

ORSAY  
*No D'ORDRE :*

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD  
U.F.R SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

*présentée  
pour obtenir*

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

*par*

Laurent CONIN

Etude de la dynamique des collisions Pb+Pb à 158 AGeV/c par  
interferométrie de particules

Soutenue le 11 mai 2001 devant la Commission d'Examen

M J.Aichelin  
M H.Boggild  
M<sup>me</sup> B.Erazmus  
M H.Flocard     *Président*  
M Y.Le Bornec   *Rapporteur*  
M J.Pluta        *Rapporteur*



*A Marine*



# Remerciements

L'ensemble de mon travail de thèse a été réalisé au sein du laboratoire Subatech à Nantes. Je remercie Hans Gutbrod, d'avoir mis à ma disposition les moyens matériels qui ont rendu possible ce travail.

Je voudrais remercier Yves le Bornec et Jan Pluta d'avoir accepté d'être mes rapporteurs, et tout particulièrement d'avoir fait preuve d'une grande rapidité afin de respecter les délais. Hubert Flocard a accepté de présider mon jury de thèse, je l'en remercie. Merci également aux autres membres de mon jury : Joerg Aichelin pour ses discussions qui, entre autre, m'ont aidé à mieux comprendre le flot, et Hans Boggild qui m'a accueilli au sein de la collaboration NA44.

Je remercie Barbara Erazmus de m'avoir intégré dans son groupe. Je lui suis particulièrement reconnaissant de m'avoir donné les moyens de terminer ma thèse dans de bonnes conditions. Merci à Lilian Martin pour son aide, notamment au début de la thèse lorsque j'ai dû me familiariser avec le sujet. Ses conseils lors de la rédaction m'ont également été précieux. Je remercie également tous les membres du groupe hadrons pour le support qu'ils m'ont apportés au cours de ma thèse. Je remercie particulièrement Christelle Roy qui a fait preuve d'une grande disponibilité lors de la rédaction du manuscrit. Une part importante de ce travail a été réalisée en collaboration avec Fabrice Retière. Notre intérêt mutuel pour nos travaux respectifs m'a beaucoup apporté.

Les discussions que j'ai eues avec Richard Lednicky et Yuri Sinukov ont été riches d'enseignement pour moi, et je tiens à les remercier de la disponibilité dont ils ont fait preuve à mon égard.

Au cours de ces trois ans et demi, j'ai partagé mon bureau avec Walter, Fabrice (de Rezé), Marc, Javier, Ludovic, Fabrice (dit "de Vendée") et David. Je les remercie pour leur bonne humeur aussi bien au labo qu'en soirée. J'associe à ces remerciements Francois, Hajo, Maria, Regina, Fuming, Tanguy et Laurent.

Merci enfin à Marine, pour son soutien. Je la remercie également pour ses lectures successives du manuscrit et son intérêt inédit pour le vol des particules, les kaon-kaon et les gluons ....



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Les collisions d'ions lourds ultrarelativistes</b>	<b>1</b>
1.1	Introduction . . . . .	1
1.2	Déroulement d'une collision. . . . .	1
1.3	Quelques signatures du plasma de quarks et de gluons. . . . .	2
1.3.1	Suppression de certaines résonances lourdes. . . . .	3
1.3.2	Radiation du Plasma . . . . .	4
1.3.3	Modification du spectre en masse invariante des dileptons. . . . .	4
1.3.4	Augmentation de l'étrangeté. . . . .	5
1.3.5	Recherche d'étrangelets . . . . .	6
1.3.6	Augmentation de la durée de l'émission des particules. . . . .	6
1.4	État des lieux. . . . .	7
<b>2</b>	<b>L'interférométrie de particules</b>	<b>9</b>
2.1	Principe de l'interférométrie d'intensité. . . . .	9
2.2	Les paramétrisations de la source utilisées dans cette étude. . . . .	12
2.2.1	La paramétrisation invariante : . . . . .	12
2.2.2	La paramétrisation de Bertsch-Pratt . . . . .	13
2.2.3	Les référentiels. . . . .	14
2.3	Effet des interactions . . . . .	14
2.4	Effets dynamiques . . . . .	16
<b>3</b>	<b>L'expérience NA44</b>	<b>19</b>
3.1	Vue générale . . . . .	19
3.2	Les détecteurs de la région de la cible . . . . .	19
3.2.1	La cible . . . . .	19
3.2.2	Contrôle du faisceau . . . . .	19
3.2.3	Mesure de la multiplicité . . . . .	21
3.3	Les aimants . . . . .	22
3.4	Trajectographie . . . . .	24
3.4.1	Hodoscopes . . . . .	24
3.4.2	Chambres à fils . . . . .	24
3.5	Identification . . . . .	25
3.5.1	Cherenkov à seuil . . . . .	25
3.5.2	Le Time Imaging Cherenkov (TIC) . . . . .	26

3.5.3	Le système de mesure de temps de vol (TOF)	28
3.5.4	L'aerogel.	28
3.5.5	Le calorimètre UCAL.	29
3.6	Le système de déclenchement	29
3.7	Les "Jaws".	30
<b>4</b>	<b>Reconstruction et sélection des données</b>	<b>31</b>
4.1	Introduction	31
4.2	Calibration et trajectographie	32
4.2.1	Calibration des hodoscopes	32
4.2.2	Calibration des chambres à fils.	34
4.3	Reconstruction des trajectoires.	34
4.4	Recalibration de la mesure du temps de vol.	34
4.5	Sélections	38
4.5.1	Sélection des évènements	38
4.5.2	Sélection des traces	39
4.5.3	Récapitulatif	40
4.6	Identification des particules.	42
4.6.1	Rejet des pions	42
4.6.2	Présélection et estimation du nombre de kaons et protons	43
4.6.3	Méthode d'identification standard.	46
4.6.4	Méthode d'identification par réseau de neurones.	48
4.6.5	Comparaison entre les deux méthodes	54
4.6.6	Bilan de l'identification des particules.	56
<b>5</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>59</b>
5.1	Estimation de la centralité.	59
5.2	Prise en compte des biais expérimentaux	60
5.2.1	Efficacité à deux traces.	61
5.2.2	Contamination des protons par les hyperons.	65
5.2.3	Prise en compte de la résolution	69
5.3	Récapitulatif de la méthode de construction des fonction de corrélation	75
5.3.1	Les fonctions de corrélations expérimentales.	75
5.3.2	Les fonctions de corrélations théoriques.	75
5.4	Résultats de l'analyse à une dimension.	77
5.5	Résultats de l'analyse à deux dimensions.	82
<b>6</b>	<b>Comparaison avec les modèles</b>	<b>89</b>
6.1	Modèles hydrodynamiques	89
6.1.1	Introduction	89
6.1.2	Notations	90
6.1.3	Modèle sans flot radial	90
6.1.4	Modèle avec flot radial.	92
6.1.5	Quantification de l'intensité du flot.	97



6.1.6	Conclusion . . . . .	100
6.2	Modèles de cascades. . . . .	100
6.2.1	Présentation des modèles . . . . .	101
6.2.2	Comparaison avec les données. . . . .	102
6.2.3	Conclusion . . . . .	107
<b>7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>109</b>
<b>A</b>	<b>Le simulateur Monte Carlo</b>	<b>113</b>
<b>B</b>	<b>Langages à objet et Méthodologie UML</b>	<b>115</b>
B.1	Langages à objet. . . . .	115
B.1.1	Encapsulation . . . . .	115
B.1.2	Agrégation. . . . .	116
B.1.3	Héritage et polymorphisme. . . . .	116
B.2	Méthodologie UML . . . . .	117
<b>C</b>	<b>Le programme HbtMaker</b>	<b>119</b>
C.1	Présentation du programme HbtMaker . . . . .	119
C.2	Calcul des fonctions de corrélation théoriques . . . . .	122
C.2.1	Présentation générale . . . . .	122
C.2.2	Stockage des informations fournies par le générateur d'évènements. . . . .	122
C.2.3	Les paires théoriques. . . . .	124
C.2.4	Les fonctions de corrélation théoriques. . . . .	126
C.3	Détermination de la taille de la source. . . . .	128
C.3.1	Description de la méthode . . . . .	128
C.3.2	Mise en oeuvre avec le programme HbtMaker . . . . .	129
<b>D</b>	<b>Les réseaux de neurones</b>	<b>133</b>
D.1	Introduction . . . . .	133
D.2	Principe de fonctionnement. . . . .	134
D.2.1	Le neurone. . . . .	134
D.2.2	Réseaux de neurones. . . . .	134
D.3	L'apprentissage. . . . .	136
D.4	Choix de l'architecture du réseau. . . . .	138



# Table des figures

1.1	Suppression du $J/\psi$ observée par la collaboration NA50 dans les collisions Pb+Pb à 158 GeV/c[Abr00] . . . . .	3
1.2	Surproduction de photons directs observée par la collaboration WA98 dans les collisions Pb+Pb à 158 GeV/c . . . . .	4
1.3	Augmentation de dileptons dans la région des basse masses observées dans les collisions Pb+Pb par la collaboration CERES . . . . .	5
1.4	Augmentation de l'étrangeté vue par l'expérience WA97 dans les collisions Pb+Pb . . . . .	6
2.1	Distribution de l'angle relatif entre les pions émis dans les annihilations $p + \bar{p}$ , pour les pions identiques (a) et non identiques(b) . . . . .	10
2.2	Principe de l'interférométrie d'amplitude . . . . .	10
2.3	Coordonnées de l'impulsion relative dans la paramétrisation de Bertsch-Pratt. . . . .	13
2.4	Influence des interactions sur la fonction de corrélation. . . . .	14
2.5	Corrélation impulsion-position dans le modèle RQMD . . . . .	16
2.6	Résultat de corrélations pion-pion obtenus par NA44 . . . . .	17
3.1	le Spectromètre NA44 . . . . .	20
3.2	Le détecteur au silicium à pads (les pads grisés sont Hors Services) . . . . .	21
3.3	Les deux modes de focalisation du spectromètre . . . . .	23
3.4	Acceptance du spectromètre NA44 . . . . .	23
3.5	Amplitude des signaux Cherenkov C1 & C2, pour les modes de fonctionnement Haute Pression (HP) et basse pression (LP). Les électrons et les protons, non représentés ont un signal égal à respectivement 1 et 0 . . . . .	27
3.6	Le Tic . . . . .	27
4.1	Localisation des lattes scintillantes de calibration d'un hodoscope. . . . .	33
4.2	Calibration du temps de vol des données de 1996 (haut Pt) . . . . .	35
4.3	Calibration du temps de vol des données de 1995 (bas Pt) . . . . .	36
4.4	Amplitude du signal dans les deux détecteurs CX1 et CX2 . . . . .	39
4.5	Coupures en acceptance . . . . .	40
4.6	Distribution de CLX et CLY pour les données de 1995 (bas Pt) et 1996 (haut Pt) . . . . .	41
4.7	Distribution des amplitudes dans les détecteurs Cherenkov C1 et C2 pour les données de 1996 (haut Pt) . . . . .	43

4.8	Distribution des temps de vol pour les données de 1996 (haut Pt). . . . .	44
4.9	Méthode d'identification Standard : coupure sur le temps de vol . . . . .	47
4.10	Architecture du réseau de neurones . . . . .	49
4.11	Sélection des quatre échantillons $E_{PP}, E_{PK}, E_{KP}, E_{KK}$ . . . . .	50
4.12	Paramétrisation de $\Delta Tof^- = \Delta Tof_2 - \Delta Tof_1$ pour les données de 1996. . . . .	51
4.13	Paramétrisation de $\Delta Tof^+ = \Delta Tof_1 + \Delta Tof_2$ pour les données de 1996. . . . .	52
4.14	Paramétrisation de la résolution sur la mesure du temps de vol . . . . .	53
4.15	Distribution de la valeur de sortie du Neurone Spp pour les données de 1996 (haut Pt) . . . . .	54
4.16	Influence de la mesure du temps dans le T0 sur la résolution du temps de vol. . . . .	55
4.17	Taux de Rejet des deux méthodes d'identification en fonction du taux de pollution pour les données de 1995 (bas Pt) . . . . .	57
4.18	Taux de rejet des deux méthodes d'identification en fonction du taux de pollution pour les données de 1996 (haut Pt) . . . . .	58
5.1	Estimation de la centralité en fonction du temps . . . . .	60
5.2	Efficacité à deux traces dans les chambres à fils. . . . .	61
5.3	Mise en évidence de l'influence de l'efficacité à deux traces sur la fonction de corrélation. Les symboles correspondent aux données et les traits correspondent aux résultats du simulateur Monte Carlo. . . . .	63
5.4	Test de la méthode de correction de l'efficacité à deux traces . . . . .	64
5.5	Estimation de la multiplicité de baryons étranges : Lambda (a,b,c) et Sigma(d) . . . . .	66
5.6	Estimation de la multiplicité de protons primaires . . . . .	66
5.7	Estimation de la contamination des protons par les produits de décroissance des baryons étranges pour les données de 1995 (bas Pt) . . . . .	68
5.8	Estimation de la contamination des protons par les produits de décroissance des baryons étranges pour les données de 1996 (haut Pt) . . . . .	69
5.9	Paramétrisation de la résolution en impulsion en fonction de l'impulsion longitudinale et de l'impulsion transverse. . . . .	70
5.10	Comparaison de la paramétrisation de la résolution en impulsion avec la simulation MC pour les données de 95 (haut) et 96 (bas). . . . .	71
5.11	Évaluation de la paramétrisation de la résolution intrinsèque (sans "jaws") avec la fonction de corrélation proton-proton. . . . .	72
5.12	Influence des jaws sur la résolution . . . . .	73
5.13	Paramétrisation de l'influence des "jaws" sur la résolution. . . . .	74
5.14	Évaluation de la paramétrisation complète de la résolution avec la fonction de corrélation proton-proton. . . . .	74
5.15	Récapitulatif de la méthode de construction des fonctions de corrélations. . . . .	76
5.16	Fonction de corrélation proton-proton (1995) $\langle Mt \rangle = 1.00$ GeV. . . . .	78
5.17	Fonction de corrélation proton-proton (1996) $\langle Mt \rangle = 1.34$ GeV. . . . .	78
5.18	Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_a$ ) $\langle Mt \rangle = 1.21$ GeV/c. . . . .	79
5.19	Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_b$ ) $\langle Mt \rangle = 1.29$ GeV. . . . .	79

5.20	Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_c$ ) $\langle Mt \rangle = 1.43$ GeV/c. . . .	79
5.21	Fonction de corrélation kaon-kaon (1995) $\langle Mt \rangle = 0.60$ GeV. . . . .	80
5.22	Fonction de corrélation kaon-kaon (1996) $\langle Mt \rangle = 1.03$ GeV. . . . .	80
5.23	Dépendance en impulsion transverse des tailles de sources mesurée par l'analyse des fonctions de corrélations en une dimension. . . . .	82
5.24	sensibilité à l'asymétrie de la source des fonctions de corrélation à une dimension(a) et à deux dimensions (b) . . . . .	83
5.25	Exemple de fonction de corrélation proton-proton théorique en deux dimensions obtenue avec les données de 1996 pour une taille de source de 3.4 fm et une asymétrie $\epsilon = -0.3$ à gauche et $\epsilon = +0.3$ à droite. . . . .	83
5.26	Fonction de corrélation proton-proton (1995) $\langle Mt \rangle = 1.00$ GeV . . . . .	84
5.27	Fonction de corrélation proton-proton (1996) $\langle Mt \rangle = 1.34$ GeV . . . . .	84
5.28	Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_a$ ) $\langle Mt \rangle = 1.21$ GeV . . . .	85
5.29	Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_b$ ) $\langle Mt \rangle = 1.29$ GeV . . . .	85
5.30	Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_c$ ) $\langle Mt \rangle = 1.43$ GeV . . . .	85
5.31	Fonction de corrélation kaon-kaon (1995) $\langle Mt \rangle = 0.60$ GeV . . . . .	86
5.32	Fonction de corrélation kaon-kaon (1996) $\langle Mt \rangle = 1.03$ GeV . . . . .	86
5.33	Dépendance en impulsion transverse des tailles de sources mesurée par l'analyse des fonctions de corrélations en deux dimensions . . . . .	87
6.1	Corrélation impulsion-position d'émission des pions dans le cadre d'une paramétrisation sans flot radial. . . . .	91
6.2	Corrélation impulsion-position d'émission des protons dans le cadre d'une paramétrisation sans flot radial. . . . .	92
6.3	Observables correspondant à une paramétrisation sans flot radial. . . . .	93
6.4	Corrélation impulsion-position d'émission dans la direction transverse induite par le flot radial pour les pions (gauche) et les protons (droite). . . .	94
6.5	Distribution de l'impulsion transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants : $\alpha = 6.5$ , $T = 145$ MeV/c, $R = 6.3$ fm, $\tau = 7$ fm/c . . . . .	94
6.6	Dimensions $R_L$ et $R_T$ en fonction de la masse transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants : $\alpha = 6.5$ , $T = 145$ MeV/c, $R = 6.3$ fm, $\tau = 7$ fm/c . . . . .	95
6.7	Coupages en acceptence appliquées au modèle afin de comparer les distributions en impulsion transverse aux données de [Kan99]. . . . .	96
6.8	Distribution de l'impulsion transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants : $\alpha = 4$ , $T = 100$ MeV/c, $R = 7$ fm, $\tau_\pi = 8.5$ fm/c, $\tau_p = \tau_K = 12$ fm/c . . . . .	98
6.9	Dimensions $R_L$ et $R_T$ en fonction de la masse transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants : $\alpha = 4$ , $T = 100$ MeV/c, $R = 7$ fm, $\tau_\pi = 8.5$ fm/c, $\tau_p = \tau_K = 12$ fm/c . . . . .	98
6.10	Distribution de l'impulsion transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants : $\alpha_p = \alpha_\pi = 4$ , $\alpha_K = 7.0$ , $T = 100$ MeV/c, $R = 7$ fm, $\tau_\pi = 8.5$ fm/c, $\tau_p = \tau_K = 12$ fm/c . . . . .	99

6.11	Dimensions $R_L$ et $R_T$ en fonction de la masse transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants : $\alpha_p = \alpha_\pi = 4$ , $\alpha_K = 7.0$ , $T = 100 \text{ MeV}/c$ , $R = 7 \text{ fm}$ , $\tau_\pi = 8.5 \text{ fm}/c$ , $\tau_p = \tau_K = 12 \text{ fm}/c$ . . . . .	99
6.12	Distribution de vitesse du flot transverse des pions, kaons et protons. . . . .	100
6.13	Distribution de l'impulsion transverse prédite par Nexus (2.0) . . . . .	103
6.14	Prédiction de la variation des dimensions $R_T$ et $R_L$ de la source en fonction de la masse transverse par Nexus 2.0 . . . . .	103
6.15	Distribution des temps d'émission des pions, kaons et protons prédits par les modèles Nexus 2.0, Nexus $2\beta$ et RQMD 2.4 . . . . .	104
6.16	Distribution de l'impulsion transverse prédite par Nexus $2\beta$ . . . . .	105
6.17	Prédiction de la variations des dimensions $R_T$ et $R_L$ de la source en fonction de la masse transverse par Nexus $2\beta$ . . . . .	105
6.18	Distribution de l'impulsion transverse prédite par RQMD 2.4 . . . . .	106
6.19	Prédictions de la variations des dimensions $R_T$ et $R_L$ de la source en fonction de la masse transverse par RQMD 2.4 . . . . .	107
B.1	Guide pour la lecture des diagrammes de classe UML . . . . .	118
C.1	diagramme UML du code HbtMaker . . . . .	120
C.2	Diagramme UML de la classe StHbtThCFManager . . . . .	123
C.3	Diagramme UML de la classe StHbtEvtGenHiddenInfo . . . . .	124
C.4	Diagramme UML de la classe StHbtThPair . . . . .	125
C.5	Diagramme UML d'une fonction de corrélation théorique . . . . .	127
C.6	Méthode de rejet pour obtenir des sources Gaussiennes de différentes tailles	129
C.7	Diagramme UML de la classe de Fit Gaussien . . . . .	131
D.1	Principe de fonctionnement d'un neurone . . . . .	133
D.2	Fonction d'activation : Heaviside (a), fonction signe (b) et fonction sigmoïde (c) . . . . .	134
D.3	Représentation d'un réseau à couche . . . . .	135
D.4	Évolution du taux de rejet en fonction du nombre d'itérations de la procédure d'apprentissage. . . . .	138
D.5	Évolution du taux de rejet en fonction du nombre de neurones cachés . . . . .	139

# Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques des hodoscopes . . . . .	24
3.2	Caractéristiques des chambres à fils . . . . .	25
3.3	Caractéristiques des deux Cherenkov à seuil C1&C2 . . . . .	26
4.1	Nombre d'évènements disponibles après chaque coupure successive. . . . .	41
4.2	Estimation de la composition suivant les 4 types de paires. . . . .	45
4.3	Composition en paires après coupures Cherenkov pour les données de 1996. . . . .	47
4.4	Contamination et taux de rejet de la méthode standard . . . . .	56
5.1	Récapitulatif des résultats de l'analyse en une dimension. . . . .	81
5.2	Récapitulatif des résultats de l'analyse en deux dimensions (paramètres $R$ et $\epsilon$ ). . . . .	86
5.3	Récapitulatif des résultats de l'analyse en deux dimensions (paramètres $R_L$ et $R_T$ ) . . . . .	87





# Chapitre 1

## Les collisions d'ions lourds ultrarelativistes

### 1.1 Introduction

Depuis le milieu des années 80 un effort important est mené au Centre Européen pour la recherche Nucléaire (CERN), à Genève et au Brookhaven National Laboratory (BNL), aux États Unis, pour mettre en évidence la formation d'un nouvel état de la matière nucléaire : le plasma de quarks et de gluons. L'existence d'un tel état est prédit par les calculs de chromodynamique quantique (QCD) sur réseau (on trouvera une revue détaillée dans la référence [Kar90]). Les quarks et les gluons ne seraient plus confinés à l'intérieur des hadrons, leur libre parcours moyen devenant très supérieur à la taille d'un nucléon. Par ailleurs, la symétrie chirale, spontanément brisée dans le vide, serait partiellement restaurée. Dans ces conditions, la masse des quarks serait de l'ordre de 10 MeV pour les quarks u et d, et d'environ 150 MeV pour le quark s. La relation qui existe entre le déconfinement et la restauration de la symétrie chirale n'est pour l'instant pas bien comprise.

Bien que les incertitudes théoriques sur les conditions de formation de cet état demeurent assez importantes, il apparaît nécessaire d'atteindre des températures de l'ordre de 100 à 200 MeV, ou des densités de 3 à 5 fois la densité normale de la matière nucléaire. Ces conditions sont susceptibles d'être satisfaites dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes produites auprès des accélérateurs AGS (BNL) et SPS (CERN).

Nous présenterons dans ce chapitre les différents processus mis en oeuvre dans ce type de collision, puis nous présenterons de manière succincte les principales observables permettant de mettre en évidence la formation d'un plasma de quarks et de gluons.

### 1.2 Déroulement d'une collision.

Nous détaillons dans cette section le déroulement de la collision en trois étapes. Cette séparation est basée sur l'énergie des processus mis en jeu plutôt que sur l'évolution temporelle, bien que ces deux aspects soient très liés.

- La première étape dite phase initiale concerne la collision entre les noyaux incidents. L'ordre de grandeur de l'énergie des nucléons du noyau projectile est de 10 GeV à l'AGS, et de 100 GeV au SPS.

Pour de telles énergies, l'interaction entre les noyaux fait intervenir les partons qui composent les nucléons. Ces interactions tendent à ralentir les noyaux. L'énergie est alors restituée dans le centre de masse de la collision en produisant notamment des paires quark-antiquark. Il a été montré qu'à l'AGS et au SPS, les noyaux incidents sont fortement ralentis. En effet, plus de baryons (constitués de quarks) que d'antibaryons (constitués d'antiquarks) ont été observés dans la région du centre de masse. Une telle asymétrie n'est possible que si l'excédent de baryons est apporté par les noyaux incidents.

Cette étape dure environ  $1\text{fm}/c$ , ce qui correspond au temps de recouvrement des deux noyaux. Elle est assez bien maîtrisée d'un point de vue théorique, car elle met en oeuvre des processus élémentaires qui ont été abondamment étudiés, notamment auprès des collisionneurs LEP, HERA...

- A l'issue de cette étape, la densité d'énergie dans le centre de masse de la réaction est telle qu'il peut y avoir formation d'un plasma de quarks et de gluons. Au cours de cette phase, les partons ne sont plus confinés à l'intérieur des hadrons. Nous verrons dans la section suivante les changements pouvant en découler. Le plasma en expansion se refroidit, ce qui conduit au reconfinement des partons et à la formation d'un gaz de hadrons. Les prédictions quant à la durée de cette phase sont incertaines et varient de quelques  $\text{fm}/c$  à plusieurs dizaines de  $\text{fm}/c$ .
- La densité du gaz de hadrons est encore suffisamment élevée pour que les particules réinteragissent par l'intermédiaire de collisions binaires. L'expansion et le refroidissement se poursuivent jusqu'à ce que la densité soit suffisamment basse pour que les hadrons cessent d'interagir. Le terme de "freeze-out" est généralement utilisé pour qualifier cet instant. L'ordre de grandeur de la durée de cette phase est de quelques  $\text{fm}/c$  à  $10\text{fm}/c$ .

L'observation directe du plasma est impossible. Nous sommes par conséquent contraints de l'étudier de manière indirecte par l'intermédiaire des hadrons de l'état final, en espérant que ceux-ci conservent une trace de la transition par un plasma.

### 1.3 Quelques signatures du plasma de quarks et de gluons.

Plusieurs signatures ont été proposées pour mettre en évidence la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Elles correspondent à des observables pour lesquelles la présence d'un plasma doit induire un changement de comportement par rapport à un scénario purement hadronique (sans déconfinement des quarks). Deux conditions doivent être remplies pour qu'une observable soit une signature incontestable de la formation d'un plasma de quarks et de gluons :

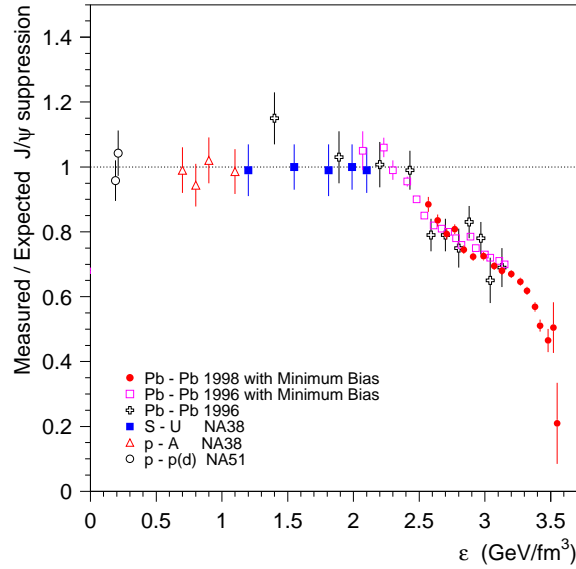


FIG. 1.1 – Suppression du  $J/\psi$  observée par la collaboration NA50 dans les collisions Pb+Pb à 158 GeV/c[Abr00]

- Il faut que le changement induit ne puisse pas être expliqué par un scénario hadronique.
- Il est également nécessaire qu'il ne soit pas masqué par les réinteractions entre hadrons.

Nous présentons ci-dessous les principales signatures, ainsi que les résultats qui ont été obtenus par les différentes expériences du SPS.

### 1.3.1 Suppression de certaines résonances lourdes.

L'énergie disponible lors des premiers instants de la collision permet de produire des particules lourdes, notamment des états liés  $c\bar{c}$  ( $J/\psi$ ) et  $b\bar{b}$  ( $\Upsilon$ ). Dans un plasma de quarks et de gluons, les paires  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$  ne sont que faiblement liées. En effet, un écrantage de couleurs (comparable à l'écrantage de Debye dans les plasmas d'électrons) atténue l'intensité de l'interaction entre les quarks. Il s'en suit une suppression de la production de  $J/\psi$  et de  $\Upsilon$  [Mat86]. La collaboration NA50 a étudié la production de  $J/\psi$  pour différentes collisions. La figure 1.1 représente la suppression du  $J/\psi$  en fonction de la densité d'énergie. La suppression est mesurée en faisant le rapport entre la multiplicité de  $J/\psi$  mesurée par la multiplicité de  $J/\psi$  attendue; cette dernière étant obtenue par extrapolation des résultats des collisions p+A. La densité d'énergie est calculée à partir de la mesure de l'énergie transverse [Bjo83]. Une suppression importante apparaît à partir d'une densité d'énergie d'environ  $2.15 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Si la suppression du  $J/\psi$  telle qu'elle est présentée est incontestable, l'interprétation reste encore incertaine. En effet, certains modèles hadroniques prédisent également une suppression du  $J/\psi$  dans les collisions les plus centrales [Cap00].

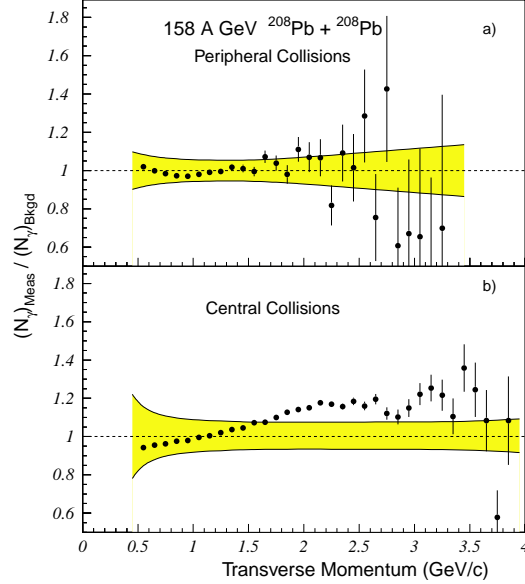


FIG. 1.2 – Surproduction de photons directs observée par la collaboration WA98 dans les collisions Pb+Pb à 158 GeV/c

### 1.3.2 Radiation du Plasma

Les scénarios incluant la formation d'un plasma prévoient une augmentation du nombre de photons directs et de photons virtuels par rapport à un scénario hadronique [Har96]. Un excès de photons directs à grande impulsion transverse a été observé par la collaboration WA98 [Agg00]. La figure 1.2 représente la surproduction de photons par rapport au fond hadronique produit essentiellement par désintégration de mésons neutres. La surproduction apparaît dans les collisions centrales pour des grandes impulsions transversees. Notons toutefois que ce type de mesure est extrêmement sensible aux erreurs systématiques. Par ailleurs, certains modèles hadroniques incluant un faible flot transverse reproduisent une telle production de photons directs [Cha00].

### 1.3.3 Modification du spectre en masse invariante des dileptons.

Rappelons que les calculs de QCD non perturbatifs sur réseau prédisent une restauration (partielle) de la symétrie chirale accompagnant la formation d'un plasma pour des densités d'énergie importantes. On s'attend alors à une diminution de la masse des mésons vecteurs  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  et/ou à une augmentation de la largeur de ces résonances. Ces mésons ayant une durée de vie très courte, ils se désintègrent dans le milieu, conduisant à une modification du spectre en masse invariante des dileptons issus de leur décroissance. La

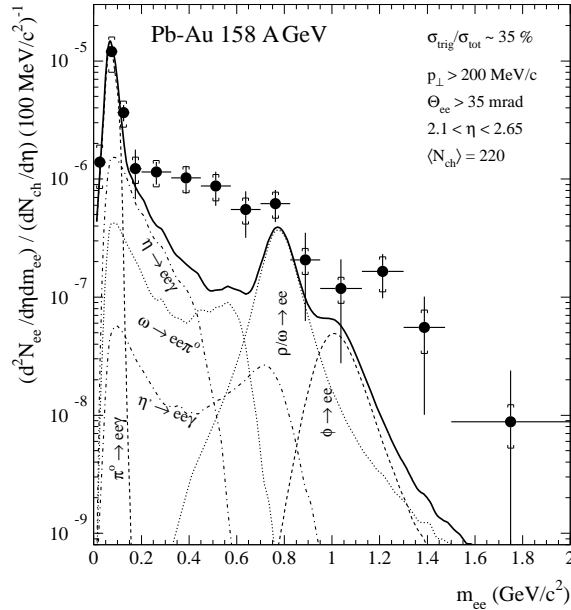


FIG. 1.3 – Augmentation de dileptons dans la région des basse masses observées dans les collisions Pb+Pb par la collaboration CERES

figure 1.3 représente la distribution de la masse invariante des paires  $e^+e^-$  mesurée par la collaboration CERES dans les collisions Pb+Pb [Aga98]. Un excès de dileptons apparaît à basse masse invariante par rapport au fond attendu par la désintégration des mésons neutres. Notons toutefois qu'il est possible d'expliquer un tel excès dans le cadre d'un scénario hadronique prenant en compte des effets de milieu [Rap99].

### 1.3.4 Augmentation de l'étrangeté.

La production de particules étranges semble plus facile dans un plasma de quarks et de gluons que dans un gaz hadronique [Raf82]. En effet, suite à la restauration de la symétrie chirale, le seuil de production d'une paire  $s\bar{s}$  n'est que de 300 MeV (deux fois la masse du quark  $s$ ), alors que le seuil de production de particules étranges est de l'ordre de 500 MeV/c pour les processus hadroniques. Par ailleurs, dans le cas d'un plasma dont la densité baryonique est non nulle, il est plus avantageux (en terme termes d'énergie) de produire des quarks  $s$  que des quarks  $d$  et  $u$ . En effet, pour ces derniers, en raison du principe de Pauli, les états de plus basse énergie sont déjà occupés. Une augmentation de l'étrangeté dans les collisions Pb+Pb par rapport aux collisions p+Be et p+Pb a été observée par l'expérience WA97 (voir figure 1.4). L'effet est d'autant plus marqué pour des baryons contenant plusieurs quarks étranges. Les scénarios hadroniques prévoient également une augmentation de l'étrangeté. La multiplicité de particules multi-étranges observée (notamment pour les  $\Omega$ ) semble malgré tout incompatible avec de tels scénarios. Notons également que les modèles de plasma sous-estiment également la multiplicité

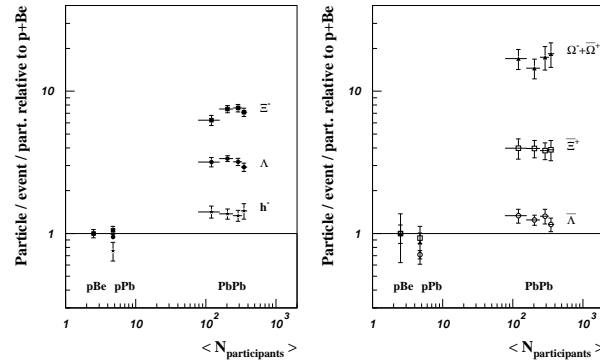


FIG. 1.4 – Augmentation de l'étrangeté vue par l'expérience WA97 dans les collisions Pb+Pb

d'omegas.

### 1.3.5 Recherche d'étrangelets

Certains scénarios prédisent qu'au moment de l'hadronisation du plasma de quarks et de gluons, les partons peuvent se recombinaer en des objets composés de plus de trois quarks appelés étrangelets. Une des conditions pour que de tels objets aient une chance d'être stables est qu'ils soient composés dans des proportions à peu près égales de quarks u, d et s. De tels objets ont été recherchés par l'expérience NA52, et aucun candidat n'a été trouvé. Notons que la découverte d'un étrangelet eut été une forte indication de la formation d'un PQG. Par contre le fait qu'ils n'aient pas été observés peut avoir deux causes :

- ils ne sont pas formés au moment de l'hadronisation
- leur durée de vie, trop longue ou trop courte ne permet pas leur observation.

### 1.3.6 Augmentation de la durée de l'émission des particules.

L'interférométrie de particules permet de sonder les propriétés spatio-temporelles de la collision au moment de l'émission des particules. Certains modèles [Pra86] prédisent que si la transition de phase au moment de l'hadronisation est du premier ordre avec une chaleur latente importante, la durée de l'émission des particules peut être jusqu'à dix fois plus importante que dans un scénario purement hadronique. Les temps de vie mesurés par l'interférométrie de pions par les expériences NA44, NA49 et WA98, de l'ordre de quelques fermis, sont incompatibles avec un tel scénario. Par conséquent, si un plasma a été créé, la transition de phase au moment de l'hadronisation n'est pas du premier ordre (ou bien avec une chaleur latente faible).

Nous avons dans cette étude utilisé l'interférométrie de particules pour étudier l'émission des kaons et des protons. Nous nous sommes concentrés sur la caractérisation de la source en terme d'émission collective. Une présentation de l'interférométrie de particules fera l'objet du chapitre suivant.

## 1.4 État des lieux.

Aucune des signatures présentées ci-dessus prise séparément n'a permis de conclure de façon certaine et unanime à la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Actuellement, les incertitudes théoriques sont supérieures aux barres d'erreurs expérimentales. Trop d'incertitudes demeurent sur le déroulement de la collision. Il est donc nécessaire de multiplier les comparaisons des données avec les modèles pour contraindre ces derniers.

Dans ce but, le programme de mesure auprès du SPS continue. Les expériences CERES, NA49, NA57 et NA60 continuent à acquérir de nouvelles données pour améliorer la compréhension des processus mis en jeu dans les collisions. Leur programme peut se résumer en deux axes :

- d'une part étudier les collisions d'ions lourds à des énergies intermédiaires entre l'AGS et le SPS pour observer la transition en énergie.
- d'autre part étudier de façon systématique les collisions proton-proton et proton-noyaux qui ne sont pas encore bien comprises, de façon à réduire les incertitudes sur les prédictions des modèles.

Par ailleurs, le programme RHIC a pour ambition l'étude des collisions d'ions lourds à des énergies d'un ordre de grandeur supérieur à celles du SPS. Les premiers résultats obtenus par l'étude des hadrons confirment la tendance observée au SPS, mais ne peuvent conclure à la formation d'un plasma de quarks et de gluons en raison du caractère préliminaire de ceux-ci et des incertitudes fortes qui persistent dans les modèles.

Nous nous sommes consacrés dans cette étude à caractériser la dynamique de l'émission des hadrons, et notamment des protons et des kaons. Nous n'avons pas cherché à mettre en évidence la formation du plasma de quarks et de gluons, mais plutôt d'apporter une image cohérente de la dynamique de la source de particules au moment du freeze-out, afin d'apporter une contrainte supplémentaire aux modèles.





# Chapitre 2

## L'interférométrie de particules

### 2.1 Principe de l'interférométrie d'intensité.

L'interférométrie d'intensité est une technique permettant d'estimer les caractéristiques spatio-temporelles d'une source de particules. Alors que les techniques d'interférométrie d'amplitude (par exemple interféromètre de Michelson) nécessitent une source cohérente, l'interférométrie d'intensité s'applique aux sources incohérentes.

Cette technique fut développée en 1956 par les astronomes R.Hanbury Brown et R.Q Twiss[HBT56] pour la mesure du diamètre apparent des étoiles. L'effet de l'interférométrie d'intensité fut pour la première fois mis en évidence dans une expérience de physique des particules par G.Goldhaber, S.Goldhaber, W.Lee et A.Pais en 1960 [GGLP]. En effet, alors qu'ils étudiaient la distribution des angles relatifs entre des pions émis dans des collisions  $p + \bar{p}$  à 1.06 GeV/c, ils ont constaté une différence selon qu'ils sélectionnaient des paires de pions identiques ou non. La figure 2.1 représente les distributions de l'angle relatif entre les pions identiques (a) et non identiques (b). La courbe en pointillés représente les prédictions d'un modèle statistique simple. On observe un bon accord dans le cas des pions non-identiques (figure 2.1 b). On mesure au contraire un excès de pions identiques (fig 2.1a) à faible angle relatif. La courbe continue représente le même modèle statistique, mais en tenant compte de l'indiscernabilité des particules, c'est-à-dire en symétrisant la fonction d'onde de la paire de particules. Le terme d'interférence ainsi introduit permet de reproduire l'excès à faible angle relatif.

Le principe de l'interférométrie d'intensité appliquée à la physique des particules ou à la physique nucléaire est le suivant [Led82](voir fig 2.2) :

Une source émet deux particules identiques en  $\tilde{x}_1 = (\vec{x}_1, t_1)$  et  $\tilde{x}_2 = (\vec{x}_2, t_2)$ . On mesure alors leurs impulsions  $\vec{p}_1$  et  $\vec{p}_2$ . On suppose que les deux particules n'interagissent pas, de sorte que leur fonction d'onde est une onde plane. Les deux particules étant indiscernables, il convient de symétriser (ou antisymétriser) la fonction d'onde. La fonction d'onde de la paire de particules s'écrit alors :

$$\Psi_{p_1 p_2}^S(\tilde{x}_1, \tilde{x}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\vec{p}_1 \tilde{x}_1} e^{i\vec{p}_2 \tilde{x}_2} + (-1)^S e^{i\vec{p}_2 \tilde{x}_1} e^{i\vec{p}_1 \tilde{x}_2}) \quad (2.1)$$

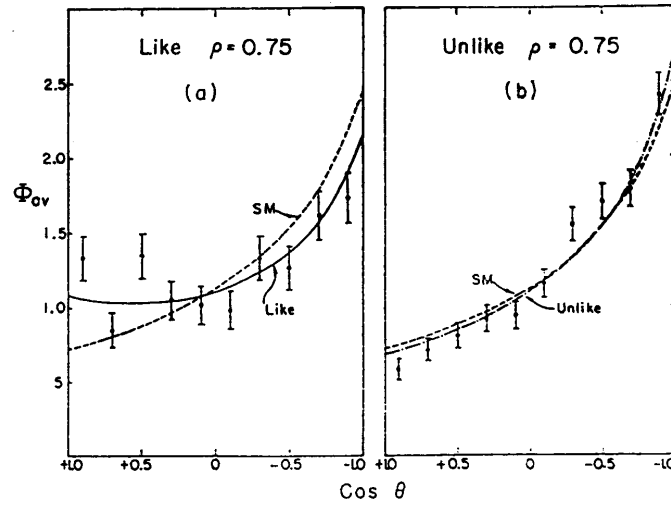


FIG. 2.1 – Distribution de l'angle relatif entre les pions émis dans les annihilations  $p + \bar{p}$ , pour les pions identiques (a) et non identiques (b)

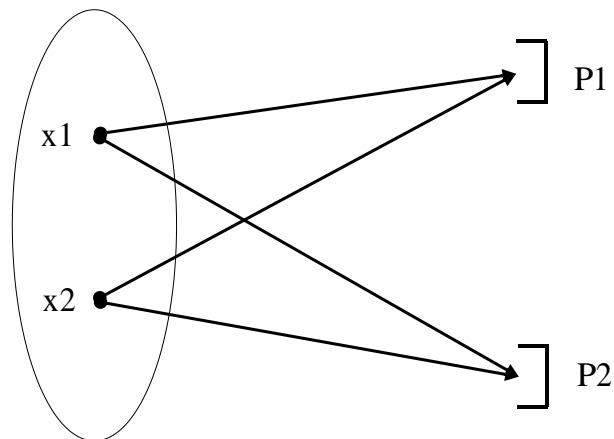


FIG. 2.2 – Principe de l'interférométrie d'amplitude

où  $S$  est le spin total des deux particules, et  $\tilde{p}_1, \tilde{p}_2$  sont les quadrivecteurs impulsion-énergie des deux particules.

L'amplitude de probabilité s'écrit alors :

$$A^S(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2, \tilde{x}_1, \tilde{x}_2) = |\Psi_{p_1 p_2}^S(\tilde{x}_1, \tilde{x}_2)|^2 = 1 + (-1)^S \cos(\tilde{q}\tilde{x}) \quad (2.2)$$

ou  $\tilde{x} = \tilde{x}_1 - \tilde{x}_2$  et  $\tilde{q} = \tilde{p}_1 - \tilde{p}_2$

On introduit alors  $W_s(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2, \tilde{x}_1, \tilde{x}_2)$ , la distribution normalisée décrivant la densité de probabilité d'émettre deux particules d'impulsion  $\tilde{p}_1, \tilde{p}_2$ , de spin total  $S$  aux points de coordonnées  $\tilde{x}_1, \tilde{x}_2$ .

En supposant la source incohérente, la probabilité de mesurer deux particules d'impulsion  $\vec{p}_1^\dagger$  et  $\vec{p}_2^\dagger$  s'écrit alors :

$$P(\vec{p}_1^\dagger, \vec{p}_2^\dagger) = \sum_S \int d^4x_1 d^4x_2 W_s(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2, \tilde{x}_1, \tilde{x}_2) |\Psi_{p_1 p_2}^S(\tilde{x}_1, \tilde{x}_2)|^2 \quad (2.3)$$

En supposant la source statique et non polarisée, on peut factoriser  $W_S$  :

$$W_s(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2, \tilde{x}_1, \tilde{x}_2) = \rho_s P(\tilde{p}_1) \rho(\tilde{x}_1) P(\tilde{p}_2) \rho(\tilde{x}_2) \quad (2.4)$$

On montre alors que :

$$P(\vec{p}_1^\dagger, \vec{p}_2^\dagger) = P(\vec{p}_1^\dagger) P(\vec{p}_2^\dagger) (1 + \sigma \tilde{\rho}(\vec{p}_1^\dagger - \vec{p}_2^\dagger)) \quad (2.5)$$

où  $\tilde{\rho}(p)$  est la transformée de Fourier de la densité de la source  $\rho(r)$  et  $\sigma = \sum_S \rho_S (-1)^S$

Dans le cas de bosons de spin nul et de moment orbital nul (photons, pions, kaons)  $\sigma = \rho_0 = 1$ , alors que pour des fermions de spin 1/2 et de moment orbital nul (protons, lambdas, neutrons)  $\sigma = 1/4 - 3/4 = -1/2$

Si par exemple, on suppose une source Gaussienne (i.e  $\rho(r) = e^{-\frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2}}$ )

On montre alors que :

$$\tilde{\rho}(q) = e^{-r_0^2 q^2 - \tau_0^2 q_0^2} \quad (2.6)$$

où  $\tilde{q} = (q_0, q) = \tilde{p}_1 - \tilde{p}_2$

Ainsi, dans le cas des pions, les effets de la statistique quantique induisent une émission préférentielle à faible impulsion relative. Dans le cas de l'expérience de G.Goldhaber, S.Goldhaber, W.Lee et A.Pais, c'est ce qui explique que l'on mesure une surproduction de paires de pions identiques à faible angle relatif.

Cette surproduction dépend des propriétés spatio-temporelles de la source. La technique des corrélations de particules va nous permettre d'extraire ce signal et donc d'étudier les caractéristiques spatio-temporelles de la source. On compare la section efficace de production de paires de particules à un fond qui correspond à la section efficace qu'il y aurait

s'il n'y avait pas d'effet induit par la statistique quantique. On construit ainsi la fonction de corrélation donnée par le rapport :

$$C(\vec{P}_1, \vec{P}_2) = \frac{P_{reel}(\vec{P}_1, \vec{P}_2)}{P_{fond}(\vec{P}_1, \vec{P}_2)} = \frac{P(\vec{P}_1, \vec{P}_2)}{P(\vec{P}_1)P(\vec{P}_2)} = 1 + \sigma \tilde{\rho}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \quad (2.7)$$

En pratique, on construit le fond en mélangeant des particules d'évènements distincts.

## 2.2 Les paramétrisations de la source utilisées dans cette étude.

L'étude des fonctions de corrélation doit nous permettre d'obtenir de l'information sur la distribution spatio-temporelle des points d'émission. Il suffit a priori d'effectuer la transformée de Fourier de la fonction de corrélation. Cette opération est toutefois numériquement instable. On préfère généralement paramétrer la fonction de corrélation par une expression analytique dont on connaît la transformée de Fourier. La fonction de corrélation dépend de  $2 \times 3$  coordonnées ( $\vec{P}_1$  et  $\vec{P}_2$ ). On doit donc, a priori, étudier la fonction de corrélation dans un espace à six dimensions. On ne dispose généralement pas de suffisamment de données pour effectuer une telle étude. Ce qui conduit à restreindre l'étude à un espace de dimension plus réduit.

De nombreuses paramétrisations sont possibles. On trouvera notamment une revue des paramétrisations utilisées dans [Cso00] et [Boa90]. Deux paramétrisations sont principalement utilisées dans l'étude des collisions d'ions lourds : la paramétrisation invariante et la paramétrisation dite de Bertsch-Pratt [Ber88][Pra90]. Nous avons utilisé ces dernières dans cette étude.

### 2.2.1 La paramétrisation invariante :

Cette paramétrisation est la plus simple. On construit la fonction de corrélation en fonction d'une seule variable :

$$Q_{inv} = -\sqrt{-\Delta p^\mu \Delta p_\mu} \quad (2.8)$$

ou  $\Delta p^\mu = p_1^\mu - p_2^\mu$  est le quadrivecteur impulsion relative.

On paramétrise alors la fonction de corrélation par une Gaussienne :

$$C(Q_{inv}) = 1 + e^{-Q_{inv}^2 R^2} \quad (2.9)$$

Cette paramétrisation permet de construire facilement la fonction de corrélation même avec peu de données (car elle ne dépend que d'une seule variable). Elle présente l'avantage d'être indépendante du référentiel dans lequel on calcule  $Q_{inv}$ . L'inconvénient majeur de

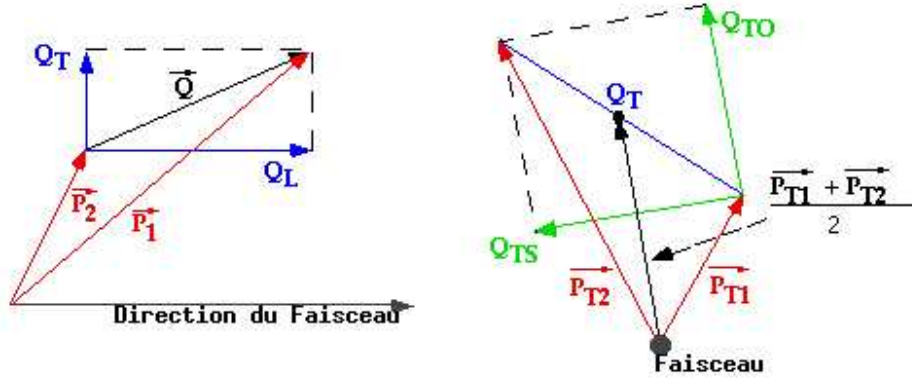


FIG. 2.3 – Coordonnées de l'impulsion relative dans la paramétrisation de Bertsch-Pratt.

cette paramétrisation est qu'il est difficile de relier le paramètre  $R$  à la dimension de la source. On montre en effet qu'une telle paramétrisation de la fonction de corrélation correspond au cas où la source est une Gaussienne de largeur  $R$  dans le référentiel du centre de masse de chaque paire de particules. Chaque particule étant corrélée avec les autres particules de la réaction, il est impossible d'obtenir la distribution de la source dans un référentiel unique pour toutes les particules. La paramétrisation invariante donne donc une indication sur l'ordre de grandeur des dimensions de la source, mais ne permet pas d'accéder en détails à ses caractéristiques.

### 2.2.2 La paramétrisation de Bertsch-Pratt

L'autre paramétrisation que nous avons employée est la paramétrisation de Bertsch-Pratt.

On paramétrise la fonction de corrélation en fonction de trois variables :  $Q_L, Q_{TS}$  et  $Q_{TO}$ . Ce sont trois projections de l'impulsion relative  $\vec{Q} = \vec{P}_1 - \vec{P}_2$ .

- $Q_L$  (Longitudinal) est la projection suivant la direction du faisceau.
- $Q_{TO}$  (Transverse Out) Out est la projection suivant la somme des impulsions transverses.
- $Q_{TS}$  (Transverse Side) est la projection perpendiculaire à  $Q_{TO}$  dans le plan transverse.

