



HAL
open science

**Caractérisation d'un état dense de quarks et de gluons
grâce aux fonctions d'excitation des hyperons
multi-étranges mesurées avec l'expérience STAR au
RHIC**

Jeff Speltz

► **To cite this version:**

Jeff Speltz. Caractérisation d'un état dense de quarks et de gluons grâce aux fonctions d'excitation des hyperons multi-étranges mesurées avec l'expérience STAR au RHIC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2006. Français. NNT : . tel-00391681

HAL Id: tel-00391681

<https://theses.hal.science/tel-00391681>

Submitted on 4 Jun 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

Thèse

Présentée par

Jeff SPELTZ

*pour l'obtention du grade de
Docteur de l'Université Louis Pasteur
de Strasbourg*

Spécialité : Physique subatomique

**Caractérisation d'un état dense de quarks et
de gluons grâce aux fonctions d'excitation
des hyperons multi-étranges mesurées avec
l'expérience STAR au RHIC**

**Institut Pluridisciplinaire
Hubert Curien – Département
de Recherches Subatomiques**

23 rue du Loess

BP 28

F-67037 Strasbourg cedex 2

Tél. : +33 (0) 3 88 10 6656

Fax : +33 (0) 3 88 10 6292

<http://iphc.in2p3.fr/>

**Caractérisation d'un état dense de quarks
et de gluons grâce aux fonctions d'excitation
des hyperons multi-étranges mesurées
avec l'expérience STAR au RHIC**

THÈSE

Présentée et soutenue publiquement le 2 octobre 2006
pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg
(Spécialité : Physique Subatomique)

par

Jeff SPELTZ

Composition du jury

Directeur de Thèse	Dr. Jean-Pierre Coffin
Rapporteur interne	Prof. Dr. Ulrich Goerlach
Rapporteurs externes	Dr. Jean-Yves Ollitrault Prof. Dr. Thomas Peitzmann
Examineur	Dr. Jérôme Baudot

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien
Département de Recherches Subatomiques

Unité Mixte de Recherche CNRS-IN₂P₃ et Université Louis Pasteur

**Caractérisation d'un état dense de quarks
et de gluons grâce aux fonctions d'excitation
des hyperons multi-étranges mesurées
avec l'expérience STAR au RHIC**

**Characterisation of a dense state of quarks
and gluons by the multi-strange hyperons
excitation functions as measured with
the STAR experiment at RHIC**

À ma mère ...
To my mother ...
Fir meng Mamm ...

Marie-Josée Speltz-Sadler
(22.03.1949 - 12.08.2006)

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier Jean-Pierre Coffin qui a accepté d'agir comme mon directeur de thèse. Je le remercie pour ses commentaires et suggestions très utiles sur une version préliminaire du manuscrit. Un très grand merci envers Jérôme Baudot qui m'a merveilleusement encadré pendant ces 3 années de thèse. Les discussions ont toujours été très fructueuses et se tenaient dans un cadre chaleureux et sympathique. Il m'a toujours donné des idées et suggestions quand j'étais bloqué, que ce soit au niveau technique, administratif et surtout physique. Il s'intéressait toujours à l'avancement de mon travail, il m'aidait où il pouvait et sa lecture rigoureuse d'une version très préliminaire de ma thèse m'a permis de terminer ce travail dans les meilleurs délais. C'était un très grand plaisir de travailler avec toi et de te connaître. Merci beaucoup Jérôme !

Je remercie Christian Kuhn pour m'avoir accepté dans le groupe ALICE - STAR, pour m'avoir toujours donné des conseils utiles et de m'avoir accordé le financement des nombreux séjours à BNL, et pour diverses conférences, notamment en Afrique du Sud.

Je remercie mes camarades de bureau, en commençant par Julien Faivre, qui m'a fourni au début de ma thèse des conseils et informations techniques et physiques utiles et indispensables pour entamer mon travail de thèse dans les meilleures conditions. Ensuite, je remercie Alexandre Shabetai (« Sacré Alexandre »), Stéphane Plumeri et Hélène Ricaud pour la bonne ambiance dans le bureau des doctorants (même si Hélène m'a viré du bureau dès le jour de ma soutenance;-)).

De plus, j'envoie des remerciements envers Boris Hippolyte qui m'a suggéré de regarder les données à 62,4 GeV et qui était toujours disponible pour répondre à diverses questions et avec qui j'ai passé de très agréables moments (séjours à BNL, New Haven, Sardaigne, ...). À ne pas oublier, Magali Estienne et Renaud Vernet ainsi que tous les autres membres du groupe ALICE - STAR de l'IPHC.

Pour les agréables divertissements, pauses de midi et soirées je suis reconnaissant au « groupe Tarot » : Marie-Delphine Salsac, Hélène Ricaud, Tatjana Faul, Khadija Leroux, Stéphane Plumeri, Virgile Bekaert et Arnaud Boquet.

As this Ph.D. work has been done with the STAR experiment, I was a member of the STAR collaboration, so I want to thank first of all the (ex-)members of the strangeness physics working group : Rene Bellwied, Matt Lamont, Helen Caines, Richard Witt, Jun Takahashi, Marcelo Gameiro Munhoz, Mark Heinz, Lee Barnby, Jana and Jaro Bielcik (and Jacob, the youngest member of the Yale group), Christine Nattrass, Anthony Timmins, Leon Gaillard, Christina Markert, Camelia Mironov, Frank Simon Betty Abelev, Sevil Salur, Gene Van Buren and all those I forgot. Thank you all for the pleasant moments, the fruitful discussions and for having made me feel part of a big family. Special thanks to Matt who has let me stay at his place, so that I had the opportunity to spend a weekend in New Haven, to Helen who gave me the possibility to give a talk at the RIKEN-BNL workshop « Strangeness in Collisions » and to Jun and Marcelo for the still ongoing work on the 62,4 GeV strangeness paper.

In worry to forget many of those that I am grateful to, I don't give names but thank all other members (I hope those concerned know that I mean them!) and the STAR collaboration as a whole.

I also thank Ulrich Heinz and Ralf Rapp for their help with the hydrodynamic model I was adapting for its use at 62,4 GeV. Dans ce même contexte je remercie également Antonin Maire, qui

lors de son stage de l'ENSPS a contribué à la compréhension du code et à l'étude de l'influence de différents paramètres.

À Ulrich Goerlach ainsi qu'à Jean-Yves Ollitrault et Thomas Peitzmann j'exprime ma gratitude pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse et pour avoir investi une partie de leur temps précieux à la lecture détaillée de mon manuscrit.

Ech wëll hei och d'Geleënheet notzen fir mengen Kollegen Jérôme Hoja, Hilbert Daniel a Frédéric Lorscheid merci ze soen, si waren an der schwiereger Zäit ëmmer fir mëch do, an hu mer den néidegen Halt gin.

Pour terminer je tiens à remercier particulièrement ma famille : mon frère Mike, sa copine Chantal et mon père pour leur soutien, l'encouragement et pour le bon déroulement du pot de thèse. Je profite de cette occasion pour dire merci de tout coeur à ma mère qui m'a soutenu et aidé où elle pouvait. Elle a tout fait pour moi et pour cela elle a trop souvent mis ses propres intérêts en arrière-plan et ceci non seulement pendant la période de thèse, mais pendant toute ma vie. Elle était la meilleure mère que l'on pouvait imaginer et je lui dois beaucoup de ce que je suis aujourd'hui. Malheureusement, elle nous a quitté beaucoup trop tôt, peu de temps avant ma soutenance. Ech hätt keng besser Mamm kéinten hun wei dëch. Ech verdanken dier esou vill. Merci fir alles ! Dans ce contexte j'aimerais à nouveau remercier tous ceux qui m'ont soutenu et encouragé dans cette période douloureuse, permettant de terminer ma thèse, compte tenu des circonstances, dans de bonnes conditions.

Merci à tous !

Thank you all !

Merci alleguer !

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	iii
Table des figures	vii
Liste des tableaux	xiii
Introduction	1
I Quelques aspects de la physique des ions lourds	5
I.1 La ChromoDynamique Quantique : QCD	5
I.1.1 Liberté asymptotique et confinement	6
I.2 Le plasma de quarks et de gluons	7
I.2.1 Diagramme de phases de la matière nucléaire	7
I.2.2 La QCD sur réseau : LQCD	9
I.2.3 La symétrie chirale	11
I.3 Notions sur les collisions d'ions lourds	11
I.3.1 Évolution de la collision : scénario de Bjorken	11
I.3.2 Rapidité et impulsion transverse	13
I.3.3 La densité d'énergie	13
I.3.4 Géométrie de la collision	14
I.3.5 Modèle de Glauber	16
I.3.6 Transport et pouvoir d'arrêt	18
I.3.7 L'écoulement	18
I.4 Quelques résultats du RHIC	20
II De la Collision à la Reconstruction	25
II.1 Accélération des ions lourds	25
II.1.1 Historique des installations dédiées aux ions lourds	25
II.1.2 Le RHIC	26
II.1.2.1 Le collisionneur	26
II.1.2.2 Description du complexe accélérateur	28
II.1.2.3 L'avenir de RHIC	29
II.2 Détection auprès du RHIC	29
II.2.1 L'expérience BRAHMS	30
II.2.2 L'expérience PHOBOS	30
II.2.3 L'expérience PHENIX	30
II.2.4 L'expérience STAR	31
II.2.4.1 Généralités	31
II.2.4.2 Les détecteurs de déclenchement	32

II.2.4.3	La trajectographie	35
II.2.4.4	Détecteurs complémentaires pour l'identification des particules	39
II.2.4.5	Les calorimètres électromagnétiques	40
II.2.4.6	Le futur de l'appareillage	40
II.3	Reconstruction dans la TPC	41
II.3.1	Reconstruction des points dans la TPC	41
II.3.2	Reconstruction des traces	42
II.3.2.1	À la recherche des traces	42
II.3.2.2	Modélisation en hélice	43
II.3.2.3	Raffinement des traces	44
II.3.2.4	Identification des particules	44
II.3.3	Reconstruction des vertex	45
II.3.3.1	Reconstruction du vertex primaire	45
III	Détermination des spectres et de l'écoulement elliptique	47
III.1	Caractéristiques des particules étranges	47
III.2	Reconstruction des vertex secondaires de désintégration	50
III.2.1	Les <i>finders</i> et les coupures de reconstruction	50
III.2.1.1	Le <i>VOFinder</i>	50
III.2.1.2	Le <i>XiFinder</i>	51
III.3	Le nombre d'événements	53
III.4	Calcul de la masse invariante	54
III.5	Détermination des coupures d'analyse	55
III.5.1	Définition de variables supplémentaires	55
III.5.1.1	Les « angles de pointage » et les « $\cos(\theta^*)$ »	55
III.5.1.2	Les variables d'Armenteros-Podolanski	56
III.5.2	La méthode « classique »	57
III.5.2.1	Sélection « classique » des Ξ	58
III.5.2.2	Sélection « classique » des Ω	60
III.5.3	Analyse discriminante linéaire (ADL)	64
III.5.3.1	Les principes de bases	64
III.5.3.2	L'ADL multidirectionnelle	66
III.5.3.3	Le critère optimisé	67
III.5.3.4	Les variables et les coupures « classiques » restantes	67
III.5.3.5	Application de la méthode à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV	67
III.6	La perte d'énergie linéique dans la TPC : dE/dx	69
III.7	Estimation du bruit de fond et du signal brut	70
III.7.1	Estimation du bruit de fond	70
III.7.1.1	Ajustement par une fonction	72
III.7.1.2	Le « <i>rotating</i> »	72
III.7.2	Estimation du signal brut	74
III.7.3	Comparaison entre la méthode « classique » et l'ADL	74
III.8	Obtention des spectres en impulsion transverse	75
III.8.1	Les spectres bruts	75
III.8.2	Détermination de l'efficacité totale	78
III.8.2.1	L'« <i>embedding</i> »	82
III.8.2.2	Résolution en impulsion transverse	82
III.8.2.3	Comparaison des distributions « réelles » et « simulées »	83
III.8.2.4	Acceptance et efficacité	88
III.8.3	Les spectres corrigés	91

TABLE DES MATIÈRES

III.8.4	La systématique	91
III.9	Mesure de l'écoulement elliptique	100
III.9.1	Méthodes pour la détermination de l'écoulement elliptique	100
III.9.1.1	La méthode des cumulants	100
III.9.2	La méthode « standard » : La méthode du plan de réaction	101
III.9.2.1	Estimation du plan de réaction : le plan d'événement	101
III.9.2.2	Détermination de l'écoulement elliptique observé : v_2^{obs}	104
III.9.2.3	Contribution des différentes centralités	104
III.9.2.4	La systématique	104
IV	Modélisation chimique et dynamique	109
IV.1	Modélisation chimique	110
IV.1.1	Généralités sur les modèles statistiques	110
IV.1.2	Formalismes canonique (C) et grand canonique (GC)	111
IV.1.3	Les différents modèles	112
IV.1.3.1	Les modèles « saturés »	112
IV.1.3.2	Les modèles « semi-saturés »	112
IV.1.3.3	Les modèles « non-saturés »	112
IV.1.4	Application et systématique	113
IV.1.4.1	Traitement du « <i>feed-down</i> »	114
IV.2	Modélisation dynamique	115
IV.2.1	Généralités	115
IV.2.2	Les modèles hydrodynamiques	115
IV.2.2.1	Les ingrédients de l'hydrodynamique (modèle de P. Kolb <i>et al.</i>)	116
IV.2.2.2	Utilisation du modèle de P. Kolb <i>et al.</i>	118
IV.2.3	Modélisation microscopique et modèles « hybrides »	129
IV.2.4	La paramétrisation « <i>Blast-Wave</i> »	130
IV.2.4.1	Application	131
IV.2.4.2	Comparaison entre « <i>Blast-Wave</i> » et modèle hydrodynamique	134
IV.2.5	Modèles de recombinaison et de coalescence	137
V	Résultats et discussion	139
V.1	Résultats	140
V.1.1	Obtention des taux de production	140
V.1.1.1	Choix de la fonction d'ajustement	140
V.1.1.2	La systématique	145
V.2	Discussion sur les propriétés du « <i>bulk</i> »	147
V.2.1	La chimie du <i>bulk</i>	147
V.2.1.1	Le rapport anti-baryon sur baryon	148
V.2.1.2	Production d'étrangeté	151
V.2.1.3	Question de l'équilibre chimique	154
V.2.1.4	Augmentation ou suppression inhabituelle de l'étrangeté ?	159
V.2.1.5	Une échelle pour la production de l'étrangeté	161
V.2.2	La dynamique du <i>bulk</i>	162
V.2.2.1	Le rapport anti-baryon sur baryon en fonction de p_T	164
V.2.2.2	L'impulsion transverse moyenne	166
V.2.2.3	Les spectres	169
V.2.2.4	L'écoulement elliptique	175
V.2.2.5	Au-delà de l'hydrodynamique idéale	180
V.3	Discussion de la dynamique aux impulsions transverses intermédiaires	181
V.3.1	Facteur de modification nucléaire	182

V.3.1.1	Le R_{AA}	182
V.3.1.2	Le R_{CP}	185
V.3.2	Le rapport baryon/méson	187
V.3.3	L'écoulement elliptique à p_T intermédiaire	189
Conclusions		193
Annexes		197
A	Études sur le <i>XiFinder</i>	197
A.1	Structure des <i>finders</i>	197
A.1.1	Le <i>VOFinder</i>	197
A.1.2	Le <i>XiFinder</i>	198
A.1.2.1	Calcul de la distance hélice-droite	198
A.2	Tentatives d'optimisation du <i>XiFinder</i>	199
A.2.1	Efficacité des <i>finders</i>	199
A.2.2	Étude sur les variables <i>algorithmiques</i>	201
A.2.2.1	Le nombre de points d'intersection	201
A.2.2.2	Le paramètre de validité : v_{max}	202
A.2.2.3	Le nombre d'itération pour l'amélioration de la linéarisation : T	204
A.2.3	Amélioration de la performance du <i>XiFinder</i> avec une méthode « classique » sur les variables <i>physiques</i>	206
A.2.4	Amélioration de la performance du <i>XiFinder</i> avec une analyse discriminante linéaire sur les variables <i>physiques</i>	206
B	Distributions <i>embedding</i> - données réelles	209
B.1	Sélection « classique » : Ξ	210
B.2	Sélection ADL : Ξ	213
B.3	Sélection « classique » : Ω	216
B.4	Sélection ADL : Ω	219
C	Polarisation des hyperons multi-étranges	223
C.1	Mesure de la polarisation	223
C.1.1	... à l'aide du plan de production	223
C.1.2	... à l'aide du plan de réaction	224
C.2	Résultats et discussion	226
Bibliographie		229

Table des figures

I.1	Diagramme de phase de la matière nucléaire.	8
I.2	Régions du diagramme de phases atteintes par différents accélérateurs.	8
I.3	Prédiction LQCD sur l'évolution de la pression et la densité d'énergie en fonction de la température.	9
I.4	Diagramme de phases de LQCD	10
I.5	Scénario d'évolution de Bjorken.	12
I.6	Schématisation de la phase initiale d'une collision.	15
I.7	Distribution de protons nets à différentes énergies.	18
I.8	Évolution temporelle de la densité d'énergie transverse et du champ de vitesse.	19
I.9	Schématisation de la distorsion provoquée par la présence d'écoulement elliptique.	19
I.10	Corrélations angulaires azimutales à 2 particules aux collisions p+p, d+Au et Au+Au centrales.	21
I.11	Corrélations angulaires azimutales à 2 particules pour des collisions Au+Au semi-centrales.	21
I.12	$R_{AB}(p_T)$ pour les h^- dans les collisions d+Au et Au+Au.	22
I.13	Écoulement elliptique des électrons « non-photoniques ».	23
II.1	Luminosité délivrée pour des collisions Au+Au par le RHIC en fonction du temps	28
II.2	Vue schématique du complexe collisionneur RHIC.	29
II.3	Vue tri-dimensionnelle de l'expérience STAR	31
II.4	Coupe de l'expérience STAR	32
II.5	Corrélation entre les ZDC et le CTB.	34
II.6	Représentation schématique de la TPC de STAR	36
II.7	Schéma d'un secteur de la TPC.	37
II.8	Paramétrisation d'une hélice	43
II.9	Perte d'énergie dans la TPC.	44
II.10	Distribution en multiplicité de référence	46
III.1	Types de Vertex Secondaires.	48
III.2	Exemple de diagrammes de Feynman de la décroissance des Ξ^- et Ω^-	49
III.3	Géométrie de décroissance des Cascades.	49
III.4	Distribution en z_v de la position du vertex primaire.	53
III.5	Définition des « angles de pointage ».	56
III.6	Définition des variables $\cos(\theta^*)$	56
III.7	Diagrammes d'Armenteros-Podolanski pour les K_S^0 et les Λ	56
III.8	Diagrammes d'Armenteros-Podolanski pour les Ξ et les Ω	57
III.9	Masse Invariante du Λ du Ξ	58
III.10	$dca-bac-pvx$ du Ξ	59
III.11	Distribution de $dl-xi$ du Ξ	59
III.12	Distribution de $dca-xi-pvx$ du Ξ	60

III.13	Distribution de $dca-v0-pvx$ en fonction de $dca-xi-pvx$ du Ξ	60
III.14	Distribution de $\alpha(u)_{Xi}$ du Ω	61
III.15	Distribution de $\cos(\theta_{Xi,\Lambda}^*)$ du Ω	62
III.16	Distribution de $dl-xi$ en fonction de $dl-v0$ du Ω	62
III.17	Illustration du principe de base de l'ADL.	65
III.18	Exemple de projection sur l'axe ADL.	66
III.19	Incertitude relative en fonction de la dernière coupure ADL appliquée (Ξ)	69
III.20	dE/dx des particules utilisées dans l'étude des Ω	71
III.21	Illustration de l'estimation du signal par ajustement par une fonction.	73
III.22	Illustration de l'estimation du signal par « rotating ».	74
III.23	Comparaison ADL - « classique » de la masse invariante des Ω	75
III.24	Distributions en masse invariante $\Lambda(p\pi)\pi$ des $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ obtenues pour des collisions Au+Au centrales (0 % - 5 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV ($0,6 < p_T$ (GeV/c) $\leq 2,0$).	76
III.25	Distributions en masse invariante $\Lambda(p\pi)\pi$ des $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ obtenues pour des collisions Au+Au centrales (0 % - 5 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV ($2,0 < p_T$ (GeV/c) $\leq 4,0$).	77
III.26	Distributions en masse invariante $\Lambda(p\pi)\pi$ des $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ obtenues pour des collisions Au+Au centrales (0 % - 5 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV ($4,0 < p_T$ (GeV/c) $< 4,6$).	78
III.27	Distributions en masse invariante $\Lambda(p\pi)K$ des $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ obtenues pour des collisions Au+Au centrales (0 % - 5 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV ($0,7 < p_T$ (GeV/c) $< 2,9$).	79
III.28	Distributions en masse invariante $\Lambda(p\pi)K$ des $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ obtenues pour des collisions Au+Au centrales (0 % - 5 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV ($2,9 < p_T$ (GeV/c) $\leq 5,0$).	80
III.29	Spectres bruts des Ξ et des Ω pour les collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	81
III.30	Résolution en impulsion transverse.	84
III.31	Distributions des traces globales : données réelles et <i>embedding</i>	85
III.32	Efficacités relatives des deux méthodes d'analyse.	86
III.33	Figures pour la mesure du temps de vie $c\tau$ des Ξ	87
III.34	Efficacité des coupures en dE/dx pour les π	90
III.35	Efficacité des coupures en dE/dx pour les p	90
III.36	Distributions brute des Ξ en fonction de la rapidité.	91
III.37	Efficacité des $/Xi$ en fonction de la rapidité.	91
III.38	Efficacité totale en fonction de l'impulsion transverse pour les Ξ et les Ω dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	92
III.39	Spectres corrigés en fonction de la masse transverse ($m_T - m_0$) pour les collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	93
III.40	Spectres corrigés des Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- et $\bar{\Omega}^+$ pour différentes centralités dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	94
III.41	Spectres avec erreurs systématiques pour les Ξ^-	96
III.42	Spectres avec erreurs systématiques pour les $\bar{\Xi}^+$	97
III.43	Spectres avec erreurs systématiques pour les Ω^-	98
III.44	Spectres avec erreurs systématiques pour les $\bar{\Omega}^+$	99
III.45	Distribution non corrigée du plan de l'événement.	103
III.46	Distribution corrigée du plan de l'événement.	103
III.47	Distributions $dN/d(\varphi - \Psi_2)$ dans différents intervalles en p_T pour Ξ (1).	105
III.48	Distributions $dN/d(\varphi - \Psi_2)$ dans différents intervalles en p_T pour Ξ (2).	106
III.49	Distributions $dN/d(\varphi - \Psi_2)$ dans différents intervalles en p_T pour Ω	106
III.50	$v_2(p_T)$ des Ξ et des Ω à 62,4 GeV.	107
III.51	Fraction d'événements avec un Ξ en fonction de la multiplicité de référence.	107
IV.1	Sensibilité des rapports à T_{ch} et μ_B	111

IV.2	Comparaison des paramètres thermodynamiques de deux modèles statistiques	114
IV.3	Equations d'état de l'évolution hydrodynamique	117
IV.4	Comparaison de calculs hydrodynamiques à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour les Ω	119
IV.5	Comparaison de calculs hydrodynamiques à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour les K^-	120
IV.6	Comparaison de calculs hydrodynamiques à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour π^-	121
IV.7	Comparaison de calculs hydrodynamiques à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour les \bar{p}	121
IV.8	Interpolation de s_{equ} à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	122
IV.9	Variation de s_{equ} à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sur les spectres K^- et Ω	123
IV.10	Comparaisons entre données et calculs hydrodynamiques pour les rapports p/π^+ et \bar{p}/p	124
IV.11	Systématique due à α à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sur les K^- et les Ω	125
IV.12	Systématique due à τ_0 à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sur les K^- et les Ω	125
IV.13	Variation de f_{hard} à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sur les spectres K^- et Ω	126
IV.14	Écoulement v_2 des calculs hydrodynamiques : variation de T_{dec} et de α	127
IV.15	Écoulement v_2 des calculs hydrodynamiques : variation de τ_0 et f_{hard}	128
IV.16	Écoulement v_2 des calculs hydrodynamiques : variation de b	129
IV.17	Systématique sur les contours $T_{kin} - \langle\beta_T\rangle$ pour les π, K, p	133
IV.18	Illustration de la coalescence de quarks.	137
V.1	Spectre des Ξ^- pour des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV superposé avec les fonctions d'ajustement.	141
V.2	Dépendance en centralité des taux de production : Ξ et Ω (Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV).	146
V.3	Dépendance en centralité des pentes inverses pour les Ξ et Ω (Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV).	146
V.4	Comparaison entre les spectres Ξ^- et Ξ^+ dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	147
V.5	Évolution du rapport Ξ/Ξ avec la centralité.	148
V.6	Fontions d'excitation dN/dy et \bar{B}/B des particules (multi-étranges)	149
V.7	\bar{B}/B en fonction de $ S $	150
V.8	Évolution du facteur de Wroblewski avec $\sqrt{s_{NN}}$	151
V.9	Évolution du rapport X/π^- avec le contenu en étrangeté et $\sqrt{s_{NN}}$	152
V.10	Fonction d'excitation des rapports Ω/Ξ et Ξ/Λ	152
V.11	Mécanismes de paires $q\bar{q}$ dans un QGP.	153
V.12	Évolution du rapport Ξ/π^- avec la centralité à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV	154
V.13	Rapports de particules : données et modèle à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV	155
V.14	Rapports de particules : données et modèle à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV	156
V.15	χ^2 des ajustements par modèle statistique dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	157
V.16	Évolution en centralité de T_{ch} et γ_S dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	158
V.17	T_{ch} et γ_S à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV	158
V.18	Évolution en centralité de μ_B et μ_S dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV	158
V.19	T_{ch} et γ_S à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV	158
V.20	T_{ch} pour différents systèmes et différentes énergies.	159
V.21	$dN/dy/\langle N_{part} \rangle$ relatif au dN/dy en p+p en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	160
V.22	$dN/dy/\langle N_{part} \rangle$ en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV	163
V.23	$dN/dy/\langle N_{bin} \rangle$ en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV	163
V.24	Échelle mixte à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	164
V.25	Échelle mixte à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	164
V.26	Rapports anti-baryon sur baryon en fonction de p_T à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	165
V.27	Dépendance en centralité du rapport Ξ^+/Ξ^- en fonction de p_T à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	165

V.28	Dépendance en centralité de $\langle p_T \rangle$ pour différentes espèces dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	168
V.29	Impulsion transverse moyenne en fonction de la masse pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	168
V.30	Spectres π^- , K^- et \bar{p} dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV : données et hydrodynamique.	170
V.31	Spectres centraux π^- , K^- , K_S^0 et \bar{p} à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV : données et hydrodynamique.	170
V.32	Spectres centraux de Λ , Ξ^- et Ω^- à $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV : données et hydrodynamique	171
V.33	Spectre central Ω^- à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV : données et hydrodynamique.	172
V.34	Contours « <i>Blast-Wave</i> » : dépendance en énergie pour différentes espèces	173
V.35	Spectre Ξ^- dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV avec différentes modélisations.	174
V.36	Spectre Ω^- dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV avec différentes modélisations.	174
V.37	Dépendance en centralité de l'accord données - hydrodynamique pour les hyperons dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	176
V.38	Dépendance en centralité de spectres π^+ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV : données et hydrodynamique	177
V.39	Dépendance en centralité de spectres p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV : données et hydrodynamique	177
V.40	Contours de variation des paramètres du « <i>Blast-Wave</i> » avec la centralité des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	178
V.41	Écoulement elliptique : données et hydrodynamique à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	179
V.42	Comparaisons des données π et p dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV à différents modèles hydrodynamiques.	180
V.43	Écoulement elliptique dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV : données et hydrodynamique.	181
V.44	Comparaison des prédictions hydrodynamiques pour v_2 avec EOS Q et EOS H.	182
V.45	Comparaison entre calculs hydrodynamiques et données pour la dépendance en centralité et en η	183
V.46	Comparaisons entre données et modèles <i>hybrides</i> sur π^+ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	183
V.47	Prédictions hydrodynamiques pour et $v_4/v_2^2(p_T)$ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	184
V.48	R_{AA} de différentes espèces étranges dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	184
V.49	Facteur de modification nucléaire R_{CP} à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	185
V.50	Rapport du $R_{CP}(\Lambda)$ et du $R_{CP}(K_S^0)$ à différentes énergies	188
V.51	Rapport Λ/K_S^0 en fonction de l'impulsion transverse à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	189
V.52	Rapports Λ/K_S^0 expérimentaux à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et prédictions de modèles de coalescence.	190
V.53	Rapport Λ/K_S^0 à différentes énergies : 17.3 GeV et 200 GeV.	191
V.54	Rapport Λ/K_S^0 à différentes énergies : 62,4 GeV et 200 GeV.	191
V.55	Écoulement elliptique des particules étranges dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	191
V.56	v_2 divisé par le nombre de quarks constituants pour $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV	192
V.57	Prédictions hydrodynamiques pour $v_2/n(p_T/n)$ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	192
A.1	Évaluation de la qualité de la linéarisation.	199
A.2	Efficacité des <i>finders</i> actuels en fonction de l'impulsion transverse.	200

TABLE DES FIGURES

A.3	Efficacité du <i>tracking</i> sur la reconstruction des Ξ	201
A.4	Efficacité des <i>finders</i> avec et sans coupures géométriques.	201
A.5	Fonctions cumulatives de la distance entre les projections du <i>bachelor</i> et du <i>V0</i>	202
A.6	Distribution de $q - v_{max}R$ pour différentes valeurs de v_{max}	203
A.7	Pourcentage de candidats (bruit ou signal) éliminés en fonction du paramètre de validité v_{max}	204
A.8	Histogramme montrant combien de fois un même Xi est reconstruit dans la version actuelle du <i>XiFinder</i>	205
A.9	Distribution en masse invariante pour les Ξ illustrant les résultats sur les tests avec les variables <i>algorithmiques</i>	205
A.10	Distribution en masse invariante de Ξ avec coupures ADL dans le <i>XiFinder</i>	207
A.11	Évolution du bruit de fond sous le pic et du signal dans le pic en fonction du nombre de coupures ADL appliquées.	207
A.12	Significance en fonction du signal pour différentes coupures ADL et les coupures « classiques ».	208
A.13	Distribution en masse invariante de Ω avec coupures ADL dans le <i>XiFinder</i>	208
B.1	Comparaison données - <i>embedding</i> : Première partie « classique » Ξ	210
B.2	Comparaison données - <i>embedding</i> : Deuxième partie « classique » Ξ	211
B.3	Comparaison données - <i>embedding</i> : Troisième partie « classique » Ξ	212
B.4	Comparaison données - <i>embedding</i> : Première partie ADL Ξ	213
B.5	Comparaison données - <i>embedding</i> : Deuxième partie ADL Ξ	214
B.6	Comparaison données - <i>embedding</i> : Troisième partie ADL Ξ	215
B.7	Comparaison données - <i>embedding</i> : Première partie « classique » Ω	216
B.8	Comparaison données - <i>embedding</i> : Deuxième partie « classique » Ω	217
B.9	Comparaison données - <i>embedding</i> : Troisième partie « classique » Ω	218
B.10	Comparaison données - <i>embedding</i> : Première partie ADL Ω	219
B.11	Comparaison données - <i>embedding</i> : Deuxième partie ADL Ω	220
B.12	Comparaison données - <i>embedding</i> : Troisième partie ADL Ω	221
C.1	Schéma illustrant les grandeurs nécessaires pour le calcul de la polarisation par rapport au plan de production	223
C.2	Figures illustrant le procédé pour estimer la polarisation des Ξ par rapport au plan de production.	224
C.3	Schéma illustrant les grandeurs nécessaires pour le calcul de la polarisation par rapport au plan de réaction	225
C.4	Figures illustrant le procédé pour estimer la polarisation des Ξ par rapport au plan de réaction	226
C.5	Résultats de la polarisation par rapport au plan de production	227
C.6	Résultats de la polarisation par rapport au plan de réaction	228

Liste des tableaux

I.1	Densité d'énergie estimée pour différents accélérateurs.	13
I.2	Paramètres des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV par un modèle de Glauber.	17
II.1	Caractéristiques des accélérateurs dédiés à la physique des ions lourds.	26
II.2	Systèmes étudiés au RHIC	27
II.3	Multiplicité de Référence pour Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV	46
III.1	Caractéristiques des particules étranges.	48
III.2	Coupsures de reconstruction dans le <i>VOFinder</i> et le <i>XiFinder</i>	52
III.3	Nombre d'événements pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	54
III.4	Nombre d'événements pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	54
III.5	Récapitulatif des coupures « classiques » pour les Ξ dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	61
III.6	Récapitulatif des coupures « classiques » pour les Ω dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	63
III.7	Variables ADL.	68
III.8	Caractéristiques ADL pour les Ξ	70
III.9	Caractéristiques ADL pour les Ω	70
III.10	Nombres bruts de Ξ et de Ω par événement dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	78
III.11	Événements et nombre de particules dans l' <i>embedding</i>	83
III.12	Efficacité totale intégrée pour les Ξ et les Ω à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	88
III.13	Efficacité due au dE/dx et aux <i>BR</i>	89
III.14	Contributions aux erreurs systématiques sur les spectres des $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	100
III.15	Contributions aux erreurs systématiques sur les spectres des $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	101
III.16	Coupsures sur les traces ayant servi à la détermination du plan d'événement	102
IV.1	Rapports de particules considérés pour les ajustements par modèle statistique.	113
IV.2	Matrice de corrélation des paramètres thermodynamiques de l'ajustement par un modèle statistique.	115
IV.3	Paramètres utilisés dans le modèle de P. Kolb <i>et al.</i> à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	118
IV.4	Correspondance entre e_{dec} et T_{dec}	119
IV.5	Couples de s_{equ}, τ_{equ} à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	124
IV.6	Résultats « <i>Blast-Wave</i> » pour différentes valeurs du profil de vitesse n	132
IV.7	χ^2/ddl des contours de la Fig.IV.17.	134
IV.8	Résultats « <i>Blast-Wave</i> » pour des domaines d'ajustements différents sur les Ξ et les Λ	134
IV.9	Comparaison hydrodynamique - « <i>Blast-Wave</i> » pour Ξ dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	135

IV.10	Comparaison hydrodynamique - « <i>Blast-Wave</i> » pour π^\pm dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV	136
V.1	Taux de production des Ξ^- à dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	142
V.2	Taux de production des Ξ^+ dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV	143
V.3	Taux de production des Ω^- dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.	144
V.4	Taux de production des Ω^+ dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV	144
V.5	Systématique sur dN/dy et T due à la variation des bins en p_T	145
V.6	Taux de production (dN/dy) des Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- et Ω^+ pour différentes centralités dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV	147
V.7	p_T moyen (Ξ , Ω) pour $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV à partir de différentes fonctions	167
A.1	Candidats suivant le nombre de points d'intersection de la projection du <i>bachelor</i> et du Λ	202
A.2	Nombre de candidats passant le test de validité de la linéarité	203
A.3	Séparation des candidats ayant passé les coupures du <i>XiFinder</i> suivant le nombre de points d'intersection et la coupure sur la validité de la linéarisation.	204

Introduction

L'INTERACTION FORTE, de courte portée, décrite par la chromodynamique quantique (QCD) est responsable de la cohésion des protons et des neutrons (les nucléons) dans les noyaux atomiques. Elle assure également, à plus petite échelle, le confinement des quarks sous forme de hadrons.

Dans le diagramme de phase de la matière nucléaire, l'état confiné règne à basse température et à basse densité baryonique. Mais des calculs numériques de QCD prédisent une transition de phase à haute densité d'énergie (température et/ou densité élevées). Il s'agit dans ce domaine de la formation d'un nouvel état de la matière dans lequel, contrairement à la matière nucléaire ordinaire, les quarks et les gluons sont « libres » de se mouvoir, ils ne subissent plus la contrainte hadronique : c'est le déconfinement.

En 1978, E.V. Shuryak introduit la notion de « plasma de quarks et de gluons » (« *quark gluon plasma* » : QGP) [Shu78], en analogie avec les plasmas « ordinaires » dans lesquels les électrons s'affranchissent des liaisons atomiques.

Un tel état est supposé avoir existé aux premiers instants de notre Univers (quelques microsecondes après le Big Bang), avant que l'expansion ne diminue la densité d'énergie ce qui conduisit à la formation des objets astronomiques constitués de matière hadronique qui nous entoure aujourd'hui. Afin d'étudier davantage les propriétés de l'interaction forte, mais aussi, peut-être, pour obtenir un nouvel aperçu sur l'évolution de l'Univers, il a été proposé d'essayer de recréer artificiellement cet état en laboratoire. La seule méthode connue à ce jour pour accéder à des densités d'énergies suffisamment élevées est de faire collisionner des ions lourds accélérés à des vitesses ultra-relativistes.

Quinze années d'études expérimentales réalisées au SPS du CERN à Genève ont permis en 2000 l'annonce de la découverte du QGP [Hei00]. Elle se basait sur un nombre restreint d'observables. Tout en apportant la preuve d'un comportement jamais observé jusqu'alors, ces mesures ne permettaient pas, selon une large majorité de la communauté scientifique, de caractériser les propriétés essentielles de la matière produite. Des expériences supplémentaires devaient être entreprises.

Depuis l'année 2000, le collisionneur RHIC a pris le *leadership* dans le domaine des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. En effet, il constitue déjà la quatrième et la plus récente génération de machines dédiées à la recherche et l'étude du QGP et permet d'atteindre des densités d'énergies inégalées pour l'instant¹.

Notre recherche se focalise particulièrement sur l'étude des particules multi-étranges à l'énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Elle se situe entre l'énergie nominale du RHIC ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) et l'énergie maximale atteinte par le SPS ($\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV). Elle fournit des points de mesures intermédiaires dans la fonction d'excitation de différentes observables et peut ainsi être particulièrement intéressante dans l'étude des propriétés du QGP pour répondre à des questions ouvertes : L'observation des grandeurs en fonction de l'énergie révèle-t-elle la « transition de phase » ? À quelle énergie a-t-elle lieu ?

La mise en évidence et la détermination des propriétés d'un nouvel état de la matière exige la mesure simultanée de nombreuses observables. Parmi elle, la caractérisation des hadrons formés de quarks étranges (s). Dès les débuts de la recherche du QGP l'augmentation anormale de la production de l'étrangeté, l'ensemble des hadrons contenant au moins un quark s , dans un QGP par rapport à la

¹Le LHC, dont le démarrage est prévu en 2007, permettra d'atteindre des densités d'énergie beaucoup plus élevées.

production dans un milieu purement hadronique a été proposée en 1982 par J. Rafelski et B. Müller [Raf82].

Mais l'intérêt pour l'étude de l'étrangeté est plus vaste. Par opposition aux quarks u et d , présents dans les protons et neutrons des ions incidents, les quarks s ne sont créés, toujours en paire avec un anti-quark \bar{s} , que lors de la collision et fournissent des degrés de libertés supplémentaires dont les propriétés sont forcément marquées par l'évolution du système.

Les particules étranges apportent des informations à la fois sur les propriétés statiques et dynamiques de la « boule de feu » créée par la collision.

Les propriétés statiques correspondent à la mesure des taux de production relatif de chaque espèce de particule, c'est la composition chimique du système. Les modèles statistiques sont à même de reproduire cette composition à partir de l'hypothèse d'un équilibre chimique et de quelques paramètres thermodynamiques tels qu'une température et un potentiel chimique .

Les distributions en impulsions transverses (spectres) des particules et leur dépendance azimutale fournissent quant à eux des informations sur la dynamique d'expansion du système, et par la même, sur le degré de collectivité et d'équilibrage thermique atteint. Une anisotropie de la distribution azimutale des impulsions transverses appelée écoulement elliptique (« *elliptic flow* ») a notamment été découverte. Sur la base de modèles hydrodynamiques cette anisotropie nous apprend à quel point des phénomènes collectifs ont pu avoir lieu. Cette mesure répétée pour chaque espèce de particules et notamment les hadrons étranges permet de distinguer si cette collectivité intervient dans un milieu partonique ou hadronique. Des signes d'équilibre pour l'étrangeté, par exemple, peuvent fournir des indications fortes pour un équilibrage des quarks u et d , plus légers. En particulier, au RHIC l'hydrodynamique idéale, supposant un équilibre thermodynamique, semble reproduire les données relatives à l'écoulement elliptique alors que ce n'était pas le cas au SPS. Une mesure à une énergie intermédiaire peut fournir des éléments de réponses à la question : A partir de quelle énergie les modèles supposant un équilibre ne reproduisent plus les données ?

Du point de vue expérimental les hadrons étranges présentent aussi des avantages non négligeables. Leur distance de vol de quelques centimètres¹ et leurs rapports d'embranchement vers des voies de désintégration hadroniques chargés assez élevés (entre 20 % et 100 %) conduisent à une détection efficace par reconstruction de la topologie de la désintégration². Cette méthode permet l'identification sans limite supérieure en impulsion transverse (la limite étant la statistique disponible). Un avantage des quarks étranges est que leur masse n'est pas beaucoup plus grande (comparée à celle des quarks c et b) que celle des quarks u et d . Ils sont produits encore suffisamment abondamment pour conduire à des statistiques acceptables et ainsi permettre une caractérisation complète de leurs propriétés.

Notre travail s'intéresse particulièrement aux hypérons multi-étranges, baryons incluant deux (Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$) ou trois (Ω^- , $\bar{\Omega}^+$) quarks de valence étranges, dans les collisions Au+Au d'une énergie par paire de nucléons dans le centre de masse ($\sqrt{s_{NN}}$) égale à 62,4 GeV, mesurées par l'expérience STAR. La particularité des baryons multi-étranges est, qu'ils sont majoritairement formés de quarks étranges (ou uniquement de quarks étranges dans le cas du Ω) et sont ainsi à priori les plus sensibles à toute spécificité de l'étrangeté. L'expérience STAR est par ailleurs la mieux placée pour réaliser la détection par topologie de désintégration de ces baryons grâce à son acceptance angulaire très importante qu'elle est la seule à posséder parmi les quatre expériences du RHIC.

L'utilisation des données enregistrées par l'expérience STAR en 2004 à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV nous a permis dans un premier temps de déterminer les spectres en masse (impulsion) transverse des hypérons multi-étranges. Ceci débute par l'application de deux méthodes de sélection différentes : la méthode « classique » et une analyse discriminante linéaire (ADL). Cette dernière, appliquée pour la première fois dans le domaine de la physique des ions lourds par J. Faivre [Fai05], présente l'avantage d'une manipulation facile tout en donnant de meilleurs résultats en terme de statistique

¹À l'exception du ϕ , qui avec $S = 0$ n'est pas vraiment une particule étrange.

²Les K^\pm ont un temps de vie suffisamment long pour être détectés directement

de signal brut que la méthode « classique ». Pour les Ω , avec un taux de production plus faible que celui des autres hypérons, une telle augmentation est particulièrement profitable. L'ADL donnant plus de précision sur les mesures, elle est utilisée pour l'obtention des résultats « finaux », alors que la méthode « classique » nous sert essentiellement pour la systématique. Cette systématique est encore élaborée davantage par d'autres études, comme la variation des coupures et l'utilisation de différentes méthodes pour l'estimation du bruit de fond résiduel, conduisant ainsi à une étude systématique détaillée. L'estimation de l'acceptance finie du détecteur, de l'efficacité de reconstruction et des coupures de sélection appliquées, nécessaires pour la détermination des spectres, est également abordée. Nous avons également étudié l'écoulement elliptique des hypérons multi-étranges afin d'obtenir un ensemble complet d'informations à cette énergie de collision. L'interprétation de ces résultats en terme de propriétés chimiques et dynamiques du milieu en général et de l'étrangeté en particulier est réalisée, du point de vue modélisation, grâce à l'application de modèles statistiques et hydrodynamiques. Nous présentons particulièrement le travail effectué sur ces modèles à l'énergie $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et les plaçons dans le cadre d'une discussion orientée vers une dépendance en énergie des différentes observables.

Ce document est organisé comme suit. Dans le chapitre I nous introduisons la physique des ions lourds, en parlant d'abord de la chromodynamique quantique en abordant différents aspects (pQCD, LQCD). Ensuite, nous développons davantage la notion de plasma de quarks et de gluons en présentant les caractéristiques du diagramme de phase de la matière nucléaire et en faisant le lien avec notre programme de recherche, c'est-à-dire les propriétés de la matière créée exploitables par l'études des hadrons étranges. Après avoir exposé l'évolution générale d'une collision d'ion lourds, nous terminons ce chapitre en passant brièvement en revue quelques résultats de RHIC qui ne sont pas directement attachés à notre étude, dans le but de dresser l'ampleur et la puissance de l'étude du QGP.

La suite du document peut être divisé en deux parties : La première, regroupant les chapitres II et III, aborde le part expérimental du travail, alors que la deuxième, englobant les chapitres IV et V, discute phénoménologiquement les résultats.

Le chapitre II concerne la partie détection. Il débute par un brève historique des installations dédiées à la physique des ions lourds, présente le collisionneur RHIC et décrit les expériences y étant installées. L'appareillage de STAR, utilisé dans ce travail, est discuté en détail. Ce chapitre s'achève sur une partie reconstruction dans laquelle nous décrivons comment, à partir des données brutes enregistrées lors de la prise de données, nous aboutissons aux caractéristiques physiques des particules détectées et étudiées dans l'analyse. En continuité avec le chapitre précédent, nous abordons le chapitre III en décrivant la reconstruction des particules étranges. La suite du chapitre est dédiée à notre analyse proprement dite. Elle comporte les techniques pour l'obtention des spectres, ainsi que la détermination de l'écoulement elliptique des hypérons multi-étranges.

Le chapitre IV introduit les modèles statistiques en général et ceux que nous avons appliqués à nos résultats en particulier. Nous présentons les bases de l'hydrodynamique idéale et nous discutons l'adaptation du modèle hydrodynamique de P. Kolb et U. Heinz [Kol04a] pour son utilisation à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, ainsi que l'utilisation d'une paramétrisation inspirée de l'hydrodynamique, appelée « *Blast-Wave* » (« onde de choc » en français). Le chapitre V englobe la partie des résultats et des discussions physiques, entamées précédemment, que notre analyse nous a permis de mener. La totalité des résultats est, comme indiqué plus haut, placée dans le cadre d'une dépendance en énergie des observables et les discussions sont dirigées dans ce sens.

Après une conclusion générale sur notre travail de thèse, ce document est clos par trois annexes, qui présentent (A) une étude technique menée pour essayer d'améliorer la performance de la reconstruction des hypérons multi-étranges ; (B) des distributions supplémentaires qui n'ont pas été mises dans le document pour garder la fluidité de la discussion et (C) une mesure de la polarisation des hypérons doublement étranges, en insistant sur son intérêt dans un cadre expérimental. Bien qu'intéressante, nous l'incluons en annexe, puisque elle s'insère difficilement dans le reste de la

discussion.

Quelques aspects de la physique des ions lourds

CE CHAPITRE INTRODUIT des notions de la physique des ions lourds nécessaires à la compréhension de notre travail. Nous commençons par décrire quelques propriétés fondamentales de la QCD puis du plasma de quarks et de gluons comme domaine particulier d'application de l'interaction forte. Nous enchaînons avec une description générale de la géométrie et l'évolution des collisions d'ions lourds et achevons ce chapitre avec quelques résultats importants et actuels du RHIC.

I.1 La Chromodynamique Quantique : QCD

La Chromodynamique Quantique (QCD pour « *Quantum ChromoDynamics* ») est la théorie fondamentale qui permet actuellement de décrire au mieux les processus de l'interaction forte. Elle fut proposée au début des années 1960 pour comprendre la structure des hadrons.

