucléon et extrapolées aux domaines $x_F = [0 : 0,5]$ et $\cos(\Theta_{CS}) = [-1 : 1]$ suivant les distributions :

1. Variable de Feynman x_F : distribution en $\frac{1}{1-x_F{}^2}$ $\exp\left(-\frac{1}{2\times(0,4)^2}\times\left[\ln\left(\frac{1+x_F}{1-x_F}\right)\right]^2\right)$
2. $\cos(\Theta_{CS})$: distribution uniforme

La figure C.3 montre les distributions, utilisées dans [2], des variables x_F et $\cos(\Theta_{CS})$ ainsi que les domaines cinématiques considérés.

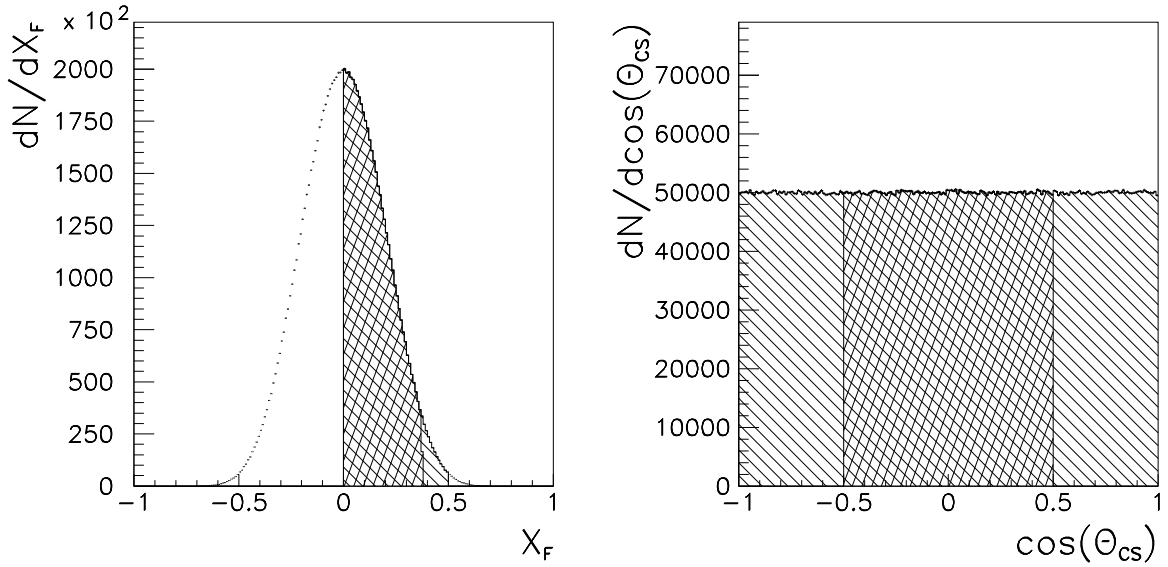

Figure C.3 : *Représentation des distributions suivant x_F (cf 1.) et $\cos(\Theta_{CS})$ (cf 2.). Les zones hachurées correspondent aux domaines $x_F = [0 : 0,375]$ et $x_F = [0 : 0,5]$, et $\cos(\Theta_{CS}) = [-0,5 : 0,5]$ et $\cos(\Theta_{CS}) = [-1 : 1]$.*

Les valeurs des sections efficaces J/ψ mesurées dans ($x_F = [0 : 0,5]$ et $\cos(\Theta_{CS}) = [-1 : 1]$) sont reportées dans le tableau C.2. Rapporter ces données au domaine cinématique ($y^* = [0 : 1]$ et $\cos(\Theta_{CS}) = [-0,5 : 0,5]$) consiste à leur appliquer un facteur correctif C_{corr} définit par :

$$C_{corr} = \left(\int_0^{0,375} \frac{dN}{dx_F}dx_F \Big/ \int_0^{0,5} \frac{dN}{dx_F}dx_F\right) \times \left(\int_{-0,5}^{0,5} \frac{dN}{d\cos(\Theta_{CS})}d\cos(\Theta_{CS}) \Big/ \int_{-1}^{1} \frac{dN}{d\cos(\Theta_{CS})}d\cos(\Theta_{CS})\right)$$

Numériquement,

$$C_{corr} \quad = \quad 0,957 \times 0,5 = 0,4785$$

Cette correction a été appliquée aux valeurs rassemblées dans le tableau C.2. Les valeurs

	p_{lab}(GeV/c)	x_F	cosθ_{CS}	$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ (μb)
p-Cu	200	$[0:0,5]$	$[-1:1]$	0,223 $\pm$ 0,010 $\pm$ 0,044
p-U	200	$[0:0,5]$	$[-1:1]$	0,698 $\pm$ 0,037 $\pm$ 0,140
O-Cu	200	$[0:0,5]$	$[-1:1]$	2,69 $\pm$ 0,09 $\pm$ 0,27
O-U	200	$[0:0,5]$	$[-1:1]$	9,45 $\pm$ 0,29 $\pm$ 0,95
S-U	200	$[0:0,5]$	$[-1:1]$	16,33 $\pm$ 0,60 $\pm$ 1.63

Tableau C.2 : *Sections efficaces J/ψ mesurées dans le domaine cinématique [2] : $x_F = [0:0,5]$ et* cos$(\Theta_{CS}) = [-1:1]$

des sections efficaces J/ψ (normalisées au produit $A_{projectile} \times B_{cible}$) sont reportées dans le tableau C.3.

	$A_{proj.} \times B_{cible}$	p_{lab}(GeV/c)	x_F	cosθ_{CS}	$B^{J/\psi}_{\mu\mu}\sigma^{J/\psi}$ / **AB (nb)**
p-Cu	63	200	$[0:0,375]$	$[-0,5:0,5]$	1,69 $\pm$ 0,08 $\pm$ 0,33
p-U	238	200	$[0:0,375]$	$[-0,5:0,5]$	1,40 $\pm$ 0,07 $\pm$ 0,28
O-Cu	1008	200	$[0:0,375]$	$[-0,5:0,5]$	1,28 $\pm$ 0,04 $\pm$ 0,13
O-U	3808	200	$[0:0,375]$	$[-0,5:0,5]$	1,19 $\pm$ 0,04 $\pm$ 0,12
S-U	7616	200	$[0:0,375]$	$[-0,5:0,5]$	1,03 $\pm$ 0,04 $\pm$ 0,10

Tableau C.3 : *Sections efficaces J/ψ rapportées au domaine cinématique $y^* = [0:1]$,* cos$(\Theta_{CS}) = [-0,5:0,5]$ *et normalisées au produit $A_{projectile} \times B_{cible}$.*

Bibliographie

[1] G. A. Schuler, « Quarkonium production and decays »,CERN-TH.7170/94 (HEP-PH/9403387) 1994.

[2] C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B **270**, 105–110 (1991).