Les trois projections sont représentées sur la figure 2.3

On paramétrise alors la fonction de corrélation de la façon suivante :

$$C(Q_L, Q_{TO}, Q_{TS}) = 1 + e^{-Q_{TO}^2 R_{TO}^2 - Q_{TS}^2 R_{TS}^2 - Q_L^2 R_L^2} \quad (2.10)$$

On peut montrer que la paramétrisation de Bertsch-Pratt correspond à une paramétrisation de la source :

$$\rho(r_t, r_L, t) = e^{-\frac{r_t^2}{2R_{TS}^2} - \frac{r_L^2}{2R_L^2} - \frac{t^2}{2\tau^2}} \quad (2.11)$$

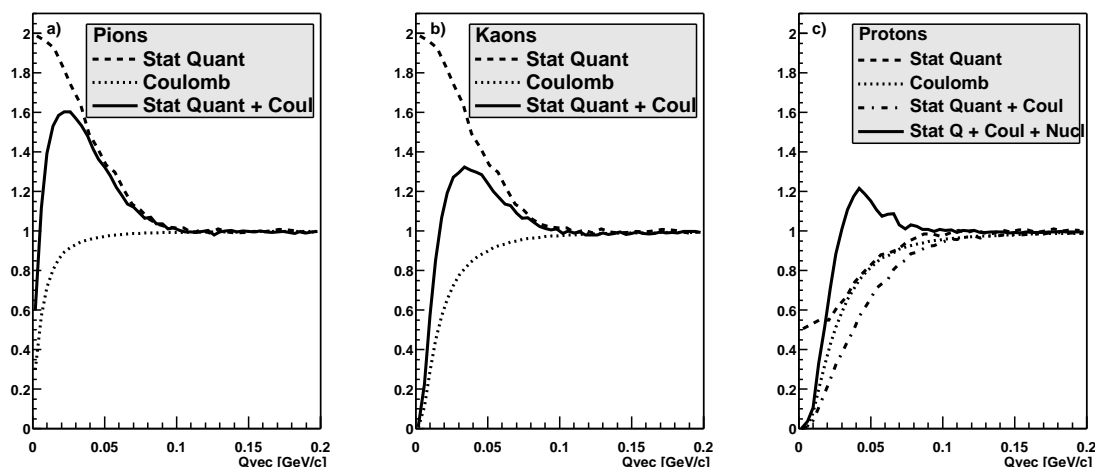


FIG. 2.4 – Influence des interactions sur la fonction de corrélation.

où  $\tau$ , le temps de vie, est donné par la relation  $R_{TO}^2 = R_T^2 + \beta_t^2 \tau^2$ ,  $\beta_t$  étant la moyenne de la vitesse transverse des particules étudiées.

*Remarque* : Il est également possible d'utiliser la paramétrisation de Bertsch-Pratt pour une analyse en deux dimensions. Les paramètres utilisés sont alors  $Q_T = \sqrt{Q_{TO}^2 + Q_{TS}^2}$  et  $Q_L$ . Il n'est alors plus possible de distinguer les contributions de  $R_T$  et  $\tau$ . Le paramètre  $Q_{vec} = \sqrt{Q_L^2 + Q_T^2}$  quant à lui permet de réaliser une analyse à une dimension.

### 2.2.3 Les référentiels.

Différents choix de référentiels pour exprimer les impulsions et les positions de particules sont possibles. Dans le cas d'expérience sur cible fixe, le référentiel du laboratoire est adapté à l'étude des biais expérimentaux (acceptance ...). Pour l'étude des corrélations proprement dit, trois repères sont principalement utilisés :

- CMS (Center of Mass System) : C'est le référentiel du centre de masse de la cible et du projectile. Il présente la caractéristique d'être identique pour toutes les paires de particules.
- LCMS (Longitudinally Comoving System) : Dans ce référentiel, l'impulsion longitudinale de la paire est nulle. Il permet de s'affranchir de la dépendance de la fonction de corrélation en fonction de la rapidité.
- PRF (Pair Rest Frame) : C'est le référentiel du centre de masse de la paire. Dans ce référentiel, la norme de l'impulsion relative correspond à  $Q_{inv}$ .

## 2.3 Effet des interactions

Nous avons dans les paragraphes précédents posé l'hypothèse selon laquelle les deux particules sont libres, c'est-à-dire sans interaction mutuelle. Cette hypothèse nous autorise

à choisir une onde plane comme fonction d'onde d'une particule. Pourtant, dans le cas de particules chargées, les deux particules sont en interaction sous l'effet de la répulsion Coulombienne. Dans une image classique, les particules ayant une faible impulsion relative se repoussent mutuellement, ce qui tend à augmenter leur impulsion relative. Il en résulte une diminution de la fonction de corrélation à faible impulsion relative. Par ailleurs, l'interaction nucléaire entre deux protons est importante. Son influence sur la fonction de corrélation doit être prise en compte [Koo77]. Nous avons utilisé dans cette étude le modèle développé par Richard Lednicky [Led82][Led90]. Ce modèle permet de calculer la fonction d'onde de deux particules en interaction (noté  $\Psi_{p_1 p_2}^S(\tilde{x}_1, \tilde{x}_2)$  dans le paragraphe 2.1). Il prend en compte à la fois la statistique quantique, l'interaction Coulombienne et l'interaction forte. On trouvera une description détaillée du modèle dans la thèse de Denis Nouais [Nou96] en complément des deux articles de Richard Lednicky cités précédemment.

Nous avons représenté sur la figure 2.4 les fonctions de corrélation prédites par le modèle pour une taille de source Gaussienne de 4fm. Cette source correspond à la paramétrisation de Bertsch-Pratt, en prenant  $Rl = 4fm$ ,  $Rt = 4fm$  et  $\tau = 0$ . Nous avons décomposé les différents effets de la statistique quantique, de l'interaction Coulombienne et de l'interaction forte, et ce pour les pions(a), kaons(b) et protons(c).

Les courbes en tirets représentent les fonctions de corrélation obtenues en ne tenant compte que de la statistique quantique. Celles-ci sont en accord avec la relation 2.6.

Les courbes en pointillés représentent la fonction de corrélation prédite par le modèle lorsque seule la répulsion Coulombienne est prise en compte. Il apparaît que l'importance de la répulsion Coulombienne augmente quand la masse de la particule augmente. En effet, l'impulsion caractéristique  $Q_0$  pour laquelle la répulsion Coulombienne se fait sentir est inversement proportionnelle au rayon de Bohr du système [Led82]. Cette impulsion correspond à la largeur de la courbe en pointillés de la figure 2.4. Or, ce même rayon est lui même inversement proportionnel à la masse de la particule. Il en résulte que  $Q_0$  est proportionnelle à la masse.

L'interaction nucléaire est négligeable pour les paires pion-pion et kaon-kaon<sup>1</sup>. Nous avons donc représenté par une ligne continue sur les figures 2.4.a et 2.4.b les fonctions de corrélation prédites par le modèle en tenant compte à la fois de la statistique quantique et de la répulsion Coulombienne. Dans le cas des pions, la courbe obtenue ne s'écarte de la courbe en tirets que pour les faibles impulsions relatives. C'est la raison pour laquelle la méthode généralement utilisée consiste à corriger les fonctions de corrélation expérimentales des effets Coulombiens [Sin98]. Il est alors possible, après correction, d'ajuster les fonctions de corrélation par une Gaussienne, et ainsi d'en déduire la taille de la source. Quant aux kaons, l'effet de l'interaction Coulombienne est du même ordre de grandeur que celui de la statistique quantique. La méthode de correction n'est donc plus applicable. Nous avons utilisé le calcul complet pour estimer la taille de la source. Le détail de la méthode est expliqué au chapitre 5.3.

Concernant les protons, l'interaction nucléaire a une influence très importante sur la forme de la fonction de corrélation. Nous avons représenté par la courbe en pointillés

---

<sup>1</sup>Nous considérons ici les paires de kaons identiques. Pour les paires  $K^+K^-$  l'interaction forte joue un rôle important.

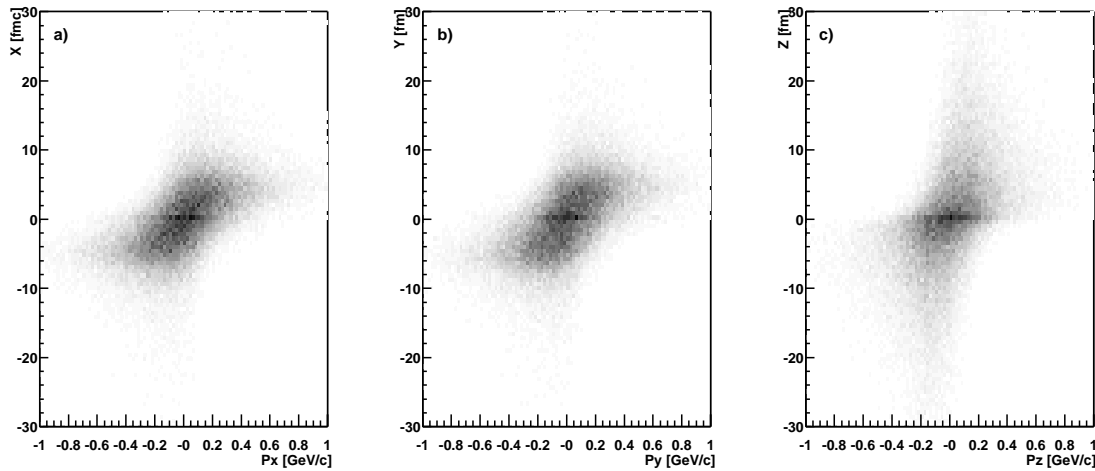


FIG. 2.5 – Corrélation impulsion-position dans le modèle RQMD

mixtes sur la figure 2.4.c la fonction de corrélation obtenue en tenant compte uniquement de la statistique quantique et de l'interaction Coulombienne. Le résultat obtenu incluant également l'interaction forte est représenté par la courbe continue. Il apparaît que l'interaction nucléaire se manifeste très fortement pour des impulsions relatives de l'ordre de 40 MeV/c. L'attraction entre les protons conduit à la formation d'une bosse caractéristique. A faible impulsion relative, la répulsion Coulombienne domine, faisant décroître la fonction de corrélation à zéro.

## 2.4 Effets dynamiques

La paramétrisation de la source que nous avons présentée précédemment suppose que celle-ci est statique. Cependant, plusieurs modèles de cascades prédisent la présence d'expansion radiale et longitudinale dans les collisions d'ions lourds. Celle-ci se manifeste par une corrélation entre l'impulsion et la position du point d'émission des particules. Nous avons représenté sur la figure 2.5 la distribution des positions d'émissions en fonction des impulsions des pions pour des collisions centrales Pb+Pb à 158 GeV/c. Les directions x et y correspondent à la direction transverse, alors que z correspond à la direction longitudinale. Le modèle utilisé est RQMD 2.4[Sor95](voir 6.2.1). La corrélation apparaît très nettement.

Ainsi, en sélectionnant deux particules ayant une petite impulsion relative, on sélectionne deux particules provenant d'une même région de la source. L'interférométrie de particules étant une technique mettant en oeuvre des paires de particules ayant une faible impulsion relative, les tailles de sources que l'on mesure ainsi sont diminuées par la présence de l'expansion. Certains modèle hydrodynamiques prédisent que cette diminution doit être plus importante pour des particules ayant une grande masse transverse [Sin88][Sin96][Cso96]. Ce point sera présenté plus en détails au chapitre 6.1.



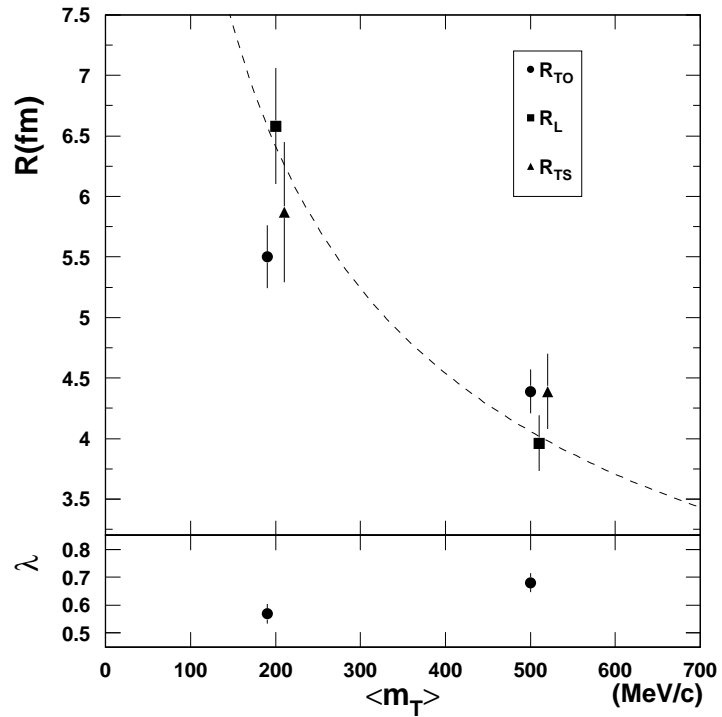


FIG. 2.6 – Résultat de corrélations pion-pion obtenus par NA44

La figure 2.6 représente les paramètres de la source extraits des fonctions de corrélation de pions par la collaboration NA44 [Bea98]. Une diminution de la taille de la source en fonction de la masse transverse apparaît clairement, indiquant l'existence d'une expansion de la source de pions.



# Chapitre 3

## L'expérience NA44

### 3.1 Vue générale

NA44 est l'une des expériences du programme SPS au CERN. Elle a fonctionné de 1989 à 1996. Le Super Proton Synchroton (SPS) permet d'accélérer des faisceaux de proton, de soufre et de plomb, à des énergies de respectivement, 450 GeV/ nucléon, 200 GeV/ nucléon et 158 GeV/ nucléon. NA44 est un spectromètre "focalisant" permettant de mesurer aussi bien les spectres de particules que les corrélations à deux et trois particules.

L'expérience est constituée de détecteurs :

- de contrôle du faisceau,
- de mesure de la multiplicité de particules,
- de trajectographie,
- d'identification.

Du fait de son acceptance réduite, la multiplicité par événement est de l'ordre de 1 à 2 particules. Ceci lui permet d'avoir une très bonne identification des  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ , p, anti-protons deutons, anti-deutons, grâce notamment à deux détecteurs à effet Cherenkov à seuil.

### 3.2 Les détecteurs de la région de la cible

#### 3.2.1 La cible

#### 3.2.2 Contrôle du faisceau

Le Système de contrôle du faisceau (CX) est placé environ 50 cm devant la cible.

Il est constitué principalement de deux détecteurs à effet Cherenkov identiques (CX1 et CX2). Le CX permet de mesurer le temps de passage d'un ion du faisceau avec une résolution de 30 ps. Cette mesure est utilisée pour le calcul du temps de vol des particules. L'amplitude du signal mesuré permet, lors de l'analyse hors-ligne, de rejeter l'empilement d'événements. Enfin, un compteur permet de mesurer l'intensité du faisceau.

Le CX comprend également un scintillateur(CXV) possédant un trou de 5 mm de

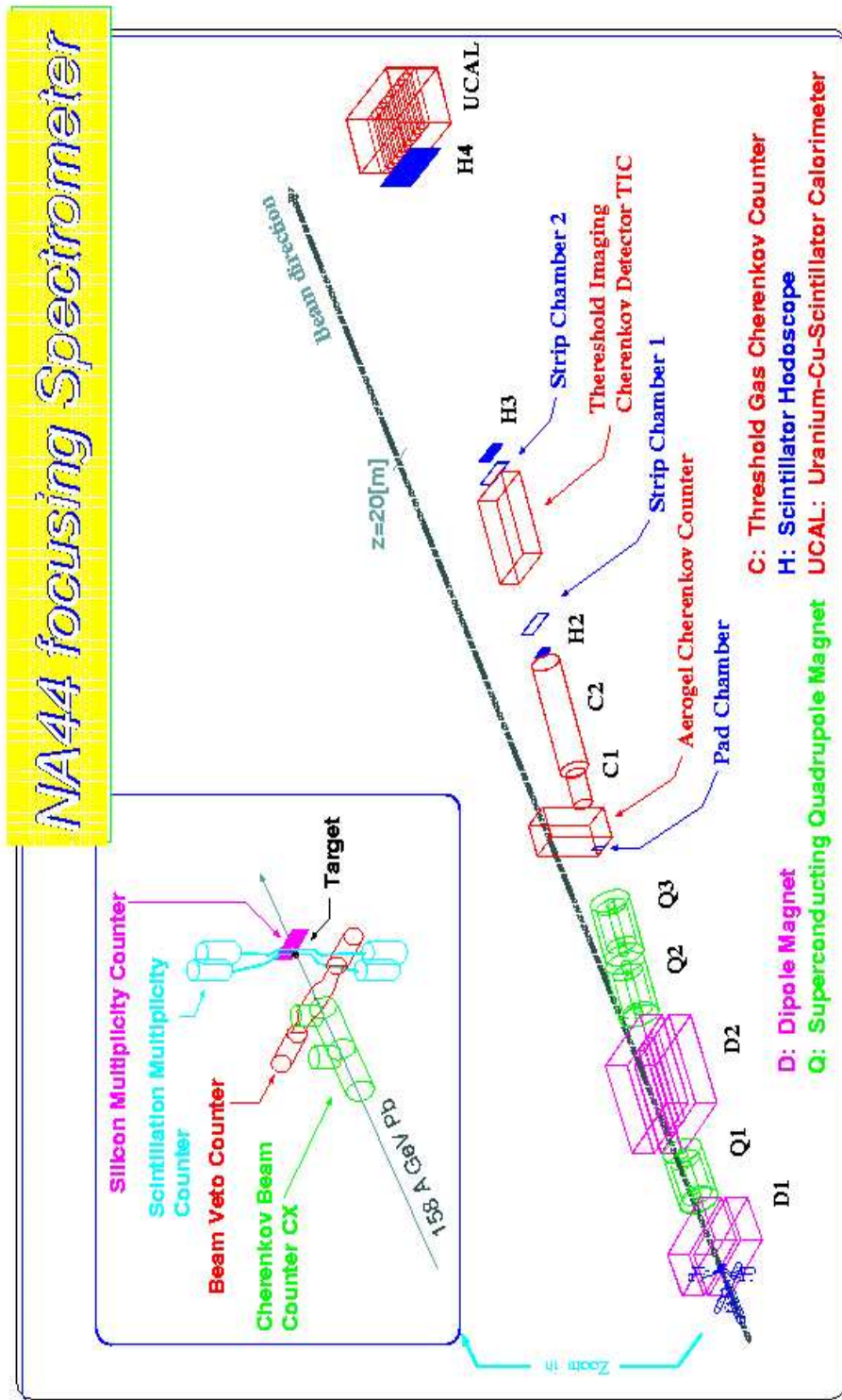


FIG. 3.1 – le Spectromètre NA44

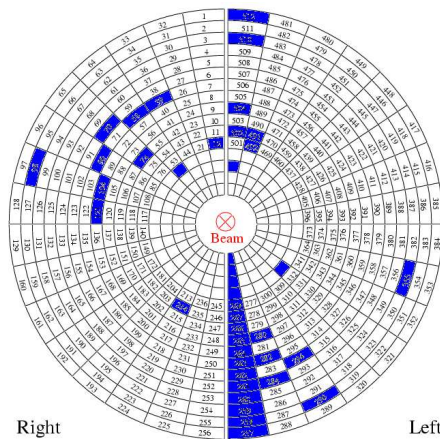


FIG. 3.2 – Le détecteur au silicium à pads (les pads grisés sont Hors Services)

rayon, laissant passer le faisceau. Il est utilisé en veto afin de sélectionner la partie centrale du faisceau.

### 3.2.3 Mesure de la multiplicité

#### 3.2.3.1 Le compteur de multiplicité (T0).

Un compteur de multiplicité (T0) est placé 10 cm derrière la cible. Il est constitué de deux scintillateurs, séparés de 3 cm. Les ions n'interagissant pas dans la cible passent entre les deux scintillateurs et ne laissent pas de signal. Au contraire, lors d'une collision, les particules chargées laissent un signal en passant à travers les scintillateurs. Chaque scintillateur est relié à deux photo-multiplicateurs par l'intermédiaire de guides de lumière. L'amplitude du signal ainsi collecté est proportionnelle à la multiplicité de particules chargées traversant le détecteur. Cette information est utilisée par le système de déclenchement afin de sélectionner des événements centraux. L'acceptance en pseudo-rapacité du T0 est  $0.6 < \eta < 3.3$ .

#### 3.2.3.2 Détecteur au silicium segmenté.

Un détecteur au silicium segmenté est également placé derrière la cible. Il est constitué de deux demi-disques placés de part et d'autre du faisceau primaire. Ceux-ci sont segmentés en 512 régions (ou pads) répartis en 16 couronnes et 32 secteurs (figure 3.2). Les données fournies par ce dernier sont analysées hors-ligne : la multiplicité de particules chargées est donnée par le nombre de pads ayant délivré un signal significatif. Il convient de corriger cette mesure des effets dûs à la granularité du détecteur. En effet, dans les collisions Pb+Pb les plus centrales, le taux d'occupation est proche de 100%. La probabilité qu'un même pad soit traversé par plusieurs particules est donc non négligeable.

Nous avons montré qu'après correction, les mesures fournies par deux détecteurs de multiplicité sont proportionnelles.

### 3.3 Les aimants

Un premier dipôle D1 placé 50 cm derrière la cible permet de séparer les particules créées dans la collision du faisceau primaire. Le dipôle D2 (situé 4,30 m après la cible) dévie les particules créées dans la collision, et permet à partir de l'intensité du champ appliqué de sélectionner l'impulsion nominale du spectromètre parmi les valeurs suivantes : 2 GeV/c, 4 GeV/c, 6 GeV/c et 8 GeV/c. L'acceptance en impulsion du spectromètre est alors d'environ  $\pm 20\%$  autour de la valeur nominale. Le signe du champ permet également de sélectionner la charge des particules.

L'ensemble du spectromètre (à l'exception des détecteurs de la région de la cible) peut être déplacé en rotation autour de la cible. Deux modes de fonctionnement (références par l'angle entre le spectromètre et l'axe du faisceau) sont utilisés :

- faible angle (44 mrad) : permet de mesurer les faibles impulsions transverses.
- grand angle (122 mrad) : permet de mesurer les grandes impulsions transverses.

Trois quadrupôles (Q1, Q2 et Q3) placés en aval des deux dipôles servent à focaliser le faisceau de particules produites dans la réaction. Les deux premiers fonctionnent comme les lentilles d'un microscope. Ils permettent de focaliser sur une région de l'espace de phase. Ceci permet d'améliorer la résolution du spectromètre, tout en diminuant l'acceptance. La réduction de l'acceptance conduit à des taux de comptage plus faibles, mais présente l'avantage de sélectionner des paires de particules ayant une faible impulsion relative. Le troisième quadrupôle, quant à lui, dispose de deux modes de fonctionnement :

- Horizontal : il éclate le faisceau dans la direction horizontale et focalise dans la direction verticale,
- Vertical : il éclate le faisceau dans la direction verticale et focalise dans la direction horizontale.

La figure 3.3 représente l'acceptance en impulsion transverse (zone grisée) dans les deux modes de fonctionnement.

On constate que dans le mode horizontal, les impulsions seront plutôt alignées suivant la direction horizontale (notée X), de sorte que l'impulsion relative d'une paire de particules sera plutôt alignée avec son impulsion moyenne. Ce mode de fonctionnement permet donc d'obtenir des impulsions transverses relatives plutôt parallèles à  $Q_{to}$  (c'est à dire  $Q_{ts} \ll Q_{to}$ ).

A l'inverse, en fonctionnement vertical, l'impulsion relative sera plutôt perpendiculaire à l'impulsion moyenne, ce qui permet d'obtenir des impulsions transverses relatives, de type  $Q_{ts}$  (c'est-à-dire  $Q_{to} \ll Q_{ts}$ ).

La figure 3.3 représente l'acceptance du spectromètre en mode horizontal, pour différentes configurations d'angle (44mr, 122 mr) et d'impulsion nominale (4 GeV/c, 6 GeV/c, 8GeV/c).

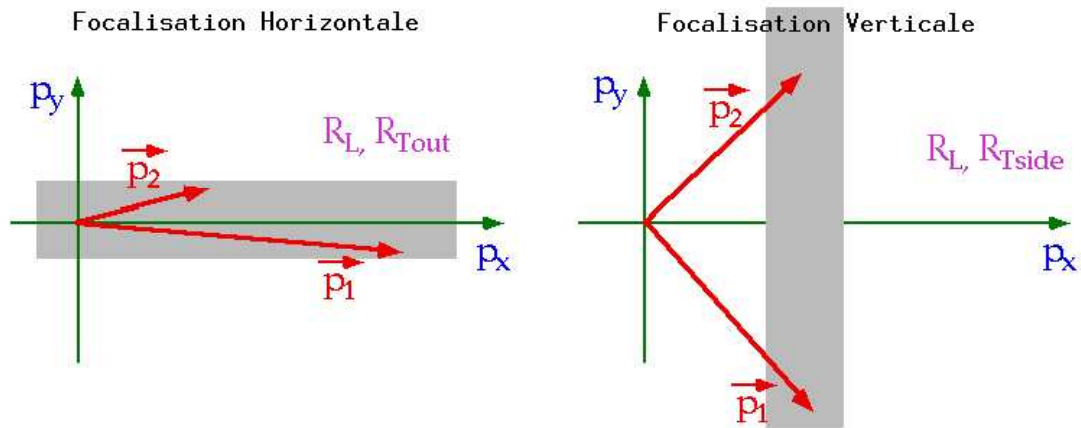


FIG. 3.3 – Les deux modes de focalisation du spectromètre

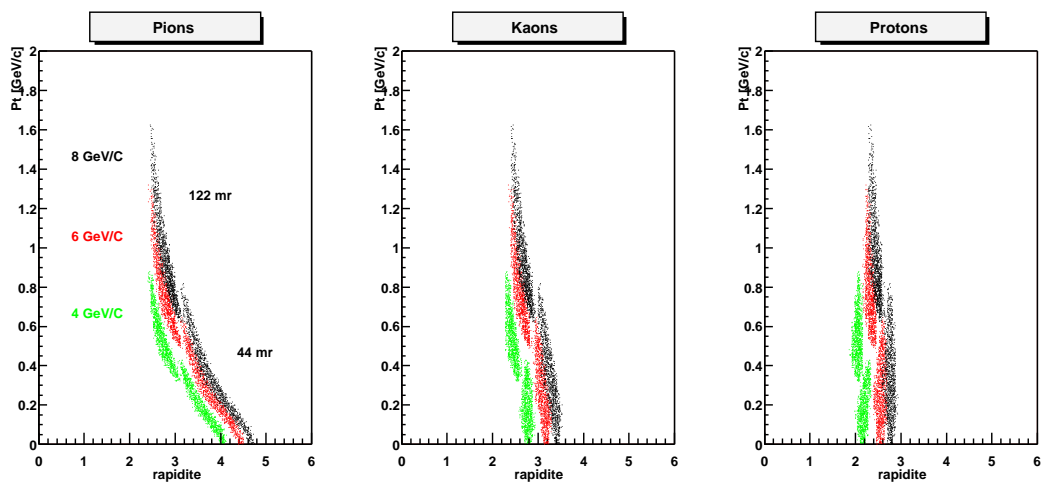


FIG. 3.4 – Acceptance du spectromètre NA44

	H2	H3	H4
Nombre de lattes	60	50	60
Position longitudinale (m)	13.83	18.35	24.6
Hauteur des lattes (cm)	20	22	70
Largeur des lattes (cm)	0.6	1.3	2.3
Résolution horizontale (cm)	0.18	0.38	0.66
Résolution verticale (cm)	0.8	0.7	0.8
Résolution temporelle (ps)	130	95	95

TAB. 3.1 – Caractéristiques des hodoscopes

## 3.4 Trajectographie

Dans sa géométrie initiale (jusqu'en 1994), le système de trajectographie était constitué de trois plans de scintillateurs (hodoscopes). En 1994, le spectromètre a été modifié pour prendre en compte l'augmentation de multiplicité attendue lors du passage des collisions S+Pb à Pb+Pb. Le premier hodoscope (situé le plus près de la cible) a été remplacé par une chambre à fils d'une meilleure granularité (la chambre à Pad). Deux plans de chambres à fils (chambre à pistes 1&2) ont également été placés entre les hodoscopes 2 et 3. Un quatrième hodoscope a également été ajouté.

### 3.4.1 Hodoscopes

Les hodoscopes 2, 3 et 4 sont placés à respectivement 14, 18 et 24 m de la cible. Ils sont composés d'environ 50 lattes verticales de scintillateur (voir tableau 3.1 pour plus de précisions). Chaque latte est lue à chacune de ses extrémités par un photo-multiplicateur (PM). Un ADC (Convertisseur Analogique Digital) et un TDC (Convertisseur Temps Digital) permettent de mesurer l'amplitude et le temps d'arrivée du signal du PM. La différence entre les temps d'arrivée du signal sur les PM Haut et Bas permet d'obtenir la position verticale du passage d'une particule dans une latte avec une résolution d'environ 8 mm. La moyenne entre les deux temps permet de mesurer le temps de vol de la particule avec une résolution d'environ 100 ps. La position horizontale de la trace est déterminée par la position horizontale de la latte touchée, avec une résolution donnée par la résolution digitale et égale à la largeur de la latte divisée par  $\sqrt{12}$ .

### 3.4.2 Chambres à fils

Une chambre à fils est constituée de fils (anodes) placés entre deux plans cathodiques. Le volume entre les deux cathodes est rempli par un gaz. Quand une particule chargée traverse le détecteur, elle ionise le gaz, ce qui libère des électrons et des ions. Les électrons dérivent vers l'anode. A proximité de celle-ci, le champ électrique augmente brutalement. Les électrons sont alors suffisamment accélérés pour ioniser à leur tour le gaz et créer une avalanche. La gerbe d'électrons induit un signal rapide sur le fil alors que les ions, en dérivant, induisent un signal plus lent sur la cathode. En segmentant la cathode et en



Chambre	PC	SCH	SCV
Acceptance ( <i>hor</i> × <i>vert</i> ) $mm^2$	128 × 216	768 × 256	768 × 256
Segmentation	2 × 576	256	384
- horizontale	32	4	192
- verticale	18	64	2
Dimensions des pads ( <i>hor</i> × <i>vert</i> ) $mm^2$	4 × 12	19.2 × 4	4 × 12.8
Orientation des fils	horizontale	verticale	horizontale
Nombre de fils	73	192	64
Écart inter-fil $mm^2$	3	4	4
Résolution horizontale $mm$	0.3	1	0.3
Résolution verticale $mm$	1	0.3	1

TAB. 3.2 – Caractéristiques des chambres à fils

mesurant la charge induite sur chaque pad, on peut obtenir la position du passage de la particule.

La chambre à pad (PC) est placée à environ 9m de la cible. Les deux cathodes de la chambre à pad sont segmentés en 576 pads permettant une mesure à deux dimensions du point de passage de la particule. Les caractéristiques de la chambre à pads sont compilées dans la table 3.2.

Deux chambres à pistes (SC1 & SC2) sont placées à 14 m et 17 m de la cible. Chaque chambre est divisée en deux sous-chambres : une chambre horizontale (SCH) et une chambre verticale (SCV). Les fils de la chambre horizontale sont alignés verticalement. Une des cathodes est segmentée en pistes horizontales (perpendiculaires aux fils). L'autre cathode est mise à la masse. La mesure du signal induit sur les pistes cathodiques permet de connaître la coordonnée verticale du point de passage d'une particule. La chambre verticale est identique excepté l'orientation des fils et des pistes qui est inversée. Elle permet d'obtenir la coordonnée horizontale du point de passage de la particule. Les caractéristiques de ces chambres sont détaillées dans la table 3.2.

## 3.5 Identification

### 3.5.1 Cherenkov à seuil

Deux détecteurs Cherenkov à seuil (C1&C2) sont placés devant le deuxième hodoscope.

Le passage d'une particule chargée traversant un milieu d'indice  $n$  avec une vitesse  $\beta > 1/n$  provoque l'émission de photons Cherenkov. L'angle entre les photons et la trajectoire de la particule chargée est donnée par  $\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$ . L'intensité lumineuse est proportionnelle à  $\sin^2 \theta = 1 - \frac{1}{n^2\beta^2}$  [Leo94]

Chaque détecteur Cherenkov est constitué d'un gaz dont on peut changer l'indice en faisant varier la composition et/ou la pression. La lumière Cherenkov produite dans le gaz est réfléchi par un miroir plan vers un photo-multiplicateur.

Pour une impulsion donnée, seules les particules les plus légères ont leur vitesse au

	C1		C2	
gaz	Fréon 12		N / Ne	
mode	LP	HP	LP	HP
pression	1.4	2.7	1.0	1.3
indice de réfraction	1.539	2.991	0.247	0.363
électrons[MeV]	9.2	6.6	23.0	19.0
pions[GeV]	2.5	1.8	6.3	5.2
kaons[GeV]	8.9	6.4	22.2	18.3
protons[GeV]	16.9	12.1	42.2	34.8

TAB. 3.3 – Caractéristiques des deux Cherenkov à seuil C1&amp;C2

dessus du seuil de production de photons Cherenkov. L'acceptance en impulsion du spectromètre est relativement faible (environ 20% autour de la valeur nominale). Ainsi, si l'on souhaite séparer deux particules de masse différente, on peut alors régler le seuil Cherenkov de sorte que toutes les particules ayant la masse la plus petite seront au dessus du seuil, alors que les plus lourdes seront au dessous.

Par exemple, dans le cas où l'impulsion nominale du spectromètre est de 8 GeV/c, en configurant C1 et C2 en mode Haute Pression, seuls les électrons et les pions laissent un signal dans C2, alors que seuls les protons n'en laissent pas dans C1. Ainsi, C2 permet de séparer électrons et pions des kaons et protons, alors que C1 sépare les protons des kaons (voir figure 3.5).

Du fait de la réponse rapide du détecteur, on pourra utiliser l'amplitude des signaux C1 & C2 dans le système de déclenchement, afin de sélectionner la nature des particules.

Le point faible de l'identification avec C1&C2 est sa non granularité. En effet, le signal que l'on mesure est la somme des signaux Cherenkov des particules dans l'acceptance du détecteur. Il ne peut donc être utilisé qu'avec des faibles multiplicités ( 1 ou 2).

### 3.5.2 Le Time Imaging Cherenkov (TIC)

Le TIC a été introduit en 1994 lors du passage du faisceau de soufre au faisceau de plomb. En effet, on s'attendait à avoir une multiplicité moyenne de l'ordre de 5 particules par événement. Dans ces conditions, il devenait illusoire d'utiliser les Cherenkov C1&C2 pour réaliser l'identification des particules.

Le TIC a donc été conçu pour mesurer l'amplitude de la radiation Cherenkov de chaque particule. Le gaz utilisé est de l'isobutane à pression atmosphérique. Son indice de réfraction est  $n=1.0017$ , de sorte que les seuils en impulsion sont les suivants :

électron	pion	kaon	proton
8.75 MeV/c	2.38GeV/c	8.45GeV/c	16.1GeV/c

Le TIC sert donc à séparer les pions des kaons entre 3 et 8GeV/c.

La lumière Cherenkov produite dans le gaz est déviée grâce à deux miroirs placés à 45 degrés vers deux chambres à fils semblables à la Chambre à Pad (voir figure 3.6). Sur la

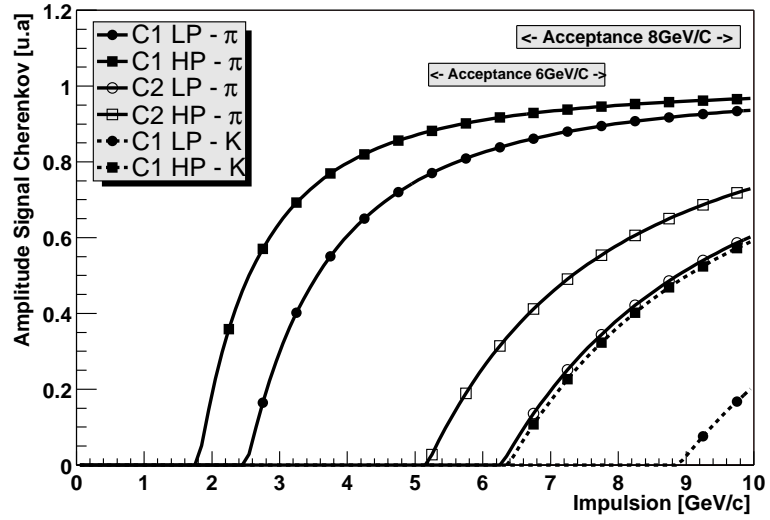


FIG. 3.5 – Amplitude des signaux Cherenkov C1 & C2, pour les modes de fonctionnement Haute Pression (HP) et basse pression (LP). Les électrons et les protons, non représentés ont un signal égal à respectivement 1 et 0 .

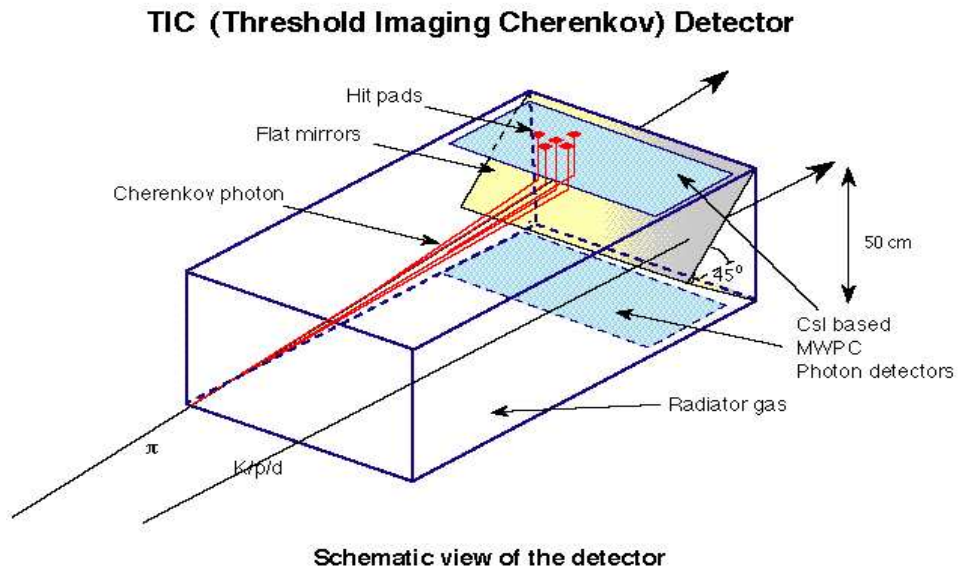


FIG. 3.6 – Le Tic

cathode d'entrée de chaque chambre, une couche de CsI segmentée permet de convertir les photons en électrons. Chaque chambre est divisée en  $12 \times 96$  Pads. Pour chaque trace, le système de trajectographie permet d'estimer le point de passage de la particule dans le TIC. On associe alors à chaque trace le nombre de Pads touchés au voisinage de ce point.

Contrairement aux Cherenkov à seuil (C1 & C2), le Tic ne peut être introduit dans le système de déclenchement. En effet, il est nécessaire de procéder à la reconstruction des trajectoires pour connaître le point de passage des particules dans le TIC. Il sera donc utilisé lors de l'analyse hors-ligne des données.

### 3.5.3 Le système de mesure de temps de vol (TOF)

Chaque hodoscope permet, grâce à un TDC, de mesurer le temps de passage d'une particule avec une résolution de l'ordre de 100 ps (voir table 3.1). De plus, le système de contrôle du faisceau (CX - voir 3.2.2) permet de mesurer l'instant de la collision avec une résolution de 30 ps. La différence entre ces deux temps permet alors de mesurer le temps de vol de la particule. Connaissant l'impulsion et la masse d'une particule, le temps de vol théorique est donné par la relation suivante :

$$t = d \sqrt{\frac{p^2}{p^2 + m^2}} \quad (3.1)$$

où  $d$  est la distance de vol,  $p$  est l'impulsion, et  $m$  est la masse de la particule. On peut donc, en comparant le temps de vol mesuré et les temps de vols théoriques des différentes espèces (pions, kaons et protons) identifier la nature de la particule. La différence entre les temps de vol des différentes espèces est proportionnelle à la distance de vol. On essaie donc de se placer le plus loin possible de la cible. Dans cette analyse, le quatrième hodoscope n'était pas inclus dans le système de déclenchement, certaines traces ne sont donc pas associées à un point dans H4. Par conséquent, nous ne disposons pas pour ces points de la mesure du temps de vol en H4. Nous avons donc utilisé le temps de vol en H3.

### 3.5.4 L'aerogel.

Ce détecteur est également un détecteur à effet Cherenkov. Le radiateur est constitué d'un aerogel plutôt que d'un gaz. En raison de l'indice de réfraction élevé de l'aerogel, l'angle maximal du cône de lumière Cherenkov est plus grand que dans un gaz. Le seuil de production est également plus bas. Un système de collimateur permet de limiter la détection à des traces dont l'angle du cône de lumière Cherenkov est compris dans un intervalle déterminé. Il est ainsi possible de configurer le détecteur de sorte que seule la lumière Cherenkov produite par les kaons soit détectée ; celle produite par les particules plus rapides (électrons et pions) étant écrantée par les collimateurs. L'aerogel a été conçu afin de sélectionner avec le système de déclenchement des événements contenant des kaons . N'ayant pas complètement rempli le cahier des charges il n'a pas été utilisé, ni dans le système de déclenchement, ni dans l'analyse hors-ligne.

### 3.5.5 Le calorimètre UCAL.

Le calorimètre est composé d'une succession de plaques d'uranium, de cuivre et de scintillateurs. Il est constitué d'une partie dite électromagnétique et d'une partie hadronique. Les leptons (électrons, muons) déposent préférentiellement leur énergie dans le calorimètre électromagnétique, alors que les hadrons laissent de préférence celle-ci dans la partie hadronique. Le rapport des énergies déposées dans les deux parties permet ainsi d'identifier les électrons des pions lorsque les détecteurs Cherenkov ne permettent pas de réaliser cette opération.

## 3.6 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement est très modulable, ce qui permet d'effectuer des prises de données spécifiques pour les différents types d'analyses envisagées. Il consiste à mettre en coïncidence des signaux logiques provenant des détecteurs afin de contrôler à la fois la qualité du faisceau, la centralité, la multiplicité et la nature des particules dans le spectromètre.

Par conséquent, le système de déclenchement est subdivisé en quatre parties :

- Contrôle du faisceau : Valid Beam (VB)

Cette condition requiert d'avoir un signal dans les deux détecteurs Cherenkov de contrôle du faisceau (CX1 & CX2) et pas de signal dans le scintillateur (VCX).

$$VB = CX1 \otimes CX2 \otimes \overline{VCX}$$

- Sélection de la centralité : T0

On sélectionne les événements les plus centraux en fixant un seuil pour chacun des 4 photo-multiplicateurs. Les quatre signaux de sortie des discriminateurs sont alors mis en coïncidence.

- Sélection de la multiplicité dans le spectromètre : mul1, mul2 ou mul3.

On définit un coup dans un hodoscope comme un signal en coïncidence dans les photo-multiplicateurs haut et bas d'une même latte.

Pour l'étude des spectres de particules, on utilise le mode mul1, qui ne se déclenche que s'il y a au moins un coup dans H2 et un coup dans H3.

Pour les corrélations de particules, on utilise mul2 (deux coups dans H2 et deux coups dans H3).

Pour les corrélations à trois particules, on utilise mul3 (trois coups dans H2 et trois coups dans H3).

- Identification des particules : C1 & C2

L'amplitude des signaux C1 et C2 permet de sélectionner la nature des particules dans le spectromètre. Chacun peut être utilisé dans l'un des trois modes suivant : requis, ignoré ou veto.

Le système de déclenchement peut fonctionner avec deux modes en parallèle et des niveaux de priorité définis. Par exemple, durant l'acquisition des données de 1995 analysées dans cette étude, 30 % des événements ont été collectés en mode 2 kaons/protons et 70% en mode 3 pions.

### 3.7 Les “Jaws”.

Le système de déclenchement de NA44 a été conçu pour étudier les collisions S+A, c'est-à-dire avec une multiplicité dans le spectromètre de l'ordre de 1 ou 2. En particulier, en mode kaon/proton, un veto C1 et/ou C2 permet de rejeter les événements ayant au moins un pion. Dans le cas des collisions Pb+Pb, quand le spectromètre est en mode 44mrad (i.e bas pt), la multiplicité est de l'ordre de 5. La probabilité de n'avoir aucun pion dans le spectromètre devient alors très faible.

Il a donc été décidé de réduire l'acceptance du spectromètre. Pour cela, un système d'écrantage (appelé jaws) a été introduit entre les dipôles D1 et D2. Le système est constitué de deux barres composées de 90% de tungstène, 6% de nickel et 4% de cuivre. En mode de focalisation horizontale (verticale), ces barres sont disposées horizontalement (verticalement) de façon à laisser un passage entre elles.

# Chapitre 4

## Reconstruction et sélection des données

### 4.1 Introduction

Nous avons analysé dans cette étude des données provenant de deux lots d'évènements distincts.

Une première série de prise de données a eu lieu en 1995. A cette occasion, le spectromètre était configuré en mode 44mrad (bas Pt) pour une impulsion nominale de 6 GeV/c. 3.5 millions évènements ont été enregistrés avec une focalisation verticale et autant avec une focalisation horizontale.

Les deux détecteurs à effet Cherenkov (C1& C2) étaient configurés en mode basse pression (LP). Dans cette configuration, seuls les pions laissent un signal, ce qui permet de les séparer des protons et kaons. Le fonctionnement du système de déclenchement quant à lui était défini par deux modes en concurrence :

- mode 2 KP : pour sélectionner des paires de protons et de kaons :

$$Trigger = VB \otimes T0 \otimes mul2 \otimes \overline{C1} \otimes \overline{C2} \quad (4.1)$$

- mode 3 pions : pour sélectionner des évènements à trois particules (essentiellement trois pions) :

$$Trigger = VB \otimes T0 \otimes mul3 \quad (4.2)$$

Environ 30 % des données ont été enregistrées en mode “2 KP” et 70% en mode “3 pions”.

Une seconde série de prise de données a eu lieu en 1996. 2.5 millions d'évènements ont été enregistrés avec le spectromètre configuré en mode 122 mrad (haut Pt) pour une impulsion nominale de 8GeV/c et une focalisation horizontale. Les deux détecteurs Cherenkov étaient configurés en mode HP (Haute Pression). Dans cette configuration, les pions et les kaons laissent un signal dans C1, alors que seuls les pions laissent un signal dans C2. Un Veto sur le signal C2 permettait ainsi au système de déclenchement de sélectionner des évènements ne contenant aucun pion. Celui-ci était défini de la manière suivante :

$$Trigger = VB \otimes T0 \otimes mul2 \otimes \overline{C2} \quad (4.3)$$

L'analyse des données s'est déroulée en deux étapes. La première a consisté à calibrer les détecteurs et à reconstruire les trajectoires des particules pour déterminer leur impulsion.

Lors de la deuxième étape, nous avons sélectionné les données, tant du point de vue de leur qualité que de leur nature (identification des particules). Parmi les données de 1995, seules celles acquises avec une focalisation verticale ont été conservées. En effet, après sélection, le nombre d'évènements était environ quatre fois plus faible que dans les données acquises en focalisation verticale.

## 4.2 Calibration et trajectographie

Nous allons détailler dans cette section la procédure permettant de reconstruire l'impulsion de la particule à partir des signaux provenant des différents détecteurs de trajectographie.

Une première étape consiste à calibrer les détecteurs de façon à estimer les coordonnées spatiales et temporelles des points d'impact dans les détecteurs. La deuxième étape consiste à associer ces points d'impact entre eux pour reconstruire la trajectoire des particules.

### 4.2.1 Calibration des hodoscopes

La calibration des hodoscopes a été réalisée en 4 étapes.

Étape 1 : calcul du piédestal et de la vitesse de propagation de la lumière dans les hodoscopes.

Pour chaque Photo-Multiplicateur (PM) le piédestal est calculé en faisant la moyenne du signal en l'absence de collision.

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 3.4.1, la position Y (verticale) est obtenue en mesurant la différence des temps d'arrivée de la lumière de scintillation dans les PM haut et bas  $TDIF = TDC_{top} - TDC_{bottom}$ . Il est donc nécessaire de connaître pour chaque scintillateur la vitesse de propagation de la lumière. Dans ce but, trois scintillateurs de calibration sont placés horizontalement devant chaque hodoscope. La valeur moyenne de  $TDIF$  pour des traces laissant un signal dans les scintillateurs de calibration du haut, du centre ou du bas est notée respectivement  $TDIF_{top}$ ,  $TDIF_{centre}$  et  $TDIF_{bottom}$ . Ces trois mesures, associées à la position verticale de chacune des lattes de calibration, permettent de calculer par interpolation linéaire la vitesse de propagation  $YVEL$ .

Étapes 2&3 : Correction itérative du seuil de discrimination.

Lors de la mesure du temps d'arrivée d'un signal avec un TDC, il y a une corrélation entre le temps mesuré et l'amplitude du signal. Par exemple, prenons le cas de deux particules qui passeraient au même moment dans le détecteur. Pour celle ayant le signal de plus grande amplitude, le signal passera le seuil du discriminateur avant l'autre. Ainsi, la particule déposant le signal de plus grande amplitude semble être passée avant l'autre.



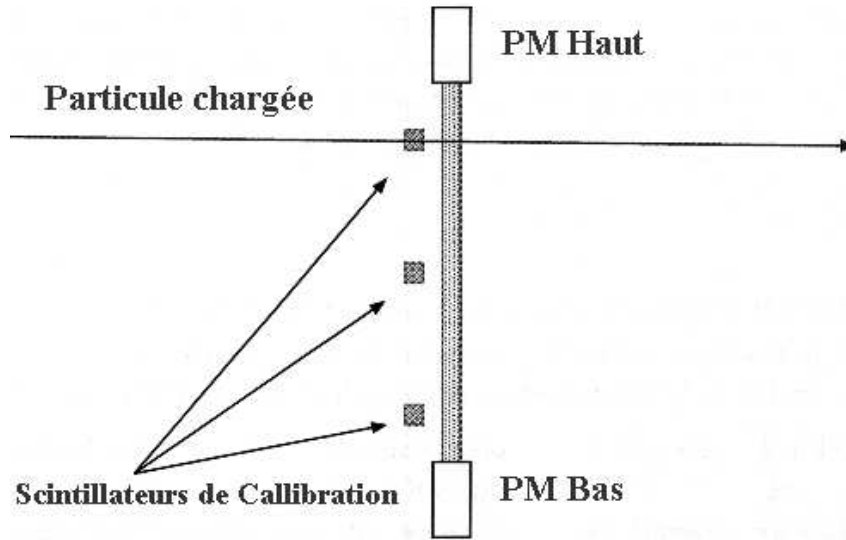


FIG. 4.1 – Localisation des lattes scintillantes de calibration d'un hodoscope.

Le temps mesuré est alors corrigé de la façon suivante :

$$TOF_{corr} = TOF + \frac{A_{top}}{\sqrt{ADC_{top}}} + \frac{A_{bottom}}{\sqrt{ADC_{bottom}}} \quad (4.4)$$

où  $ADC_{top(bottom)}$  est l'amplitude du signal du PM haut (bas) et  $TOF$  est le temps de vol, donné par la relation :

$$TOF = \frac{TDC_{top} + TDC_{bottom}}{2} - \frac{TDC_{CX1} + TDC_{CX2}}{2} \quad (4.5)$$

où  $TDC_{top}$ ,  $TDC_{bottom}$ ,  $TDC_{CX1}$  et  $TDC_{CX2}$  sont les temps mesurés dans les PM haut et bas de chaque latte des hodoscopes, ainsi que dans les deux détecteurs Cherenkov de contrôle du faisceau.

Les coefficients  $A_{top}$  et  $A_{bottom}$  sont ajustés, pour chaque latte, au cours d'une procédure itérative.

Étape 4 : Correction du temps de parcours des signaux dans les câbles.

Les valeurs de temps de vol mesurées ne correspondent pas exactement au temps de vol réel. En effet, s'ajoute au temps de vol un décalage correspondant entre autre à la propagation des signaux jusqu'au TDC. C'est pourquoi pour chaque latte, un décalage  $TOFS$  est pris en compte, afin que le pic principal de la distribution du temps de vol (en général il correspond aux pions) soit centré sur zéro :

$$H3TOF = TOF_{Corr} - TOFS \quad (4.6)$$

Un décalage (*YOFF*) est également introduit dans le calcul de la position verticale  $Y$ , de sorte que  $Y$  soit en moyenne nul pour les traces touchant le scintillateur de calibration central :

$$Y = YVEL * TDIFF - YOFF \quad (4.7)$$

A la fin de cette procédure, nous disposons donc, dans chaque hodoscope, d'un ensemble de points d'impact pour lesquels les coordonnées spatio-temporelles sont connues.