Le formalisme de la QCD est basée sur la théorie quantique des champs dont la charge conservée est appelée « couleur » et ne fait intervenir que les champs de partons (gluons et quarks), qui en constituent les degrés de liberté fondamentaux. La QCD est comparable à la QED (« *Quantum ElectroDynamics* ») à première vue, mais est en réalité plus complexe. Dans la QCD les bosons d'interactions, les gluons, sont eux-mêmes porteurs de charge de couleur et peuvent donc interagir entre-eux et avec les quarks contrairement à la QED où les vecteurs, les photons, sont neutres de sorte à ne pas pouvoir interagir ni entre-eux ni avec les électrons, les constituants élémentaires chargés de QED. Les gluons, en tant que porteur de charge de couleur, peuvent se coupler entre-eux, ce qui rend possible des vertex à 3 ou 4 gluons.

Dans le cas du Δ^{++} , formé de trois quarks u , les trois fonctions d'onde en espace, spin et saveur sont symétriques ; leur résultante est donc une fonction d'onde symétrique. Cependant, la statistique de Fermi-Dirac exige que la fonction d'onde de ce baryon, de spin $3/2$, soit antisymétrique. Après la mise en évidence de l'existence du baryon Ω^- (sss) (en 1964), c'est historiquement cet argument qui conduit en 1965 M.-Y. Han avec Y. Nambu et O.W. Greenberg de manière indépendante à suggérer l'introduction d'un nombre quantique supplémentaire permettant de rendre antisymétrique la fonction d'onde : c'est la charge de couleur. Les quarks possèdent un degré de liberté de jauge $SU(3)$ identifié à une des trois couleurs différentes $c =$ « rouge », « bleu » ou « vert » (ainsi que les « anti-couleurs » pour les anti-quarks), alors que les gluons sont porteur d'une charge de couleur - anti-couleur (« rouge » - « anti-bleu » par exemple). Les objets stables au regard de la QCD, comme les hadrons, sont neutres de charge de couleur (« blanc »). L'existence de trois couleurs a été vérifiée

expérimentalement en comparant la section efficace hadronique pour l'annihilation d'une paire e^-e^+ avec la section efficace pour la production d'une paire de muons pour cette même annihilation.

La forme générale du Lagrangien de QCD peut s'exprimer par :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^\alpha F_{\alpha}^{\mu\nu} - \sum_{q=1}^{n_s} \bar{\Psi}_q \gamma^\mu [\partial_\mu - igA_\mu^\alpha t_\alpha] \Psi_q - \sum_{q=1}^{n_s} m_q \bar{\Psi}_q \Psi_q. \quad (I.1)$$

Le premier terme de ce Lagrangien définit le tenseur des champs de couleur comme :

$$F_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu A_\nu^\alpha - \partial_\nu A_\mu^\alpha + gC_{\beta\gamma}^\alpha A_\mu^\beta A_\nu^\gamma, \quad (I.2)$$

où les A_ν^α définissent les composantes des huit quadri-potentiels des champs de gluons et les $C_{\beta\gamma}^\alpha$ sont les constantes de structure de SU(3). Les deux premiers termes de l'équation I.2 correspondent à l'énergie cinétique des champs de gluons alors que le dernier terme rend compte de leur interaction réciproque. C'est ce dernier terme qui fait toute la différence entre la QED et la QCD et fait que la QCD est une théorie non linéaire. Dans le deuxième terme de l'Éq.I.1, la somme se fait sur le nombre de saveurs de quarks n_s . g est relié à la constante de couplage $\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$ (g est l'analogue à e en QED), alors que $t_\alpha = \lambda_\alpha/2$, où λ_α sont les matrices de Gell-Mann, génératrices de la représentation fondamentale de SU(3). Ce deuxième terme de l'Éq.I.1 comprend l'énergie cinétique des champs de quarks (Ψ_q) ainsi que l'expression de leur interaction avec les champs de gluons A_μ^α . Cette expression est équivalente à celle de QED. Finalement le troisième terme de l'Éq.I.1 traduit le couplage de masse des quarks, où m_q sont les masses au repos des quarks dans le vide (générées par le mécanisme de Higgs).

I.1.1 Liberté asymptotique et confinement

Le confinement, observation des quarks uniquement groupés sous forme de hadrons, résulte du fait que l'intensité de l'interaction forte est une fonction croissante de la distance inter-quark. L'Éq.I.3 donne le potentiel d'interaction entre quarks séparés de la distance r :

$$V_{q\bar{q}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + kr. \quad (I.3)$$

Le premier terme est repulsif et domine à faibles distances. Il est comparable au potentiel de Coulomb, mais la dépendance en r de α_s , discutée dans la suite, fait la différence. Le deuxième terme traduit le fait que les quarks et les gluons ne peuvent pas être libérés des hadrons de façon permanente. Si nous essayons de séparer un quark q d'un hadron, ce deuxième terme du potentiel d'interaction croît et fait qu'à partir d'une distance donnée l'énergie disponible est suffisante pour créer une nouvelle paire de quark anti-quark ($q\bar{q}$). C'est ce terme, équivalent à une tension de corde, qui traduit le confinement.

La variabilité du couplage est à l'origine du concept de la liberté asymptotique formulé en 1973 par D. Politzer, F. Wilczek et D. Gross (Prix Nobel de Physique en 2004 [Gro73]) et est un élément clé de la QCD. Elle est nécessaire pour expliquer que lors des mesures de diffusions profondément inélastiques, les quarks apparaissent libres alors qu'ils ne sont jamais observés comme particules libres, mais sont toujours confinés, par l'intermédiaire de l'interaction forte, dans les hadrons (pour une revue récente [Bet06]). À grande distance, ou de façon équivalente à petit moment transféré (Q^2), le couplage est fort et les quarks sont confinés, alors qu'à petite distance ou à grand Q^2 , ce même couplage devient plus faible de sorte que les quarks peuvent se mouvoir comme des particules quasi-libres.

Comme la QCD est une théorie de champs non abélienne qui permet l'interaction des gluons entre-eux, les boucles fermées de gluons causent des problèmes de divergence dans le développement en séries perturbatives. Ces divergences sont éliminés par l'application d'un groupe de renormalisation qui introduit une échelle en énergie μ . Comme μ est un paramètre arbitraire et non pas un élément de la théorie, les observables physiques dépendantes de Q^2 ne peuvent pas dépendre de μ . Ceci est pris en

compte en définissant une constante de couplage courante (« *running coupling constant* » en anglais), qui elle dépend donc du rapport Q^2/μ^2 . Une autre approche, qui fut en fait l'approche historique, consiste à introduire un paramètre directement dans la définition du couplage. Ce paramètre, noté Λ_{QCD} , représente l'échelle à partir de laquelle l'évolution de la valeur du couplage divergerait si elle était extrapolée en-dehors du domaine perturbatif. De façon plus qualitative, Λ_{QCD} représente l'ordre de grandeur de l'échelle à laquelle le couplage devient fort. Sa valeur, déterminée expérimentalement, est de l'ordre de 200 MeV. Ainsi, pour des échelles de quelque fois Λ_{QCD} , soit environ la masse du nucléon ($\sim 1 \text{ GeV}/c^2$), la valeur du couplage est assez importante pour que la théorie perturbative ne soit plus applicable. À l'ordre dominant la constante de couplage courante à l'échelle Q^2 peut s'exprimer par :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\left(\frac{33-2n_s}{12\pi}\right) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}}, \quad (\text{I.4})$$

où n_s est le nombre de saveurs de quarks actifs. Cette relation traduit la présence de la liberté asymptotique. Plus les Q^2 sont élevés, plus la structure en profondeur de la matière est sondée.

La QCD perturbative (pQCD), comme son nom l'indique, traite la QCD dans le régime perturbatif. Dans ce régime, la constante de couplage α_s est suffisamment faible ($\alpha_s \ll 1$) pour permettre des développements limités. D'après l'Éq.I.4 cette condition est vérifiée pour des grandes valeurs de Q^2 , c'est-à-dire des énergies élevées comparées à l'énergie d'échelle Λ_{QCD} . Ce traitement perturbatif rend possible des calculs analytiques dans le formalisme de la QCD pour différentes observables. La complexité, mais aussi la précision de ces calculs dépendent de l'ordre du traitement. À ce jour ce sont l'ordre dominant (« *leading order* » : LO) et le prochain (« *next-to leading order* » : NLO) qui sont le plus utilisés.

I.2 Le plasma de quarks et de gluons

La notion de plasma de quarks et de gluons (QGP pour « *quark gluon plasma* ») a été introduite [Shu78] pour désigner un nouvel état de la matière en équilibre thermique (local) dans lequel les degrés de liberté de couleur se manifestent comme les degrés de libertés constitutifs du système, traduisant ainsi le déconfinement des quarks et des gluons. Pour le QGP, tel qu'il est supposé être créé dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, il n'est pas requis que les quarks et les gluons n'interagissent pas. En fait, il est difficilement imaginable que sur des durées aussi faibles que celles de l'évolution d'une collision au RHIC (quelques $10 \text{ fm}/c \simeq 3 \cdot 10^{-23} \text{ s}$), un milieu qui se thermalise et nécessite pour ce faire des interactions fréquentes entre les constituants, et un comportement comme un gaz parfait, c'est-à-dire sans interaction, soient facilement réconciliables. Le terme de sQGP, pour « *strongly-interacting Quark-Gluon Plasma* », à récemment été introduit [Gyu04] pour exprimer cette différence avec un état sans interaction.

I.2.1 Diagramme de phases de la matière nucléaire

La Fig.I.1 montre le diagramme de phase de la matière nucléaire tel qu'il est imaginé aujourd'hui. Pour des températures (T) et densités (ρ) faibles, les quarks et les gluons sont confinés sous la forme de hadrons (état fondamental). À haute densité d'énergie, c'est-à-dire à hautes températures et/ou à des densités élevées, on suppose que ce gaz de hadrons se transforme en un plasma de quarks et de gluons en subissant une transition de phase. Cette transition est actuellement prédite (par LQCD) se faire différemment selon la valeur du potentiel chimique. Ces prédictions de LQCD sont discutées dans la suite (voir § I.2.2 page 9). Lorsque les partons sont déconfinés ils perdent la mémoire de leur hadron d'origine et peuvent se mouvoir « librement » dans les limites du plasma. Cette perte de mémoire peut être expliquée par un écrantage. Comparable à l'écrantage de Debye, connu des

plasmas électromagnétiques, cet écrantage se fait, dans le QGP, au niveau de l'interaction forte (c'est le terme kr de l'Éq.I.3, responsable du confinement qui est écranté). Quand un grand nombre de charges de couleur sont rassemblées dans un volume faible, les partons ne « sentent » pas ce qui se passe plus loin (la contrainte hadronique). Une telle condition peut être réalisée grâce à la densité d'énergie élevée disponible dans des collisions d'ions lourds.

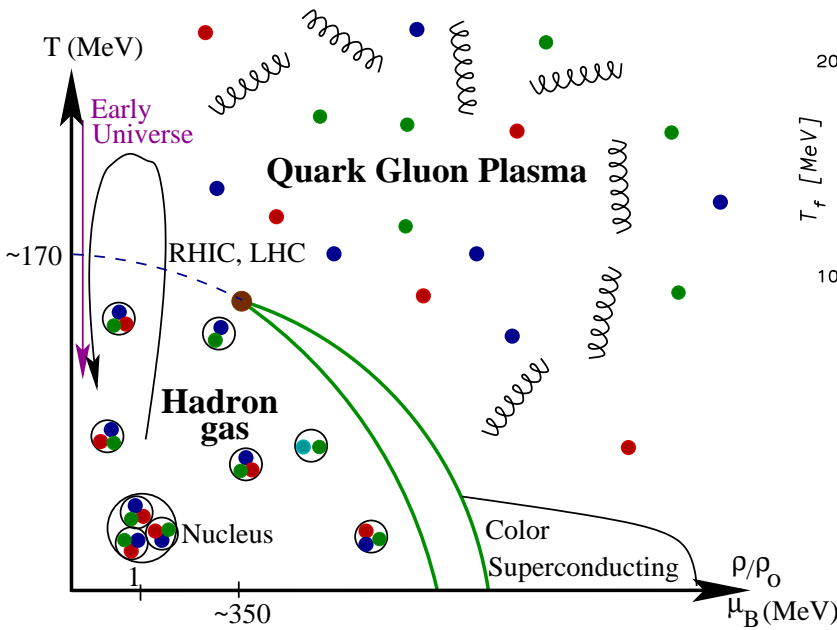


FIG. I.1 – Diagramme de phase de la matière nucléaire. Voir texte pour plus de détails.

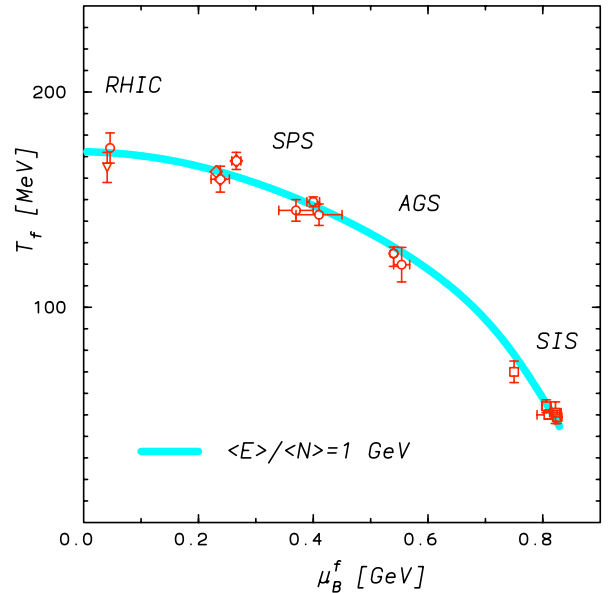


FIG. I.2 – Régions du diagramme de phases atteintes par divers accélérateurs selon les modèles thermiques statistiques. La bande bleue correspond à une énergie par nucléon de 1 GeV.

La flèche violette sur la Fig.I.1 indique l'évolution de l'Univers primordial, dans lequel une phase de plasma de quarks et de gluons est supposée avoir existé quelques microsecondes après le Big-Bang [Lan03b]. La flèche noire indique grossièrement l'évolution attendue dans ce diagramme de phases de la matière nucléaire lors d'une collision d'ion lourd ultra-relativistes au RHIC ou au LHC. La Fig.I.2 indique où, selon les modèles statistiques se situent les domaines d'exploration expérimentale proposés par différents accélérateurs (voir chapitre II pour plus de détails sur les accélérateurs) dans ce diagramme de phases.

Notons que dans des régions de basse température (< 100 MeV $\simeq 10^{12}$ K) et de haute densité « baryonique », les paires de quarks peuvent se condenser et conduire à la supraconductivité de couleur (tout comme les paires de Cooper sont à l'origine de la supraconductivité dans les métaux). Il n'est cependant pas exactement connu à ce jour, pour quelles valeurs de densité cette transition a lieu. Il est attendu que les étoiles à neutrons se trouvent dans cette région de l'espace des phases, mais il n'est pas clair si elles possèdent un noyau de quarks supraconducteur ou sont formés d'un condensat de neutrons.

Les études théoriques cherchent à la fois à décrire les différentes phases (hadronique et QGP) ainsi que les caractéristiques de la transition, utiles pour des découvertes expérimentales. Les calculs numériques sur réseau permettent une telle approche.

I.2.2 La QCD sur réseau : LQCD

Pour des grandes distances, c'est-à-dire à des échelles faibles, il devient impossible d'utiliser la théorie perturbative car α_s n'est plus petit. Cependant, Wilson, en 1974 [Wil74], propose de discrétiser l'espace-temps et de ne laisser évoluer les constituants du système uniquement sur les points d'intersection d'une maille, appelé réseau (« *lattice* »), afin de permettre des calculs numériques. C'est la naissance de la théorie de jauge sur réseau (« *Lattice Gauge Theory* »).

Ces types de calculs avec QCD prédisent une transition de phase entre la région à haute densité d'énergie dominée par des degrés de liberté de quarks et de gluons et le gaz de hadrons à des densités d'énergies plus faibles. Cette description peut se faire par la détermination de l'équation d'état (EOS pour « *Equation of State* »), c'est-à-dire une relation entre les paramètres thermodynamique de température T , pression p et densité d'énergie ϵ .

La Fig.I.3 permet de visualiser les résultats des calculs de QCD sur réseau (LQCD pour « *lattice* QCD ») à potentiel chimique baryonique nul ($\mu_B = 0$ MeV), c'est-à-dire pour un système qui est composé d'autant de baryons que d'anti-baryons. La variation de la pression (p/T^4) en fonction de la température normalisée par la température critique de transition de phase, T_c , est présentée sur la partie gauche de la Fig.I.3 pour différents nombres de saveurs. À droite est montrée la densité d'énergie en fonction de la température absolue. En plus des courbes pour deux (« *2 flavour* ») ou trois (« *3 flavour* ») espèces de quarks légers et de deux espèces légères et une lourde (« *2+1 flavour* ») est représenté le résultat de pure jauge (« *0 flavour* »). Pour $\mu_B = 0$ MeV, cette température est estimée à environ 170 MeV pour deux saveurs légères et environ 155 MeV pour trois saveurs légères (voir Fig.I.3). Nous remarquons aux alentours de cette température critique une augmentation abrupte de la pression et de la densité d'énergie traduisant ainsi l'apparition de degrés de liberté supplémentaires (partoniques) lors de la transition du gaz hadronique vers un plasma de quarks et de gluons.

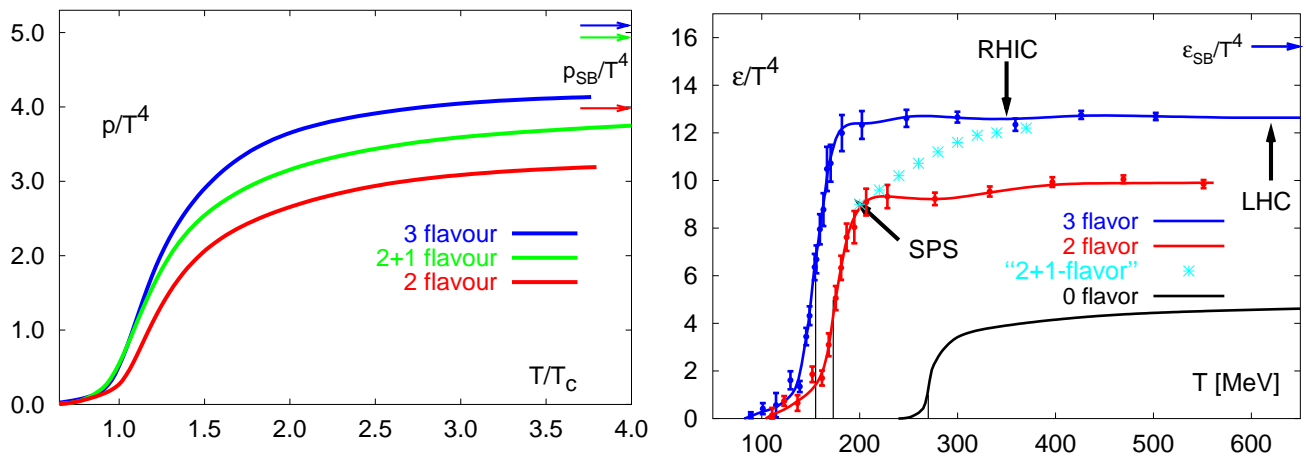


FIG. I.3 – (À gauche) Pression (p/T^4) en fonction de T/T_c et (à droite) densité d'énergie (ϵ/T^4) dans QCD en fonction de T à $\mu_B = 0$ MeV pour des nombres de saveurs différents : 2 saveurs légères, 2 légères et une lourde (étrange) et 3 saveurs légères. Les flèches à droite de chaque figure indiquent la limite des gaz parfaits, donnée par l'Eq.I.5. Figures prises de [Kar02, Kar04].

Nous remarquons également que même pour des températures qui sont deux à quatre fois supérieures à T_c^1 , le système n'atteint toujours pas les valeurs de pression et de densité d'un gaz parfait, c'est-à-dire un gaz sans interaction. Cette limite des gaz parfaits, dite de Stephan-Boltzmann, est indiquée à gauche des Fig.I.3 par la/les flèche(s). Cette limite est donné par l'Éq.I.5 qui correspond

¹Ce sont ces températures qui sont supposées être atteintes dans les collisions au RHIC et au LHC respectivement

à l'équation d'état d'un système avec n_f degrés de liberté.

$$\frac{3p_{SB}}{T^4} = \frac{\epsilon_{SB}}{T^4} = \left(16 + \frac{21}{2}n_f\right) \frac{\pi^2}{30}. \quad (\text{I.5})$$

Ceci est, comme déjà indiqué auparavant, une des raisons pour lesquelles la propriété de non-interaction n'est pas considérée comme une propriété intrinsèque du nouvel état de la matière qu'il s'agit de mettre en évidence et de caractériser.

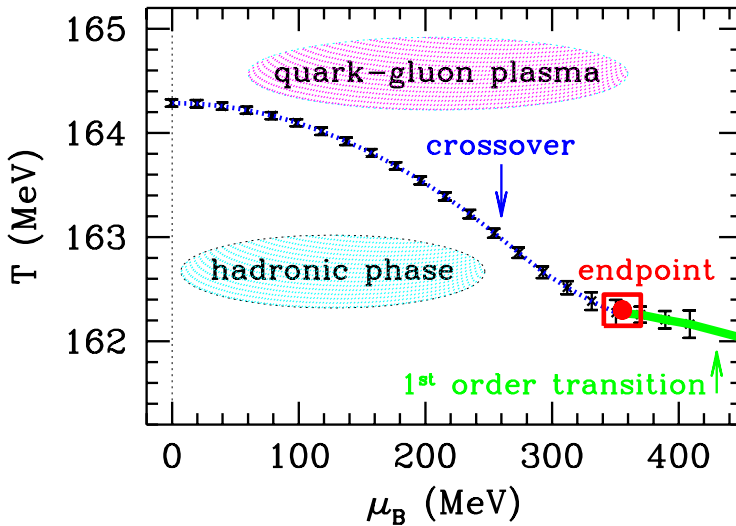


FIG. I.4 – Diagramme des phases tel qu'il est prédit par LQCD. rFigure prise de [Fod04].

Les calculs de LQCD peuvent également donner des indications sur la nature de la transition. Ainsi des calculs à potentiel chimique baryonique non nul [All02] suggèrent la présence d'un point critique dans le diagramme de phases (point rouge sur la Fig.I.4¹) où la transition serait du second ordre, c'est-à-dire que la transition se ferait de manière continue, mais qu'au moins un paramètre d'ordre présentait une discontinuité. Actuellement la position de ce point est prédite pour des potentiels chimiques plus élevés que ceux atteints aux énergies du RHIC (~ 350 MeV) [Fod04]. Au-delà de ce point critique (en vert sur la Fig.I.4), la transition serait du premier ordre et se ferait de façon discontinue. Pour des potentiels chimiques plus faibles que ceux du point critique (en bleu sur la Fig.I.4), c'est-à-dire dans la région des énergies du RHIC et du LHC, la transition entre un gaz hadronique et un plasma de quarks et de gluons serait continue (« *cross-over* »), comparable à la transition liquide-gaz de l'eau au-delà du point critique. La prédiction de la présence d'un tel *cross-over* fait qu'il n'est pas clair s'il existe une observable dont la fonction d'excitation permettrait d'obtenir une manifestation directe du passage d'un gaz de hadrons vers un plasma de quarks et de gluons.

Même si dans le cas d'un *cross-over*, il n'est plus possible de parler d'une transition de phase proprement dite, nous continuons à utiliser cette notation lorsque nous désignons le passage d'un gaz hadronique à un plasma de quarks et de gluons.

Remarquons que les calculs de LQCD ne sont pas le seul moyen pour estimer les conditions nécessaires à la transition de phase de la matière nucléaire. Phénoménologiquement ceci est possible à l'aide du modèle de sac [DeT83, Ber04]. Dans une approche simple, la phase hadronique est décrite par un gaz de π dans le formalisme d'une statistique de Bose-Einstein, alors que la phase de plasma est décrite par un gaz de quarks et de gluons dans le cadre d'une statistique de Fermi-Dirac. Si nous considérons dans les deux cas un modèle simplifié au sein duquel les deux gaz sont sans interaction, alors l'équation d'état est celle d'un gaz parfait. Les différences sont que dans la phase de plasma le facteur de dégénérescence est beaucoup plus élevé que dans le cas du gaz de pions et qu'une constante

¹Les différents types de transition prédits par LQCD sont également déjà représentés sur la Fig.I.1.

B est ajoutée à la densité d'énergie et retranchée à la pression. Cette constante de sac compense la pression exercée par le mouvement des quarks confinés dans les hadrons. Même avec cette approche très simple, il est possible d'estimer la température critique à $T_c \simeq 140$ MeV qui est de l'ordre de celle trouvée par des calculs plus élaborés de LQCD. Ce modèle ne permet, par contre, pas de faire des prédictions sur la nature de la transition.

I.2.3 La symétrie chirale

Une description du déconfinement est possible par la restauration partielle de la symétrie chirale. Il est possible de réécrire l'Éq.I.2 à l'aide de champs de chiralité gauche et droite (Ψ_L et Ψ_R). Si nous considérons la transformation chirale $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$, les seuls termes qui ne sont pas invariants sous l'action de cette transformation sont les termes faisant intervenir les masses des quarks (pour une revue [Cha98]). En absence de confinement, les masses des quarks sont les masses nues, et les termes de masses sont très faibles devant les autres termes du Lagrangien¹ (celui de l'énergie cinétique par exemple). Dans le cas de la matière nucléaire ordinaire, les quarks confinés dans les hadrons, ont une masse effective plus élevée et la violation de l'invariance sous la transformation chirale est plus importante. La symétrie chirale est dite spontanément brisée. Dans le cas du QGP il est alors attendu que la symétrie chirale soit au moins partiellement restaurée. La restauration n'est que partielle parce qu'il reste toujours un terme de masse, même s'il est faible, qui viole l'invariance sous la transformation chirale et ainsi la symétrie chirale. Les quarks lourds (c, b, t) possèdent la même masse dans l'état confiné et déconfiné. L'effet sur la masse de la restauration de la symétrie chirale est négligeable devant la masse de Higgs provenant de la brisure de symétrie électrofaible.

Dans le formalisme du modèle de sac, le condensat de quarks $\langle q\bar{q} \rangle$ est rendu responsable de la masse effective des quarks. Il peut ainsi être considéré comme paramètre d'ordre de la transition de phase, du fait qu'il est différent de zéro pour le gaz de hadrons et prend une valeur proche de zéro dans le plasma.

Une preuve de la mise en évidence de la restauration partielle de la symétrie chirale pourrait être considérée suffisante pour affirmer la création d'une nouvelle forme de matière. Son observation n'est pourtant pas nécessaire.

Un des objectifs des collisions d'ions lourds est la mise en évidence mais aussi la caractérisation de cette phase déconfinée de quarks et de gluons par l'obtention d'information sur le degré de thermalisation et la densité du milieu ainsi que la mise en évidence de degrés de liberté partoniques et/ou la restauration de la symétrie chirale. La discussion de notre travail (voir chapitre V) qui porte notamment sur les aspects liés à l'étrangeté dans cette recherche, nécessite des notions liées aux collisions d'ions lourds que nous introduisons dans la section suivante.

I.3 Notions sur les collisions d'ions lourds

Dans cette section nous présentons l'évolution générale et la géométrie d'une collision d'ions lourds. De plus, nous introduisons des notions essentielles comme la rapidité, l'impulsion transverse, la densité d'énergie, le pouvoir d'arrêt et l'écoulement.

I.3.1 Évolution de la collision : scénario de Bjorken

Après que la collision a eu lieu, le système se développe à la fois dans l'espace et dans le temps. Des calculs de LQCD (voir § I.2.2 page 9) prédisent que cette évolution passe par une phase de plasma de quarks et de gluons pour une densité d'énergie (voir § I.3.3 page 13) suffisante. Le scénario d'évolution

¹En tout cas pour les quarks u, d et s .

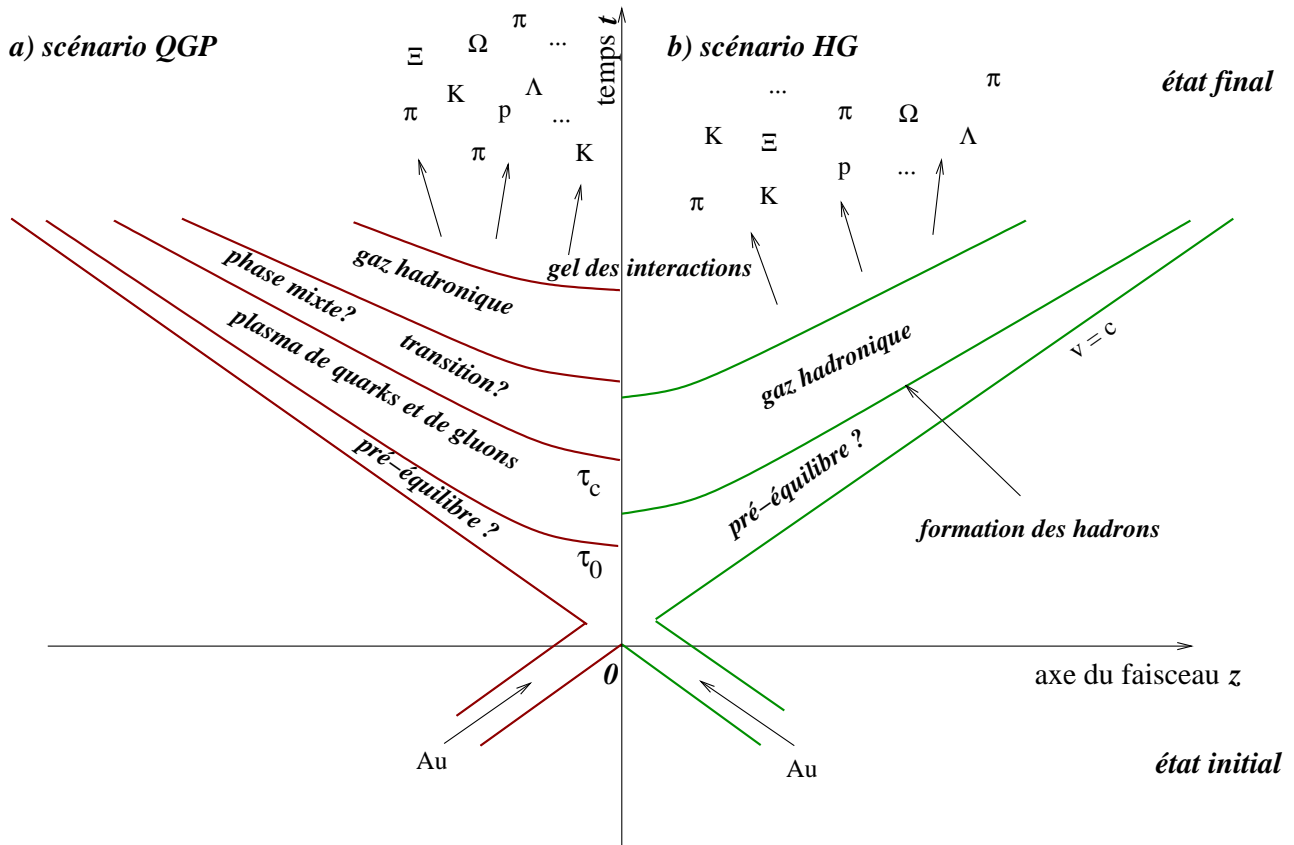


FIG. I.5 – Évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes suivant le scénario de Bjorken (les largeurs spatio-temporelles des bandes correspondant à chaque étape sont plus ou moins arbitraires) dans le cas de la (a) création ou (b) non-création d'un QGP. Voir texte pour une description détaillée.

utilisé comme base de discussion par les scientifiques est celui proposé par J.D. Bjorken [Bjo83] en 1983. Une représentation spatio-temporelle de cette évolution est schématisée sur la Fig. I.5. Nous considérons deux scénarios possibles : (a) la création et la (b) non-création d'un QGP.

Dans le premier cas le système évolue par une phase de pré-équilibre qui s'achève après $\tau_0 \sim 1$ fm/c. Pendant cette période de pré-équilibre le système chauffe et développe un équilibre thermique ; il occupe un volume de quelques fm³. Il en résulte l'apparition d'un plasma de quarks et de gluons déconfinés (QGP) qui se maintient jusqu'à $\tau_c \sim 5-7$ fm/c. Le plasma se refroidit et se détend progressivement jusqu'à franchir la densité d'énergie critique.   cet instant le système commence par une transformation graduelle du plasma en un gaz hadronique (HG pour « hadron gas ») associée à l'évaporation de particules à partir de sa surface. Après cette phase mixte, qui se termine après $\tau \sim 10$ fm/c, le gaz hadronique continue la détente et le refroidissement jusqu'à au gel des interactions qui a lieu envrion 20 fm/c après la collision. Ce gel est équivalent à une dislocation en hadrons libres et il est, en général, supposé se faire en deux étapes. Dans un premier temps, les interactions inélastiques, responsables de la création de nouvelles particules, cessent.   partir de cet instant la composition chimique, c'est-à-dire les taux de production des différentes espèces de particules, du système est fixée. Nous parlons alors de gel ou découplage chimique (« chemical freeze-out »), correspondant à une température de gel chimique, notée T_{ch} . La deuxième étape correspond à la fin des interactions élastiques, capables de modifier les distributions en impulsion (transverse) des différentes particules. C'est le gel ou découplage cinétique (« kinetic freeze-out »), caractérisé par une température de gel cinétique, notée T_{dec} ou T_{kin} ($\lesssim T_{ch}$). Les hadrons se déplacent dorénavant, sans interagir jusqu'à leur détection.

Dans le deuxième cas, en absence de création d'un plasma de quarks et de gluons le système évolue directement du pré-équilibre vers un gaz hadronique qui se disloque par la suite suivant les deux gels.

La phase avant la création du milieu chaud et dense, y compris la période avant la collision, est caractérisé d'*état initial* alors que l'*état final* est ce qui est finalement mesuré par les détecteurs. Lors des collisions d'ions lourds l'état initial est masqué par la présence de ce milieu, alors qu'il reste plus ou moins accessible lors des collisions élémentaires (p+p ou d+Au).

I.3.2 Rapidité et impulsion transverse

Les notions de rapidité et d'impulsion transverse sont indispensables à la compréhension de la suite de ce document. La rapidité (y) est définie par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right), \quad (\text{I.6})$$

où p_z est la composante de l'impulsion suivant l'axe du faisceau (z) et $\beta = v/c$. La rapidité maximale atteinte au RHIC correspond à la rapidité du faisceau. Pour le faisceau, le facteur de Lorentz vaut :

$$\gamma = \frac{E_{Tot}}{E_M} = \frac{E_C + E_M}{E_M} \simeq \frac{(100 + 1) \text{ GeV/u}}{1 \text{ GeV/u}} = 101, \quad (\text{I.7})$$

avec E_C l'énergie cinétique d'un nucléon à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et E_M son énergie au repos. Comme $\beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$, il en résulte que $y_{max}(\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}) \simeq 5,3$ et de manière équivalente $y_{max}(\sqrt{s_{NN}} = 62,4 \text{ GeV}) \simeq 4,2$. Nous observons que la rapidité dépend de la masse de la particule considérée. Une variable indépendante de la masse peut être obtenue avec la définition de la pseudo-rapidité η :

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right), \quad (\text{I.8})$$

où θ est l'angle entre la direction de propagation de la particule et l'axe du faisceau (suivant la direction z). Cet angle est déterminé par : $\cos \theta = \frac{p_z}{p}$, où $p = |\vec{p}|$ est l'impulsion totale. Dans la limite où $m \ll E$ nous avons : $y \sim \eta$.

Le développement d'une collision dans la direction longitudinale peut donc être décrite avec la rapidité. Une grande partie des particules sont, par contre, produites et « évacuées » dans le plan transverse de la collision. Pour mener des études dans ce plan transverse, l'impulsion totale des particules $\vec{p}(p_x, p_y, p_z)$ est décomposée en une composante longitudinale p_z et une partie transverse $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, dite impulsion transverse. Afin de pouvoir comparer des particules de masses différentes et faire mieux apparaître des effets liés à la masse, la masse transverse (définie par : $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$, où m_0 est la masse au repos de la particule étudiée) est utilisée.

I.3.3 La densité d'énergie

accélérateur	ϵ (GeV/fm ³)
AGS	1,0
SPS	2,5
RHIC	5,0
LHC	10,0

TAB. I.1 – Densité d'énergie estimée pour les collisions d'ions lourds auprès de différents accélérateurs aux énergies maximales atteintes.

Une quantité importante dans la quête du QGP est la densité d'énergie ϵ . En effet les calculs de LQCD prédisent la transition vers un plasma pour des valeurs supérieures à $\epsilon_c \simeq 0,7 - 1,0 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [Kar03a]. Malheureusement cette densité n'est pas accessible expérimentalement, mais est estimée à partir de l'énergie transverse moyenne $\langle E_T \rangle$ à l'aide de la formule de Bjorken [Bjo83] donnée par l'Éq.I.9. Cette formule estime la densité d'énergie dans le système après que celui-ci s'est thermalisé. Cette densité d'énergie à la thermalisation est environ un ordre de grandeur inférieur à la densité d'énergie à la formation [Set02].

$$\epsilon_{Bj} = \frac{1}{\pi r_0^2 A^{2/3} \tau_f} \frac{d\langle E_T \rangle}{dy}, \quad (\text{I.9})$$

où r_0 et A sont respectivement le rayon caractéristique et le nombre atomique des noyaux collisionnés. La variable τ_f , appelée temps de formation, est celle qui est la moins précisément connue. Selon les estimations les valeurs de τ_f sont de l'ordre de grandeur de 1,0 fm/c. Comme τ_f ne peut pas être mesuré directement, il y a de grandes incertitudes sur sa valeur, ce qui entraîne de grandes incertitudes sur la valeur de la densité d'énergie ϵ_{Bj} . La détermination de l'énergie transverse par unité de rapidité nécessite un calorimètre performant¹. Sinon l'énergie transverse moyenne peut être estimée à partir de la multiplicité :

$$\frac{d\langle E_T \rangle}{dy} \approx \langle m_T \rangle \frac{3}{2} \frac{dN_{ch}}{dy}. \quad (\text{I.10})$$

Pour $\tau_f = 1,0 \text{ fm}/c$, ceci nous amène à une densité d'énergie $\epsilon_{Bj} \approx 5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ pour les collisions centrales pour $y \sim 0$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. La collaboration BRAHMS a également déterminé, dans les mêmes conditions ϵ_{Bj} à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4 \text{ GeV}$. La valeur trouvée, $\epsilon_{Bj}^{62,4} \approx 3,7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, est toujours supérieure à la valeur critique pour la formation d'un QGP estimée par LQCD. La densité d'énergie dépend essentiellement de l'énergie de la collision et de la taille des ions. Le Tab.I.1 résume les valeurs estimées de la densité d'énergie pour les collisions d'ions lourds à l'énergie nominale de différents accélérateurs².

I.3.4 Géométrie de la collision

La Fig.I.6 (a) schématise le déroulement initial d'une collision. Avant l'impact (à gauche) l'énergie élevée des ions fait qu'ils se meuvent à des vitesses ultra-relativistes (99,995 % de la vitesse de la lumière). Ceci conduit à un facteur de Lorentz important ($\gamma \approx 100$) et donc à une forte contraction des ions dans la direction de déplacement. Ainsi, les ions prennent une forme de galette dans le référentiel du laboratoire. Après la collision il se forme une zone de dépôt d'énergie, qui, vu l'énergie disponible donne lieu à une matière dense très excitée qui lors de sa relaxation est à l'origine de la formation d'un grand nombre de particules.

L'énergie totale disponible dépend de l'énergie de collision, de la taille des ions ($r_{Au} \simeq 6,37 \text{ fm}$) et de la centralité de la collision. Géométriquement la centralité de la collision est définie par le paramètre d'impact $b = \|\vec{b}\|$, où \vec{b} est le vecteur qui relie les centres des deux noyaux dans le plan transverse à la collision. Des faibles valeurs de b correspondent à des collisions frontales, dites *centrales*, des deux noyaux (Fig.I.6 (b)) qui donnent lieu à une région de recouvrement approximativement sphérique. Pour des valeurs de b plus élevés, les noyaux se frôlent ce qui conduit à des collisions dites *périphériques* (Fig.I.6 (c)). Dans ce dernier cas la zone de recouvrement prend la forme d'une amande avec une excentricité d'autant plus grande que la collision est périphérique. Nous verrons plus tard que cette anisotropie spatiale a une grande importance pour l'évolution du système (voir

¹La collaboration PHENIX l'a estimée, entre autre, pour les collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ à $\langle dE_T/dy \rangle \sim \langle dE_T/d\eta \rangle = 620 \pm 33$

²voir chapitre II pour plus de détails sur les accélérateurs.

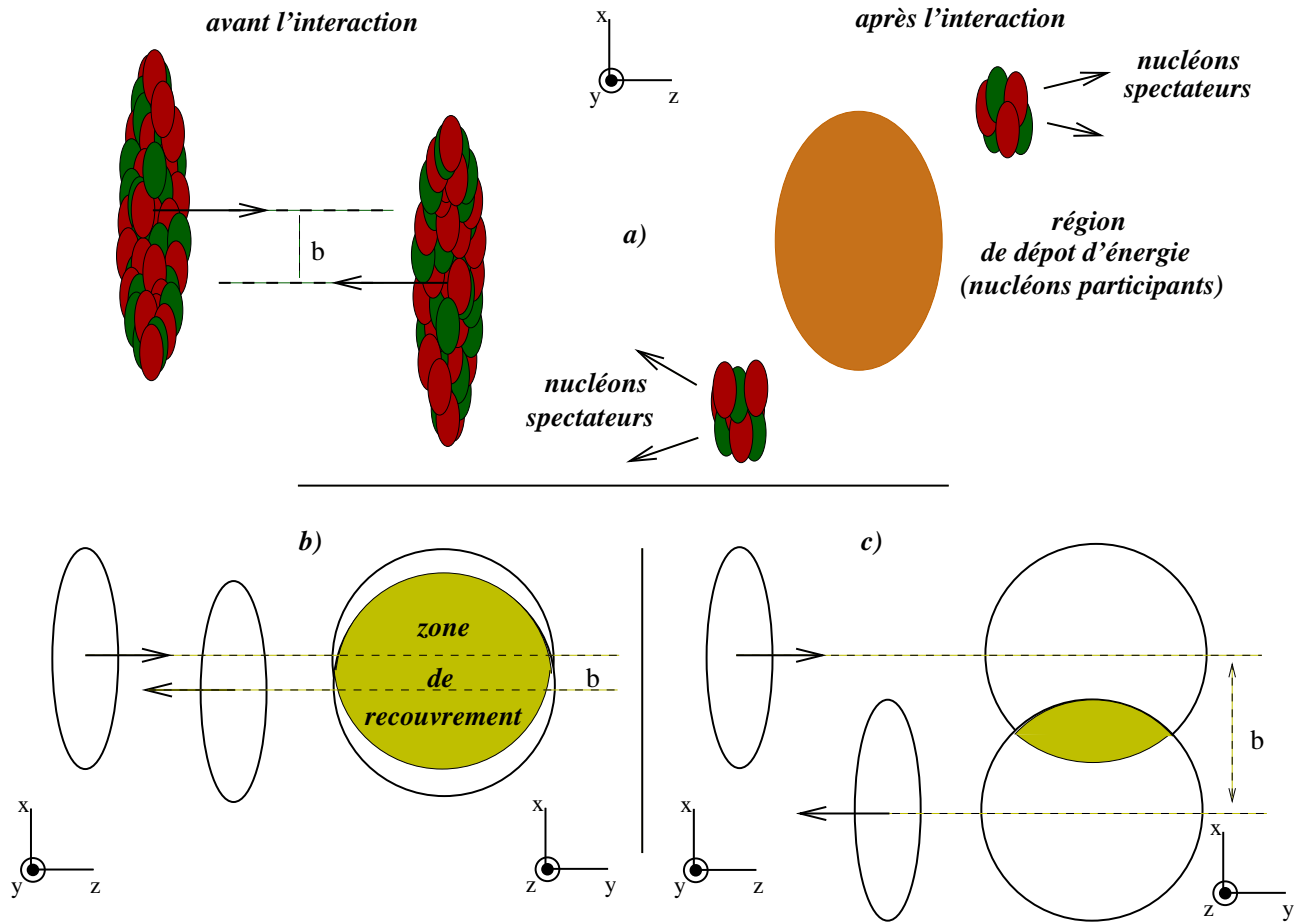


FIG. I.6 – Représentation schématique de la phase initiale d'une collision : a) collision semi-périphérique avant (à gauche) et après (à droite) l'interaction ; b) collision centrale ; c) collision périphérique. Voir texte pour plus de détails.

§ I.3.7 page 18). Expérimentalement la centralité de la collision ne peut pas être extraite à partir du paramètre d'impact, puisque celui-ci n'est pas directement mesurable. En pratique, le nombre de particules chargées produit (multiplicité, voir § II.3.3.1.1 page 46) est supposé donner une bonne estimation de la centralité. En effet, pour des collisions centrales, la zone de recouvrement est plus grande que pour des collisions périphériques, l'énergie totale disponible est alors plus élevée ce qui finalement mène à une multiplicité plus élevée. Ainsi, la centralité qui est exprimée comme fraction de la section efficace inélastique totale de l'interaction, suit une relation monotone avec la multiplicité. C'est pourquoi 10% des événements ayant la multiplicité la plus élevée correspondent aux 10% des collisions les plus centrales.

Lors de collisions plus périphériques seulement une fraction des nucléons des noyaux incidents subissent un choc. Ceux qui n'interviennent pas sont appelés les nucléons *spectateurs* (voir Fig.I.6 (a)), alors que ceux qui sont affectés par la collision sont qualifiés de nucléons *participants*, leur nombre est noté N_{part} . Ainsi pour les collisions Au+Au le nombre maximal de participants est $N_{part}^{max} = 197 + 197 = 394$. Le nombre de participants sert généralement à caractériser le volume du système issu de la collision et régit les processus mous (« *soft processes* »). Chaque nucléon participant peut subir plusieurs chocs. Un choc entre 2 nucléons est appelé collision binaire. C'est le nombre de tels chocs, noté N_{bin} , qui caractérise l'importance des processus durs (« *hard processes* »). Ces deux paramètres, N_{part} et N_{bin} , ne sont, comme le paramètre d'impact b , pas mesurables directement. Leur dépendance en fonction

de b peut cependant être estimée à l'aide d'un modèle de type Glauber.

I.3.5 Modèle de Glauber

Le modèle de Glauber¹ [Gla59] permet d'estimer pour un paramètre d'impact donné, le nombre de participants moyen et le nombre de collisions binaires moyen correspondants. La relation entre la centralité et le paramètre d'impact, paramètre purement géométrique, ne dépend de l'énergie que par σ_{pp} , la section efficace inélastique d'interaction p - p (voir suite).

Le point de départ pour ces calculs est un potentiel de Woods-Saxon sphérique, donnant la densité des nucléons dans le noyau en fonction de la distance r au centre du noyau :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-r_0}{\zeta}\right)}, \quad (\text{I.11})$$

$\zeta = 0,535 \pm 0,027$ fm et $r_0 = 6,5 \pm 0,1$ fm pour le noyau d'Au (numéro atomique $A = 197$), la valeur de ρ_0 a été fixée à $0,169$ fm⁻³ [Jag74] de façon à satisfaire l'équation suivante :

$$\iiint_0^{+\infty} \rho(r) d^3r = A. \quad (\text{I.12})$$

En plus des paramètres pour $\rho(r)$, σ_{pp}^2 doit être connue à l'énergie considérée pour estimer géométriquement N_{part} et N_{bin} . Les valeurs considérées sont : $\sigma_{pp}^{200\text{GeV}} = 42 \pm 1$ mb et $\sigma_{pp}^{62\text{GeV}} = 36 \pm 2$ mb³. Avec la définition de l'intégrale de recouvrement nucléaire pour 2 noyaux de même A par :

$$T_{AA}(b) = \iiint d^2s dz_1 dz_2 \rho(\vec{s}, z_1) \rho(\vec{s} - \vec{b}, z_2) \quad (\text{I.13})$$

(où \vec{b} est le vecteur paramètre d'impact, \vec{s} est un vecteur, contenu dans le plan transverse, qui permet de repérer un petit élément de la zone de recouvrement. Les variables z_1 et z_2 sont alors les positions des deux noyaux suivant l'axe du faisceau.), la probabilité d'avoir une interaction nucléon-nucléon (interaction binaire) entre un nucléon d'un des noyaux et un nucléon de l'autre lors de la collision des deux noyaux s'exprime simplement par $\sigma_{pp} T_{AA}(b)$. Dans le cas de deux noyaux de numéro atomique A entrant en collision le nombre total de collisions binaires peut s'exprimer alors par :

$$\langle N_{bin}(b) \rangle = \sigma_{pp} T_{AA}(b). \quad (\text{I.14})$$

Le nombre de participants peut s'écrire :

$$\langle N_{part}(b) \rangle = 2 \iint d^2s T_A(\vec{s}) \left[1 - \left(1 - \frac{T_A(\vec{s} - \vec{b}) \sigma_{pp}}{A} \right)^A \right], \quad (\text{I.15})$$

où $T_A(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(\vec{s}, z)$.

Il est également possible d'estimer la section efficace inélastique totale Au+Au par :

$$\sigma_{AuAu} = \iint d^2b \left[1 - (1 - T_{AA}(b) \sigma_{pp})^{A^2} \right] \simeq 7 \text{ barn}, \quad (\text{I.16})$$

le terme $\left[1 - (1 - T_{AA}(b) \sigma_{pp})^{A^2} \right]$ est alors la probabilité d'avoir au moins une interaction entre un nucléon d'un noyau avec un nucléon de l'autre. L'utilisation des valeurs moyennes pour les nombres

¹Prix Nobel de physique en 2005 pour ses travaux sur l'optique.

² σ_{pp} est supposée égale à la section efficace p - \bar{p} et la section efficace n - n .

³par interpolation des données de [Eid04]

Centralité	$\langle b \rangle$ (fm)	$\langle \epsilon \rangle$	$\langle S \rangle$ (fm ²)	$\langle N_{part} \rangle$	$\langle N_{bin} \rangle$
0 – 5 %	2, 24 ^{+0,07} _{-0,14}	0, 057 ^{+0,001} _{-0,01}	26, 87 ^{+1,04} _{-0,92}	347, 26 ^{+4,26} _{-3,75}	904, 27 ^{+67,68} _{-61,99}
0 – 10 %	3, 15 ^{+0,14} _{-0,14}	0, 080 ^{+0,001} _{-0,001}	25, 87 ^{+1,04} _{-0,92}	320, 31 ^{+5,71} _{-4,45}	809, 36 ^{+64,92} _{-58,88}
5 – 10 %	4, 08 ^{+0,16} _{-0,21}	0, 110 ^{+0,001} _{-0,010}	23, 56 ^{+0,85} _{-0,64}	293, 26 ^{+7,13} _{-5,60}	713, 72 ^{+63,68} _{-61,99}
10 – 20 %	5, 72 ^{+0,32} _{-0,21}	0, 170 ^{+0,01} _{-0,01}	19, 84 ^{+0,55} _{-0,40}	228, 99 ^{+9,20} _{-7,75}	511, 74 ^{+54,91} _{-47,53}
20 – 30 %	7, 36 ^{+0,47} _{-0,26}	0, 250 ^{+0,01} _{-0,01}	15, 88 ^{+0,29} _{-0,29}	162, 15 ^{+10,02} _{-9,47}	320, 87 ^{+42,87} _{-39,14}
30 – 40 %	8, 71 ^{+0,52} _{-0,31}	0, 325 ^{+0,02} _{-0,01}	12, 76 ^{+0,05} _{-0,05}	112, 03 ^{+9,62} _{-9,06}	193, 45 ^{+31,85} _{-30,94}
40 – 50 %	9, 91 ^{+0,47} _{-0,42}	0, 404 ^{+0,02} _{-0,01}	10, 13 ^{+0,10} _{-0,05}	74, 15 ^{+9,01} _{-8,51}	109, 30 ^{+22,36} _{-22,33}
50 – 60 %	10, 95 ^{+0,58} _{-0,52}	0, 494 ^{+0,02} _{-0,02}	7, 74 ^{+0,29} _{-0,29}	45, 79 ^{+7,03} _{-6,99}	56, 61 ^{+15,06} _{-14,35}
60 – 70 %	11, 89 ^{+0,67} _{-0,52}	0, 593 ^{+0,04} _{-0,04}	5, 45 ^{+0,45} _{-0,49}	25, 91 ^{+5,59} _{-5,58}	26, 85 ^{+8,76} _{-9,00}
70 – 80 %	12, 77 ^{+0,73} _{-0,57}	0, 713 ^{+0,06} _{-0,07}	3, 18 ^{+0,67} _{-0,67}	13, 01 ^{+3,36} _{-4,58}	11, 23 ^{+3,69} _{-4,78}
0 – 80 %	8, 78 ^{+0,53} _{-0,41}	0, 376 ^{+0,02} _{-0,03}	12, 55 ^{+0,03} _{-0,10}	121, 79 ^{+5,98} _{-8,60}	252, 16 ^{+27,76} _{-26,93}
20 – 40 %	8, 04 ^{+0,47} _{-0,27}	0, 285 ^{+0,02} _{-0,01}	14, 34 ^{+0,19} _{-0,19}	137, 39 ^{+10,35} _{-9,32}	257, 24 ^{+37,49} _{-35,10}
40 – 60 %	10, 40 ^{+0,63} _{-0,42}	0, 446 ^{+0,03} _{-0,02}	8, 94 ^{+0,19} _{-0,15}	59, 90 ^{+7,98} _{-7,55}	82, 91 ^{+19,13} _{-18,35}
60 – 80 %	12, 32 ^{+0,77} _{-0,57}	0, 652 ^{+0,05} _{-0,05}	4, 33 ^{+0,60} _{-0,52}	19, 31 ^{+3,85} _{-5,27}	18, 63 ^{+5,87} _{-6,43}

TAB. I.2 – Paramètres des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV tels qu'ils sont estimés par un modèle de Glauber : b est le paramètre d'impact, ϵ est l'excentricité de la zone de recouvrement des deux ions incidents, S sa surface, $\langle N_{part} \rangle$ le nombre moyen de nucléons participants à la collision et $\langle N_{bin} \rangle$ le nombre moyen de collisions binaires entre les nucléons des ions incidents correspondant aux différentes centralités exprimées comme fraction de la section efficace inélastique totale de l'interaction.

de participants ($\langle N_{part} \rangle$) et de collisions binaires ($\langle N_{bin} \rangle$) est principalement motivée par le fait que la centralité est déterminée sur un certain intervalle qui correspond à différentes valeurs de b et donc aussi de N_{part} et de N_{bin} . De plus, des fluctuations au niveau de la structure de noyaux [Kha01] peuvent donner, même pour une valeur fixée du paramètre d'impact, des valeurs différentes de N_{bin} et N_{part} . En effet, comme $A = 197$, les fluctuations, de l'ordre $1/\sqrt{A}$, sont non négligeables. Pour tenir compte de ces fluctuations, une approche Monte-Carlo est adoptée.

En plus de $\langle N_{bin} \rangle$, $\langle N_{part} \rangle$ et b , il est aussi possible de déterminer l'excentricité de la zone de recouvrement ainsi que sa surface. Toutes ces valeurs sont résumées, pour les différentes centralités dans le Tab.I.2. Plus de détails peuvent être trouvés dans l'annexe A de [Ada03c] et dans les références s'y rattachant.

Le lien entre la multiplicité ($\langle dN_{ch}/dy \rangle$) peut ensuite se faire par une approche phénoménologique de Monte Carlo en utilisant des modèles comme HIJING [Wan91]. Ce lien entre la multiplicité et le nombre de participants permet l'utilisation de $\langle N_{part} \rangle$ comme mesure de la centralité et facilite la comparaison entre différents systèmes.

Après avoir caractérisé la géométrie de l'état initial, il est utile de discuter des grandeurs qui influencent l'émission dans l'état final. Parmi celles-ci se trouvent les notions de transport et de pouvoir d'arrêt ainsi que le développement de phénomènes collectifs qui conduisent à ce qui est appelé écoulement. Ces aspects sont introduits dans les sections suivantes.

I.3.6 Transport et pouvoir d'arrêt

Le terme transport désigne le transfert des nucléons (quarks) de l'axe du faisceau dans le plan transverse de la collision. Il est fortement lié à la notion de pouvoir d'arrêt nucléaire. D'après la définition de la rapidité de la section précédente, une particule émise dans le plan transverse de la collision a une rapidité nulle. La région proche de cette rapidité nulle est qualifiée de « rapidité centrale » (« *mid-rapidity* »). La notion de transport est donc liée au transport des particules de la rapidité du faisceau à une rapidité plus faible.

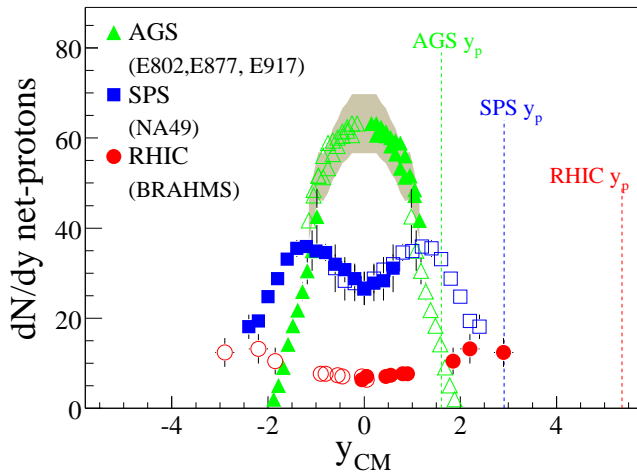


FIG. I.7 – Distributions de protons nets ($p - \bar{p}$) pour des collisions centrales au AGS, SPS et au RHIC en fonction de la rapidité. Les traits pointillés indiquent la rapidité des faisceaux respectifs [Ars05].

avoir suffisamment d'énergie restante pour continuer leur trajet et finir avec une rapidité non nulle. On parle alors de « transparence ». C'est alors dans la région en avant (« *forward rapidity* ») qu'est trouvée une forte densité baryonique nette élevée correspondant aux « fragments » du faisceau. Alors que la région de rapidité centrale est déplétée de quarks incidents, mais contient un grand nombre de paires $q\bar{q}$ créées dans la zone de dépôt d'énergie lors de la collision. C'est cette émission (et donc $y \sim 0$) qui nous intéresse spécialement pour caractériser la nouvelle matière produite. Dans cette région la densité baryonique nette (potentiel chimique) est donc faible. Une telle structure commence à apparaître à partir des énergies du SPS et est encore plus nette aux énergies du RHIC (points bleus et rouges respectivement sur la Fig.I.7).

I.3.7 L'écoulement

Le terme d'écoulement (« *flow* ») désigne une propriété observée dans les collisions d'ions lourds, qui résulte des collisions élastiques entre les particules. Les particules plus rapides entraînent les plus lentes, ce qui conduit à une uniformisation des vitesses. Il s'agit d'un phénomène collectif qui se présente sous différents aspects. L'écoulement radial (« *radial flow* ») qui provient de l'explosion du système et qui donne sa forme à la distribution en p_T . La vitesse supplémentaire par rapport à l'absence d'écoulement radial conduit à des impulsions transverses plus élevées et donc à une augmentation de l'impulsion transverse moyenne. Les spectres sont plus « durs », c'est-à-dire possèdent une contribution plus importante à haute impulsion transverse, ce qui conduit à une diminution de particules à bas- p_T . Comme ce sont les vitesses (β_T) qui sont uniformisées, l'effet est d'autant plus important que la particule est lourde, car $p_T = \gamma_T \beta_T m c$.

Le pouvoir d'arrêt (« *stopping* ») désigne alors la capacité du système de transporter les quarks/nucléons incidents à une rapidité plus faible. Dans le cas d'un pouvoir d'arrêt important, la plupart des quarks des nucléons vont effectivement se retrouver avec une rapidité faible, ce qui fait que l'espace disponible à $y = 0$ est fortement rempli par les nucléons incidents qui limite la création de nouvelles particules. Dans ce cas nous assistons donc à une forte densité baryonique nette, évaluée par la différence entre le nombre de particules et le nombre d'anti-particules (p.ex. : $p - \bar{p}$), vu que le nombre d'anti-particules pouvant être créées est faible. Une telle situation a été observée à l'AGS (points verts sur la Fig.I.7).

Au fur et à mesure que l'énergie de collision augmente, les quarks des nucléons, même s'ils perdent beaucoup d'énergie lors des chocs inélastiques initiaux, peuvent

Dans des collisions non-centrales, c'est-à-dire pour des collisions à paramètre d'impact b non nul, la zone de recouvrement des deux noyaux entrant en collision a la forme d'une amande et présente donc une anisotropie spatiale (voir Fig.I.6 (c)). Celle-ci a pour conséquence l'existence d'un gradient de pression différent suivant la direction considérée : plus grand dans la direction de \vec{b} (« *in-plane* ») que dans la direction perpendiculaire (« *out-of-plane* »). Cette différence de gradient crée une poussée plus importante dans la direction de \vec{b} . L'anisotropie spatiale se transforme ainsi au cours d'interactions successives entre les particules en une anisotropie azimutale dans l'espace des phases. C'est ce qui est appelé l'écoulement elliptique (« *elliptic flow* ») [Oll92]. Il s'agit d'un phénomène purement collectif et son amplitude dépend du nombre d'interactions entre les composantes de la matière chaude et dense créée lors de la collision et de l'excentricité de la zone de recouvrement, donc de la centralité. Sa mesure donne accès à l'amplitude des phénomènes collectifs du mouvement d'expansion. Comme en plus il ne se développe qu'aussi longtemps que l'anisotropie spatiale persiste, qui au cours du développement de l'expansion tend à se réduire (voir Fig.I.8), il nous fournit des informations sur les premiers instants de la collision.

En effet l'anisotropie spatiale est maximale au début de l'évolution et diminue au fur et à mesure et plus aucun écoulement elliptique ne se développera après quelques fm/c.

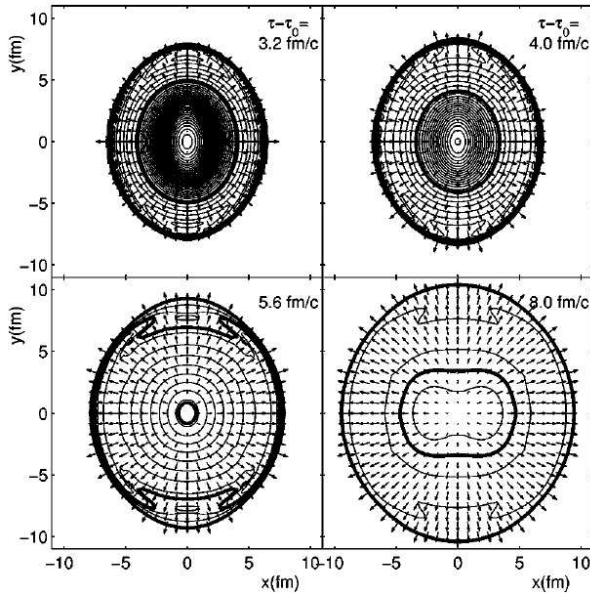


FIG. I.8 – Évolution temporelle de la densité d'énergie transverse (contours) et du champ de vitesses (flèches). Figure prise de [Kol00].

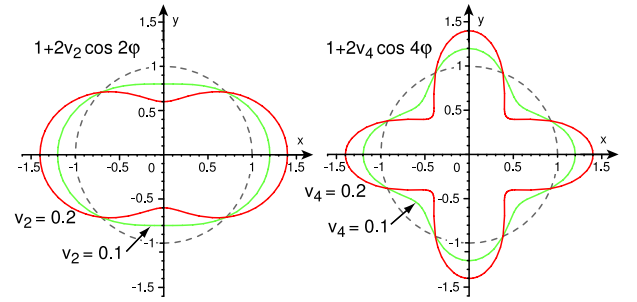


FIG. I.9 – Schématisation de la distorsion provoquée dans le plan transverse au cercle unitaire par la présence d'un v_2 (à gauche) de 10 % (en vert) et de 20 % (en rouge). À droite la même figure est montrée pour l'harmonique paire suivante, v_4 . Figure prise de [Kol03a].

La mesure de l'écoulement elliptique peut fournir des informations importantes sur le système créé lors des collisions des ions lourds. En effet, comme l'écoulement dépend entre autres de la compression du système tout de suite après la collision, il constitue une observable liée à l'équation d'état de la matière nucléaire. Sa mesure peut fournir des contraintes sur le modèle utilisé pour décrire la phase initiale de la thermalisation.

La distribution azimutale (selon $\varphi = \arctan(p_y/p_x)$) des particules peut être décomposée en série de Fourier. Cette décomposition est donnée par le dernier terme de l'Éq.I.17.

$$\frac{d^3N}{dp_T dy d\varphi} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=0}^{\infty} 2v_n(p_T) \cos [n(\varphi - \Psi_R)] \right), \quad (\text{I.17})$$

où Ψ_R est l'azimut du plan de réaction. Ce plan est défini par l'axe du faisceau et le vecteur paramètre

d'impact \vec{b} . C'est alors le second coefficient de cette développement en série, noté v_2 , qui donne l'écoulement elliptique. Sur la Fig.I.9 est montrée la distorsion provoquée à un écoulement isotrope (cercle) par la présence d'un v_2 de 10 % (en vert) et de 20 % (en rouge). La même chose est montrée pour la prochaine harmonique paire, v_4 , du développement en série de Fourier.

Dans le chapitre III nous décrivons plus en détails la détermination de l'écoulement elliptique pour les baryons multi-étranges et discutons les implications physiques de cette observable au chapitre V.

L'étude du v_2 constitue une variable intéressante pour caractériser un état déconfiné de quarks et de gluons. Ainsi si des particules possèdent un écoulement elliptique significatif, ceci indique qu'elles participent au mouvement collectif. Pour des particules lourdes le développement d'un tel v_2 nécessite de multiples interactions au cours desquelles une vitesse collective leur est communiquée. L'amplitude du v_2 informe sur le nombre de diffusions que les particules subissent. Il peut alors être une sonde pour la thermalisation (locale) du milieu, propriété requise pour la mise en évidence du QGP. Le degré de thermalisation atteint par le système peut alors être mis en évidence par la comparaison des données à des modèles qui supposent un équilibre thermique, comme par exemple les modèles hydrodynamiques (voir § IV.2 page 115 et § V.2.2 page 162). L'écoulement est additif, c'est-à-dire que si nous nous trouvons dans une situation où un QGP est formé, la mesure de l'écoulement final contiendra, a priori, une partie qui provient de la phase partonique et une partie de la phase hadronique.

Remarque : Il existe encore une autre forme d'écoulement, l'écoulement dirigé (« *directed flow* »), identifiable au coefficient v_1 du développement en série de Fourier de l'Éq.I.17. Il résulte d'un mouvement collectif du système global vers une direction donnée [Ada06b]. Il est non nul que pour des environnements non symétriques (collisions p+A ou à grande rapidité). Dans la région à rapidité centrale sur laquelle nous limitons notre travail, il est donc par définition très faible. Nous ne l'étudions pas.

I.4 Quelques résultats du RHIC

L'annonce de la découverte du QGP au SPS en 2000 était fondée essentiellement sur l'observation d'une augmentation anormale de la production de l'étrangeté ainsi que sur une suppression anormale de la production du J/Ψ [Hei00]. Avec les données du RHIC s'y rajoutent d'autres observables et plus de précision sur les mesures des anciennes qui permettent une vue plus détaillée et précise sur la caractérisation d'une éventuelle phase de partons déconfinés. Ainsi les processus durs et la production des saveurs lourdes sont plus importants au RHIC qu'ils ne l'étaient au SPS.

Des collisions dures entre constituants des noyaux initiaux peuvent conduire à la production de deux partons de haute impulsion transverse qui sont émis dos à dos (« *back-to-back* »). Ces partons se fragmentent ensuite en un ensemble de hadrons, les jets. Quand de tels jets sont produits dans des collisions élémentaires ($e^- + e^+$ ou p+p), il est souvent possible de reconstruire complètement les jets. Dans les collisions d'ions lourds, la production de tels jets est submergée par la multiplicité des particules originaires du milieu dense et chaud issues des autres participants à la collision. Dans un tel environnement l'information sur les jets est reconstruite par des corrélations angulaires entre deux particules d'impulsion relativement élevée. Ceci est fait en associant des particules à une particule déclenchante (« *trigger particle* ») de plus haute impulsion transverse. Comme l'impulsion des hadrons dans un jet est une fonction décroissante de leur distance au parton initial, la particule déclenchante indique la direction du parton initial ou plus précisément l'axe du cône dans lequel sont créés les hadrons. Si $\Delta\varphi$ est la différence en angle azimutal entre le déclencheur et l'associé, alors pour $\Delta\varphi = 0$ les deux particules se déplacent dans la même direction et le même sens dans le plan transverse et sont originaires du même jet. Pour $\Delta\varphi = \pi$ la particule déclenchante et l'associée se déplacent en sens opposé et proviennent donc de jets différents, résultants de la fragmentation de deux partons émis

dos-à-dos.

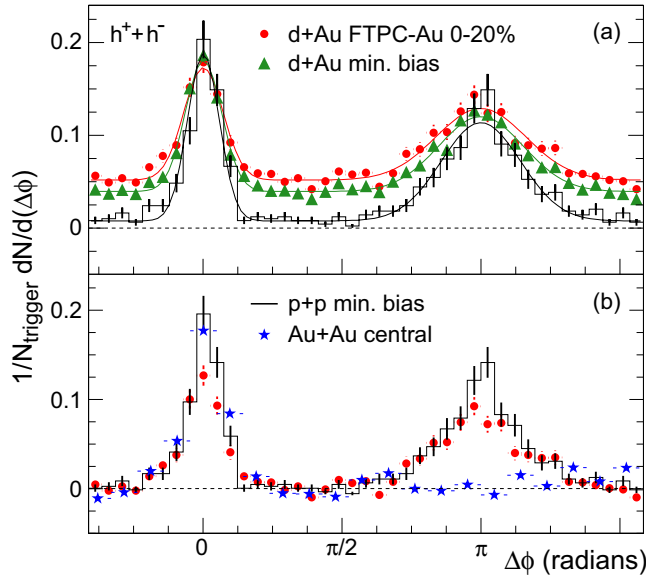


FIG. I.10 – Corrélations angulaires azimutales à 2 particules pour différents systèmes : p+p (en noir) ; d+Au pour deux centralités (en vert et rouge) et Au+Au central (en bleu) mesurées par STAR. Figure prise de [Ada03b].

La Fig.I.10 montre le résultat de telles corrélations angulaires dans différents systèmes. Dans tous les cas, le pic $\Delta\varphi = 0$ est clairement visible dans tous les systèmes, alors que le pic opposé est présent pour les collisions p+p et d+Au mais est supprimé pour les collisions Au+Au. Cette observation est interprétée comme la perte d'énergie des particules du jet opposé dans le milieu créé lors des collisions d'ions lourds et donc comme l'évidence d'un milieu dense. Si la collision dure a lieu proche de la surface du milieu, un des partons se déplace dans le vide et fragmente de façon équivalente aux collisions élémentaires en absence de milieu, alors que le parton qui se déplace dans le sens opposé doit traverser le milieu dense dans lequel il perd de l'énergie par radiation de gluons, ce qui élargit la distribution angulaire et fait que les impulsions des particules du jets s'uniformisent avec celles du milieu. Le pic opposé disparaît et les particules du jets sont confondues avec le bruit de fond. Le fait que le pic opposé reste visible dans les collisions d+Au montre que cette suppression n'est pas due à un effet nucléaire initial.

Dans cas des collisions semi-périphériques, la zone de recouvrement des noyaux initiaux prend une forme d'amande, elle présente des dimensions différentes dans la direction du plan de réaction (« in-plane ») et la direction perpendiculaire (« out-of-plane »). En utilisant des particules déclenchantes suivant l'une des deux directions il est possible de sonder directement cette géométrie. La Fig.I.11 illustre cette situation pour des collisions Au+Au semi-centrales (20%-60%). Comme dans ces collisions semi-centrales, contrairement aux collisions centrales utilisées sur la Fig.I.10, l'écoulement elliptique non nul induit une corrélation azimutale dont il faut tenir compte dans la construction de la fonction de corrélation. La Fig.I.11 (haut) montre ces corrélations angulaires avant la soustraction du v_2 . La contribution du v_2 à la fonction de corrélation est donnée par les courbes pointillées. La partie basse de la figure est obtenue en retranchant la composante v_2 . Nous y observons que pour des

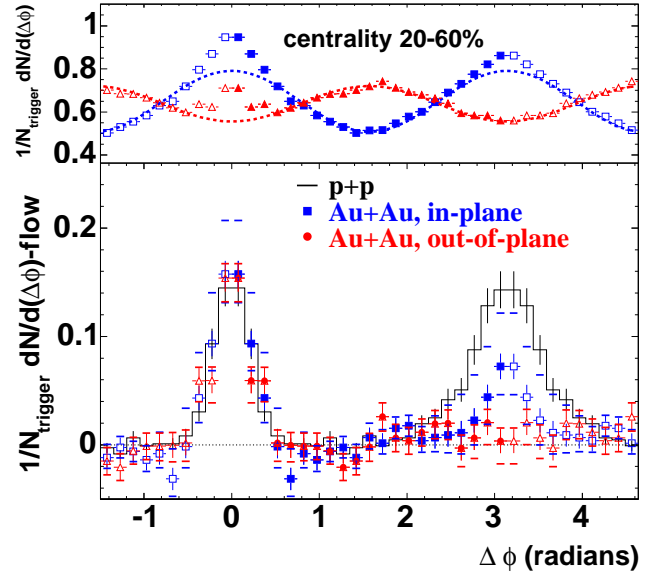


FIG. I.11 – Corrélations angulaires azimutales à 2 particules pour des collisions Au+Au semi-centrales (20%-60%) mesurées par STAR. En haut avant soustraction de la composante du v_2 (en pointillé) et en bas après soustraction. Les données bleues correspondent à une particule déclenchante dans le plan de réaction et les valeurs rouges pour des particules se déplaçant perpendiculaire au plan de réaction. Figure prise de [Ada04a].

particules déclenchantes se déplaçant suivant le petit axe de l'amande (*in-plane*), le pic opposé est légèrement supprimé par rapport aux collisions $p+p$, alors que pour les particules *out-of-plane* ce pic a complètement disparu. Dans le second cas le parton opposé doit parcourir plus de matière du milieu créé, il est donc davantage supprimé.

Les résultats discutés jusqu'à présent ont été obtenus avec les données des *Run-II* et *Run-III* respectivement. La statistique supplémentaire du *Run-IV* permet d'atteindre des impulsions transverses plus élevées en terme de particule déclenchante et de particules associées pour voir réapparaître le pic opposé [Ada06a]. Ces résultats permettent qualitativement de caractériser la densité du milieu créé.

La grande statistique permet également d'entreprendre des études plus élaborées. Ceux-ci, par opposition aux résultats montrés (hadrons chargés), se font pour des particules identifiées, en particulier aussi sur l'étrangeté [Bie06]. Ces études peuvent fournir des informations supplémentaires sur la suppression de jets et sur la proportion d'étrangeté produites dans les collisions dures. Elles constituent également une observable supplémentaire pour caractériser la différence entre baryons et mésons (voir § V.3 page 181). De plus, des prédictions récentes de R. Hwa *et al.* [Hwa06] suggèrent dans le cadre de modèles de recombinaison (voir aussi § IV.2.5 page 137), que pour des Ω avec un p_T déclenchant supérieur à 3 GeV/c pas de corrélation azimutale, distinguable du bruit de fond, ne devrait être observable. Ce modèle distingue entre contribution « thermique » et « shower » à la production de particules. La partie *shower*, reponsible de la création de jets, serait négligeable pour les ϕ et les Ω par rapport à contribution de la partie thermique (et ceci jusqu'à $p_T \sim 8$ GeV/c). Il en résulterait que les corrélations angulaires des Ω sont submergés dans le « bruit de fond thermique ». La mesure des corrélations des Ω constitue alors une observable intéressante pour tester ces modèles.

Des corrélations à deux dimensions, non seulement suivant φ , mais également suivant η peuvent donner une vue tomographique plus détaillée de la structure des jets et sont sous investigation [Mag04]. Enfin des études de corrélations à trois particules pour des impulsions plus faibles sont en cours, pour essayer de répondre à des questions telles que la présence ou non d'un « cône de Mach » [CS05]. La mise en évidence d'un tel cône permettrait de recourir à la vitesse du son dans le milieu, donc à son équation d'état.

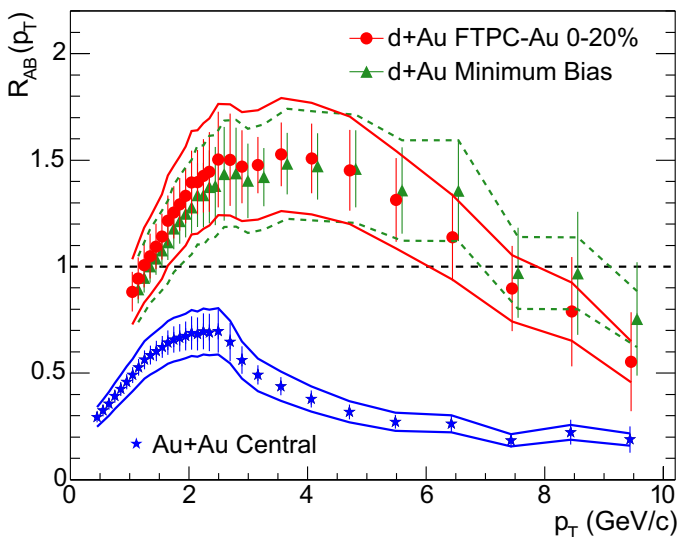


FIG. I.12 – Facteur de modification nucléaire pour les collisions $d+Au$ (vert et rouge) et pour les collisions $Au+Au$ centrales (bleu) mesurés par STAR. Figure prise de [Ada03b]

Une autre méthode pour étudier la densité du milieu est le facteur de modification nucléaire R_{AB} qui donne la production relative à une référence (voir § V.3.1 page 182 pour plus de détails). Ainsi sur la Fig.I.12 la référence sont les collisions $p+p$. Nous observons sur cette figure que pour les collisions $d+Au$ (rouge et vert), un facteur de modification nucléaire proche de l'unité est obtenu à haut- p_T ($> 6-7$ GeV/c), alors que pour les collisions $Au+Au$ centrales (bleu) ce facteur est beaucoup plus bas (vers

0,2). Dans les collisions d+Au, en absence de milieu, la production de particules de haute impulsion transverse est alors équivalente à une superposition de collisions p+p, alors que pour les collisions Au+Au, la production à haut- p_T est fortement supprimée par rapport à une telle superposition de collisions élémentaires. Comme pour les corrélations angulaires, ceci est interprété comme évidence de la perte d'énergie des particules dans le milieu.

Des mesures de la modification nucléaire des particules identifiées permettent d'avoir des informations plus détaillées sur le milieu. Ainsi, les γ produits aux premiers instants de la collisions n'interagissent pas lors de la traversé du milieu, dû à leur section efficace hadronique nulle ($R_{AA} \sim 1$ [Adl05a]) alors que les π^0 présentent une suppression comparable à celle des h^- dans les collisions Au+Au centrales à haut- p_T ($R_{AA} \sim 0,2$ [Adl05a]). À travers les électrons « non-photoniques », une telle mesure est faite actuellement également de façon indirecte pour le charme ouvert et la beauté [Adl05c, Bie05]¹. La comparaison avec des modèles permet ensuite de quantifier la densité du milieu, en terme de densité de gluons (dN^g/dy) [Vit02, Wic05] ($dN^g/dy \sim 1100$) ou de coefficient de transport (\hat{q} ; impulsion carrée transférée par unité de longueur) [Esk05] ($\hat{q} \sim 4 - 14 \text{ GeV}^2/\text{fm}$)². Les électrons non-photoniques permettent également une mesure indirecte de l'écoulement elliptique des quarks lourds (c et b), comme le montre la Fig.I.13. Une mesure de l'écoulement elliptique est importante pour caractériser l'état de thermalisation du milieu. Si dans le système le nombre d'interactions était suffisant pour communiquer un écoulement significatif aux quarks charmés, c , beaucoup plus lourds que les quarks u , d et s , ceci serait une forte indication que les quarks légers subissent suffisamment de collisions pour être thermalisés

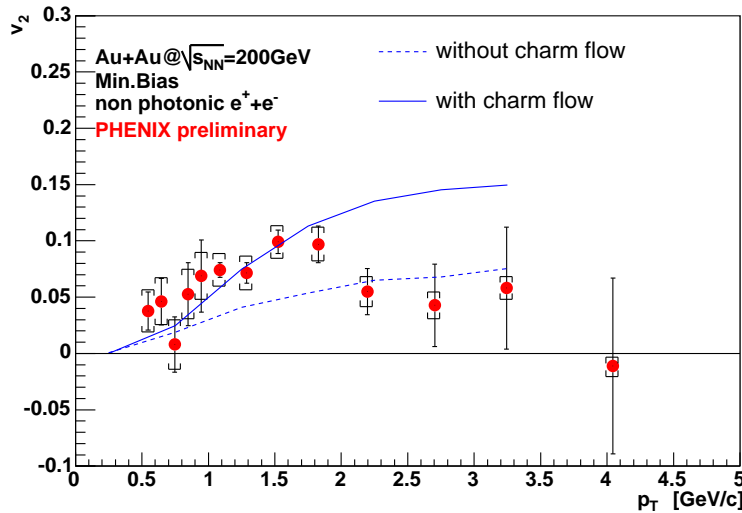


FIG. I.13 – Écoulement elliptique des électrons « non-photoniques » mesuré par PHENIX comparé à des prédictions théoriques pour l'écoulement du charme [Gre04b]. Figure prise de [Adl05b, But05].

La Fig.I.13, sur laquelle les courbes correspondant aux cas où le charme ne possède pas d'écoulement et en possède autant que les quarks légers sont indiquées, ne permet pas de tirer de conclusions. Pour des $p_T < 2 \text{ GeV}/c$, il semble que les données sont en accord avec le scénario d'écoulement du charme, mais elles en dévient nettement pour des impulsions transverses plus élevées. Une explication possible serait une contribution de la beauté b aux impulsions transverses plus élevées. Avec un écoulement plus faible, elle diminuerait l'écoulement mesuré à travers les électrons non-photoniques. De plus, il faut être prudent avec les conclusions tirées des études des électrons non-photoniques. D'une part, parce que la contribution des quarks b n'est pas toute à fait comprise [Arm06] et d'autre part, parce que cette mesure nécessite une estimation rigoureuse de la systématique, comme la soustraction et l'estimation exacte de la contribution des électrons « photoniques », provenant de décroissance Dalitz de mésons légers (p. ex. $\pi^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$) ou de conversions dans le matériel

¹Les incertitudes sur cette mesure restent à ce jour cependant encore très élevées.

²Ces estimations diffèrent selon les modèles.

du détecteur. Une mesure directe de l'écoulement elliptique du charme peut fournir des résultats plus probants.

Une autre mesure intéressante relative au charme est celle du charmonium J/Ψ ($c\bar{c}$) dans les modes de décroissances leptoniques ($e^- + e^+$ ou $\mu^- + \mu^+$). L'intérêt dans cet état résonant est multiple. D'une part, vu sa masse élevée ($3,097 \text{ GeV}/c^2$), les états liés $c\bar{c}$ devraient être formés tôt dans l'évolution du système. Comme en plus les leptons présentent une section efficace hadronique nulle, ils devraient transmettre fidèlement les informations des premiers instants de la collision. D'autre part, on peut penser que l'écrantage de couleur lors de la formation d'un QGP diminue la liaison des paires de $q\bar{q}$ formées par rapport à celles dans un gaz hadronique et pourrait ainsi résulter d'une suppression des états liés $c\bar{c}$ [Kha98]. Une suppression a d'abord été montrée par NA50 [Abr00]. Les mesures récentes de la collaboration PHENIX montrent la production de J/Ψ dans les collisions d'ions lourds relative aux collisions p+p (R_{AA}). Une suppression de J/Ψ dans les collisions centrales est en effet observée, mais celle-ci semble approximativement être explicable par des modèles utilisant une absorption nucléaire normale (ensemble avec d'autres effets) [Cos05].

Nous avons présenté ici quelques résultats obtenus aux RHIC depuis son démarrage qui ne sont pas directement liés à nos propres résultats et qui ne font pas l'objet de notre discussion. Celle-ci comprend, comme indiqué dans l'introduction, différentes observables de l'étrangeté et s'oriente sur la fonction d'excitation aux énergies du RHIC dans le but de mieux pouvoir caractériser la possibilité de la création d'un QGP. Cette discussion se focalise dans un premier temps sur les basses impulsions transverses ($\lesssim 2 \text{ GeV}/c$) et concerne la majorité des particules créées ($\sim 90\%$) lors des collisions d'ions lourds. Deux types d'observables sont distingués dans ce régime : les grandeurs intégrées en impulsion transverse et les variables en fonction de l'impulsion transverse. Les premiers informent sur les propriétés « statiques » du milieu comme la composition chimique. Nous y référons en parlons de propriétés chimiques. Le deuxième type d'observables fournit alors un aperçu sur les propriétés dynamiques du milieu. Les mesures expérimentales sont en particulier confrontées aux modèles thermiques statistiques (propriétés chimiques) et hydrodynamiques (propriétés dynamiques) respectivement. Dans un deuxième temps notre discussion s'oriente également vers les impulsions transverses légèrement plus élevées, dites intermédiaires ($2 \text{ GeV}/c < p_T < 5-6 \text{ GeV}/c$) avec des comparaisons sur la base des modèles de coalescence (voir chapitres IV et V).

De la Collision à la Reconstruction

A PRÈS LA VUE GÉNÉRALE sur la physique des ions lourds du chapitre I, ce chapitre est consacré aux installations expérimentales qui permettent de faire ces mesures. Nous commençons par un bref historique des accélérateurs utilisés dans ce domaine de physique pour passer ensuite au RHIC, le collisionneur qui nous a permis d'obtenir les collisions analysées dans ce travail. Après la description technique du complexe accélérateur, nous présenterons les différentes expériences qui y sont installées, en insistant sur l'expérience STAR qui nous a permis d'enregistrer les données relatives à notre analyse. À la fin de ce chapitre, nous décrirons comment, à partir des données brutes enregistrées sont déterminées et identifiées les traces des particules chargées ainsi que la position du vertex primaire et la multiplicité. Ces informations constituent les pré-requis à notre analyse.

II.1 Accélération des ions lourds

II.1.1 Historique des installations dédiées aux ions lourds

L'histoire des études sur la physique des d'ions lourds commence au Lawrence Berkeley National Laboratory (LBL ; Californie, États-Unis) par l'inauguration du *Bevatron* en 1954, qui fut élargi par l'installation d'un *linac* sous le nom de *Bevalac* plus tard. En 1976 au GSI (*Gesellschaft für Schwerionenforschung* ; Darmstadt, Allemagne) naît le projet de la construction d'un synchrotron d'ions lourds, le SIS. Jusque là les collisions d'ions lourds étaient exclusivement dédiées à l'étude des propriétés de la matière nucléaire. En 1992, auprès de l'AGS, inauguré dans les années 1960, (*Alternating Gradient Synchrotron*) au Brookhaven National Laboratory (BNL ; New York, États-Unis) débute un programme d'étude dédié à l'accélération d'ions ayant pour objectif la production artificielle et l'étude d'un plasma de quarks et de gluons. Au CERN près de Genève, c'est depuis 1994, que le SPS (*Super Proton Synchrotron*), en fonction depuis 1976, accélère des ions lourds. C'est auprès de cet accélérateur que les premiers résultats prometteurs ont été obtenus sur le QGP, ayant motivé la poursuite d'études sur des accélérateurs de plus hautes énergies.

Le RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*), opérationnel depuis l'an 2000 au BNL, marque le début d'une nouvelle génération de machines dédiées à l'étude des collisions d'ions lourds. En effet, le RHIC est le premier accélérateur qui a été conçu spécialement pour l'étude du QGP, alors qu'au SPS les études se faisaient sur un ensemble plus large de projets de physique. La différence majeure est que les machines antérieures accéléraient des ions lourds pour bombarder ensuite des cibles fixes. Le RHIC accélère deux faisceaux d'ions en sens opposé et les fait collisionner. L'utilisation d'un collisionneur possède plusieurs avantages : i) l'énergie disponible dans le centre de masse est nettement augmentée, ii) les produits de la collision sont répartis de manière plus ou moins isotrope autour du point

d'impact, au lieu d'être concentré dans un cône ce qui rend leur détection plus délicate, notamment à rapidité centrale. L'énergie dans le centre de masse plus élevée qu'au SPS, qui va de paire avec une densité d'énergie plus élevée, font du RHIC un outil performant pour la caractérisation du QGP. Le prochain projet consacré à l'étude du QGP est prévu pour 2007 au CERN. Le LHC (« *Large Hadron Collider* ») est, comme le RHIC, un collisionneur et les faisceaux seront des p et des ions lourds (^{208}Pb) à des énergies d'un ordre de grandeur supérieur à celles du RHIC (énergie maximale par paire de nucléon dans le centre de masse $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV en Pb+Pb et $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV pour les collisions p+p). Notons qu'uniquement une des quatre expériences installées auprès du LHC, ALICE, est dédiée à l'étude de la physique des ions lourds, alors que les autres sont dédiées aux aspects de la physique des particules, comme par exemple la recherche du boson de Higgs.

Le Tab.II.1 résume quelques caractéristiques des accélérateurs du domaine de la physique des ions lourds.

Démarrage	Nom	Type	Faisceau (A GeV)	E_F (GeV)	$\sqrt{s_{NN,max}}$
1990	SIS	cible fixe	^{238}U	1	1,4
1992	AGS	cible fixe	^{197}Au	12	4,9
1994	SPS	cible fixe	^{208}Pb	158	17,3
2000	RHIC	collisionneur	^{197}Au	100	200
2008	LHC	collisionneur	^{208}Pb	2750	5500

TAB. II.1 – Caractéristiques des accélérateurs dédiés à la physique des ions lourds. L'année de démarrage correspond à celle du projet d'ions lourds. Le faisceau donné correspond au noyau le plus lourd utilisé, alors que l'énergie est l'énergie nominale (maximale).

II.1.2 Le RHIC

Dans cette section nous décrivons de façon plus détaillée le RHIC et les installations attachées.

II.1.2.1 Le collisionneur

Le (RHIC) [Hah03, Ahr03] est un collisionneur situé au Brookhaven National Laboratory (BNL) sur l'île de Long Island dans l'état de New York aux États-Unis d'Amérique, qui permet d'accélérer entre autres des ions lourds.

Le RHIC permet, à l'heure actuelle, d'accéder à des énergies qui sont un ordre de grandeur supérieure à celui des expériences à cible fixe. Il constitue donc un outil indispensable dans l'étude des propriétés d'une matière chaude et dense en particulier et dans l'étude des interactions fortes en général.

Le RHIC est constitué de deux anneaux concentriques indépendants d'une circonférence de 3824 m chacun. Ces anneaux, dans lesquels se propagent les faisceaux en sens opposé, sont de forme hexagonale et se croisent en 6 endroits où peuvent être installées des expériences. Sur les 6 segments droits règne un fort champ électrique servant à l'accélération des ions et aux 6 arcs de cercles règne un champ magnétique fort pour courber la trajectoire des faisceaux d'ions. Ce champ magnétique est créé par 396 dipôles magnétiques supraconducteurs de 9,7 m de long et de 1740 aimants supraconducteurs de plus petite taille, dans chacun des anneaux. Cet ensemble permet de créer un champ magnétique d'au maximum 3,458 T [Ane03] nécessaire pour dévier les ions sur toute la circonférence du collisionneur. Les aimants supraconducteurs doivent être refroidis à moins de 4,6 K pour leur bon fonctionnement par un système autonome à base d'azote et d'hélium [Iar03]. La mise

Run	Année	Durée (jours)	Système	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	$\int \mathcal{L}_*$ (nb ⁻¹)	$\langle \mathcal{L} \rangle$ (10 ²⁶ cm ⁻² s ⁻¹)
I	2000	1	Au+Au	55,8	$< 1 \cdot 10^{-6}$	
		37	Au+Au	130,4	$3 \cdot 10^{-3}$	
II	2001 - 2002	111	Au+Au	200,0	$5,9 \cdot 10^{-2}$	
		1	Au+Au	19,6	$1 \cdot 10^{-4}$	
		≤ 58	p+p	200,0	$4,7 \cdot 10^2$	
III	2002 - 2003	71	d+Au	200,0	$1,985 \cdot 10^1$	$3 \cdot 10^2$
		≤ 63	p+p	200,0	$2,5 \cdot 10^3$	
IV	2004	81	Au+Au	200,0	1,27	4
		10	Au+Au	62,4	$2,1 \cdot 10^{-2}$	
		35	p+p (polarisé)	200,0		
V	2004 - 2005	66	Cu+Cu	200,0	$1,516 \cdot 10^1$	$8 \cdot 10^1$
		15	Cu+Cu	62,4	0,52	
		3	Cu+Cu	19,6		
		83	p+p (polarisé)	200,0		
		< 1	p+p (polarisé)	410,0		
VI	2006		p+p (polarisé)	200,0		$2 \cdot 10^4$
			p+p	62,4		

TAB. II.2 – Tableau récapitulatif des systèmes étudiés au RHIC : numéro, année et durée en jours des Runs, système de collisions exploité, énergie dans le centre de masse, luminosité intégrée délivrée à STAR et ordres de grandeurs de la luminosité instantanée moyenne pour différents systèmes.

en température de ces 2 fois 3824 m nécessite la quantité gigantesque de 21 MW d'électricité et dure environ une semaine par anneau.

II.1.2.1.1 Performances

Le RHIC permet d'accélérer des faisceaux de protons, p , à une énergie maximale de 250 GeV ou des faisceaux d'ions lourds jusqu'à une énergie maximale de 100 GeV par nucléon¹. Le RHIC est également conçu pour accélérer simultanément différentes espèces d'ions (p.ex. d+Au). Comme dans les collisions p+p un milieu dense et chaud de quarks et de gluons n'est pas supposé être produit, ils servent de référence (ou de ligne de base) pour l'étude des propriétés des collisions d'ions lourds. De même les collisions d+Au contribuent à élucider ce qui est un effet de l'état final (le milieu dense) ou un effet nucléaire initial. Depuis le Run-IV, des collisions p+p avec une polarisation transverse ou longitudinale sont réalisées également pour des études de spin [Mil06].

Le Tab.II.2 résume les différents systèmes et énergies étudiés jusqu'à présents auprès du RHIC. Nous y indiquons également les différentes valeurs de la luminosité² intégrée délivrée à STAR au cours du Run total ($\int \mathcal{L}_*$), ainsi que des ordres de grandeurs des luminosités instantanées moyennes pour un remplissage (« fill ») ($\langle \mathcal{L} \rangle$) pour différents systèmes.