### 4.2.2 Calibration des chambres à fils.

Les valeurs des piédestaux des ADC de toutes les voies d'électronique des chambres à fils sont mises à jour au début de chaque prise de données. Les effets de dérive sont ainsi limités à la période d'une prise de données (environ 20 minutes).

Les gains, quant à eux, n'ont besoin d'être calibrés qu'une seule fois. Dans ce but, une série d'impulsions est injectée sur chacun des fils. Le gain est alors donné par la mesure de l'amplitude du signal induit sur chacun des pads.

## 4.3 Reconstruction des trajectoires.

Tous les détecteurs de trajectographie sont placés après le troisième quadrupôle Q3. Aux effets de diffusion multiple dans les matériaux près, les particules s'y propagent donc en ligne droite. C'est pourquoi, le programme de reconstruction tentera d'associer les points d'impact dans les différents détecteurs selon des trajectoires rectilignes.

La chambre à pads permet d'obtenir la position en deux dimensions du point d'impact. Chaque hodoscope (H2, H3 et H4) permet d'avoir, en plus de la position, le temps de passage de la particule.

Chaque chambre à pistes est constituée de deux chambres : une verticale, et une horizontale. L'information fournie par ces deux chambres permet d'obtenir la position du point d'impact en deux dimensions. Dans ce but, un point d'impact dans la chambre horizontale doit être associé à un point dans la chambre verticale. Du fait de la segmentation des chambres (voir tableau 3.2), chaque piste de la chambre verticale croise un huitième des pistes de la chambre horizontale. Dans le cas où plus d'une de ces pistes est touchée, plusieurs associations sont possibles. C'est la raison pour laquelle l'association est faite plus tard, au moment de la reconstruction, en utilisant les données fournies par les autres détecteurs.

## 4.4 Recalibration de la mesure du temps de vol.

La méthode standard de calibration du temps de vol consiste à ajouter, pour chaque latte, un décalage *TOFS* au temps de vol mesuré afin que le pic principal soit centré sur 0 (voir 4.2.1). La figure 4.2.a représente le temps de vol (donné par H3TOF) en fonction du numéro de la latte touchée dans le troisième hodoscope. Pour ces données

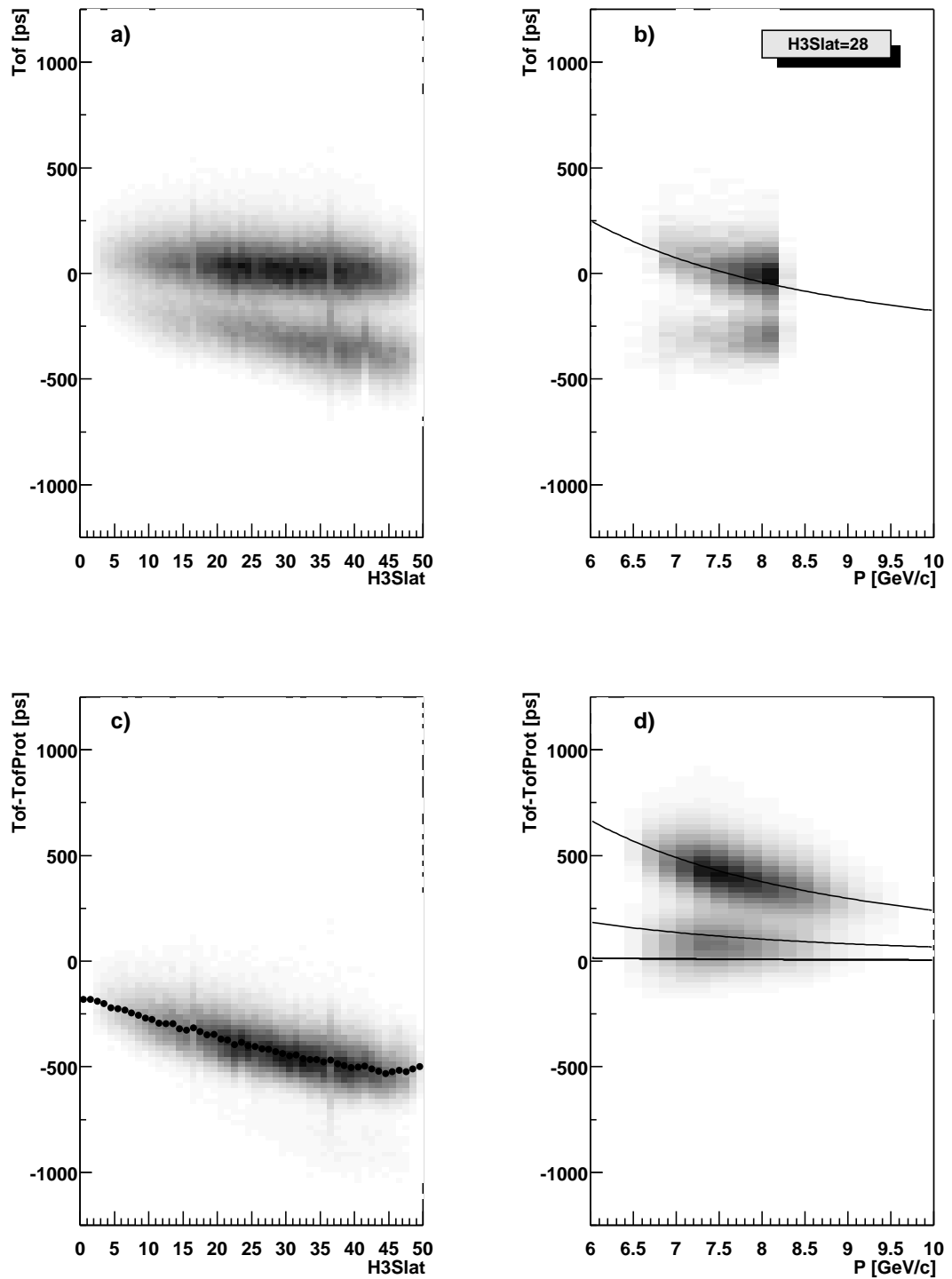
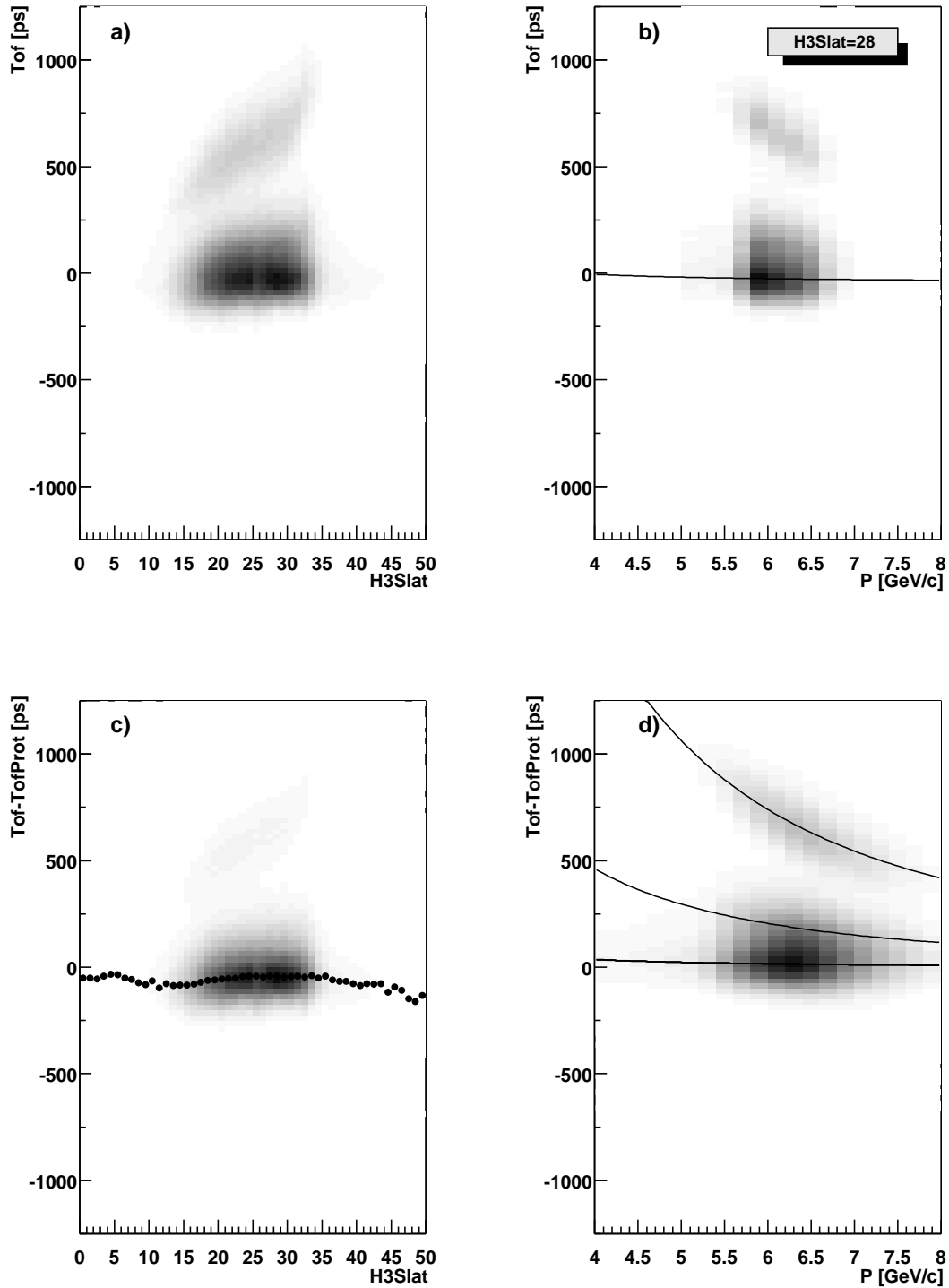


FIG. 4.2 – Calibration du temps de vol des données de 1996 (haut Pt)

FIG. 4.3 – Calibration du temps de vol des données de 1995 (bas  $P_t$ )

prises à grand Pt (1996), le détecteur à effet Cherenkov C1, utilisé en veto dans le trigger permettait de rejeter les pions. La bande principale centrée autour de zéro correspond aux protons, la deuxième, située en dessous correspond aux kaons. La figure 4.2.b représente le temps de vol en fonction de l'impulsion de la particule pour des traces touchant la même latte (la 28ème). La ligne continue représente le temps de vol théorique, pour des protons (voir relation 3.1 ). Nous observons une dépendance du temps de vol en fonction de l'impulsion de la particule en accord avec cette relation. Ainsi, si nous sélectionnions les protons en mettant des limites sur la valeur du temps de vol (sans tenir compte de cette dépendance), une partie des protons dans la région des faibles impulsions serait rejetée inutilement. Dans cette même région, une contamination par les kaons apparaîtrait. Afin de prendre en compte cet effet, le temps de vol a été recalibré en prenant comme référence le temps qu'aurait mis la particule si sa masse avait été nulle. En effet, dans ce cas le temps de vol est indépendant de l'impulsion.

Nous avons défini  $TofProt$  comme le retard qu'aurait un proton d'impulsion par rapport à une particule de masse nulle émise au même moment :

$$TofProt(p) = \frac{d}{c} \left( \sqrt{\frac{p^2}{p^2 + m_{prot}^2}} - 1 \right) \quad (4.8)$$

où  $d$  est la distance du troisième hodoscope à la cible, et  $m_{prot}$  la masse du proton.

La figure 4.2.c représente la distribution de  $Tof - TofProt$  en fonction du numéro de latte. La plupart des kaons a été rejetée au moyen de coupures sur les détecteurs Cherenkov C1 et C2. La figure 4.2.c représente donc la distribution de temps de vol que nous pourrions mesurer avec des particules de masse nulle. Nous souhaitons que cette distribution soit centrée autour de zéro. Pour chaque latte, le décalage à apporter TOFS2 est calculé en ajustant la distribution de  $Tof - TofProt$  par une Gaussienne et en retenant la valeur moyenne. Les valeurs obtenues sont représentées par les points noirs sur la figure 4.2.c . En raison d'une anti-corrélation entre l'impulsion de la particule et le numéro de la latte touchée, TOFS2 décroît en fonction de ce dernier. La figure 4.2.d représente alors la distribution du temps de vol après recalibration ( $Tof_c = H3Tof - TOFS2$ ) en fonction de l'impulsion  $P$ . Les trois courbes représentent les temps de vol théoriques des pions kaons et protons.

La même méthode a été appliquée pour les données de 1995 (bas Pt). La différence est que pour ces données, le pic principal dans la distribution du temps de vol est donné par les pions (provenant du trigger "3 pions"). Le décalage TOFS2 (représenté sur la figure 4.3.d) est proche de zéro, du fait de la faible masse des pions. La première méthode de calibration donne de bons résultats dans le cas des pions, du fait de la faible dépendance du temps de vol en fonction de l'impulsion. Toutefois, dans un but de cohérence, nous avons tout de même appliqué la même méthode de recalibration que pour les données de 1996. Il est à noter que nous avons bien évidemment utilisé TofPions à la place de TofProt, dont la définition est identique, à l'exception de la masse.

## 4.5 Sélections

### 4.5.1 Sélection des évènements

La sélection des évènements a consisté à ne retenir que les évènements pour lesquels la collision du projectile dans la cible est bien contrôlée. Nous avons pour cela utilisé les données fournies par le détecteur de contrôle du faisceau (CX). La figure 4.4 représente la distribution de l'amplitude du signal dans l'un des détecteurs Cherenkov (CX2) en fonction de l'autre (CX1). Trois zones apparaissent, qui correspondent aux cas où un, deux ou trois projectiles ont interagi avec la cible. Nous avons rejeté les évènements où plus d'une collision a eu lieu. En effet, dans une telle situation, on peut détecter deux particules issues de deux évènements différents, et qui ne seront donc pas corrélées. De plus, le passage du premier ion du faisceau déclenche le début de la mesure du temps de vol, de sorte que le temps de vol des particules produites dans les collisions suivantes est surestimé. L'amplitude du signal dans CX1 et CX2 a été normalisée de sorte que le signal généré par le passage d'un ion projectile soit égal à une unité.

– pour les données de 1995 :

$$CX1_{norm} = (CX1ADC - 20)/100 \quad (4.9)$$

$$CX2_{norm} = (CX2ADC - 15)/80$$

– pour les données de 1996 :

$$CX1_{norm} = (CX1ADC - 10)/85 \quad (4.10)$$

$$CX2_{norm} = (CX2ADC - 15)/65$$

Seuls les évènements pour lesquels  $\sqrt{CX1_{norm} \times CX2_{norm}} < 1.3$  ont été sélectionnés. Ils correspondent aux points situés sous la ligne continue sur la figure 4.4.

Par ailleurs, les collisions provenant d'ions issus de la partie centrale du faisceau ont été sélectionnées à l'aide du scintillateur utilisé en veto (CXV). Une coupure est incluse dans le trigger, mais il arrive que certains évènements ne soient pas rejetés. Une coupure hors-ligne a donc été introduite :

$$CXVR_{ADC} < 40 \quad CXCVL_{ADC} < 50 \quad (4.11)$$

où  $CXVR_{ADC}$  et  $CXCVL_{ADC}$  sont les amplitudes des signaux dans les parties droite et gauche du CXV, respectivement.

Nous n'avons également retenu que les évènements pour lesquels la multiplicité de traces reconstruites est égale à deux. Nous n'avons pas retenu ceux pour lesquels la multiplicité est supérieure. En effet, ces évènements représentent moins de 2% des données. L'utilisation des détecteurs Cherenkov C1&C2 pour l'identification des particules nécessiterait un traitement spécial pour ces évènements.

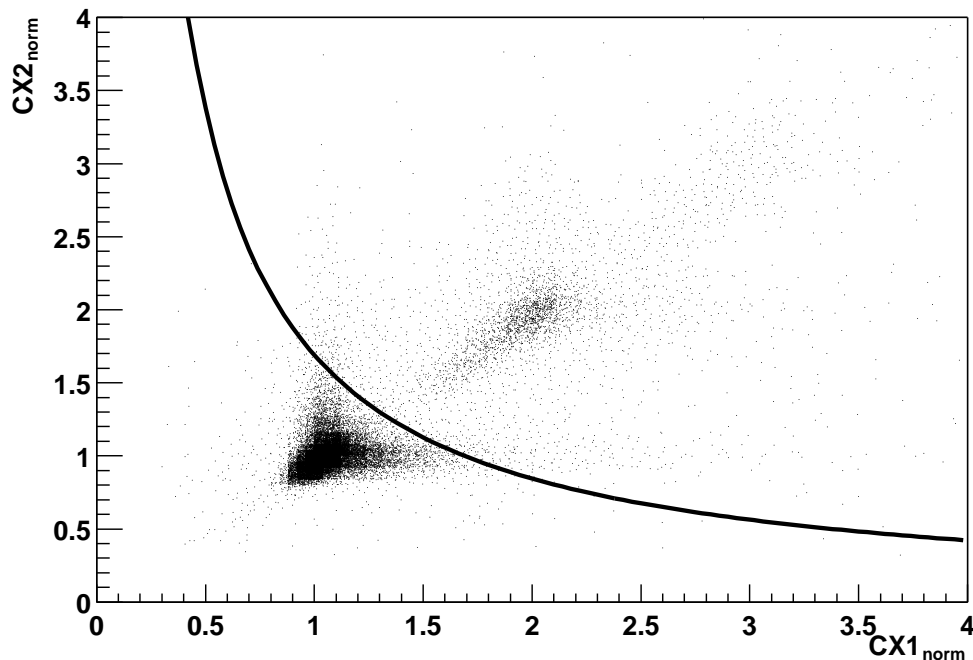


FIG. 4.4 – Amplitude du signal dans les deux détecteurs CX1 et CX2

### 4.5.2 Sélection des traces

Après avoir correctement sélectionné les événements correspondant à la collision d'un noyau du faisceau avec un noyau de la cible, nous avons procédé à la sélection des traces.

La figure 4.5.a représente la distribution des impulsions  $P_x$  et  $P_z$  pour les données de 1996. Seules les traces dont l'impulsion se trouve à l'intérieur de la zone délimitée par la ligne continue ont été retenues. En effet, les points situés en dehors de cette zone correspondent pour la plupart à des traces qui ne pointent pas vers la cible. Grâce au simulateur Monte-Carlo du spectromètre (voir annexe A) nous avons mis en évidence qu'elles correspondent soit à des particules secondaires (décroissances d'hypérons), soit à des particules primaires ayant fortement diffusé.

La figure 4.5.b représente la même distribution, pour les données de 1995.

Du fait de la présence des jaws, il a été nécessaire de réaliser une sélection plus sévère pour ces données. En effet, nous avons constaté (voir 5.2.3) que les traces dont l'impulsion se trouve en dehors de la zone délimitée par la ligne continue correspondent à des particules ayant diffusé très fortement dans les jaws. Pour ces traces, la contribution de la diffusion multiple conduit à une déviation de l'ordre 0.5 GeV/c.

Nous avons également utilisé une coupure de façon à rejeter les traces pour lesquelles l'erreur due à la reconstruction sur la mesure de l'impulsion est importante. Nous avons sélectionné les traces en utilisant le niveau de confiance  $CL$  (Confidence Level) associé à la reconstruction. Le niveau de confiance  $CL(n, x)$  donne la probabilité qu'une variable suivant une distribution de  $\chi^2$  avec  $n$  degrés de liberté ait une valeur supérieure à  $x$ . Si la

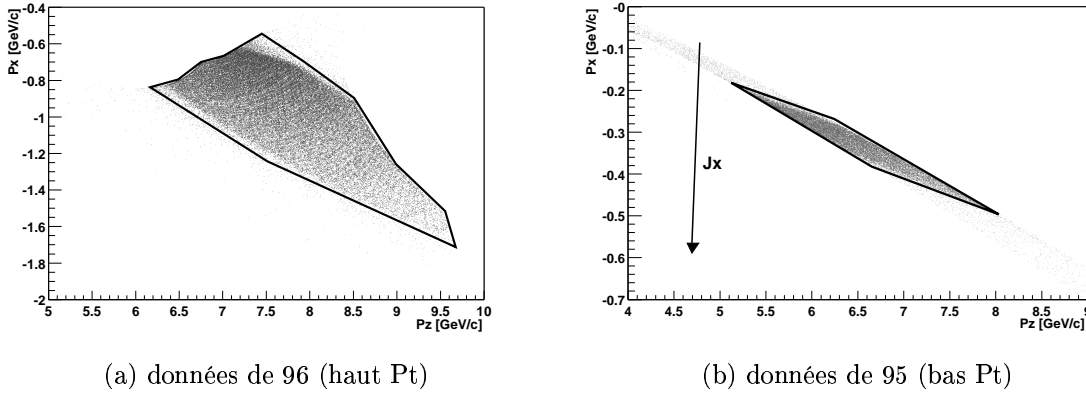


FIG. 4.5 – Coupures en acceptance

variable étudiée suit bien une distribution de  $\chi^2$ , la distribution du niveau de confiance doit être uniforme entre 0 et 1. Le niveau de confiance permet de comparer entre elles des valeurs de  $\chi^2$  obtenues avec des nombres de degré de liberté différents.

Dans notre cas, la reconstruction de la trajectoire est réalisée en ajustant les positions mesurées dans les détecteurs de trajectographie par une droite. L'erreur sur l'ajustement est alors donné par :

$$\chi_x^2 = \sum (x_m - x_f)^2 \quad \chi_y^2 = \sum (y_m - y_f)^2 \quad (4.12)$$

où  $x_m$  et  $x_f$  ( $y_m$  et  $y_f$ ) sont les positions horizontales (verticales) mesurées et ajustées. Le nombre de degrés de liberté est de deux ou trois suivant le nombre de points utilisés pour effectuer l'ajustement. La figure 4.6 représente les distributions des variables  $CLX = CL(n_x, \chi_x^2)$  et  $CLY = CL(n_y, \chi_y^2)$  pour les données de 1995 et 1996. La courbe continue représente les données, alors que les pointillés représentent le simulateur Monte-Carlo (voir annexe A). Nous obtenons un bon accord entre les données et les simulations. Toutefois, nous notons la présence d'un pic dans les données à bas niveau de confiance, qui correspond à des traces pour lesquelles les positions ajustées sont éloignées des positions mesurées. Les traces ayant un niveau de confiance (CLX ou CLY) inférieur à 0.025 ont donc été rejetées.

### 4.5.3 Récapitulatif

Nous avons listé dans la table 4.1, pour les deux lots de données, le nombre d'évènements disponibles après chacune des coupures successives.

Notons que les évènements enregistrés en mode "3 pions" n'ont pas été pris en compte pour le calcul du nombre de trigger dans les données de 1995.



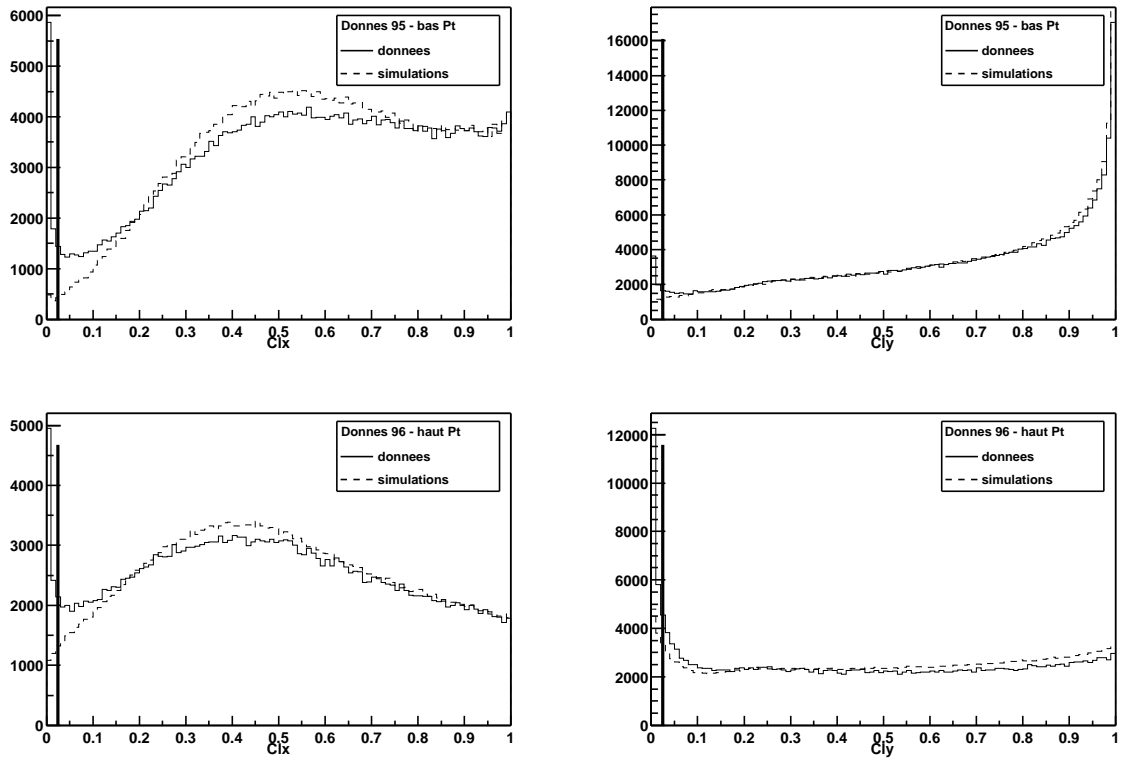


FIG. 4.6 – Distribution de CLX et CLY pour les données de 1995 (bas Pt) et 1996 (haut Pt)

données	95v	96
Nombre de Trigger	1M	2.5M
multiplicité = 2	405.0k	385.6k
Contrôle faisceau	373.5k	355.7k
Acceptance	245.6k	340.8k
Niveau de confiance(cl)	227.6k	265.5k

TAB. 4.1 – Nombre d'événements disponibles après chaque coupure successive.

## 4.6 Identification des particules.

L'identification des particules dans l'expérience NA44 est réalisée au moyen de plusieurs détecteurs. Nous avons utilisé dans cette étude les deux détecteurs Cherenkov, ainsi que la mesure du temps de vol. Les pions ont été en grande partie rejetés en ligne par le système de déclenchement. Après une première coupure visant à rejeter les éventuels pions, nous avons mis au point deux méthodes pour identifier les protons et les kaons. La première, dite standard, utilise des coupures classiques, alors que la deuxième utilise un réseau de neurones.

### 4.6.1 Rejet des pions

L'utilisation des détecteurs Cherenkov (C1&C2) dans le trigger a permis de rejeter en ligne les évènements contenant au moins un pion. Le mode de fonctionnement était le suivant :

- 1995 : Les deux détecteurs sont configurés en mode basse pression (LP). Ainsi, seuls les pions et les électrons sont au dessus du seuil (voir fig 3.5). Ils sont utilisés en mode veto dans le trigger. Aucune coupure supplémentaire n'a été nécessaire.
- 1996 : Les deux détecteurs sont configurés en mode haute pression (HP). Seuls les pions et les électrons laissent un signal dans le détecteur C2. Celui-ci est donc utilisé en mode veto dans le système de déclenchement. Les kaons laissent également un signal dans C1. Celui-ci n'est donc pas utilisé dans le trigger (mode ignoré). Il permettra cependant de séparer hors ligne les kaons des protons. La figure 4.7 représente la distribution des amplitudes dans les détecteurs C2 et C1. Elle peut être schématiquement décomposée en 4 zones suivant la nature (PID) des particules contenues dans l'évènement :
  - zone A : au moins un pion,
  - zone B : 2 protons,
  - zone C : un proton et un kaon
  - zone D : 2 kaons.

Il est à noter que les valeurs (exprimées en canal ADC) ont été décalées de la manière suivante pour les données issues des runs 4676 à 4710 :

$$C_1 \rightarrow C_1 - 113 \quad C_2 \rightarrow C_2 - 150 \quad (4.13)$$

Cette translation permet de compenser la variation de piédestal survenue entre les runs 4710 et 4711. Les pions situés dans la zone A laissent un signal dans C1, et leur signal dans C2 est au dessous de la coupure pratiquée en ligne. Ces évènements, représentant environ 20% des données ont donc été rejetés hors-ligne au moyen des coupures suivantes :

$$C_1 < 50 \quad \text{ou} \quad C_2 < 120 \quad (4.14)$$

Les zones B, C et D sont définies plus précisément dans la section 4.6.3.

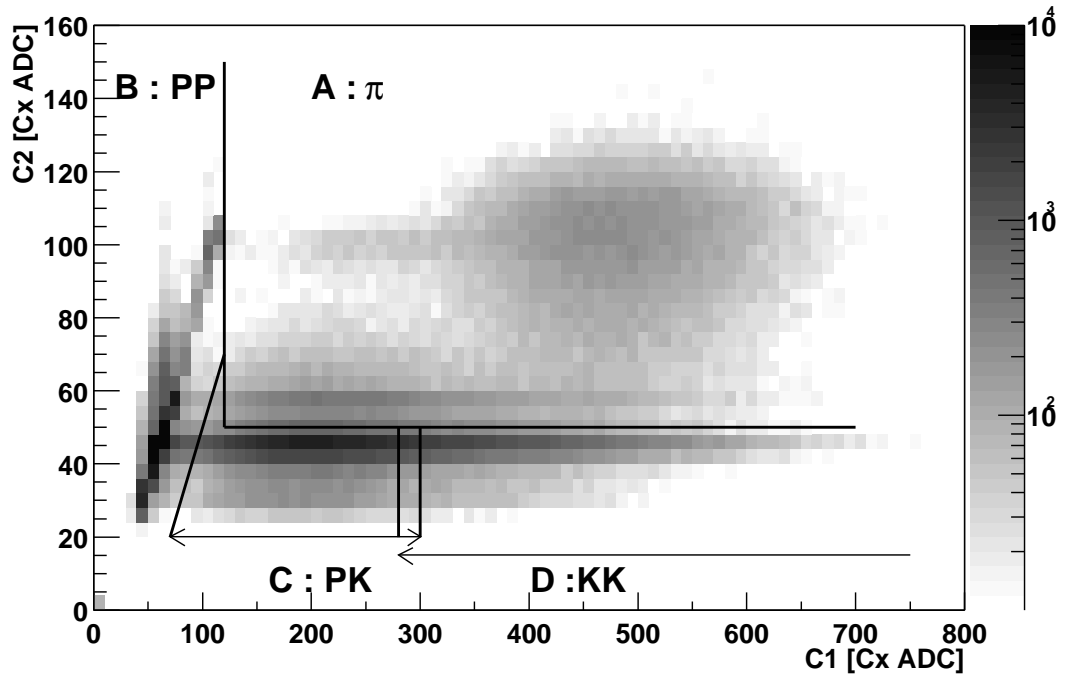


FIG. 4.7 – Distribution des amplitudes dans les détecteurs Cherenkov C1 et C2 pour les données de 1996 (haut Pt)

#### 4.6.2 Présélection et estimation du nombre de kaons et protons

Après rejet des pions, nous disposons de paires de particules composées de protons et kaons.

Nous avons utilisé la mesure du temps de vol pour estimer la composition de notre échantillon suivant les 4 combinaisons (PP, PK, KP, KK). Les deux variables  $TofP = Tofc - TofProt(P)$  et  $TofK = Tofc - TofKaon(P)$  permettent d'identifier protons et kaons (voir la section 4.4 pour la définition de  $Tofc$  et  $TofProt$ ). Par la suite, nous appellerons de façon générique ces deux variables "erreurs sur le temps de vol" et nous la noterons  $\Delta Tof$ , sachant que  $\Delta Tof$  vaut  $TofP$ , ou  $TofK$  suivant le type de la particule que nous souhaitons sélectionner.

La figure 4.8.a représente la distribution les erreurs sur les temps de vols des particules 1 et 2 en supposant qu'il s'agit d'une paire de protons :  $TofP_2$  Vs  $TofP_1$ . Elle est composée de la somme de 4 distributions, correspondant à chacun des 4 types de combinaisons possibles (PP, PK, KP, KK). Celle centrée sur zéro correspond à la résolution intrinsèque sur la mesure des temps de vol des paires de deux protons (PP). Les 3 autres distributions correspondent à la convolution de cette erreur par la différence de temps de vol entre les protons et les kaons. Par ailleurs, la mesure du temps de vol est effectuée en soustrayant le temps mesuré dans le CX au temps mesuré dans H3. L'erreur sur la mesure dans le CX étant la même pour les deux traces d'un même évènement, il existe une corrélation entre les erreurs sur la mesure du temps de vol des deux traces.

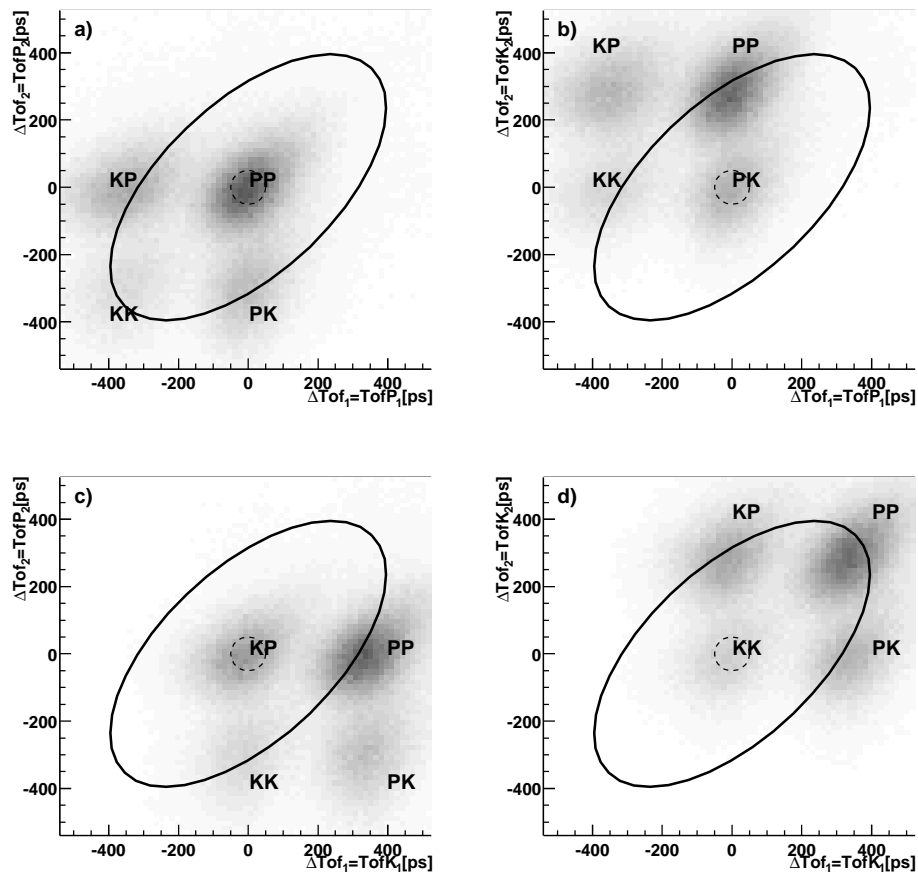


FIG. 4.8 – Distribution des temps de vol pour les données de 1996 (haut Pt).

Type de paire	Sélection des plus centrales	1995 (bas pt)		1996 (haut Pt)	
		Ncent	%	Ncent	%
PP	$TofP_1^2 + TofP_2^2 < 50^2$	7857	20.3%	18856	48.0%
PK	$TofP_1^2 + TofK_2^2 < 50^2$	9731	25.2%	9188	23.4%
KP	$TofK_1^2 + TofP_2^2 < 50^2$	9376	24.2%	7093	18.0%
KK	$TofK_1^2 + TofK_2^2 < 50^2$	11707	30.3%	4156	10.6%

TAB. 4.2 – Estimation de la composition suivant les 4 types de paires.

Toujours pour l'exemple de la sélection des paires de protons, sur la figure 4.8.a est représentée en traits continus l'ellipse définie par

$$\frac{TofP_1 + TofP_2^2}{700} + \frac{TofP_1 - TofP_2^2}{350} < 1 \quad (4.15)$$

Elle représente la présélection permettant de sélectionner des candidats susceptibles d'être identifiées comme des paires PP.

Les autres distributions de la figure 4.8 représentent (pour les mêmes évènements) les erreurs sur la mesure du temps de vol pour la sélection des autres types de paires :

- 4.8.b :  $TofK_2$  Vs  $TofP_1$  (paires PK)
- 4.8.c :  $TofP_2$  Vs  $TofK_1$  (paires KP)
- 4.8.d :  $TofK_2$  Vs  $TofK_1$  (paires KK)

Une présélection comparable à la relation 4.15 a été appliquée pour l'identification des paires PK, KP et KK. Elle se généralise de la façon suivante :

$$\frac{\Delta Tof_1 + \Delta Tof_2^2}{700} + \frac{\Delta Tof_1 - \Delta Tof_2^2}{350} < 1 \quad (4.16)$$

Nous avons développé la méthode suivante afin d'évaluer la fraction de chaque type de paires présent dans l'échantillon.

Nous avons posé les deux hypothèses suivantes :

- Pour chacune des distributions de la figure 4.8, la forme de la distribution centrale est la même. Elle correspond à la résolution intrinsèque sur la mesure du temps de vol, et n'a aucune raison de dépendre du type de particule.
- En sélectionnant les paires situées le plus au centre de la distribution centrale, la pollution par les trois autres types de paires est négligeable. Nous avons pu vérifier a posteriori qu'en sélectionnant les paires situées à l'intérieur du cercle en pointillé sur la figure 4.8 cette hypothèse était vérifiée.

De ces deux hypothèses, nous pouvons déduire que pour chaque type de paire, le nombre total de paires est proportionnel au nombre de paires centrales (Ncent) ainsi sélectionnées. Il est ainsi possible d'estimer la fraction de chaque type de paire dans l'échantillon total. Nous obtenons les résultats listés dans le tableau 4.2.

La fraction de protons est plus importante dans les données de 1996 (haut Pt) que dans celles de 1995 (bas Pt). Ceci s'explique de la manière suivante : la température apparente plus élevée des protons tend à augmenter la fraction de protons à haut Pt.

Les paires PK sont également plus nombreuses que les paires KP. Les particules étant numérotées par le programme de trajectographie par ordre croissant de numéro de latte touchée dans H3, du fait d'une anti-corrélation entre H3 et Pt, la première particule a souvent une impulsion transverse supérieure à la deuxième. La probabilité que ce soit un proton est donc plus importante.

Cette méthode permet donc d'estimer la composition suivant les quatre types de paires de l'ensemble des données. Dans la suite de l'analyse, nous l'utiliserons également sur des événements sélectionnés pour évaluer l'efficacité de certaines coupures sur les quatre types de paires.

### 4.6.3 Méthode d'identification standard.

Il est nécessaire d'identifier la nature des particules afin de pouvoir construire les fonctions de corrélation. Nous souhaitons pouvoir identifier les paires de protons et les paires de kaons, de façon à pouvoir construire les fonctions de corrélation correspondantes. Nous souhaitons également identifier des paires mixtes proton-kaon, de façon à étudier l'acceptance à deux traces du détecteur.

Une première méthode, dite standard, a été développée. Celle-ci est basée sur un ensemble de coupures classiques effectuées à la fois sur les détecteurs Cherenkov et sur les mesures du temps de vol.

Concernant les données de 1995, les kaons et les protons étant tous deux en dessous du seuil de production de lumière Cherenkov, il est impossible d'utiliser les détecteurs C1 et C2 pour les séparer. Seul le temps de vol a été utilisé.

Pour les données de 1996, le détecteur C1 peut être utilisé. La figure 4.7 représente la distribution de l'amplitude dans les deux détecteurs C2 et C1 ; la zone notée B correspondant aux paires PP. Celle-ci présente une forme allongée due à un bruit de mode commun (CMS). Chaque kaon laisse un signal dans C1. Les zones marquées C et D correspondent respectivement aux paires PK/KP et KK. Nous avons alors procédé aux coupures suivantes (en plus du rejet des pions 4.6.1) :

- PP :  $C_1 - C_2 < 50$
- PK/KP :  $C_1 - C_2 \geq 50$  et  $C_1 < 300$
- KK :  $C_1 > 280$

Le choix de ces coupures a été effectué en utilisant la méthode précédente d'évaluation de la composition des paires en faisant un compromis entre la pureté de l'échantillon et le taux de rejet.

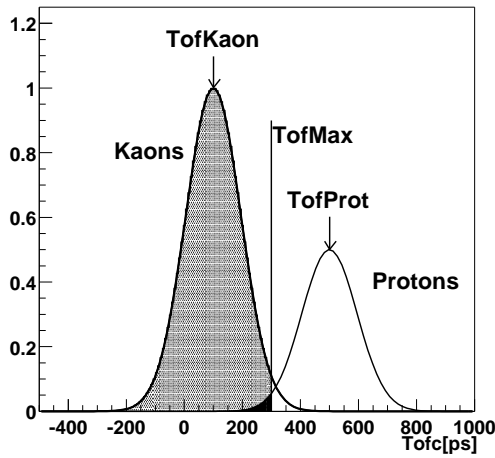
Le tableau 4.3 indique la composition en paires après coupure, ainsi que le taux de rejet.

L'identification a ensuite été complétée par une coupure sur la mesure du temps de vol.

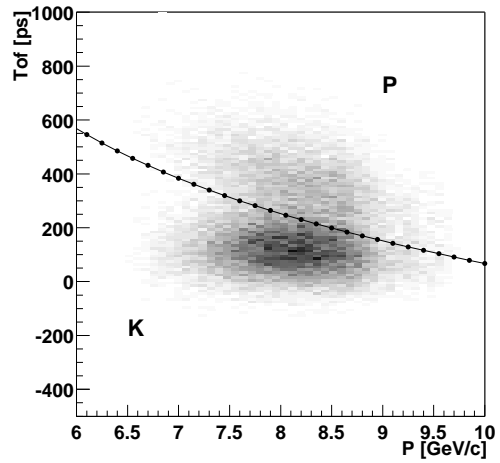
Nous avons utilisé une limite supérieure pour les kaons et une limite inférieure pour les protons.

Coupure	Composition après coupure				Taux de rejet				
	PP	PK	KP	KK	Total	PP	PK	KP	KK
B : PP	93.4%	3.2%	2.6%	0.8%	50.0%	2.6%	93.2%	92.9%	96.4%
C : PK/KP	4.9%	51.7%	36.3%	7.1%	63.2%	96.3%	18.8%	26.0%	75.1%
D : KK	6.3%	17.0%	24.8%	52.0%	84.2%	97.9%	88.5%	78.4%	22.6%

TAB. 4.3 – Composition en paires après coupures Cherenkov pour les données de 1996.



(a) détermination de la coupure



(b) dépendance de la coupure en fonction de l'impulsion.

FIG. 4.9 – Méthode d'identification Standard : coupure sur le temps de vol

Les hypothèses posées pour la détermination de cette limite sont les suivantes :

- La probabilité que les deux particules soient mal identifiées est négligeable.
- La mesure du temps de vol est distribuée suivant une Gaussienne de largeur  $\sigma = 95ps$  centrée en  $TofProt(p)$  ou  $TofKaon(p)$  suivant la nature de la particule.
- La composition des différentes paires  $(N_{PP}, N_{PK}, N_{KP}, N_{KK})$  est donnée par les tableaux 4.2 et 4.3

Prenons par exemple le cas d'une paire de deux kaons :

Nous voulons sélectionner la première particule par une limite supérieure sur la valeur du temps de vol  $Tofc_1 < TofMax_1(P)$  avec une contamination fixée à  $\epsilon$ .

La figure 4.9.a représente les distributions des temps de vol des kaons et protons pour une impulsion donnée. En sélectionnant les particules ayant un temps de vol inférieur à  $TofMax$ , la pollution est donnée par le rapport de l'aire en noir sur la somme des aires en gris et en noir.

$TofMax_1$  est donc donné par la relation suivante :

$$\epsilon = \frac{N_{PK} \cdot Freq\left(\frac{TofMax_1(P_1) - TofProt(P_1)}{\sigma}\right)}{N_{PK} \cdot Freq\left(\frac{TofMax(P) - TofKaon(P)}{\sigma}\right) + N_{KK} \cdot Freq\left(\frac{TofMax(P) - TofProt(P)}{\sigma}\right)} \quad (4.17)$$

avec

$$Freq(x) \propto \int_{-\infty}^x e^{-\frac{x^2}{2}}$$

La valeur de  $TofMax_1(P_1)$  peut être calculée numériquement pour chaque valeur de l'impulsion P en utilisant une méthode par dichotomie[Num]. Le calcul de la valeur de  $TofMax_1$  pour chaque particule aurait pris trop de temps. Nous avons préféré discrétiser les valeurs de l'impulsion P de 4 à 10 GeV en 50 intervalles de 120 MeV. La valeur de  $TofMax_{1i}$  est calculée une fois pour chacun des intervalles  $I_i$  au début du programme. Ensuite, pour chaque particule, la valeur de TofMax utilisée est  $TofMax_{1i}$ , où i est fixé de sorte que P soit dans l'intervalle  $I_i$ .

La figure 4.9.b représente les valeurs obtenues pour la sélection des paires KK dans les données de 1996 pour une contamination demandée (de consigne)  $\epsilon = 0.01$ .

La coupure sur le temps de vol de la deuxième particule permet de supprimer la contamination des paires KK par les paires KP. La valeur de  $TofMax_2$  utilisée est déterminée par une relation semblable à 4.17, où  $N_{PK}$  est remplacé par  $N_{KP}$ .

Chacune des deux particules étant identifiée avec une contamination de  $\epsilon$ , la paire est identifiée avec une contamination de  $1 - (1 - \epsilon)^2 = 2\epsilon - \epsilon^2$

#### 4.6.4 Méthode d'identification par réseau de neurones.

Nous avons développé une deuxième méthode afin d'améliorer l'efficacité de la procédure d'identification, c'est-à-dire diminuer les taux de rejet pour un même niveau de contamination. En effet, nous avons constaté dans le tableau 4.3 que la coupure D, bien qu'elle permette d'augmenter le taux de paires, et donc d'améliorer l'efficacité de la coupure sur le temps de vol, rejette définitivement 25% des paires de kaons. Il est a priori possible de récupérer une partie de ces paires de kaons en effectuant une deuxième coupure sur les paires rejetées. Le taux de paires de kaons de ce deuxième échantillon sera moindre que dans l'échantillon principal (coupure D), mais une coupure plus stricte sur le temps de vol peut être appliquée. Un raffinement de la méthode consisterait à paramétrer la composition des quatre types de paires en fonction de (C1,C2).

Par ailleurs, la paramétrisation de l'erreur sur la mesure du temps de vol par une Gaussienne est un peu grossière. Une paramétrisation tenant compte de la corrélation entre les deux mesures de temps de vol permettrait également d'améliorer sensiblement l'efficacité de la procédure d'identification. La paramétrisation de la distribution de plusieurs paramètres corrélés entre eux est souvent impossible. Nous avons donc préféré utiliser un réseau de neurones.

Nous considérerons dans ce chapitre le réseau de neurones comme une "boite noire" comportant six neurones d'entrée et quatre neurones de sortie (voir figure 4.10). On trouvera en annexe D plus de détails sur le fonctionnement d'un réseau de neurones, ainsi que



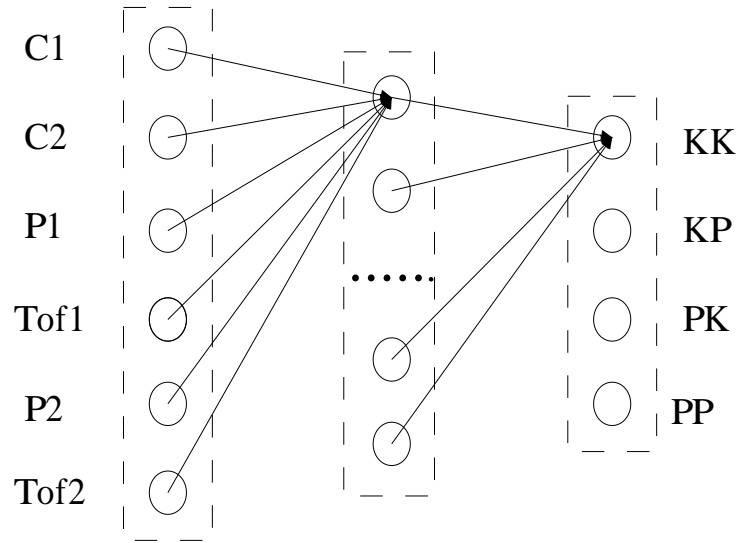


FIG. 4.10 – Architecture du réseau de neurones

sur l'architecture du réseau que nous avons utilisé . Les six entrées correspondent aux six paramètres utilisés pour l'identification des paires :

- L'amplitude des signaux dans les détecteurs C1 & C2
- L'impulsion des deux particules P1 et P2
- Le temps de vol des particules Tof1 et Tof2.

Les quatre neurones de sortie correspondent à chaque type de paires (PP,PK,KP,KK). Le fonctionnement idéal du réseau de neurones est le suivant : quand les entrées du réseau sont initialisées avec les valeurs correspondant à une paire, le neurone de sortie correspondant au type de la paire est activé, alors que les trois autres sont inactivés. Le fonctionnement d'un réseau de neurones est déterminé par une étape d'apprentissage (voir annexe D) au cours de laquelle il est nécessaire de fournir au réseau un échantillon statistiquement équivalent aux données sur lesquelles le réseau sera utilisé, et pour lesquelles la valeur des neurones de sortie attendue est connue.

#### 4.6.4.1 Apprentissage

Nous souhaitons sélectionner quatre échantillons d'apprentissage  $(E_p)_{p=PP,PK,KP,KK}$  parmi les données correspondant aux quatre types de paires. L'ensemble formé par ces quatre échantillons doit être statistiquement équivalent à l'ensemble des données.

Nous avons utilisé le fait que les erreurs sur la mesure du temps de vol des deux particules, bien que corrélées entre elles, sont indépendantes des 4 autres paramètres. Ainsi, en sélectionnant des paires en fonction de l'erreur sur le temps de vol, les distributions des quatre autres paramètres sont statistiquement équivalentes à celle de l'ensemble des données.

Ainsi, nous avons sélectionné quatre échantillons d'apprentissage :

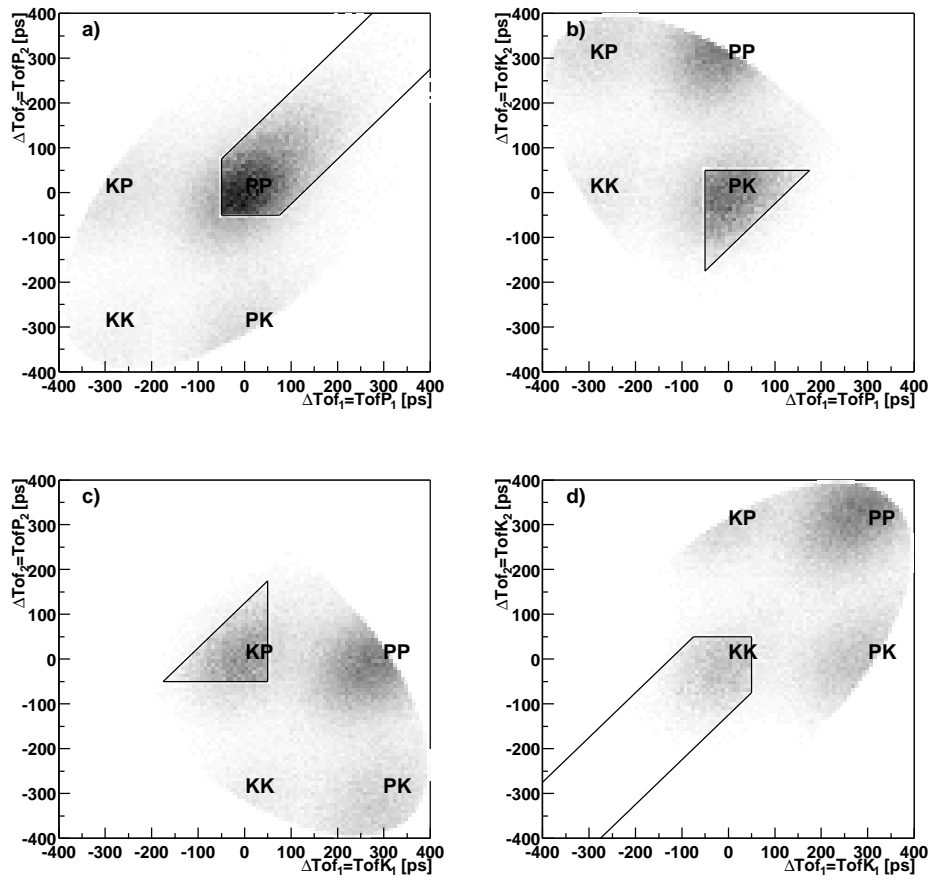


FIG. 4.11 – Sélection des quatre échantillons  $E_{PP}$ ,  $E_{PK}$ ,  $E_{KP}$ ,  $E_{KK}$

- $E_{PP}$  :  $TofP_1 > -50ps$  et  $TofP_2 > -50ps$  et  $|TofP_1 - TofP_2| < 125ps$
- $E_{PK}$  :  $TofP_1 > -50ps$  et  $TofK_2 < +50ps$  et  $|TofP_1 - TofK_2| < 125ps$
- $E_{KP}$  :  $TofK_1 < +50ps$  et  $TofP_2 > -50ps$  et  $|TofK_1 - TofP_2| < 125ps$
- $E_{KK}$  :  $TofK_1 < +50ps$  et  $TofK_2 < +50ps$  et  $|TofK_1 - TofK_2| < 125ps$

Les quatre sélections précédentes sont représentées sur la figure 4.11 par les zones plus sombres et entourées. Celles-ci ont été choisies de sorte que l'échantillon  $E_p$  ne soit constitué que de paires de type  $p$  ( $p$  prenant les valeurs PP,PK,KP,KK).