La Fig.II.1 montre l'évolution de la luminosité des collisions Au+Au pour différentes expériences en fonction du temps. L'augmentation considérable pendant le Run-IV est telle que la luminosité dépasse la valeur de la conception initiale du RHIC d'un facteur deux.

¹Les énergies accessibles se situent entre 10 GeV et 100 GeV par nucléon, correspondant à $\sqrt{s_{NN}} = 20$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV respectivement.

²La luminosité est définie par : $\mathcal{L} = (fnN_1N_2)/A$. Elle dépend de f , la fréquence de révolution du faisceau dans les anneaux du RHIC ; de n , le nombre de paquets par faisceau ; de N_1 et N_2 , les nombres d'ions dans les paquets entrant en collision et de A , la surface transverse du paquet.

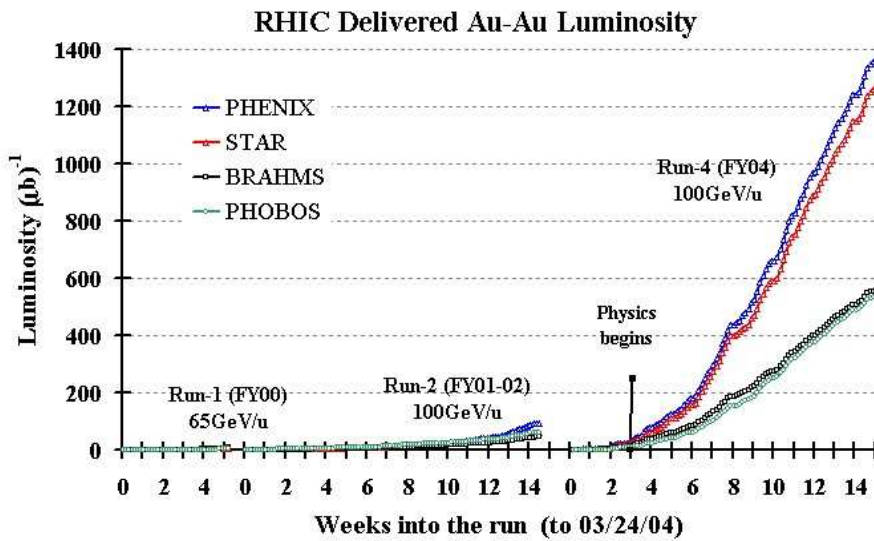


FIG. II.1 – Luminosité délivrée par le RHIC pour des collisions Au+Au aux différentes expériences en fonction du temps.

II.1.2.2 Description du complexe accélérateur

Le RHIC étant un synchrotron, les ions doivent d'abord être accélérés à une énergie minimale avant d'être injectés dans ses anneaux. Ceci est réalisé à l'aide du complexe qui existait avant la construction du RHIC. L'ensemble du complexe accélérateur est représenté sur la Fig.II.2. L'accélération se fait en plusieurs étapes. Les ions (Au^{79+} par exemple) traversent d'abord le Tandem Van de Graaff, où ils sont accélérés à une énergie d'environ 1 MeV/u (MeV par nucléon) et ionisés jusqu'à une charge Q de +32. La HITL (Heavy Ion Transfer Line) assure l'acheminement des ions vers le Booster Synchrotron où ils sont accélérés (jusqu'à 95 MeV/u) et ionisés davantage (jusqu'à $Q = +77$) avant d'être transférés en plusieurs paquets à l'AGS. Les paquets formés d'environ 10^9 d'ions y acquièrent des vitesses de plus de 99% de celle de la lumière correspondant à une énergie de 10,8 GeV/u (énergie d'injection) Les ions y sont également épluchés de leurs deux derniers électrons. Pendant la phase d'accélération au AGS, les ions sont regroupés dans des paquets plus grands et peuvent alors être utilisés indépendamment en parallèle pour des expériences sur cible fixe. Les paquets destinés au RHIC ils suivent l'ATR (AGS to RHIC) qui se termine par une bifurcation en Y. Celle-ci permet d'injecter les ions (un paquet à la fois) dans les deux anneaux¹ du RHIC, où ils sont accélérés à l'énergie à laquelle ils sont finalement collisionnés.

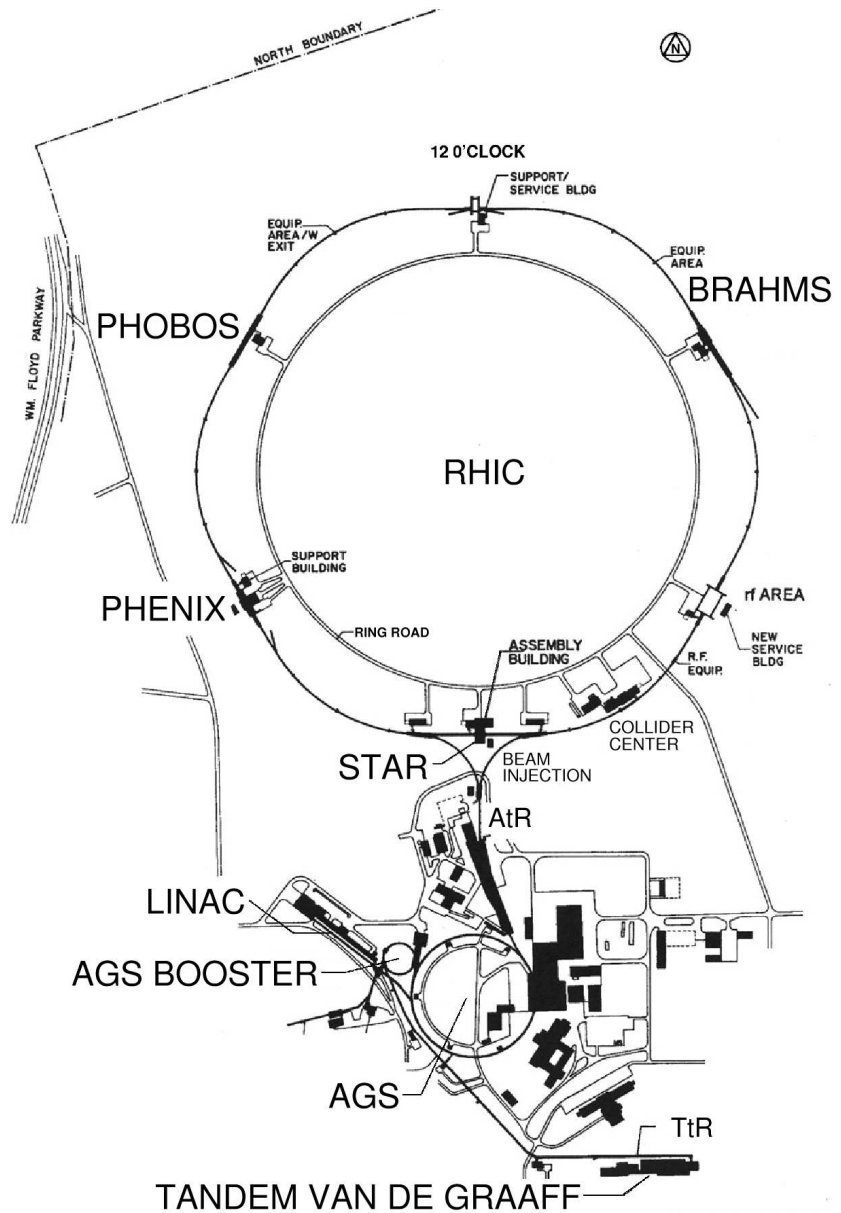
L'accélération des ions de deutérium et de cuivre se fait de façon équivalente, sauf que les charges et énergies à l'issue des différentes phases d'accélération sont différentes. Pour les p par contre l'accélération utilise le LINear ACcelerator (LINAC) au lieu du Van de Graaff. Celui-ci accélère les p issus d'un gaz d'hydrogène à une énergie de 200 MeV. À la sortie du LINAC les p suivent le même chemin que les ions et acquièrent une énergie de 25 GeV avant l'injection dans le RHIC. L'énergie maximale accessible par p est alors de 250 GeV, donc $\sqrt{s_{NN}} = 500$ GeV.

En général (à la fois pour les ions et les p) l'utilisation de paquets distincts, séparés par un vide poussé de 10^{-11} Torr, permet d'avoir des meilleures conditions d'accélération, comparé à l'utilisation d'un faisceau continu.

La durée totale de l'accélération, de la création des ions jusqu'aux premières collisions est de l'ordre d'une trentaine de minutes. C'est alors que des collisions d'ions peuvent avoir lieu à des fréquences de 10 MHz (une collision toutes les 100 ns) pendant une durée qui dépend de la stabilité des faisceaux et du nombre de paquets (de l'ordre de plusieurs heures par *fill*).

¹Celui en sens des aiguilles d'une montre est appelé « anneau bleu » et l'autre dans le sens contraire des aiguilles d'une montre l'« anneau jaune ».

FIG. II.2 – Vue schématique de l'ensemble du complexe collisionneur RHIC situé au Brookhaven National Laboratory. Les différentes installations sont détaillées dans le texte. Figure prise de [Ack03b].



II.1.2.3 L'avenir de RHIC

Couramment deux scénarios sont considérés pour l'avenir du RHIC. D'une part le RHIC II consiste en une augmentation de la luminosité de RHIC d'un facteur 10 pour étudier davantage des processus rares comme par exemple des états excités de charmonium et leur implications dans la caractérisation du QGP. D'autre part le eRHIC prévoit l'installation d'un anneau pour accélérer des électrons pour réaliser des collisions e^-p /ion. Celles-ci permettraient d'explorer des aspects fondamentaux de la QCD inaccessibles sur toutes les autres installations qui existent à ce jour [Sur06, Har05, Wit06, Hal03].

II.2 Détection auprès du RHIC

Dans cette section nous passons brièvement en revue les quatre¹ expériences principales installées sur les différents sites de collisions auprès du RHIC. Elle ont été conçues de façon à être

¹Il existe une autre petite expérience, PP2PP [Bul04], spécialement conçue pour l'étude des collisions de p polarisés [San05].

complémentaires pour la recherche du QGP. PHOBOS et BRAHMS sont les expériences plus petites, « livrées » avec une luminosité plus faible, alors que PHENIX et STAR sont les plus grandes expériences.

II.2.1 L'expérience BRAHMS

L'expérience BRAHMS (Broad Range Hadron Magnetic Spectrometer)[Ada03a] a principalement été conçue pour la détection, l'identification et la mesure de hadrons chargés sur un large domaine de rapidité ($0 < y < 4$) et d'impulsion transverse ($0,2 \text{ GeV}/c < p_T < 3,0 \text{ GeV}/c$) pour l'étude du pouvoir d'arrêt nucléaire et de l'équilibrage chimique. Le détecteur est composé de deux spectromètres dont l'angle avec le faisceau est modifiable. L'un est situé à haute rapidité et l'autre à rapidité centrale. Les capacités de BRAHMS permettent principalement de détecter et de mesurer les taux de production des principales particules chargées : π^\pm , K^\pm , p et \bar{p} , mais aussi du ϕ dans le canal $K^+ + K^-$ [Ars05]. L'expérience BRAHMS a pris ses dernières données au cours du *Run-VI*.

II.2.2 L'expérience PHOBOS

L'expérience prévue initialement sous le nom de MARS (Modular Array for RHIC Spectra) n'a pas été acceptée et a été remplacée plus tard par une autre expérience à laquelle le nom d'une des lunes de Mars a été attribué : PHOBOS. Les points forts de PHOBOS [Bac03] sont un déclenchement rapide et la possibilité de détecter des particules à basse impulsion transverse. Les spectromètres de faible acceptation situés à rapidité centrale, permettent, grâce à leur haute granularité, une identification et une mesure de particules ayant des impulsions de $0.03 \text{ GeV}/c$. De plus PHOBOS est constitué de détecteurs au Silicium entourant le point d'interaction, qui sont à l'origine du déclenchement rapide. L'ensemble couvre un domaine de rapidité de 0 à 1,5 et permet de mesurer les taux de production de nombreuses particules, comme γ , π^\pm , ρ , d , K^\pm , ϕ et aussi les Λ . Ces mesures donnent la possibilité d'investiguer les propriétés chimiques par l'intermédiaire des rapports de particules [Bac05, Bac00]. L'expérience PHOBOS a pris ses dernières données au cours du *Run-IV*.

II.2.3 L'expérience PHENIX

PHENIX est l'acronyme de Pioneering High Energy Nuclear Interaction experiment [Adc03]. Il s'agit de l'expérience la plus volumineuse et la plus lourde (4000 tonnes) installée au RHIC. L'expérience PHENIX est formée de plusieurs sous-détecteurs. Les deux spectromètres à muons (« *muon arms* ») couvrent des régions en pseudo-rapidité de $1.1 < |\eta| < 2.4$ avec une couverture en azimut de 2π . Le spectromètre central est formé de deux bras (« *central arms* ») avec une couverture en pseudo-rapidité de $|\eta| < 0.35$. Les détecteurs servant à la reconstruction et l'identification des autres particules, comportent un RICH (« *ring imaging Čerenkov* »), une TPC (« *time projection chamber* ») et un TOF (« *time of flight* »). Ils ont tous la même couverture en pseudo-rapidité de $|\eta| < 0.35$.

PHENIX est spécialisée dans la mesure de la production des leptons (e^\pm , μ^\pm) et de photons (γ) pour étudier les canaux leptoniques et photoniques de désintégration du π^0 ou du ϕ et du charme ouvert (p.ex. D^0) et surtout pour les résonances hadroniques de charmonium et de bottonium comme le J/Ψ , le Ψ' et l' Υ . PHENIX prend donc en quelque sorte le relais de l'expérience NA50 du SPS [Abr00]. À cause de leur section efficace hadronique nulle, les leptons et photons créés pendant la collision n'interagissent pas avec la matière partonique/hadronique créée et peuvent donc constituer, s'ils sont créés tôt, une sonde des propriétés des premiers instants de l'évolution du système. Une suppression anormale du J/Ψ et du Ψ' avait été identifiée comme signature intéressante pour la caractérisation d'un état de partons déconfinés (voir Chapitre I). Notons cependant que bien que focalisées sur les mesures leptoniques et photoniques, des mesures relatives aux hadrons (tels que π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} et Λ) sont également possibles dans PHENIX, de même que l'étude d'événements de grande impulsion transverse en région centrale [Adc05, Cos05, Adl05a].

II.2.4 L'expérience STAR

L'expérience STAR a enregistré les données qui nous ont permis d'obtenir les résultats qui font l'objet de cette thèse et qui sont présentés dans les chapitres suivants. Pour cette raison, nous décrivons ce détecteur et ces constituants en détail.

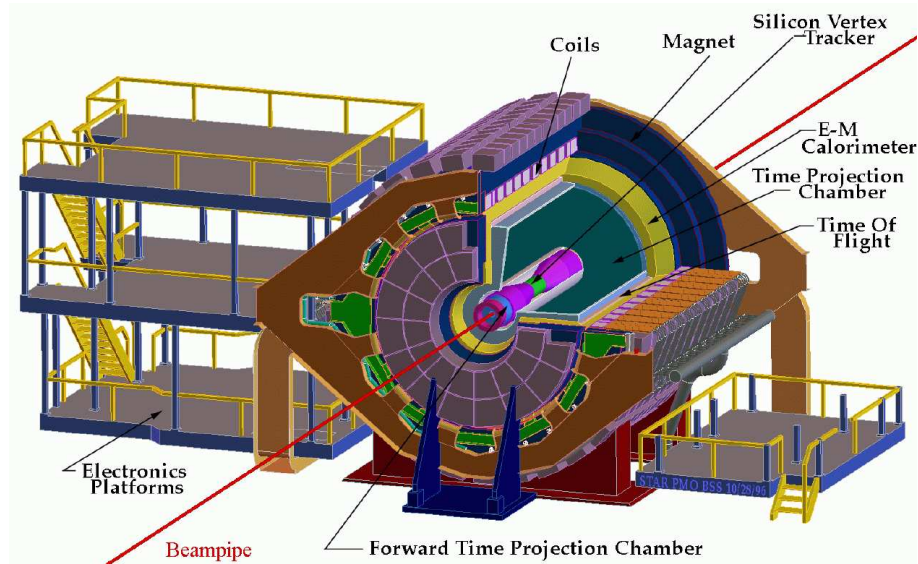


FIG. II.3 – Vue tri-dimensionnelle des principales composantes de l'expérience STAR.

II.2.4.1 Généralités

L'expérience STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) [Ack99, Ack03b] s'oriente plutôt vers la mesure d'observables hadroniques. Néanmoins, les observables leptoniques, comme par exemple la détection d'électrons non-photoniques, ne sont pas négligées. Une grande partie des hadrons sont des particules instables qui se désintègrent. Pour recourir aux hadrons d'origine il faut alors détecter les produits de désintégration et les associer à une particule mère. Ceci nécessite une bonne acceptance et une trajectographie performante. Ce sont les atouts principaux de STAR. Le trajectographe principal de STAR est une chambre à projection temporelle (TPC) avec une bonne acceptance qui présente une couverture azimutale complète et une couverture en pseudo-rapacité η de $\pm 1,5$ unités en moyenne.

En plus de la TPC, l'expérience STAR est composée d'un certain nombre de sous-détecteurs, qui peuvent être divisés en plusieurs catégories. Une première englobe les systèmes pour le déclenchement qui assurent la sélection des bons événements. La TPC fait partie des détecteurs de trajectographie, qui servent à reconstruire les trajectoires des particules qui l'ont traversées. Il existe ensuite encore des détecteurs complémentaires pour l'identification des particules. Un calorimètre pour les sondes électromagnétiques est en cours d'installation. Même si tous ces sous-systèmes de STAR ne sont pas utilisés pour notre étude, nous les décrivons brièvement afin de donner un aperçu sur les capacités variées de cette expérience. La Fig.II.3 montre en 3D l'expérience STAR alors que sur la Fig.II.4 est représentée une coupe longitudinale qui permet de voir plus précisément le positionnement des différents sous-systèmes. Nous insistons sur les parties déclenchement et trajectographie, particulièrement utiles pour notre analyse et nous terminons cette section en introduisant quelques projets envisagés pour l'avenir de STAR.

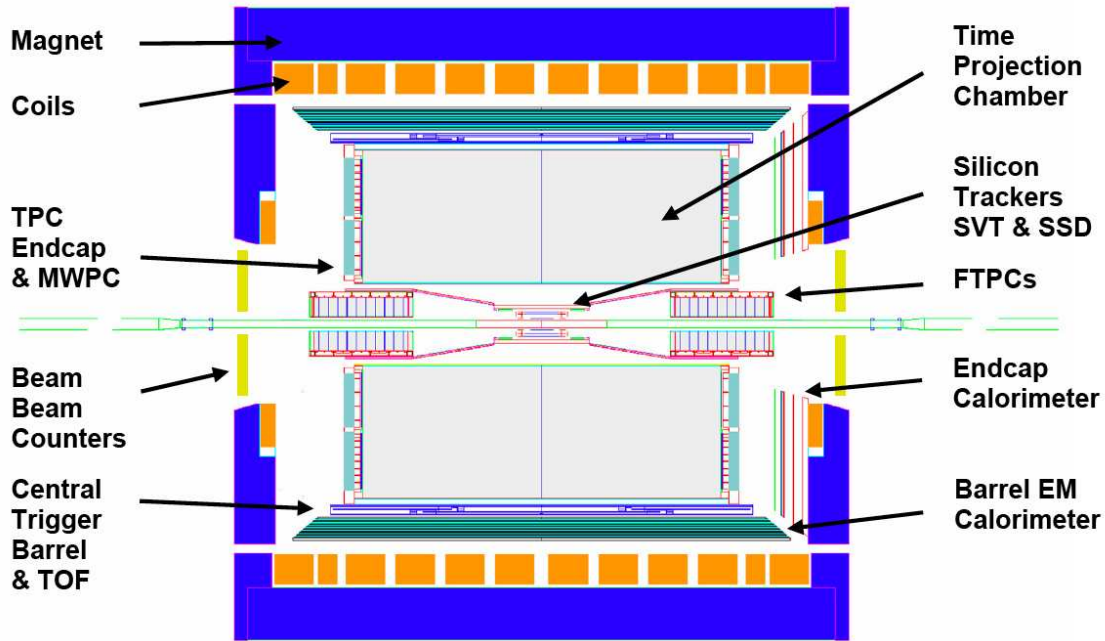


FIG. II.4 – Coupe bi-dimensionnelle de l'expérience STAR montrant les différents sous-détecteurs à rapidité centrale.

II.2.4.2 Les détecteurs de déclenchement

Des contraintes dues à la vitesse d'acquisition de la chaîne électronique des différents détecteurs et les capacités de stockage par rapport à la fréquence des collisions régissent le déclenchement (« *trigger* ») [Bie03]. Celui-ci permet de trier entre les événements à conserver et de lancer la chaîne d'acquisition des données pour les détecteurs plus lents si un événement est retenu. La fréquence de collision au RHIC est de l'ordre de 10 MHz, alors que les détecteurs lents, comme par exemple la TPC et le SVT (voir § II.2.4.3.4.1 page 39) ont des capacités d'enregistrement la DAQ (« *Data Acquisition* ») [Lan03a] de 100 Hz dépendant de la centralité de la collision¹. Il s'agit également d'éliminer les collisions parasites entre le faisceau et le gaz résiduel dans le tube. Ces valeurs montrent la nécessité d'un déclenchement efficace pour filtrer ces événements et ne retenir que ceux qui sont censés contenir des informations correspondant à la physique à laquelle on s'intéresse. La fréquence avec laquelle les données sont stockées sur disque est encore considérablement réduite (≈ 5 Hz).

Les détecteurs de déclenchement sont des détecteurs très rapides qui permettent d'obtenir des informations globales sur l'événement, comme par exemple sa centralité, sa multiplicité en fonction de la pseudo-rapacité où encore sur la position du vertex de l'interaction. Ces détecteurs permettent donc de sélectionner déjà au préalable les événements ayant les caractéristiques qui servent pour pouvoir atteindre les buts physiques initialement fixés. Parmi les modes de déclenchement les plus utilisés on trouve le déclenchement de biais minimum (« *minbias* ») et le déclenchement *central*. Le premier vérifie uniquement si une collision a eu lieu, alors que le déclenchement *central* requiert une multiplicité minimale élevée dans les détecteurs de déclenchement afin de ne sélectionner que des événements qui satisfont une certaine centralité des ions collisionnant. Il existe aussi des déclenchements pour sélectionner des événements plus rares, comme par exemple ceux avec des photons ou des électrons de hautes impulsions. Dans ce cas un certain dépôt d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques est requis (appelé « *high tower trigger* », un tel déclenchement n'a pas été utilisé pour notre analyse).

¹Ce taux était initialement entre 1 et 10 Hz, mais la reconstruction en ligne des clusters de la TPC a réduit le volume de données à lire et ainsi augmenté le taux de lecture, une autre actualisation de la DAQ est prévue, voir § II.2.4.6 page 40

Les détecteurs de déclenchement peuvent aussi directement faire une sélection sur la position de l'interaction (vertex primaire, voir § II.3.3 page 45) qui doit être suffisamment centrée au milieu de la TPC pour assurer une bonne acceptation sur la reconstruction des traces des particules créées lors de la collision sans qu'elles ne sortent de son volume.

Même si un détecteur prévu pour la mesure des caractéristiques physiques peut être utilisé comme déclenchement (c'est le cas par exemple du EMC), nous passons en revue ici les détecteurs spécifiquement conçus pour le déclenchement. Ces détecteurs mesurent les neutrons spectateurs de la collision (ZDC) ou un signal qui est proportionnel à la multiplicité de particules chargées sur différents intervalles en rapidité (CTB, MWPC, BBC).

II.2.4.2.1 Les ZDC (ZDC-SMD)

Les ZDC (« *Zero Degree Calorimeters* ») [Adl01] sont constitués de deux calorimètres hadroniques, formés de plaques en tungstène [Gor95] séparées par des fibres optiques qui transportent la lumière issue des gerbes hadroniques jusqu'aux photomultiplicateurs, et sont situés de part et d'autre du centre géométrique de la TPC à une distance de 18 m et autour de l'axe du tube à vide contenant le faisceau. Sa faible couverture angulaire (≈ 2 mrad) fait qu'il se trouve à une pseudo-rapidité qui est proche de celle du faisceau et explique le nom de calorimètre à zero degré. Cette acceptation réduite a été choisie afin de détecter les neutrons spectateurs, c'est-à-dire les neutrons, qui, dans le cas de collisions inélastiques non-centrales des ions incidents, ne participent pas à la collision et peuvent se déplacer dans la direction du faisceau avec des déviations négligeables. Les p par contre, vu l'existence d'un champ magnétique fort qui sert à courber le faisceau, sont déviés et ne peuvent pas être détectés par les ZDC. En plus de l'information sur la centralité de la collision, qui est inversement proportionnelle à l'énergie déposée par les neutrons dans les ZDC, ceux-ci peuvent, par fonctionnement en coïncidence, donc par une mesure du temps, aussi informer sur la position du vertex primaire (voir suite et § II.3.3 page 45) (à 3 cm près) et la fréquence des collisions. Comme les ZDC sont principalement conçus pour détecter les neutrons spectateurs, ils ne peuvent pas être utilisés pour le déclenchement en $p+p$. Dans ce cas se sont plutôt les BBC (voir II.2.4.2.4) qui sont utilisés. Les ZDC sont communs à toutes les expériences du RHIC et permettent ainsi de superviser le bon déroulement du collisionneur et d'avoir des mesures comparables pour la centralité de la collision et la luminosité du faisceau entre les différentes expériences. Au cours du *Run-IV*, les ZDC de STAR ont été segmentés par la mise en place de SMD (« *Shower Max Detector* ») qui permettent de déterminer la position transverse du dépôt d'énergie et de faire une estimation du plan de réaction [Wan06]. Il s'agit d'un hodoscope de 8×7 canaux, placé directement sur un de modules du ZDC et formé de scintillateurs en plastic arrangé dans le plan transverse. Sa taille totale est de $2 \text{ cm} \times 11 \text{ cm} \times 18 \text{ cm}$. Sa résolution en énergie est grossièrement estimée à 29%. Voir [Wan06] pour plus de détails. Nous l'avons utilisé pour la mesure de la polarisation des hyperons doublement étranges présentée en Annexe C.

II.2.4.2.2 Le CTB

Le CTB (« *Central Trigger Barrel* ») [Bie03] est un détecteur permettant de faire un déclenchement rapide (≈ 260 ns) suivant la multiplicité de particules chargées à mi-rapidité. Il est associé au signal du ZDC et permet de sélectionner uniquement des événements d'une certaine centralité, étant donné que la centralité est directement proportionnelle à la multiplicité. Il est formé d'un ensemble de tuiles scintillantes (2×120 au total) arrangées en cylindre entre la TPC et le BEMC (voir § II.2.4.5). Le CTB présente une couverture totale en azimut (2π) et avec son rayon d'environ 2 m et une longueur de 4 m ; il garantit une couverture de 2 unités de pseudo-rapidité ($-1 < \eta < 1$).

II.2.4.2.3 Les MWPC

Les chambres proportionnelles multi-fils (MWPC pour « *multi-wire proportional chamber* ») sont une partie intégrante de la TPC (voir II.2.4.3.2) mais peuvent être utilisées en déclenchement comme

compteur proportionnel, précisant la multiplicité de l'événement dans une intervalle de pseudo-rapidité complémentaire à celui du CTB (c'est-à-dire $|\eta| > 1$).

II.2.4.2.4 Les BBC

Les BBC (« *Beam Beam Counters* ») [Bie03] constituent le principal détecteur de déclenchement pour les collisions p+p. Ils ont été installés pour permettre un déclenchement efficace pour des événements avec une multiplicité faible à rapidité centrale. Les BBC ont été installés à environ 374 cm de la région d'interaction le long de l'axe du faisceau, couvrant ainsi une région en pseudo-rapidité entre 3,4 et 5,0 (pour des collisions p+p de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) équivalent à un rayon externe de 9,64 cm autour de la ligne de faisceau. Ils sont formés de 18 tubes scintillateurs connectés via des guides de lumière à 8 photomultiplicateurs. Pour qu'un déclenchement sur un événement ait lieu, une coïncidence temporelle entre les signaux des BBC à η positif et négatif est requises. Le taux de coïncidence entre les BBC constitue aussi une bonne mesure de la luminosité du faisceau.

II.2.4.2.5 Niveaux de déclenchement et sélection des événements

Comme le temps de réponse des différents détecteurs de déclenchement n'est pas le même, il est indispensable de mettre en place différents niveaux de déclenchement. Le premier niveau, le moins sélectif, (« level 0 », L0) consiste d'abord à mettre en évidence une coïncidence entre les signaux des deux ZDC. Si l'instant de cette coïncidence est en accord avec la position des paquets d'ions déterminée en connaissant la pulsation du RHIC (mesurée par le « RHIC clock »), alors l'information fournie par le CTB¹ et les MWPC est utilisée pour déterminer la multiplicité de l'événement. Pour que la décision (acceptation ou rejet de l'événement) au niveau L0 puisse être prise très rapidement (après ~ 200 ns), ces mesures sont encore très imprécises.

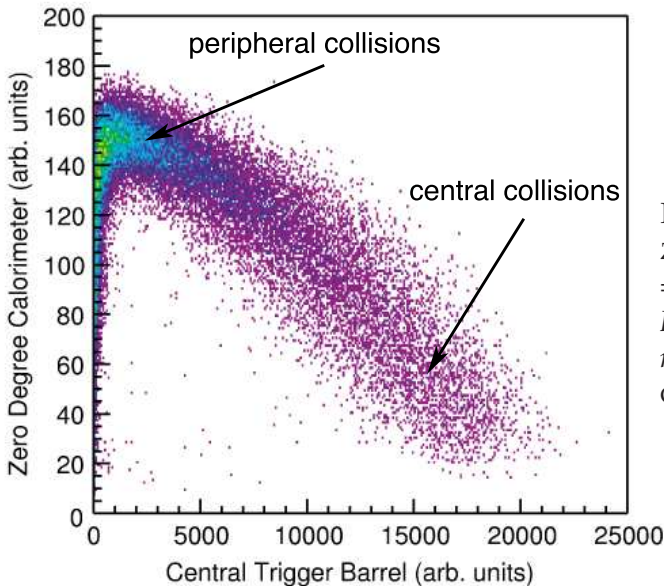


FIG. II.5 – Distribution de la corrélation entre les ZDC et le CTB pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour un déclenchement minimum biais. Les unités correspondent au nombre de coups aux niveau de l'électronique de sortie pour le ZDC et le CTB respectivement.

Si l'événement est accepté au niveau L0, les données brutes des détecteurs commencent à être enregistrées (ceci peut prendre plusieurs millisecondes). Au niveau deux (« level 1 », L1) les informations des ZDC et du CTB sont analysées plus en détail pour déterminer la position du vertex primaire. Ceci est fait en évaluant la différence de temps entre la réception des signaux des deux ZDC. Si cette différence est grande, la collision n'a pas eu lieu proche du centre de la TPC. Le déclenchement

¹Pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV, à multiplicité plus faible que pour Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, l'information complémentaire des BBC a également été utilisée.

peut, par exemple, avoir été provoqué par la collision du faisceau avec le gaz résiduel dans le tube à vide. Comme ce n'est pas une collision souhaitée, l'événement est éliminé. Cette décision est prise avant 40 μs , avant que les électrons de dérive atteignent les bords de la TPC (voir § II.2.4.3.2). Le choix pour un déclenchement *minbias* ou *central* est pris à l'issue du niveau L1 ; avec pour le *minbias* un critère de qualité minimal et pour le *central* une grande multiplicité. Le niveau suivant (« level 2 », L2) utilise des informations plus détaillées des différents détecteurs pour, au bout de quelques millisecondes, prendre sa décision sur l'événement. S'il est rejeté à ce niveau, l'enregistrement en cours dans les détecteurs lents est interrompu. Le niveau L3 (« level 3 ») [Adl03b], le plus évolué, n'est pas vraiment utilisé pour le déclenchement, mais pour marquer les événements (« *tagger* »). Il permet de faire une analyse rapide en ligne en utilisant des algorithmes peu précis, de l'événement sélectionné en moins de 200 ms, en reconstruisant, selon objectif, vertex primaire, traces, mais aussi déjà les vertex secondaires.

La Fig.II.5 montre les corrélations obtenues entre les ZDC et le CTB pour un déclenchement *minbias*. Sur cette figure on peut distinguer différentes régions. Un signal élevé dans le CTB simultanément avec un signal faible dans les ZDC correspond à des collisions centrales. Dans ce cas il y a effectivement beaucoup d'énergie disponible dans la collision qui donne lieu à la formation d'une grande multiplicité de particules chargées détectées dans le CTB. En même temps les ZDC ne détectent qu'un signal faible, puisque le nombre de neutrons spectateurs est faible aussi. Ensuite si les collisions sont de plus en plus périphériques, la multiplicité devient plus faible (moins de signal dans le CTB), alors que les signaux dans les ZDC sont croissants, vu le nombre plus élevé de neutrons qui ne participent pas à la collision. On remarque que pour des collisions très périphériques on a des signaux faibles à la fois dans les ZDC et le CTB. Dans ce cas des collisions sont si périphériques que des fragments de noyaux subsistent après la collision. Comme ces fragments contiennent à la fois des neutrons et des p , ils sont déviés par le champ magnétique et ne peuvent pas être détectés par les ZDC.

II.2.4.3 La trajectographie

Un champ magnétique est indispensable pour courber la trajectoire des particules chargées électriquement qui traversent le détecteur. L'enregistrement et l'étude du mouvement hélicoïdal qui en résulte informe sur la direction, la charge et l'impulsion des particules mesurées.

II.2.4.3.1 L'aimant

Le détecteur est entièrement plongé dans un champ magnétique uniforme parallèle à l'axe du faisceau. Ce champ magnétique, pouvant prendre les valeurs $B = -0,5$ T (« *reversed full field* », RFF), $B = -0,25$ T (« *reversed half field* », RHF), $B = 0,25$ T (« *forward half field* », FHF) et $B = 0,5$ T (« *forward full field* », FFF), est délivré par une série d'électro-aimants [Ber03], situés à l'extérieur de l'EMC et recouvrant complètement les différentes composantes du détecteur. Parcourues par un fort courant d'intensité 4500 A (pour $|B| = 0,5$ T) ces électroaimants consomment 3,5 MW et doivent être refroidis (à 29°C) par une circulation d'eau. Ces champs magnétiques relativement faibles (< 1 T) sont choisis pour assurer que la courbure du mouvement hélicoïdal des particules de faibles impulsions transverses est telle qu'elles atteignent la TPC. Ainsi il est possible de reconstruire des particules avec des p_T aussi bas que 150 MeV. Un champ orienté le plus possible suivant l'axe longitudinal est souhaitable. Les caractéristiques des aimants font que le champ magnétique radial est toujours inférieur à 1 % de sa valeur longitudinale (soit 5 mT pour $|B| = 0,5$ T), et la composante azimutale est inférieure à 0,06 % (0,3 mT pour $|B| = 0,5$ T) [Ber03]. Pour tenir compte de déviations jusqu'à l'ordre de 10^{-4} T lors de la reconstruction des traces, le champ magnétique est cartographié.

II.2.4.3.2 La TPC

La grande chambre à projection temporelle constitue le principal trajectographe de STAR [And03b, Abe03, Kot03, And03a]. La Fig.II.6 montre une représentation schématique de la TPC. Elle est formée de deux cylindres accolés avec un rayon interne de 0,5 m et un rayon externe de 2 m, séparés par une

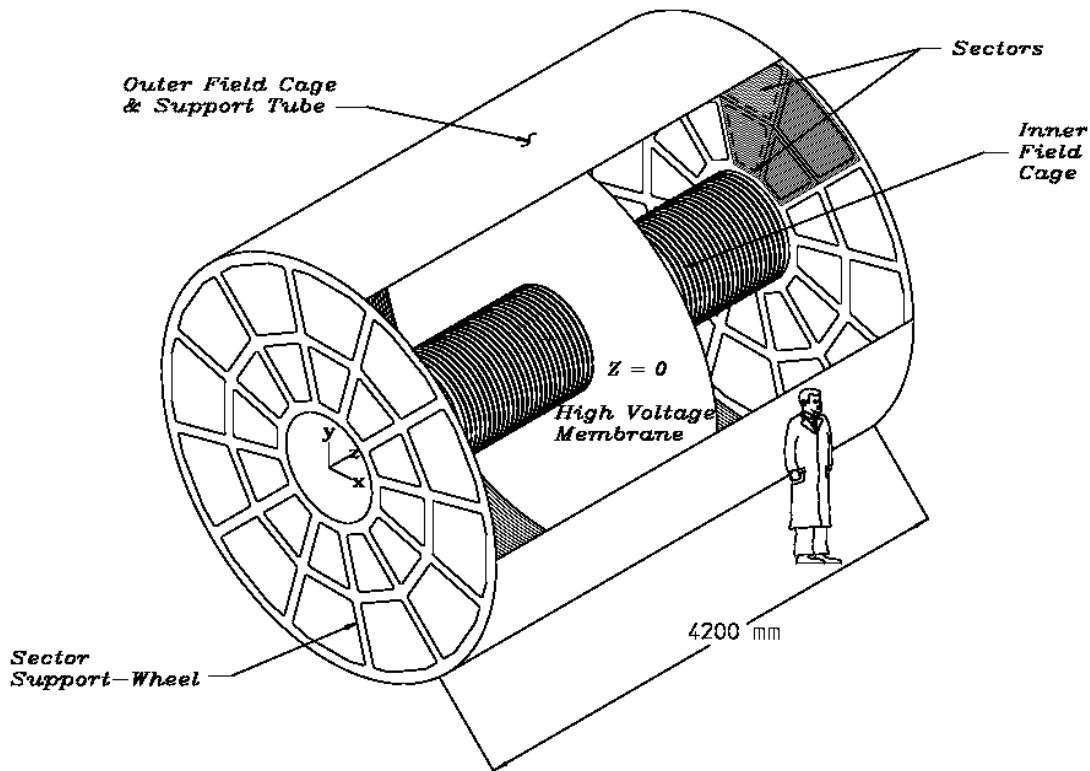


FIG. II.6 – Représentation schématique de la structure de la chambre à projection temporelle (TPC) de STAR [And03b].

membrane centrale de $70 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La longueur totale de la TPC est de 4,2 m, ce qui lui confère une acceptation en pseudo-rapacité de ± 1 pour son bord extérieur est de ± 2 pour l'extrémité intérieure (soit $|\eta| < 1,5$ en moyenne). L'axe de révolution z de la TPC, dont l'origine est en son centre, coïncide avec l'axe du faisceau. Le positionnement de STAR sur l'anneau du RHIC permet d'attribuer à la partie des z positifs le nom de côté « est » (côté duquel arrive le faisceau bleu) et celle des z négatifs le nom de côté « ouest » (arrivée du faisceau jaune). Le plan perpendiculaire au faisceau, le plan transverse, est défini par les axes x et y , où x est l'axe horizontal et y l'axe vertical par rapport au positionnement de la TPC.

Le volume de la TPC est rempli par un mélange de gaz appelé P10 (90 % d'argon et 10 % de méthane) satisfaisant à différents critères liés notamment à l'absorption et à la diffusion des électrons d'ionisation créés lors du passage d'une particule. Il est maintenu à pression atmosphérique avec une légère surpression (de l'ordre de 2 mbar) pour éviter l'entrée d'impuretés de l'air ambiante dans le volume de la TPC. La membrane centrale constitue la cathode maintenue à un potentiel de -28 kV, alors que les extrémités de la TPC (les anodes) sont à la masse, créant ainsi une différence de potentiel produisant un champ de dérive pour les électrons issus de l'ionisation. Le champ électrique est maintenu constant à environ $134 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$ sur toute la longueur de la TPC à l'aide de 182 anneaux conducteurs (1 cm de large et séparés de 1,5 mm) disposés entre la membrane centrale et les extrémités, séparés par des résistances de $2 \text{ M}\Omega$ chacune. Ces anneaux forment la cage de champ (« field cage ») et créent un gradient de potentiel uniforme, nécessaire pour une détermination précise de la position de la trace.

Le passage d'une particule chargée issue de la collision ionise les atomes du gaz de la TPC. Les électrons d'ionisation ainsi libérés sont entraînés par le champ de dérive longitudinal vers l'extrémité la plus proche de la TPC. La vitesse de dérive des électrons dans le gaz et à la pression choisie est

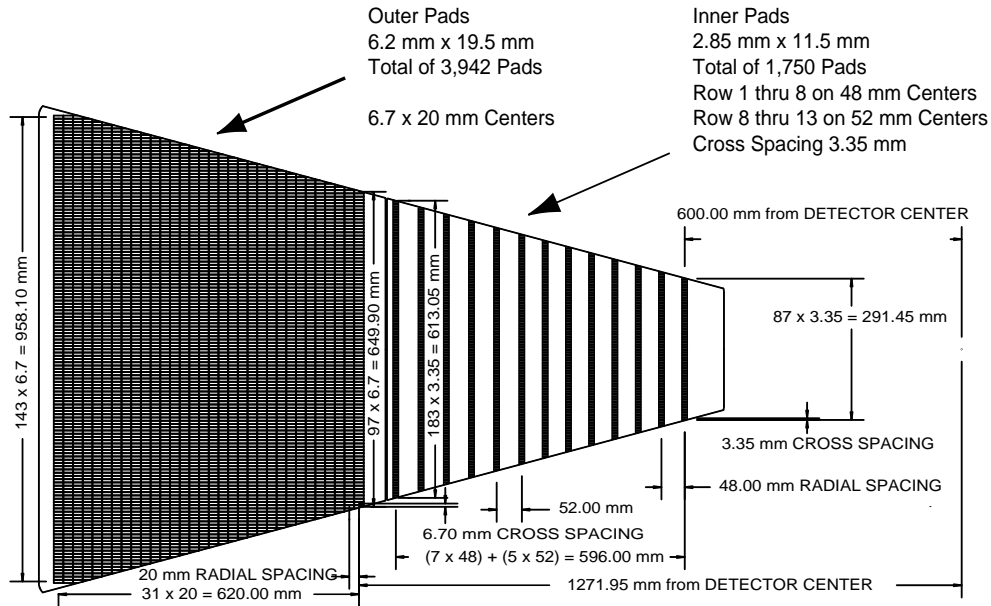


FIG. II.7 – coupe perpendiculaire à l'axe du faisceau du schéma d'un secteur de la TPC de STAR. Toutes les dimensions sont en mm. [Ack99]

d'environ $5,45 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ (avec des variations de $0,01 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ sur plusieurs jours). Le gaz choisi se caractérise entre autres¹ par de faibles diffusions transverse ($\sigma_T = 230 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$) et longitudinale ($\sigma_L = 360 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$) lors de la dérive, résultant en une dispersion transverse de 3,3 mm et une dispersion longitudinale de 5,2 mm pour des électrons ayant parcourue la demi-TPC (2,1 m) dans lequel règne un champ $|B| = 0,5 \text{ T}$ (avec des valeurs plus élevées pour un champ $|B| = 0,25 \text{ T}$). Ces valeurs de dispersion donnent des limites sur les tailles des cellules de lectures (voir suite).

Les électrons de dérive sont ensuite collectés sur les extrémités de la TPC. Ces extrémités sont formés de 12 secteurs trapézoïdaux (voir Fig.II.7) arrangés radialement. Chaque secteur est à nouveau divisé en une partie intérieure et une partie extérieure (par rapport à l'axe du faisceau). Les secteurs sont précédés d'un certain nombre de grilles (« grids ») suivi des cellules élémentaires de détection (les « pads »). Les grilles sont de l'intérieur vers l'extérieur (c'est-à-dire dans l'ordre dans lequel elles sont rencontrées par les électrons) : la grille de blocage (« gated grid »), la grille cathode (« shield grid ») et la grille anode (« anode grid »). La grille de blocage est une porte qui délimite le volume de dérive avec un potentiel d'environ 135 V. Cette grille a un rôle double : i) elle empêche les électrons d'ionisation d'atteindre les fils de la grille d'anode s'il n'y a pas de déclenchement ; ii) elle aide à minimiser les effets de distorsion du champ électrique dans le volume de la TPC dus à la présence d'ions de faible mobilité (résultant de l'amplification des électrons). La deuxième grille est maintenue à un potentiel nul et doit collecter les ions créés lors de l'amplification des électrons. Cette amplification se fait par formation d'une avalanche d'ionisation près des fils de la grille d'anode qui sont maintenus à des potentiels élevés (1170 V pour les secteurs internes et 1390 V pour les secteurs externes pour maintenir le rapport signal sur bruit constant). Le signal amplifié issu de cette chambre proportionnelle multi-fils est recueilli sur les pads. Ceux-ci forment des rangées rectilignes et perpendiculaires à la direction radiale sur chacun des secteurs. Les secteurs internes comportent 1750 pads (de taille $11,5 \text{ mm}$ radial \times $2,85 \text{ mm}$ tangential²) organisés en 13 rangées situées à des distances radiales entre 60 cm et 113 cm

¹En plus d'avoir i) une faible atténuation des électrons de dérive et ii) une pureté suffisante pour minimiser les modes de perte d'électrons.

²Cette taille des pads a entre autre été choisie pour avoir une bonne séparation entre deux traces dans la région où la densité est très importante.

de l'axe du faisceau. Les secteurs externes quant à eux comportent 3940 *pads* de taille légèrement plus grande (19,5 cm radial \times 6,2 mm tangentiel), car la densité de particules de haute impulsion est plus faible, organisés en 32 rangées entre des distances de 127,2 cm et 189,2 cm (voir Fig.II.7). Une trace traversant la TPC peut donc au maximum donner un signal sur chaque *pad* dans la direction radiale, ce qui correspond à 45 points d'échantillonnage.

Le signal analogique lu capacitivement sur les *pads* est préamplifié, mis en forme et finalement converti en signal numérique à l'aide de convertisseurs analogique - numérique (ADC). De plus, le temps de dérive, c'est-à-dire le temps que les électrons ont mis pour se déplacer de la position d'ionisation jusqu'à leur détection sur le *pad*, est discrétisé en 512 intervalles de temps, ce qui donne un nombre total d'environ $7 \cdot 10^7$ « pixels » à lire. La TPC fait partie des détecteurs dits « lents ». Ceci n'est pas uniquement dû au fait qu'il faut attendre la migration complète des électrons (au maximum $40 \mu\text{s}$), mais surtout au temps nécessaire pour lire et enregistrer les informations des $7 \cdot 10^7$ voies.

Les *pads* permettent la détermination de la position d'une trace dans le plan transverse (r, φ). L'information sur la troisième coordonnée, z , suivant la direction de dérive est obtenue par conversion du temps de dérive par l'intermédiaire de la vitesse de dérive. Pour aboutir à une bonne résolution sur la position longitudinale de la trace il est essentiel que la vitesse de dérive soit constante et connue avec une très bonne précision. Cette résolution dépend de l'angle entre l'axe de la TPC et la direction de la trace, du secteur (intérieur ou extérieur) et la durée de la dérive. Elle varie entre 0,5 mm et 3,0 mm. La résolution suivant les x dans le repère local (c'est-à-dire suivant une rangée en *pads*, voir aussi § II.3.1 page 41) dépend essentiellement de l'angle de traversée des rangées de *pads* et varie entre 0,5 mm et 2,0 mm. Une autre caractéristique importante est la résolution entre 2 points. Suivant l'axe des x local, deux points doivent être séparés de 0,8 cm (1,3 cm) dans un secteur intérieur (extérieur) pour une résolution complète. Ces chiffres changent à 2,7 cm et 3,2 cm respectivement suivant l'axe de z .