Le tableau suivant indique pour chacun des quatre échantillons  $E_p$ , la fraction qu'il représente par rapport à l'ensemble des données (1). Connaissant la composition (voir tableau 4.2) de l'échantillon total, il est facile d'estimer (2) pour chaque paire  $p$  la fraction  $NE_p$  des paires contenues dans l'échantillon  $E_p$ .

	Fraction du total (1)				$NE_p$ : Fraction des bonnes paires (2)			
	PP	PK	KP	KK	PP	PK	KP	KK
1995	11.74%	9.42%	9.28%	14.14%	57,8%	37.4%	38.3%	46.7%
1996	25.54%	8.20%	6.29%	4.75%	53.2%	35.0%	34.8%	44.8%

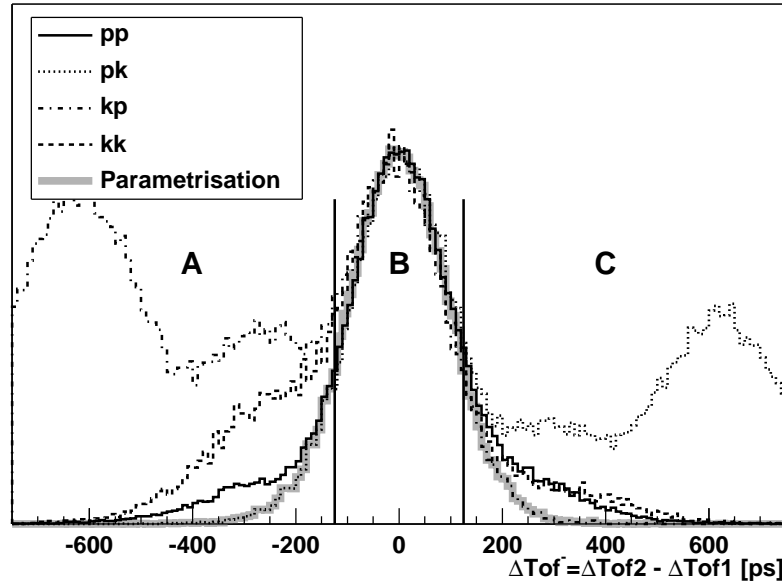


FIG. 4.12 – Paramétrisation de  $\Delta Tof^- = \Delta Tof_2 - \Delta Tof_1$  pour les données de 1996.

Les sélections précédentes introduisent un biais évident sur les distributions du temps de vol et ne peuvent donc pas être utilisées telles quelles. Nous avons donc paramétré la résolution intrinsèque sur la mesure du temps de vol, puis nous avons affecté à chacune des paires des échantillons  $E_p$  deux temps de vols (Tofc1 et Tofc2) correspondant à cette paramétrisation.

### Paramétrisation

Nous pouvons voir sur la figure 4.8 que la distribution des erreurs sur le temps de vol pour un type de paire donnée est composée d'un pic central correspondant à la résolution sur la mesure du temps de vol, ainsi que de trois autres pics correspondant aux trois autres types de paires. La méthode suivante permet de paramétrer la résolution (le pic central) en s'affranchissant des contributions des trois autres types de paires :

Nous avons utilisé les deux variables  $\Delta Tof^+ = \Delta Tof_1 + \Delta Tof_2$  et  $\Delta Tof^- = \Delta Tof_2 - \Delta Tof_1$ . Nous rappelons que  $\Delta Tof_{1/2}$  correspond à l'erreur sur le temps de vol  $Tof_{P_{1/2}}$  ou  $Tof_{K_{1/2}}$  suivant le type de paire. Ce choix de variable permet de prendre en compte la corrélation entre  $\Delta Tof_1$  et  $\Delta Tof_2$ . La variable  $\Delta Tof^+$  a été paramétrée en sélectionnant des paires vérifiant  $|\Delta Tof^-| < 100ps$ . De même, la paramétrisation de  $\Delta Tof^+$  a été réalisée en sélectionnant des paires vérifiant  $|\Delta Tof^-| < 100ps$ . Ainsi la contamination du pic central par les pics secondaires est limitée.

La figure 4.12 représente la distribution de  $\Delta Tof^-$  pour les données de 1996. Les quatre courbes grises représentent les distributions des 4 types de paires. Nous avons distingué trois intervalles.

- B ( $|\Delta Tof^-| < 125ps$ ). Les quatre distributions sont comparables dans cette zone.

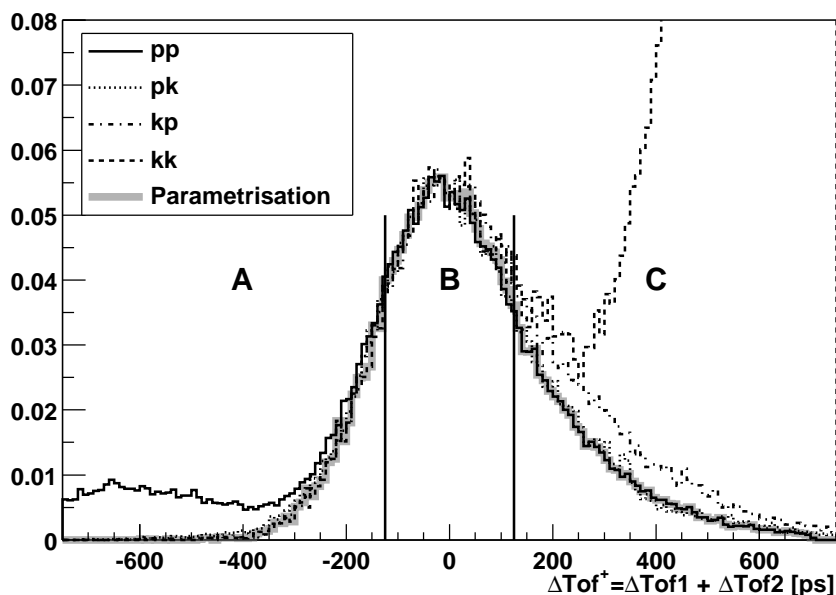


FIG. 4.13 – Paramétrisation de  $\Delta Tof^+ = \Delta Tof_1 + \Delta Tof_2$  pour les données de 1996.

Nous en avons déduit que cette partie de la distribution n'est pas contaminée par les pics secondaires, et qu'elle correspond à la résolution intrinsèque. Les quatre courbes ont été normalisées afin que leur intégrale sur l'intervalle B soit la même.

- A ( $\Delta Tof^- < 125ps$ ). Dans cet intervalle, aucun type de paire n'est susceptible de contaminer les paires PK (courbe en pointillés courts). Par contre, nous voyons clairement une contamination des trois autres distributions, notamment celle des KP (pointillés mixtes) essentiellement contaminée par les paires PP.
- C ( $\Delta Tof^- < 125ps$ ). Les paires PK (pointillés mixtes) ne sont pas contaminées dans cette zone. De même que pour la zone A, nous observons une contamination des trois autres types de courbes, notamment des KP (pointillés courts).

Nous avons donc paramétré la résolution suivant la direction  $\Delta Tof^-$  en prenant la valeur de la distribution correspondant aux paires KP dans l'intervalle A et aux paires PK dans l'intervalle C. Dans l'intervalle B, la valeur est égale à la moyenne des 4 courbes. La paramétrisation ainsi construite est représentée sur la figure 4.12 par la courbe grise continue. Du fait de la normalisation de 4 courbes sur l'intervalle B, la courbe ne présente pas de discontinuité au passage entre les intervalles.

Nous avons procédé de même pour la paramétrisation suivant la direction  $\Delta Tof^+$  (voir figure 4.13). La démarche est identique. Dans ce cas, les paires non contaminées dans l'intervalle A sont les paires KK, alors que dans l'intervalle B, ce sont les paires PP.

En raison de sa dépendance en fonction de la mesure du début du temps de vol dans le T0, la distribution de  $\Delta Tof^+$  est plus large que celle de  $\Delta Tof^-$ .

La figure 4.14.a représente la paramétrisation obtenue pour les données de 1996 en fonction de  $\Delta Tof_1$  et  $\Delta Tof_2$ . Les axes représentant les paramètres  $\Delta Tof^+$  et  $\Delta Tof^-$  y

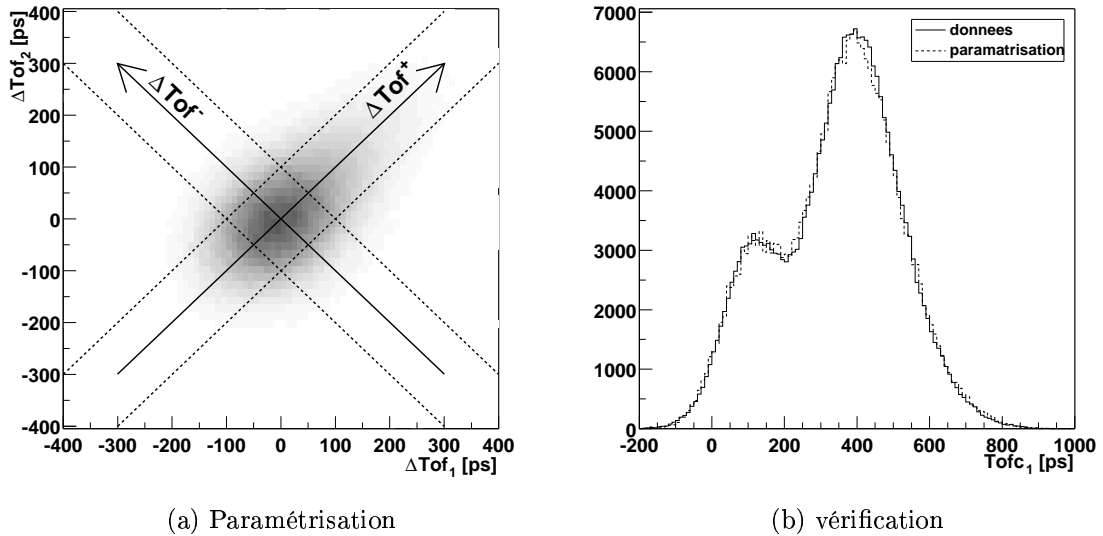


FIG. 4.14 – Paramétrisation de la résolution sur la mesure du temps de vol

sont représentés.

La figure 4.14.b représente la distribution du temps de vol  $Tofc_1$  pour les données de 1996. La courbe continue représente les données. La courbe en pointillés représente le résultat de la simulation en utilisant les quatre échantillons  $E_p$  avec la paramétrisation de la figure 4.14.a. Les résultats des simulations ont été corrigés par un poids  $1/NE_p$  de façon à compenser le fait que chaque échantillon  $E_p$  ne contient qu'une fraction  $NE_p$  des paires p. Un très bon accord entre les données et les paires simulées est obtenu. Nous obtenons également un très bon accord (non représenté ici) pour la distribution du temps de vol de la deuxième particule  $Tofc_2$ .

La même méthode a été appliquée pour les données de 1995. La paramétrisation obtenue est sensiblement identique.

Nous disposons ainsi de quatre échantillons  $E_p$  pour lesquels la distribution des paramètres  $(C1, C2, Tofc_1, Tofc_2, P_1, P_2)$  est statistiquement équivalente à celle des données. La procédure d'apprentissage du réseau de neurones est détaillée en annexe D.

Par ailleurs, il est possible d'utiliser ces mêmes échantillons pour tester la pureté des paires sélectionnées, ainsi que l'efficacité de la méthode. A titre d'exemple, la figure 4.15 représente la distribution de la valeur du neurone Spp pour les données de 1996. La courbe continue représente la distribution obtenue avec l'ensemble des données (brut). La courbe en pointillés courts représente la distribution du neurone Spp obtenue en utilisant les paires de l'échantillon  $E_{PP}$  pour lesquelles le temps de vol a été paramétré suivant la courbe de la figure 4.14. La courbe en pointillés longs a été obtenue en utilisant les 3 échantillons  $E_{PK}, E_{KP}, E_{KK}$ . La courbe représentant la somme des résultats des simulations n'a pas été représentée sur cette figure pour des raisons de clarté. Elle est quasiment confondue avec la courbe des données. Nous nous assurons ainsi que les simulations et les données

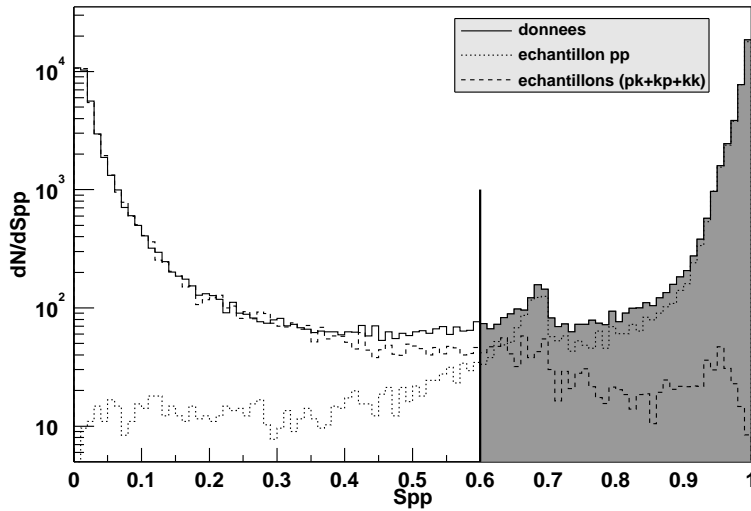


FIG. 4.15 – Distribution de la valeur de sortie du Neurone  $S_{pp}$  pour les données de 1996 (haut Pt)

sont des échantillons statistiques très proches.

Nous vérifions également sur cette figure que les paires PP donnent une valeur proche de 1, alors que les autres paires donnent plutôt des valeurs proches de 0. Il est ainsi possible de sélectionner des paires PP en ne retenant que les paires pour lesquelles  $S_{pp}$  est supérieur à une limite  $S_{pp_{min}}$ . Les simulations permettent alors d'estimer :

- La contamination : la fraction de paires sélectionnées ne provenant pas de l'échantillon PP
- Le taux de rejet : la fraction des paires de l'échantillon PP vérifiant  $S_{pp} < S_{pp_{min}}$

La limite  $S_{pp_{min}}$  est alors ajustée de façon à obtenir la pureté désirée (voir annexe ??).

La méthode précédente est bien évidemment généralisable à la sélection des trois autres types de paires.

Par ailleurs, il est également possible d'utiliser les quatre échantillons  $E_p$  pour évaluer la contamination et le taux de rejet obtenus avec la méthode standard, afin de comparer les deux méthodes.

#### 4.6.5 Comparaison entre les deux méthodes

Nous avons souhaité comparer les deux méthodes afin d'estimer laquelle permet d'obtenir le taux de rejet le plus bas pour une contamination donnée.

Par ailleurs, nous avons constaté qu'une coupure sur la valeur du temps mesuré avec le scintillateur T0 permet d'améliorer la résolution sur la mesure du temps de vol. Nous avons observé (figure 4.16) qu'en sélectionnant les événements pour lesquels  $T0_{tdc}$  est à moins de 25 canaux ADC du pic principal, une partie des paires situées dans la queue de la distribution des erreurs sur le Tof est rejetée. Cette coupure supprime 4.66% des

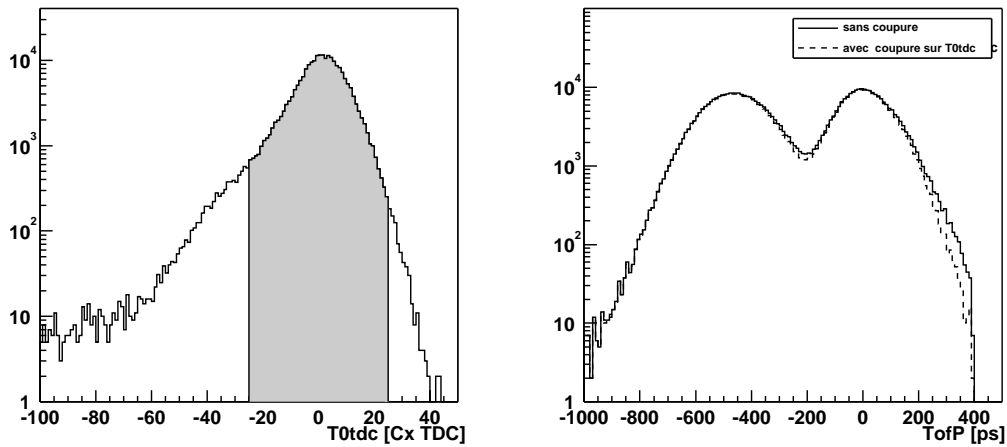


FIG. 4.16 – Influence de la mesure du temps dans le T0 sur la résolution du temps de vol.

événements dans les données de 1995 et 1.61% dans celles de 1996. Nous avons cherché à savoir si cette perte était compensée par l'amélioration de la résolution.

Le mode opératoire est le suivant :

Nous avons utilisé la méthode standard sur les quatre échantillons  $E_p$ . Plusieurs valeurs pour le paramètre de contamination  $\epsilon$  ont été utilisées, de sorte que la contamination théorique d'une paire ( $2\epsilon - \epsilon^2$ ) prenne les valeurs : 0.5%, 1%, 2%, 5%, 10% et 20%. Pour chacune de ces valeurs, il est possible d'estimer la contamination et le taux de rejet. Les valeurs obtenues sont listées dans le tableau 4.4

Nous avons observé un écart entre la valeur de consigne de la contamination ( $2\epsilon - \epsilon^2$ ) et la valeur estimée avec les échantillons  $E_p$ . Ceci est surtout vrai pour les paires PP et KK. Nous avons effectué des simulations en prenant les mêmes échantillons  $E_p$ , mais en prenant cette fois une résolution Gaussienne de largeur 95ps sur la mesure du temps de vol. Nous avons alors appliqué la méthode standard sur ces simulations. Il apparaît que les taux de contamination obtenus sont en bon accord avec la valeur de consigne. Il en ressort que la différence entre la contamination de consigne et la contamination mesurée est due à la corrélation entre les mesures de temps de vol des deux particules.

Nous avons également observé une saturation de la contamination mesurée lorsque la consigne de contamination est supérieure à la contamination obtenue avec les coupures sur les détecteurs Cherenkov (saturation de la pollution à 4.7% dans les données de 1995 par exemple).

De ces observations, il ressort que la méthode standard fonctionne correctement. Il est toutefois important de noter que la contamination n'est pas égale à  $2\epsilon - \epsilon^2$ , mais qu'elle peut être estimée grâce à la méthode précédente.

Nous avons également utilisé la méthode par réseau de neurones. Pour chaque paramètre de coupure sur le neurone de sortie, il est possible d'estimer le taux de rejet et la contamination. Il est donc possible d'estimer le taux de rejet en fonction de la contamination.

données	$2\epsilon - \epsilon^2$	PP		PK		KP		KK	
		cont	rej	cont	rej	cont	rej	cont	rej
1995	0.5%	5.8%	5.3%	0.85%	8.2%	0.7%	10.3%	0.13%	10.7%
	1%	7.6%	3.3%	1.4%	5.4%	1.5%	7.6%	0.25%	8.1%
	2%	10.2%	2.1%	2.3%	3.5%	3.0%	5.4%	0.61%	5.8%
	5%	15.1%	1.2%	4.2%	1.8%	6.2%	3.3%	1.8%	3.7%
	10%	20.6%	0.9%	6.7%	1.1%	10.3%	2.2%	4.3%	2.6%
	20%	28.3%	0.81%	10.9%	0.81%	17.0%	1.4%	10.0%	1.7%
1996	0.5%	0.86%	11.6%	0.61%	40.4%	0.37%	48.2%	0.26%	59.9%
	1%	1.5%	8.7%	1.0%	31.2%	1.0%	39.8%	0.45%	51.5%
	2%	2.6%	7.6%	1.7%	24.1%	2.4%	33.3%	0.91%	43.8%
	5%	4.7%	7.4%	3.6%	18.6%	5.8%	27.1%	3.1%	35.6%
	10%	4.7%	7.4%	5.8%	16.8%	10.4%	24.6%	7.7%	30.7%
	20%	4.7%	7.4%	7.3%	16.4%	15.4%	23.1%	18.2%	27.0%

TAB. 4.4 – Contamination et taux de rejet de la méthode standard

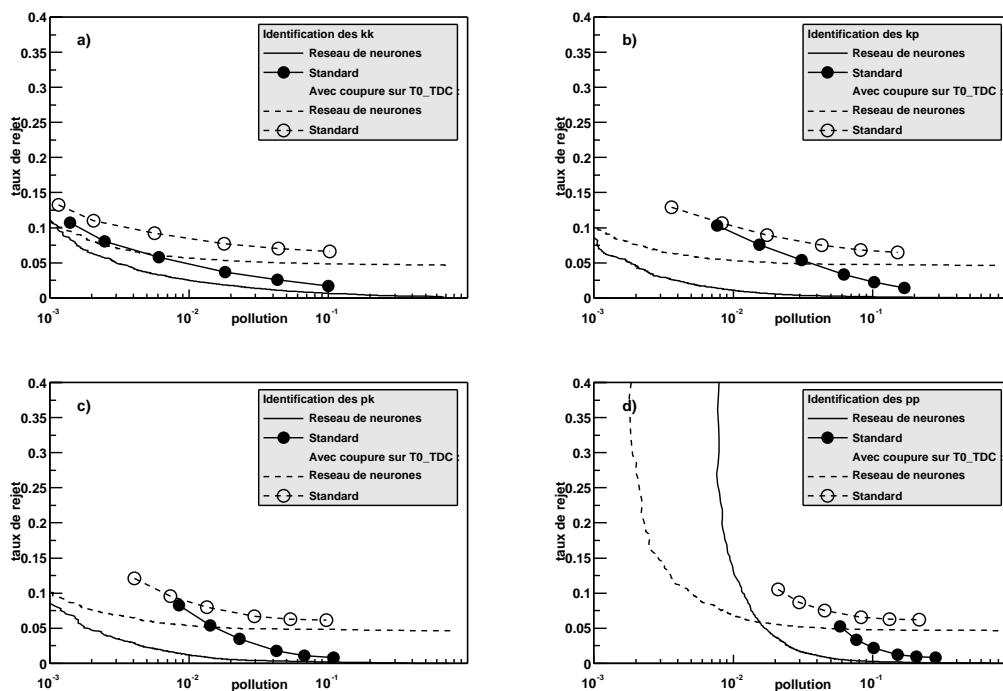


FIG. 4.17 – Taux de Rejet des deux méthodes d'identification en fonction du taux de pollution pour les données de 1995 (bas Pt)



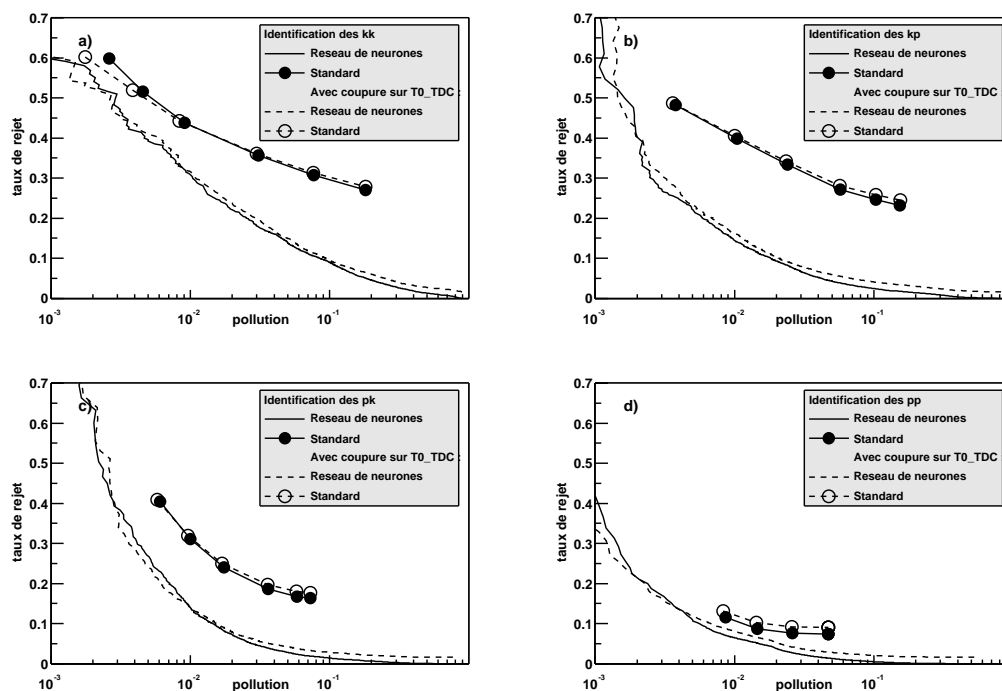


FIG. 4.18 – Taux de rejet des deux méthodes d'identification en fonction du taux de pollution pour les données de 1996 (haut Pt)

Les figures 4.17 et 4.18 représentent le taux de rejet en fonction de la contamination pour les différentes méthodes. Le réseau de neurones est représenté par la courbe continue (sans point). Les points noirs représentent les valeurs obtenues par la méthode standard. Dans tous les cas, la méthode par réseau de neurones permet d'obtenir un taux de rejet inférieur à la méthode standard.

Les courbes en pointillés représentent les taux de rejet obtenus en utilisant la coupure sur la mesure du temps avec le scintillateur T0. Celle-ci permet, notamment dans le cas des données de 1995, d'abaisser le taux de contamination. Dans la plupart des cas, pour un taux de contamination donné, cette coupure ne permet pas de réduire le taux de rejet.

#### 4.6.6 Bilan de l'identification des particules.

Le tableau suivant récapitule le nombre de paires susceptibles d'être identifiées comme étant des paires PP, PK/KP ou KK. L'effet sur le nombre d'événements des coupures sur les signaux des détecteurs Cherenkov (pour rejeter les pions) et de mesure du temps de vol (présélection) y sont détaillés.

données	95v	96
paires sélectionnées	227.6k	265.5k
Rejet des pions	226.7k	214.9 k
Coupure Tof	220.9 k	203.3 k

Nous avons fixé les coupures sur la valeur de sortie du réseau de neurones ( $S_{PP}$ ,  $S_{PK}$ ,  $S_{KP}$ ,  $S_{KK}$ ) de façon à obtenir une contamination des paires de 2%.

Bien que moins efficace en terme de taux de rejet, nous avons également souhaité utiliser la méthode standard à titre de comparaison. La valeur des consignes  $\epsilon$  a également été fixée de manière à obtenir une contamination de 2%.

Nous disposons alors des données suivantes pour construire les fonctions de corrélation :

		PP	PK/KP	KK
1995	Réseau	47.1k	111.4k	64.7k
	Standard	45.7k	104.8k	62.8k
1996	Réseau	97.7k	77.7k	16.8k
	Standard	94.8k	60.3k	13.2k

# Chapitre 5

## Analyse des données

Nous avons indiqué dans le chapitre précédent comment reconstruire et sélectionner les paires de particules nécessaires à la construction des fonctions de corrélation. Dans ce chapitre, nous détaillerons les méthodes permettant de s'affranchir des biais introduits par le dispositif expérimental. Nous présenterons ensuite les fonctions de corrélation que nous avons obtenues.

Nous détaillerons tout d'abord la méthode utilisée pour estimer la centralité des événements, cette information étant nécessaire pour la suite de l'analyse.

### 5.1 Estimation de la centralité.

Le système de déclenchement permet de sélectionner les événements les plus centraux au moyen d'un seuil sur l'amplitude du signal dans le scintillateur T0 ( voir section 3.6).

Rappelons que le système de déclenchement est composé de plusieurs signaux logiques. Un événement n'est enregistré que si l'ensemble de ces signaux sont vus en coïncidence. Pour chaque série de données, il est possible de connaître le taux de comptage des différents signaux, indépendamment du fait qu'un événement soit enregistré. Un dispositif enregistre entre autre le nombre de fois  $N_{CX}$  où un signal a été reçu en coïncidence dans les deux détecteurs de contrôle de faisceau CX1 et CX2. Nous connaissons ainsi le nombre d'ions ayant traversé la cible. Le nombre de fois  $N_{T0}$  où un signal a passé le seuil du scintillateur T0 est également enregistré. La fraction des ions ayant traversé la cible, et qui créent une collision suffisamment centrale est donnée par la relation :

$$\frac{N_{T0}}{N_{CX}} = \sigma_{T0} e \frac{Nd}{A} \quad (5.1)$$

où  $e$  est l'épaisseur de la cible ( $3mm$ ),  $N$  est la constante d'Avogadro ( $6.02 \cdot 10^{23} mol^{-1}$ ),  $d$  la densité du plomb ( $11.35 g/cm^3$ ) et  $A$  le nombre de masse du plomb (208).

La relation 5.1 permet ainsi de calculer la section efficace ( $\sigma_{T0}$ ) des collisions sélectionnées par le scintillateur  $T_0$ . Les figures 5.1.a et 5.1.b représentent l'évolution de la valeur ainsi calculée au cours des prises de données de 95 et de 96. Il apparaît que le

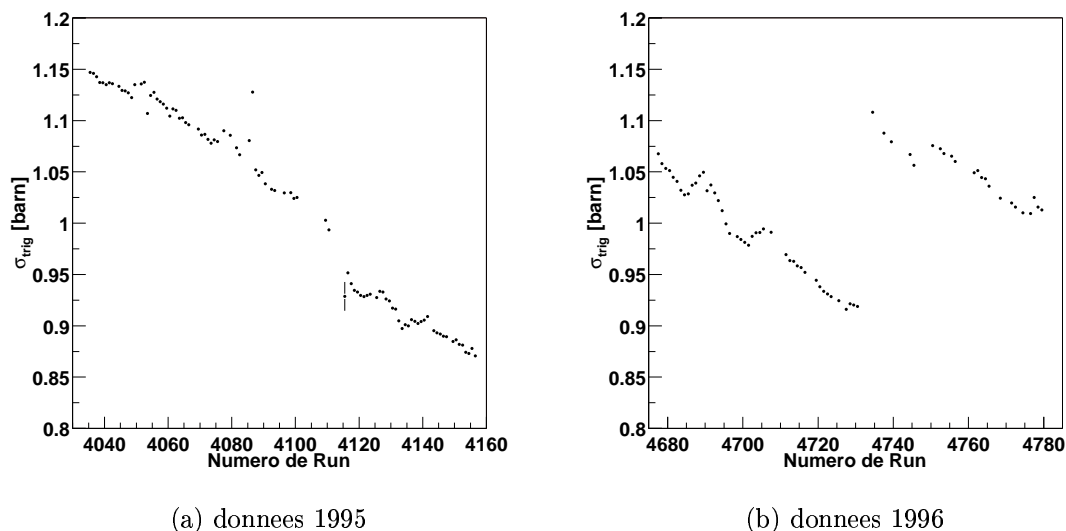


FIG. 5.1 – Estimation de la centralité en fonction du temps

système de déclenchement sélectionne des données de plus en plus centrales au cours du temps. En effet, l'irradiation subie par le scintillateur tend à diminuer son rendement de scintillation. C'est pourquoi, au cours de la prise de données de 1996, le seuil du système de déclenchement a été abaissé pour la prise de données numéro 4730 et les suivantes.

Connaissant la section efficace  $\sigma_{T0}$ , il est possible de calculer le paramètre d'impact maximal correspondant en utilisant la relation  $\sigma_{T0} = \pi b_{max}^2$ . Les valeurs moyennes obtenues pour chaque série de prise de données sont listées dans le tableau suivant :

données	$N_{CX}$	$N_{T0}$	$\sigma_{T0}$	$b_{max}$
1995	$7.961 \cdot 10^{10}$	$8.056 \cdot 10^8$	1024 mb	5.71 fm
1996	$1.074 \cdot 10^{11}$	$1.069 \cdot 10^9$	1006 mb	5.66 fm

La valeur de la section efficace totale inélastique mesurée par les expériences WA97 et NA57 est de 7.1 b [Ant99b]. Nous en déduisons que les données correspondent aux 14% les plus centrales.

## 5.2 Prise en compte des biais expérimentaux

Dans cette partie, nous étudierons l'effet des différents biais expérimentaux sur la fonction de corrélation. Nous présenterons également la méthode employée pour s'en affranchir lors de l'analyse des fonctions de corrélation.

Les biais que nous avons identifiés sont les suivants :

- Le pouvoir de séparation limité des détecteurs a la conséquence suivante : deux traces suffisamment proches dans un détecteur risquent de ne laisser qu'un seul point d'impact. Il est alors possible qu'une seule trace soit reconstruite par le pro-

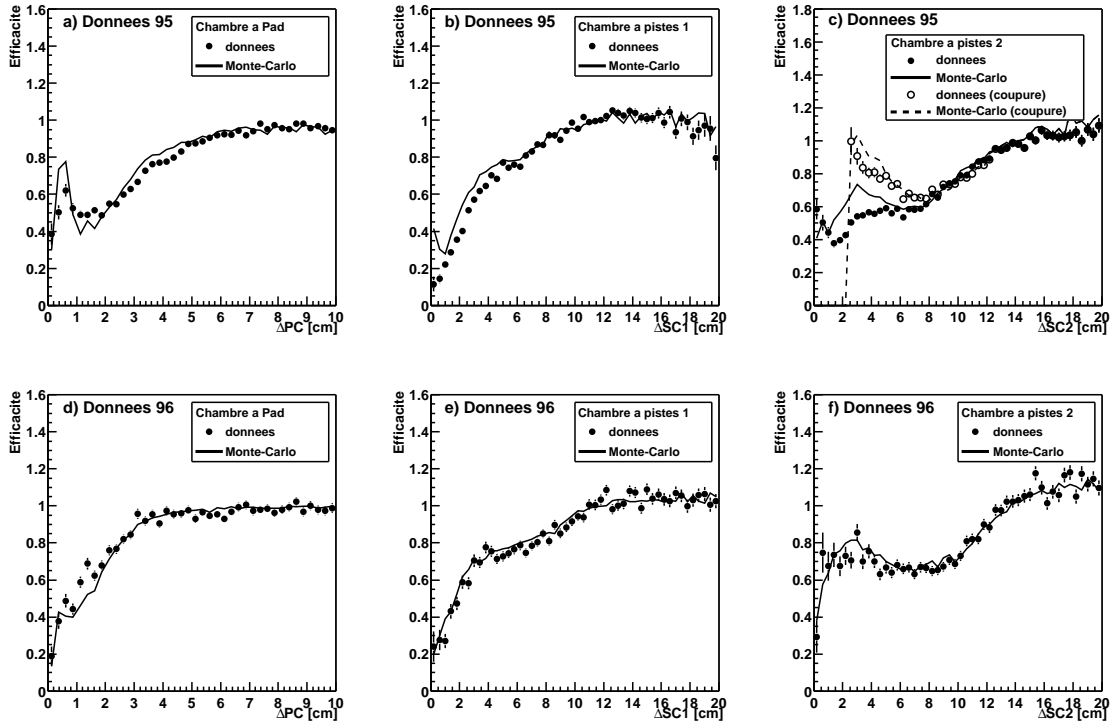


FIG. 5.2 – Efficacité à deux traces dans les chambres à fils.

gramme de reconstruction. Ainsi, les paires de particules ayant une faible impulsion relative ont une efficacité de reconstruction moindre, entraînant une diminution de la fonction de corrélation à faible impulsion relative.

- Les hyperons produits dans la réaction décroissent essentiellement en un pion et un nucléon. La distance entre la décroissance et le centre de la collision est telle que les particules ainsi produites sont décorrélées des particules primaires. Par ailleurs, il est impossible pour le spectromètre de distinguer une particule primaire d’une particule secondaire. L’effet sur la fonction de corrélation se traduit donc par une diminution du signal d’interférométrie.
- L’imprécision sur la mesure de l’impulsion dans le spectromètre tend à lisser la fonction de corrélation. Cette imprécision est la conséquence d’une part de la résolution intrinsèque de chacun des détecteurs, d’autre part de la diffusion multiple dans les matériaux traversés.

### 5.2.1 Efficacité à deux traces.

Tout détecteur a un pouvoir de séparation limité et lié à sa granularité. C’est la distance en deçà de laquelle il ne peut distinguer deux “signaux”(traces). Ainsi, par exemple, si deux traces passent dans la même latte d’un hodoscope, un seul point d’impact sera observé. Une seule des deux traces sera alors reconstruite. Il est possible de s’affranchir d’un tel effet en appliquant une coupure identique aux paires construites en mélangeant des événements

(nous les appellerons par la suite “paires mixées”).

Concernant les chambres à fils, le phénomène est plus progressif. Nous l’avons caractérisé en utilisant l’efficacité à deux traces. C’est la probabilité de reconstruire une paire de traces dans un détecteur donné en fonction de la position relative des deux traces. L’efficacité à deux traces est normalisée de façon à s’affranchir des effets d’efficacité à une trace :

$$P(x_1, x_2) = P(x_1)P(x_2)Eff(x_1 - x_2) \quad (5.2)$$

L’efficacité à deux traces peut être vue comme une fonction de corrélation. Nous l’avons construite de façon identique : nous comparons la distribution des positions relatives de paires provenant de vrais évènements ( $N_{real}(x_1 - x_2)$ ) à un fond construit avec des évènements mélangés ( $N_{mix}(x_1 - x_2)$ ) :

$$Eff(X_1 - X_2) \propto \frac{N_{real}(x_1 - x_2)}{N_{mix}(x_1 - x_2)} \quad (5.3)$$

Nous avons utilisé pour cette étude des paires constituées d’un proton et d’un kaon. En effet, dans les conditions de l’expérience, celles-ci ne présentent pas de signal interférométrique à faible impulsion relative. En effet, les particules étant de natures différentes, elles sont insensibles aux effets de la statistique quantique. Par ailleurs, l’interaction entre les particules (Coulombienne et nucléaire) se manifeste à faible vitesse relative. En raison de la différence de masse des particules, les faibles vitesses relatives ne correspondent pas à des faibles impulsions relatives.

Les courbes d’efficacité à deux traces pour la chambre à pads et les deux chambres à fils sont représentées sur la figure 5.2. Les points noirs représentent les données, et le trait continu la simulation Monte-Carlo du détecteur (voir annexe A). L’ordre de grandeur du pouvoir de séparation est de quelques centimètres. Celui-ci correspond à la taille de la “tache” (clusters) regroupant les pads ayant reçu un signal. Il faut toutefois noter que dans le cas des chambres à pistes, l’inefficacité à deux traces s’étend jusqu’à environ 10cm. Nous avons pu montrer que l’inefficacité dans cette région est due à l’algorithme de trajectographie. En effet, celui-ci supprime un point d’impact parmi les quatre points se trouvant dans les chambres à pistes si cette opération améliore le niveau de confiance (CL) associé à la trace. Nous avons vérifié que le taux de rejet de cette procédure augmente avec des traces de plus en plus proches. Cette procédure, en supprimant artificiellement un point dans une des chambres réduit en apparence l’efficacité à deux traces de celle-ci. Toutefois, elle n’influe pas sur l’efficacité de reconstruction de la trajectoire.

Nous obtenons un très bon accord entre la simulation Monte Carlo et les données à l’exception de la deuxième chambre à fils pour les données de 1995, où la simulation prédit une efficacité un peu supérieure à celle extraite des données. Nous avons pu vérifier que l’écart entre la simulation et les données est circonscrit à la zone suivante :

$$\Delta X = |X_1 - X_2| < 10cm \quad \text{et} \quad \Delta Y = |Y_1 - Y_2| < 2cm \quad (5.4)$$

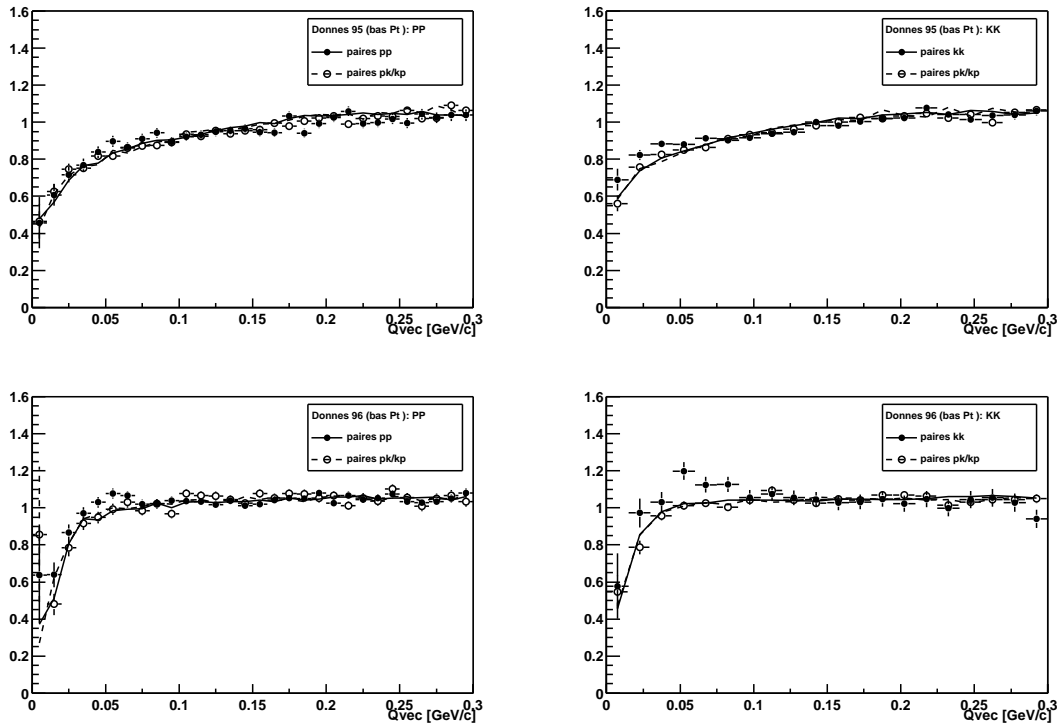


FIG. 5.3 – Mise en évidence de l’influence de l’efficacité à deux traces sur la fonction de corrélation. Les symboles correspondent aux données et les traits correspondent aux résultats du simulateur Monte Carlo.

Nous avons donc rejeté de notre analyse les traces vérifiant cette condition. La même coupure a été appliquée aux paires provenant d’événements mélangés (paires mixées). Il apparaît alors un bon accord entre la simulation (courbe en pointillés) et les données (points blancs).

Nous pouvons observer sur la figure 5.3 l’effet de l’acceptance à deux traces sur la fonction de corrélation. Les points blancs représentent la fonction de corrélation construite en sélectionnant des paires proton-kaon. La variable utilisée est la norme de l’impulsion relative exprimée dans le référentiel LCMS (voir section 2.2.3). Les figures de gauche ont été construites en effectuant le changement de référentiel comme si ces paires étaient des paires de protons. Pour celles de droites, nous les avons traitées comme des paires de kaons.

Constituées de particules de nature différente, les paires proton-kaon ne sont pas sensibles au signal interférométrique à faible impulsion relative. Elles devraient donc induire une fonction de corrélation plate. La décroissance des fonctions de corrélation proton-kaon à faible impulsion relative est due à l’efficacité à deux traces des différents détecteurs. En effet, les paires de particules ayant une faible impulsion relative ont préférentiellement des faibles positions relatives dans les détecteurs et sont par conséquent reconstruites avec une plus faible efficacité. Nous avons également représenté en points noirs sur cette figure

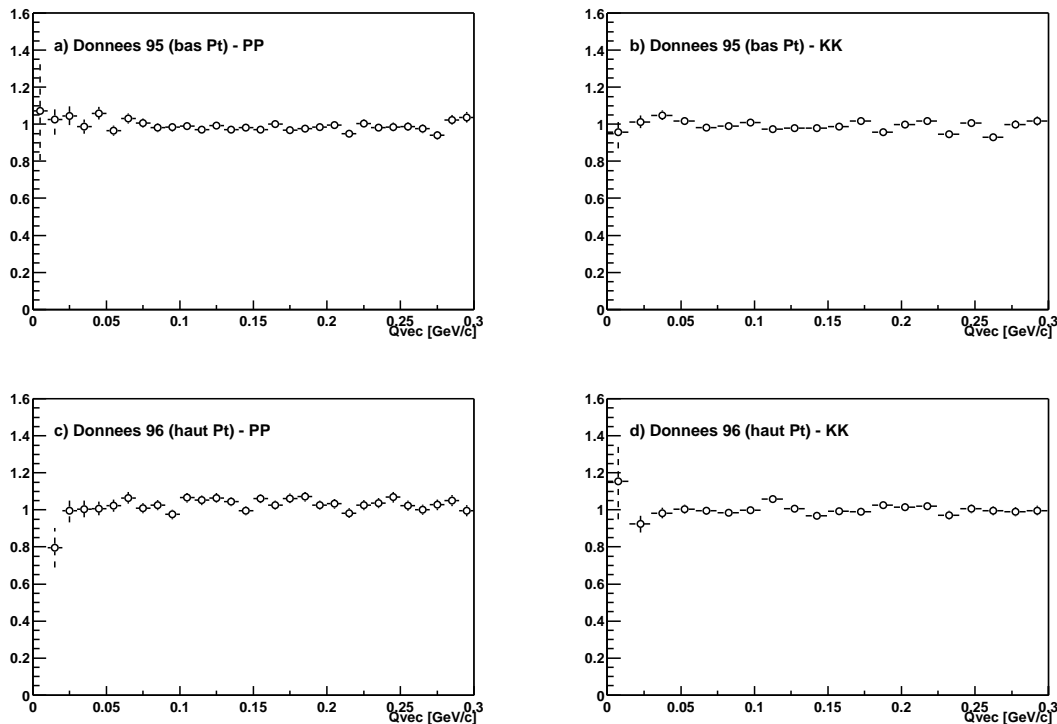


FIG. 5.4 – Test de la méthode de correction de l'efficacité à deux traces

les fonctions de corrélation obtenues en sélectionnant des “vraies” paires proton-proton (à gauche) et des “vraies” paires kaon-kaon (à droite). Le signal d'interférence apparaît sous la forme d'une surproduction de paires à faible impulsion relative. Pour les données de 1995, l'amplitude du signal interférométrique des protons semble très faible.

Les fonctions de corrélation obtenues avec des événements issus du simulateur Monte-Carlo sont également présentées sur cette figure 5.3. Les courbes en traits pointillés ont été obtenues en sélectionnant des paires proton-kaon, alors que celles en traits continus l'ont été en prenant des paires proton-proton (à gauche) et des paires kaon-kaon (à droite). Notons qu'aucun effet d'interférométrie n'a été introduit pour ces paires. Les deux courbes sont confondues et en très bon accord avec les résultats expérimentaux.

Nous avons dans un premier temps réduit l'effet de l'efficacité à deux traces sur la fonction de corrélation. Dans ce but, nous avons appliqué des coupures franches sur les paires. Ces coupures sont appliquées à la fois sur les paires mixées et sur les paires réelles. Les valeurs de coupures sont les suivantes :

- Hodoscope : toutes les paires dont les particules passent dans une même latte d'un hodoscope ont été rejetées.
- Chambres à fils : nous avons rejeté les paires pour lesquelles la distance entre les points d'impact dans une des chambres à fils est inférieure à 1cm. De plus, dans le cas des données de 1995, les paires vérifiant la relation 5.4 dans la deuxième chambre à fils ont été rejetées.



Dans un deuxième temps, le simulateur Monte-Carlo a permis de supprimer les effets d'efficacité à deux traces résiduels au moyen de la correction suivante :

$$CF_{data}(Q) = \frac{CF_{Raw}(Q)}{CF_{MC}(Q)} \quad (5.5)$$

où  $CF_{Raw}$  est la fonction de corrélation expérimentale,  $CF_{MC}$  est la fonction de corrélation obtenue avec le simulateur Monte-Carlo et  $CF_{data}$  est la fonction de corrélation corrigée.

La figure 5.4 représente les fonctions de corrélation corrigées construites en prenant des paires proton-kaon. Pour les figures a et c, nous avons traité les paires comme des paires proton-proton, alors que pour les figures b et d, celles-ci ont été assimilées à des paires kaon-kaon. Nous vérifions l'efficacité de la méthode en constatant qu'après correction, ces fonctions de corrélation sont plates.

## 5.2.2 Contamination des protons par les hyperons.

Une partie des protons (par la suite dénommés protons secondaires) sont en fait des produits de décroissance. Toute paire de protons contenant au moins un proton secondaire est insensible au signal d'interférométrie. En effet ces paires sont caractérisées par une distance et un temps relatif entre les deux positions d'émission que l'on peut considérer comme infini par rapport aux échelles de temps et de distance sondées par interférométrie de particules. Il convient donc d'une part d'estimer et de paramétrer la production de particules décroissant en proton, et d'autre part, d'estimer la probabilité de reconstruction des protons secondaires.

### 5.2.2.1 Taux de production des lambdas et des sigmas.

Parmi les hyperons, seuls les  $\Lambda$  et les  $\Sigma^+$  décroissent en produisant un proton. Leur longueur de décroissance est de respectivement 7.89 cm et 2.40 cm, de sorte qu'ils décroissent avant le premier détecteur de trajectographie. Il est alors impossible de les distinguer des protons primaires. Leurs principaux modes de décroissance sont les suivants :

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \quad (63.9\%) \quad \Lambda \rightarrow n + \pi^0 \quad (35.8\%)$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (51.6\%) \quad \Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+ \quad (48.3\%)$$

Les spectres en rapidité de  $\Lambda$  ont été mesurés par les expériences NA49 et WA97. Ceux-ci sont représentés sur la figure 5.5.a. Le triangle représente la mesure effectuée à rapidité moyenne par l'expérience WA97 [Ant99a]. Les cercles représentent les résultats obtenus par l'expérience NA49 [Bar99]. Les points noirs sont issus de traces reconstruites dans la VTPC1, alors que les points blancs proviennent de la VTPC2<sup>1</sup>. Les données issues de la

<sup>1</sup>VTPC1 et VTPC2 sont deux Chambres à Projection Temporelle faisant partie du dispositif expérimental de NA49.