II.2.4.3.3 Les FTPC

Les deux FTPC (« *Forward Time Projection Chamber* ») [Ack03a] possèdent une couverture de 2π de l'angle azimutal dans un intervalle de pseudo-rapacité entre 2,5 et 4 (respectivement -2,5 et -4). Contrairement à la TPC, les FTPC sont à dérive radiale, de manière à améliorer la séparation entre deux traces dans cette région à haute densité de particules. Elles permettent de reconstruire au maximum 10 points par trace, par rapport à 45 points pour la TPC. Les FTPC ont été conçues pour la détection et le *tracking* de particules chargées à haute pseudo-rapacité. L'identification peut se faire par mesure de la perte d'énergie dans le gaz des FTPC, mais elle est plus difficile que dans la TPC, du fait de l'impulsion totale moyenne plus élevée des particules traversant les FTPC.

II.2.4.3.4 Les détecteurs au silicium

Les détecteurs au silicium (SVT et SSD) sont installés entre la TPC et la ligne du faisceau. Leur utilité générale est multiple. Ils permettent d'améliorer l'efficacité globale de reconstruction des traces : la grande multiplicité et densité de traces proches du faisceau rend leur reconstruction délicate dans cette région. Avec les détecteurs au Silicium on aura donc des points supplémentaires (à côté de ceux de la TPC) plus proches de l'axe du faisceau, ce qui facilite cette tâche. On aura aussi une plus grande précision sur la position des traces (moins d'extrapolation) ce qui permet d'obtenir une meilleure résolution sur la détermination de la position du vertex primaire. De plus, les particules de basse impulsion transverse peuvent être reconstruites plus facilement avec des points supplémentaires, ce qui peut considérablement augmenter l'acceptance de STAR pour des analyses topologiques. Le principal avantage de ces détecteurs ainsi que du futur HFT (voir § II.2.4.6) est l'obtention de meilleures précisions sur la détermination des vertex secondaires, qui nécessitent sans un trajectographe interne performant de grandes extrapolations.

Pour notre analyse nous n'avons malheureusement pas encore pu utiliser les détecteurs au silicium. Le SSD, achevé en 2004, n'était pas encore inclus dans la *production* des données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sur laquelle repose notre analyse. Des difficultés sur la calibration du SVT ont fait que

ses données n'étaient pas encore utilisable à l'instant de notre analyse. Le SSD est utilisé intégralement depuis les données du *Run-V* sur les collisions $\text{Cu}+\text{Cu}$. Couramment sa performance et les premiers résultats envers une mesure directe du charme sont examinés. De plus, des simulations montrent que le SSD est indispensable pour une bonne efficacité du futur HFT (voir § II.2.4.6).

II.2.4.3.4.1 Caractéristiques du SVT

Le SVT (« *silicon vertex tracker* ») [Bel03] est formé de 3 couches de silicium à dérive placées cylindriquement à des distances de 6,7 cm, 10,7 cm et 14,5 cm de l'axe du faisceau et couvrent une région en pseudo-rapacité de $|\eta| < 1$. Sa granularité élevée rend possible des résolutions de $20 \mu\text{m}$ en z et en φ et qui rend donc possible la séparation de traces très voisines dans cette de région de grande densité de particules produites lors de la collision.

II.2.4.3.4.2 Caractéristiques du SSD

Le SSD (« *silicon strip detector* ») [Arn03], également de forme cylindrique, constitue une quatrième couche de silicium. Il est formée de 20 échelles de détecteurs silicium doubles couches à micropistes (*strips*), placées à 23 cm du faisceau, c'est-à-dire entre le SVT et la TPC. Son acceptation est de 2,4 unités en pseudo-rapacité ($|\eta| < 1, 2$). Il est constitué d'une surface active de silicium d'environ 1 m^2 , formée de plaquettes (« *wafer* ») de taille $75 \text{ mm} \times 42 \text{ mm}$ (surface active $73 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$) avec une épaisseur de $300 \mu\text{m}$. Les micropistes, au nombre de 768 par couche et *wafer* (distance entre deux micro-pistes (« *pitch* ») de $95 \mu\text{m}$), des deux faces sont inclinés d'un angle stéréo de 35 mrad les unes par rapport aux autres. Cette configuration permet de résoudre, avec la corrélation de la charge déposée, des ambiguïtés induites lorsque plusieurs particules frappent les mêmes paires de pistes [Pin00, Sui01]. Elle conduit à une bonne efficacité ($\sim 95 \%$) sur la reconstruction bi-dimensionnelle du point d'impact d'une trace dans un environnement à haute multiplicité avec une grande pureté ($\sim 98 \%$). La résolution spatiale mesurée en tests en faisceau est de $20 \mu\text{m}$ dans la direction $r\varphi$ et de $740 \mu\text{m}$ suivant l'axe du faisceau. En plus d'un point supplémentaire pour l'interpolation des traces entre le vertex primaire et la TPC le SSD fournit également une mesure supplémentaire de la perte d'énergie pour l'identification des particules.

II.2.4.4 Détecteurs complémentaires pour l'identification des particules

En plus de la TPC et des détecteurs au Silicium, d'autres sous-détecteurs ont été installés au cours des dernières années auprès de l'expérience STAR, à la fois pour permettre de faire des mesures plus précises et de faire des analyses qui n'étaient pas possible auparavant. Citons quelques uns de ces sous-détecteurs ainsi que leurs objectifs.

II.2.4.4.1 Le PMD

Le PMD (« *photon multiplicity detector* ») a été installé à 550 cm du centre de la TPC du côté est suivant l'axe du faisceau. Il couvre un domaine en pseudo-rapacité jusqu'à $\eta = 3, 5$ et présente une couverture azimutale complète. Il permet de faire des mesures de la multiplicité et de la distribution spatiale des photons jusqu'à des p_T aussi bas que $25 \text{ MeV}/c$. En combinant ces mesures, qui peuvent être faites événement par événement, avec l'information d'autres détecteurs, le PMD, permet d'investiguer des domaines de physique variés [Agg03].

II.2.4.4.2 Le FPD

Le FPD (« *forward pion detector* ») est formé de calorimètres électromagnétiques installés à une distance de 7,5 m du centre de la TPC vers l'est suivant l'axe du faisceau. Comme son nom l'indique le FPD a été conçu pour détecter des π^0 à haute pseudo-rapacité. Plus particulièrement un des buts principaux est de mesurer des asymétries de spins dans la production des π^0 [Nog04].

II.2.4.4.3 Le RICH

Le RICH (« *Ring Imaging Čerenkov* ») de STAR couvre une surface de 1 m^2 autour de la TPC. Il permet de mesurer la vitesse ($\beta = p/E$) des particules ayant parcouru la TPC par mesure de l'angle de demi-ouverture du cône d'émission des photons Čerenkov émis lors de leur traversée dans le radiateur d'indice n . Il permet ainsi surtout l'identification de particules d'impulsion élevée [Bra03]. Le RICH n'a été utilisé que pendant les deux premières années de prises de données au RHIC.

II.2.4.4.4 Le TOF

Le TOF (« *Time of Flight* ») permet, comme son nom l'indique, de mesurer des temps de vol. Comme ces temps de vol (à travers le détecteur) sont fonctions de la masse de la particule, ce type de détecteur permet d'identifier, ainsi que de fournir des informations sur la position de la trace. Le TOF de STAR possède à ce jour une couverture de -1 à 0 en pseudo-rapacité et de $\pi/15$ en azimuth. Avec une résolution en temps de l'ordre de 110 ps , il permet de distinguer entre π et K jusqu'à une impulsion transverse de $1,8 \text{ GeV}/c$ et d'identifier les p jusqu'à $p_T = 3,0 \text{ GeV}/c$. Le TOF fournit donc des moyens d'identification complémentaires à ceux de la TPC. Il existe à ce jour une proposition d'étendre le TOF autour de la TPC, permettant ainsi d'obtenir une couverture en azimuth de 2π [Llo05].

II.2.4.5 Les calorimètres électromagnétiques

L'expérience STAR comporte deux calorimètres électromagnétiques : le BEMC (« *Barrel ElectroMagnetic Calorimeter* ») [Bed03] et le EEMC (« *Endcap ElectroMagnetic Calorimeter* ») [All03]. Le premier, cylindrique, se trouve entre la TPC et l'aimant pour des mesures à rapidité centrale, alors que le EEMC forme une sorte de bouchon de la TPC pour des mesures à haute rapidité. Les EMC (BEMC et EEMC) servent essentiellement à la détection et la mesure de l'énergie des électrons et photons et permettent des mesures sur les π^0 ($\rightarrow \gamma\gamma$), ainsi que sur le charme et la beauté (dans les canaux leptoniques). L'EMC n'est pas encore complètement achevé. À ce jour (2006) le BEMC ne couvre que la moitié de la TPC en pseudo-rapacité avec une couverture de 2π en azimuth. Une extension sur tout le domaine en pseudo-rapacité de la TPC est prévue pour l'avenir.

II.2.4.6 Le futur de l'appareillage

Certaines extensions, en plus de l'achèvement de détecteurs existants, sont prévues pour le détecteur STAR. Nous présentons brièvement quelques unes d'entre elles.

II.2.4.6.1 Le projet DAQ1000

La DAQ de STAR permet actuellement une acquisition d'événements à une fréquence de 100 Hz . La fréquence élevée des collisions fait qu'il n'est pas possible d'enregistrer tous les événements qui a priori sont « bons ». Il existe une proposition d'augmenter cette fréquence d'acquisition à 1000 Hz (« *DAQ1000* ») [Lan05]. Cette augmentation de la fréquence de la DAQ est inévitable pour tirer profit d'une éventuelle l'augmentation de la luminosité de RHIC.

II.2.4.6.2 Le projet HFT

Le HFT (« *heavy flavor tracker* ») est un détecteur cylindrique d'une longueur de 25 cm , formé de deux couches de pixels en silicium utilisant la technologie CMOS. Son installation est prévue pour 2008-2009 à l'intérieur du SVT, à proximité immédiate du tube de faisceau (rayons de $1,5 \text{ cm}$ et 5 cm respectivement). Il possède une très bonne résolution ($\sim 10 \mu\text{m}$) et une durée de lecture courte (4 ms). Comme son nom l'indique, l'objectif principal de ce détecteur est de permettre la reconstruction des particules charmées en particulier et des particules de courte durée de vie en général par la méthode topologique [Xu06].

II.2.4.6.3 Le projet IST

L'IST (« *Inner-Silicon Tracker* ») est un projet en développement pour remplacer le SVT actuellement installé dans STAR. L'IST devrait alors, avec le SSD permettre d'interpoler entre la TPC et le HFT, pour associer plus précisément et plus efficacement les points de ce dernier à une trace. Sa conception définitive n'est pas encore achevée. Une combinaison entre les technologies bien établies de silicium à micropistes et de silicium à *pads* est envisagée [STARTUWG06].

II.3 Reconstruction dans la TPC

Nous parlons dans cette partie principalement de la reconstruction d'un événement dans la TPC, puisque ce sont les capacités de trajectographie de la TPC que nous avons utilisées pour reconstruire les vertex secondaires, essentiels pour l'analyse des baryons multi-étranges.. Cette reconstruction se fait en plusieurs étapes : i) Les informations recueillies sur les cellules élémentaires sont traitées pour déterminer la position des points d'impact de la particule (« *hits* ») dans la TPC (voir § II.3.1); ii) Les points d'impacts sont associés entre eux pour constituer les traces qu'ont laissées les particules chargées dans la TPC. Cette association se fait suivant des algorithmes et par l'utilisation de plusieurs modèles (voir § II.3.2); iii) Les traces reconstruites, identifiables par perte d'énergie (voir § II.3.2.4 page 44), peuvent ensuite être associées elles-mêmes afin de créer des vertex, primaire d'abord et secondaires par la suite. Les méthodes utilisées pour la reconstruction des vertex et l'estimation de leur position est décrite dans la § II.3.3).

Tous les algorithmes utilisés lors de la reconstruction sont regroupés dans ce qui est appelé la BFC (« *Big Full Chain* »), qui est exécutée lors d'une *production* des données. Une telle production consiste en un traitement des données brutes, c'est-à-dire les réponses des détecteurs lors des collisions, enregistrées pour les différents sous-détecteurs lors de la prise de données et stockées dans des fichiers *.daq* (« *data acquisition files* ») pour obtenir des informations utilisables pour les analyses de physique. Au niveau de la TPC ceci consiste à rechercher des points, traces et vertex. Ces informations sont alors stockées dans des fichiers DST (« *Data Summary Table* »). Bien que moins volumineux que les *.daq*, le temps de calcul pour boucler sur les DST lors d'une analyse reste trop élevé pour permettre des études efficaces en un temps raisonnable. Ceci a conduit à mettre en oeuvre le format de « *CommonMuDst* » qui contient les informations nécessaires à la majorité des analyses tout en diminuant le temps de traitement. Suivant le type d'analyse et les groupes de physiques, ces *CommonMuDsts* sont encore sous-structurées pour davantage augmenter l'efficacité de la gestion des ressources. Dans le cas de l'étrangeté c'est le format des « *StrangeMuDst* » qui est le plus souvent utilisé. Il contient principalement les informations sur les *V0Vertex* et *XiVertex* retenues après l'application des algorithmes de *V0Finder* et *XiFinder* ainsi que quelques informations globales relatives aux événements (voir § III.2.1 page 50).

Dans les sections qui suivent nous passons en revue les différentes étapes décrites ci-dessus pour finalement obtenir les informations qui servent de point de départ pour notre analyse.

II.3.1 Reconstruction des points dans la TPC

Lors de leur dérive, sous l'effet du champ électrique, les électrons primaires diffusent en temps et en espace (voir aussi § II.2.4.3.2 page 35) avant d'atteindre les secteurs de la TPC, sur lesquels se font l'amplification (chambre proportionnelle) et la lecture (*pads*). Cette diffusion limite la résolution sur la reconstruction du point d'origine et fait qu'au niveau des *pads* ce point correspond à un nuage de charge. À partir de ce nuage il faut déterminer de la façon la plus précise possible les trois coordonnées d'espace ainsi que le dépôt d'énergie au point d'origine.

Il s'agit d'abord de déterminer la position du point d'ionisation d'origine au niveau du secteur. Pour cela, il convient de définir un repère cartésien local : \vec{x} tangent aux rangées de *pads* la direction de \vec{z} coïncide avec celle de l'axe du faisceau (la direction de \vec{z} est donc globale) et \vec{y} est perpendiculaire

au rangées de *pads*. La position suivant z est obtenu par conversion de la durée de dérive, mesurée par rapport à l'instant où les deux faisceaux s'interchoquent, segmentée en 512 canaux pour une demi-TPC en distance par l'utilisation de la vitesse de dérive connue. La diffusion temporelle fait que les charges résultantes de l'ionisation atteignent les *pads* avec un certain décalage temporel, ce qui produit un signal dans différents canaux temporels. De même, la diffusion dans l'espace fait que les charges provenant d'une seule ionisation initiale atteignent des *pads* adjacents en x et y . L'ensemble des *pads* et canaux temporels touchés par cette ionisation, pour lesquels le signal dépasse un certain seuil, forme un « *cluster* ». La position tridimensionnelle du point à l'intérieur du *cluster* est déterminée ensuite par des ajustements gaussiens. Il se peut aussi que plusieurs points soient suffisamment proches pour que les clusters se superposent. Dans ce cas, l'algorithme trouve des maxima locaux à l'intérieur d'un seul cluster et déconvolue les différentes composantes pour extraire les informations de positions relatives à chaque point (les performances en terme de résolution sont données au § II.2.4.3.2 page 35).

La présence de certaines déformations de la TPC et sa position absolue font que les composantes des champs électrique et magnétique ne sont pas parfaitement colinéaires (composante « $\vec{E} \wedge \vec{B}$ » à la direction de dérive). Ceci, ajouté au fait que le champ magnétique n'est pas parfaitement uniforme sur la totalité de la TPC et la présence éventuelle de charges résiduelles font qu'en plus de la diffusion, il y a un déplacement systématique de la dérive des électrons. Ces effets peuvent provoquer un déplacement jusqu'à l'ordre du millimètre (dépendant de la distance que les électrons doivent parcourir). Une résolution sur la position de collecte de charge de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ montre la nécessité absolue de tenir compte de cette correction.

II.3.2 Reconstruction des traces

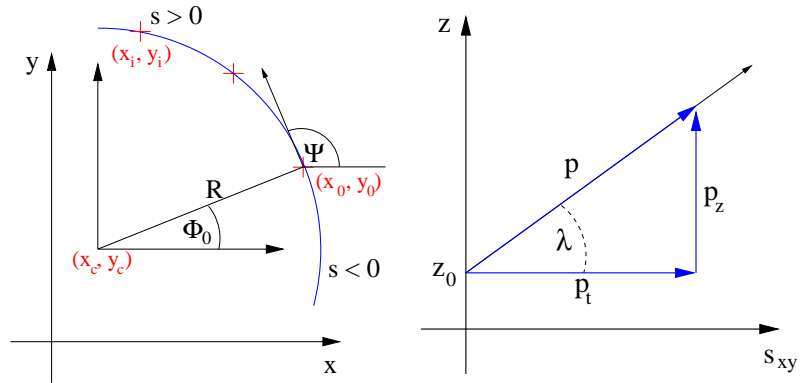
Une fois la position de tous les points dans tous les secteurs déterminée et transcrite dans un système de coordonnées globales, il faut les associer pour trouver les trajectoires des particules chargées.

II.3.2.1 À la recherche des traces

La densité de points reconstruits est plus faible dans la région extérieure de la TPC que dans la région proche du point d'interaction. Pour faciliter la tâche de reconstruction des traces, il est préférable de commencer par regarder sur les rangées de *pads* radialement à l'extérieur pour des points potentiels de début de traces. Ensuite un point, qui se trouve à proximité de la direction définie par la position du premier point et la position hypothétique du vertex primaire sur l'axe z est cherché, en commençant sur l'avant-dernière rangée de *pads*. Le segment ainsi formé est prolongé par un troisième point cherché de manière équivalente. Après avoir trouvé ces segments de trois points, une extrapolation linéaire vers l'intérieur de la TPC est entreprise. Au cours de l'itération il se peut que plusieurs prolongements soient acceptables pour un segment de trace déjà trouvé. Dans ce cas ce n'est que le segment le plus long qui est gardé et les points utilisés pour sa construction sont retirés de l'ensemble des points disponibles pour la recherche d'autres traces. Cette méthode est appliquée pour deux raisons : i) limiter le mélange de traces, surtout dans les régions de grande densité de points et ii) faciliter les recherches ultérieures de traces. Une fois tous les segments ayant comme origine un point dans la rangée de *pads* la plus externe construits, le processus est itéré en commençant sur l'avant-dernière rangée de *pads* avec les points non encore associés à un segment.

Cette approximation par des segments de droites est considérée comme suffisamment valable et efficace pour des particules d'impulsion suffisamment élevée ($\gtrsim 1 \text{ GeV}/c$). Si l'impulsion est plus faible, les particules spiralent trop fortement dans le champ magnétique (p.ex. en utilisant l'Éq.II.1, des particules d'impulsion transverse $1 \text{ GeV}/c$ dans un champ de $B = 0,5 \text{ T}$ ont un rayon de courbure de $6,667 \text{ m}$). Une méthode d'extrapolation par modélisation en hélice est alors utilisée.

FIG. II.8 – Schémas montrant la paramétrisation d'une hélice. (À gauche) Projection dans le plan transverse (xOy). (À droite) projection dans le plan de courbure (s,z).



II.3.2.2 Modélisation en hélice

Par extrapolations linéaires successives les traces ont, jusqu'à présent, été approximées par des segments de droite. Pour raffiner cette approximation, on modélise chaque segment en hélice. Ceci requiert la détermination des paramètres indiqués sur les Fig. II.8 et qui sont définis (pour un champ magnétique statique et uniforme \vec{B} parallèle à l'axe \vec{z}) comme suit :

- s est l'abscisse curviligne de l'hélice ;
- (x_0, y_0, z_0) est le point de l'hélice qui définit l'origine des abscisses curvilignes ($s = 0$). En général c'est la position du premier point mesuré ;
- R est le rayon de courbure de l'hélice projetée (la courbure étant donnée par $\kappa = 1/R$) ;
- (x_c, y_c) le centre du cercle obtenu par projection de l'hélice dans le plan xOy ;
- (x_i, y_i) l'ensemble des points i mesurés dans la TPC ;
- h est l'hélicité qui donne le sens de rotation de l'hélice (déterminée par le produit de la charge q par la valeur du champ magnétique B) ;
- Φ_0 est l'angle azimutal du point $s = 0$, obtenu par la relation : $\Phi_0 = \tan^{-1} \left(\frac{y_0 - y_c}{x_0 - x_c} \right)$;
- λ est l'angle d'inclinaison ;
- p_T , p_z et p sont respectivement l'impulsion transverse ($p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$), l'impulsion longitudinale et l'impulsion totale ($p = \sqrt{p_T^2 + p_z^2}$) ;

Parmi ces paramètres il n'y en a que 6 qui sont indépendants et nécessaires pour la caractérisation complète de l'hélice. En pratique il n'y a donc que les paramètres x_0 , y_0 , κ , λ , Φ_0 et h qui sont déterminés par un ajustement simultané dans les plans (x, y) et (s, z) et stockés. Ces paramètres permettent de remonter à des variables cinématiques de la trace, comme son impulsion :

$$\begin{cases} p_T = cqB/\kappa \\ p_z = p_T \tan \lambda \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

L'extrapolation avec le modèle d'hélice se fait à la fois vers l'intérieur et vers l'extérieur de la TPC, de sorte que les points suffisamment proches de l'hélice et n'appartenant à aucun autre segment (aucune autre trace) peuvent être rajoutés comme faisant parti de la trace et retirés de la collection de points.

Pour les particules proches de la limite d'acceptance (~ 150 MeV pour $|B| = 0,5$ T), le rayon de courbure reste cependant si petit qu'il est difficile d'associer tous les points à une trace. Une seule vraie trace peut alors donner lieu, lors de la reconstruction, à plusieurs bouts de traces avec des caractéristiques comparables. Les paramètres des différentes hélices sont comparés et si deux hélices ont des paramètres très proches, elles sont fusionnées pour former une trace unique. Finalement, comme coupure de qualité, il est requis que chaque trace reconstruite possède au moins 5 points reconstruits dans la TPC. Les points des traces qui ne satisfont pas cette condition sont rendus au stock des points non associés et servent potentiellement pour reconstruire d'autres traces.

II.3.2.3 Raffinement des traces

L'étape suivante, après avoir reconstruit de façon préliminaire toutes les traces dans la TPC, est l'utilisation d'une méthode plus réaliste que le modèle d'une hélice parfaite envisagée plus haut pour faire un réajustement de toutes les traces. Cette méthode, surnommée *filtre de Kalman* [Lik94, Sau00], tient compte de phénomènes supplémentaires, comme la perte d'énergie des particules au cours de leur trajet dans la TPC, ainsi que des modifications dues aux diffusions multiples qui font que la trajectoire réelle de la particule n'est pas tout à fait une hélice. L'application de ce filtre se déroule en trois étapes : i) élimination des points déviant trop de la trace (de l'extérieur vers l'intérieur) ; ii) lissage qui élimine davantage des points montrant des déviations trop grandes, mais cette fois-ci avec des critères plus serrés (de l'intérieur vers l'extérieur) ; iii) le dernier passage (de l'extérieur vers l'intérieur) permet de finaliser les paramètres de la trace. L'utilisation d'informations sur la perte d'énergie de la diffusion multiple dans cette méthode nécessite une hypothèse sur la masse de la particule qui a laissé la trace que l'on essaie de reconstruire. Pour des raisons de temps de calcul, seule l'hypothèse de la masse du π est considérée, puisque la proportion prédominante de particules produites lors de collisions d'ions lourds sont des π ($> 50\%$). Il faut cependant remarquer que ceci peut influencer la résolution en impulsion sur les particules qui utilisent des particules n'étant pas des π (C'est le cas notamment des Ω où seule une des trois traces nécessaires à sa reconstruction est celle d'un π).

L'efficacité de reconstruction d'une trace dépend de l'impulsion. Elle atteint 90% pour des $p_T > 0,3$ GeV/c dans les collisions Au+Au périphériques, alors qu'elle est de l'ordre de 75% dans les collisions centrales. La résolution en impulsion transverse est de l'ordre de 2% à $p_T = 0,5$ GeV/c et augmente plus ou moins linéairement jusqu'à 7% pour $p_T = 9$ GeV/c. L'efficacité et la résolution ont été déterminées par des simulations Monte-Carlo.

II.3.2.4 Identification des particules

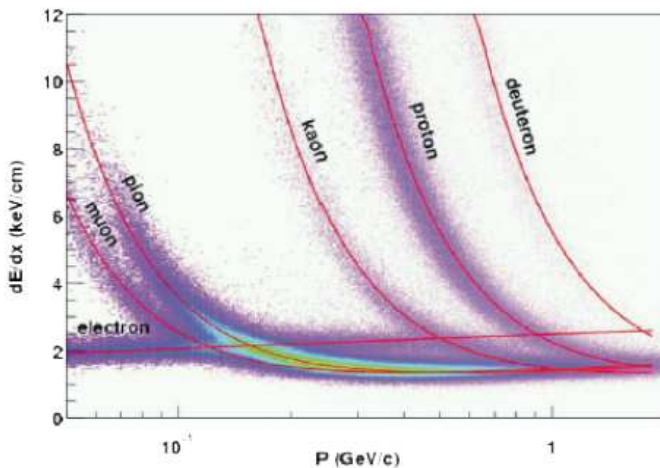


FIG. II.9 – Perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) dans la TPC pour des particules de diverses natures avec les courbes obtenues par une paramétrisation de Bethe-Bloch [Eid04].

En plus de l'information sur la position de la trace, la TPC permet aussi de connaître la quantité d'énergie perdue par une particule qui ionise le gaz de la TPC. En effet, l'amplitude du signal obtenue sur les *pads* donc la charge totale collectée est proportionnelle à l'énergie initiale d'ionisation. Cette perte d'énergie d'ionisation est évaluée par unité de longueur et sera notée dans la suite dE/dx . Elle dépend entre autre de la masse et de l'impulsion de la particule [Eid04]. L'information sur le dE/dx combinée avec la mesure de l'impulsion fournie par la détermination de la courbure de la trace dans le champ magnétique qui règne dans la TPC permet d'obtenir des informations sur la masse, donc sur la nature de la particule ayant laissé la trace dans la TPC.

Chacun des *pads* peut fournir, par l'intermédiaire du nombre et de l'énergie des électrons d'ionisation détectés, des informations sur le dE/dx de la particule considérée. Pour chaque trace dans la TPC, le nombre maximal de points restructuribles est de 45. Ces différentes mesures de perte d'énergie se distribuent suivant une loi de Landau. Les distributions de Landau présentent des traînes assez longues vers les hautes valeurs de pertes d'énergie. La distribution est tronquée en éliminant 30% des plus hautes valeurs de perte

d'énergie mesurées. Pour les 70% des valeurs restantes, la valeur moyenne du dE/dx ($\langle dE/dx \rangle$) est calculée. Un exemple de la représentation de l'ensemble de ces valeurs moyennes obtenues pour les différentes traces en fonction de l'impulsion est donnée sur la Fig.II.9. Différentes bandes correspondantes aux différentes espèces de particules mesurées, sont discernables. Les courbes rouges sont celles obtenues par une paramétrisation de Bethe-Bloch [Eid04] (Cette paramétrisation a été optimisée pour la perte d'énergie dans une TPC par H. Bichsel [Bic04]). L'ensemble des valeurs moyennes de dE/dx pour un type de particules et un domaine en impulsion donné se distribue de façon gaussienne autour de la valeur théorique de Bethe-Bloch (respectivement celle de Bichsel). Un ajustement de cette gaussienne permet d'obtenir sa largeur $\sigma_{dE/dx}$, c'est-à-dire l'erreur « moyenne » associée à la mesure, qui sert de coupure. En effet l'évaluation du nombre d'écart standard d'une particule à la valeur théorique permet d'estimer la probabilité pour qu'il s'agisse effectivement du type de particule recherché. Dans cette approche la particule est identifiée à un π si le dE/dx mesuré ne dévie pas par plus que de $n\sigma_{dE/dx}$ de la paramétrisation servant de référence. La coupure ne se fait donc pas par exclusion. La valeur finale exacte de cette coupure dépend alors des différentes analyses et de la pureté requise (voir chapitre III). Pour des faibles valeurs de n une grande pureté est atteinte alors qu'un nombre plus grand conduit à une bonne efficacité. La résolution en dE/dx , fonction de la longueur de la trace, est de l'ordre de 8% pour des collisions Au+Au centrales. En pratique cette méthode de l'identification des particules est plus ou moins difficile selon le domaine d'impulsion. Comme il est visible sur la Fig.II.9, pour des valeurs d'impulsion supérieures à $\sim 700 - 900$ MeV/c les distributions des différentes particules se recouvrent se qui rend difficile leur distinction. C'est à partir de ce domaine que le TOF (voir § II.2.4.4.4 page 40) peut prendre le relais dans l'identification, avant que, à partir de ~ 3 GeV/c, la remontée relativiste (pas visible sur la Fig.II.9) conduit à une nouvelle séparation des distributions.

II.3.3 Reconstruction des vertex

Deux types de vertex sont à distinguer : le vertex primaire et le vertex secondaire. Le vertex primaire est la position où a lieu la collision entre les deux ions incidents, c'est l'origine de la majorité des traces des particules chargées, dites traces primaires. Les vertex secondaires, par contre, sont les positions où les particules produites dans la collision primaire se désintègrent en d'autres particules via interaction faible ou forte. Pour étudier, par exemple, les particules étranges et multi-étranges, nous nous intéressons préférentiellement aux vertex secondaires et plus particulièrement aux particules issues de ces vertex secondaires. Il s'agit donc au préalable de pouvoir déterminer aussi la position du vertex primaire pour pouvoir distinguer les particules primaires de celles provenant des vertex secondaires (les traces secondaires).

II.3.3.1 Reconstruction du vertex primaire

Une première estimation de la position du vertex primaire se fait, comme déjà indiqué précédemment, au niveau du déclenchement par mesure de la différence de temps entre les coïncidences dans les deux ZDC. Cette estimation est très grossière et ne fournit que des informations sur la position z , puisque cette mesure suppose que l'interaction a eu lieu sur l'axe du faisceau. Une méthode de reconstruction du vertex primaire plus précise extrapole les traces au plus près de l'axe du faisceau afin d'obtenir un point de départ pour une itération qui consiste à rejeter progressivement les traces les plus éloignées de la position retenue comme celle du vertex primaire. La première position précise du vertex primaire est alors déterminée par minimisation de la somme des distances de plus courte approche (« dca » : distance minimale entre un point et un point quelconque d'une trace, obtenue en considérant l'origine du vecteur normal à la trace passant par le point considéré) entre cette position et les traces gardées après les itérations précédentes, par une méthode de χ^2 . Pour les traces ayant une distance de plus courte approche au vertex ainsi déterminé inférieure à 3 cm, le point d'interaction est rajouté comme point supplémentaire. Ensuite les paramètres des hélices sont réajustés en incluant

ce point. Les traces qui satisfont à cette condition sont appelées les traces primaires. En général leur résolution est meilleure, dû à l'inclusion de cette contrainte supplémentaire. L'efficacité de reconstruction du vertex primaire est une fonction croissante du nombre de traces présentes dans l'événement. À 8 traces la probabilité de trouver le bon vertex est d'environ 80%, alors que pour de 15 traces elle dépasse 95%. La résolution sur la position du vertex primaire varie approximativement comme $1/\sqrt{N}$ et approche 250 μm pour les plus hautes multiplicités alors que la résolution sur le dca des traces primaires au vertex primaire est de l'ordre de 3 mm.

II.3.3.1.1 Multiplicité de référence

Étant donné qu'il existe une équivalence entre la multiplicité et la centralité de la collision, nous définissons la multiplicité de référence (« *RefMult* » pour *reference multiplicity*). Cette multiplicité de référence est le nombre de traces chargées dans la TPC satisfaisant aux conditions suivantes : i) pseudo-rapidité en valeur absolue inférieure à 0,5, ii) impulsion transverse supérieure à 0,2 GeV/c, iii) dca au vertex primaire inférieure à 2 cm et iv) un nombre de points mesurés supérieur à 10. Les valeurs de coupures sont choisies pour assurer une efficacité stable avec la centralité et la multiplicité. Le Tab.II.3 résume l'équivalence entre les tranches en centralité (voir § I.3.4 page 14) et les coupures sur la multiplicité de référence pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4 \text{ GeV}^1$ et $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$.

$\sqrt{s_{NN}}$	Centralité	5 %	10 %	20 %	30 %	40 %	50 %	60 %	70 %	80 %
62,4	RefMult (\geq)	373	313	222	154	102	65	38	20	9
200		510	431	312	217	146	94	56	30	14

TAB. II.3 – Coupures sur la multiplicité de référence pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4 \text{ GeV}$ pour la sélection de différentes tranches de centralité. Pour référence, les valeurs pour $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ sont également indiquées.

La Fig. II.10 donne alors la distribution des événements réels suivant la multiplicité de référence.

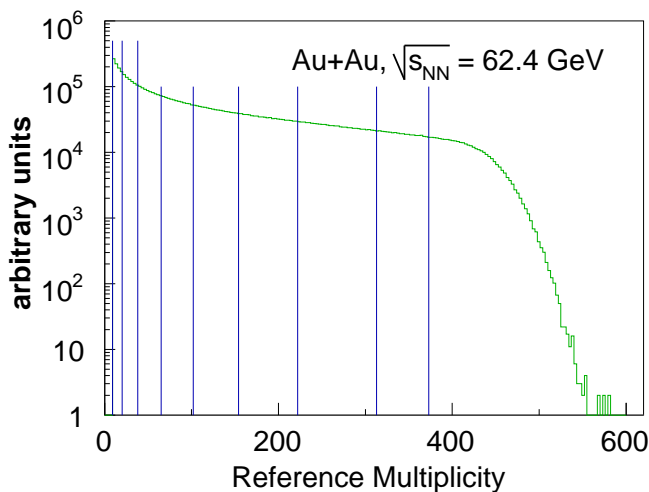


FIG. II.10 – Distribution en multiplicité de référence pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4 \text{ GeV}$. Les traits verticaux indiquent les positions des coupures pour sélectionner les différentes tranches en centralité données dans le Tab. II.3

Comme l'analyse que nous avons menée nécessite explicitement la reconstruction des vertex secondaires, nous discutons leur architecture et leur utilisation plus en détail dans le chapitre suivant, particulièrement dédié à cet aspect de notre travail.

¹Une efficacité de 94,5% sur le vertex primaire est supposée.

Détermination des spectres et de l'écoulement elliptique

DANS CE CHAPITRE, nous décrivons les techniques utilisées lors de notre analyse. En lien direct avec le chapitre précédent, nous commençons par exposer la reconstruction des vertex secondaires. En rappelant quelques caractéristiques des particules étranges, nous montrerons la nécessité d'utiliser une méthode topologique pour la reconstruction des baryons multi-étranges. Après une courte description des outils adoptés (*VOFinder* et *XiFinder*), nous passerons à la détermination des coupures finales d'analyse. Ceci est fait d'abord par la méthode dite « classique », et ensuite par une méthode multivariable d'une analyse discriminante linéaire (« ADL »). L'estimation de l'efficacité permet alors de déterminer les spectres des différentes particules multi-étranges. Une étude systématique et des vérifications pour assurer la qualité des résultats conforteront la cohérence des techniques appliquées. Pour clore ce chapitre, nous évoquerons aussi des techniques de mesure de l'écoulement elliptique et montrerons leur application dans le cas des baryons multi-étranges.

III.1 Caractéristiques des particules étranges

Le grand rapport d'embranchement (ou « *BR* » pour *branching ratio*) pour une désintégration en mode chargé et le temps de vie assez élevé, qui conduit à des parcours de quelques centimètres avant la désintégration, font que la reconstruction des différentes particules étranges peut se faire suivant une méthode topologique, dans laquelle différentes traces sont associées entre elles pour reconstruire le vertex de désintégration de la particule mère, le vertex secondaire. Le Tab.III.1 résume différentes propriétés des particules étranges et montre que selon l'espèce (étrange), différents types de vertex secondaires apparaissent lors de la désintégration. Ces types de vertex secondaires font intervenir chacun une topologie différente.

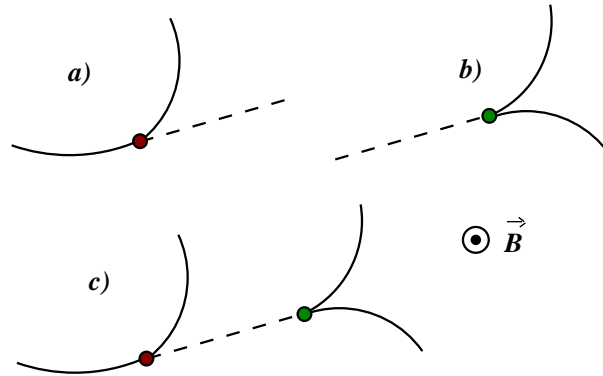
Un *KinkVertex* (Fig.III.1 (a)) apparaît lorsqu'une particule chargée se désintègre en une particule neutre et une particule chargée. Les K^\pm , par exemple, présentent un tel mode de décroissance ($K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^\pm$). Lorsqu'une particule neutre se désintègre en deux particules chargées de charges de signes opposés, nous parlons de *VOVertex* (Fig.III.1 (b)). Ceci est, par exemple, le cas des K_S^0 et des Λ . Le dernier mode de désintégration considéré est celui des *XiVertex* (Fig.III.1 (c)) qui, en quelque sorte, est l'association d'un *KinkVertex* et d'un *VOVertex* : une particule chargée se désintègre en une particule chargée et une particule neutre et cette particule neutre se désintègre à son tour en deux particules chargées. Les particules se désintégrant de cette façon sont généralement regroupées sous le nom de

Nom	Quarks de valence	Masse (MeV/c ²)	$c\tau$ (cm)	Canal principal	Vertex (voir Fig.III.1)	rapport d'embranchement
K^-	$\bar{u}s$	$493,677 \pm 0,016$	371	$\pi^0 \pi^-$	kink	$21,13 \pm 0,14 \%$
K^+	$u\bar{s}$	$493,677 \pm 0,016$	371	$\pi^0 \pi^+$	kink	$21,13 \pm 0,14 \%$
K_S^0	$\frac{1}{\sqrt{2}} (d\bar{s} + \bar{d}s)$	$497,648 \pm 0,022$	2,68	$\pi^- \pi^+$	V0	$68,95 \pm 0,14 \%$
Λ	uds	$1115,683 \pm 0,006$	7,89	$p \pi^-$	V0	$63,9 \pm 0,5 \%$
$\bar{\Lambda}$	$\bar{u}\bar{d}\bar{s}$	$1115,683 \pm 0,006$	7,89	$\bar{p} \pi^+$	V0	$63,9 \pm 0,5 \%$
Ξ^-	dss	$1321,31 \pm 0,13$	4,91	$\Lambda \pi^-$	Xi	$99,887 \pm 0,035 \%$
Ξ^+	$\bar{d}\bar{s}\bar{s}$	$1321,31 \pm 0,13$	4,91	$\bar{\Lambda} \pi^+$	Xi	$99,887 \pm 0,035 \%$
Ω^-	sss	$1672,45 \pm 0,29$	2,46	ΛK^-	Xi	$67,8 \pm 0,7 \%$
Ω^+	$\bar{s}\bar{s}\bar{s}$	$1672,45 \pm 0,29$	2,46	$\bar{\Lambda} K^+$	Xi	$67,8 \pm 0,7 \%$

TAB. III.1 – Tableau récapitulatif des principales caractéristiques des particules contenant au moins un quark de valence étrange comme quark le plus lourd. Voir Fig.III.1 pour la définition des différents types de vertex. Ces valeurs sont prises du « particle data booklet » (PDG) [Eid04].

FIG. III.1 – Catégories de vertex secondaires (les traces de particules neutres sont pointillées et les traces de particules chargées sont représentées par des traits pleins) :

- a) KinkVertex,
- b) V0Vertex,
- c) XiVertex.



cascades. Les Ξ et les Ω présentent un tel mode de décroissance¹ illustré sous forme de diagramme de Feynman sur la Fig.III.2 : Les Ξ^- ($\bar{\Xi}^+$) et les Ω^- ($\bar{\Omega}^+$) se désintègrent par décroissance faible en un Λ ($\bar{\Lambda}$) et un « bachelor » (« célébataire » en français), qui est dans le cas des Ξ^- ($\bar{\Xi}^+$) un π^- (π^+) et dans le cas des Ω^- ($\bar{\Omega}^+$) un K^- (K^+). Le Λ ($\bar{\Lambda}$) se désintègre de son côté, aussi par décroissance faible, en une paire de particules chargées : p et π^- (\bar{p} et π^+).

La géométrie de la décroissance des baryons multi-étranges fait donc intervenir un *XiVertex*. Une schématisation détaillée de la topologie qui introduit également déjà quelques variables utiles dans la suite, est représenté sur la Fig.III.3. Les particules chargées étant soumis à un champ magnétique, elles se déplacent en laissant des traces sous forme d'hélice (cercle en projection). Compte tenu des propriétés de décroissances des baryons multi-étranges et de la géométrie du détecteur de l'expérience STAR, seules les particules filles issues de la désintégration du Λ ($\bar{\Lambda}$), ainsi que le *bachelor* peuvent être directement détectées et reconstruites dans la TPC.

La détection des π^\pm , K^\pm , p et \bar{p} se fait alors, grâce à leur temps de vie suffisamment élevé directement par reconstruction et identification des traces uniques² correspondantes dans la TPC ou par mesure du temps de vol dans le TOF (voir § II.2.4.4.4 page 40).

Remarque : Les électrons et les γ (et les $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$) peuvent eux aussi être reconstruits et identifiés dans la TPC (les γ par un *KinkVertex*) ou dans le calorimètre électromagnétique (voir § II.2.4.5 page 40).

¹Nous parlerons dans la suite de « Xi » si nous désignons les deux espèces indifféremment.

²Vu le temps de vie moyen des K^\pm seule une fraction d'eux se désintègrent dans le volume de la TPC (en *kink*).

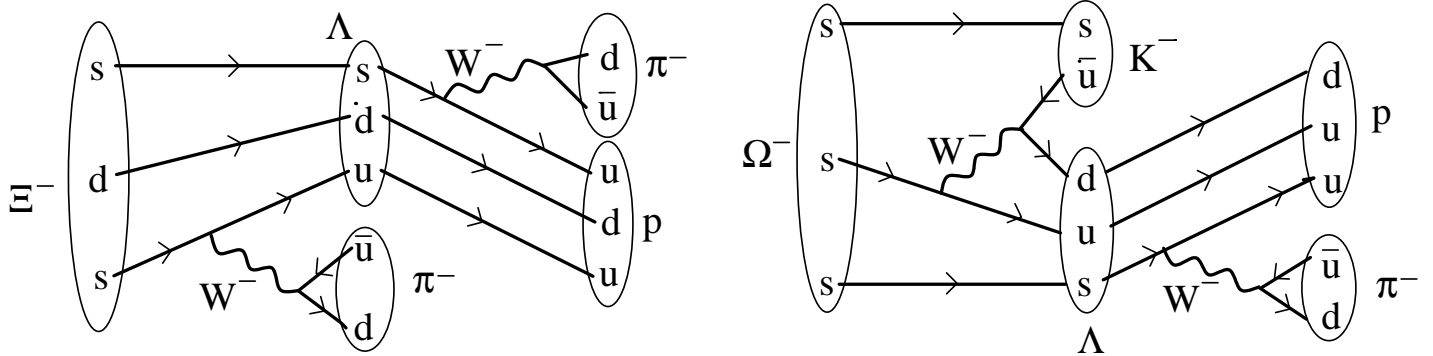


FIG. III.2 – Exemple de diagrammes de Feynman (d'ordre 0) de la désintégration faible du Ξ^- à gauche et du Ω^- à droite. Des diagrammes équivalents peuvent être obtenus pour les anti-particules Ξ^+ et Ω^+ .

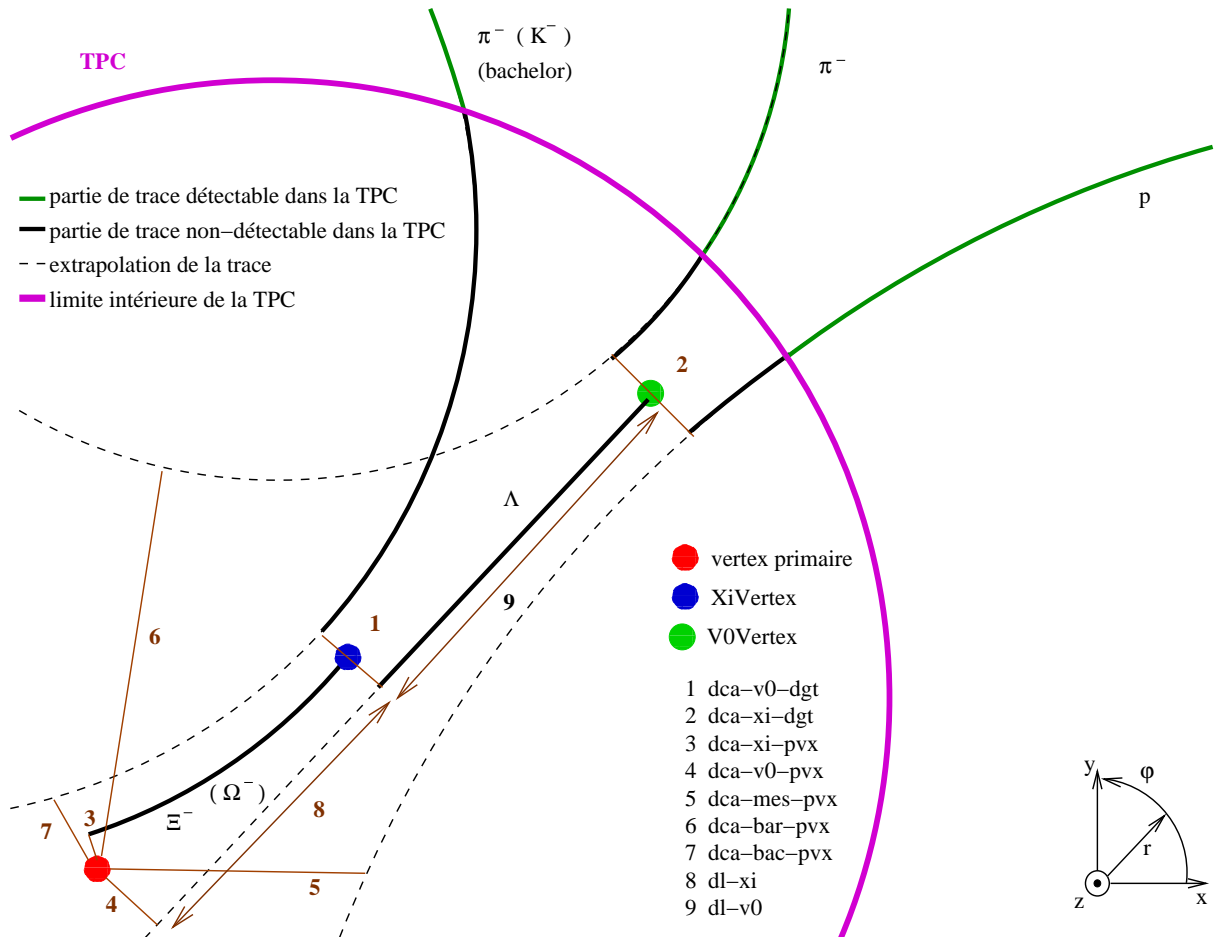


FIG. III.3 – Représentation schématique de la projection dans le plan de la feuille de la géométrie de décroissance faible des baryons multi-étranges (XiVertex). Les définitions exactes des différentes grandeurs sont définies au fur et à mesure dans les sections suivantes.