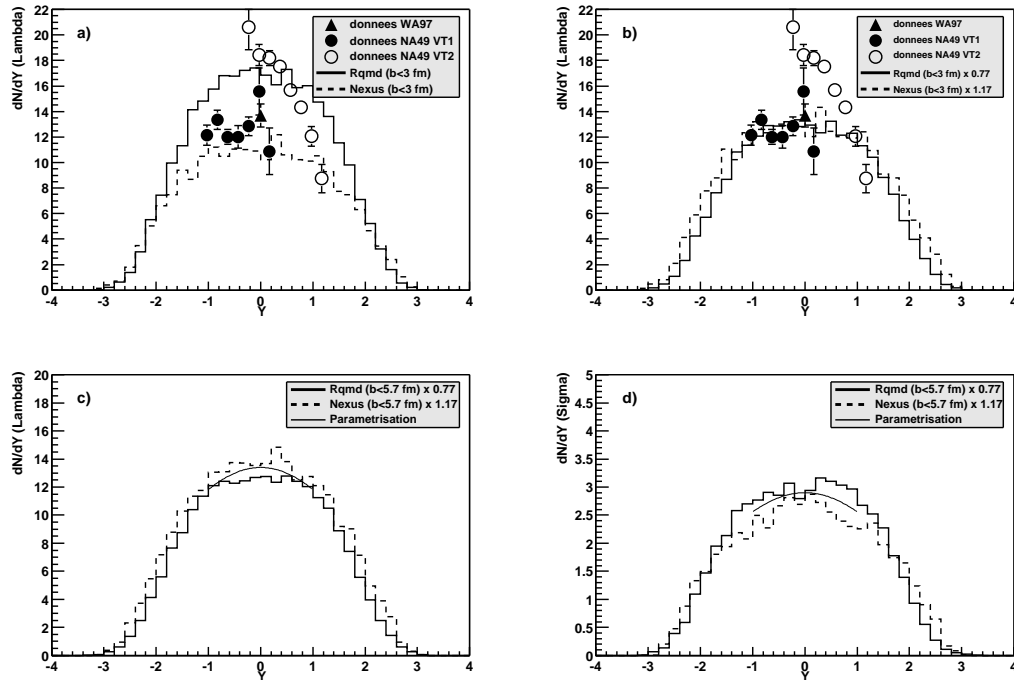


FIG. 5.5 – Estimation de la multiplicité de baryons étranges : Lambda (a,b,c) et Sigma(d)

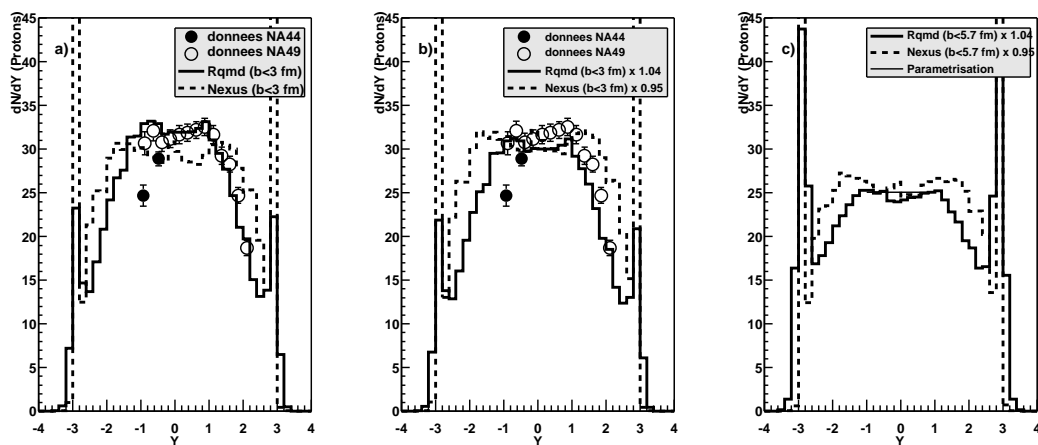


FIG. 5.6 – Estimation de la multiplicité de protons primaires

VTPC2 sont considérées comme suspectes par l'auteur de l'étude. La densité importante de traces dans ce détecteur rend le résultat très sensible aux corrections d'efficacité. Par ailleurs, l'accord des données de la VTPC1 avec les résultats de WA97 nous a conduit à rejeter les données obtenues avec la VTPC2 de notre analyse. Les distributions en rapidité des lambdas prédites par les modèles RQMD 2.4 et Nexus 2.0 sont également représentées sur la figure 5.5.a. Il apparaît un écart d'environ 30% entre les deux modèles.

Les données expérimentales présentées ci-dessus ont été obtenues en sélectionnant les données les plus centrales, correspondant à un paramètre d'impact inférieur à 3 fm. Le même critère de centralité été appliqué aux modèles. Les données que nous avons analysées sont moins centrales (voir 5.1). Par ailleurs les  $\Lambda$  peuvent être produits par décroissance de  $\Sigma^0$ , des cascades  $\Xi^0$  et  $\Xi^-$ , et dans une moindre mesure par les  $\Omega$ . Les  $\Sigma^0$  ayant une durée de vie très courte ( $c\tau = 2.22 \cdot 10^{-11} m$ ), il est impossible expérimentalement de distinguer les lambdas issus de leur décroissance des lambdas primaires. Ils sont donc inclus dans les données expérimentales. Par contre, ceux provenant des décroissances de cascades ont été rejetés par un système de coupures et de corrections. Pour notre analyse, nous souhaitons connaître le nombre total de  $\Lambda$ .

La démarche retenue ici consiste à utiliser les modèles pour estimer la multiplicité de  $\Lambda$  et de  $\Sigma^+$  dans les conditions correspondant à notre expérience. Un facteur de correction (0.77 pour RQMD, 1.17 pour Nexus) a donc été introduit afin que les modèles reproduisent les données expérimentales de NA49 et de WA97 dans les conditions où ont été prises ces données (voir fig 5.5.b).

La figure 5.5.c représente la distribution des lambdas obtenue par les deux modèles Nexus et RQMD dans les conditions de notre expérience :

- paramètre d'impact  $b < 5.7$  fm
- correction :  $RQMD \times 0.77$  et  $NEXUS \times 1.17$
- prise en compte des lambdas primaires et secondaires.

Nous avons paramétré la distribution par une Gaussienne de largeur 2 et d'amplitude 13.4. Celle-ci est représentée par un trait fin continu sur la figure 5.5.c

Les distributions en impulsion transverse ont également été mesurées par les collaborations NA49 et WA97. La température apparente obtenue par NA49[Bar99] est de  $274 \pm 5$  MeV alors que celle mesurée par WA97[Ant00] est de  $289 \pm 3$  MeV. Nous avons donc paramétré la distribution en impulsion transverse par une distribution thermique correspondant à une température de 282 MeV.

Les modes de décroissance principaux du  $\Sigma^+$  comprennent une particule neutre ( $\pi^0$ , ou neutron), rendant difficile la reconstruction de sa trajectoire. Aucune mesure n'existe actuellement. Nous avons donc utilisé les modèles RQMD et Nexus pour estimer la distribution en rapidité. Celles-ci sont représentées sur la figure 5.5.d. Un bon accord est obtenu entre les deux modèles (en tenant compte des mêmes corrections que celles appliquées pour les  $\Lambda$ ). Nous avons alors paramétré ces distributions par une Gaussienne de largeur 2 et d'amplitude 2.9. Par ailleurs, Nexus et RQMD prédisent la même température pour les  $\Sigma^+$  et les  $\Lambda$ . La distribution transverse des  $\Sigma^+$  a donc été paramétrée comme celle des  $\Lambda$ .

La production des protons primaires a été effectuée de façon comparable à celle des  $\Lambda$ . Nous avons utilisé les données publiées par NA44 [Bea96a] [Han99] [Kan99] et

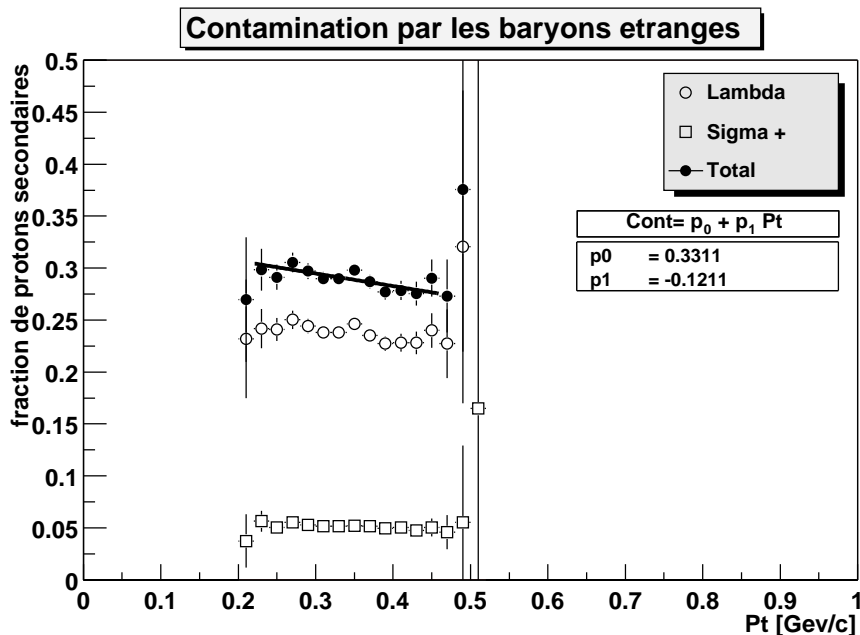


FIG. 5.7 – Estimation de la contamination des protons par les produits de décroissance des baryons étranges pour les données de 1995 (bas Pt)

NA49 [Bac99]. Nous avons alors paramétré la production des protons par une distribution plate en rapidité d'amplitude 25.1 (voir fig 5.6) et par un spectre en impulsion transverse correspondant à une température de 300 MeV.

### 5.2.2.2 Estimation du taux de protons secondaires reconstruits par le spectromètre.

Le simulateur Monte Carlo a permis d'estimer la contamination des protons reconstruits par le spectromètre. Les sources de  $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$  et protons primaires en entrée du simulateur ont été paramétrées comme décrit ci-dessus en tenant compte des rapports d'embranchement. La figure 5.7 représente la fraction de protons secondaires (par rapport au nombre total de protons) obtenue pour les données de 1995 en fonction de l'impulsion transverse. Les cercles blancs représentent la contribution des  $\Lambda$ , et les carrés blancs celle des  $\Sigma^+$ . La somme des deux contributions est représentée par les carrés noirs. La figure 5.8 représente la contamination pour les données de 1996. Bien que les températures des sources de  $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$  et protons soient similaires, une diminution importante de la contamination en fonction de Pt apparaît. En effet, lors de la décroissance d'un hypéron, le proton est émis avec une impulsion transverse plus faible (en moyenne) que celle de la particule parent. Les protons secondaires sont donc émis préférentiellement à faible impulsion transverse.

Les courbes de contamination ont été paramétrées comme suit :

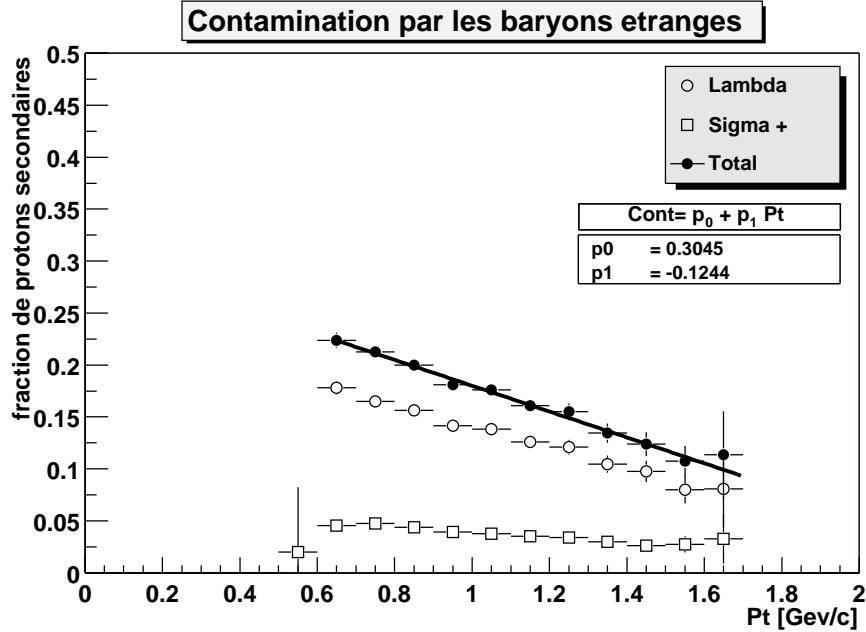


FIG. 5.8 – Estimation de la contamination des protons par les produits de décroissance des baryons étranges pour les données de 1996 (haut Pt)

$$1995 : Cont = 0.3311 - 0.1211 * Pt \quad (5.6)$$

$$1996 : Cont = 0.3045 - 0.1244 * Pt \quad (5.7)$$

La contamination totale est de 31% dans les données de 1995 (bas Pt), et de 19% pour celles de 1996 (haut Pt).

### 5.2.3 Prise en compte de la résolution

La résolution en impulsion du spectromètre a été étudiée en utilisant la simulation Monte-Carlo du détecteur.

Nous avons constaté que dans les données de 1995, une part importante des particules diffuse très fortement dans les “Jaws”. L’erreur sur la mesure de l’impulsion de ces particules est alors très importante et nécessite d’être étudiée séparément. Nous avons donc dans un premier temps estimé la résolution du spectromètre sans la présence des “jaws” ; puis dans un deuxième temps, nous avons estimé l’influence des “jaws” sur la résolution.

#### 5.2.3.1 Etude de la résolution propre du spectromètre (Sans jaws).

La simulation Monte-Carlo permet d’estimer l’erreur sur la mesure de l’impulsion.

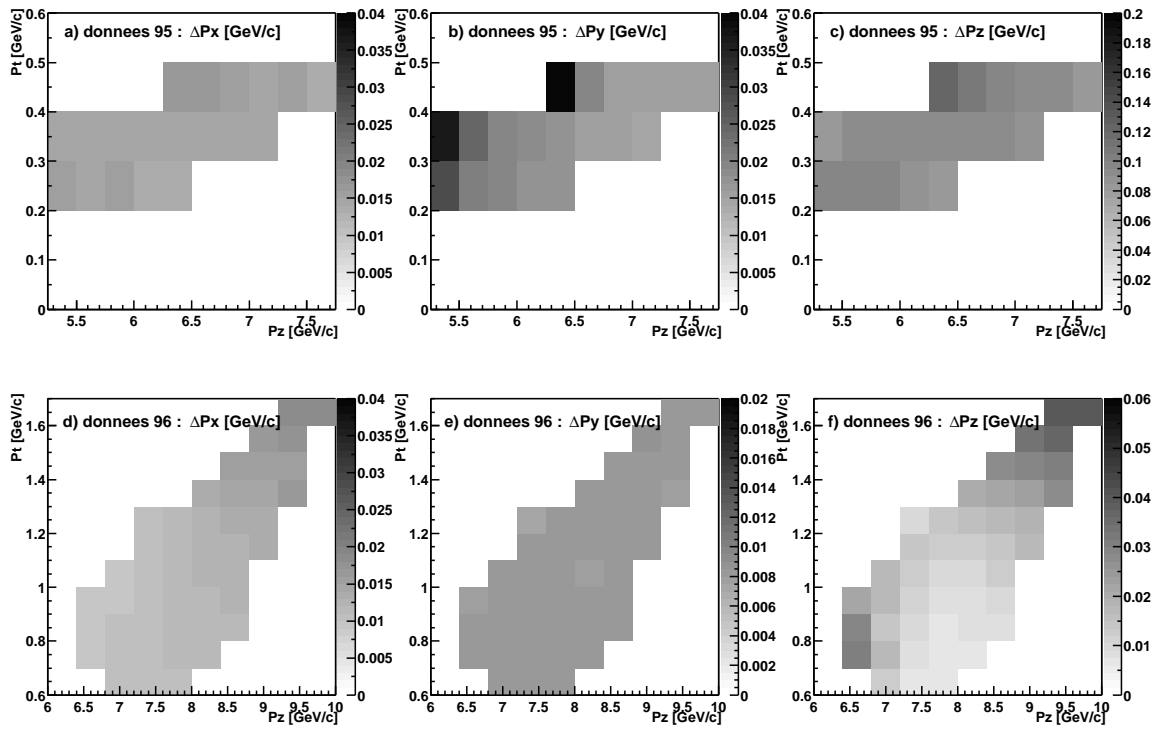


FIG. 5.9 – Paramétrisation de la résolution en impulsion en fonction de l'impulsion longitudinale et de l'impulsion transverse.

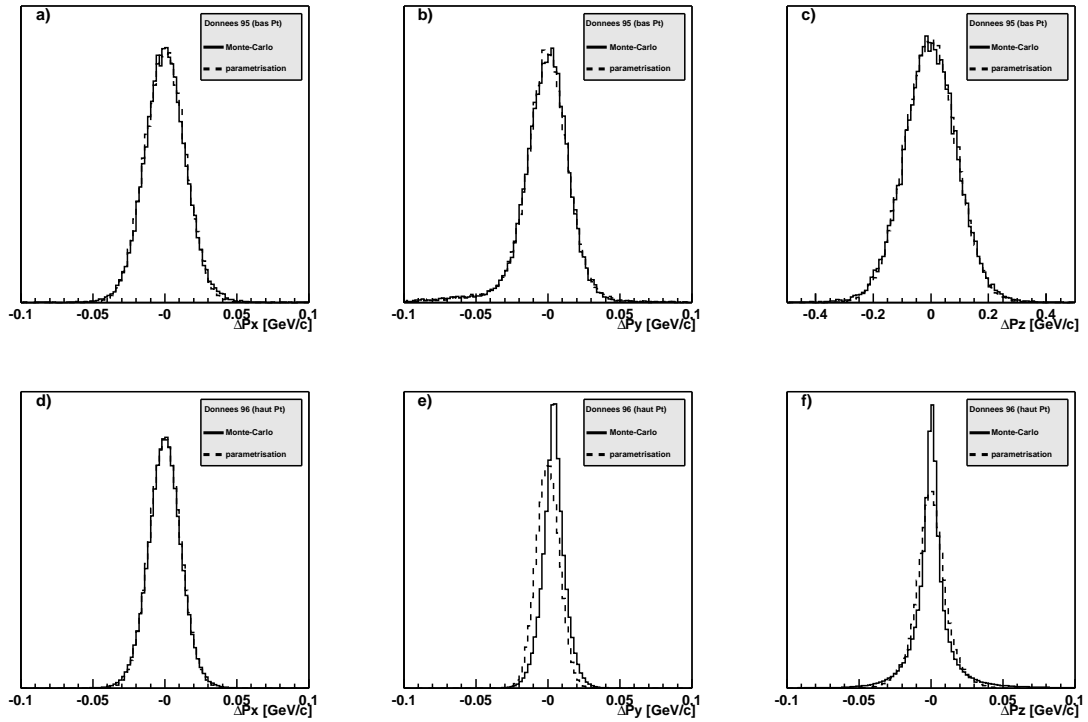


FIG. 5.10 – Comparaison de la paramétrisation de la résolution en impulsion avec la simulation MC pour les données de 95 (haut) et 96 (bas).

Une dépendance en fonction de l'impulsion est apparue, notamment pour la configuration horizontale (1996). La figure 5.9 représente la valeur de la variance de  $\Delta Px, \Delta Py$  et  $\Delta Pz$  en fonction de l'impulsion transverse et de l'impulsion longitudinale.

La résolution a été paramétrée de la manière suivante : pour chaque particule, l'erreur sur la mesure est tirée aléatoirement dans une distribution dont la largeur est déterminée en fonction de son impulsion par les histogrammes de la figure 5.9.

La figure 5.10 permet de vérifier le bon accord obtenu entre la simulation Monte-Carlo (en trait continu) et la paramétrisation (en trait pointillé).

Les résolutions moyennes (sur toute l'acceptance) obtenues sont listées dans le tableau suivant (en MeV/c) :

données	$\Delta Px$	$\Delta Py$	$\Delta Pz$
1995 (vertical)	14.7	17.9	94.0
1996 (horizontal)	11.6	8.1	14.9

La valeur importante de la résolution sur la composante longitudinale de l'impulsion dans les données de 1995 est due au mode de focalisation verticale. Ramenée dans le référentiel LCMS, sa contribution sur la précision de la mesure est malgré tout du même ordre de grandeur que pour la composante transverse.

Nous avons alors étudié l'effet de la résolution sur la fonction de corrélation proton-

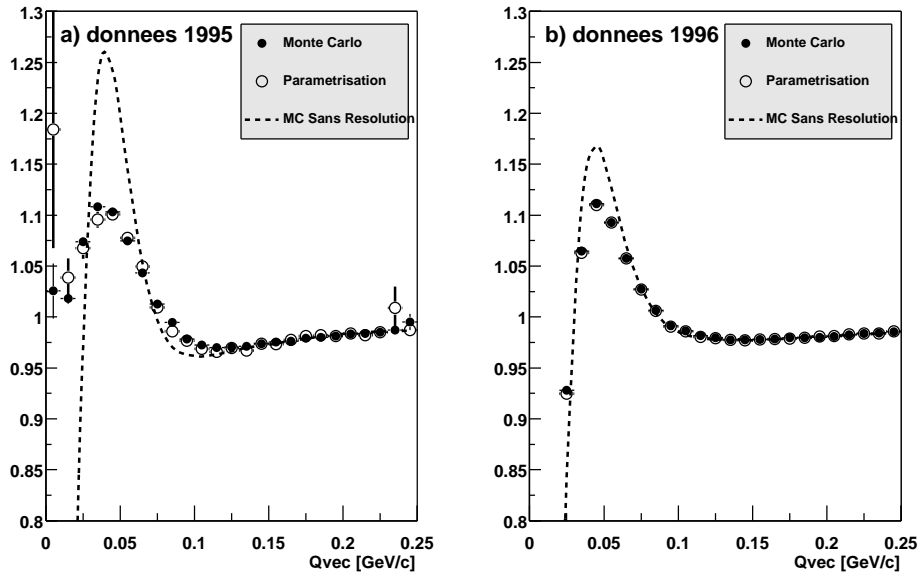


FIG. 5.11 – Évaluation de la paramétrisation de la résolution intrinsèque (sans “jaws”) avec la fonction de corrélation proton-proton.

proton (la méthode de construction est détaillée dans la section 5.3). Nous avons posé l’hypothèse d’une source sphérique de 4 fm. La courbe en pointillés sur la figure 5.11 représente la fonction de corrélation sans effet de résolution. Les points noirs représentent cette même fonction de corrélation en tenant compte de la résolution donnée par la simulation Monte-Carlo. Il apparaît que la résolution tend à lisser le signal. Ceci est d’autant plus vrai pour les données de 1995 pour lesquelles la résolution est moins bonne. Les points blancs représentent la fonction de corrélation en paramétrant la résolution. Un très bon accord avec la simulation Monte-Carlo est ainsi obtenu.

### 5.2.3.2 Etude de l’influence des “jaws”.

Les “jaws” sont constituées de barres permettant de limiter l’acceptance du spectromètre (voir 3.7). Ils ont été utilisés pendant toute la campagne de prise de données de 1995. Le simulateur Monte-Carlo nous a permis d’étudier son influence sur la résolution, et par la même sur la fonction de corrélation.

Pour cette étude, nous utilisons la variable  $Jx = px + 0.085 * pz$ . Celle-ci est un indicateur de la position suivant l’axe x (horizontal) de la trajectoire au moment du passage dans les “jaws”. La figure 5.12.a représente la distribution de  $\Delta Pz$  en fonction de  $Jx$ . Une zone centrale apparaît dans un intervalle pour lequel  $Jx$  est compris entre 0.2 et 0.25. Dans cette zone, l’erreur  $\Delta Pz$  est centrée en zéro et correspond à la résolution intrinsèque du spectromètre déterminée précédemment. En dehors de cet intervalle, une composante assez large et centrée aux environs de  $\Delta Pz = -0.4 GeV/c$  apparaît. Ces traces



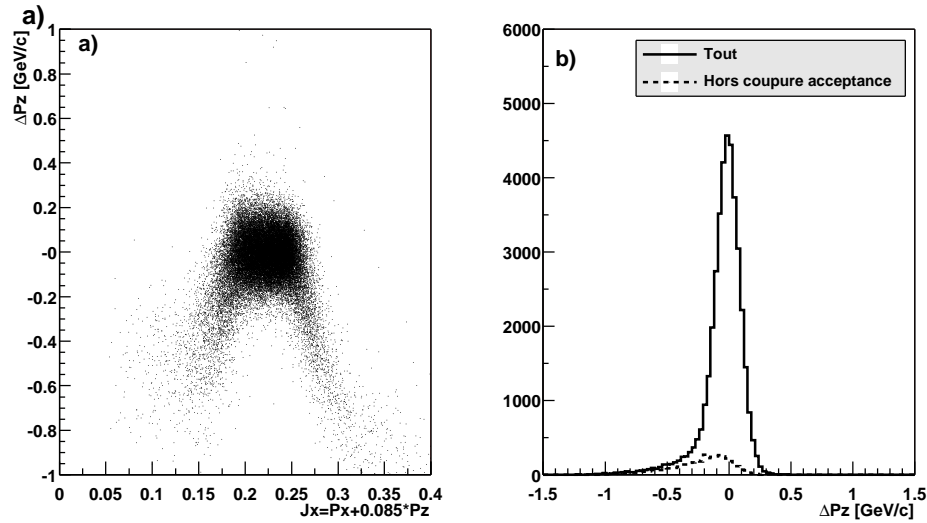


FIG. 5.12 – Influence des jaws sur la résolution

correspondent à des particules ayant très fortement diffusé dans les jaws. La coupure en acceptance présentée au chapitre 4.5.2.b permet de rejeter en partie ces traces. La figure 5.12.b représente la distribution de  $\Delta Pz$ . La courbe continue correspond à toutes les données, alors que celle en pointillés correspond aux données rejetées par la coupure en acceptance. Une grande partie des particules ayant diffusé est ainsi rejetée. La contribution sur la résolution de celles ayant passé la coupure a été paramétrée comme ci-dessous :

Les distributions de  $\Delta Px$  et  $\Delta Pz$  sont représentées sur les figures 5.13.a et 5.13.b. La courbe continue correspond au simulateur Monte-Carlo. La courbe en pointillés courts correspond à un ajustement par une somme de trois Gaussiennes. Les paramètres d'une des Gaussiennes ont été fixés afin qu'elle reproduise la résolution sans Jaws (figures 5.12.a et 5.12.c). La somme des deux autres Gaussiennes représente donc la contribution des Jaws. Celle-ci est représentée par la courbe en pointillés longs.

La paramétrisation de  $\Delta Px$  indique que 8.40% des traces proviennent de particules ayant diffusé. La paramétrisation suivant  $\Delta Pz$  donne 8.64%, ce qui constitue un très bon accord entre deux mesures indépendantes.

La distribution de  $\Delta Py$  (figure 5.12.b) n'étant pas Gaussienne, nous avons dû utiliser une autre méthode pour paramétrer la contribution des jaws sur  $\Delta Py$ . La courbe en trait continu sur la figure 5.13.c représente la distribution du simulateur Monte Carlo en tenant compte des "jaws". Celle en pointillés courts représente la même courbe, mais sans les "jaws". Celle-ci a été normalisée de sorte que son intégrale corresponde à la fraction de particules n'ayant pas diffusé ( $91.48\% = 100\% - (8.40\% + 8.64\%)/2$ ). Par différence, nous en avons déduit la distribution de  $\Delta Py$  des particules étant diffusé (points noirs). Cette distribution a ensuite été ajustée par une Gaussienne (courbe en pointillés longs).

La paramétrisation complète de la résolution a ensuite été évaluée sur un exemple. Nous avons utilisé la fonction de corrélation proton-proton dans les mêmes conditions que précédemment. Sur la figure 5.14 sont rappelées les fonctions de corrélation obtenues

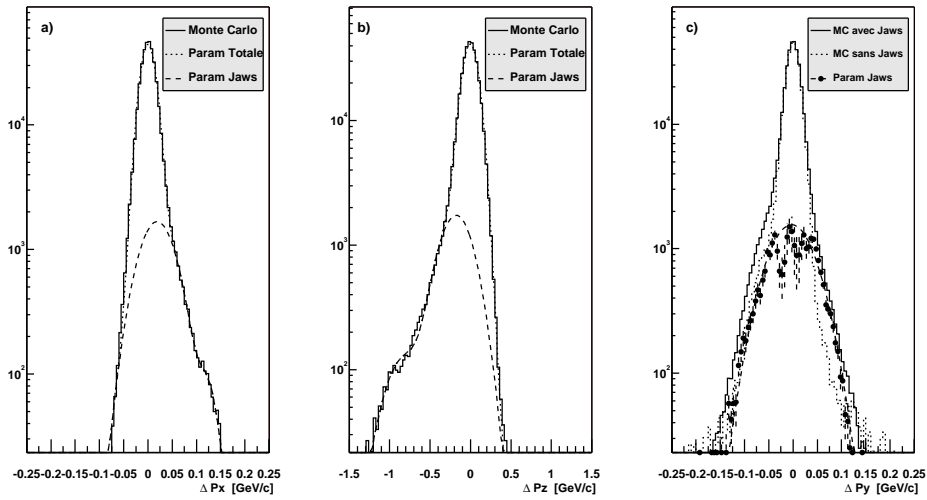


FIG. 5.13 – Paramétrisation de l'influence des “jaws” sur la résolution.

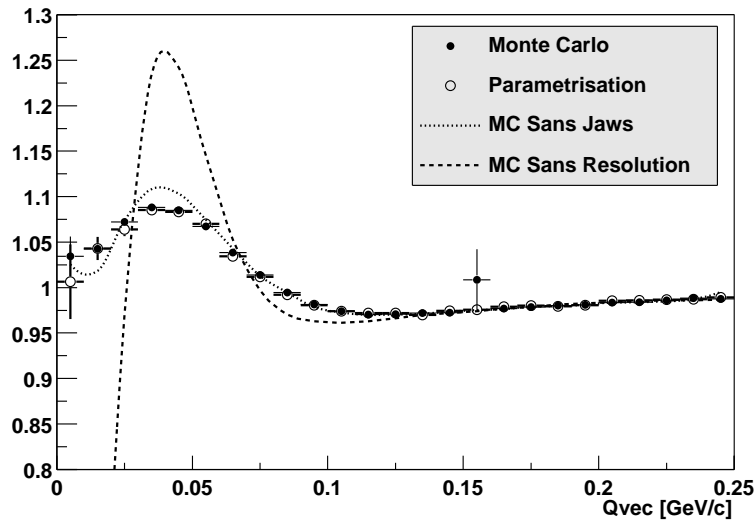


FIG. 5.14 – Évaluation de la paramétrisation complète de la résolution avec la fonction de corrélation proton-proton.

### 5.3. RÉCAPITULATIF DE LA MÉTHODE DE CONSTRUCTION DES FONCTION DE CORRÉLATION

sans tenir compte de la résolution (pointillés long), ainsi que celles obtenues en négligeant l'influence des jaws (pointillés courts). Les effets de jaws (points noirs), en dégradant la résolution contribuent à lisser le signal interférométrique. Un très bon accord est observé entre la paramétrisation (points blancs) et le simulateur Monte Carlo (points noirs).

## 5.3 Récapitulatif de la méthode de construction des fonction de corrélation

Nous détaillerons dans cette partie la méthode utilisée pour construire à la fois les fonctions de corrélations expérimentales, et les fonctions de corrélations dites théoriques, obtenues avec le modèle de R.Lednický (voir section 2.3).

### 5.3.1 Les fonctions de corrélations expérimentales.

Un ensemble de coupures permet de sélectionner (section 4.5) et d'identifier (section 4.6) des paires de particules. A partir de ces paires (dites vraies), de nouvelles paires (dites mixées) sont construites en associant une particule d'un évènement avec une particule d'un autre évènement. Une série de coupures à deux traces est alors appliquée sur les deux lots d'évènements pour réduire les effets d'efficacité à deux traces (section 5.2.1). La fonction de corrélation "brute" ( $Cf_{raw}$ ) est ensuite construite en faisant le rapport des distributions d'impulsion relative des vraies paires par les paires mixées.

La même procédure est alors appliquée aux évènements générés par le simulateur Monte-Carlo pour construire la fonction de corrélation ( $Cf_{MC}$ ) et déterminer les effets d'efficacité à deux traces résiduels.

La fonction de corrélation expérimentale est enfin obtenue en faisant le rapport de ces deux fonctions de corrélations (voir relation 5.5). Cette procédure est synthétisée sur la figure 5.15.

### 5.3.2 Les fonctions de corrélations théoriques.

Rappelons que la fonction de corrélation est donnée par le rapport de la distribution des impulsions relatives en tenant compte du signal interférométrique, normalisée par cette même distribution s'il n'y avait pas ce signal. Cette dernière distribution est construite à partir des paires mixées. Nous avons utilisé le modèle de R.Lednický pour modéliser l'interaction entre deux particules. Il est alors possible de calculer la fonction de corrélation correspondant à une paramétrisation  $\rho(\tilde{X})$  de la source.

$$C(\vec{P}_1, \vec{P}_2) = \frac{P(\vec{P}_1, \vec{P}_2)}{P(\vec{P}_1)P(\vec{P}_2)} = \frac{P(\vec{P}_1)P(\vec{P}_2) \int \rho(\tilde{X}_1)\rho(\tilde{X}_2)w(\vec{P}_1, \vec{P}_2)d^4\tilde{X}_1d^4\tilde{X}_2}{P(\vec{P}_1)P(\vec{P}_2)} \quad (5.8)$$

où  $w(\vec{P}_1, \vec{P}_2)$  est un poids représentant le carré de la fonction d'onde des deux particules.

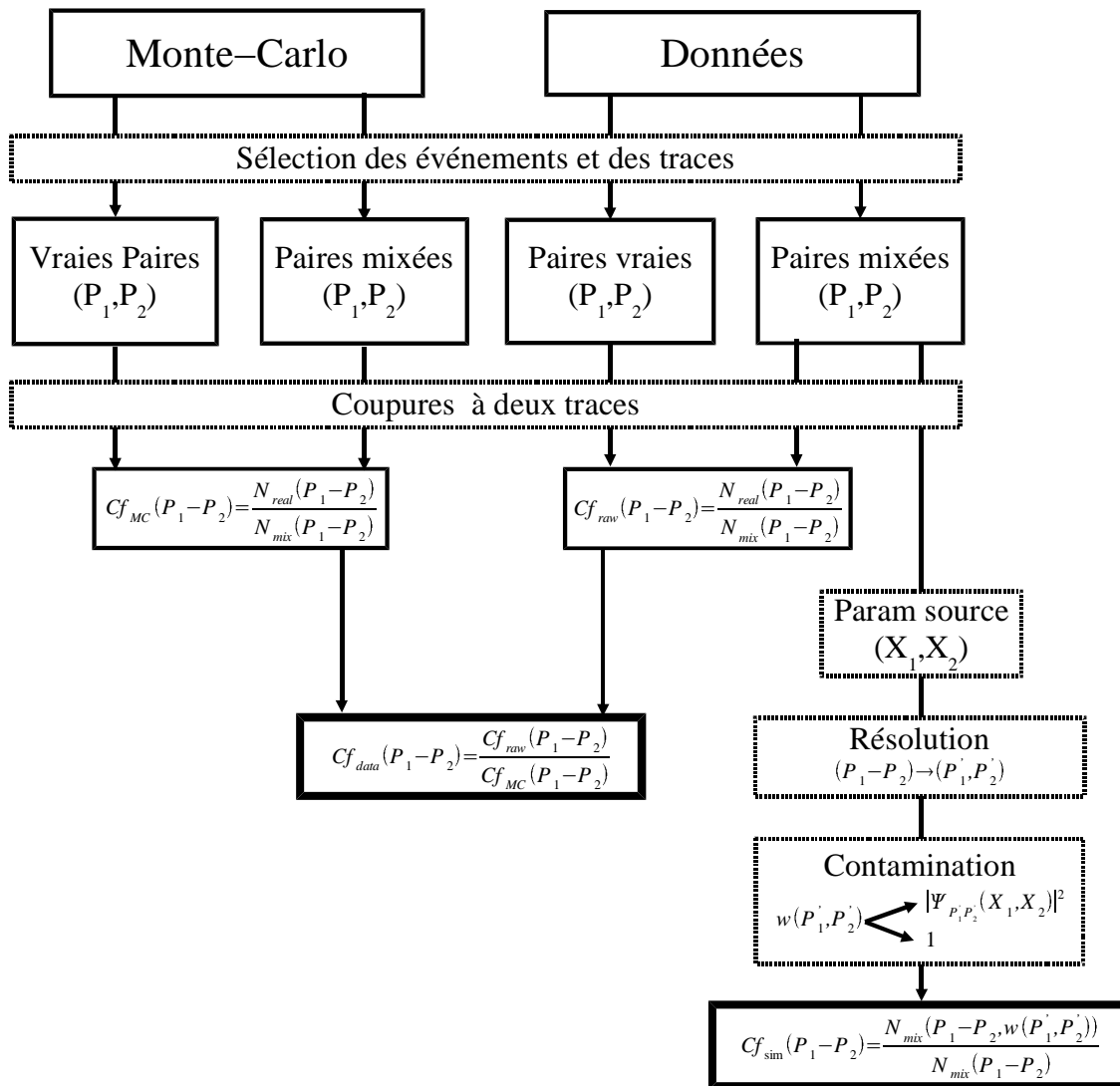


FIG. 5.15 – Récapitulatif de la méthode de construction des fonctions de corrélations.

Nous avons également pris en compte les biais expérimentaux. La méthode est la suivante :

A chaque paire  $(\vec{P}_1, \vec{P}_2)$ , sont associées deux positions d'émission  $(\widetilde{X}_1, \widetilde{X}_2)$ . Les positions sont tirées aléatoirement en respectant la paramétrisation de la source  $\rho(\widetilde{X})$ .

Pour chaque particule de la paire, une erreur sur la mesure de l'impulsion  $\Delta\vec{P}(\vec{P})$  est calculée suivant la paramétrisation présentée dans la section 5.2.3. Nous disposons alors d'une estimation de l'impulsion "vraie" des particules au moment de leur émission par la source  $(\vec{P}_1' = \vec{P}_1 - \Delta\vec{P}_1, \vec{P}_2' = \vec{P}_2 - \Delta\vec{P}_2)$ . Le poids  $w$  est calculé en utilisant les impulsions  $(\vec{P}_1', \vec{P}_2')$ , ce qui permet de prendre en compte les effets dus à la résolution.

Enfin, pour chaque particule, il est possible d'estimer la probabilité qu'elle soit mal identifiée, ou bien, dans le cas des protons, qu'elle soit une particule secondaire. Le taux de contamination des paires lors de l'identification des particules ayant été fixé à 2%, la probabilité qu'une particule soit mal identifiée est de 1%. Par ailleurs, le taux de protons secondaires est donné par les relations 5.6 et 5.7. Dans les deux cas, les particules de la paire ne sont pas corrélées. Le poids pour ces paires est donc fixé à un. Pour les autres, il est égal au carré de la fonction d'onde, donné par le modèle de R.Lednicky.

La fonction de corrélation est construite de la façon suivante :

Pour chaque paire mixée, nous calculons l'impulsion relative  $\vec{P}_1 - \vec{P}_2$  (ou plutôt une projection  $\text{Qvec}, \text{Qinv} \dots$ ). La valeur est ajoutée à deux histogrammes. L'un est affecté d'un poids  $w(\vec{P}_1', \vec{P}_2')$ , l'autre d'un poids 1. La fonction de corrélation est alors donnée par le rapport de ces deux histogrammes.

## 5.4 Résultats de l'analyse à une dimension.

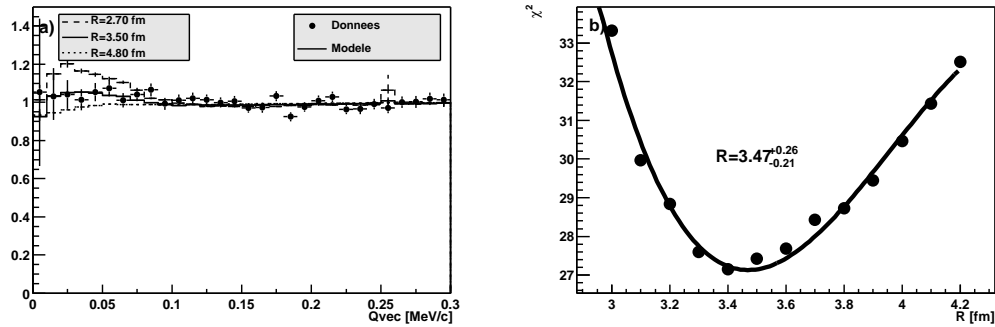
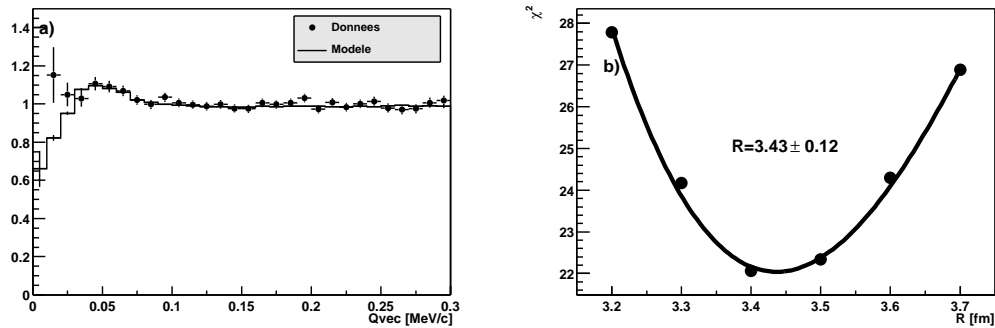
Nous avons tout d'abord effectué une analyse à une dimension. Nous avons utilisé la variable  $\text{Qvec}$  pour construire les fonctions de corrélation. Nous avons en outre vérifié que les résultats obtenus en prenant la variable  $\text{Qinv}$  étaient compatibles.

Disposant de suffisamment de données, les données de 1996 ont été séparées en trois sous-ensembles  $Pt_a$ ,  $Pt_b$  et  $Pt_c$  pour l'analyse des corrélations de proton, afin d'étudier la dépendance en fonction de l'impulsion transverse moyenne de la paire. Les sous-ensembles  $Pt_a$ ,  $Pt_b$  et  $Pt_c$  sont définis de la façon suivante :

- $Pt_a$  :  $\frac{Pt_1 + Pt_2}{2} < 0.81 \text{ GeV}/c$
- $Pt_b$  :  $0.81 \text{ GeV}/c < \frac{Pt_1 + Pt_2}{2} < 0.94 \text{ GeV}/c$
- $Pt_c$  :  $0.94 \text{ GeV}/c < \frac{Pt_1 + Pt_2}{2}$

Nous avons utilisé une paramétrisation Gaussienne sphérique de la source dans le référentiel LCMS. Ce choix de référentiel permet de comparer des tailles de sources mesurées dans différents domaines de rapidité.

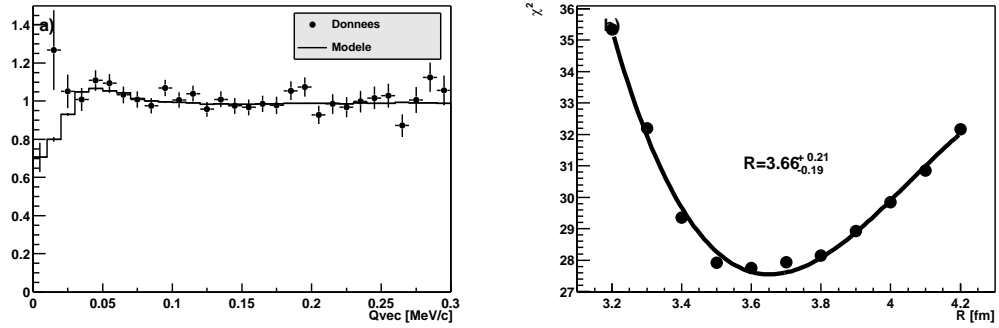
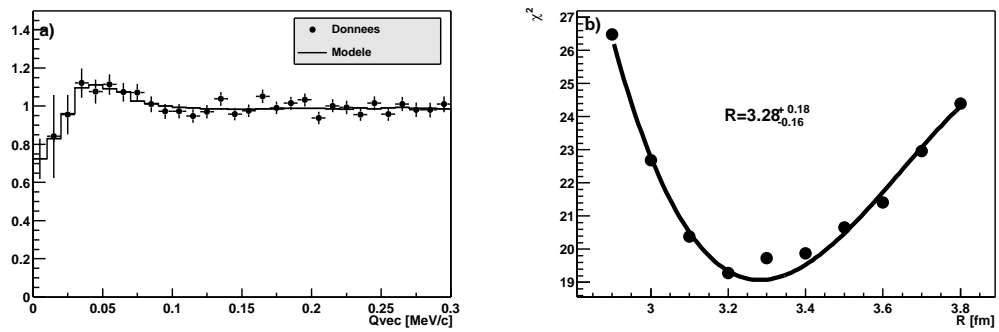
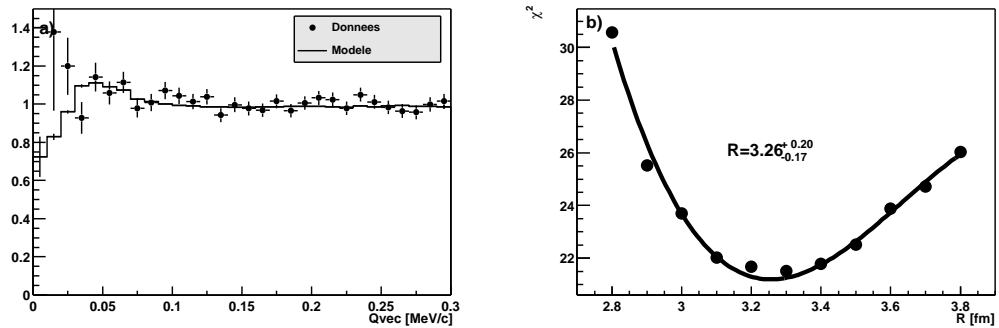
Les fonctions de corrélations expérimentales ont été construites comme indiqué au paragraphe 5.3. Les tailles de sources ont été déterminées en calculant la fonction de corrélation théorique pour différentes tailles. Pour chaque taille de source, il est possible de calculer le  $\chi^2$  correspondant à l'écart entre la fonction de corrélation théorique et la fonction de corrélation expérimentale :

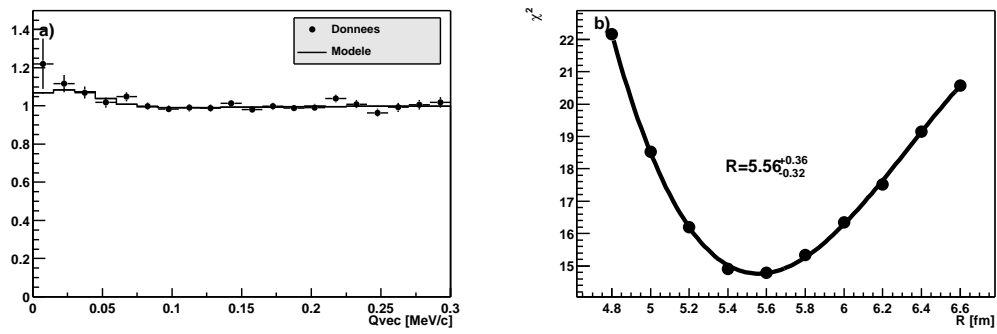
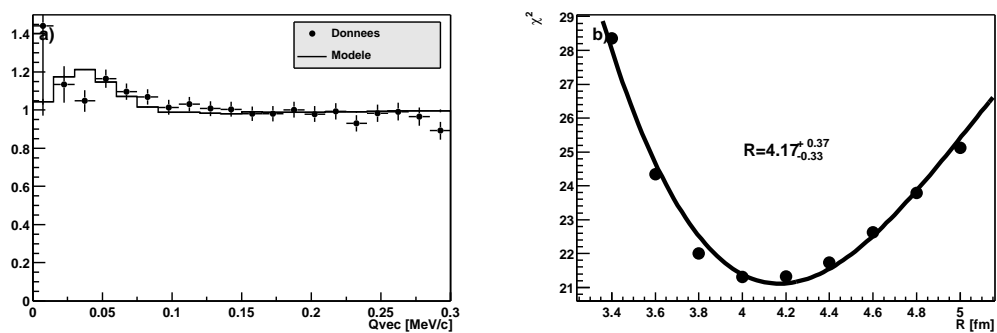
FIG. 5.16 – Fonction de corrélation proton-proton (1995)  $\langle Mt \rangle = 1.00$  GeV.FIG. 5.17 – Fonction de corrélation proton-proton (1996)  $\langle Mt \rangle = 1.34$  GeV.

$$\chi^2 = \sum \frac{(CF_{sim}(q_i) - CF_{data}(q_i))^2}{\sigma_{sim}(q_i) + \sigma_{data}(q_i)} \quad (5.9)$$

Les fonctions de corrélations sont représentées sur les figures 5.16 à 5.22. Les fonctions de corrélation expérimentales sont représentées par les points sur les figures de gauche. Les figures de droite représentent la dépendance du  $\chi^2$  en fonction de la taille de la source  $R$  exprimée en Fermi. La taille de source est déterminée en minimisant le  $\chi^2$ . Celui-ci est déterminé en ajustant ces points par un polynôme du troisième ordre (représenté par un trait continu). L'erreur statistique est donnée par les valeurs de  $R$  pour lesquelles le  $\chi^2$  est égal au minimum plus une unité. Les courbes en traits continus sur les figures de gauche représentent alors les fonctions de corrélation théorique correspondant aux tailles ainsi mesurées.

Les fonctions proton-proton sont caractérisées, pour des tailles de sources suffisamment petites, par la présence d'un pic aux environs de 40 MeV/c. Alors que celui-ci est bien visible dans les données de 1996, la fonction de corrélation construite avec les données de 1995 est quasiment plate. Les tailles de sources obtenues étant comparables, la différence entre les deux formes est à chercher parmi les biais expérimentaux, à savoir : une résolution moins bonne et une plus grande contamination par les baryons étranges. Une telle fonction

FIG. 5.18 – Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_a$ )  $\langle Mt \rangle = 1.21 \text{ GeV}/c$ .FIG. 5.19 – Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_b$ )  $\langle Mt \rangle = 1.29 \text{ GeV}$ .FIG. 5.20 – Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_c$ )  $\langle Mt \rangle = 1.43 \text{ GeV}/c$ .

FIG. 5.21 – Fonction de corrélation kaon-kaon (1995)  $\langle Mt \rangle = 0.60$  GeV.FIG. 5.22 – Fonction de corrélation kaon-kaon (1996)  $\langle Mt \rangle = 1.03$  GeV.



	Données	$\langle Mt \rangle$	$R$	$\chi^2/NDF$	$\Delta R_{2trk}$	$\Delta R_{CL}$	$R_{STD}$	$R_{Qinv}$
PP	1995	1.00	$3.47^{+0.26}_{-0.21}$	27.1/28	0.109	0.005	$3.43^{+0.26}_{-0.22}$	$3.43^{+0.25}_{-0.21}$
	1996	1.34	$3.43^{+0.12}_{-0.12}$	22.0/28	0.025	0.018	$3.42^{+0.12}_{-0.12}$	$3.36^{+0.12}_{-0.12}$
	1996-Pt1	1.21	$3.66^{+0.21}_{-0.19}$	27.5/28	0.036	0.019	$3.61^{+0.21}_{-0.18}$	$3.50^{+0.20}_{-0.18}$
	1996-Pt2	1.29	$3.28^{+0.18}_{-0.16}$	19.1/28	0.009	0.011	$3.26^{+0.18}_{-0.16}$	$3.30^{+0.17}_{-0.14}$
	1996-Pt3	1.43	$3.26^{+0.20}_{-0.17}$	21.2/27	0.039	0.025	$3.27^{+0.22}_{-0.19}$	$3.16^{+0.15}_{-0.16}$
KK	1995	0.60	$5.56^{+0.36}_{-0.32}$	14.7/18	0.130	0.031	$5.58^{+0.36}_{-0.32}$	$5.60^{+0.38}_{-0.32}$
	1996	1.03	$4.17^{+0.37}_{-0.33}$	21.1/18	0.042	0.105	$4.77^{+0.71}_{-0.43}$	$4.50^{+0.51}_{-0.45}$

TAB. 5.1 – Récapitulatif des résultats de l'analyse en une dimension.

de corrélation n'est tout de même pas sans signal. Nous avons représenté sur la figure 5.16.a les fonctions de corrélation théoriques correspondant à des tailles de sources de 3.0 fm (pointillés longs) et 4.8 fm (pointillés courts). Il apparaît bien évidemment que pour des tailles de source plus petites, le pic caractéristique à 40 MeV/c apparaît, permettant ainsi de fixer une limite inférieure sur la taille de la source. Il apparaît également que pour des sources plus grandes, les effets de la répulsion Coulombienne et de la statistique quantique deviennent prédominants sur ceux de l'interaction forte, induisant une décroissance de la fonction de corrélation à faible impulsion relative. La fonction de corrélation expérimentale étant incompatible avec une telle courbe, nous obtenons ainsi une limite supérieure sur la taille de la source.

Nous avons étudié la stabilité des tailles de sources ainsi mesurées en fonction des différentes coupures effectuées. L'ensemble de ces résultats est listé dans la table 5.1.