Toutes les autres particules mesurées par STAR¹ ont un temps de vie trop court et se désintègrent dans le détecteur ou même avant d'atteindre celui-ci. Pour les autres particules, une possibilité, comme nous venons de le mentionner, consiste à déterminer le vertex secondaire par une méthode topologique. Dans le cas des particules qui se désintègrent par décroissance forte² (les résonances, comme le $\phi(1020)$ par exemple) la méthode topologique n'est utilisable, car le temps de vie de ces particules est trop faible pour distinguer entre vertex secondaire et vertex primaire. Dans ce cas une méthode couramment utilisée est le mélange d'événements (« *event mixing* ») qui a comme but l'estimation du fond grâce aux données réelles (voir aussi § III.7.1 page 70).

III.2 Reconstruction des vertex secondaires de désintégration

La Fig.III.3 montre que la géométrie de désintégration des baryons multi-étranges fait intervenir un *XiVertex* et un *V0Vertex*. Lors de la reconstruction des *Xi*, il faut d'abord avoir recours au *V0Finder*, le code de reconstruction qui recherche des *V0*. Ceux-ci sont ensuite « propagés » dans le *XiFinder*, le code de reconstruction des *Xi*, qui leur associe un *bachelor*. Nous décrivons le procédé exact ainsi que la structure des *finders* dans la suite.

III.2.1 Les *finders* et les coupures de reconstruction

Les coupures de reconstruction servent à éliminer une bonne partie des associations fortuites de deux ou trois particules³, déjà au niveau de la reconstruction. Ceci permet de réduire considérablement la taille des fichiers utilisés pour les analyses finales (MuDst, voir § II.3 page 41). De plus, lors de telles analyses, il est généralement nécessaire de traiter les données plusieurs fois (par exemple pour corriger des erreurs dans le code d'analyse, rajouter des parties de code pour raffiner l'analyse ou simplement pour des études systématiques). Comme les associations fortuites éliminées lors de la reconstruction n'ont plus besoin d'être examinées, l'analyse est rendue sensiblement plus rapide tout en économisant des ressources. Les coupures d'analyse « finales », plus serrées, ne sont alors appliquées qu'après, suivant des critères variés, comme par exemple le signal (*S*) sur bruit (*B*) (S/B), la signification (S/\sqrt{B}), l'incertitude relative ($\sqrt{S+2B}/S$) ou encore la pureté ($B/(S+B)$). Des coupures de sélection sont donc appliquées à deux niveaux. Nous distinguons entre sélection de reconstruction et sélection d'analyse ou finale (voir § III.5 page 55).

Les algorithmes appelés *V0Finder* et *XiFinder* destinés à la recherche et la reconstruction des vertex de type *V0* et *Xi* respectivement font partie intégrante de la chaîne de reconstruction. Dans notre travail c'est la partie *XiFinder* qui nous intéresse plus particulièrement, mais comme la reconstruction d'un *XiVertex* requiert celle d'un *V0Vertex*, nous les décrivons tous les deux.

III.2.1.1 Le *V0Finder*

Le *V0Finder* consiste en deux boucles imbriquées, l'une sur les traces de particules chargées positivement (appelées *traces positives* dans la suite) et l'autre sur les traces des particules chargées négativement (appelées *traces négatives* dans la suite) appartenant toutes au même événement. Pour assurer une bonne qualité des traces, un nombre minimal de points reconstruits dans la TPC est exigé (voir II.3.2 page 42).

Afin de pouvoir appliquer des coupures géométriques pour éliminer du bruit, telles que par exemple sur les distances de plus courte approche (*dca*), le calcul des ces variables, en plus des

¹Les μ^\pm auraient également un temps de vie suffisamment long pour être détectés directement, mais n'est pas mesuré par STAR.

²Ou toute autre particule de très faible temps de vie.

³Pour un événement Au+Au avec 1500 traces globales, le nombre total d'associations à 2 particules (de charge opposée) est de l'ordre de $6 \cdot 10^5$, alors que pour les associations à 3 particules il est de l'ordre de $4 \cdot 10^8$.

paramètres des hélices, est nécessaire. Dans le cas du *V0Finder*, ce calcul nécessite d'évaluer la distance entre deux hélices. Ceci est réalisé en déterminant d'abord la distance entre les cercles obtenues par projection des hélices dans le plan transverse (voir aussi calcul de la distance entre hélice-droite dans le *XiFinder* dans l'annexe A) puis en imposant que les combinaisons qui donnent lieu à un ou deux points d'intersection entre les deux cercles soient gardées (dans le cas de deux points d'intersection, seul celui qui donne la plus petite *dca* est gardée). Tous les autres candidats sont éliminés (voir encore l'annexe A pour plus de détails). Parmi les coupures de reconstruction appliquées, dont les valeurs sont résumées dans le Tab.III.2, en plus de la coupure de qualité sur le nombre de points dans la TPC, nous pouvons citer :

- la distance de plus courte approche du baryon (méson)¹ au vertex primaire, notée *dca-bar-pvtx* (*dca-mes-pvtx*). Cette coupure élimine les particules dont la trace extrapolée passe à proximité du vertex primaire. Ces particules sont susceptibles de provenir directement du vertex primaire et non pas de la désintégration d'une particule, donc d'un vertex secondaire. Cette coupure n'est appliquée que pour des *V0* d'impulsion transverse inférieure à 3,5 GeV/c. Pour des *V0* de p_T supérieure, les traces filles peuvent effectivement, due à une plus faible courbure, pointer vers le vertex primaire, même si elles sont originaires d'un vertex secondaire ;
- la distance de plus courte approche entre les deux traces considérées, notée *dca-v0-dgt*. Cette distance doit être très petite, puisque les deux particules sont supposées provenir de la désintégration d'une même particule mère. Elle n'est pas nulle en général du à la résolution finie du détecteur (voir chapitre II) ;
- la distance de la position du *V0Vertex* au vertex primaire, notée *dl-f-v0* (pour *V0 false decay length*). Nous la qualifions de longueur de décroissance effective (ou « fausse »), parce que dans le cas d'un *Xi* le *V0* ne vole pas du vertex primaire au *V0Vertex*, mais est originaire du *XiVertex*. Dans le cas d'un *V0* primaire, il s'agit par contre bien de la vraie distance de vol du *V0*. Cette vraie distance de vol est notée dans le cas des *Xi*, *dl-v0* (distance entre le *V0Vertex* et le *XiVertex*) ;
- la distance de plus courte approche entre le *V0* reconstruit et le vertex primaire, notée *dca-V0-pvx*. Pour une recherche d'un *V0* seul, il est désiré que le *V0* est primaire, c'est-à-dire pointe vers le vertex primaire. Dans le cas d'une recherche supplémentaire d'un *Xi*, le *V0* (Λ) ne doit pas provenir du vertex primaire. Cependant comme le Λ emporte la plus grande partie de l'impulsion du *Xi* et se déplace en ligne droite, la *dca-V0-pvx* peut rester également relativement faible. La coupure correspondante est dans ce cas simplement élargie de façon à englober également des Λ qui ne pointent pas vers le vertex primaire ;
- les variables d'Armenteros-Podolanski (α_{Arm} et p_{TArm}) définies et discutées en terme d'utilisation en coupure au § III.5.1.2 page 56.

En plus des coupures de qualité, géométriques et cinématiques, évoquées jusqu'à présent, des coupures de « causalité » sont encore appliquées pour vérifier que les traces positives et négatives, ainsi que le *V0* reconstruit, s'éloignent bien du vertex primaire.

III.2.1.2 Le *XiFinder*

Pour reconstruire la topologie d'un *Xi*, il s'agit d'associer au *V0* trouvé dans le *V0Finder* une trace supplémentaire, le *bachelor*, qui est négative (positive) dans le cas d'un Ξ^- , Ω^- (Ξ^+ , Ω^+). Les coupures à appliquer font intervenir dans ce cas-ci, entre autres, la distance de plus courte approche entre une droite (le *V0*) et un cercle (la projection de l'hélice du *bachelor*). Ces calculs font intervenir des coupures dites coupures « algorithmiques » (voir annexe A pour plus de détails). Celles-ci, avec la coupure de qualité sur le nombre de points dans la TPC pour le *bachelor*, s'ajoutent aux coupures du *V0Finder* et aux coupures géométriques et cinétiques propres au *XiFinder*, qui sont :

¹Même sans identification de particules (PID), nous pouvons faire une hypothèse sur l'espèce de la particule associée à une trace. En effet, pour les Λ ($\bar{\Lambda}$), la trace positive est toujours un baryon (méson) et la trace négative un méson (baryon). Dans le cas de la reconstruction des K_S^0 les deux particules sont bien évidemment des mésons.

- la distance de plus courte approche entre le $V0$ et le *bachelor*, notée $dca-xi-dgt$. En tant que particules filles du Ξ , la distance entre les deux particules doit être petite, puisqu'elles sont censées provenir d'un même point dans l'espace, du Ξ Vertex ;
- la distance de plus courte approche entre le Ξ reconstruit et le vertex primaire, notée $dca-xi-pvx$. Comme le Ξ est supposé provenir du vertex primaire, cette distance doit être faible ;
- la distance entre le Ξ Vertex et le vertex primaire, notée $dl-xi$, qui est la distance de vol du Ξ . Cette coupure permet d'éliminer le bruit qui a tendance à donner des valeurs très petites de cette longueur de décroissance (voir § III.5.2.1 page 58) ;
- la masse du $V0$. Pour assurer que le $V0$ reconstruit dans le $V0$ Finder, qui est alors utilisé pour la reconstruction d'un Ξ , soit effectivement un Λ ($\bar{\Lambda}$) la masse invariante du $V0$ est calculé (voir § III.4 page 54) et une sélection sur la masse du Λ est effectuée ;
- une des variables d'Armenteros-Podolanski du Ξ ($p_{T Arm}$) reconstruit. Cette coupure cinématique n'a été introduite qu'à partir du *Run-IV* [Fai05].

De même que dans le cas du $V0$ Finder des coupures de « causalité » vérifient que le $V0$ et le Ξ reconstruit s'éloignent du Ξ Vertex et du vertex primaire respectivement.

La liste des valeurs des coupures appliquées au niveaux des *finders* se trouve dans le Tab.III.2. Certaines des valeurs de coupures relatives au $V0$ Finder sont différentes dans le cas de la recherche de $V0$ seuls (valeurs entre parenthèses dans le Tab.III.2), qui sont supposés être primaires, par rapport au cas d'une recherche en aval d'un Ξ Vertex, où le $V0$ est supposé être secondaire. De plus, ces valeurs de coupures ne sont utilisées que pour des collisions Au+Au. Pour les collisions élémentaires p+p par exemple, avec une multiplicité et donc aussi un niveau de bruit plus faible, des coupures plus larges sont appliquées aux niveaux des *finders*.

Les valeurs des coupures du Tab.III.2 se justifient principalement, comme déjà dit, par la nécessité de limiter la taille des fichiers de stockage, mais également par le fait que les coupures doivent être valables à la fois pour les Ξ et les Ω . Un autre critère pour ces valeurs sont les résolutions expérimentales sur la détermination des différentes variables. La résolution sur la position du Ξ Vertex, par exemple, est de l'ordre du centimètre).

Les coupures des *finders* sont encore relativement larges de sorte que beaucoup de candidats (~ 600 /événement à comparer aux taux de production bruts des Ξ et des Ω ($\ll 1$ /événement), voir § III.8.1 page 75), dont beaucoup d'associations fortuites de deux ou trois particules, subsistent après. Les coupures définitives ne sont appliquées que lors de l'analyse finale et peuvent être variées au besoin (voir § III.5).

$V0$ Finder		Ξ Finder	
variable	coupure	variable	coupure
points par trace	> 10	points par trace	> 10
dca-bar-pvx	> 0,4 cm (0,7 cm)	dca-xi-dgt	< 0,8 cm
dca-mes-pvx	> 2,0 cm (0,7 cm)	dca-xi-pvx	< 0,8 cm
dca-v0-pvx	< 2,5 cm (0,8 cm)	dl-xi	> 2,0 cm
dca-f-v0	> 5,0 cm (2,0 cm)	dl-f-v0	> 5,0 cm
dca-v0-dgt	< 0,8 cm	$ m_{V0}^{\Lambda} - m_{pdg}^{\Lambda} $	< 10 MeV/c ²
α_{Arm}	< 1,2	$p_{T Arm}$	< 0,33
$p_{T Arm}$	< 0,3		

TAB. III.2 – Coupures appliquées lors de la reconstruction dans le $V0$ Finder (à gauche) et dans le Ξ Finder (à droite) pour des collisions Au+Au. La signification des différentes variables est expliquée dans le texte. Les candidats vérifiant ces coupures sont ceux qui sont retenus. Les valeurs entre parenthèses pour le $V0$ Finder sont celles appliquées lors de la recherche de $V0$ seuls, alors que les autres sont celles utilisées dans le cas où le candidat Ξ sera considéré pour la recherche de Ξ .

Remarquons que nous avons entrepris des essais pour améliorer la performance du *XiFinder*. Les détails de cette étude sont présentés à l'annexe A.

III.3 Le nombre d'événements

Pendant la prise de données des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, un total de 15231270 événements déclenchés *minbias* (voir § II.2.4.2 page 32) utilisables, c'est-à-dire des événements exploitables lors d'une analyse physique, par opposition à ceux qui sont utilisés pour le calibrage par exemple, a été enregistré. Ce chiffre est celui obtenu en requérant un signal dans la TPC¹. Ce nombre est considérablement réduit par l'application de critères de qualité et de coupures spécifiques pour l'analyse. Pour notre analyse ces sélections sur les événements sont :

- la présence d'un vertex primaire (voir § II.3.3 page 45).
- un nombre minimal de traces primaires dans l'événement. Cette coupure est faite pour éviter des difficultés liés à une très faible multiplicité, comme par exemple l'efficacité de reconstruction du vertex primaire qui est un problème caractéristique des collisions p+p [Hei05a]. Dans notre cas cette coupure a été choisie pour correspondre exactement à 80 % de la section efficace d'interactions. Dans cette tranche de centralité le taux de production des baryons multi-étranges est de toute façon très faible par rapport à celui des collisions centrales (voir chapitre V), de sorte que l'extraction d'un spectre dans ce domaine de centralité, vu le nombre d'événements donné serait de toute façon difficile.
- la position du vertex primaire suivant l'axe du faisceau, notée z_v . Une coupure sur $|z_v| < 30$ cm a été imposée, principalement pour des raisons d'acceptance. En effet si la position du vertex primaire est trop éloignée du centre de la TPC, il se peut que des traces issues de la décroissance des particules multi-étranges sortent de l'acceptance du détecteur. La distribution obtenue après coupure pour les données réelles et l'*embedding* (voir § III.8.2.1 page 82) est montré sur la Fig.III.4.

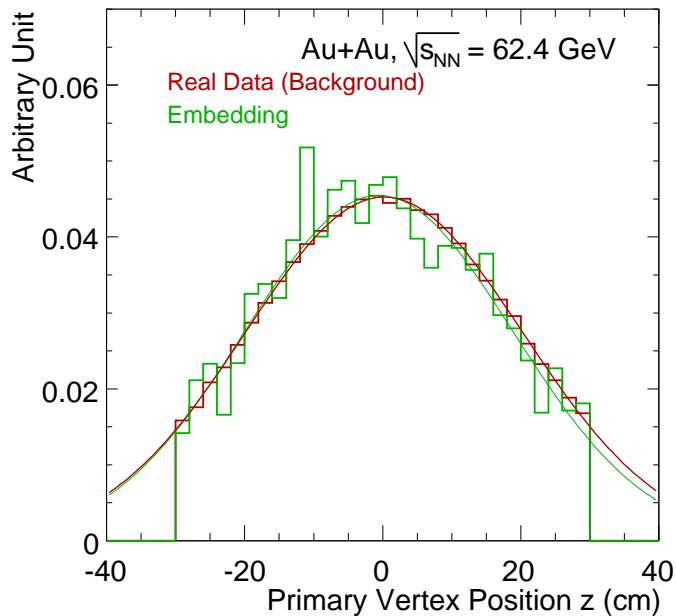


FIG. III.4 – Distribution normalisée au nombre d'événements de la position du vertex primaire suivant l'axe du faisceau (z) après coupure à 30 cm. Les courbes correspondent à un ajustement par une gaussienne.

Le nombre d'événements retenu après ces coupures pour chaque tranche de centralité est résumé, pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, dans le Tab.III.3. Pour comparaison nous indiquons

¹Dans le cas de l'étude de l'écoulement elliptique (voir § III.9 page 100) et de la polarisation (voir annexe A page 197), la présence de signaux d'autres détecteurs (FTPC et ZDC-SMD) est requis, ce qui réduit le nombre initial d'événements utilisables.

dans le Tab.III.4 le nombre d'événements pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV du Run-II. Pour les collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV nous disposons donc d'une statistique plus faible pour les collisions centrales, mais beaucoup plus importante pour les collisions périphériques, permettant ainsi une étude plus détaillée en fonction de la centralité.

centralité	nombre d'événements
0 – 5 %	383857
5 – 10 %	379037
10 – 20 %	751267
20 – 40 %	1526342
40 – 60 %	1507599
60 – 80 %	1551212
0 – 80 %	6099314

TAB. III.3 – Tableau récapitulatif des nombres d'événements retenus (« good events ») après toutes les coupures sur les événements pour les différentes tranches en centralité pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV

centralité	nombre d'événements
0 – 5 %	750000
10 – 20 %	751267
20 – 40 %	294311
40 – 60 %	283664
60 – 80 %	287302

TAB. III.4 – Équivalent du Tab.III.3 pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

III.4 Calcul de la masse invariante

Dans le cas de particules reconstruites par la topologie de leur désintégration, l'évaluation statistique du signal sélectionné se fait par la reconstruction de la masse invariante de la particule mère, à partir des impulsions et masses des produits de décroissance.

Considérons par exemple la désintégration en deux corps suivante : $A \rightarrow B + C$, avec comme masses m_A, m_B, m_C et comme impulsions $\vec{p}_A, \vec{p}_B, \vec{p}_C$ respectivement, alors les énergies des différentes particules s'écrivent : $E_x^2 = m_x^2 + p_x^2$, avec $x = A, B, C$ et c la célérité de la lumière égale à 1. La masse invariante de la particule mère (A) se calcule alors en tenant compte de la conservation de l'énergie ($E_A = E_B + E_C$) et la conservation de l'impulsion ($\vec{p}_A = \vec{p}_B + \vec{p}_C$) à l'aide de la relation suivante :

$$m_A = \sqrt{m_B^2 + m_C^2 + 2(E_B E_C - \vec{p}_B \vec{p}_C)}. \quad (\text{III.1})$$

Dans le cas des baryons multi-étranges cette relation s'écrit :

$$m_{\Xi^-} = \sqrt{m_{\Lambda}^2 + m_{\pi^-}^2 + 2(E_{\Lambda} E_{\pi^-} - \vec{p}_{\Lambda} \vec{p}_{\pi^-})} \quad (\text{III.2})$$

$$m_{\Omega^-} = \sqrt{m_{\Lambda}^2 + m_{K^-}^2 + 2(E_{\Lambda} E_{K^-} - \vec{p}_{\Lambda} \vec{p}_{K^-})}, \quad (\text{III.3})$$

et de manière équivalente pour les anti-particules. La masse invariante et l'impulsion du Λ sont calculées de manière équivalente au préalable en utilisant :

$$m_{\Lambda} = \sqrt{m_p^2 + m_{\pi^-}^2 + 2(E_p E_{\pi^-} - \vec{p}_p \vec{p}_{\pi^-})}. \quad (\text{III.4})$$

Une hypothèse sur l'identité des particules filles est nécessaire pour ce calcul de la masse invariante. Aucune identification par dE/dx n'est réalisée la fin des *finders* pour éviter de devoir refaire la production lors d'une recalibration de la perte d'énergie. L'approche adoptée est de faire l'hypothèse que toutes les associations ayant passé les coupures de reconstruction sont de vrais Ξ^- ou de vrais Ω^- . Ceci revient à supposer que les particules associées en $V0$ sont effectivement un p et un π^- dans le cas

d'un Λ (respectivement un \bar{p} et un π^+ dans le cas d'un $\bar{\Lambda}$) et que le *bachelor* associé est un π^- (π^+) dans le cas d'un Ξ^- (Ξ^+) ou un K^- (K^+) dans le cas d'un Ω^- (Ω^+).

Dans la plupart des cas la distinction entre Λ et $\bar{\Lambda}$ (donc entre Ξ^- et Ξ^+ ou Ω^- et Ω^+) peut se faire à l'issue du *V0Finder* à l'aide d'une coupure sur la masse invariante du *V0*. En général, il n'y a qu'une des deux masses qui donne celle d'un Λ , car une mauvaise identification des particules résulte en une masse invariante différente. Ce n'est donc que cette hypothèse qui est gardée et le signe du *bachelor* est cherchée en conséquence (trace négative (positive) si l'hypothèse d'un Λ ($\bar{\Lambda}$) a été conservée). La distinction entre Ξ et Ω , par contre, ne peut pas se faire à l'intérieur du *XiFinder*, comme les coupures appliquées sont choisies pour être valables pour les topologies des deux particules. Pour chaque association de trois particules gardée à l'issue des *finders*, les deux masses sont calculées et la distinction ne se fait qu'au niveau de l'analyse, où des coupures plus serrées et l'utilisation de la perte d'énergie pour l'identification des particules permet de les distinguer.

III.5 Détermination des coupures d'analyse

À la sortie des *finders*, en plus de l'application de coupures pour limiter la taille des fichiers à stocker, la majorité des variables géométriques et cinématiques nécessaires pour l'analyse sont calculées. L'analyse proprement dite nécessite maintenant l'application de coupures supplémentaires afin de faire apparaître le signal. La détermination de ces coupures d'analyse peut se faire de plusieurs façons différentes. La méthode la plus couramment utilisée pour ce genre d'analyse est celle que nous allons appeler méthode « classique » dans la suite. Elle sera décrite et appliquée dans la section III.5.2. En plus de cette méthode une autre, appelée « analyse discriminante linéaire » (ADL), a été utilisée pour la détermination des coupures de sélection. Celle-ci va être décrite dans la section III.5.3.

III.5.1 Définition de variables supplémentaires

III.5.1.1 Les « angles de pointage » et les « $\cos(\theta^*)$ »

La plupart des variables utilisées pour discriminer entre le signal et le bruit de fond sont définies dans la section III.2.1 et visualisées sur la représentation schématique d'une décroissance d'un *Xi* montrée sur la Fig.III.3. En plus de ces variables, d'autres, appelées les angles de pointage (« *pointing angles* ») et les « $\cos(\theta^*)$ » sont introduites. La définition des angles de pointage fait appel à un certain nombre de variables secondaires indiquées sur la Fig.III.5. L'angle $\alpha(u)_{Xi}$ désigne alors l'angle entre $p_{\vec{X}}$ et \vec{u} , le vecteur impulsion du *Xi* et le vecteur reliant le vertex primaire et le *XiVertex* respectivement. Les autres angles : $\alpha(u)_{V0}$, $\alpha(u)_{Bar}$, $\alpha(u)_{Mes}$, $\alpha(v)_{V0}$, $\alpha(v)_{Bar}$, $\alpha(u)_{Mes}$, $\alpha(w)_{V0}$, $\alpha(w)_{Bar}$ et $\alpha(w)_{Mes}$, sont définis de manière équivalente avec les notations du vecteur \vec{v} reliant le *XiVertex* et le *V0Vertex* et le vecteur \vec{w} reliant le vertex primaire et le *V0Finder* indiquées sur la Fig.III.5. L'information obtenue à partir des angles de pointage peut dans une certaine mesure être considérée comme complémentaire à celle des distances de plus courte approche. Les angles de pointage sont plus directement liés aux impulsions transverses des différentes particules. Ainsi des traces avec les mêmes *dca* peuvent, selon leur p_T conduire à des angles de pointage différents. Inversement, des particules de même angle de pointage peuvent aussi avoir des p_T différents. Si par exemple une particule est exigée ne pas provenir du vertex primaire, une coupure inférieure sur la *dca* est généralement appliquée. Une telle coupure est néanmoins moins efficace pour des particules à plus haute impulsion transverse, puisque, avec leur plus faible coupure, celles-ci pointent davantage vers le vertex primaire. Comme ces différentes particules peuvent avoir le même angle de pointage, cette observable peut dans ce cas fournir des informations complémentaires.

Les « $\cos(\theta^*)$ » relatives au *Xi* ($\cos(\theta_{Xi,\Lambda}^*)$, $\cos(\theta_{Xi,B}^*)$) sont définies dans le référentiel du centre de masse du Xi^1 comme indiqué sur le schéma de la Fig.III.6. Les variables $\cos(\theta_{\Lambda,Mes}^*)$ et $\cos(\theta_{\Lambda,Bar}^*)$

¹Les quantités définies dans le référentiel de centre de masse sont munies d'un astérisque

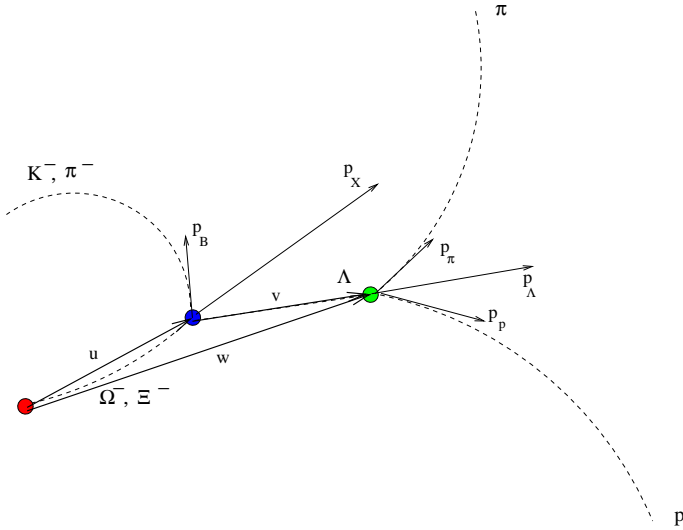


FIG. III.5 – Définition des variables utilisées pour le calcul des angles de pointage.

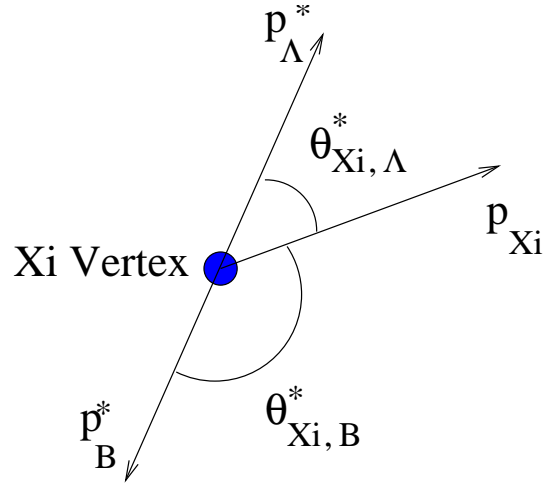


FIG. III.6 – Définition des variables $\cos(\theta_{Xi,\Lambda}^*)$ et $\cos(\theta_{Xi,B}^*)$.

relatives au Λ sont définies de façon équivalente dans le référentiel dans lequel le Λ est au repos. Nous revenons sur leur utilité dans la suite (§ III.5.2.2 page 60).

III.5.1.2 Les variables d'Armenteros-Podolanski

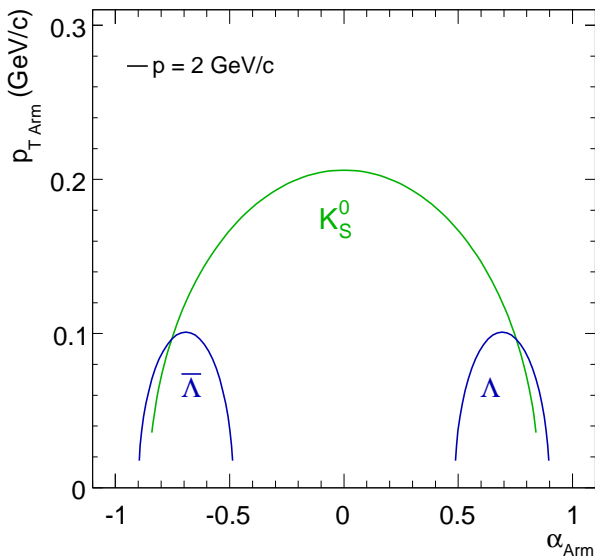


FIG. III.7 – Diagrammes d'Armenteros-Podolanski pour les K_S^0 et les Λ d'après l'Éq.III.9.

Les variables d'Armenteros-Podolanski ont initialement été introduites pour permettre une séparation entre K_S^0 et Λ sans nécessairement recourir au dE/dx , comme l'indique La Fig.III.7. La variable p_{TArm} est définie comme la projection de l'impulsion de l'une des particules filles sur la direction perpendiculaire à l'impulsion de la particule mère et la grandeur α_{Arm} est définie comme fonction des projections parallèles des impulsions des particules filles a et b ($p_{i||}$, $i = a, b$) sur la direction de la particule mère. En utilisant la définition de $\theta_{Xi,\Lambda}^* = \theta^*$, donnée précédemment, et en notant $p^* = \|\vec{p}_a^*\| = \|\vec{p}_b^*\|$ (voir aussi Fig.III.6), nous pouvons exprimer ces deux observables comme :

$$p_{TArm} = p^* \sin \theta^*, \tag{III.5}$$

et

$$\alpha_{Arm} = \frac{p_{a||} - p_{b||}}{p_{a||} + p_{b||}}, \tag{III.6}$$

où les $p_{i||}$ sont données par :

$$p_{a||} = \gamma p^* \cos \theta^* + \beta \gamma E_a^* \quad \text{et} \quad p_{b||} = -\gamma p^* \cos \theta^* + \beta \gamma E_b^*, \tag{III.7}$$

obtenues par projections de la relation $\vec{p}_i = \gamma \vec{p}_i^* + \beta \gamma E_i^*$ qui pour sa part est obtenue par transformée de Lorentz entre le référentiel du centre de masse de la particule mère et le référentiel du laboratoire.

Après sommation et soustraction des relations de l'Eq.III.7, leur rapport, avec $E_a^* + E_b^* = m$, où m est la masse de la particule mère, permet d'écrire :

$$\alpha_{Arm} = A \cos \theta^* + B, \quad (\text{III.8})$$

où nous avons posé $A = \frac{2p^*}{\beta m}$ et $B = \frac{E_a^* - E_b^*}{m}$. En combinant finalement les Eq.III.5, Eq.III.6 et Eq.III.8 et en utilisant $\cos^2 \theta^* + \sin^2 \theta^* = 1$, nous obtenons :

$$\left(\frac{\alpha_{Arm} - B}{A} \right)^2 + \left(\frac{p_{TArm}}{p^*} \right)^2 = 1. \quad (\text{III.9})$$

Pour une particule mère (m) et une vitesse donnée (β) une représentation dans l'espace (p_{TArm}, α_{Arm}) , avec l'hypothèse d'une reconstruction parfaite, conduit à une ellipse. Toutes les autres quantités dans l'Eq.III.9 étant fixées, par le choix de la particule mère, seul β influence la forme de l'ellipse. Comme β n'intervient que dans le calcul de A , l'impulsion de la particule mère n'affecte donc que la largeur de l'ellipse suivant l'axe α_{Arm} . La Fig.III.8 montre les candidats Ξ et Ω retenus¹ dans l'espace (p_{TArm}, α_{Arm}) ainsi que les ellipses définies par l'Eq.III.9.

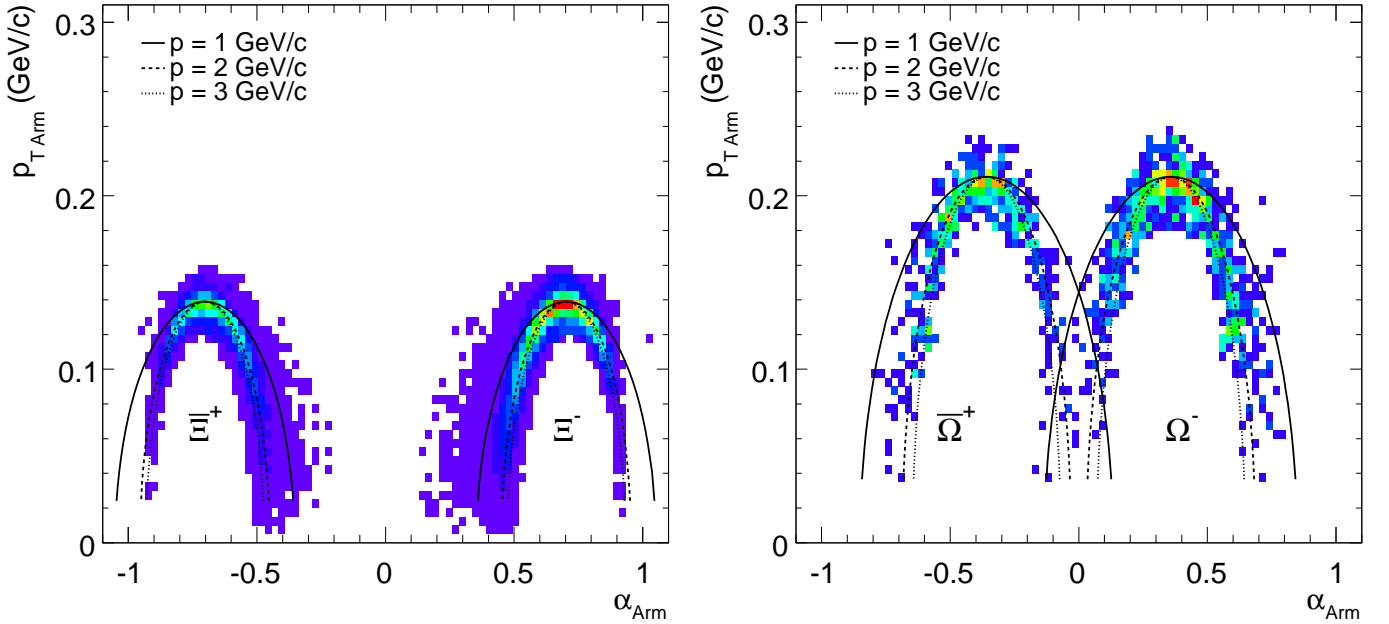


FIG. III.8 – Diagrammes d'Armenteros-Podolanski pour les candidats Ξ (à gauche) et pour les candidats Ω (à droite) après application des coupures finales issues de l'ADL (voir § III.5.3 page 64) ainsi que les ellipses définies par l'Eq.III.9 pour différentes valeurs de l'impulsion totale du Xi.

Munis de ces définitions nous passons à la description des deux méthodes appliquées pour la détermination des coupures l'analyse.

III.5.2 La méthode « classique »

Pour déterminer les coupures d'analyse par la méthode « classique », c'est-à-dire en appliquant une valeur de coupure pour différentes variables séparément, nous observons les distributions des différentes variables pour le signal et le bruit de fond (et ceci de façon différentielle en fonction de

¹après application des coupures finales (voir suite).

la masse invariante¹). Cette méthode permet de voir où se distribue le bruit par rapport au signal pour chaque variable de coupure. La difficulté apparente est de connaître ces distributions. Celles du bruit sont faciles à obtenir, car sans l'application de coupures supplémentaires par rapport à celles des *finders*, le bruit de fond reste toujours extrêmement dominant par rapport au signal. Les données réelles donnent en bonne approximation le comportement du bruit de fond. Pour les distributions du signal l'utilisation d'*embedding* (voir § III.8.2.1 page 82) s'avère satisfaisante. Le critère de sélection final sera celui de l'erreur relative : si nous définissons par S la quantité de signal dans le pic en masse invariante, B le bruit de fond rémanent, alors le jeu de coupures finales retenu est celui qui donne la plus faible valeur de l'incertitude relative, donnée par $\frac{\sqrt{S+2B}}{S}$. Ceci nécessite déjà l'estimation du bruit de fond, discutée à la section III.7 page 70. Nous discutons dans les sections III.5.2.1 et III.5.2.2, sur l'exemple de quelques variables, la démarche appliquée pour la détermination des coupures « classiques » pour les Ξ et les Ω respectivement. La discussion sur l'application des coupures sur le dE/dx , communes aux deux méthodes d'analyse, se fait au paragraphe III.6 page 69.

III.5.2.1 Sélection « classique » des Ξ

La Fig.III.9 (gauche) montre que la distribution obtenue pour la masse invariante du Λ après reconstruction (c'est-à-dire après les *finders* avec une coupure à ± 10 MeV/c²) est plus large pour le bruit (données réelles) que le signal (*embedding*), une coupure plus serrée permet alors d'éliminer plus de bruit que de signal.

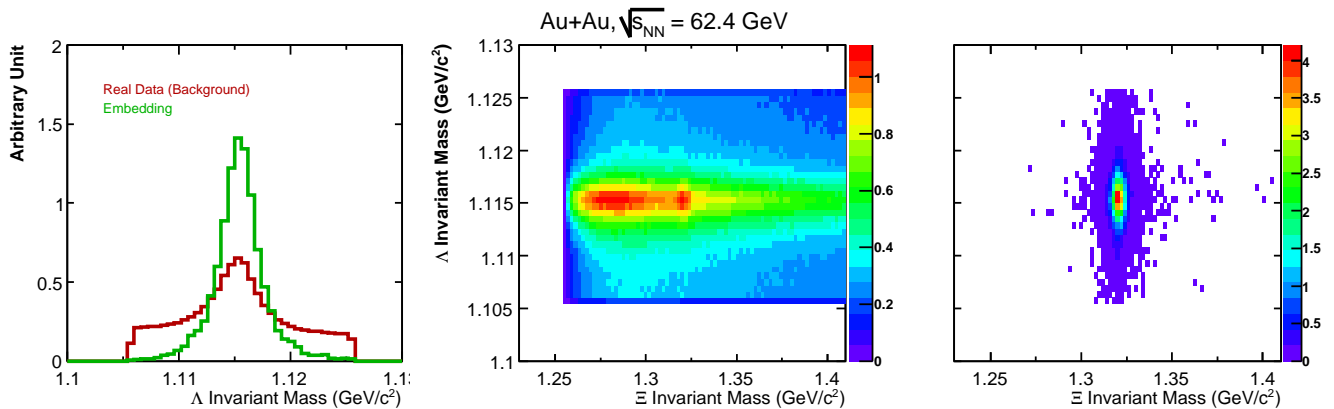


FIG. III.9 – À gauche : distribution de la masse invariante du Λ du Ξ après le XiFinder pour les données réelles (dominée par le bruit) et l'*embedding* (signal). La même distribution en fonction de la masse invariante du Ξ est montrée pour les données réelles (milieu) et l'*embedding* (à droite).

La Fig.III.9 (milieu) illustre la distribution de la masse invariante du $\Lambda(p\pi)$ en fonction de la masse invariante du $\Xi(\Lambda\pi)$ pour les données réelles après l'application des coupures de reconstruction (*finders*). Sur cette figure deux régions de fortes concentrations (en rouges) sont distinguables. L'une, à basse masse invariante du Ξ mais à la bonne masse du Λ , correspond à la bonne identification du Λ (vrai Λ) et une mauvaise identification du *bachelor*, donc un faux Ξ) La comparaison avec la figure équivalente pour le signal pur (*embedding*) (Fig.III.9 (droite)) permet d'identifier le deuxième maximum dans la distribution de la figure du milieu à celui correspondant à un vrai Λ et un vrai Ξ . Ces deux figures permettent également de voir que : i) la distribution du bruit en masse invariante

¹Cette méthode d'observation en fonction de la masse invariante et l'application de coupures qui éliminent du bruit en dehors d'une masse donnée, n'est autorisée évidemment que pour des particules connues et pas lorsqu'il s'agit de trouver des particules à une masse particulière.

du Λ est plus large que le signal ; ii) une bonne partie du bruit vient d'une mauvaise association du *bachelor* ; iii) la majorité du bruit est situé aux basses masses.

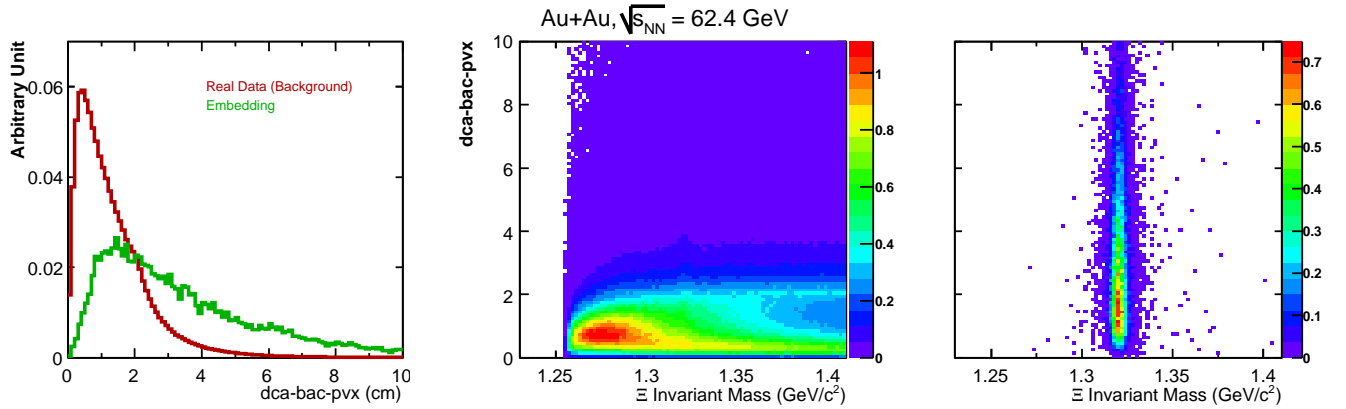


FIG. III.10 – À gauche : distribution de la *dca* du *bachelor* du Ξ après le XiFinder pour les données réelles (dominées par le bruit) et l'embedding (signal). La même distribution en fonction de la masse invariante du Ξ est montrée pour les données réelles (au milieu) et l'embedding (à droite).

La Fig.III.10 montre la distribution de la distance de plus courte approche de la trace du *bachelor* du Ξ au vertex primaire (*dca-bac-pvx*). Dans le cas du bruit de fond, cette distribution présente un maximum vers 0,5 cm alors que pour le signal ce maximum se situe vers 1,5 cm. De plus la distribution est plus étroite dans le cas du bruit que dans le cas du signal. Une coupure sur les basses valeurs de *dca-bac-pvx* permet d'éliminer une bonne proportion du bruit de fond tout en enlevant une faible quantité de signal.

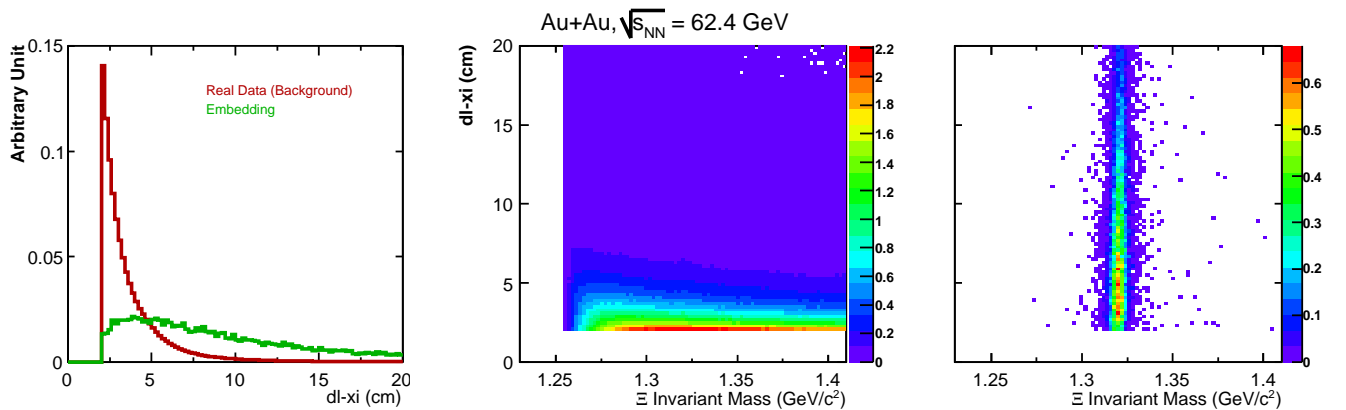


FIG. III.11 – À gauche : distribution de la distance de vol du Ξ après le XiFinder pour les données réelles (dominées par le bruit) et l'embedding (signal). La même distribution en fonction de la masse invariante du Ξ est montrée pour les données réelles (au milieu) et l'embedding (à droite).

La distribution de la distance de vol du Ξ (*dl-xi*) à la sortie du XiFinder (coupure à 2 cm dans le XiFinder) est représentée sur la Fig. III.11. Le bruit de fond donne lieu à des distances de vol très courtes, alors que la distribution du signal est plutôt plate. Une coupure des faibles valeurs de *dl-xi* permet d'éliminer une partie du pic sur le bruit alors que peu de candidats sur le signal sont rejetés.

La Fig.III.12 a permis de mettre en évidence le comportement différent en terme de distance de plus courte approche (*dca*) du Ξ au vertex primaire (*dca-xi-vtx*) entre le bruit de fond et le signal, ce qui

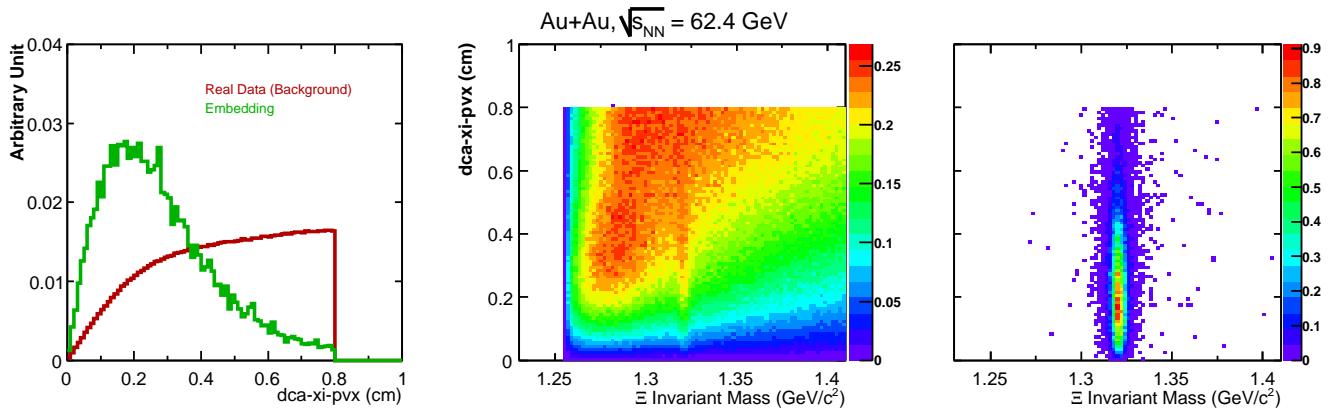
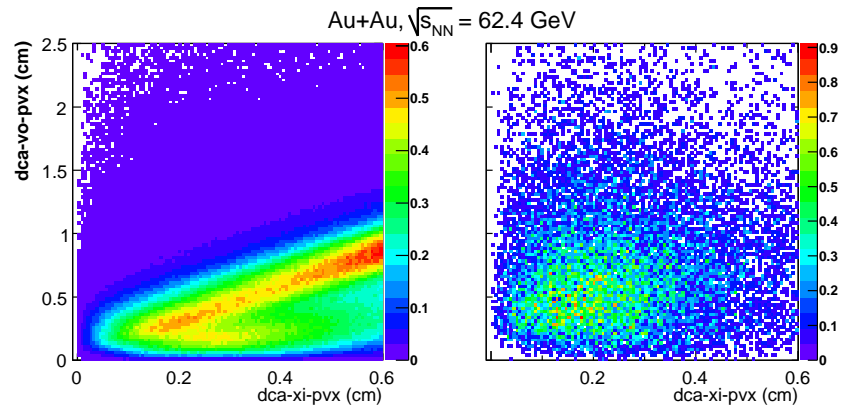


FIG. III.12 – À gauche : distribution de la dca du Ξ après le XiFinder pour les données réelles (dominées par le bruit) et l'embedding (signal). La même distribution en fonction de la masse invariante du Ξ est montrée pour les données réelles (au milieu) et l'embedding (à droite).

a conduit à l'application d'une coupure plus serrée que celle utilisée dans le XiFinder (0,8 cm).

FIG. III.13 – Distribution de la corrélation entre la dca du Λ du Ξ au vertex primaire et la dca du Ξ lui-même à la sortie du XiFinder, à gauche pour les données réelles (dominées par le bruit de fond) et à droite pour l'embedding (signal).



La Fig.III.13 montre aussi que cette dca est fortement corrélée à celle du Λ provenant du Ξ . La comparaison entre données réelles (bruit de fond) et *embedding* (signal) a permis la mise en place d'une coupure corrélée entre $dca-xi-vtx$ et $dca-v0-vtx$.

Les différentes figures (Fig.III.9 à Fig.III.13) et la discussion associée, n'illustrent le procédé pour la détermination des coupures « classiques » que sur l'exemple de quelques variables. Le Tab.III.5 résume finalement l'ensemble des coupures retenues pour l'analyse « classique » des Ξ . Dans les collisions plus périphériques des coupures légèrement moins restrictives ont été appliquées pour tenir compte du niveau de bruit de fond plus bas.

III.5.2.2 Sélection « classique » des Ω

Comme pour les Ξ dans la section précédente, nous illustrons ici sur quelques variables le procédé pour la détermination des coupures « classiques » sur les Ω . Parmi les angles de pointage (voir § III.5.1 page 55) seul le $\alpha(u)_{X_i}$ du Ω , représenté sur la Fig.III.14, donne une bonne discrimination entre signal et bruit de fond. En effet le signal est beaucoup plus piqué vers les petites valeurs de $\alpha(u)_{X_i}$ de sorte qu'une coupure sur les grandes valeurs permet d'éliminer essentiellement du bruit.

variable	coupures Ξ				
	0-10 %	10-20 %	20-40 %	40-60 %	60-80 %
$ y $	$\leq 0,75$	id.	id.	id.	id.
$ m_\Lambda - m_{PDG} $ (MeV/c ²)	≤ 7	id.	id.	id.	id.
points bachelor	≥ 12	id.	id.	id.	id.
points baryon	≥ 15	id.	id.	id.	id.
points méson	≥ 12	id.	id.	id.	id.
dE/dx bachelor (σ)	≤ 3	id.	id.	id.	id.
dE/dx baryon (σ)	≤ 3	id.	id.	id.	id.
dE/dx méson (σ)	≤ 3	id.	id.	id.	id.
$ dca-xi-pvx $ (cm)	$\leq 0,55$	id.	id.	0,7	id.
$ dca-v0-pvx $ (cm)	$\geq 0,1$	id.	id.	0,0	id.
$ dca-v0-pvx $ (cm)	$x = 1,2$	$x = 0,8$	$x = 0,4$	$x = 0,2$	$x = 0,0$
$> x \cdot \sqrt{dca-xi-pvx}$ (cm) + y	$y = 0,1$	id.	id.	id.	id.
$ dca-bac-pvx $ (cm)	$\geq 1,5$	1,0	id.	id.	0,0
dca-xi-dgt (cm)	$\leq 0,7$	id.	id.	id.	id.
dca-v0-dgt (cm)	$\leq 0,7$	id.	id.	id.	id.
dl-xi (cm)	$\in [5; 50]$	$[4,5; 50]$	$[4,0; 50]$	$[3,5; 50]$	$[3,0; 50]$
dl-v0 (cm)	≤ 50	id.	id.	id.	id.

TAB. III.5 – Récapitulatif des coupures « classiques » d'analyse retenues pour les Ξ dans les collisions Au+Au à différentes centralités à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Tous les candidats vérifiant ces conditions sont gardés.

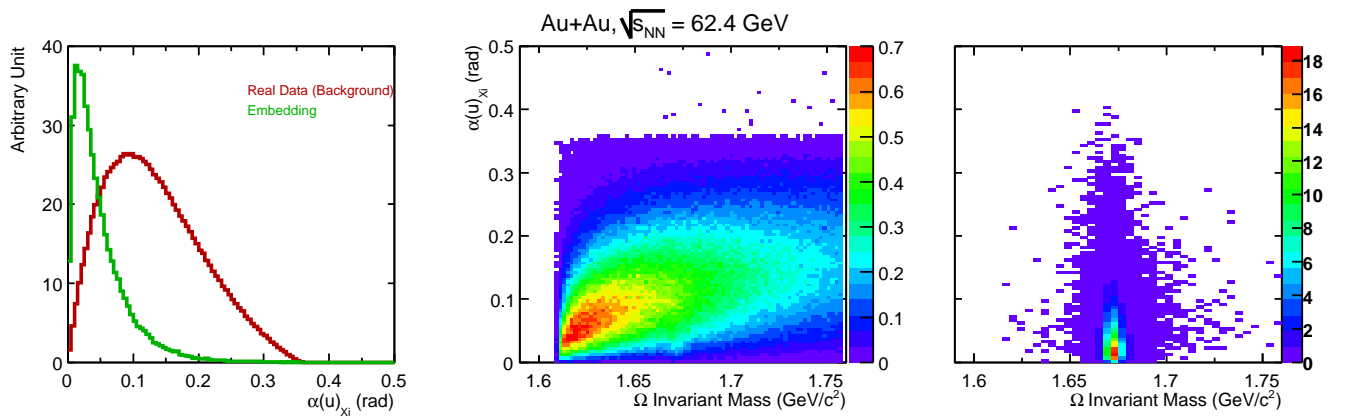


FIG. III.14 – À gauche : distribution du $\alpha(u)_{\Xi_i}$ (voir § III.5.1 page 55) du Ω après le XiFinder pour les données réelles (dominées par le bruit) et l'embedding (signal). La même distribution en fonction de la masse invariante du Ω est montrée pour les données réelles (au milieu) et l'embedding (à droite).

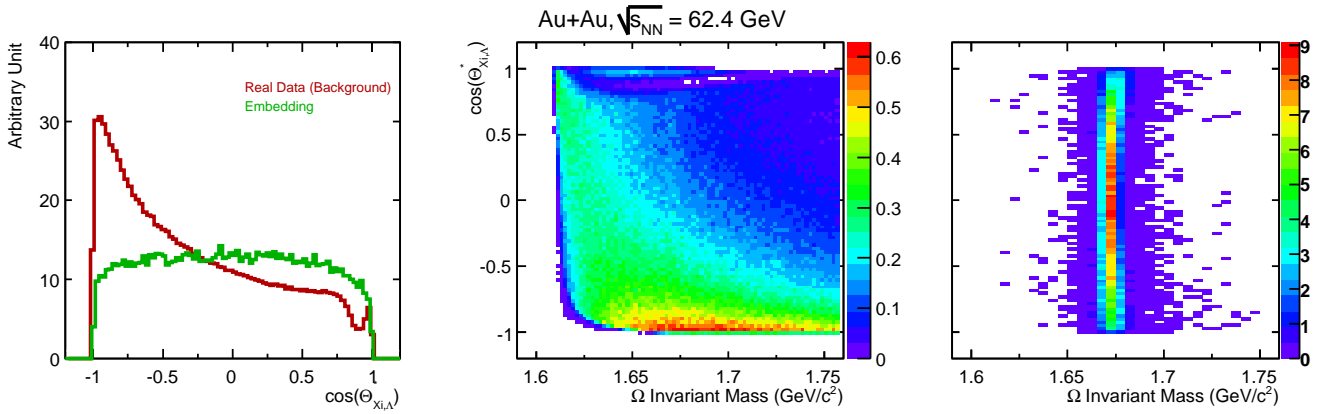
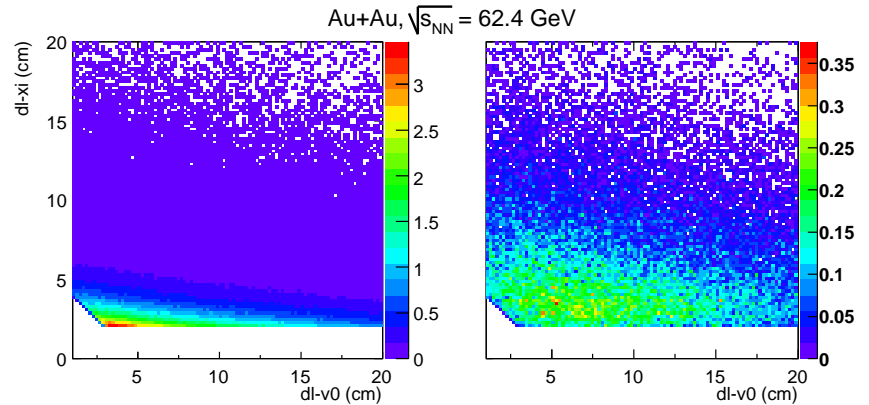


FIG. III.15 – À gauche : distribution du $\cos(\theta_{X_{i,\Lambda}}^*)$ (voir § III.5.1 page 55) du Ω après le XiFinder pour les données réelles (dominées par le bruit) et l'embedding (signal). La même distribution en fonction de la masse invariante du Ω est montrée pour les données réelles (au milieu) et l'embedding (à droite).

La Fig.III.15 montre la distribution de la variable $\cos(\theta_{X_{i,\Lambda}}^*)$ (voir § III.5.1 page 55). Celle-ci est particulièrement intéressante pour les Ω puisqu'elle permet d'éliminer une partie de la contamination des Ξ . Cette contamination résulte du fait que les Ξ présentent une géométrie de décroissance comparable à celle des Ω et n'est pas complètement éliminée par l'utilisation de la perte d'énergie linéique (dE/dx) pour identifier les particules filles. En effet, cette identification est inclusive, de sorte que l'échantillon des K reste contaminé par un certain nombre de π . Pour les Ξ , ou de manière générale pour tout bruit à la mesure des Ω , la distribution du $\cos(\theta_{X_{i,\Lambda}}^*)$ mesurée dans le référentiel du centre de masse du Ω n'est pas uniforme. Ce comportement est visible sur la Fig.III.15 (gauche) et une coupure sur les grandes valeurs de $\cos(\theta_{X_{i,\Lambda}}^*)$ permet d'éliminer le pic provenant du bruit de fond.

FIG. III.16 – Distribution de la corrélation entre la distance de vol (dl) du Ω et celle du Λ (provenant du Ω) après l'application d'une large coupure corrélée, à gauche pour les données réelles (dominées par le bruit de fond) et à droite pour l'embedding (signal).



La Fig.III.16 montre la corrélation entre la distance de vol (dl) du Ω et celle du Λ . La coupure nette sur la $dl-xi$ est visible ainsi qu'une coupure large avec une corrélation linéaire entre ces deux observables. Il est pourtant visible que les distributions du bruit et signal sont telles qu'une coupure plus serrée permet d'éliminer relativement plus de bruit que de signal.

En regardant les distributions équivalentes pour les autres observables introduites au préalable, nous retenons finalement le jeu de coupures « classiques » des Ω récapitulé dans le Tab.III.5.

Pour les collisions très périphériques (60 - 80%), la statistique n'est pas suffisante pour extraire un spectre pour les Ω .

Il est certainement possible de trouver un jeu de coupures « classiques » qui conduit à une meilleure discrimination, notamment en envisageant par exemple des coupures moins restrictives à plus haute

variable		coupures Ω			
		0-10 %	10-20 %	20-40 %	40-60 %
$ y $	\leq	0,75	id.	id.	id.
$ m_\Lambda - m_{PDG} $ (MeV/c ²)	\leq	7	id.	id.	id.
$ m_\Xi - m_{PDG} $ (MeV/c ²)	\leq	10	id.	id.	id.
points bachelor	\geq	25	id.	id.	21
points baryon	\geq	25	id.	id.	21
points méson	\geq	25	id.	id.	21
dE/dx bachelor (σ)	\leq	2	id.	id.	id.
dE/dx baryon (σ)	\leq	2	id.	id.	id.
dE/dx méson (σ)	\leq	3	id.	id.	id.
$ dca-xi-pvx $ (cm)	\leq	0,5	0,55	id.	0,7
$ dca-v0-pvx $ (cm)		$x = 1,2$	$x = 1,0$	$x = 0,4$	$x = 0,2$
$> x \cdot \sqrt{ dca-xi-pvx }$ (cm) + y		$y = 0,1$	id.	id.	id.
$ dca-bac-pvx $ (cm)	\geq	0,3	1,0	id.	id.
dca-xi-dgt (cm)	\leq	0,6	id.	id.	id.
dca-v0-dgt (cm)	\leq	0,6	id.	id.	id.
dl-xi (cm)	\in	[3,2 ; 20]	[3,0 ; 25]	id.	id.
dl-v0 (cm)	\in	[2,0 ; 20]	[2,0 ; 35]	id.	id.
dl-v0 (cm)		$x = -5,33$	id.	id.	$x = -6,00$
$> x \cdot dl-xi$ (cm) + y		$y = 23,33$	id.	id.	$y = 23,00$
$\alpha(u)_{Xi}$	\leq	0,06	id.	id.	id.
$ \cos(\theta_{Xi,\Lambda}^*) $	\leq	0,8	0,85	id.	id.
$ \cos(\theta_{Xi,B}^*) $	\leq	0,8	0,85	id.	id.

TAB. III.6 – Récapitulatif des coupures « classiques » d'analyse retenues pour les Ω dans les collisions Au+Au à différentes centralités à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Tous les candidats vérifiant ces conditions sont gardés.

impulsion transverse, où le niveau du bruit est considérablement plus faible. Nous n'avons pas investi plus de temps à déterminer un meilleur jeu, comme une approche différente, celle d'une analyse discriminante linéaire, nous amène par construction à un meilleur traitement des variables.

III.5.3 Analyse discriminante linéaire (ADL)

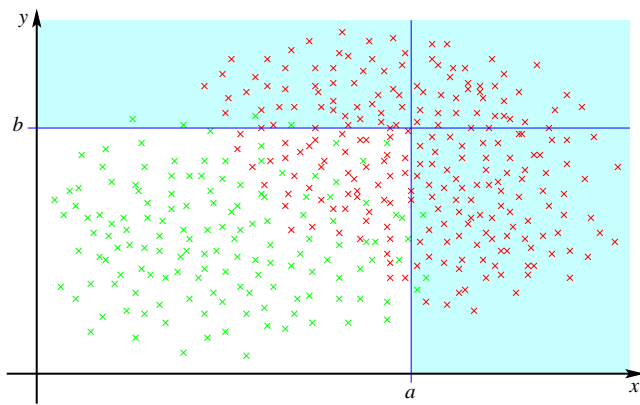
L'analyse discriminante linéaire (ADL) [Dud, Lut88] a été mise au point et optimisée pour son application dans l'environnement des collisions d'ions lourds par J. Faivre [Fai05] pour l'analyse des baryons multi-étranges dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Nous ne l'adaptions que pour son utilisation à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Avant d'aborder la discussion de cette adaptation, évoquons d'abord les principes de bases de l'ADL.

III.5.3.1 Les principes de bases

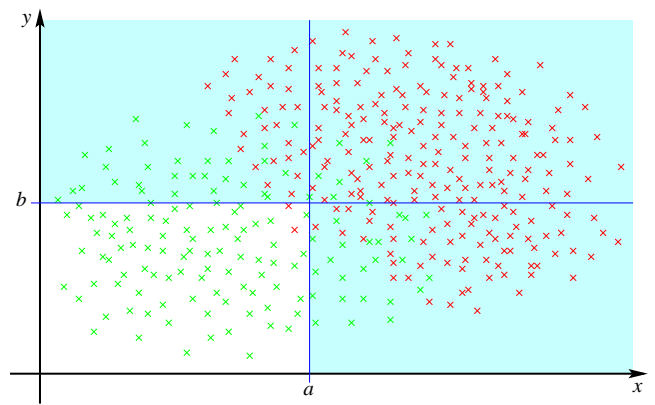
L'analyse discriminante linéaire multivariable est une méthode d'analyse particulièrement intéressante lorsqu'il s'agit de discriminer entre différentes « classes », pour lesquelles un nombre important de variables potentiellement discriminantes est disponible. C'est notamment notre cas, où la discrimination doit se faire entre la classe du bruit de fond combinatoire et la classe du signal, les baryons multi-étranges. Nous avons vu au paragraphe précédent qu'une méthode « classique » peut, dans l'environnement considéré avec N variables différentes et surtout à cause des corrélations entre ces différentes variables, être assez coûteuse en temps et surtout ne garantit pas l'optimisation de la sélection. C'est ici qu'intervient un des avantages de l'ADL. Elle permet de prendre en compte toutes les variables simultanément en construisant une combinaison linéaire de toutes ces variables. Ceci conduit à une seule variable sur laquelle est alors appliquée une seule coupure. Tout ce qu'il reste à faire c'est déterminer les N coefficients de cette combinaison linéaire de façon à avoir une aussi bonne séparation que possible entre les deux classes (bruit de fond et signal), suivant un critère donné. La détermination de ces coefficients est faite au cours d'une phase d'« entraînement » qui se fait sur un échantillon de bruit de fond et un échantillon de signal. L'échantillon du bruit est facile à avoir puisque la majorité des données réelles constituent du bruit pour notre analyse. Pour le signal deux options ont été étudiées par J. Faivre : l'utilisation des données réelles avec des coupures classiques serrées, pour avoir un échantillon pur, et l'emploi de l'*embedding* (voir § III.8.2.1 page 82). La pureté et la quantité de signal requises font que l'*embedding* a finalement été retenu pour l'échantillon du signal. Une vérification a, bien entendu, été faite pour montrer que les directions obtenues par les deux méthodes ne sont pas significativement différentes. Ceci a aussi été utile pour vérifier que, dans le cas discuté par J. Faivre à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, l'utilisation du même *embedding* pour l'entraînement et la correction des spectres ne conduit pas à un biais. Pour notre étude le même problème ne se pose pas, puisque nous n'avons pas redéterminé les directions ADL mais utilisé celles déterminées à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (voir § III.5.3.5 page 67).

Une fois le critère de discrimination appliqué et l'axe ADL déterminé (voir suite pour plus de détails sur la procédure), la performance d'une coupure peut être, comme déjà évoqué précédemment (§ III.2.1 page 50), évaluée de différentes façons. C'est la minimisation de l'incertitude relative ($\sqrt{S + 2B}/S$), qui a été retenue dans notre cas puisque cet indicateur permet d'obtenir directement la plus petite incertitude statistique possible sur le résultat. C'est à ce niveau que nous modifions les résultats obtenus par J. Faivre à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour leur application à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (voir § III.5.3.5 page 67).

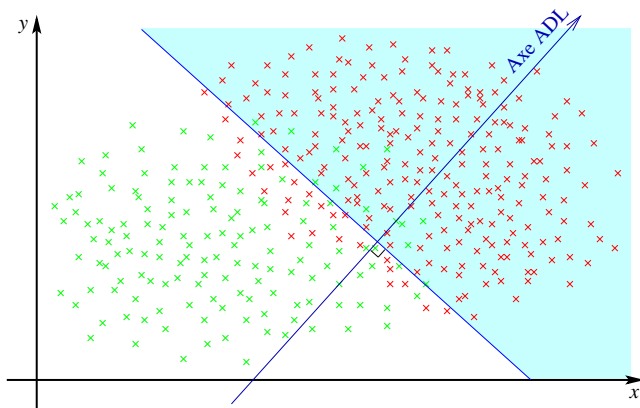
Les Fig.III.17 illustrent le principe de base de l'ADL sur un exemple de deux variables x et y . Les distributions du bruit et du signal dans cet espace bi-dimensionnel sont données par les croix rouges et vertes respectivement. Le carré (a) montre l'exemple d'une application de coupures larges dans le cadre de la méthode « classique ». Les droites bleues indiquent la position des coupures et la région colorée en turquoise est celle qui est éliminée par l'application de ces coupures. Ceci permet d'avoir une bonne efficacité sur le signal mais laisse une contamination importante en bruit de fond.



(a) « classique » I



(b) « classique » II



(c) ADL

FIG. III.17 – Illustration du principe de base de l'ADL [Fai05]. Voir texte pour plus de détails.

Le carré (b) montre alors l'application de coupures plus serrées, qui permettent alors d'avoir une meilleure pureté, mais aussi une quantité de signal plus faible. La situation (c) finalement reflète celle obtenue par une analyse discriminante linéaire. La droite nommée « axe ADL », \mathcal{D} , est la combinaison linéaire décrite précédemment et une coupure perpendiculairement à cette direction permet d'obtenir un meilleur compromis entre efficacité et pureté que celui atteignable par des coupures « classiques ».

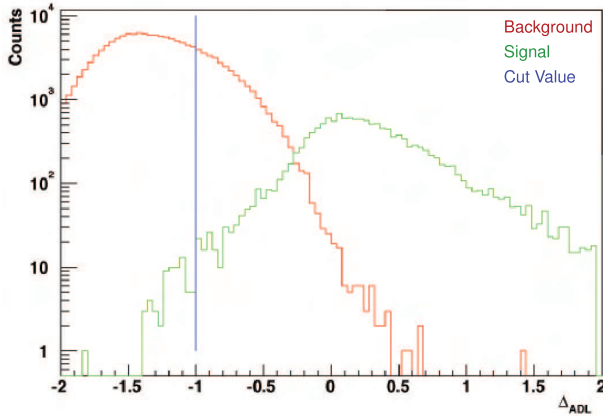


FIG. III.18 – Exemple de la projection des distributions du bruit (en rouge) et signal (en vert) sur l'axe ADL (Δ_{ADL}) ainsi que l'exemple d'une coupure qui donne une bonne efficacité sur le signal (en bleu).

Le meilleur traitement de l'ensemble des variables, qui conduit à une optimisation de la sélection avec l'ADL, permet d'aboutir à une augmentation du signal brut (avec un bruit comparable, c'est-à-dire avec une incertitude relative plus faible) sans la nécessité d'une phase fastidieuse de réglage de coupures. En effet le problème à N dimensions, qui nécessite la détermination d'un jeu de coupures dans \mathbb{R}^n , est réduit à un problème à une dimension avec la valeur d'une coupure dans \mathbb{R} . La facilité de modifier les coupures permet aussi une adaptation rapide et facile à d'autres analyses qui nécessitent des puretés ou efficacités importantes.

Dans le cas général à N dimensions un candidat est retenu, c'est-à-dire passe l'application d'une coupure de valeur c , s'il vérifie : $\vec{f} \cdot \vec{x} > c$, où \vec{f} est le vecteur directeur de la droite \mathcal{D} et \vec{x} est le vecteur d'un candidat dans cet espace à N dimensions.

La Fig.III.18 illustre sur un exemple la projection des distributions du bruit de fond (en rouge) et du signal (en vert) sur l'axe ADL. La valeur de la coupure (en bleu) peut être choisie, comme déjà évoqué, de différentes façons. Sur l'exemple de la figure c'est une bonne efficacité sur le signal qui est exigée.

Revenons sur la détermination de l'axe ADL. Un critère de discrimination couramment utilisé pour ce genre d'analyses est le critère dit de *Fisher* [Fai05]. Suivant ce critère, les différentes classes k ($k = 1, 2$ dans notre cas) sont décrites par leur valeur moyenne μ_k et leur dispersion σ_k . L'axe ADL, \mathcal{D} , est alors déterminé de façon à maximiser l'écart entre les valeurs moyennes des classes, tout en minimisant la largeur des distributions. Ceci revient à maximiser la fonction :

$$\mathcal{F}(\mathcal{D}) = \frac{|\mu_1(\mathcal{D}) - \mu_2(\mathcal{D})|^2}{\sigma_1^2(\mathcal{D}) + \sigma_2^2(\mathcal{D})}. \quad (\text{III.10})$$

Un avantage de l'ADL de *Fisher* est qu'elle se fonde sur une maximisation (de la discrimination entre classes) qui se fait analytiquement. Le critère de *Fisher* n'est pourtant pas optimal pour une application dans un environnement dans lequel une des deux classes est largement prédominante par rapport à l'autre (beaucoup plus de bruit que de signal). De plus, le critère fait l'hypothèse que la distribution des deux classes est gaussienne ; complètement décrite par μ et σ . Comme le critère de *Fisher* ne nécessite que la valeur moyenne et la dispersion des distributions, ceci mène à une description globale du problème. Il est pourtant peu probable que l'environnement considéré satisfait cette hypothèse. Ces deux aspects entraînent que, pour une meilleure performance, un nouveau critère d'optimisation a été mis en place.

III.5.3.2 L'ADL multidirectionnelle

La difficulté d'un bruit de fond prédominant par rapport au signal peut être résolu par l'usage d'une ADL « multidirectionnelle ». Au lieu de déterminer un seul axe de discrimination et d'appliquer

une seule coupure suivant cet axe, nous enchaînons par le calcul de directions supplémentaires et l'application d'une coupure pour chacune des directions. Le choix des valeurs des coupures suivant chaque axe peut dans ce cas également se faire de différentes façons. La méthode retenue est détaillée dans la suite (§ III.5.3.3). L'utilisation d'une ADL multidirectionnelle permet de dépasser dans une certaine mesure la linéarité de la méthode initiale.

Par construction la direction $n+1$ et donc aussi la coupure $n+1$ dépendent de la n -ième direction et coupure, puisque seuls les candidats ayant passé la n -ième coupure sont utilisés pour la détermination de la $(n+1)$ -ième direction. Le nombre total de coupures à appliquer n'est à priori pas fixé. Il dépend des exigences fixées en terme d'efficacité, pureté, mais aussi de la statistique disponible pour les échantillons tests nécessaire à la détermination de la direction suivante. En effet, il est nécessaire que cette statistique soit toujours suffisamment élevée pour ne pas risquer une description trop locale des distributions des échantillons. Ceci peut conduire à une performance moindre sur l'ensemble des données analysées par la suite.

III.5.3.3 Le critère optimisé

En plus de l'ADL multidirectionnelle, un critère optimisé a été mis en place. Ce critère est la maximisation de la quantité de bruit éliminée à efficacité fixée sur le signal (ε_s). Pour ceci nous partons de l'axe obtenu par l'application du critère de *Fisher* et nous varions progressivement les coordonnées du vecteur directeur de cet axe. Le fait d'utiliser la direction donnée par le critère de *Fisher* comme condition initiale permet de garantir que le résultat obtenu par le critère optimisé va être forcément meilleur que celui du critère de *Fisher*. En plus ceci réduit le risque de trouver un minimum local avec le critère optimisé puisque la solution *Fisher* est déjà « bonne ».

D'un point de vue pratique nous partons du vecteur directeur de l'axe déterminé par le critère de *Fisher* $\vec{f} = (f_1, f_2, \dots, f_i, \dots, f_N)$ et nous modifions la coordonnée i d'une quantité Δ , de sorte que le nouveau vecteur $\vec{o} = (f_1, f_2, \dots, f_i + \Delta, \dots, f_N)$ forme un angle ϑ avec \vec{f} . La coupure suivant ce nouvel axe est choisie de façon à obtenir ε_s . Si la quantité de bruit éliminée est plus élevée qu'avec le critère de *Fisher*, cette direction est considérée comme la nouvelle direction optimisée. Le procédé est répété jusqu'à ce que la valeur maximale du bruit éliminée, pour une coordonnée i et un angle ϑ donné, soit atteinte¹. La procédure est ensuite itérée sur toutes les valeurs de i (de 1 à N), et des pas sur ϑ de plus en plus fins, pour améliorer la précision sur la position de l'axe ADL vérifiant le critère optimisé. Pour plus de détails voir [Fai05].

III.5.3.4 Les variables et les coupures « classiques » restantes

L'ensemble des variables utilisées pour discriminer entre le signal et le bruit de fond lors de l'analyse discriminante linéaire est donné dans le Tab.III.7. Pour certaines des variables, des coupures larges sont appliquées pour éliminer les domaines de l'espace des phases dans lesquels aucun signal n'est attendu. Ces coupures aident à la convergence pour la détermination des directions ADL. En effet la tâche de discrimination est facilitée, car il n'y a pas besoin de s'occuper de bruit dans des régions de l'espace des phases où il n'existe de toute façon que du bruit. D'autres variables, comme par exemple la perte d'énergie linéique dans le gaz de la TPC (dE/dx) qui en particulier n'est pas corrélée aux autres variables, ne sont pas utilisées dans l'ADL, mais subissent une coupure finale « classique ». Toutes ces informations sont résumées dans le Tab. III.7.

III.5.3.5 Application de la méthode à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV

Pour notre analyse à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV nous avons réutilisé les directions déterminées par J. Faivre pour son étude des collisions centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Fai05]. Ceci présente l'avantage que tout

¹Il est cependant possible de ne pas pouvoir trouver de maximum par la variation de la seule coordonnée considérée

variable	ADL	coupure « classique »	variable	ADL	coupure « classique »
dl-xi	✓	25,0 cm	$\alpha(v)_{Mes}$	✓	$\pi/2$
dl-v0	✓	50,0 cm	$\alpha(v)_{Bar}$	✓	$\pi/2$
dl-f-v0	✓	60,0 cm	$\alpha(w)_{V0}$	✓	$\pi/2$
dca-xi-dgt	✓	1,0 cm	$\alpha(w)_{Mes}$	✓	$\pi/2$
dca-v0-dgt	✓	1,0 cm	$\alpha(w)_{Bar}$	✓	$\pi/2$
dca-xi-pvx	✓	1,0 cm	Masse Xi		2,5 GeV/c ²
dca-v0-pvx	✓	3,0 cm	Masse Λ		1,13 GeV/c ²
dca-bac-pvx	✓	10,0 cm	$ y $		1,0
dca-mes-pvx	✓	25,0 cm	$\cos(\theta_{Xi,V0})$	✓	1,0
dca-bar-pvx	✓	10,0 cm	$\cos(\theta_{Xi,B})$		1,0
$Xi c\tau$		20 cm	points TPC <i>bachelor</i>	✓	
$V0 c\tau$		40 cm	points TPC baryon	✓	
$\alpha(u)_{Xi}$	✓	$\pi/2$	points TPC méson	✓	
$\alpha(u)_{V0}$	✓	π	dE/dx <i>bachelor</i>	X	3 (2) σ
$\alpha(u)_{Bac}$	✓	π	dE/dx baryon	X	2 (2) σ
$\alpha(u)_{Mes}$	✓	π	dE/dx méson	X	3 (3) σ
$\alpha(u)_{Bar}$	✓	π	Masse Λ	X	7 (4) MeV/c
$\alpha(v)_{V0}$	✓	$\pi/2$			

TAB. III.7 – Toutes les variables marquées d'un « ✓ » sont utilisées pour la détermination des axes ADL. Dans ce cas les coupures « classiques » s'entendent comme limites supérieures servant à « borner » les distributions. Si les variables sont marquées d'un « X », alors elles ne sont pas utilisées dans le calcul ADL, mais la coupure « classique » indiquée dans ce cas est la coupure finale appliquée. Les valeurs entre parenthèses sont pour les Ω et les autres pour les Ξ .

biais possible¹ créé par l'utilisation du même *embedding* (voir § III.8.2.1 page 82) pour la détermination des directions ADL et pour la correction des spectres par la suite est éliminé. L'environnement à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV reste cependant légèrement différent, les directions ADL ne sont par conséquent pas forcément optimales. Pour pallier ce défaut, nous adoptons les coupures pour tenir compte de l'environnement différent à plus basse énergie.

Par ailleurs le travail de J. Faivre à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV s'était focalisé sur les collisions centrales. Dans notre étude, nous considérons également les collisions périphériques. Nous réutilisons alors les mêmes directions en adaptant davantage les coupures appliquées et le cas échéant aussi le nombre de directions. Le critère pour l'adaptation est la minimisation de l'incertitude relative ($\sigma_{rel} = \sqrt{S + 2B}/S$, où S et B sont les quantités respectives de signal et de bruit, voir § III.7 page 70 pour leur estimation) sur la distribution en masse invariante intégrée.

Nous partons dans tous les cas (les deux espèces et toutes les centralités) du nombre de directions utilisées à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ($N_d^{\Xi} = 24$ pour les Ξ et $N_d^{\Omega} = 30$ pour les Ω) et varions la valeur de la coupure appliquée pour la dernière direction (c^N) en laissant toutes les coupures sur les directions précédentes inchangées. Ceci permet donc la détermination d'une coupure (c_{min}^N) qui minimise l'incertitude relative pour une direction donnée (σ_{min}^N). Ensuite le nombre de directions est réduit et le même procédé est utilisé pour déterminer c_{min}^{N-x} et la valeur σ_{min}^{N-x} correspondante (pour $x = 1, 2, \dots$). La valeur minimale de toutes ces incertitudes relatives détermine alors finalement le choix du nombre

¹Des tests réalisés par J. Faivre ont montré que si tels biais existaient, ils seraient négligeables [Fai05].

²L'étude de J. Faivre avait montré qu'avec le critère utilisé et la statistique disponible, l'utilisation de 24 directions pour les Ξ et de 30 directions pour les Ω conduisait au minimum de l'incertitude relative dans les collisions centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

de coupures, c'est-à-dire le nombre de directions, et la valeur de la dernière coupure.

La Fig.III.19 illustre le procédé dans le cas des Ξ pour les collisions centrales. Sur cette figure nous représentons l'erreur relative en fonction de l'indice de la dernière coupure. La valeur nulle de cet index correspond à la coupure par défaut, c'est-à-dire celle utilisée par J.Faivre à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Une valeur positive correspond à une valeur plus serrée et une valeur négative à une coupure plus large, l'écart entre deux valeurs consécutives de l'indice correspondant à une variation de la coupure de 0,015. La figure montre que pour des nombres différents de coupures (directions) appliquées, cette incertitude est constante sur une large gamme d'indices négatifs. Ceci s'explique par le fait que, même en relâchant la dernière coupure, il reste toujours les coupures précédentes qui limitent une variation significative de l'incertitude relative. Dans l'autre sens, par resserrement des coupures, la statistique disponible diminue, ce qui fait augmenter l'erreur. Entre les deux, il existe une valeur qui minimise l'erreur relative pour un nombre de direction donnée. La comparaison entre différentes directions permet alors de trouver le minimum absolu de l'erreur relative, qui est atteint, dans l'exemple des Ξ dans les collisions centrales pour 24 directions¹ (points rouges) et un indice de 2.

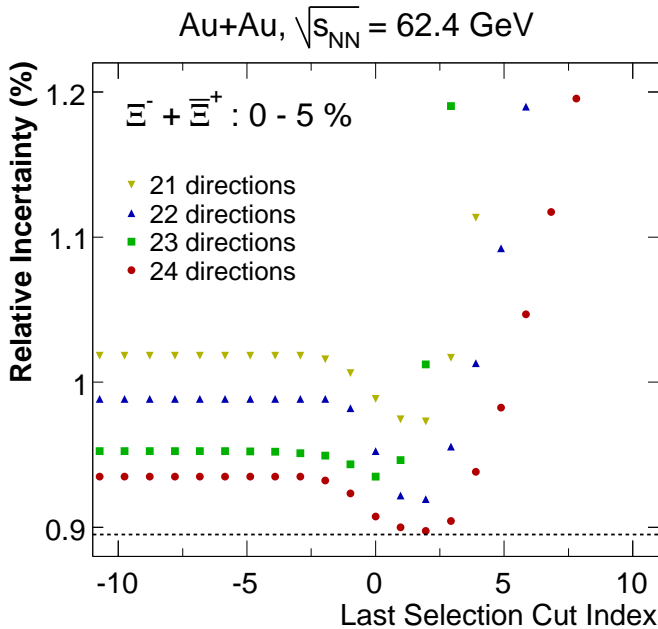


FIG. III.19 – Variation de l'incertitude relative sur la détermination du nombre de candidats Ξ dans les collisions centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV avec la dernière coupure ADL appliquée pour des nombres différents de coupures appliquées. L'indice nul correspond à la valeur par défaut (de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV).

La même méthode est appliquée pour les Ω ainsi que pour les collisions plus périphériques et les résultats sont résumés dans les Tab. III.8 et III.9 pour les Ξ et les Ω respectivement. Le fait d'utiliser moins de coupures/directions pour les collisions plus périphériques reflète un niveau de bruit plus faible pour ces collisions. Cependant la meilleure façon de traiter ces collisions plus périphériques aurait été la détermination spécifique de directions pour tenir compte de l'environnement différent. Nous verrons plus loin (§ III.7.3 page 74) que les performances de ces sélections sont néanmoins suffisantes pour que ce raffinement ne soit pas nécessaire.

III.6 La perte d'énergie linéique dans la TPC : dE/dx

L'utilisation de la perte d'énergie dans la TPC pour l'identification des particules a déjà été discutée au § II.3.2.4 page 44. Nous nous focalisons ici sur son application dans l'étude des baryons multi-étranges (nous l'utilisons à la fois dans l'analyse « classique » que dans l'ADL). Sur la Fig.III.20 nous représentons dE/dx en fonction de l'impulsion totale dans le cas des Ω pour toutes les particules

¹comme 24 est la valeur maximale de coupures utilisées par J. Faivre à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV nous ne pouvons pas observer le comportement d'une 25^{ième} direction.

centralité	nombre de directions/coupures	valeur de la dernière coupure	erreur relative minimale (%)
0-5%	24	0,140	0,8976
5-10%	24	0,140	0,8960
10-20%	23	0,068	0,6675
20-40%	22	0,096	0,5568
40-60%	20	0,200	0,8520
60-80%	18	0,108	1,7201

TAB. III.8 – Récapitulatif du nombre de coupures et de la dernière coupure, ainsi que de l'incertitude relative obtenue, pour les Ξ dans différentes tranches en centralité.

centralité	nombre de directions/coupures	valeur de la dernière coupure	erreur relative minimale (%)
0-10%	30	0,59	4,26
10-20%	28	0,24	4,73
20-40%	28	0,21	4,14
40-60%	23	0,26	6,63

TAB. III.9 – Récapitulatif du nombre de coupures et de la dernière coupure, ainsi que de l'incertitude relative obtenue, pour les Ω dans différentes tranches en centralité.

intervenant dans notre analyse. Les données sont celles obtenues après l'application des coupures ADL finales (2 ou 3 σ). Elles sont superposées aux courbes théoriques de Bichsel [Bic04] correspondantes.

III.7 Estimation du bruit de fond et du signal brut

Une fois les coupures d'analyse, « classiques » ou ADL, appliquées, nous obtenons des distributions en masse invariante qui font clairement apparaître un signal à la masse du Ξ ou du Ω respectivement (visible sur la Fig.III.21). Ce signal réside sur un bruit de fond résiduel qu'il est nécessaire d'estimer.

III.7.1 Estimation du bruit de fond

Il existe plusieurs méthodes pour estimer le bruit de fond combinatoire. Parmi les plus répandues, citons :

- l'*ajustement par une fonction* qui, comme son nom l'indique, estime directement le fond sur l'histogramme de masse invariante (voir § III.7.1.1).
- le *comptage de bins*. Cette méthode consiste à compter le nombre d'entrées dans deux fenêtres de part et d'autres du pic en masse invariante afin de déterminer un bruit moyen par bin et d'estimer le bruit sous le pic, en multipliant ce bruit moyen par le nombre de bins sous le pic.
- le « *(un)like-sign* » (« signe contraire/identique » en français). Il consiste à reproduire le bruit de fond pour une particule mère donnée en associant une de ses particules filles avec le conjugué de charge de l'autre particule fille. Ainsi sur l'exemple de la décroissance forte du $K^*(892)^0 \rightarrow \pi^- K^+$, la reconstruction du bruit de fond peut se faire par association des π^- avec des K^- ou des π^+ avec des K^+ . Voir [Ada05b] pour plus de détails.
- le « *rotating* » (« rotation de trace » en français). C'est une méthode de reproduction du fond à partir des données détaillée au § III.7.1.2 page 72.

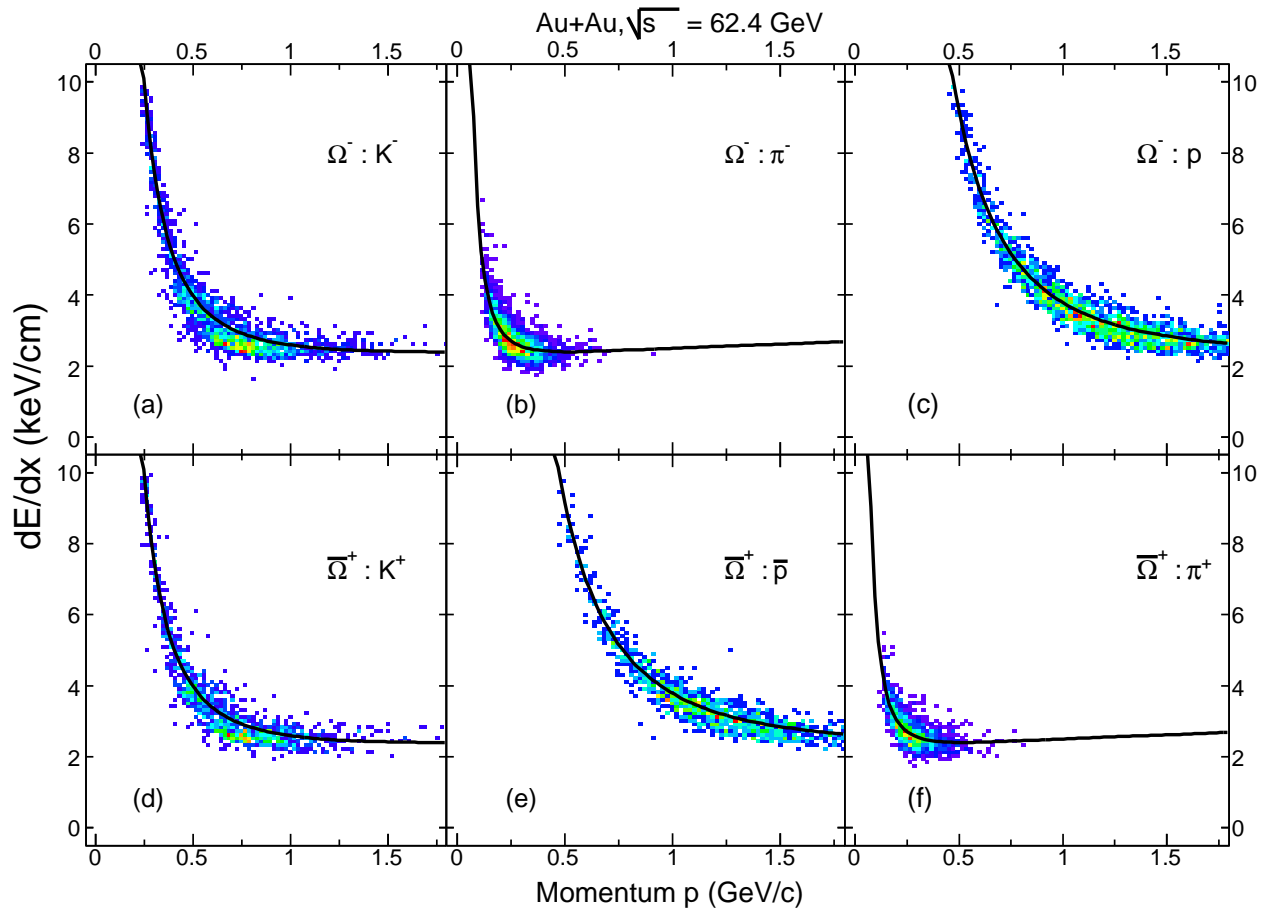


FIG. III.20 – Perte d'énergie linéique dans la TPC en fonction de l'impulsion totale pour toutes les particules intervenant dans l'analyse des Ω après applications des coupures finales ADL pour les collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les courbes noires correspondent aux calculs théoriques de Bichsel [Bic04].

- l'« *event mixing* » (« mélange d'événements » en français). Il est le plus couramment utilisé dans l'analyse de signaux plus rares et/ou pour des particules dont la courte durée de vie ne permet pas une reconstruction par topologie. C'est entre autres le cas des résonances [Ada05b, Ada05c, Gau03]. Pour l'exemple du $K^*(892)^0 \rightarrow \pi^- K^+$, la reconstruction du bruit de fond par mélange d'événements consiste à associer un π^- d'un événement avec un K^+ d'un autre événement. Le mélange d'événements présente un grand avantage par rapport aux autres méthodes : une erreur statistique très faible. Ceci résulte du fait que le nombre d'événements qui peut être obtenu par mélange est immense par rapport au nombre d'événements proprement dit. Un des principaux inconvénients est que les événements mélangés présentent rarement les mêmes caractéristiques : position du vertex primaire, multiplicité, plan de réaction, ... Il s'agit donc de faire des classes d'événements présentant des caractéristiques semblables pour faire le mélange. Lors d'une analyse cette distribution du bruit de fond « mixé » est comparée à la distribution obtenue par association d'un π^- et d'un K^+ d'un même événement. La différence (ou le rapport) permet ensuite d'extraire la corrélation du signal qui apparaît à la masse de la particule cherchée.

Pour le cas des baryons multi-étranges, nous avons opté pour l'utilisation de deux d'entre elles, décrites dans la suite : l'ajustement par une fonction et le « *rotating* ».

III.7.1.1 Ajustement par une fonction

Avant de pouvoir estimer le bruit de fond, il faut d'abord choisir la région où l'on souhaite connaître le signal. Compte tenu de la largeur différente des *bins* pour les Ξ et les Ω de 2 MeV et 4 MeV respectivement¹ et des distributions en masse invariante obtenues (voir Fig.III.21), nous avons été amenés à considérer pour les Ξ une largeur de 11 MeV (c'est-à-dire 4 bins) autour du centre du bin correspondant à la masse du Ξ et de 10 MeV (c'est-à-dire 2 bins) pour les Ω . (Nous avons varié ces valeurs pendant l'étude systématique, voir § III.8.4 page 91). Ensuite il faut déterminer les intervalles sur lesquels l'ajustement sera effectué. Sur les Fig.III.21 un exemple de résultat est représenté pour les Ξ et les Ω . La zone verte correspond à l'estimation du signal et la rouge à celle du fond. Les croix bleues correspondent aux bins qui ont été utilisés pour l'ajustement alors que celles en noir n'ont pas été utilisées. La quantité totale sous le pic du signal est alors obtenue en intégrant la fonction d'ajustement entre les extrémités choisies précédemment comme largeur du pic. Un polynôme d'ordre trois a donné des résultats acceptables pour l'estimation du fond. Cet ajustement par une fonction n'a cependant été utilisé que dans le cas où le nombre d'entrée dans la distribution en masse invariante était suffisant pour permettre d'obtenir un ajustement fiable. Nous avons estimé une limite inférieure de 500 entrées pour notre étude. Pour des histogrammes avec un nombre inférieur d'entrées, la méthode par *comptage de bins* est utilisée.

III.7.1.2 Le « *rotating* »

Le « *rotating* » (« rotation de trace » en français) supprime les corrélations provenant du signal et permet ainsi une estimation quantitative et qualitative du bruit de fond.