La taille de source notée  $R$  correspond à la taille mesurée avec les valeurs nominales de coupures.

Nous avons fait varier de 0.5 cm autour de leur valeur nominale les coupures sur la distance relative des traces dans les chambres à fils (voir section 5.2.1). Nous avons également étendu la coupure sur la position relative dans les hodoscope aux paires dont les traces traversent deux lattes voisines. La valeur de  $\Delta R_{2trk}$  dans le tableau 5.1 représente l'écart type de la distribution des tailles de source ainsi obtenues. Les valeurs obtenues sont de l'ordre de grandeur de quelques centièmes de fermis pour les données de 1996, et d'environ 0.1 fm pour les données de 1995.

$\Delta R_{CL}$  a été obtenue de façon analogue, en faisant varier de  $\pm 0.01$  les coupures sur les valeurs du niveau de confiance de reconstruction de la trace (CLX et CLY) autour de leur valeur nominale 0.025.

Il ressort de cette analyse que les fluctuations des tailles mesurées en fonction des coupures sont bien inférieures aux erreurs statistiques.

Nous avons également comparé aux résultats  $R_{STD}$  obtenus en utilisant la méthode d'identification dites standard. Un très bon accord apparaît entre les deux méthodes. Notons toutefois que l'écart entre les deux mesures obtenues par interférométrie de kaons dans les données de 1996 diffère d'un peu plus d'une unité d'écart-type. Du fait de la différence importante de l'efficacité de ces deux méthodes, la méthode par réseau de neurones sélectionne près de 30 % de paires en plus. Les deux échantillons de paires

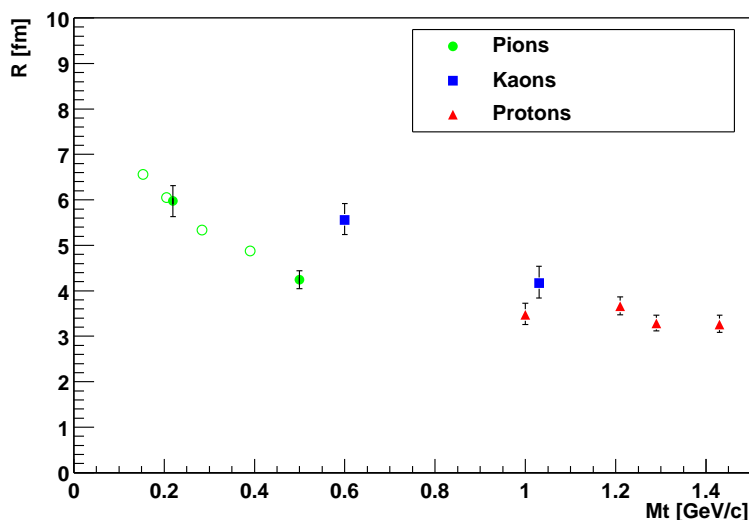


FIG. 5.23 – Dépendance en impulsion transverse des tailles de sources mesurée par l’analyse des fonctions de corrélations en une dimension.

étant statistiquement différents, l’écart entre les deux mesures contient une contribution statistique.

Nous n’avons pas observé de changement dans les tailles mesurées  $R_{Qinv}$  en utilisant la norme invariante de l’impulsion relative ( $Q_{inv}$ ) pour construire les fonctions de corrélation. Pour cette analyse, les sources ont également été paramétrées dans le LCMS.

La figure 5.23 représente la dépendance des tailles de sources en fonction de la masse transverse des particules. Les données des kaons et des protons sont issues de notre analyse. Les données de pions sont issues des analyses en trois dimensions effectuées par les collaborations NA44 [Bea98] et NA49 [Tom96]. La taille  $R$  que nous avons représentée pour les pions est donnée par  $R^3 = R_{TS}R_{TO}R_L$ . Les points pleins correspondent aux données de NA44, alors que les points blancs à celles de NA49.

Il apparaît globalement une décroissance de la taille de la source en fonction de l’impulsion transverse. Celle-ci est toutefois nettement moins marquée pour les protons que pour les pions.

## 5.5 Résultats de l’analyse à deux dimensions.

La section précédente nous a permis d’extraire un paramètre correspondant à la taille de la source, c’est-à-dire à son volume. Dans cette section, nous avons étudié la forme de la source. Nous avons utilisé la paramétrisation de Bertsch-Pratt réduite à deux dimensions. Rappelons que dans cette paramétrisation, la source est caractérisée par ses dimensions longitudinale  $R_L$  et transverse  $R_T$ . Plutôt que d’utiliser directement ces paramètres, nous avons utilisé les paramètres de taille  $R$  et d’asymétrie  $\epsilon$ . Ces deux paramétrisations sont exactement équivalentes. La correspondance entre les deux est la suivante :

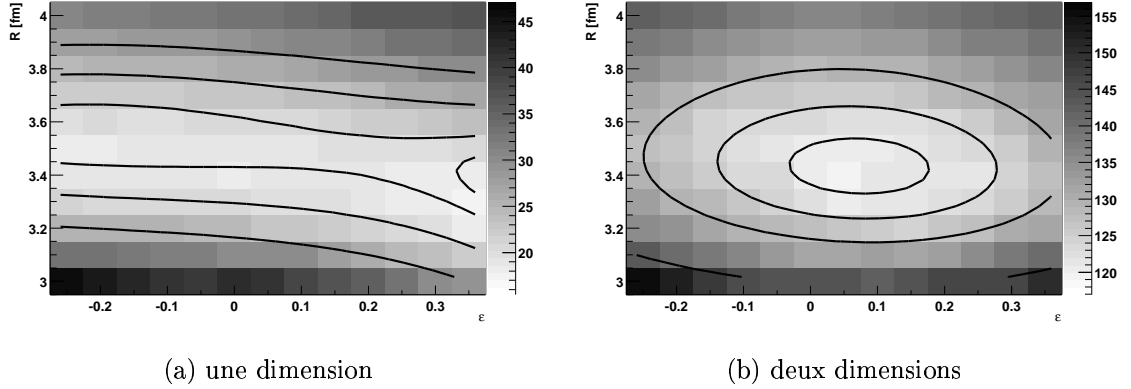


FIG. 5.24 – sensibilité à l'asymétrie de la source des fonctions de corrélation à une dimension(a) et à deux dimensions (b)

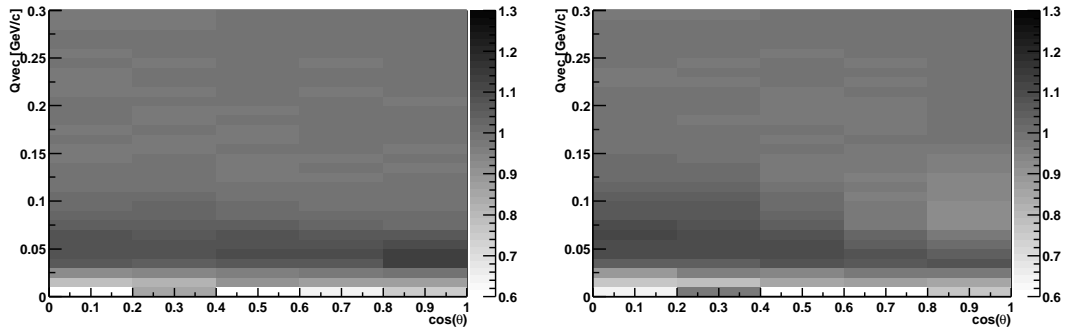


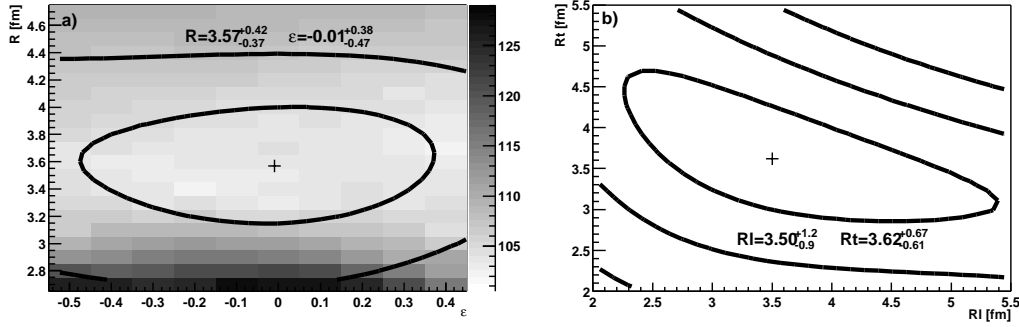
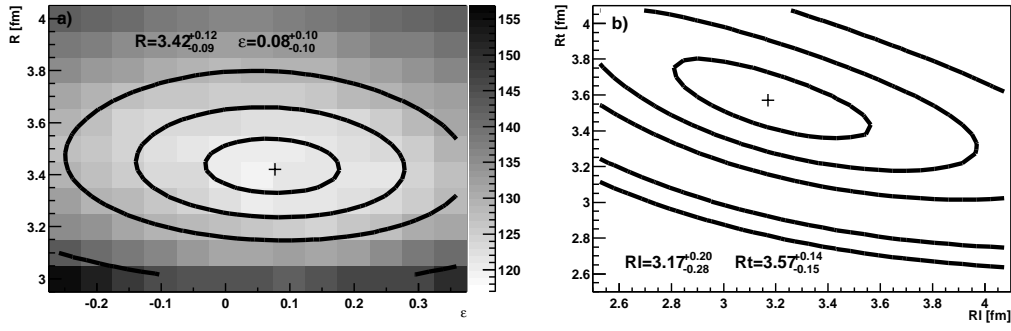
FIG. 5.25 – Exemple de fonction de corrélation proton-proton théorique en deux dimensions obtenue avec les données de 1996 pour une taille de source de 3.4 fm et une asymétrie  $\epsilon = -0.3$  à gauche et  $\epsilon = +0.3$  à droite.

$$(R_L = R(1 - \epsilon), R_T = \frac{R}{(1 - \epsilon)^2}) \longleftrightarrow (R = \sqrt[3]{R_T^2 R_L}, \epsilon = 1 - \frac{R_L}{R_T}) \quad (5.10)$$

Cette paramétrisation présente l'avantage de faciliter la comparaison avec les résultats de l'analyse à une dimension.

Nous avons représenté sur la figure 5.24.a la variation en fonction des paramètres  $R$  et  $\epsilon$  du  $\chi^2$  obtenus en utilisant la fonction de corrélation proton-proton basée sur la variable  $Q_{vec}$  pour les données de 1996. Il apparaît que cette fonction de corrélation est très peu sensible à la forme de la fonction de la source et ne dépend que de son volume.

Nous avons alors utilisé pour notre analyse la fonction de corrélation à deux dimensions suivante : un des axes correspond à la norme de l'impulsion relative ( $Q_{vec}$ ), l'autre correspond à  $\cos(\theta) = \frac{Q_L}{Q_{vec}}$ , où  $\theta$  est l'angle que fait l'impulsion relative avec l'axe longitudinal. Les figures 5.25.a et 5.25.b représentent les fonctions de corrélation proton-proton

FIG. 5.26 – Fonction de corrélation proton-proton (1995)  $\langle Mt \rangle = 1.00$  GeVFIG. 5.27 – Fonction de corrélation proton-proton (1996)  $\langle Mt \rangle = 1.34$  GeV

théoriques obtenues avec les données de 1996 pour une taille de source de 3.4 fm et une asymétrie  $\epsilon = -0.3$  (a) et  $\epsilon = +0.3$  (b). Il apparaît qu'en augmentant  $\epsilon$  (i.e. en augmentant  $R_T$  et en diminuant  $R_L$ ), la fonction de corrélation augmente dans la région  $\cos(\theta) \sim 0$  et diminue dans la région  $\cos(\theta) \sim 1$ , devenant ainsi sensible à l'asymétrie de la source.

La variation en fonction de  $R$  et  $\epsilon$  du  $\chi^2$  obtenue en utilisant cette fonction de corrélation est représentée sur la figure 5.24.b. Nous vérifions qu'en introduisant de l'information sur la direction de l'impulsion relative, la fonction de corrélation devient également sensible au paramètre  $\epsilon$ , et ainsi à la forme de la source.

Les figures 5.26.a à 5.32.a représentent la variation du  $\chi^2$  en fonction de  $R$  et  $\epsilon$  obtenue en utilisant la fonction de corrélation à deux dimensions sur l'ensemble du jeu de données.

La valeur des paramètres est obtenue en ajustant les valeurs de  $\chi^2$  par un polynôme du troisième ordre en  $R$  et  $\epsilon$ . La croix représente le point où le polynôme atteint sa valeur minimale  $\chi^2_{min}$ . Les courbes de niveau correspondant aux valeurs de  $\chi^2$  suivantes sont représentées par un trait continu :  $\chi^2_{min} + 1$ ,  $\chi^2_{min} + 4$ ,  $\chi^2_{min} + 9$ ... Ces courbes correspondent à l'intervalle de confiance égal à un, deux ou trois sigmas de la mesure. Les figures 5.26.b à 5.32.b représentent la valeur du polynôme exprimée cette fois en fonction de  $R_L$  et  $R_T$ .

Le tableau 5.2 reprend les valeurs des paramètres  $R$  et  $\epsilon$  obtenus dans cette analyse. Les résultats de l'étude de la stabilité des paramètres en fonction des coupures  $y$  sont également consignés. Les valeurs du paramètre  $R$  sont en accord avec celles obtenues pour

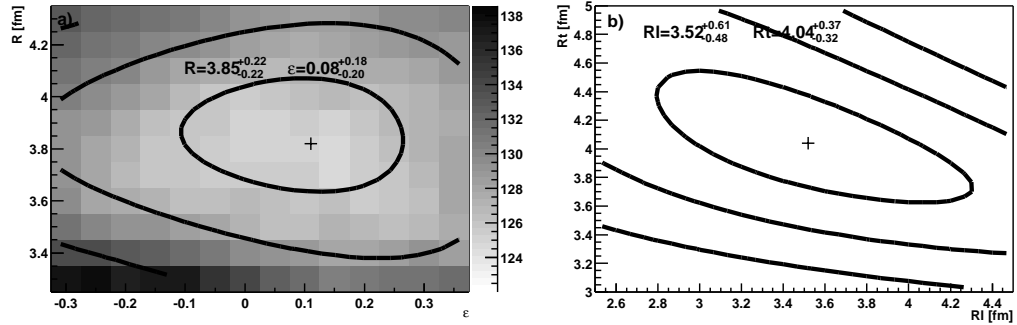


FIG. 5.28 – Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_a$ )  $\langle Mt \rangle = 1.21$  GeV

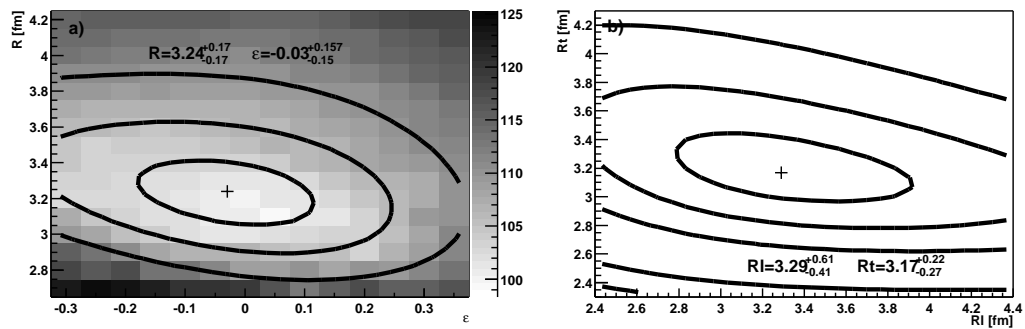


FIG. 5.29 – Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_b$ )  $\langle Mt \rangle = 1.29$  GeV

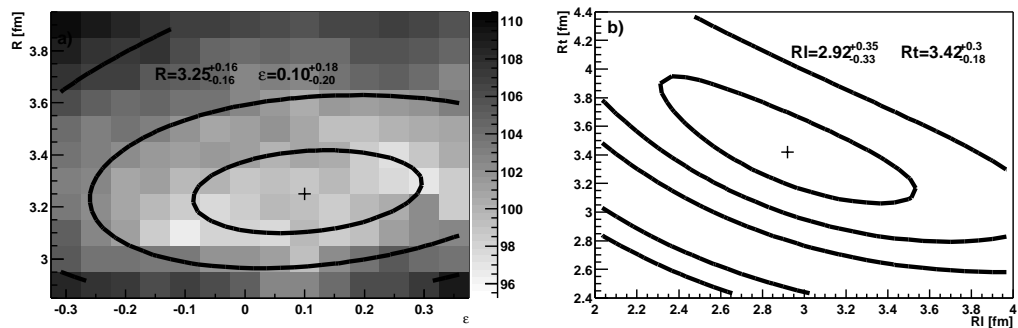
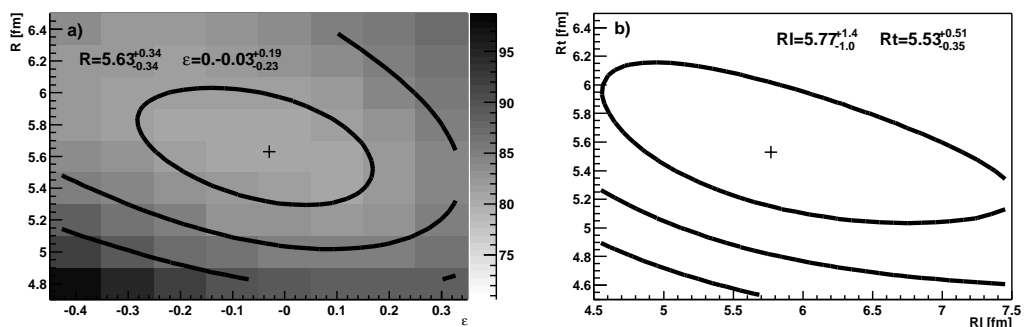
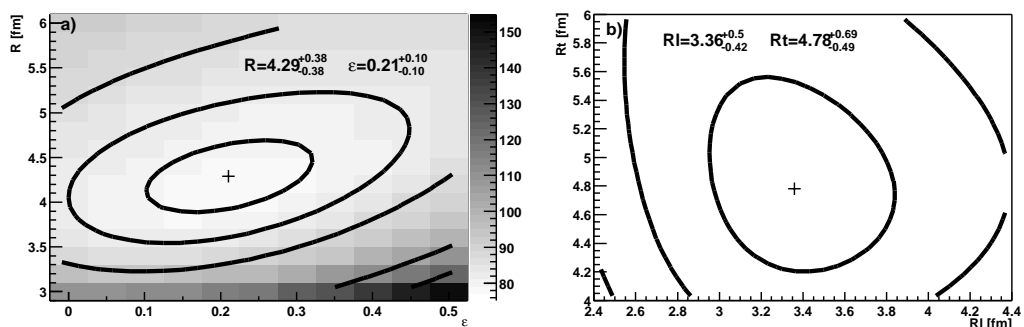


FIG. 5.30 – Fonction de corrélation proton-proton (1996- $Pt_c$ )  $\langle Mt \rangle = 1.43$  GeV

FIG. 5.31 – Fonction de corrélation kaon-kaon (1995)  $\langle Mt \rangle = 0.60$  GeVFIG. 5.32 – Fonction de corrélation kaon-kaon (1996)  $\langle Mt \rangle = 1.03$  GeV

	Données	$R$	$\Delta R_{2trk}$	$\Delta R_{CL}$	$R_{STD}$	$\epsilon$	$\Delta \epsilon_{2trk}$	$\Delta \epsilon_{CL}$	$\epsilon_{STD}$	$\chi^2/NDF$
PP	1995	$3.57_{-0.37}^{+0.42}$	0.256	0.035	$3.44_{-0.24}^{+0.30}$	$-0.01_{-0.47}^{+0.38}$	0.041	<0.001	$-0.12_{-0.63}^{+0.45}$	103.5/120
	1996	$3.42_{-0.09}^{+0.12}$	0.025	0.027	$3.42_{-0.12}^{+0.12}$	$+0.08_{-0.10}^{+0.10}$	0.016	0.022	$+0.08_{-0.10}^{+0.10}$	119.9/120
	1996-Mt1	$3.85_{-0.19}^{+0.21}$	0.045	0.027	$3.78_{-0.26}^{+0.22}$	$+0.08_{-0.20}^{+0.18}$	0.041	0.039	$+0.13_{-0.20}^{+0.15}$	125.0/118
	1996-Mt2	$3.24_{-0.17}^{+0.17}$	0.021	0.043	$3.15_{-0.17}^{+0.17}$	$-0.03_{-0.15}^{+0.15}$	0.017	0.028	$-0.01_{-0.15}^{+0.15}$	101.3/117
	1996-Mt3	$3.25_{-0.18}^{+0.15}$	0.076	0.015	$3.28_{-0.22}^{+0.19}$	$+0.10_{-0.20}^{+0.15}$	0.029	0.019	$+0.06_{-0.20}^{+0.22}$	98.2/117
KK	1995	$5.63_{-0.34}^{+0.34}$	0.081	0.034	$5.56_{-0.34}^{+0.34}$	$-0.03_{-0.23}^{+0.19}$	0.064	<0.001	$+0.07_{-0.19}^{+0.17}$	80.6/73
	1996	$4.29_{-0.38}^{+0.38}$	0.088	0.068	$5.04_{-0.55}^{+0.71}$	$+0.21_{-0.10}^{+0.10}$	0.014	0.007	$+0.31_{-0.18}^{+0.19}$	78.2/96

TAB. 5.2 – Récapitulatif des résultats de l'analyse en deux dimensions (paramètres  $R$  et  $\epsilon$ ).

	Données	$R_L$	$\Delta R_{L2trk}$	$\Delta R_{LCL}$	$R_{STD}$	$R_T$	$\Delta R_{T2trk}$	$\Delta R_{TCL}$	$R_{STD}$
PP	1995	$3.50^{+1.20}_{-0.90}$	0.188	0.135	$3.83^{+1.30}_{-0.95}$	$3.62^{+0.67}_{-0.61}$	0.434	0.023	$3.26^{+0.75}_{-0.60}$
	1996	$3.17^{+0.20}_{-0.28}$	0.076	0.115	$3.14^{+0.23}_{-0.25}$	$3.57^{+0.22}_{-0.15}$	0.001	0.028	$3.54^{+0.18}_{-0.22}$
	1996-Mt1	$3.52^{+0.61}_{-0.48}$	0.189	0.160	$3.28^{+0.60}_{-0.61}$	$4.04^{+0.37}_{-0.32}$	0.090	0.073	$4.04^{+0.37}_{-0.32}$
	1996-Mt2	$3.29^{+0.61}_{-0.41}$	0.083	0.116	$3.12^{+0.66}_{-0.36}$	$3.17^{+0.22}_{-0.17}$	0.027	0.020	$3.19^{+0.21}_{-0.18}$
	1996-Mt3	$2.92^{+0.35}_{-0.33}$	0.117	0.076	$3.04^{+0.34}_{-0.44}$	$3.42^{+0.30}_{-0.18}$	0.119	0.063	$3.40^{+0.32}_{-0.25}$
KK	1995	$5.77^{+1.40}_{-1.00}$	0.326	0.040	$5.09^{+1.06}_{-0.89}$	$5.53^{+0.51}_{-0.35}$	0.203	0.044	$5.77^{+0.55}_{-0.45}$
	1996	$3.36^{+0.50}_{-0.42}$	0.110	0.092	$3.42^{+0.86}_{-0.71}$	$4.78^{+0.69}_{-0.49}$	0.065	0.103	$6.05^{+2.61}_{-1.09}$

TAB. 5.3 – Récapitulatif des résultats de l'analyse en deux dimensions (paramètres  $R_L$  et  $R_T$ )

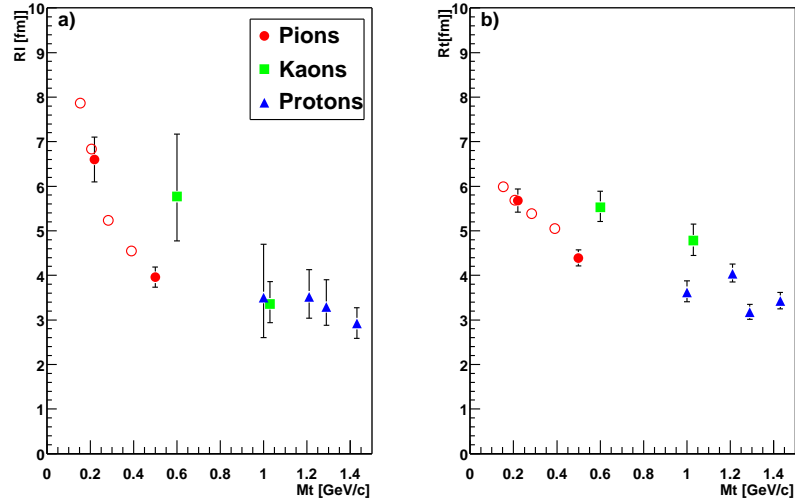


FIG. 5.33 – Dépendance en impulsion transverse des tailles de sources mesurée par l'analyse des fonctions de corrélations en deux dimensions

l'analyse à une dimension. Les conclusions quant à la stabilité des résultats sont identiques à celles que nous avons formulées à propos de l'analyse à une dimension.

Les valeurs des paramètres  $R_L$  et  $R_T$  sont listées dans le tableau 5.3. Celles-ci sont représentées sur la figure 5.33 en fonction de la masse transverse. La figure de gauche représente les valeurs de  $R_L$ , alors que celle de droite représente les valeurs de  $R_T$ . Les valeurs pour les pions sont issues des analyses en trois dimensions effectuées par les collaborations NA44 [Bea98] et NA49 [Tom96]. Pour ceux-ci,  $R_T$  est déterminé ainsi :  $R_T = \sqrt{R_{TO}R_{TS}}$ . Il apparaît que la diminution de la taille de la source en fonction de l'impulsion transverse est moins marquée dans la direction transverse.

Nous réservons l'interprétation des données au chapitre suivant, où une comparaison avec des modèles sera présentée.





# Chapitre 6

## Comparaison avec les modèles

Nous avons utilisé deux types de modèles pour analyser les résultats présentés au chapitre précédent.

Une première approche a consisté à utiliser une paramétrisation hydrodynamique de l'espace des phases au moment de l'émission des particules.

Dans un second temps, nous avons utilisé deux modèles de simulation complète de la réaction : RQMD et Nexus

### 6.1 Modèles hydrodynamiques

#### 6.1.1 Introduction

L'utilisation de modèles thermodynamiques pour reproduire la production de particules dans les collisions de hadrons a été initiée par les travaux de Fermi au début des années 50 [Fer51]. Fermi fait l'hypothèse que lors de la collision de deux nucléons, le système ainsi formé peut être décrit par quelques variables globales (énergie, pression, température ...)<sup>1</sup>. L'émission des particules par le système est alors régie d'une part par la conservation de l'énergie, de l'impulsion et des nombres quantiques, d'autre part, par les lois de la physique statistique. Une des hypothèses importantes du modèle de Fermi est que les particules sont émises brutalement au moment où la compression entre les deux nucléons incidents est maximum. La description de la phase initiale dans le modèle hydrodynamique de Landau [Lan53] est basée sur les mêmes hypothèses. Par contre, l'émission des particules n'est pas instantanée. Le système est décrit par un fluide en expansion, qui se refroidit jusqu'à l'émission des particules. Sur la base de ces travaux, de nombreux modèles hydrodynamiques ont été proposés pour décrire les collisions de noyaux. Le point commun de ces modèles est qu'ils utilisent une description macroscopique du système au moyen de différents champs : Pression  $P(x)$ , densité d'énergie  $\epsilon(x)$  ...

Les modèles thermodynamiques sont définis d'une part par le choix des conditions

---

<sup>1</sup>C'est en utilisant ce type de modèle pour décrire l'émission des pions dans les collisions  $p\bar{p}$  que G.Goldhaber, S.Goldhaber, W.Lee et A.Pais ont montré qu'il est nécessaire de tenir compte des effets de la statistique quantique entre les particules émises [GLP] (voir section 2.1).

initiales, d'autre part par les relations entre les différents champs, notamment l'équation d'état, qui relie la pression et la densité d'énergie. Ces relations définissent l'évolution des champs, à partir des conditions initiales, jusqu'à l'émission des particules. Lorsque les hypothèses du modèle sont suffisamment simples, il devient possible de dériver les expressions analytiques de certaines observables. L'utilisation de l'informatique a permis d'affiner les modèles en ayant recours aux simulations numériques.

Une approche plus simple consiste à paramétrer les champs au moment de l'émission des particules afin d'étudier l'influence des paramètres sur certaines observables. C'est l'approche que nous avons adoptée. Nous avons utilisé pour notre étude le formalisme développé par Y.Sinyukov [Sin88] [Sin96] .

### 6.1.2 Notations

Les variables utilisées sont :

- $\vec{r} = (x, y)$  : la projection dans le plan transverse du point d'émission.
- $t$  : le temps d'émission.
- $\eta = \frac{1}{2} \log\left(\frac{t+z}{t-z}\right) = \operatorname{atanh}(z/t)$  la rapidité spatiale.  $z$  représente la position longitudinale du point d'émission.
- $\vec{P}t = (Px, Py)$  : la projection dans le plan transverse de l'impulsion.
- $Y = \frac{1}{2} \log\left(\frac{E+Pz}{E-Pz}\right) = \operatorname{atanh}(Pz/E)$  la rapidité.  $E$  est l'énergie de la particule,  $Pz$  est son impulsion longitudinale.

Dans cette représentation, l'énergie d'une particule est donnée par :

$$E = M_t \cosh(Y) \quad \text{ou} \quad M_T = \sqrt{m^2 + Pt^2} \quad (6.1)$$

### 6.1.3 Modèle sans flot radial

En l'absence de flot radial, la source est paramétrée par un cylindre de rayon  $R$  en expansion longitudinale :

$$\frac{d^6 N}{d^2 Pt dY d^2 r d\eta} \propto Pt M_t \cosh(Y - \eta) e^{-\frac{Mt \cosh(Y - \eta)}{T} - \frac{r^2}{2R^2}} \quad (6.2)$$

où  $T$  est la température de la source.

Le temps d'émission est défini de sorte que le temps propre  $\tau$  soit constant :

$$t = \sqrt{\tau^2 + z^2} \quad (6.3)$$

Cette paramétrisation correspond à un ensemble de sources thermalisées à la température  $T$ , subissant un déplacement longitudinal vérifiant  $Y = \eta$ , semblable au modèle de Bjorken [Bjo83].

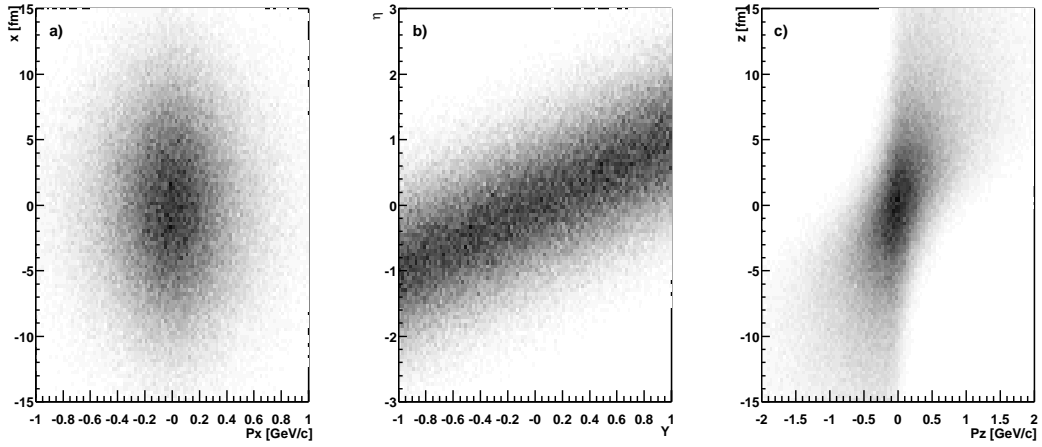


FIG. 6.1 – Corrélation impulsion-position d'émission des pions dans le cadre d'une paramétrisation sans flot radial.

Nous avons mis au point une méthode permettant de générer des événements correspondant à une telle paramétrisation. Celle-ci est basée sur une méthode de rejet à partir d'une fonction de proposition non uniforme (semblable à celle présentée dans l'annexe C.3.1).

Nous vérifions sur les figures 6.1 (pions) et 6.2 (protons) que l'impulsion et la position sont bien décorréliées dans la direction transverse. Au contraire, dans la direction longitudinale, la corrélation entre  $\eta$  et  $Y$  induit une corrélation entre  $z$  et  $Pz$ . Cette dernière augmente avec la masse de la particule (figures 6.1.c et 6.2.c).

Les spectres en impulsion transverse prédits par le modèle sont semblables pour toutes les natures de particule (figure 6.3.a). Leur pente à grande impulsion transverse correspond au paramètre  $T$  du modèle.

La figure 6.3.b représente la variation des tailles de source obtenues en fonction de la masse transverse. Les données expérimentales y sont représentées par les symboles. Les lignes en trait épais représentent les valeurs obtenues en utilisant le calcul complet à l'aide du générateur d'événements hydrodynamique. A partir des événements générés, nous avons construit les fonctions de corrélation théoriques correspondantes. Afin de limiter le temps de calcul, nous n'avons pris en compte que les effets de la statistique quantique. Les fonctions de corrélation ainsi générées ont alors pu être ajustées par une Gaussienne pour en déduire les dimensions  $R_L$  et  $R_T$  correspondantes.

Par ailleurs, nous avons représenté en trait fin les approximations analytiques développées dans la référence [Sin96] :

$$R_L = \tau \sqrt{\frac{T}{Mt}} \quad R_T = R \quad (6.4)$$

Il apparaît que l'expansion longitudinale se traduit par une diminution de la dimension longitudinale  $R_L$  en fonction de la masse transverse  $Mt$ ; la dimension transverse demeure

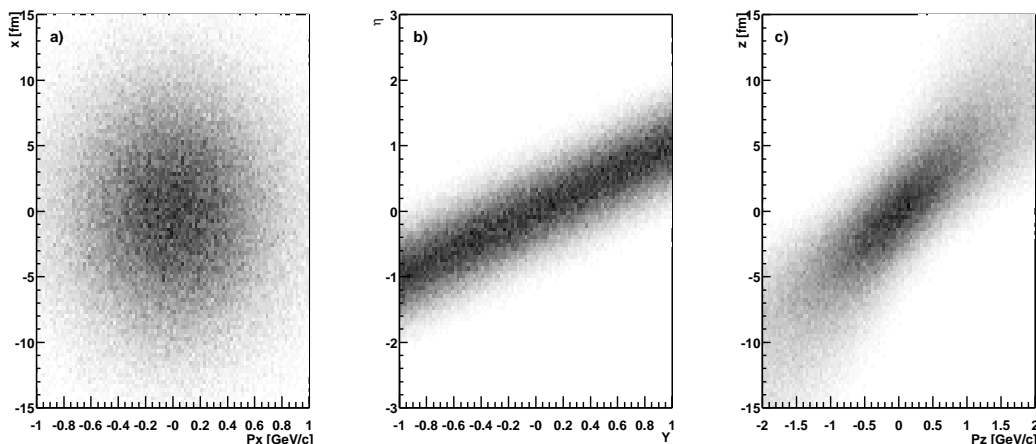


FIG. 6.2 – Corrélation impulsion-position d’émission des protons dans le cadre d’une paramétrisation sans flot radial.

rant invariante en fonction de  $Mt$ , ce qui est en désaccord avec les données expérimentales. Par ailleurs, l’étude des spectres de particules a mis en évidence une augmentation de la température apparente en fonction de la masse des particules [Kan99][Bea96b] qui n’est pas reproduite par le modèle.

Un modèle ne prenant en compte que l’expansion longitudinale ne permet donc pas d’expliquer les résultats expérimentaux.

#### 6.1.4 Modèle avec flot radial.

Un flot radial est introduit dans le modèle. Il est défini par un “mouvement collectif” dont la rapidité transverse est donnée par :

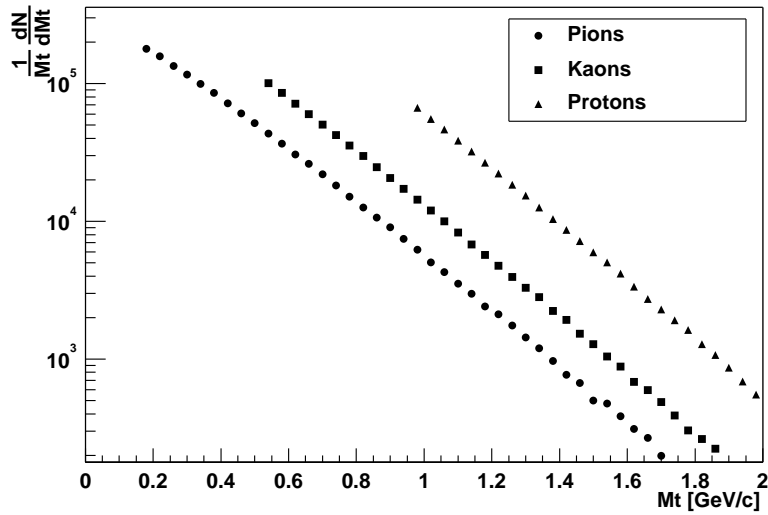
$$Y_t(r) = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \frac{r}{R} \quad (6.5)$$

$\alpha$  quantifie l’intensité du flot. Un flot important est caractérisé par une faible valeur de  $\alpha$ .

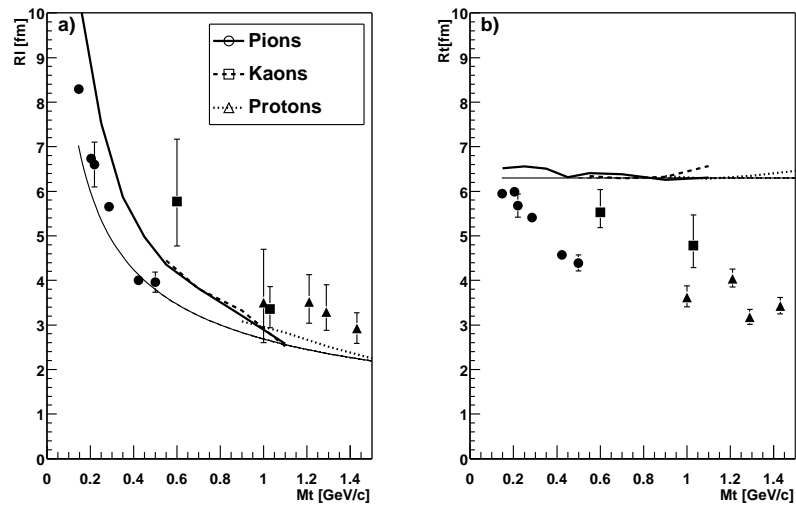
Combinant l’expansion longitudinale et le flot radial, la paramétrisation de la source est alors donnée par :

$$\frac{d^6 N}{d^2 P_t dY d^2 r d\eta} \propto P_t M_t \cosh(Y - \eta) e^{-\frac{M_t \cosh(Y - \eta) \cosh(Y_t(r)) - \vec{r} \cdot \vec{P}_t / r \sinh(Y_t(r))}{T}} - \alpha (\cosh(Y_t(r)) - 1) \quad (6.6)$$

Une corrélation entre la position d’émission et l’impulsion apparaît alors dans la direction transverse (voir figure 6.4) . Cette corrélation est plus importante dans le cas des protons.



(a) Spectres en impulsion transverse



(b) Dépendance de la taille de source en fonction de l'impulsion transverse

FIG. 6.3 – Observables correspondant à une paramétrisation sans flot radial.

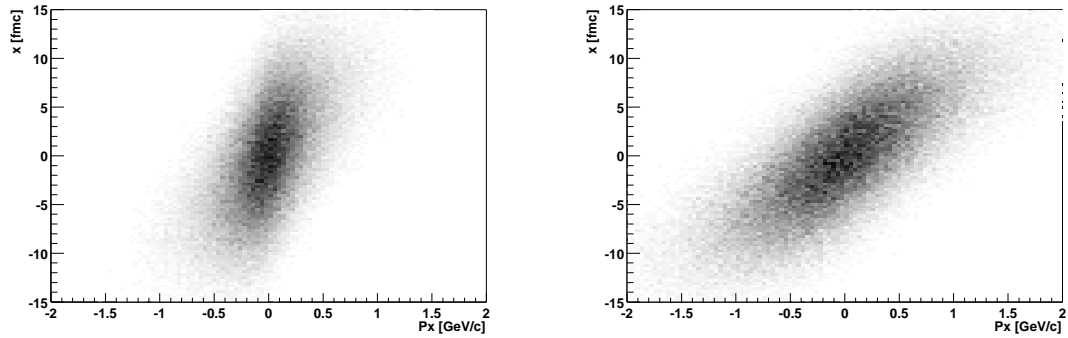


FIG. 6.4 – Corrélation impulsion-position d'émission dans la direction transverse induite par le flot radial pour les pions (gauche) et les protons (droite).

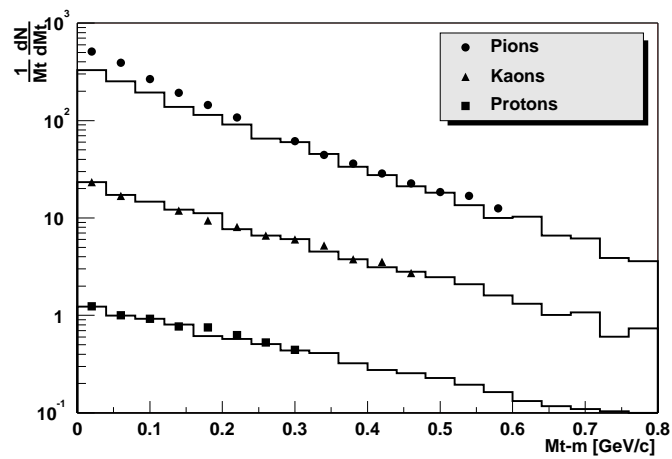


FIG. 6.5 – Distribution de l'impulsion transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants :  $\alpha = 6.5$ ,  $T = 145 \text{ MeV}/c$ ,  $R = 6.3 \text{ fm}$ ,  $\tau = 7 \text{ fm}/c$

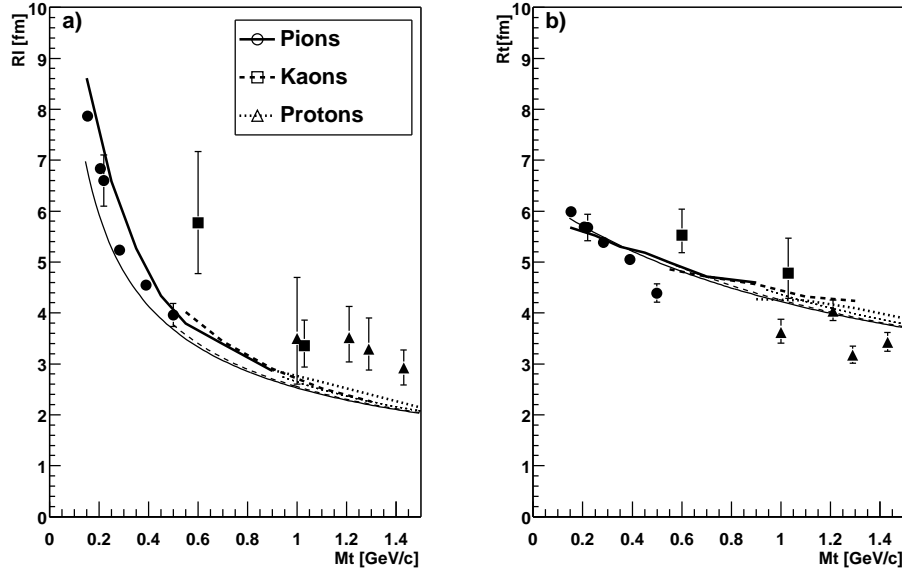


FIG. 6.6 – Dimensions  $R_L$  et  $R_T$  en fonction de la masse transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants :  $\alpha = 6.5$ ,  $T = 145 \text{ MeV}/c$ ,  $R = 6.3 \text{ fm}$ ,  $\tau = 7 \text{ fm}/c$

En effet, en raison de leur masse plus importante, l'énergie cinétique qui leur est apportée par le flot est également plus importante.

Nous avons représenté sur la figure les distributions en impulsion transverse. Les données expérimentales, issues de la référence [Kan99] sont représentées par les symboles. Les données ont été obtenues par l'expérience NA44, le spectromètre étant configuré pour une impulsion nominale de  $4 \text{ GeV}/c$ . Les courbes représentent les prédictions du modèle hydrodynamique. Les valeurs des paramètres  $T = 145 \text{ MeV}/c$  et  $\alpha = 6.5$  sont celles de la référence [Sin99]. Nous avons appliqué la coupure en rapidité suivante :

$$|Y - Y_{P_0}(Pt)| < 0.3 \quad Y_{P_0}(Pt) = \text{acosh} \left( \frac{\sqrt{m^2 + P_0^2}}{\sqrt{m^2 + Pt^2}} \right) \quad P_0 = 4 \text{ GeV}/c \quad (6.7)$$

Ainsi, pour une valeur donnée de l'impulsion transverse, nous sélectionnons les particules dont la rapidité est à moins de 0.3 unité de la rapidité d'une particule ayant une impulsion de  $4 \text{ GeV}/c$ . La région de l'acceptance ainsi sélectionnée est représentée sur la figure 6.7. Nous vérifions qu'elle est semblable à l'acceptance de NA44 représentée sur la figure 3.4.

Les paramètres  $T$  et  $\alpha$  ont été fixés dans la référence [Sin99] de façon à reproduire les températures apparentes des distributions transverses en utilisant les relations suivantes (obtenues pour  $\alpha \gg 1$ ) :

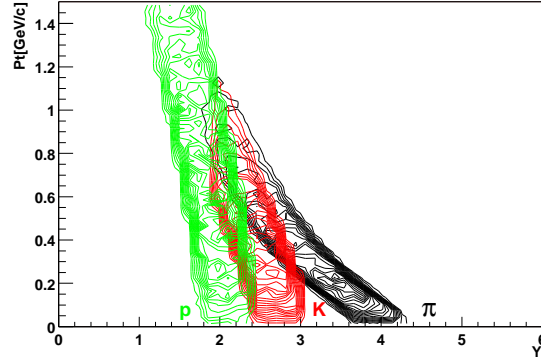


FIG. 6.7 – Coupures en acceptence appliquées au modèle afin de comparer les distributions en impulsion transverse aux données de [Kan99].

$$T_{eff} = T + \frac{2}{\pi} m \langle v_T \rangle^2 \quad (6.8)$$

$$\langle v_T \rangle = \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} \quad (6.9)$$

Exception faite de la région des pions de faible impulsion transverse, il apparaît un bon accord entre le modèle et les données (figure 6.1.4). Notons que la surproduction de pions à faible  $Mt$  est généralement associée à la décroissance des résonances. Une coupure  $Mt > 0.3 \text{ GeV}/c$  est généralement appliquée pour déterminer la température apparente des pions.

Nous avons fixé les autres paramètres pour reproduire au mieux les dimensions de la source :  $R_T = 6.3 \text{ fm}$  et  $\tau = 7 \text{ fm}/c$ . Comme précédemment, nous avons représenté sur la figure le résultat du calcul exact par les courbes en traits épais. Les courbes en traits fins représentent les résultats analytiques développés dans [Sin99] :

$$R_L = \tau \sqrt{\frac{T}{Mt \cosh(\bar{Y}t)}} \quad (6.10)$$

$$R_{TS=RYt} = RYt \sqrt{\frac{\alpha T}{Pt \sinh(\bar{Y}t)}} \quad (6.11)$$

$$R_{TO} = R \sqrt{\frac{\alpha T \sinh(\bar{Y}t)}{Pt}} \quad (6.12)$$



$$\text{avec } \tanh(\overline{Yt}) = \frac{Pt}{Mt + \alpha T} \quad (6.13)$$

Les relations 6.10 à 6.13 ont été obtenues en utilisant la méthode du point selle [Mor53] dans la limite  $Mt/T \rightarrow \infty$ .  $\overline{Yt}$  est alors donné par  $\overline{Yt} = Yt(\bar{r})$  ou  $\bar{r}$  est le point selle. L'intensité du flot étant suffisamment faible,  $R_{TS}$  et  $R_{TO}$  sont très proches. Nous avons retenu dans le cadre de notre analyse en deux dimensions la moyenne géométrique des deux valeurs :  $R_T = \sqrt{R_{TO} R_{TS}}$ . Il apparaît que les relations 6.10 à 6.13 sous-estiment légèrement le calcul complet, mais restent tout de même une très bonne approximation.

Nous déduisons de ces relations que les grandeurs  $R$  et  $\tau\sqrt{T}$  permettent de fixer l'échelle de  $R_T$  et  $R_L$ . La dépendance de  $R_T$  et  $R_L$  en fonction de  $Mt$  est quant à elle donnée par le produit  $\alpha T$ .

Nous constatons que les dimensions longitudinales des protons et kaons ne peuvent être reproduites par la même courbe que celle des pions. Il convient donc pour reproduire les données d'introduire un temps de "freeze-out" pour les kaons et protons supérieur à celui des pions.

Par ailleurs, il apparaît nécessaire d'augmenter le flot transverse de façon à reproduire les dimensions transverses des pions et des protons. Il est alors indispensable de réduire la température  $T$  afin de reproduire les spectres en impulsion transverse.

Nous avons donc fixé les paramètres de la façon suivante :

$$\alpha = 4 \quad T = 100 \text{ MeV}/c \quad R = 7 \text{ fm}$$

$$\tau_\pi = 8.5 \text{ fm}/c \quad \tau_p = \tau_K = 12 \text{ fm}/c$$

Les résultats issus de ce jeu de paramètres sont représentés sur les figures 6.8 et 6.9. Un bon accord avec les données est obtenu, à l'exception de la dimension transverse des kaons. La seule possibilité pour que le modèle puisse reproduire les dimensions transverses des kaons est alors de diminuer l'intensité du flot pour les kaons.

Nous avons fixé la valeur de  $\alpha_K$  à 7.0. Tous les autres paramètres ont été maintenus à leur valeur précédente.

Il apparaît sur la figure 6.11 que le modèle reproduit également les dimensions transverse de la source de kaons. Nous vérifions également sur la figure 6.10 que la diminution de la température apparente des kaons induite par la diminution du flot n'affecte pas de façon sensible les distributions en impulsion transverse, et reste en bon accord avec les données expérimentales.

### 6.1.5 Quantification de l'intensité du flot.

Le paramètre  $\alpha$  pour quantifier le flot est spécifique au modèle. Il est plus pratique de quantifier le flot par la vitesse transverse moyenne  $\langle v_T \rangle$ . En utilisant la relation 6.9, nous obtenons :

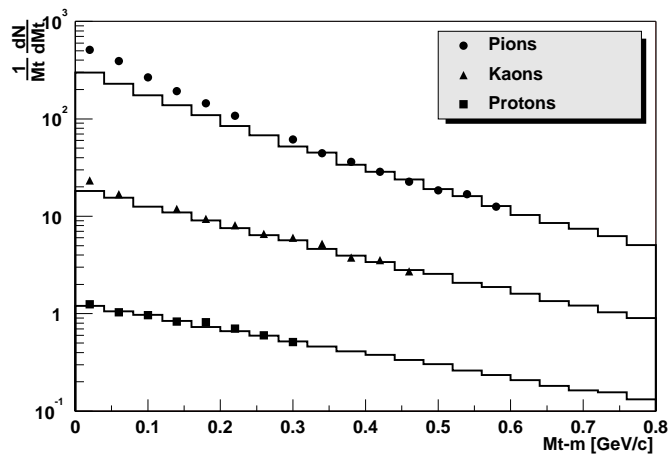


FIG. 6.8 – Distribution de l'impulsion transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants :  $\alpha = 4$ ,  $T = 100 \text{ MeV}/c$ ,  $R = 7 \text{ fm}$ ,  $\tau_\pi = 8.5 \text{ fm}/c$ ,  $\tau_p = \tau_K = 12 \text{ fm}/c$

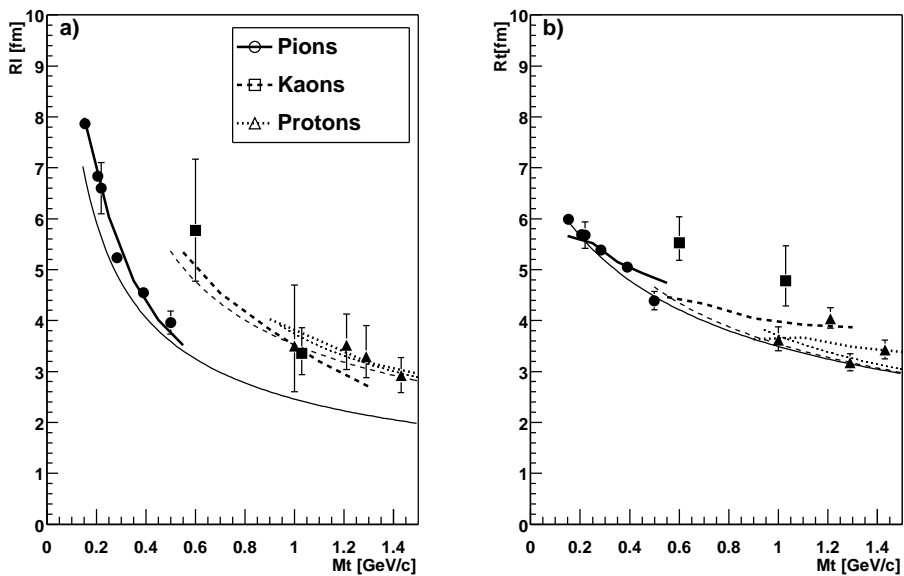


FIG. 6.9 – Dimensions  $R_L$  et  $R_T$  en fonction de la masse transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants :  $\alpha = 4$ ,  $T = 100 \text{ MeV}/c$ ,  $R = 7 \text{ fm}$ ,  $\tau_\pi = 8.5 \text{ fm}/c$ ,  $\tau_p = \tau_K = 12 \text{ fm}/c$

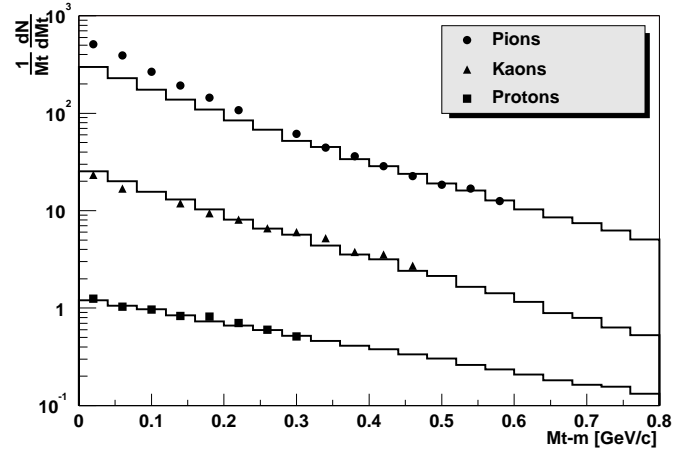


FIG. 6.10 – Distribution de l'impulsion transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants :  $\alpha_p = \alpha_\pi = 4$ ,  $\alpha_K = 7.0$ ,  $T = 100 \text{ MeV}/c$ ,  $R = 7 \text{ fm}$ ,  $\tau_\pi = 8.5 \text{ fm}/c$ ,  $\tau_p = \tau_K = 12 \text{ fm}/c$

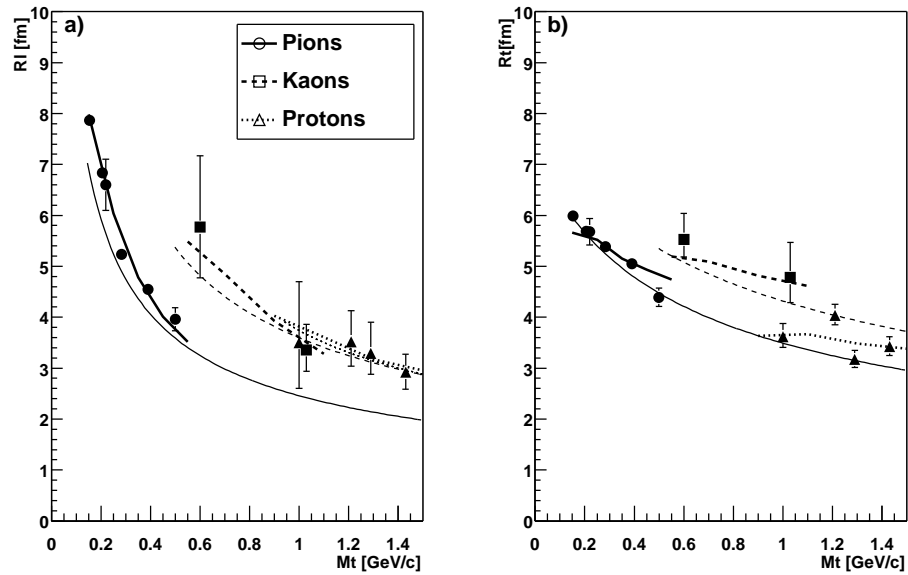


FIG. 6.11 – Dimensions  $R_L$  et  $R_T$  en fonction de la masse transverse pour les paramètres hydrodynamiques suivants :  $\alpha_p = \alpha_\pi = 4$ ,  $\alpha_K = 7.0$ ,  $T = 100 \text{ MeV}/c$ ,  $R = 7 \text{ fm}$ ,  $\tau_\pi = 8.5 \text{ fm}/c$ ,  $\tau_p = \tau_K = 12 \text{ fm}/c$

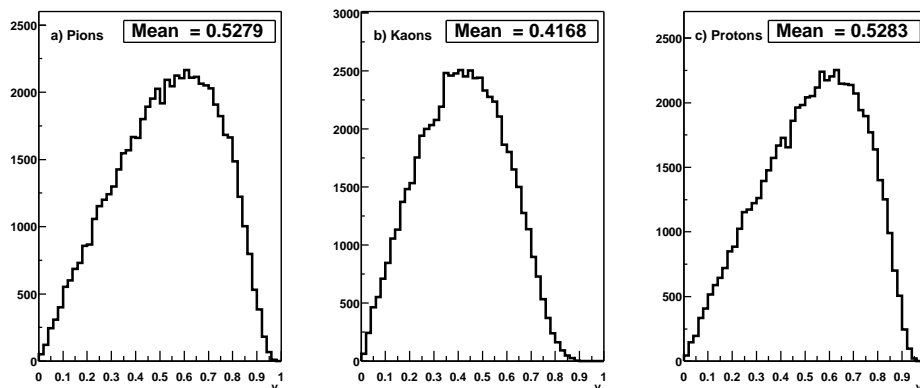


FIG. 6.12 – Distribution de vitesse du flot transverse des pions, kaons et protons.

$$\langle v_T \rangle_{p,\pi} = 0.62 \quad \langle v_T \rangle_K = 0.47$$

Nous avons également utilisé le générateur d'évènements pour effectuer le calcul complet. La distribution de  $v_T = \tanh(Y_T(r)) = \tanh\left(\frac{r}{R\sqrt{\alpha}}\right)$  est représentée sur la figure 6.12. Nous obtenons les valeurs suivantes :

$$\langle v_T \rangle_{p,\pi} = 0.53 \quad \langle v_T \rangle_K = 0.42$$

Les résultats obtenus sont cohérents avec l'expression analytique 6.9. L'écart observé (environ 15%) sur l'estimation de la vitesse moyenne du flot de pions et de protons s'explique par le fait que la condition  $\alpha \gg 1$  n'est plus vérifiée.

### 6.1.6 Conclusion

Nous avons mis en évidence dans cette étude qu'il est possible de reproduire à la fois les dimensions de la source et les distributions en masse transverse des pions, kaons et protons avec un modèle hydrodynamique simple. L'étude de la variation de  $R_L$  en fonction de la masse transverse  $Mt$  nous apprend que le temps d'émission des kaons et des protons doit être supérieur à celui des pions. Par ailleurs, il apparaît indispensable d'introduire un flot radial important pour reproduire la variation de  $R_T$  en fonction de  $Mt$ . Il est également nécessaire que l'intensité du flot de kaons soit inférieure à celle des protons et des pions.

## 6.2 Modèles de cascades.

Le modèle hydrodynamique utilisé dans la section précédente ne modélise que la fin de la collision. C'est pourquoi nous avons également comparé nos données à deux modèles de

cascades : Nexus et RQMD. Ceux-ci s'attachent à décrire toutes les étapes de la collision et fournissent une description complète des observables hadroniques de la réaction.

## 6.2.1 Présentation des modèles

### 6.2.1.1 Nexus

Bien qu'ayant pour vocation de fournir une description complète de la collision, le modèle Nexus [Dre00] s'attache avant tout à décrire les premiers instants de la collision. L'interaction entre les nucléons du projectile et de la cible est modélisée par l'échange de pomerons. Les processus correspondant à une grande impulsion transférée (processus durs) sont traités dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD) perturbative. Les processus mous sont quant à eux traités dans le cadre d'un modèle effectif élaboré à partir de la théorie de Gribov-Regge. Les pomerons produisent alors des partons qui sont hadronisés en utilisant un modèle basé sur la fragmentation des cordes. Cette première phase est très bien contrôlée dans Nexus. En effet, l'ensemble des paramètres sont contraints par les données expérimentales des collisions élémentaires  $e^+e^-$ ,  $e^-p$  et  $pp$ .

La densité de particules produites étant élevée, il est nécessaire de prendre en compte leurs réinteractions. Lorsque la densité n'est malgré tout pas trop élevée, il est possible de traiter ces dernières comme une succession d'interactions hadroniques binaires. Il est alors nécessaire de connaître les sections efficaces de tous les processus mis en jeu. A plus forte densité, des effets de milieux peuvent apparaître, conduisant à des changements dans le comportement des particules (décalage en masse, variation des sections efficaces ...). Ces phénomènes sont assez mal connus, en raison du manque de données expérimentales. Ils sont pris en compte dans Nexus en introduisant des "gouttelettes de quarks".

Celles-ci sont créées lorsque la densité d'énergie locale est supérieure à une densité critique  $\epsilon_c = 0.8 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Elles subissent alors une expansion longitudinale à la vitesse de la lumière et une expansion radiale à une vitesse de  $0.3c$ . Elles se désintègrent en produisant des hadrons lorsque leur densité d'énergie descend en dessous de la valeur d'un deuxième paramètre  $\epsilon_d$ . L'hadronisation est effectuée en peuplant l'espace des phases de manière statistique. Les gouttelettes sont segmentées suivant l'axe longitudinal de façon à transmettre l'expansion longitudinale aux hadrons. Il n'est par compte pas tenu compte de l'expansion transverse lors de l'hadronisation.

Deux scénarios ont été étudiés :

- Dans la première version de Nexus (version  $2\beta$ ) que nous avons étudiées, le paramètre  $\epsilon_d$  est égal à  $\epsilon_c = 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Dans cette version, la réinteraction des particules à plus basse densité d'énergie est traitée comme une succession d'interactions binaires. Ainsi, après désintégration de la gouttelette, les particules continuent à interagir entre elles. Le point d'émission de la particule correspond au point de la dernière interaction. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle dépend de paramètres qu'il est difficile de contraindre par des données expérimentales sur des systèmes plus simples.
- Nous avons également utilisé la dernière version officielle du modèle Nexus (version 2.0). Après avoir observé que dans les collisions centrales Pb+Pb au SPS, la plupart

des particules sont émises par une seule gouttelette, les auteurs ont préféré inclure le traitement des réinteractions secondaires dans la gouttelette. Dans ce but, le paramètre  $\epsilon_d$  a été abaissé à  $150 \text{ MeV}/fm^3$ . La procédure effectuant le traitement des réinteractions secondaires a ainsi été supprimée.

### 6.2.1.2 RQMD.

RQMD [Sor95] est un modèle hadronique. L'ensemble des processus est décrit par des collisions entre hadrons. Toutefois, les processus durs qui interviennent notamment dans la phase initiale de la collision sont pris en compte par l'échange de cordes. Il a également été nécessaire d'introduire la formation d'objets appelés "color rope" dans les régions de forte densité de façon à reproduire les taux de baryons étranges observés dans les collisions Pb+Pb au SPS. Les mécanismes d'interaction entre hadrons sont modélisés de façon très détaillée, notamment en introduisant une dépendance des différents paramètres en fonction de la densité du milieu. Tous les paramètres ne pouvant être fixés de façon indépendante par des données expérimentales, ils sont pour la plupart ajustés de façon à reproduire au mieux les résultats des taux de particules et les spectres en impulsion mesurés dans les collisions d'ions lourds.

Les deux modèles que nous avons étudiés utilisent deux approches différentes. Nexus décrit assez précisément, à l'aide des pomerons, la phase initiale de la collision. La phase de réinteraction entre les hadrons est quant à elle traitée de façon assez simple en raison du manque de résultats expérimentaux permettant de contraindre cette partie du modèle. A l'inverse, RQMD décrit de façon très détaillée les processus mis en jeu dans un gaz de hadrons. L'ensemble des paramètres (interdépendants) sont alors ajustés de façon à reproduire au mieux les données expérimentales.

## 6.2.2 Comparaison avec les données.

Nous avons effectué avec les modèles Nexus ( $2\beta$  et 2.0) et RQMD une étude semblable à celle présentée dans la section précédente. Nous avons sélectionné les événements dont le paramètre d'impact est inférieur à 5.7 fm.

Les figures 6.13 à 6.19 représente les distributions en impulsion transverse ainsi que les dimensions  $R_T$  et  $R_L$  prédites par les modèles Nexus 2.0, Nexus  $2\beta$  et RQMD 2.4.

### 6.2.2.1 Nexus 2.0

Il apparaît que Nexus 2.0 ne peut reproduire les distributions en impulsion transverse (figure 6.13). Bien qu'il y ait un bon accord avec les données pour les pions dont l'impulsion transverse est supérieure à 300 MeV/c, le modèle sous-estime la température apparente des kaons et des protons.

Par ailleurs, le modèle sous-estime largement les tailles de sources (figure 6.14). Cet effet est probablement causé par la valeur relativement haute (pour modéliser le freeze-out) ( $\epsilon_d = 150 \text{ MeV}/c$ ) de la densité critique de désintégration des gouttelettes. Il apparaît

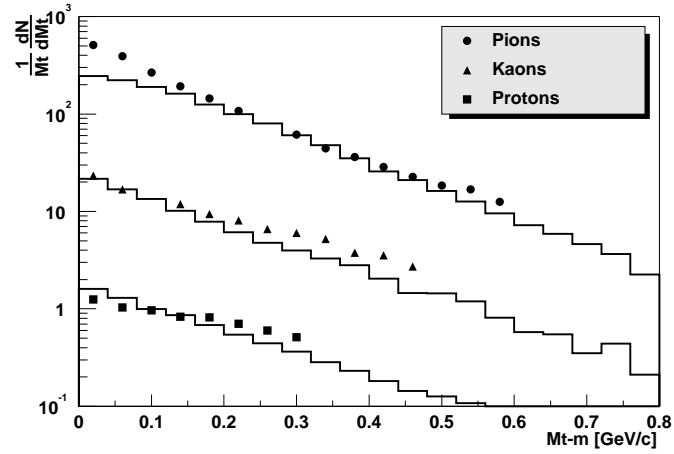
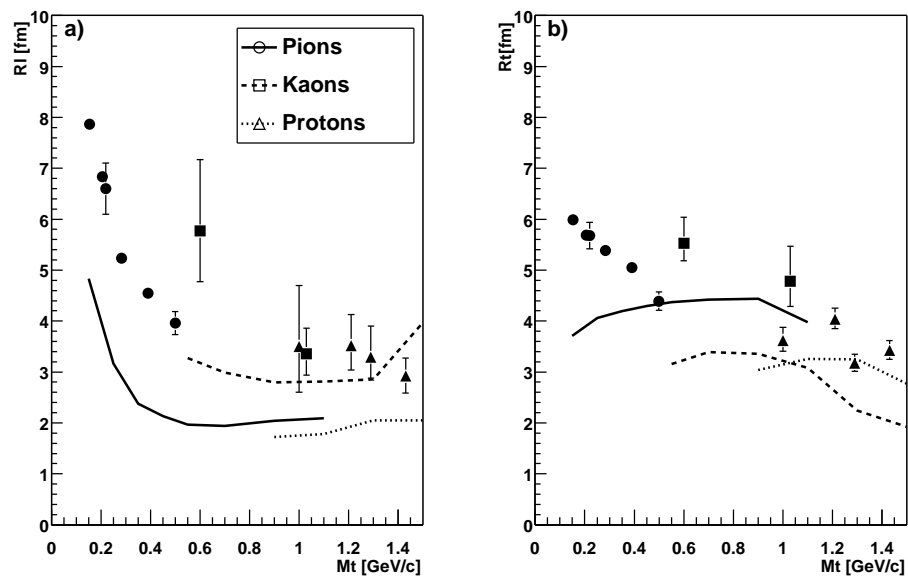


FIG. 6.13 – Distribution de l'impulsion transverse prédite par Nexus (2.0)

FIG. 6.14 – Prédiction de la variation des dimensions  $R_T$  et  $R_L$  de la source en fonction de la masse transverse par Nexus 2.0

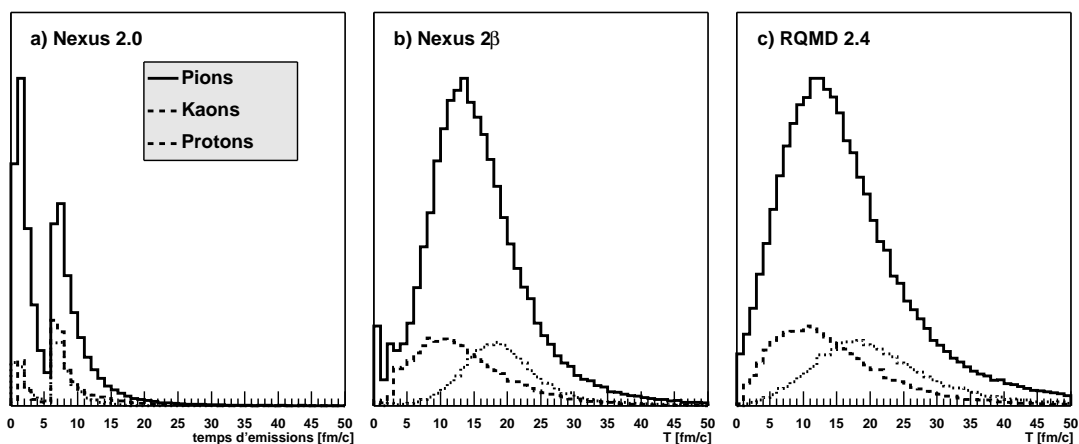


FIG. 6.15 – Distribution des temps d'émission des pions, kaons et protons prédits par les modèles Nexus 2.0, Nexus  $2\beta$  et RQMD 2.4

également que la variation de  $R_L$  en fonction de  $M_T$  ne correspond pas à une loi en  $1/\sqrt{M_T}$ . Pourtant, la gouttelette subit une expansion longitudinale semblable à celle présentée dans la section 6.1.3. La figure 6.15.a représente la distribution des temps d'émission prédits par le modèle.

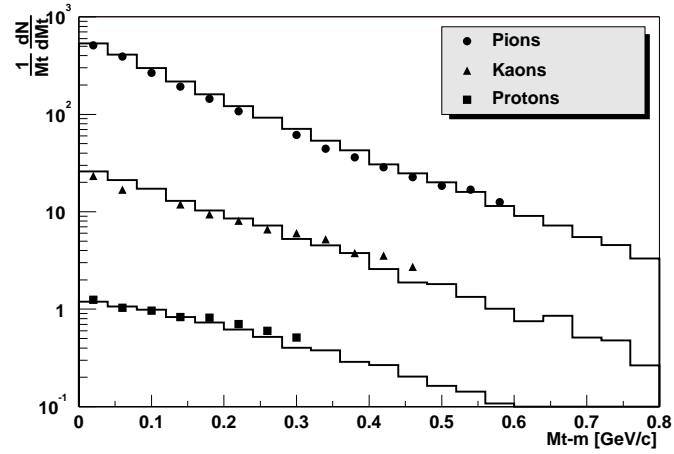
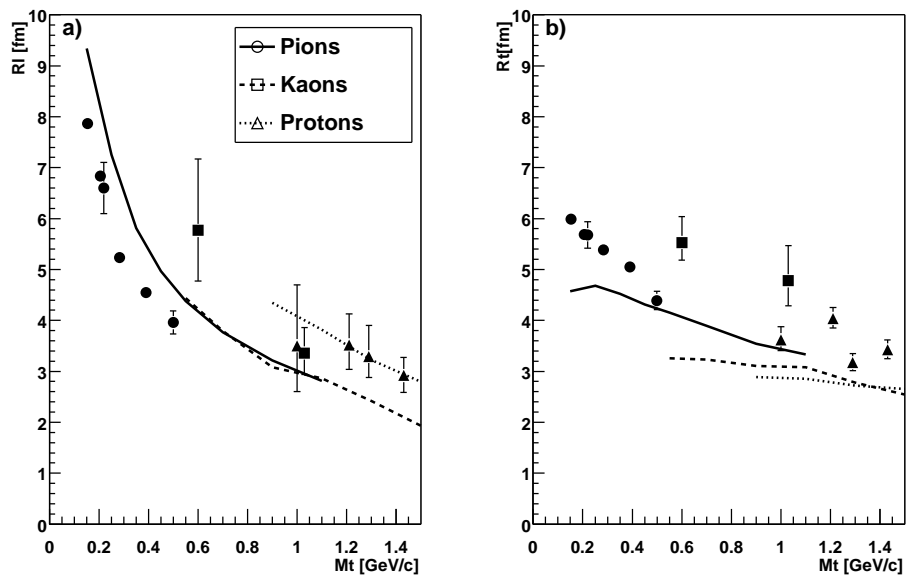
Nous observons la présence de deux pics. Une étude plus approfondie du modèle nous a permis de mettre en évidence que le premier pic correspond à des particules pour lesquelles la densité d'énergie locale au moment de leur création est inférieure à la densité critique de formation de la gouttelette ( $\epsilon_c = 800 \text{ MeV}/c$ ). Celles-ci ne sont pas incluses dans la gouttelette. En l'absence de traitement des reinteractions, ces particules sont découplées du système. Leur temps de création correspond donc à la fragmentation des cordes.

Le deuxième pic correspond aux particules émises lors de la désintégration de la gouttelette. La présence de ces deux sources rend difficile l'interprétation des fonctions de corrélation. Nous vérifions qu'en l'absence de flot radial, la dimension transverse de la source varie peu en fonction de la masse transverse, et que les températures apparentes des particules lourdes sont sous-estimées. Le caractère peu réaliste de la version actuelle de Nexus nous a conduit à utiliser la version antérieure.

### 6.2.2.2 Nexus $2\beta$ :

Dans cette version, la désintégration des gouttelettes est réalisée pour une densité d'énergie  $\epsilon_d = 800 \text{ MeV}/c$ . Les hadrons ainsi produits réinteragissent sous la forme d'une succession d'interactions binaires, et de décroissances. La réinteraction des hadrons formés en dehors de la gouttelette est également prise en compte. Il apparaît sur la figure 6.16 que les distributions en impulsion transverse sont en bon accord avec les données, bien que les températures apparentes prédites soient très légèrement inférieures aux données. Nous observons sur la figure 6.17 que la forme de la variation de  $R_L(M_T)$  est en accord avec les données. Le modèle surestime légèrement  $R_L$  pour les pions. Nous observons



FIG. 6.16 – Distribution de l'impulsion transverse prédite par Nexus  $2\beta$ FIG. 6.17 – Prédiction de la variations des dimensions  $R_T$  et  $R_L$  de la source en fonction de la masse transverse par Nexus  $2\beta$

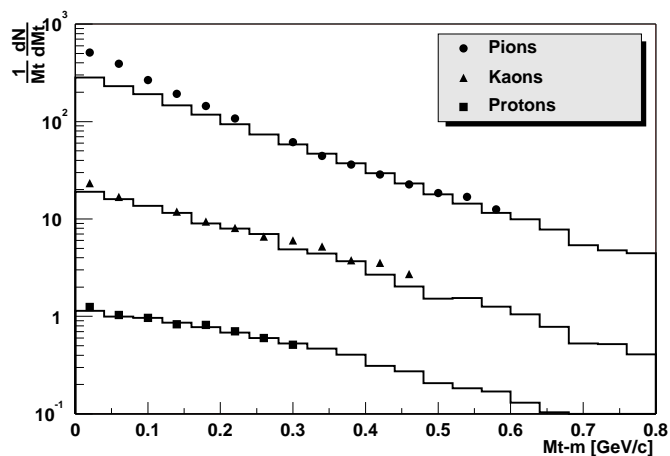


FIG. 6.18 – Distribution de l'impulsion transverse prédite par RQMD 2.4

également que comme pour les données, la courbe des protons est décalée par rapport à celle des pions. La courbe des kaons est quant à elle dans la continuité de celle des pions. Nous vérifions sur la figure 6.15.b que les protons sont émis en moyenne après les pions. Il apparaît également sur la figure 6.17 que les valeurs de  $R_T$  prédites sont inférieures aux données. Notons toutefois que  $R_T$  décroît en fonction de  $M_T$  bien que l'effet soit un peu moins prononcé que dans les données.

Nous constatons qu'en tenant compte des réinteractions entre hadrons, le changement induit sur les distributions de l'impulsion transverse et sur les dimensions transverses est comparable à celui induit par l'ajout de flot radial dans le modèle hydrodynamique. Nous notons par ailleurs que le modèle prédit une émission des protons retardée par rapport à celle des pions, ce qui se traduit également par une augmentation de  $R_L$ .

### 6.2.2.3 RQMD :

La modélisation des interactions entre hadrons dans RQMD est très détaillée, ce qui a pour conséquence d'en faire un modèle possédant de nombreux paramètres interdépendants. Ceux-ci ont été ajustés pour reproduire les données expérimentales existantes, notamment les multiplicités et les spectres en impulsion des particules.

Nous vérifions sur la figure 6.18 qu'à l'exception de la région des faibles masses transverses pour les pions, la distribution de  $M_T$  présente un bon accord avec les résultats expérimentaux. Nous observons sur la figure 6.19.a un comportement de  $R_L$  semblable à celui observé avec le modèle Nexus ( $2\beta$ ). Nous observons également que les dimensions transverses des pions et des protons sont bien reproduites par le modèle. Par contre, le modèle sous-estime largement  $R_T$  pour les kaons.

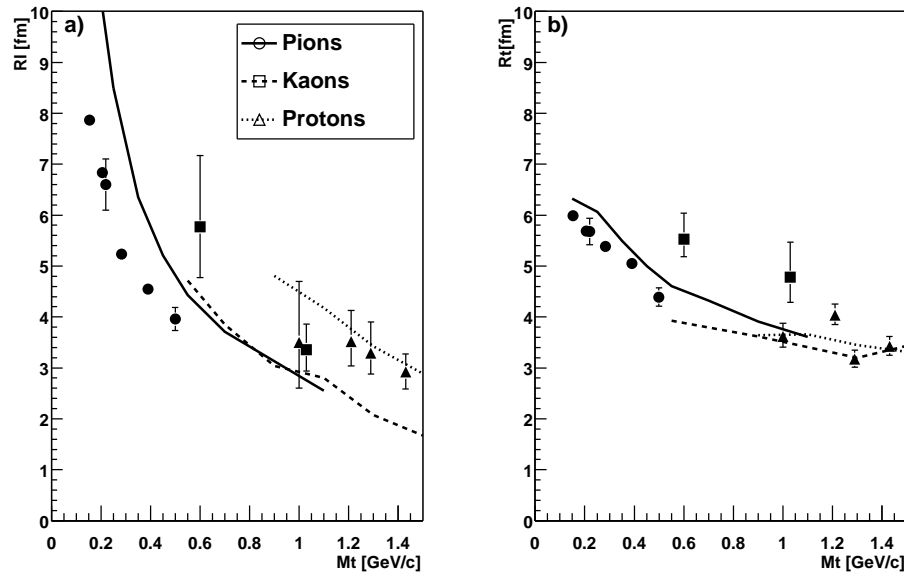


FIG. 6.19 – Prédiction de la variations des dimensions  $R_T$  et  $R_L$  de la source en fonction de la masse transverse par RQMD 2.4

### 6.2.3 Conclusion

L'étude de la variation de  $R_L$  en fonction de  $M_T$  indique clairement que le décalage observé pour les protons et les kaons s'explique par un temps d'émission différent. Nous notons que les modèles prédisent une émission retardée des protons par rapport aux pions, alors que pour les kaons, l'émission a lieu en même temps.

Il apparaît également nécessaire (et suffisant) de prendre en compte les réinteractions hadroniques pour reproduire la dépendance de  $R_T$  en fonction de  $M_T$ . Concernant les pions et les protons, les prédictions du modèle RQMD 2.4 sont en bon accord, alors que le modèle Nexus ( $2\beta$ ) sous-estime d'environ 20% les dimensions de la source. Notons enfin que les modèles ne reproduisent pas le changement de comportement observé pour les kaons.



# Chapitre 7

## Conclusion

Nous avons étudié la dynamique des collisions Pb+Pb à l'aide de l'interférométrie de particules. Les données que nous avons utilisées sont celles obtenues par le spectromètre de la collaboration NA44. L'étude des pions est la plus aisée. En effet les pions, en raison de leur faible masse sont surtout sensibles aux effets de statistique quantique, les effets de l'interaction Coulombienne pouvant être traités au moyen d'une correction adaptée. Ils sont par ailleurs produits en grande quantité, ce qui permet de les sélectionner sans grande difficulté. Cette première partie de l'analyse ayant déjà été effectuée, nous nous sommes consacrés à l'étude des kaons et des protons. Les principales difficultés pour ce type d'analyse sont d'une part l'identification des particules, d'autre part le traitement des interactions Coulombiennes et nucléaires (pour les protons) entre les particules après leur émission.

La première étape a consisté à construire les fonctions de corrélations expérimentales proton-proton et kaon-kaon. Dans ce but, nous avons développé une méthode d'identification des particules originale basée sur l'utilisation d'un réseau de neurones. Une méthode dite standard, reposant sur un ensemble de coupures classiques a également été développée. Nous avons montré que la méthode basée sur les réseaux de neurones, pour une même contamination, permet de sélectionner les particules avec un taux de rejet inférieur à la méthode classique. Grâce à cette méthode, nous avons notamment pu augmenter de 30% l'efficacité de l'identification des paires de kaons de grande impulsion transverse.

Nous avons ensuite extrait les propriétés spatiales de la source au moyen d'une paramétrisation Gaussienne de celle-ci. L'interaction nucléaire et Coulombienne des particules a été prise en compte dans notre analyse en utilisant le modèle développé par R.Lednicky. Les biais expérimentaux tels que la résolution en impulsion et la contamination des protons par les produits de décroissance des baryons étranges ont été pris en compte. Les fonctions de corrélation expérimentales ont également été corrigées des conséquences de l'efficacité à deux traces de l'ensemble de détection .

Nous avons dans un premier temps effectué une analyse aune dimension des fonctions de corrélation. Il apparaît que la taille apparente des sources de protons et kaons décroît

en fonction de la masse transverse. Cette décroissance est malgré tout moins marquée que celle observée pour les tailles obtenues par corrélation de pions.

Nous avons dans un deuxième temps procédé à une analyse en deux dimensions. Nous avons ainsi pu mesurer en plus de la taille de la source, son asymétrie longitudinale-transverse. Les tailles de sources obtenues sont en bon accord avec celles déduites de l'analyse en une dimension. Nous avons alors procédé à l'analyse des dimensions longitudinales et transverses en comparant aux prédictions de deux types de modèles : un modèle hydrodynamique et deux modèles de type cascades. Nous avons inclut dans notre analyse, outre les dimensions obtenues avec les protons et les kaons, les dimensions mesurées par interférométrie de pions par les collaborations NA44 et NA49. Nous avons également comparé les distributions des impulsions transverses des pions, kaons et protons, prédites par ces modèles, aux distributions expérimentales mesurées par la collaboration NA44.

Nous avons utilisé la paramétrisation de l'espace des phases développée par Y.Sinyukov. La source de particules  $y$  est représentée par un cylindre en expansion thermalisé. Il apparaît nécessaire pour reproduire les données d'introduire un temps d'émission des protons supérieur à celui des pions. Concernant les kaons, un temps d'émission identique à celui des protons reproduit au mieux les données. Toutefois, les incertitudes expérimentales ne permettent pas de conclure de façon certaine que les kaons sont émis après les pions.

Par ailleurs, il apparaît nécessaire d'introduire un flot radial important pour reproduire à la fois la variation des dimensions transverses en fonction de la masse transverse et les distributions d'impulsion transverse. L'intensité du flot de protons est identique à celle des pions. Il apparaît par contre que l'intensité du flot de kaons est inférieure.

Les modèles de cascades que nous avons utilisés sont RQMD et Nexus. La version (2.0) de Nexus traitant la rediffusion des hadrons par un allongement de la durée de vie des gouttelettes ne reproduit ni les distributions d'impulsion transverse, ni les dimensions obtenues par interférométrie de particules. Une version antérieure a donc été utilisée.

Les dimensions longitudinales obtenues par les deux modèles RQMD 2.4 et Nexus  $2\beta$  sont comparables. La forme de la variation de  $R_L$  en fonction de  $Mt$  est en bon accord avec les données. Notons toutefois que si un bon accord est observé dans le cas des protons, les deux modèles surestiment d'environ 15% la dimension longitudinale de la source de pions et ils sous-estiment d'environ 10% celle des kaons. Par analogie avec le modèle hydrodynamique, il semblerait nécessaire d'avancer l'émission des pions pour que ces modèles reproduisent les données.

Les distributions d'impulsion transverse prédites par RQMD sont en bon accord avec les données. Les températures apparentes prédites par Nexus sont quant à elles légèrement inférieures aux données. Les dimensions transverses obtenues par interférométrie de pions et de protons sont bien reproduites par le modèle RQMD. Le modèle Nexus quant à lui sous-estime les dimensions d'environ 30%. La décroissance de la dimension transverse en fonction de la masse transverse  $y$  est également moins marquée que dans les données. Par ailleurs, aucun des deux modèles ne reproduit l'augmentation de la dimension transverse apparente mesurée avec les kaons.

Concernant les dimensions longitudinales de la source, il semble que la prise en compte

de l'expansion longitudinale conduit à un bon accord entre les deux modèles de cascades et les données. Par ailleurs, il ressort de cette étude que le traitement des réinteractions des hadrons conduit à une augmentation de la température apparente des particules en fonction de leur masse en accord avec les données. Il induit également une corrélation entre impulsion et position d'émission semblable à celle obtenue en introduisant du flot radial dans le modèle hydrodynamique. Cette corrélation entraîne une diminution de la dimension transverse en fonction de la masse transverse. Les réinteractions entre hadrons étant traitées de manière simplifiée dans le modèle Nexus, celui-ci ne parvient pas, malgré tout, à reproduire quantitativement les dimensions transverses mesurées.

Cette étude a permis de mettre en évidence l'émission retardée des protons comparée à celle des pions. Un tel effet est prédit par les modèles de cascades. Nous avons également montré que les protons subissent une expansion radiale comparable à celles des pions. Cette expansion semble induite dans les modèles de cascades lors de la phase de réinteraction entre les hadrons. Un traitement détaillé des processus mis en jeu est nécessaire pour reproduire quantitativement les données. Nous avons également observé une expansion radiale de la source de kaons. Il semble que l'intensité de cette expansion soit inférieure à celle des pions et des protons. Une explication pourrait être que la section efficace d'interaction des kaons avec les pions est suffisamment faible pour qu'ils ne soient pas entièrement entraînés par ceux-ci. Malgré tout, un tel effet n'est pas prédit dans la version actuelle des modèles de cascades que nous avons utilisés.





# Annexe A

## Le simulateur Monte Carlo

La simulation du détecteur est effectuée par un programme appelé Monte Carlo au sein de la collaboration NA44. Son fonctionnement peut être décomposé en quatre étapes :

- Génération des particules produites dans la collision,
- Propagation des particules dans le spectromètre,
- Simulation de la réponse des détecteurs,
- Reconstruction de la trajectoire et détermination de l'impulsion.

### Génération des particules produites dans la collision.

Un générateur simple permet de simuler l'émission des particules. La distribution de l'impulsion transverse est de la forme  $\frac{1}{M_T} \frac{dN}{dM_T} = e^{-M_T/T}$ . La distribution en rapidité peut être soit Gaussienne, soit uniforme.

Le programme permet de générer différents types de particules :

- celles que nous voulons étudier ( $\pi$ ,  $K$ , proton, deuton),
- celles dont les produits de décroissance sont susceptibles de perturber nos mesures :  $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$

La paramétrisation employée par le générateur diffère suivant le type de particule. Pour notre étude, nous avons choisi les valeurs suivantes :

particule	impulsion transverse	rapidité
protons	$T_p = 300 \text{ MeV}/c$	distribution uniforme
kaons	$T_K = 240 \text{ MeV}/c$	distribution Gaussienne de largeur 1
$\Lambda$ , $\Sigma^+$	$T_\Lambda = 282 \text{ MeV}/c$	distribution Gaussienne de largeur 2

### Propagation des particules dans le spectromètre.

La propagation des particules est effectuée en utilisant le programme DECAY TURTLE. Celui-ci a été développé par le CERN pour calculer la propagation des faisceaux de particules dans les accélérateurs. Les différentes parties du détecteur sont représentées par des matrices de transferts, usuellement utilisées dans les programmes d'optique magnétique. Les matrices correspondant aux dipôles et quadrupôles sont calculées à partir des mesures

de cartes de champs. Les effets des réinteractions multiples dans la cible et les structures mécaniques du spectromètre sont prises en compte. Dans sa version initiale, seules les désintégrations d'une particule chargée en une particule chargée et une particule neutre étaient prises en compte. Le programme a donc dû être adapté pour prendre en compte la désintégration des  $\Lambda$  en deux particules chargées.

A l'issue de cette phase, nous disposons des positions des points d'impacts dans les différents détecteurs.

### **Simulation de la réponse des détecteurs**

Le programme TURTLE ne permet pas de simuler le dépôt d'énergie dans les détecteurs. Cette partie est donc effectuée dans un module dédié du programme Monte Carlo. L'information sur l'énergie déposée est alors utilisée pour simuler la réponse du détecteur en tenant compte de la résolution et de l'efficacité de détection. La simulation des chambres à fils nécessite un traitement particulier. Un outil reproduisant de façon détaillée la réponse du détecteur permet de simuler les signaux déposés sur les différents "pads", ainsi que sur les fils. La position du point d'impact est alors reconstruite en utilisant le même programme que pour le traitement des données.

### **Reconstruction de la trajectoire et détermination de l'impulsion.**

Nous disposons à l'issue des trois étapes précédentes de données simulées semblables aux signaux enregistrés par les détecteurs dans le cas de vraies données. Nous utilisons alors pour reconstruire la trajectoire et déterminer l'impulsion des particules le même programme que pour le traitement des données.

# Annexe B

## Langages à objet et Méthodologie UML

L'ensemble du programme d'analyse a été écrit en utilisant les fonctionnalités de la programmation orientée objet offertes par le C++. La conception des classes a été réalisée en utilisant la méthodologie UML (Unified Modeling Language) avec le logiciel Rational Rose.

Nous présenterons succinctement dans cette annexe les concepts de la programmation par objet, ainsi qu'un guide permettant de lire les diagrammes UML. Le but de cette annexe n'est pas d'être exhaustif, mais de rendre compréhensible les annexes C et D.

### B.1 Langages à objet.

La programmation orientée objet est apparue dans les années 70 pour apporter une solution au problème de maintenance et de réutilisabilité des programmes, ceux-ci devenant de plus en plus complexes. Elle se distingue de la programmation fonctionnelle (Fortran ...) notamment par le fait que les données et les traitements qui leur sont associés sont regroupés dans une même entité que l'on nomme objet [UML01] [Mas89].

Un type d'objet est décrit par une classe. Il est possible d'utiliser plusieurs objets d'une même classe au sein d'un même programme. Les attributs (données) et les méthodes (comportement) d'un objet sont complètement définis par la classe à laquelle il appartient.

Les principaux concepts régissant le comportement des classes sont rappelées dans les sections suivantes.

#### B.1.1 Encapsulation

L'encapsulation consiste à rendre inaccessible les attributs (données) d'un objet. L'accès et la modification se font alors grâce à des méthodes (fonctions) dédiées. L'intérêt de l'encapsulation réside dans le fait qu'il devient possible de modifier la structure interne des données, tout en maintenant le même comportement. Il est cependant nécessaire dans ce cas de modifier les méthodes d'accès aux attributs. Bien que non obligatoire en C++, l'encapsulation est très vivement recommandée. L'ensemble des classes que nous avons développées respectent ce principe.

### B.1.2 Agrégation.

L'agrégation est la relation qui lie deux classes spécifiant que les objets d'une classe sont des composants (éléments) d'une autre classe (agrégat). Il est ainsi possible de définir des objets composés d'autres objets.

Par exemple, dans le cas des collisions d'ions lourds, un évènement sera constitué (entre autres) d'un ensemble de particules.

### B.1.3 Héritage et polymorphisme.

La notion d'héritage est une des notions fondamentales de la programmation objet.

La relation d'héritage lie une classe dérivée à sa classe de base. La classe dérivée possède alors tous les attributs (données) et toutes les méthodes (fonctions) de la classe de base. Il est évidemment possible d'ajouter d'autres attributs et d'autres méthodes à la classe dérivée. Il est également possible de redéfinir une méthode précédemment définie dans la classe de base. Le comportement de la classe dérivée doit par contre avoir un comportement compatible avec la définition de la classe de base. Ainsi, le programme doit fonctionner correctement lorsqu'on remplace un objet de la classe de base par un objet d'une classe dérivée.

Par exemple, dans le programme d'analyse HbtMaker (voir annexe C), la classe StHbtEvent décrit un évènement standard contenant un ensemble de particules. L'analyse des données de l'expérience NA44 nécessite la prise en compte des spécificités propres à l'expérience. Nous avons donc créé la classe NA44HbtEvent, qui hérite de StHbtEvent, mais qui contient en plus les attributs et les méthodes permettant de gérer les données propres à NA44 (amplitude du signal dans les détecteurs de la cible ...). Du fait de l'héritage, un objet de type NA44HbtEvent se comportera comme un objet de type StHbtEvent possédant des fonctionnalités supplémentaires.

Cet aspect de l'héritage est appelé spécialisation. Il permet entre autre d'adapter un programme pour qu'il puisse traiter un problème non prévu au moment de sa conception.

L'autre aspect de l'héritage est appelé généralisation. Il permet de regrouper les fonctionnalités communes d'un ensemble de classes dans une classe de base. Les aspects propres à chaque classe sont alors définis dans chaque classe dérivée. La possibilité pour un objet de pouvoir prendre plusieurs "formes" par l'utilisation de classes dérivées est également appelé polymorphisme.

Ainsi, nous avons créé une classe StHbtCorrFctn qui décrit le fonctionnement général d'une fonction de corrélation. Il demeure malgré tout nécessaire de pouvoir créer différentes classes suivant le type de fonction de corrélation utilisé (*Qinv*, *Qvec*, Bertsch Pratt...). Les classes *QinvCorrFctn*, *QvecCorrFctn*..., héritant de *StHbtCorrFctn* ont donc été créées. Chacune d'elle possède une méthode propre nécessaire au remplissage de la fonction de corrélation.

Par contre, la méthode de remplissage de la classe de base *StHbtCorrFctn* n'est pas définie. La méthode est dite virtuelle pure. Une classe possédant au moins une méthode virtuelle pure est dite abstraite.

Une classe abstraite ne peut donc pas être utilisée telle quelle (instanciée). Par contre,

on pourra utiliser des classes concrètes, qui hériteront de la classe de base, et pour lesquelles les méthodes pures virtuelles ont été définies.

L'avantage de cette architecture est double. D'une part il permet de réduire le temps de développement, puisque les méthodes communes à l'ensemble des classes ne sont écrites qu'une fois (dans la classe de base). D'autre part, il garantit une homogénéité des classes et facilite la maintenance du programme : une modification dans la classe de base est automatiquement propagée dans toutes les classes concrètes.

## B.2 Méthodologie UML

Les méthodes objet ont pour objectif de fournir des outils permettant de modéliser en terme d'objet un problème informatique. Une cinquantaine de méthodes ont vu le jour au cours des années 90. L'absence de consensus sur une méthode a longtemps freiné l'essor des technologies objet. Ce n'est qu'en 1997 que les fondateurs des trois méthodes les plus répandues (OMT, OOD, OOSE) se sont accordés pour définir une norme commune : UML. La norme UML est devenue un standard incontournable.

Le standard UML est avant tout un langage permettant de représenter graphiquement des objets et les relations qui les lient. Cette représentation est indépendante du langage de programmation dans lequel le programme sera développé (C++, Java, Modula...).

La figure B.1, ainsi que les quelques commentaires suivants devraient permettre de lire les diagrammes de classe des deux annexes suivantes.

Une classe est représentée par un rectangle contenant le nom de la classe, ses attributs, puis ses méthodes. Le nom d'une classe abstraite est noté en italique.

Les relations sont représentées par des lignes entre les classes.

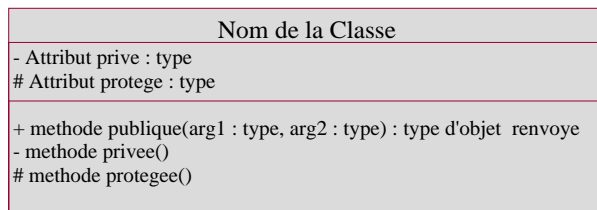
- La relation d'héritage est représentée par une flèche triangulaire (voir figure B.1) reliant la classe dérivée à sa classe de base.
- La relation d'agrégation est caractérisée par un losange du côté de la classe agrégat.
- L'association est une relation qui indique un lien entre deux classes. Elle est représentée par une ligne continue. Une association est par défaut bidirectionnelle. Une flèche permet de limiter l'association à un seul sens de navigation. Généralement, une association sera implémentée en C++ par l'utilisation d'un (unidirectionnelle) ou deux (bidirectionnelle) pointeurs .

La cardinalité d'une relation précise le nombre d'instances qui participent à celle-ci. Par exemple, une relation d'agrégation de cardinalité 2 entre une classe agrégat et une classe élément signifie que l'objet de type agrégat est composé de deux objets de type élément.

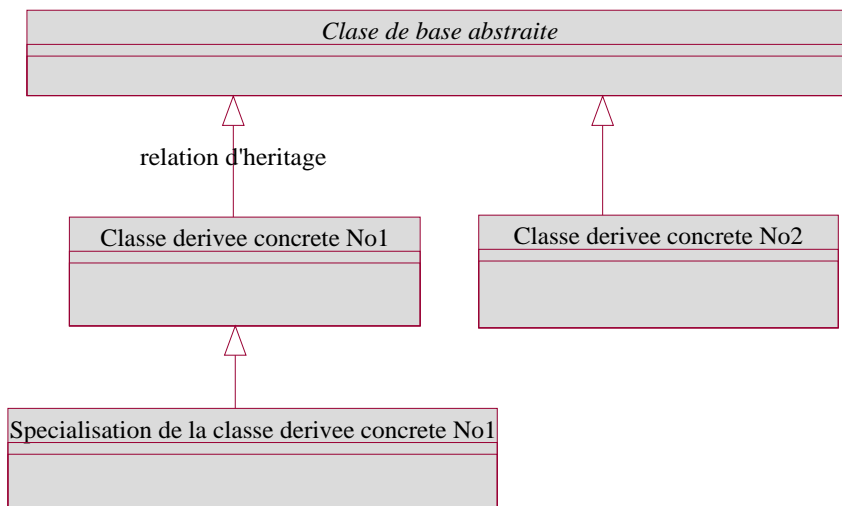
Les exemples suivants illustrent plusieurs manières de noter la cardinalité.

* ou 0..n ou 0..*	:	nombre d'instance libre
3	:	exactement 3 instances
1..n ou 1..*	:	au moins une instance
1..4	:	entre 1 et 4 instances

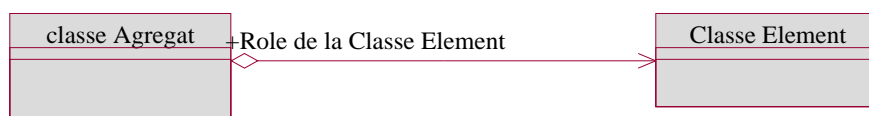
### Definition d'une classe



### Heritage



### Agregation



### Association

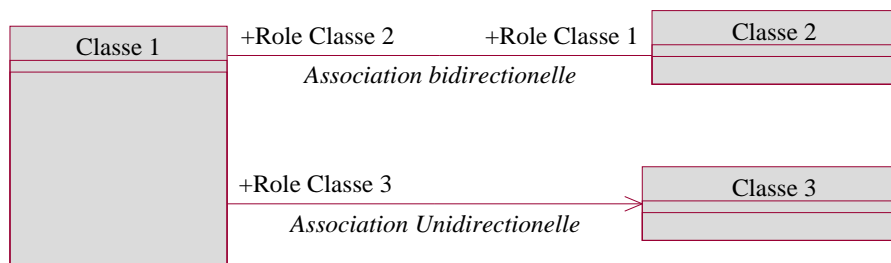


FIG. B.1 – Guide pour la lecture des diagrammes de classe UML

# Annexe C

## Le programme HbtMaker

L'analyse des données a été réalisée avec le programme HbtMaker. Ce programme permet d'effectuer les sélections (coupures), de mixer les évènements et de construire les fonctions de corrélation. Il a été développé en C++, en utilisant les fonctionnalités du langage objet, notamment le polymorphisme.

L'architecture du programme est la même que celle développée pour l'analyse des fonctions de corrélation dans l'expérience STAR. Ainsi, la majorité du programme est réutilisable telle quelle. Nous avons par ailleurs développé un ensemble de classes permettant de calculer la fonction de corrélation théorique à l'aide du modèle développé par Richard Lednicky [Led82][Led90]. Du fait de la similitude entre les deux programmes, l'ensemble de ces classes est utilisable directement par le programme d'analyse de STAR. Ainsi, l'ensemble des classes spécifiques à l'analyse des données de NA44 ne représente qu'environ 15% de l'ensemble du programme.

### C.1 Présentation du programme HbtMaker

Le programme HbtMaker a été développé dans le but de fonctionner dans l'environnement logiciel de STAR. Il a cependant été conçu afin de pouvoir fonctionner de manière autonome. Ainsi, il a été possible grâce à des changements mineurs de l'utiliser pour analyser les données de NA44.

Le diagramme de la figure C.1 représente l'architecture du programme.

La classe **StHbtManager** est la classe principale. L'utilisateur doit lui connecter un *reader* et une ou plusieurs analyses.

Un *reader* est une classe héritant de **StHbtEventReader** permettant de renvoyer des évènements à la classe **StHbtManager**. Ceux-ci peuvent être indifféremment des évènements provenant de données ou de simulations. Ils sont généralement lus depuis un ou plusieurs fichiers, mais un *reader* peut éventuellement être lui même un générateur d'évènements. Les évènements sont représentés par la classe **StHbtEvent**, celle-ci contenant à la fois les informations relatives à un événement (multiplicité, signal dans un détecteur de centralité, position du vertex primaire ...) et une collection de traces. Chaque trace est représentée par une **StHbtTrack**, qui contient les informations qui lui sont propres, dont

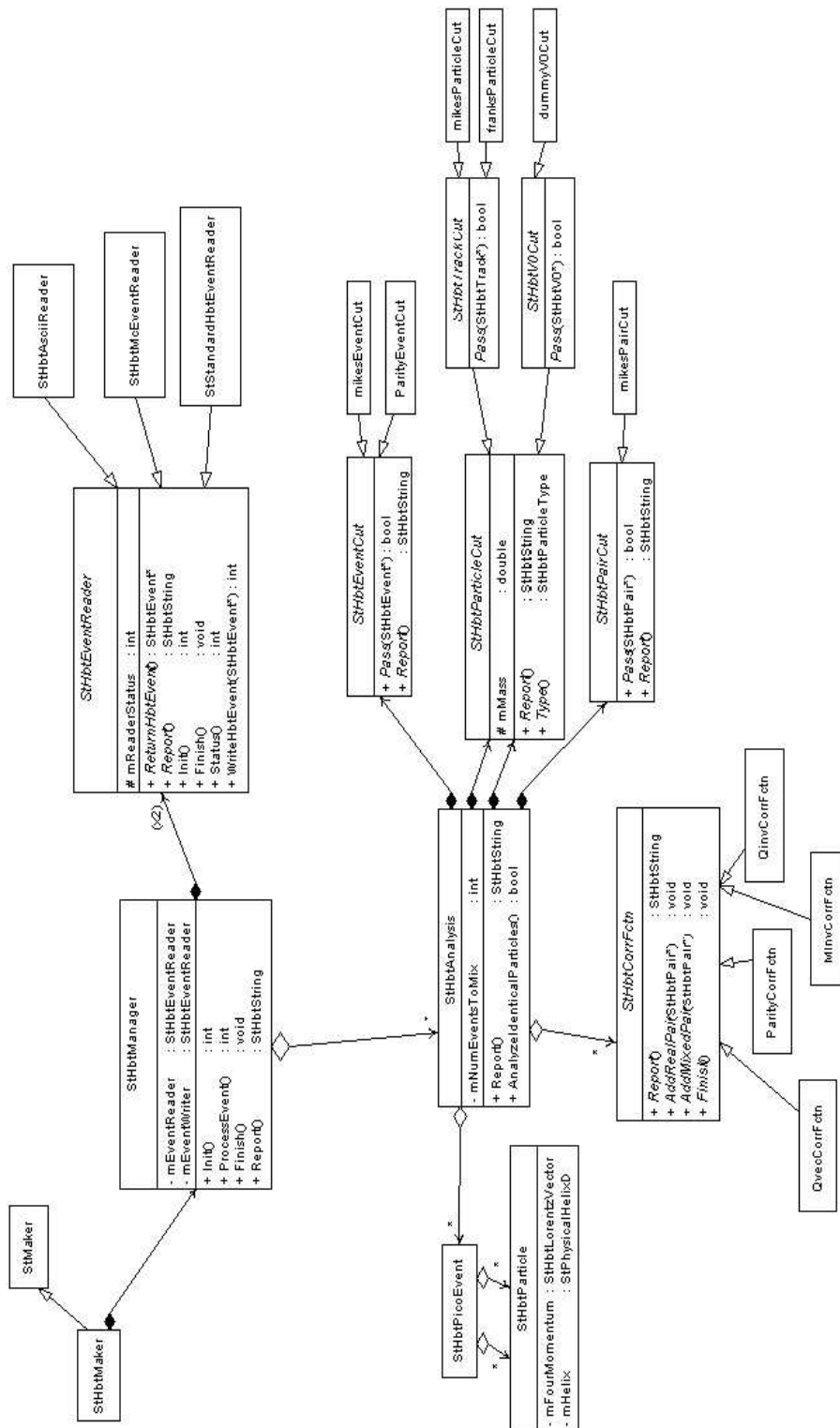


FIG. C.1 – diagramme UML du code HbtMaker



entre-autre l'impulsion reconstruite (sous la forme d'un vecteur à 3 dimensions).

**StHbtAnalysis** est la classe gérant une analyse. Elle a pour fonction de sélectionner les paires de particules, de mixer les événements et de construire les fonctions de corrélation. Le fonctionnement d'une analyse est défini par les différents objets qui doivent lui être connectés : un *EventCut*, un ou deux *ParticleCut*, un *PairCut* et au moins une fonction de corrélation.

Un *EventCut* est une classe héritant de **StHbtEventCut**. Sa fonction est de sélectionner les événements.

Un *ParticleCut* est une classe héritant de **StHbtParticleCut**. Sa fonction est de sélectionner les traces. Pour chaque événement ayant passé les coupures du *EventCut*, on construit un *PicoEvent*. Celui-ci est constitué de particules (représentées par une **StHbtParticle**). Les particules sont construites à partir des traces ayant passé les coupures du *ParticleCut*. Seules les informations nécessaires à la construction des fonctions de corrélation sont conservées. L'information sur l'impulsion de la particule est stockée sous forme de quadrivecteur ; la masse étant donnée par le *ParticleCut*.

Les *PicoEvent* sont alors mixés, et les particules sont associées deux à deux pour former des paires. On ne conserve que celles qui passent les coupures du *PairCut* (classe héritant de **StHbtPairCut**).

On distingue deux type de paires :

- Les paires réelles : elles sont constituées de deux particules provenant du même événement.
- Les paires mixées : elles sont constituées de deux particules provenant de deux événements différents.

Pour chaque paire, **StHbtAnalysis** appelle pour chacune des fonctions de corrélation (classe héritant de **StHbtCorrFctn**) qui lui ont été connectées, la fonction `AddRealPair()` ou `AddMixedPair()` en fonction de son type.

Cette architecture présente l'avantage d'être très modulaire. Ainsi, une classe développée pour un type d'analyse pourra être réutilisée par d'autres utilisateurs.

Quelques modifications ont été apportées, afin de pouvoir utiliser le programme pour l'analyse des données.

Les classes **StHbtEvent**, **StHbtTrack** et **StHbtParticle** ont été modifiées de façon à supprimer les informations spécifiques à l'expérience STAR (par exemple la trajectoire dans la Chambre à Projection Temporelle). Nous avons ensuite défini trois nouvelles classes **NA44HbtEvent**, **NA44HbtTrack** et **NA44HbtParticle**. Celles-ci héritent respectivement de **StHbtEvent**, **StHbtTrack** et **StHbtParticle**. Elle contiennent en outre des informations spécifiques à NA44 (position des points d'impact dans les détecteurs, amplitude du signal dans les détecteurs Cherenkov C1&C2 ...).

## C.2 Calcul des fonctions de corrélation théoriques

### C.2.1 Présentation générale

Nous avons développé un ensemble de classes permettant de calculer la fonction de corrélation théorique en tenant compte des effets d'interaction dans la voie finale. La contrainte principale était de modifier le moins possible le programme existant. Les effets des interactions dans la voie finale dépendent de la position d'émission des particules. Or cette information n'était pas présente dans la version originale de STAR. Nous avons donc introduit une nouvelle classe de base, très générique (**StHbtHiddenInfo**), dans le but de stocker des informations qui n'auraient pas été prévues dans la version originale. Les classes **StHbtTrack** et **StHbtParticle** ont alors dû être modifiées de façon à stocker cet objet.

Nous souhaitons calculer la fonction de corrélation de la façon suivante : pour chaque paire mixée, on calcule le poids  $w$  correspondant au carré de la fonction d'onde des deux particules en interaction. On ajoute une entrée à l'histogramme du numérateur affectée d'un poids  $w$ , et une entrée à celui du dénominateur affectée d'un poids 1. La fonction de corrélation est construite à la fin du programme en faisant le rapport des deux histogrammes (comme pour une fonction de corrélation expérimentale).

La figure C.2 représente la partie principale du programme. Trois nouvelles classes ont ainsi été introduites :

- **StHbtThCFManager** : Cette classe sert d'interface avec le programme principal. Elle hérite de **StHbtCorrFctn**. Elle peut donc être connectée à une analyse comme n'importe quelle fonction de corrélation.
- **StHbtThPair** est une classe de base décrivant les fonctionnalités d'une paire théorique. Une paire théorique a pour fonction de fournir les informations nécessaires à la construction des fonctions de corrélation théoriques.
- La classe de base **StHbtThCorrFctn** décrit le fonctionnement des fonctions de corrélation théoriques. Plusieurs fonctions de corrélation théoriques peuvent être connectées au **StHbtThCFManager**.

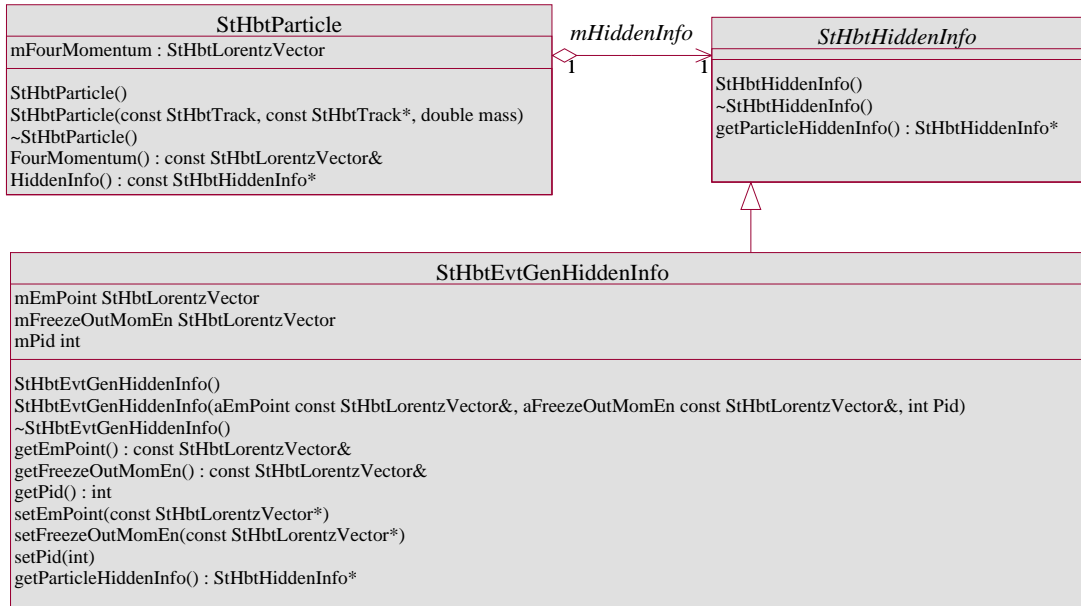
Quand une analyse appelle le **StHbtThCFManager** afin qu'il ajoute une paire mixée à la fonction de corrélation, celui-ci met à jour la paire théorique de façon à ce qu'elle contienne les informations nécessaires au calcul le poids  $w$ . Il appelle ensuite successivement chacune des fonctions de corrélation théoriques qui lui sont connectées afin qu'elles ajoutent la paire au numérateur et au dénominateur.

### C.2.2 Stockage des informations fournies par le générateur d'évènements.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, il est apparu nécessaire de pouvoir stocker dans l'objet particule d'autres informations que celles prévues initialement. C'est dans ce but que nous avons créé la classe **StHbtHiddenInfo**. Celle-ci ne contient aucune information. Par contre, c'est une classe de base à partir de laquelle il est possible de créer une classe dérivée contenant les informations dont nous avons besoin. Ainsi, nous avons



FIG. C.2 – Diagramme UML de la classe `StHbtThCFManager`

FIG. C.3 – Diagramme UML de la classe `StHbtEvtGenHiddenInfo`

créé la classe **StHbtEvtGenHiddenInfo** (voir figure C.3). Celle-ci permet de stocker les informations fournies par le générateur d'évènements, à savoir :

- La position d'émission de la particule,
- L'impulsion de la particule au FreezeOut, qui peut être différente de celle mesurée, du fait de la résolution expérimentale,
- La nature exacte (PID) de la particule, codée en utilisant la norme StdHep préconisée par le standard OSCAR [OSC].

### C.2.3 Les paires théoriques.

Les paires théoriques ont pour fonction de rendre accessible l'information nécessaire au calcul du poids  $w$ . Plusieurs modes de fonctionnement peuvent être envisagés. Par exemple, pour calculer la fonction de corrélation prédite par un générateur d'évènements, il est nécessaire que les positions d'émission utilisées pour le calcul du poids  $w$  soient celles prédites par le générateur. A l'inverse, pour paramétrer la source, les positions d'émission doivent être générées aléatoirement suivant une distribution donnée. Il est donc indispensable d'avoir la possibilité d'utiliser différentes paires théoriques suivant le type d'analyse à réaliser. Nous avons donc conçu une classe de base **StHbtThPair** (voir figure C.4), dont la fonction de mise à jour des données à partir des informations contenues dans la paire est pure virtuelle. Trois classes héritant de **StHbtThPair** ont alors été conçues :

- **StHbtThPairDummy** : elle permet d'utiliser une fonction de corrélation théorique comme une fonction de corrélation "normale" (expérimentale) : voir section C.2.4.
- **StHbtThPairEvtGen** : cette paire théorique permet de construire la fonction de corrélation prédite par un générateur d'évènements. Elle renvoie les valeurs contenues dans la classe **StHbtHiddenInfo**. Il est nécessaire que cette dernière soit

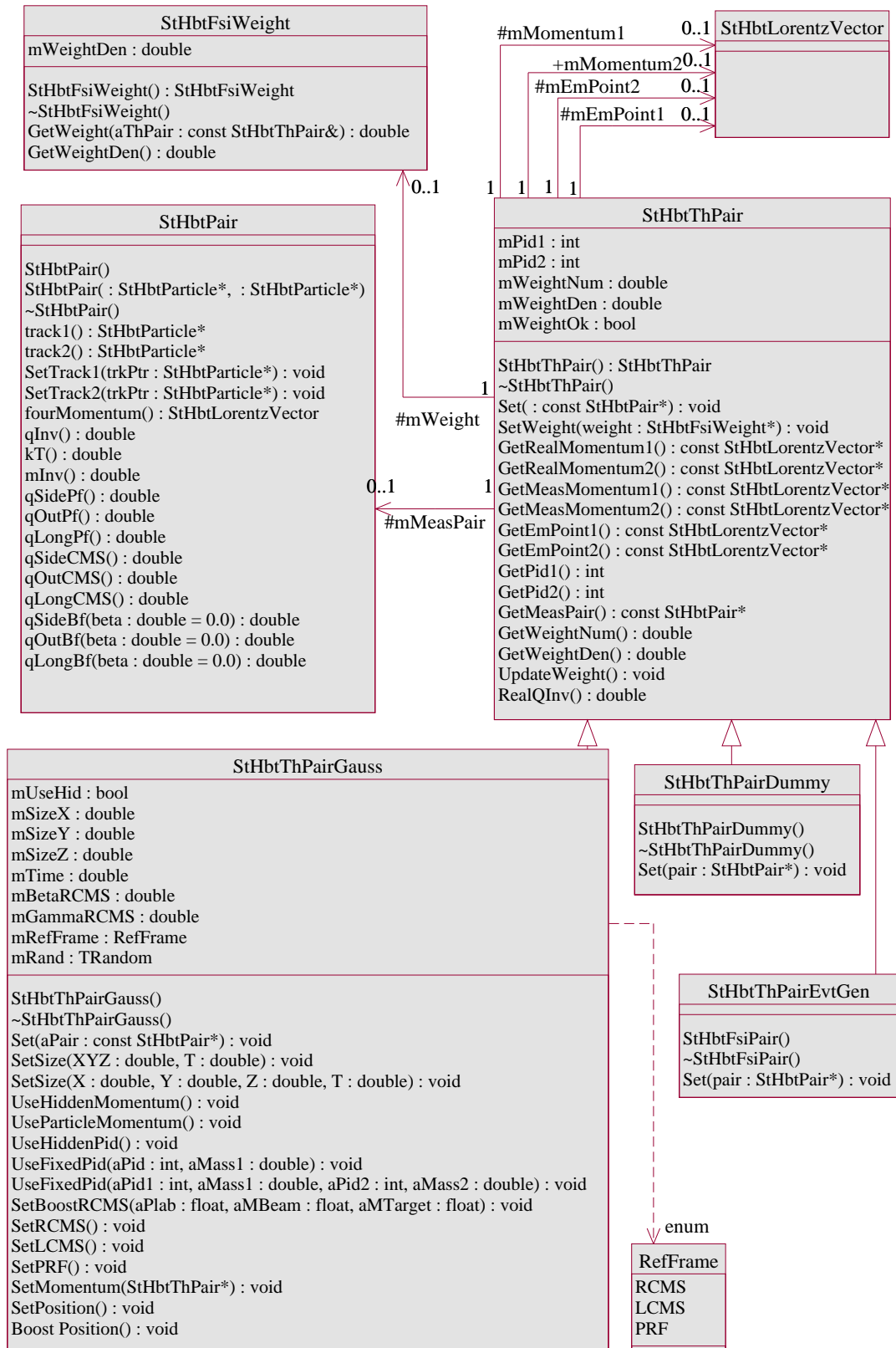


FIG. C.4 – Diagramme UML de la classe `StHbtThPair`

initialisée dans le reader par un objet de type **StHbtEvtGenHiddenInfo**.

- **StHbtThPairGauss** : cette paire théorique permet de calculer la fonction de corrélation correspondant à une paramétrisation Gaussienne de la source. La taille de la source est fixée par la fonction `SetSize()`. Les fonctions `SetRCMS()`, `SetLCMS()` et `SetPRF()` permettent de définir le référentiel dans lequel se trouve la source. Les positions sont alors générées aléatoirement suivant une loi Gaussienne, puis éventuellement transformées dans le référentiel du centre de masse de la réaction (RCMS). L'impulsion utilisée pour le calcul du poids  $w$  peut être au choix celle contenue dans **StHbtParticle**, ou bien celle contenue dans **StHbtHiddenInfo**. De même, la nature (PID) des particules peut être celle contenue dans **StHbtHiddenInfo**, ou bien celle fixée par l'utilisateur.

Deux modèles existent actuellement pour le calcul du poids  $w$  : le modèle de Richard Lednicky [Led82][Led90], et le modèle de Scott Pratt (CRAB) [Pra94]. Ces programmes doivent être encapsulés au sein d'une classe en C++ afin de pouvoir être utilisés dans notre programme. Nous avons donc défini au moyen de la classe **StHbtFsiWeight** l'interface que doit respecter une telle classe : la fonction `GetWeight(aThPair)` calcule le poids  $w$  et renvoie sa valeur. La fonction `GetWeightDen()` renvoie le poids associé au dénominateur correspondant au dernier appel `GetWeight()`. En général, ce poids est égal à 1.

Deux classes de calcul de poids ont ainsi été développées :

- **StHbtFsiQuantStat** : ne prend en compte que la statistique quantique
- **StHbtFsiLednisky** : c'est une encapsulation en C++ du modèle de Lednicky qui est écrit en fortran.

La conception modulaire du programme permettrait d'intégrer assez aisément le modèle de Pratt (CRAB)[Pra94].

## C.2.4 Les fonctions de corrélation théoriques.

**StHbtThCorrFctn** est la classe de base des fonctions de corrélation théoriques. Elle a été conçue pour pouvoir être utilisée également pour le calcul des fonctions de corrélation expérimentales. On limite ainsi le temps de développement du programme (une seule classe à écrire), mais surtout, on s'assure que les fonctions de corrélation théoriques et expérimentales sont directement comparables. Ce critère impose qu'elle hérite de **StHbtCorrFctn**. Son fonctionnement doit être le suivant :

1. théorique : cas où la fonction est connectée au **StHbtThCFManager** : pour chaque paire mixée, la classe doit remplir les histogrammes du numérateur et du dénominateur avec respectivement des poids  $w$  et 1.
2. expérimentale : cas où la fonction est connectée directement à une analyse. La classe doit remplir l'histogramme numérateur avec des paires réelles et l'histogramme dénominateur avec des paires mixées, les poids étant dans les deux cas fixés à 1.

L'architecture que nous avons retenue est la suivante (voir figure C.5)

Deux méthodes pures virtuelles `AddPairNum` et `AddPairDen` ont pour fonction d'ajouter une paire aux histogrammes du numérateur et du dénominateur comme décrit précédemment au point 1. Les poids et impulsions sont obtenus par la paire théorique fournie



FIG. C.5 – Diagramme UML d'une fonction de corrélation théorique

en argument par la classe appelante (**StHbtThCFManager**). Ces fonctions étant pures virtuelles, elles devront être définies dans les classes dérivées, en fonction des variables à utiliser pour le calcul de la fonction de corrélation ( $Q_{inv}$ ,  $Q_{vec}$ ...).

Les méthodes `AddMixedPair` et `AddRealPair` sont redéfinies, de sorte qu'à chaque appel par une analyse, les fonctions `AddPairDen` et `AddPairNum` sont respectivement appelées. La paire théorique fournie en argument est de type **StHbtThPairDummy**. Les impulsions qu'elle renvoie sont celles contenues dans les objets **StHbtParticle**. Le poids  $w$  est toujours égal à 1.

**Implémentation avec l'environnement Root.** Les histogrammes utilisés dans les fonctions de corrélation sont ceux fournis par l'environnement ROOT. Ainsi, certaines fonctions sont communes à toutes les fonctions de corrélation (création des histogrammes, rédaction du rapport ...). Afin de limiter le temps de développement et d'homogénéiser les classes, nous avons introduit la classe **StHbtRoot1D**. Celle-ci hérite bien évidemment de **StHbtCorrFctn**, de sorte que l'utilisateur désirant concevoir une nouvelle fonction de corrélation n'aura plus qu'à écrire la partie concernant le remplissage des histogrammes, pour peu que sa fonction de corrélation hérite de **StHbtRoot1D**. De même, en utilisant les fonctionnalités de l'héritage multiple virtuel [Str97], il est possible d'écrire rapidement une nouvelle fonction de corrélation théorique. La figure C.5 représente le diagramme UML correspondant à la classe permettant de construire la fonction de corrélation théorique en fonction de  $Q_{inv}$ . Celle-ci hérite virtuellement à la fois de **StHbtThCorrFctn** et de **StHbtRoot1DCF**. Seule la partie responsable du remplissage des histogrammes a donc dû être écrite.

## C.3 Détermination de la taille de la source.

### C.3.1 Description de la méthode

Nous souhaitons utiliser les fonctions de corrélation pour paramétrer la taille de la source. Ceci permet notamment de comparer les résultats à ceux obtenus par la méthode classique. Pour cela, il suffit a priori de construire les fonctions de corrélation théorique correspondant à différentes paramétrisations (tailles de source), puis de sélectionner celle reproduisant au mieux la fonction de corrélation expérimentale (en terme de  $\chi^2$ ). Une solution pourrait consister à utiliser plusieurs **StHbtThCFManager**. Il suffit de connecter à chacun des **StHbtThCFManager** une paire théorique **StHbtThPairGauss** de taille différente. Le problème de cette méthode est qu'elle consomme beaucoup de CPU. En effet, lorsque l'on construit une fonction de corrélation, l'essentiel du temps de calcul est consacré au calcul du poids  $w$ . Le temps de calcul pour déterminer la taille d'une source sera donc proportionnel au nombre de **StHbtThCFManager** connectés (c.a.d au nombre de tailles de sources nécessaires à la minimisation du  $\chi^2$ ).

C'est pourquoi nous avons préféré utiliser la méthode de rejet suivante :

Partant d'une distribution Gaussienne de points de taille  $R_1$ , il est possible de sélectionner un sous ensemble correspondant à une distribution Gaussienne de taille  $R_2$  inférieure



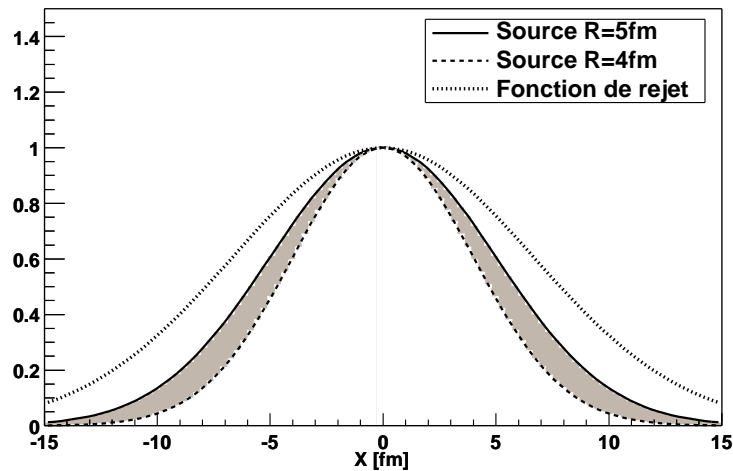


FIG. C.6 – Méthode de rejet pour obtenir des sources Gaussiennes de différentes tailles

à  $R_1$ , en appliquant une fonction de rejet égale au rapport des deux probabilités :

$$Rej = e^{-\frac{X^2}{2R_2^2} + \frac{X^2}{2R_1^2}}$$

La figure C.6 illustre la méthode : à partir d'une distribution Gaussienne de  $5\text{fm}$  (courbe continue), on obtient une distribution Gaussienne de  $4\text{fm}$  (courbe en pointillés longs) en rejetant les points correspondant à la zone grisée à l'aide de la fonction de rejet représentée en pointillés courts.

La procédure est la suivante :

Pour chaque taille de source nécessaire à la minimisation du  $\chi^2$ , on définit un objet taille. Une taille assure le remplissage des fonctions de corrélation correspondant à une paramétrisation de la source.

Pour une paire mixée donnée, il est affecté à chaque particule une position générée aléatoirement dans une distribution Gaussienne dont la largeur correspond à la plus grande source que l'on souhaite générer. Le poids  $w$  est alors calculé, et un nombre aléatoire  $p$  est généré entre 0 et 1. Pour chaque taille, la fonction de rejet est donnée par le produit des fonctions de rejet des deux particules. La paire n'est alors prise en compte par une taille que si sa fonction de rejet est supérieure à  $p$ . Ainsi, quel que soit le nombre de tailles, le calcul du poids  $w$  n'est effectué qu'une seule fois.

### C.3.2 Mise en oeuvre avec le programme HbtMaker

L'implémentation dans le programme HbtMaker a été réalisée par l'ajout de trois nouvelles classes (voir figure C.7) :

- Le **StHbtThCFGaussFit** remplit une fonction identique au **StHbtThCFManager**. Il hérite de **StHbtCorrFctn** de façon à pouvoir être connecté à une analyse comme une fonction de corrélation.

- La paire théorique **StHbtThPairGaussFit** est semblable à la paire **StHbtThPairGauss** (elle en hérite donc). Elle permet en outre de calculer la fonction de rejet correspondant à une taille de source donnée.
- La classe **StHbtThCFGaussSize** permet de gérer l'ensemble des fonctions de corrélation d'une taille donnée. Cette classe est utilisée de façon transparente pour l'utilisateur par la classe **StHbtThCFGaussFit**.



FIG. C.7 – Diagramme UML de la classe de Fit Gaussien



# Annexe D

## Les réseaux de neurones

### D.1 Introduction

La première modélisation d'un neurone date des années quarante. De nombreux travaux ont permis depuis de mieux comprendre le fonctionnement du cerveau. Sur la base de ces travaux, de nouveaux outils ont été développés depuis la fin des années 80, offrant ainsi de nouvelles perspectives dans le traitement de certains systèmes complexes. On peut citer comme exemples d'application :

1. la reconnaissance de formes,
2. le traitement du signal,
3. la prévision et la simulation,
4. l'aide à la décision.

L'utilisation des réseaux de neurones dans le domaine de la physique des hautes énergies commence à se généraliser. Ils sont utilisés par plusieurs expériences (au LEP, à DESY) de physique des particules pour sélectionner certaines classes d'événements dans l'analyse hors-ligne des données [Kun94]. Certains systèmes de déclenchement (trigger) utilisent des circuits électroniques dédiés pour entre autre sélectionner en-ligne certains événements rares ou reconstruire le vertex de la collision [Ame93].

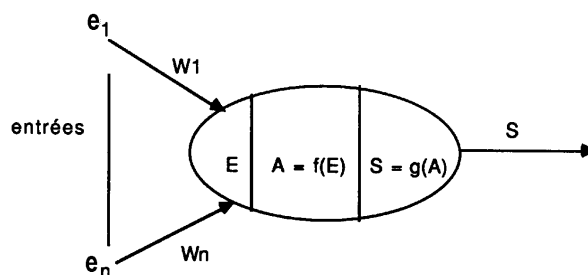


FIG. D.1 – Principe de fonctionnement d'un neurone

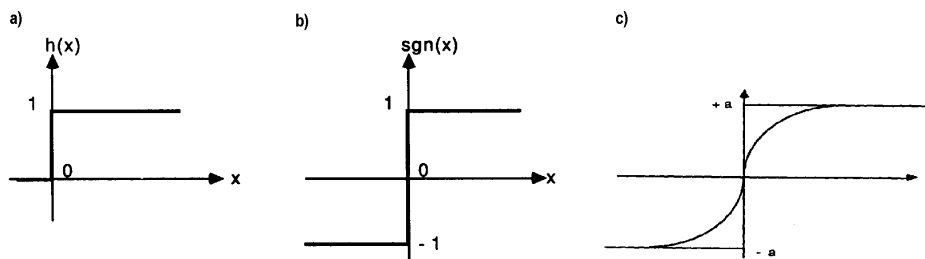


FIG. D.2 – Fonction d’activation : Heaviside (a), fonction signe (b) et fonction sigmoïde (c)

## D.2 Principe de fonctionnement.

### D.2.1 Le neurone.

Le fonctionnement d’un neurone est schématisé sur la figure D.1.

Il possède en entrée plusieurs signaux ( $e_1, \dots, e_n$ ) et une sortie  $S$ . Ces valeurs peuvent être binaires (booléennes) ou réelles. Son fonctionnement est caractérisé par :

- la fonction d’entrée totale qui est le plus souvent linéaire. C’est l’option que nous avons retenue.

$$E = h(e_1, \dots, e_n) = \sum_{i=1,n} W_i e_i - t$$

où  $W_i$  est le poids associé à l’entrée  $i$  et  $t$  est le paramètre de seuil.

- la fonction d’activation : Le but de cette fonction est de définir si un neurone est activé. Différents choix sont représentés sur la figure D.2. Les fonctions Heaviside (a) et signe (b) sont plutôt adaptées au traitement d’informations binaires. Dans notre cas, où nous traitons des données réelles, nous avons utilisé une fonction sigmoïde (c) de la forme :

$$A = f(E) = \frac{1}{1 + e^{-E}}$$

- la fonction de sortie, qui est généralement égale à la fonction unité :

$$S = A = f\left(\sum_{i=1,n} W_i e_i - t\right)$$

### D.2.2 Réseaux de neurones.

Un réseau de neurones est constitué de plusieurs neurones interconnectés. Deux neurones sont dits interconnectés si la valeur de la sortie de l’un est utilisée comme entrée par l’autre. Le fonctionnement d’un réseau est déterminé par l’architecture des connexions qui relie les neurones qui le composent. Les réseaux à couches sont les plus utilisés. Le

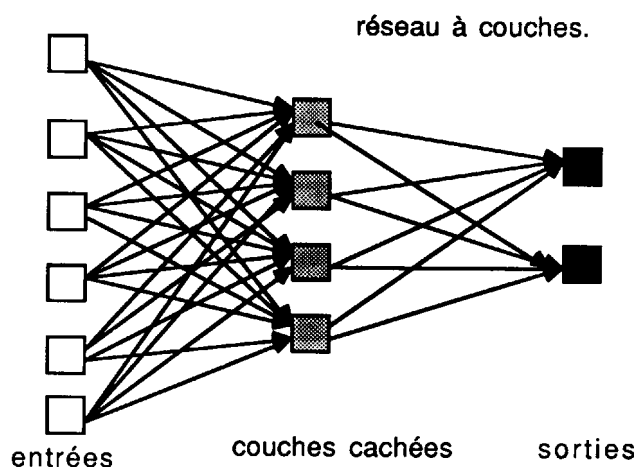


FIG. D.3 – Représentation d'un réseau à couche

réseau que nous avons utilisé en est un. Il est constitué d'une couche d'entrée, d'une ou plusieurs couche intermédiaires, dites cachées, et d'une couche de sortie.

La sortie de chacun des neurones d'une couche est connectée à l'entrée de tous les neurones de la couches suivante (voir figure D.3 ). Le fonctionnement du réseau est le suivant : pour chaque configuration des valeurs des neurones d'entrée du réseau, on calcule la valeur de sortie des neurones de la première couche intermédiaire. Ces valeurs sont alors utilisées pour calculer la valeur des sorties de la deuxième couche intermédiaire. On procède ainsi de suite jusqu'à la couche de sortie. La relation qui lie les valeurs des neurones de sortie du réseau aux valeurs d'entrée est déterminée par les paramètres des fonction d'entrée de chaque neurone.

L'architecture du réseau que nous avons utilisé pour l'identification des particules est :(voir figure 4.10 de la section 4.6.4) :

- 6 neurones en entrée,
- une seule couche intermédiaire
- 4 neurones en sortie

La fonctionnalité d'un tel réseau est d'identifier des paires de particules. Les données à analyser sont constituées de quatre types de paires. Celles-ci sont caractérisées par six variables, qui correspondent chacune à une grandeur mesurée par le dispositif expérimental. Les données à analyser sont constituées de quatre type de paires. Chacun des quatre neurones de sortie est affecté à l'identification d'un type de paires.

Dans le cas d'un scénario idéal, lorsque les 6 neurones d'entrée du réseau sont initialisés avec les valeurs des 6 variables caractérisant une paire, seul le neurone correspondant au type de la paire est activé (un neurone est dit activé lorsque sa valeur de sortie est supérieure à un seuil). Dans ce but, les paramètres du réseau sont ajustés au cours d'une procédure dite d'apprentissage.

### D.3 L'apprentissage.

Il est nécessaire pour procéder à l'apprentissage du réseau de disposer d'évènements pour lesquels les valeurs attendues des neurones de sortie du réseau sont connues. Dans notre cas, il s'agit de paires pour lesquelles le type est connu. Il est important que ces évènements soient statistiquement équivalents aux données traitées par la suite. Deux méthodes sont généralement utilisées :

- avec des évènements issus de simulation. Il est important que les évènements simulés reproduisent très fidèlement les “vrais” évènements.
- avec des “vrais” évènements identifiés par une mesure indépendante : il pourra s'agir par exemple dans le cas d'un réseau dédié à la reconnaissance de formes (d'objets) d'utiliser des objets dont la nature aura été déterminée au préalable par une personne. Dans cet exemple, il est important que ces objets soit pris aux hasard, de sorte que l'échantillon servant à l'apprentissage soit équivalent à l'ensemble des évènements.

Dans notre cas, nous avons utilisé une méthode mixte. La simulation des détecteurs Cherenkov C2 et C1 n'étant incluse dans le simulateur Monte-Carlo, la première méthode n'a pu être appliquée. Ne disposant évidemment pas d'évènement pour lesquels l'identité des paires aurait été déterminée par une mesure indépendante (par un autre détecteur), nous avons sélectionné au moyen de coupures classiques quatre classes d'évènements pour lesquels la nature de la paire est supposée connue. Ces coupures introduisant évidemment un biais dans les évènement sélectionnés, les variables d'entrée ayant servi à la coupure ont été affectées d'une valeur déterminée à partir de simulations.

La méthode de rétro-propagation du gradient est la méthode généralement utilisée pour l'apprentissage de ce type de réseau. C'est celle que nous avons utilisée.

Nous utiliserons le formalisme suivant pour présenter la méthode :

Nous considérons le cas d'un réseau constitué d'une couche d'entrée, de  $n$  couches cachées et d'une couche de sortie (notée  $n+1$ ). Chaque couche référencée par un indice  $i$  allant de 0 pour la couche d'entrée à  $n+1$  pour la couche de sortie.

La valeur de sortie du  $j$ -ème neurone de la couche  $i$  est noté  $S_{i,j}$ . Le seuil de sa fonction d'entrée est noté  $t_{i,j}$ . Le poids de la connexion le reliant au  $k$ -ème neurone de la couche  $i-1$  est noté  $w_{i,j}^k$ .

Rappelons que la valeur de sortie du réseau est calculée en utilisant itérativement la relation suivante :

$$S_{i,j} = f\left(\sum_k w_{i,j}^k S_{i-1,k} - t_{i,j}\right)$$

Les valeurs attendues des neurones de sortie sont notées  $S_j^*$ . Nous définissons alors la fonction d'erreur comme la somme quadratique des différences entre les valeurs obtenues ( $S_{n+1,j}$ ) et les valeurs attendues ( $S_j^*$ ) :

$$Err = \frac{1}{2} \sum_j (S_{n+1,j} - S_j^*)^2$$



La grandeur à minimiser est a priori la somme sur tous les évènements de la fonction d'erreur. L'algorithme utilisé est le suivant :

Les évènements sont présentés successivement au réseau. A chaque itération, les paramètres du réseau sont décrémentés d'une valeur proportionnelle à la dérivée partielle de la fonction d'erreur :

$$w_{i,j}^k \rightarrow w_{i,j}^k - g \frac{\partial Err}{\partial w_{i,j}^k} \quad \text{et} \quad t_{i,j} \rightarrow t_{i,j} - g \frac{\partial Err}{\partial t_{i,j}}$$

La différence essentielle par rapport à la méthode de descente du gradient classique est que l'erreur est minimisée évènement par évènement. Une condition suffisante pour que l'algorithme converge est qu'à chaque itération, le pas du gradient  $g$  décroisse un peu, mais pas trop. Plus précisément, si on note  $g_l$  la valeur de  $g$  après  $l$  itérations, il faut que la suite  $g_l$  vérifie les relations :

$$\sum_{l=1}^{\infty} g_l = \infty \quad \text{et} \quad \sum_{l=1}^{\infty} g_l^2 < \infty \quad (\text{D.1})$$

Ces deux relations sont vérifiées par la suite  $g_l = 1/l$ . Nous avons constaté qu'il était plus judicieux pour accélérer la convergence de choisir une valeur de  $g$  constante au début, puis qui décroisse ensuite suivant une loi en  $1/l$ .

On note que le calcul du gradient est donné par les relations :

$$\frac{\partial Err}{\partial w_{i,j}^k} = \frac{\partial Err}{\partial S_{i,j}} f'(\sum_k w_{i,j}^k S_{i-1,k} - t_{i,j}) S_{i-1,j} \quad \text{et} \quad \frac{\partial Err}{\partial t_{i,j}} = -\frac{\partial Err}{\partial S_{i,j}} f'(\sum_k w_{i,j}^k S_{i-1,k} - t_{i,j}) \quad (\text{D.2})$$

$$\frac{\partial Err}{\partial S_{i,j}} = \sum_l \frac{\partial Err}{\partial S_{i+1,l}} f'(\sum_k w_{i+1,l}^k S_{i,k} - t_{i+1,l}) w_{i+1,l}^j \quad (\text{D.3})$$

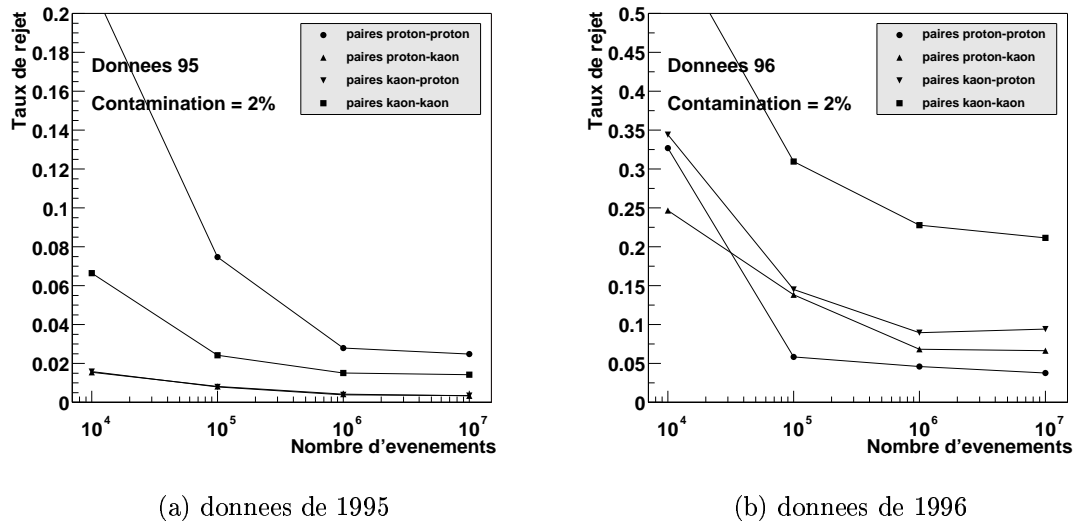
$$\frac{\partial Err}{\partial S_{n+1,j}} = S_{n+1,j} - S_j^* \quad (\text{D.4})$$

Ainsi, le signal d'erreur suit le chemin inverse des signaux d'entrée du réseau :

- il est calculé pour les neurone de sortie en utilisant la relation D.4
- il est ensuite propagé de couche en couche en utilisant la relation D.3

Notons que très souvent, le nombre d'évènements disponibles pour effectuer la phase d'apprentissage est inférieur au nombre d'itérations nécessaires à la convergence de l'algorithme. Dans ce cas, le même lot d'évènements est présenté plusieurs fois.

Nous avons remarqué que la convergence de l'algorithme dépend fortement des conditions d'initialisation du réseau. Il est nécessaire que les valeurs numériques utilisées par le réseau ne soient pas trop grandes. Dans ce but, les paramètres  $w_{i,j}^k$  et  $t_{ij}$  sont initialisés par des valeurs aléatoires entre -1 et 1. Par ailleurs, un facteur d'échelle initial est pris



(a) données de 1995

(b) données de 1996

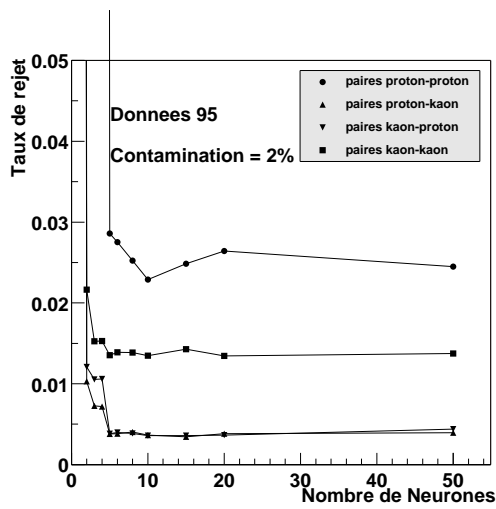
FIG. D.4 – Évolution du taux de rejet en fonction du nombre d'itérations de la procédure d'apprentissage.

en compte lors de l'affectation des grandeurs mesurées par le dispositif expérimental aux neurones d'entrée du réseau de sorte que l'ordre de grandeur soit de 1. Ainsi, l'amplitude en canal ADC dans les Cherenkov C2 et C1 est divisée par 1000. De même, les temps de vols (exprimés en ps) sont divisés par 500, et les impulsions (exprimées en GeV/c) sont divisées par 10.

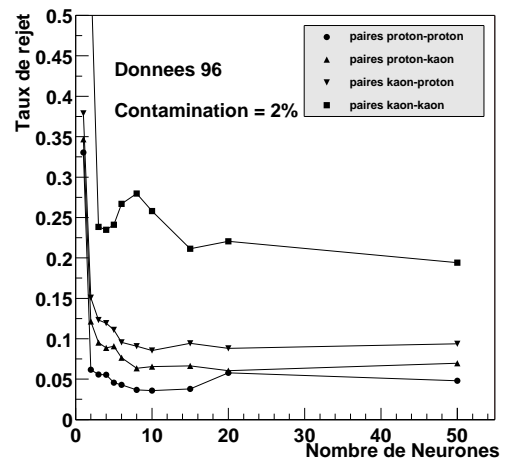
La figure D.4 représente le taux de rejet de la méthode pour une taux de contamination de 2% en fonction du nombre d'itérations de la procédure d'apprentissage. Il apparaît que pour les deux jeux de données, la convergence est atteinte à partir d'un million d'itérations.

## D.4 Choix de l'architecture du réseau.

L'efficacité d'un réseau de neurones à résoudre un problème donné dépend beaucoup de l'architecture choisie. Nous avons utilisé un réseau contenant une seule couche cachée. Nous avons étudié l'influence du nombre de neurones dans cette couche sur les performances de la méthode. La figure D.5 représente l'évolution du taux de rejet en fonction du nombre de neurones. Il apparaît qu'avec seulement trois neurones, de bons résultats sont obtenus. En augmentant le nombre de neurones, les taux de rejet diminuent un peu, notamment pour les données de 1996, qui nécessitent la prise en compte du signal dans les détecteurs Cherenkov. A partir de 15 neurones, les taux de rejet restent constants. C'est la valeur que nous avons retenue pour notre analyse.



(a) donnees de 1995



(b) donnees de 1996

FIG. D.5 – Évolution du taux de rejet en fonction du nombre de neurones cachés



# Bibliographie

- [Abr00] M.C.Abreu et al. [NA50 Collaboration], Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the  $J/\psi$  suppression pattern measured in Pb Pb collisions at the CERN-SPS Phys. Lett. B477 (2000) 28.
- [Aga98] G.Agakishiev et al. [CERES/NA45 Collaboration], Low-mass  $e^+ e^-$  pair production in 158-A-GeV Pb Au collisions at the CERN SPS, its dependence on multiplicity and transverse momentum, Phys. Lett. B 422 (1998) 405
- [Agg00] M.M.Aggarwal et al [WA98 Collaboration], Direct photon production in 158-A-GeV Pb-208 + Pb-208 collisions, nucl-ex/0006007 - soumis à Phys. Rev. C
- [Ame93] S.R.Amendolina Neural Networks ,Computing. Proceedings, CERN School, L'Aquila, italy, September 12-25, 1993 CERN-94-06.
- [Ant99a] F.Antinori et al [WA97 Collaboration], Production of strange and multistrange hadrons in nucleus nucleus collisions at the SPS. Nucl. Phys. A661 (1999) 130
- [Ant99b] F.Antinori et al. [WA97 Collaboration], Determination of the number of wounded nucleons in Pb + Pb collisions at 158-A-GeV/c Nucl. Phys. A661 (1999) 357
- [Ant00] F.Antinori et al [WA97 Collaboration], Transverse mass spectra of strange and multi-strange particles in Pb Pb collisions at 158-A-GeV/c. Eur. Phys. J. C14 (2000) 633
- [Bar99] Lee Barnby - thèse de l'université de Birmingham - Measurements of lambda, anti-lambda and K-short from Pb-Pb Collisions at 158 GeV per nucleon in a Large Acceptance Experiment (1999).
- [Bac99] J.Bachler et al [NA49 Collaboration] Hadron production in nuclear collisions from the NA49 experiment at 158-GeV/c/A Nucl.Phys. A 661 (1999) 45
- [Bea96a] I.G Bearden et al [NA44 Collaboration] Midrapidity Protons in 158AGeV Pb+Pb Collisions Bearden, I.G. Phys. Lett. B388(1996) 431
- [Bea96b] I.G Bearden et al [NA44 Collaboration], Collective expansion in high energy heavy ion collisions Phys Rev Lett. 78 (1996) 2080.
- [Bea98] I.G.Bearden et al., High energy Pb + Pb collisions viewed by pion interferometry Phys. Rev. C58 (1998) 1656.
- [Ber88] G.Bertsch, M.Gong and M.Tohyama, Pion Interferometry In Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions Phys. Rev. C37 (1988) 1896.
- [Boa90] D.H.Boal, C.K.Gelbke and B.K.Jennings, Intensity Interferometry In Subatomic Physics Rev. Mod. Phys. 62 (1990) 553.

- [Boo98] G.Booch, J.Rumbaugh,I.Jacobson The Unified Modeling Language User Guide Addison-Wesley 1998
- [Bjo83] J.D Bjorken, Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region. Phys Rev D27 (1983) 140.
- [Cap00] A.Capella, E.G.Ferreiro and A.B.Kaidalov, Non-saturation of the J/psi suppression at large transverse energy in the comovers approach, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2080
- [Cha00] A.K.Chaudhuri, Single photons from Pb + Pb collisions at CERN SPS, QGP vs. hadronic gas nucl-th/0012058.
- [Cso96] T.Csorgo, B.Lordstat, Bose-Einstein Correlations for Three-Dimensionally Expanding, Cylindricaly Symetric, Finite Systems. Phys Rev C54 (1996) 1390
- [Cso00] T.Csorgo, Particle interferometry from 40-MeV to 40-TeV hep-ph/0001233.
- [Dre00] H.J.Drescher, M.Hladik, S.Ostapchenko, T.Pierog and K.Werner, Parton-based Gribov-Regge theory hep-ph/0007198.
- [Fer51] E.Fermi, High-Energy Nuclear Events Prog. Theor. Phys. 5 (1950) 570.
- [GGLP] G.Goldhaber, S.Goldhaber, W.Lee and A.Pais, Influence of Bose-Einstein statistics on the antiproton proton annihilation process, Phys. Rev. 120 (1960) 300.
- [Han99] Allan G. Hansen - thèse de l'universite de copenhagen (danemark) : Light nuclei production in ultra relativistic heavy ion collision (1999)
- [Har96] J.W.Harris and B.Muller The search for the quark-gluon plasma Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 46 (1996) 71
- [HBT56] R. Hanbury Brown and R.Q. Twiss, A Test Of A New Type Of Stellar Interferometer On Sirius, Nature 178 (1956) 1046.
- [Kan99] Masashi Kaneta - thèse de l'universite d'Hiroshima (Japon) : Thermal and chemical freeze-out in heavy ion collisions (1999)
- [Kar90] F.Karsch, Simulating the Quark-Gluon Plasma on the Lattice in Quark Gluon Plasma in *Quark-gluon plasma / Hwa, Rudolph C (ed.)* . - World Sci., Singapore, 1990.
- [Koo77] S.E.Koonin, Phys Lett B70 (1977) 43
- [Kun94] M.Kunze Application of artificial neural networks in the analysis of multi-particle data *In Nantes 1994, Multiparticle correlations and nuclear reactions 461-472.*
- [Lan53] L.D.Landau, On The Multiparticle Production In High-Energy Collisions Izv. Akad. Nauk SSSR 17 (1953) 51.
- [Led82] R.Lednický, V.L Lyuboshitz Yad. Fiz. 35 (1982) 1316
- [Led90] R.Lednický and V.L.Lyuboshits, Final State Interaction Effect On Correlations In Narrow Particles Pairs, *In \*Nantes 1990, Proceedings, Particle correlations and interferometry in nuclear collisions\* 42-54.*
- [Leo94] W. R.Leo, Techniques for nuclear and particle physics experiments : a how-to approach Springer 1994

- [Mas89] G.Masini,A Napoli,D.Colnet,D.Léonard,K.Tombre Les langages à objet : Inter-Editions, 1989
- [Mat86] T.Matsui and H.Satz, J / Psi Suppression By Quark - Gluon Plasma Formation Phys. Lett. B78 (1986) 416.
- [Mor53] Morse et Feshbach Methods ot theoretical physics Mc Graw-Hill , 1953
- [Nou96] Denis Nouais - thèse de l'université de Nantes - Analyse des corrélations de particules légères émises dans la réaction  $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$  à 45 MeV par nucléons dans le cadre de l'approche quantique (1996)
- [Num] Numerical recipes in C
- [OSC] Open Standard Codes and Routines  
<http://nt3.phys.columbia.edu/people/molnard/mirror-OSCAR/oscar/>
- [Pra86] S.Pratt, Pion Interferometry Of Quark - Gluon Plasma, Phys Rev D33 (1986) 1213
- [Pra90] S.Pratt, T.Csoergoe and J.Zimanyi, Detailed Predictions For Two Pion Correlations In Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions Phys. Rev. C42 (1990) 2646.
- [Pra94] S.Pratt et al, Nucl Phys A566 (1994) 103c  
voir également <http://www.nscl.msu.edu/~pratt/freecodes/crab/home.html>
- [Raf82] J.Rafelski, Formation And Observables Of The Quark - Gluon Plasma Phys. Rept. 88 (1982) 331.
- [Rap99] R.Rapp and J.Wambach, Low mass dileptons at the CERN-SPS : Evidence for chiral restoration ?, Eur. Phys. J. A6 (1999) 415
- [Sin88] A.N. Makhlin and Y.M. Sinyukov, The hydrodynamics of hadron matter under a pion interferometric microscope, Z. Phys. C39 (1988) 69.
- [Sin96] Y.Sinyukov, S.V.Akkelin,A,Y Tolstykh Interferometry radii for expanding hadron resonance gas Nucl Phys A610 (1996) 278
- [Sin98] Y.Sinyukov, R.Lednicky, S.V.Akkelin, J.Pluta and B.Erazmus, Coulomb corrections for interferometry of analysis of expanding hadron systems Phys.Lett.B432(1998) 248
- [Sin99] Y.Sinyukov, S.V.Akkelin and N.Xu, On final conditions in high energy heavy ion collisions, Phys. Rev. C59 (1999) 3437
- [Sor95] H.Sorge, Flavor Production in Pb(160AGeV) on Pb Collisions : Effect of Color Ropes and Hadronic Rescattering, Phys Rev C52 (1995) 3291
- [Str97] B.Stroustrup C++ Programming Language Addison-Wesley 1997
- [Tom96] B.Tomasik, U.A.Wiedemann and U.Heinz, Reconstructing the freeze-out state in Pb + Pb collisions at 158-A-GeV/c nucl-th/9907096.
- [UML01] UML en francais <http://uml.free.fr>