Pour une combinaison de plusieurs traces, cette méthode consiste à tourner une des traces et ainsi détruire le signal. Dans le cas des Ξ nous tournons la trace du *bachelor* et laissons inchangée la reconstruction du $V0$. Cette rotation de la trace peut se faire de plusieurs façons (en utilisant le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ défini au chapitre II) :

- rotation de π autour de l'axe (Vz) ². Du point de vue du changement de variables de la trace nous avons :

$$\Psi \rightarrow \Psi + \pi \text{ (avec } \Psi \text{ défini sur la Fig. II.8 page 43) ;}$$

¹Cette différence est partiellement motivé par la résolution, mais essentiellement pour avoir suffisamment de statistique dans les différents bins

²À priori d'autres valeurs d'angle de rotation sont imaginables

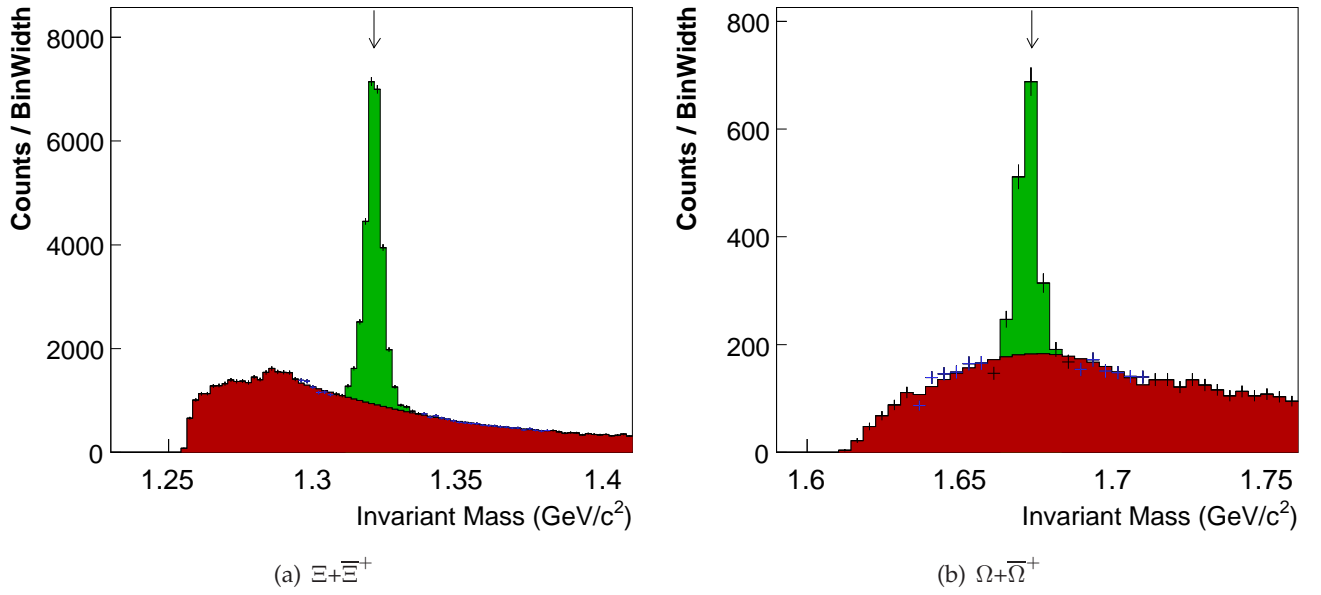


FIG. III.21 – Distributions en masse invariante (a) Ξ et (b) Ω , intégrées en p_T illustrant l'estimation du signal par l'ajustement par une fonction. Les croix noires et bleues correspondent aux données. Seuls les points bleus sont utilisés lors de l'ajustement par une fonction. Les régions rouge/verte donnent alors l'ensemble du bruit/signal estimé par cette méthode. Les flèches indiquent la masse des particules donnée par le PDG [Eid04].

$$\begin{aligned} (p_x, p_y, p_z) &\rightarrow (-p_x, -p_y, p_z); \\ (x_0, y_0, z_0) &\rightarrow (2x_v - x_0, 2y_v - y_0, z_0) \end{aligned}$$

- symétrie par rapport au plan (xVy). Dans ce cas les variables de la trace à changer sont :

$$\lambda \rightarrow -\lambda \text{ (avec } \lambda \text{ défini sur la Fig. II.8 page 43);}$$

$$\begin{aligned} (p_x, p_y, p_z) &\rightarrow (p_x, p_y, -p_z); \\ (x_0, y_0, z_0) &\rightarrow (x_0, y_0, 2z_v - z_0) \end{aligned}$$

- la composition des deux cas précédents (rotation + symétrie) :

$$\Psi \rightarrow \Psi + \pi \text{ (avec } \Psi \text{ défini sur la Fig. II.8 page 43);}$$

$$\lambda \rightarrow -\lambda \text{ (avec } \lambda \text{ défini sur la Fig. II.8 page 43);}$$

$$\begin{aligned} (p_x, p_y, p_z) &\rightarrow (-p_x, -p_y, -p_z); \\ (x_0, y_0, z_0) &\rightarrow (2x_v - x_0, 2y_v - y_0, 2z_v - z_0) \end{aligned}$$

Le résultat obtenu par l'application du troisième cas sur les données réelles est illustré sur les Fig.III.22 sur les distributions en masse invariante des Ξ et Ω respectivement.

Il est visible que le *rotating* fournit une assez bonne estimation du fond combinatoire. Néanmoins, ces figures montrent une structure à basse masse invariante (à gauche du pic de la particule considérée) où le *rotating* ne reproduit pas le bruit de fond des données réelles. Ceci est une indication qu'à cet endroit, des corrélations présentes dans les données réelles ne sont pas reproduites par le *rotating*. Quelques explications possibles de ce désaccord ont été proposées :

- Le « *merging* », c'est-à-dire la fusion accidentelle de deux traces provenant de deux particules distinctes en une seule ;
- Le « *splitting* », le phénomène inverse au *merging*, c'est-à-dire que la trace laissée par une particule unique est reconstruite en deux bouts de traces ;
- Le « *swapping* », c'est-à-dire la permutation de deux des trois traces utilisées pour la détermination de la masse invariante.

Comme la structure est plus nettement visible pour les Ξ que pour les Ω , le *swapping* semble constituer la contribution la plus importante à ce pic. En effet, pour les Ξ le risque de SWAPPING est plus grand dans le cas des Ξ puisque celui-ci fait intervenir deux particules de même nature (π du Λ et π comme

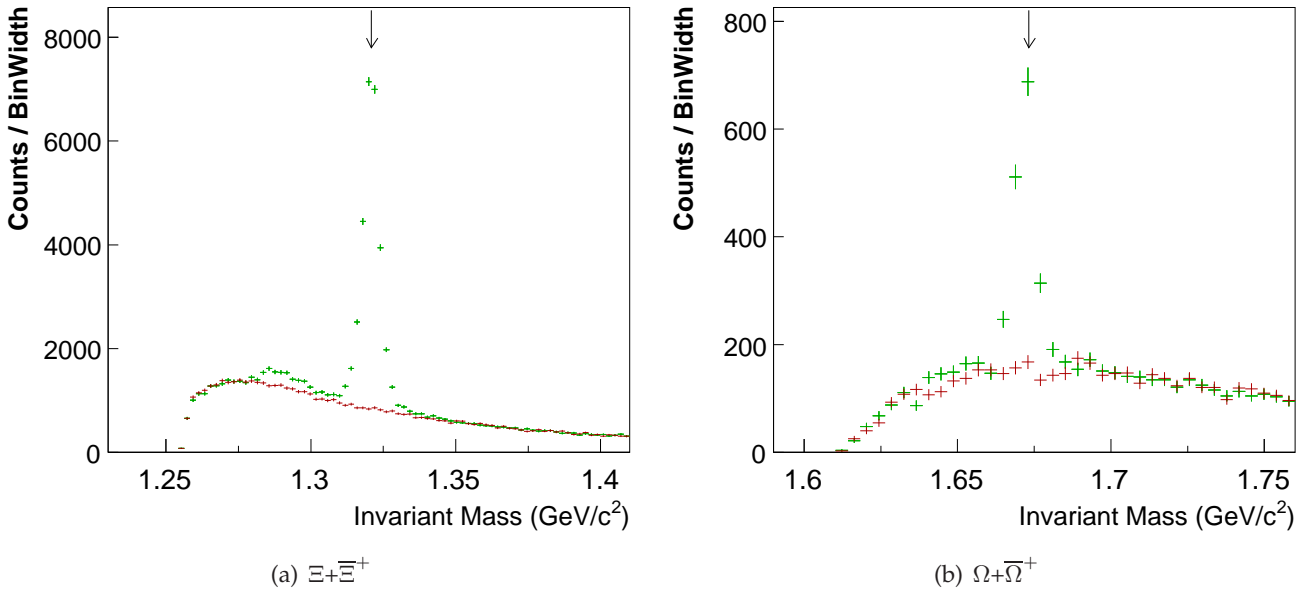


FIG. III.22 – Distributions en masse invariante des (a) Ξ et des (b) Ω , intégrées en p_T illustrant l'estimation du signal par « rotating ». Le rotating est en rouge et les données réelles en vert. Les flèches indiquent la masse des particules donnée par le PDG [Eid04].

bachelor), alors que pour les Ω le *bachelor* est de nature différente (K). Cependant, cette structure ne contaminant pas l'estimation du signal, nous n'avons pas mené une étude plus détaillée du phénomène. De plus, l'utilisation complémentaire d'une fonction pour l'ajustement du bruit permet de tenir compte de l'erreur systématique potentielle créée.

III.7.2 Estimation du signal brut

Une fois la quantité de bruit B , sous le pic dans les distributions en masse invariante, estimée, l'estimation du signal brut S est triviale. Il suffit de retrancher B du nombre total d'entrée N dans chacun des bins qui constituent le pic : $S = N - B$. La détermination de l'incertitude sur le signal S nécessite la connaissance des incertitudes sur N et B . Nous avons $\epsilon_N = \sqrt{N}$, alors que ϵ_B dépend de la méthode utilisée pour l'estimation du bruit de fond. Lors d'une estimation par *rotating* avec le même nombre d'événements que pour les données réelles, nous avons simplement $\epsilon_B = \sqrt{B}$. Pour une estimation du fond par ajustement par une fonction, il faut tenir également compte de l'incertitude sur cet ajustement. Celle-ci reste pourtant négligeable par rapport à \sqrt{B} . Nous pouvons donc exprimer, dans les deux cas, l'incertitude sur S , en considérant les variables indépendantes N et B et la formule classique de propagation des erreurs appliquée, par :

$$\epsilon_S \approx \sqrt{\sqrt{N^2} + \sqrt{B^2}} = \sqrt{N + B}. \quad (\text{III.11})$$

III.7.3 Comparaison entre la méthode « classique » et l'ADL

La performance de l'ADL par rapport à la méthode « classique » peut être vue clairement sur la Fig.III.23. Celle-ci montre la distribution en masse invariante des Ω pour les deux méthodes d'analyse. Il reste cependant à remarquer que la valeur d'une augmentation du signal brut de 75 % avec un niveau de bruit comparable, observée sur cette figure ne représente pas une valeur absolue. En effet, par exemple, des coupures « classiques » dépendant de l'impulsion transverse, c'est-à-dire des coupures plus larges à haut- p_T pour tenir compte du niveau de bruit plus faible, peuvent très bien donner de meilleurs résultats pour une analyse « classique » et ainsi réduire ce chiffre de 75 %. Nous nous ne

sommes pourtant pas investis dans une telle étude, car l'ADL permet de façon rapide et simple de trouver de meilleurs résultats.

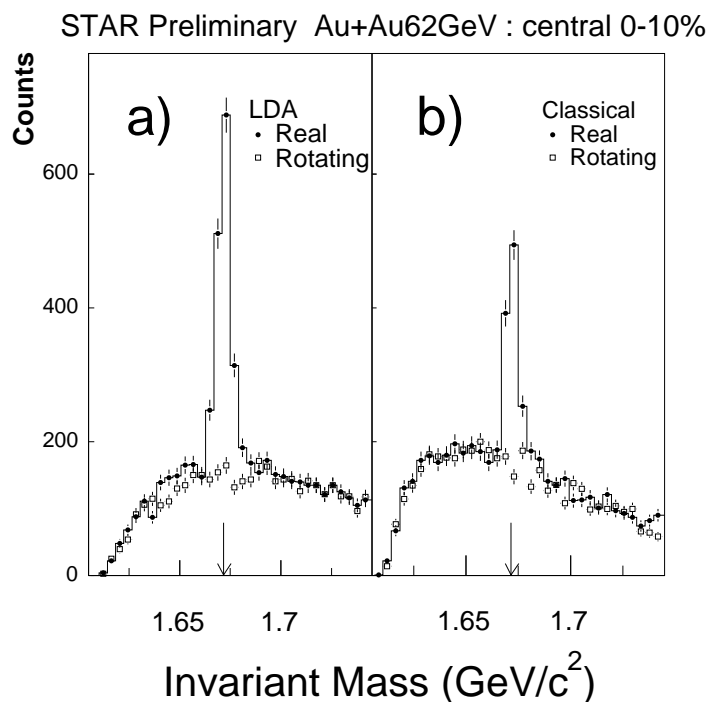


FIG. III.23 – Comparaison de la distribution en masse invariante pour les Ω dans les collisions centrales (0% - 10%) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, obtenue avec l'ADL (à gauche) et la méthode « classique » (à droite). Les symboles pleins donnent le résultat sur les données réelles et les symboles ouverts celui du « rotating » :

	ADL	« classique »
S	1202 ± 52	692 ± 48
S/B	1,61	0,84
$\sigma_{rel}(\%)$	4,32	6,98

III.8 Obtention des spectres en impulsion transverse

La détermination des spectres exige la connaissance du nombre de particules produites en fonction de l'impulsion transverse (ou de manière équivalente en fonction de la masse transverse). Dans un premier temps, les candidats issus de la sélection sont regroupés en bins de p_T et dans chacun des bins, nous construisons la distribution « brute » en masse invariante sur lequel nous déterminons le nombre de candidats « signal », comme décrit précédemment. Ensuite nous estimons l'efficacité dans chacun de ces bins de p_T afin de corriger le spectre brut. Cette analyse est achevée par une étude systématique.

III.8.1 Les spectres bruts

Le résultat obtenu pour les Ξ et les Ω respectivement est représenté sur les Fig. III.24 à Fig. III.26 et Fig. III.27 à Fig. III.28. Nous ne présentons ici que les résultats obtenus pour les collisions centrales et l'utilisation des coupures ADL ensemble avec une estimation du fond par *rotating* (voir suite).

Après estimation du signal dans chacun des bins en p_T , par les méthodes décrites précédemment nous obtenons les spectres bruts. Le résultat pour les collisions centrales est présenté sur la Fig. III.29. La Fig. III.29 montre aussi la comparaison entre les coupures « classiques » et les coupures ADL. Nous obtenons un signal brut plus élevé pour l'ADL que pour une analyse « classique ».

Le Tab.III.10 fournit le nombre de X_i et Ω par événement sélectionnés après application des coupures finales (ADL) dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Ces valeurs ne permettent pourtant pas une comparaison directe entre les différentes centralités puisque des coupures plus larges sont appliquées pour les collisions plus périphériques. Cette relaxation des coupures de sélection conduit pour les Ω à une légère augmentation de ce taux de production « brut », alors que pour les Ξ ,

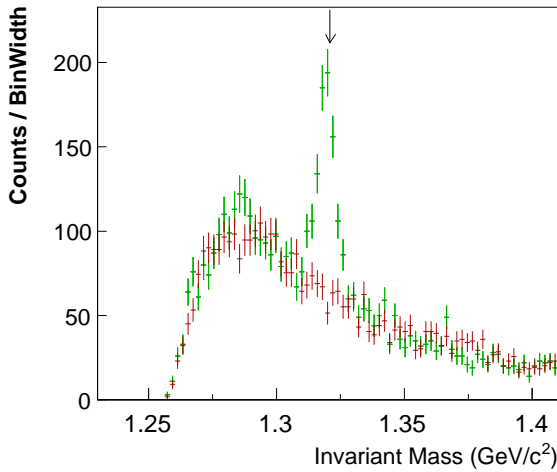
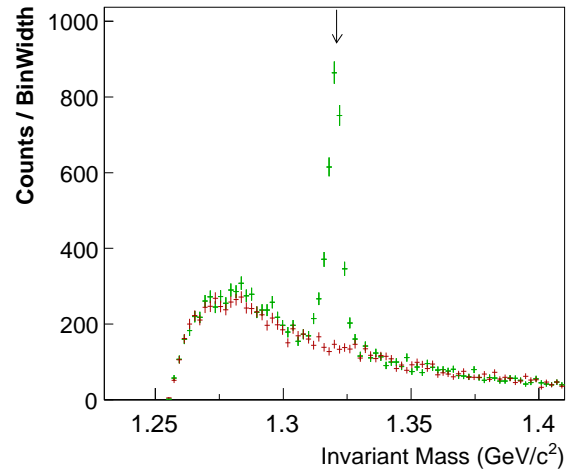
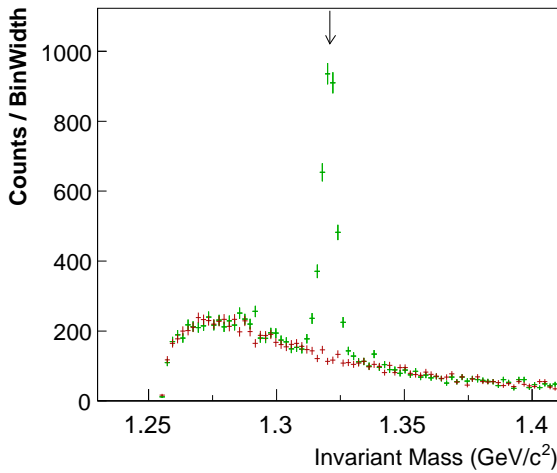
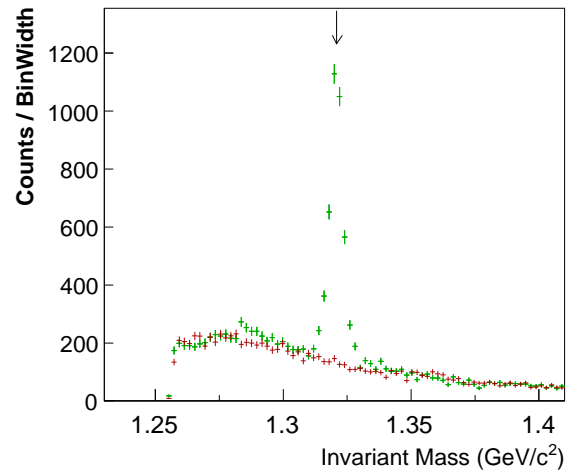
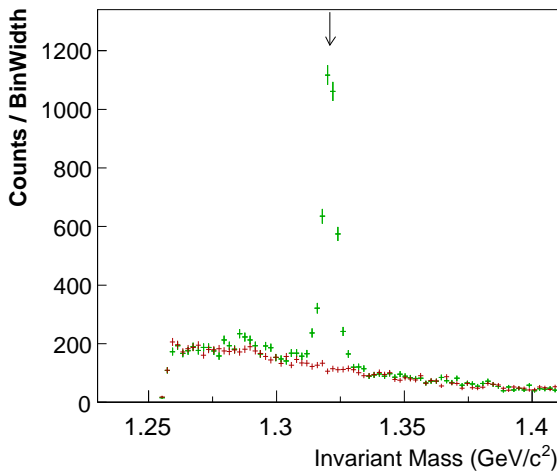
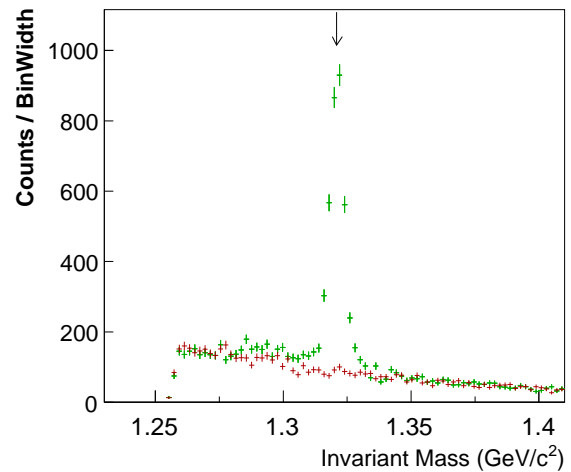
(a) $0,6 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 0,9$ (b) $0,9 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 1,2$ (c) $1,2 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 1,4$ (d) $1,4 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 1,6$ (e) $1,6 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 1,8$ (f) $1,8 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 2,0$

FIG. III.24 – Distributions en masse invariante $\Lambda(p\pi)\pi$ des $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ obtenues pour des collisions Au+Au centrales (0 % - 5 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV avec des coupures ADL (en vert) représentée avec le bruit de fond reconstruit par rotating (en rouge) ($0,6 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 2,0$). Toutes les incertitudes sont statistiques.

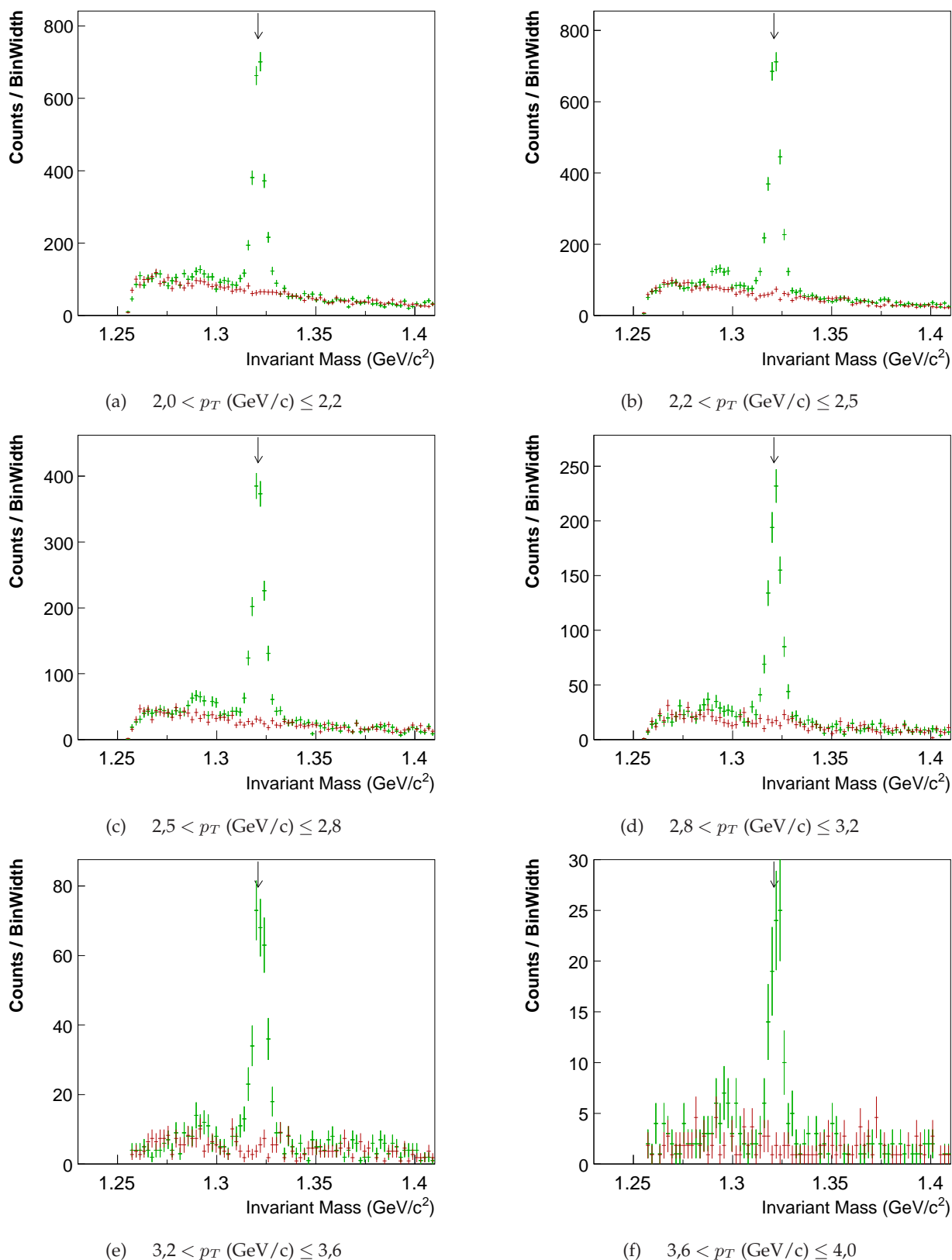


FIG. III.25 – Distributions en masse invariante $\Lambda(p\pi)\pi$ des $\Xi^- + \Xi^+$ obtenues pour des collisions Au+Au centrales (0 % - 5 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV avec des coupures ADL (en vert) représentée avec le bruit de fond reconstruit par rotating (en rouge) ($2,0 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 4,0$). Toutes les incertitudes sont statistiques.

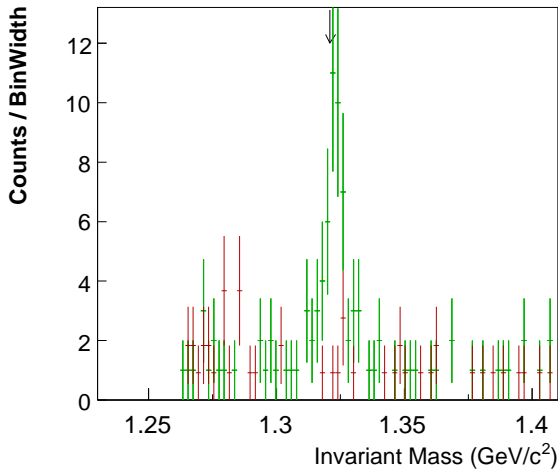
(a) $4,0 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 4,6$

FIG. III.26 – Distributions en masse invariante $\Lambda(p\pi)\pi$ des $\Xi^- + \Xi^+$ obtenues pour des collisions Au+Au centrales (0 % - 5 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV avec des coupures ADL (en vert) représentée avec le bruit de fond reconstruit par rotating (en rouge) ($4,0 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 4,6$). Toutes les incertitudes sont statistiques.

même avec des coupures plus larges, ce taux brut décroît de façon monotone des collisions centrales aux collisions périphériques.

centralité	Ξ /événement	Ω /événement
0-5%	$(6,21 \pm 0,05) 10^{-2}$	$(1,58 \pm 0,07) 10^{-3}$
5-10%	$(5,59 \pm 0,05) 10^{-2}$	$(2,16 \pm 0,12) 10^{-3}$
10-20%	$(4,75 \pm 0,03) 10^{-2}$	$(1,45 \pm 0,04) 10^{-3}$
20-40%	$(2,93 \pm 0,02) 10^{-2}$	$(1,06 \pm 0,04) 10^{-3}$
40-60%	$(1,115 \pm 0,009) 10^{-2}$	$(2,44 \pm 0,04) 10^{-3}$
60-80%	$(2,44 \pm 0,04) 10^{-3}$	

TAB. III.10 – Nombres bruts de Ξ et de Ω intégrés en p_T par événement après application des coupures ADL et détermination du bruit de fond par « rotating » dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les incertitudes sont statistiques.

Les spectres bruts ainsi obtenus doivent être corrigés pour tenir compte des pertes (voir suite). Cette correction est faite en déterminant la fraction des particules finalement détectable et détectée parmi celles initialement produites lors de la collision. Il s'agit donc de déterminer l'efficacité totale.

III.8.2 Détermination de l'efficacité totale

Cette efficacité totale est obtenue comme le produit de deux termes : l'acceptance et l'efficacité des coupures appliquées. L'acceptance est fortement liée au détecteur lui-même. Ainsi par exemple des particules de très faible impulsion transverse ne peuvent pas être reconstruites dans la TPC, dû à leur spiralement important dans le champ magnétique. De même les dimensions finies du volume de détection limitent l'acceptance. Si par exemple une des trois particules filles se déplace hors de ce volume, le X_i correspondant ne peut être reconstruit. L'acceptance et donc aussi l'efficacité totale est alors plus faible à proximité des bords du détecteur, c'est-à-dire à haute rapidité.

Afin de déterminer, à la fois l'acceptance et l'efficacité des coupures, donc l'efficacité totale, il faut recourir à des simulations. La méthode couramment appliquée pour ceci est celle de l'*embedding*.

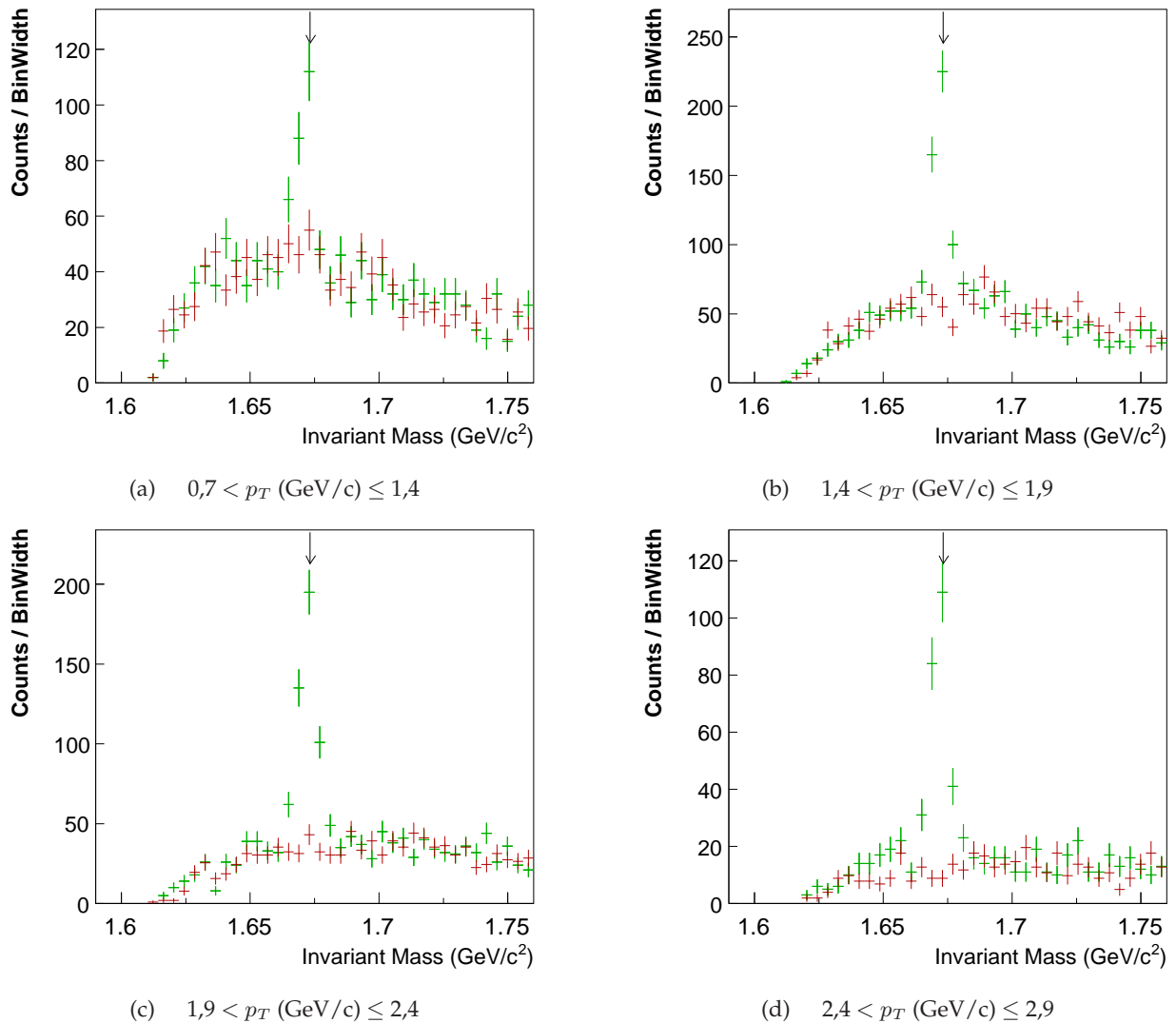
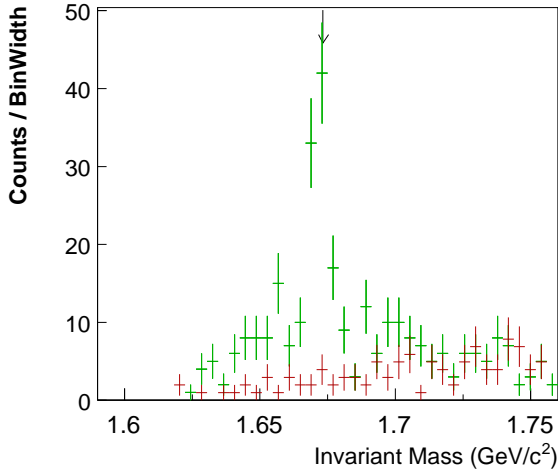
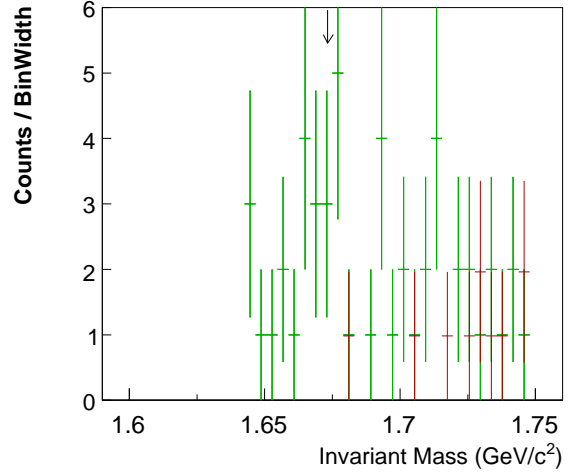


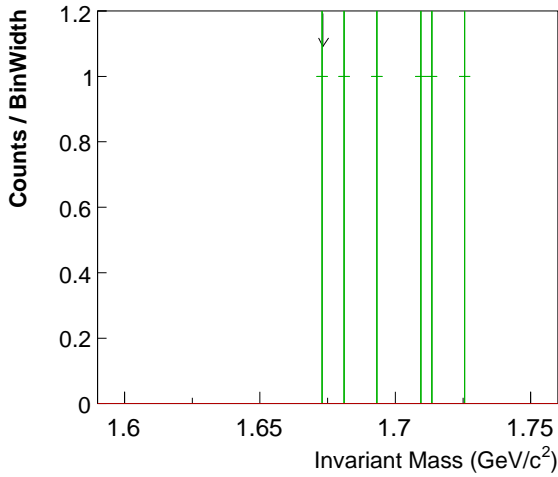
FIG. III.27 – Distributions en masse invariante $\Lambda(p\pi)K$ des $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ obtenues pour des collisions Au+Au centrales (0 % - 10 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4 \text{ GeV}$ avec des coupures ADL (en vert) représentée avec le bruit de fond reconstruit par rotating (en rouge) ($0,7 < p_T \text{ (GeV/c)} < 2,9$). Toutes les incertitudes sont statistiques.



(a) $2,9 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 3,6$



(b) $3,6 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 4,2$



(c) $4,2 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 5,0$

FIG. III.28 – Distributions en masse invariante $\Lambda(p\pi)K$ des $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ obtenues pour des collisions Au+Au centrales (0 % - 10 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4 \text{ GeV}$ avec des coupures ADL (en vert) représentée avec le bruit de fond reconstruit par rotating (en rouge) ($2,9 < p_T \text{ (GeV/c)} \leq 5,0$). Toutes les incertitudes sont statistiques.

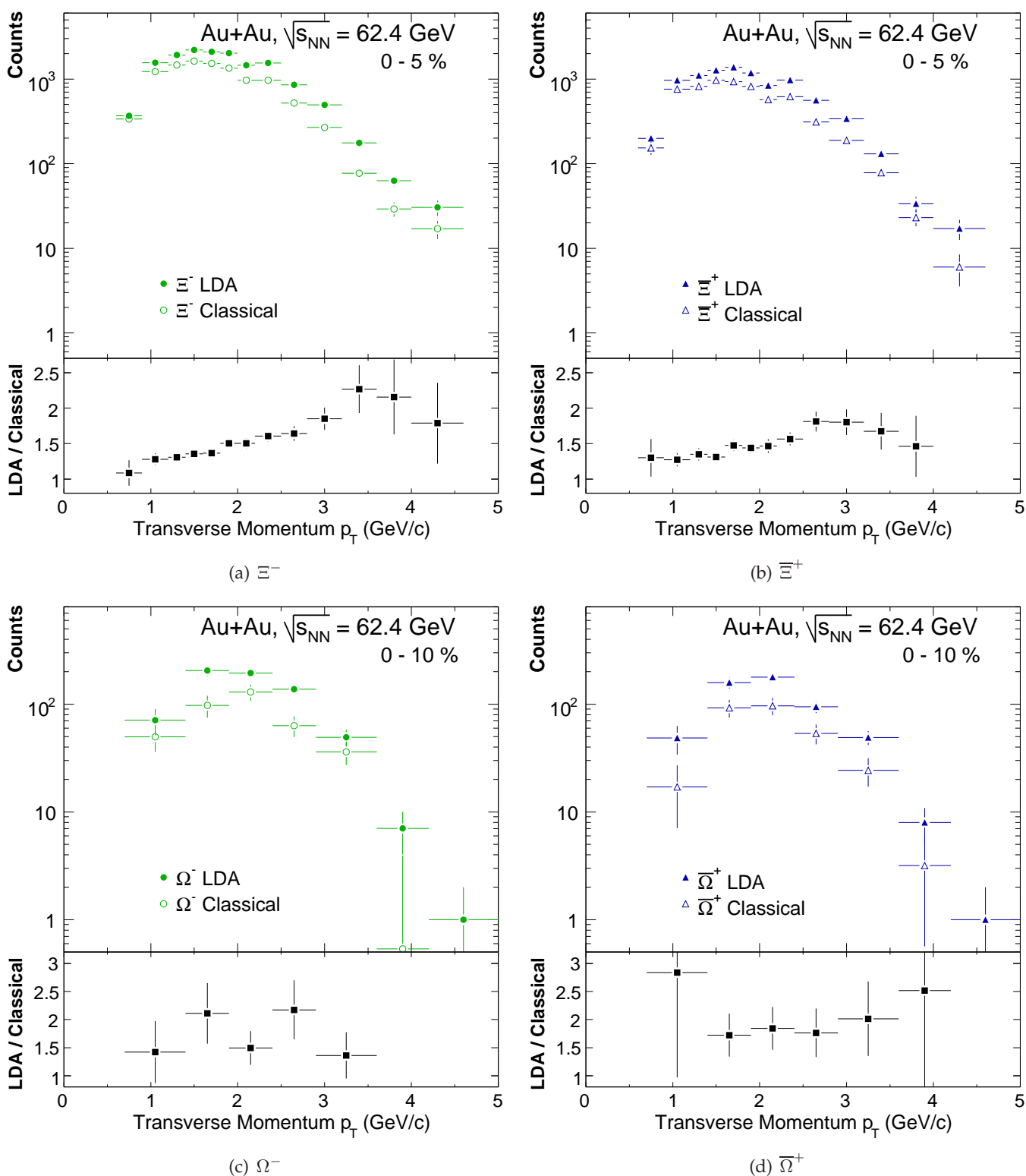


FIG. III.29 – Spectres bruts des (a) Ξ^- , (b) Ξ^+ , (c) Ω^- et (d) $\bar{\Omega}^+$ pour les collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les spectres obtenus avec les coupures « classiques » (symboles ouverts) et les coupures ADL (LDA) (symboles fermés) sont représentés à chaque fois sur le cadre du haut. Le cadre du bas montre le rapport des deux.

III.8.2.1 L'« *embedding* »

Comme le nombre de particules produites dans les collisions d'ions lourds est très élevée, il est très coûteux du point de vue temps de calcul de simuler un tel événement dans sa totalité. D'autant plus que les processus impliqués sont très variés et complexes, de sorte qu'un événement simulé ne reflète pas nécessairement toute la réalité physique. Il n'est pas forcément nécessaire de reproduire exactement tous ces processus, mais c'est plutôt la multiplicité et l'abondances des différentes espèces qui est importante. Pour pouvoir déterminer l'efficacité dans un environnement aussi réaliste qui possible et obtenir une grande précision sur cette efficacité (ce qui nécessite beaucoup d'événements) une méthode « hybride » a été mise au point : l'*embedding*. Il consiste à enrichir des événements réels avec des signaux (Ξ ou Ω) simulés. Cette simulation contient deux parties : la génération des particules et leur propagation dans le détecteur en simulant la réponse de celui-ci. Du fait que la multiplicité joue un rôle important dans la détermination de l'efficacité, il est important que celle-ci ne soit pas trop altérée par l'inclusion des particules simulées. C'est pour cela que les particules rajoutées constituent seulement une petite fraction ($\sim 5\%$) de la multiplicité totale de l'événement. Les particules simulées sont générées suivant une distribution uniforme en rapidité ($|y| < 1$) et une distribution exponentielle en impulsion transverse (de pente inverse 350 MeV^{-1}) dans un intervalle de $0,3 \text{ GeV}/c$ à $5,0 \text{ GeV}/c$. Après leur génération, les particules partent du vertex primaire de l'événement réel dans lequel elles sont immergées et sont propagées dans le détecteur STAR à l'aide de GSTAR, la version GEANT de STAR [Jac96]. Celui-ci gère la décroissance des particules (et la propagation des particules filles à rapport d'embranchement fixé) et simule leur interaction avec les matériaux du détecteur (gaz de la TPC, Silicium du SVT, SSD, supports mécaniques, électronique,...).

La réponse de la TPC au passage des particules est ensuite simulée. Ceci commence au niveau de l'ionisation, passe par la dérive des électrons et se termine par la réponse de l'électronique [Gon95]. Les clusters ainsi obtenus par le passage des particules simulées sont ensuite ajoutés à l'événement réel. Finalement les événements « hybrides » ainsi créés sont traités en utilisant la même chaîne de reconstruction que pour les données réelles.

Une différence entre le traitement des données réelles et l'*embedding* est que ce dernier fait appel à ce qui est appelé l'*associateur*. L'association se déroule en deux étapes. La première consiste à essayer d'apparier chaque point reconstruit dans la TPC à un point d'une trace simulée. Le critère pour ce groupement est que la distance maximale entre les points doit être de 5 mm. Au niveau des traces, une trace réelle est raccordée à une trace simulée si elles ont au moins 3 points communs. Les fichiers d'*embedding* contiennent alors trois types de Ξ :

- les simulés (Monte-Carlo).
- les reconstruits. Ils regroupent l'ensemble de Ξ reconstruits, donc à la fois réels et simulés. Cette catégorie aura une importance moindre dans la suite.
- les associés. Ce sont ceux qui ont été reconstruits et ont pu être associés à un Ξ simulé suivant les critères indiqués plus haut.

Le Tab.III.11 donne les informations relatives aux statistiques d'*embedding* utilisées au cours de notre analyse. Les valeurs indiquées sont obtenus par intégration sur le domaine en rapidité ($|y| < 0,5$) et en impulsion transverse.

III.8.2.2 Résolution en impulsion transverse

Une des premières informations que nous obtenons de l'*embedding* est la résolution en impulsion transverse qui donne en quelque sorte la limite inférieure de la largeur des bins en p_T . Elle est obtenue en comparant l'impulsion transverse des Ξ simulés (*MC*) à celle des Ξ reconstruits (*reco*). Le résultat pour les Ξ et les Ω est montré sur la Fig.III.30 avec un ajustement gaussien. Bien que les distributions

¹Cette valeur ne doit pas nécessairement correspondre à la valeur réelle, car l'estimation de l'efficacité se fait en fonction de l'impulsion transverse. Pour avoir suffisamment de données à plus haut- p_T il a aussi été suggéré récemment d'utiliser une distribution uniforme en p_T ou un *embedding* spécifique à haut- p_T . Ceci n'a pourtant pas été fait pour notre analyse.

centralité	nombre d'événements	nombre de Ξ^- (Ξ^+)		
		simulés	« classiques »	ADL
0 – 5 %	5072 (5503)	217156 (235567)	4273 (4418)	6567 (6841)
5 – 10 %	4585 (5009)	165055 (180312)	3569 (3750)	5504 (5728)
10 – 20 %	9177 (10024)	260407 (284458)	8281 (8798)	10004 (10667)
20 – 40 %	18078 (19922)	310673 (342373)	13544 (14092)	14191 (14839)
40 – 60 %	17833 (19496)	132891 (145289)	6940 (7548)	6883 (7449)
60 – 80 %	18261 (20116)	41512 (45730)	2589 (2774)	2262 (2456)

centralité	nombre d'événements	nombre de Ω^- (Ω^+)		
		simulés	« classiques »	ADL
0 – 10 %	4170 (10100)	165665 (401176)	872 (2127)	1488 (3489)
10 – 20 %	4101 (9743)	117467 (279085)	993 (2086)	1479 (3172)
20 – 40 %	8159 (19477)	141278 (337249)	1491 (3490)	1902 (4403)
40 – 60 %	7840 (19189)	59159 (144789)	689 (1721)	1058 (2666)

TAB. III.11 – Le tableau du haut donne la statistique d'embedding en nombre d'événements et en candidats simulés ainsi que le nombre après application des coupures finales d'une analyse « classique » et discriminante linéaire (ADL) pour les Ξ ; le tableau du bas donne les informations équivalentes pour les Ω . Les chiffres entre parenthèses sont ceux relatifs aux anti-particules.

ne soient pas de simples gaussiennes, l'écart-type de la fonction fournit une indication de la résolution qui est de l'ordre de 35 MeV pour les deux particules.

III.8.2.3 Comparaison des distributions « réelles » et « simulées »

Pour déterminer l'efficacité il s'agit d'appliquer les mêmes coupures sur l'*embedding* que sur les données réelles. Pour que le résultat soit représentatif il faut que les distributions des différentes variables soient les mêmes pour l'*embedding* et pour le signal dans les données réelles, afin que les coupures aient le même effet dans les deux cas. La difficulté est que les distributions de signal dans les données réelles ne sont pas connues, mais elles sont toujours contaminées par la présence d'un bruit de fond résiduel. Deux méthodes différentes sont utilisées pour traiter ce problème. Toutes les deux consistent à estimer d'abord les distributions du bruit de fond puis de les soustraire des distributions obtenues dans le domaine du pic. La différence fournit une estimation du signal dans les données réelles, qu'il suffit ensuite de comparer aux distributions de l'*embedding* afin de vérifier qu'elles sont en accord. Notons que pour cette étude nous utilisons les coupures finales (« classiques » ou ADL). L'idéal serait de ne pas utiliser de coupures pour cette étude, afin de pouvoir comparer la totalité des distributions et non seulement les parties des distributions qui subsistent après application des coupures. Malheureusement le bruit largement dominant en l'absence de coupure de sélection rend impossible une détermination précise du comportement du signal dans les données réelles.

La différence entre les deux méthodes réside dans la détermination des distributions du bruit. La première utilise les régions de part et d'autre du pic en masse invariante ($|m_0 \pm 0,03| < 0,01$) et suppose que le bruit se comporte de façon continue en-dessous du pic. Il faut ensuite normaliser la quantité du bruit en dehors du pic à celle en-dessous du pic. Une difficulté surgit si les distributions de part et d'autre du pic sont différentes. Dans ce cas, l'estimation de la proportion de chacune des deux parties contribuant au bruit en-dessous du pic, peut être assez délicate. Même si la majorité des distributions ne montre pas de différence significative suivant la région en masse invariante, une deuxième méthode permet d'éviter cette difficulté en estimant directement les distributions en-

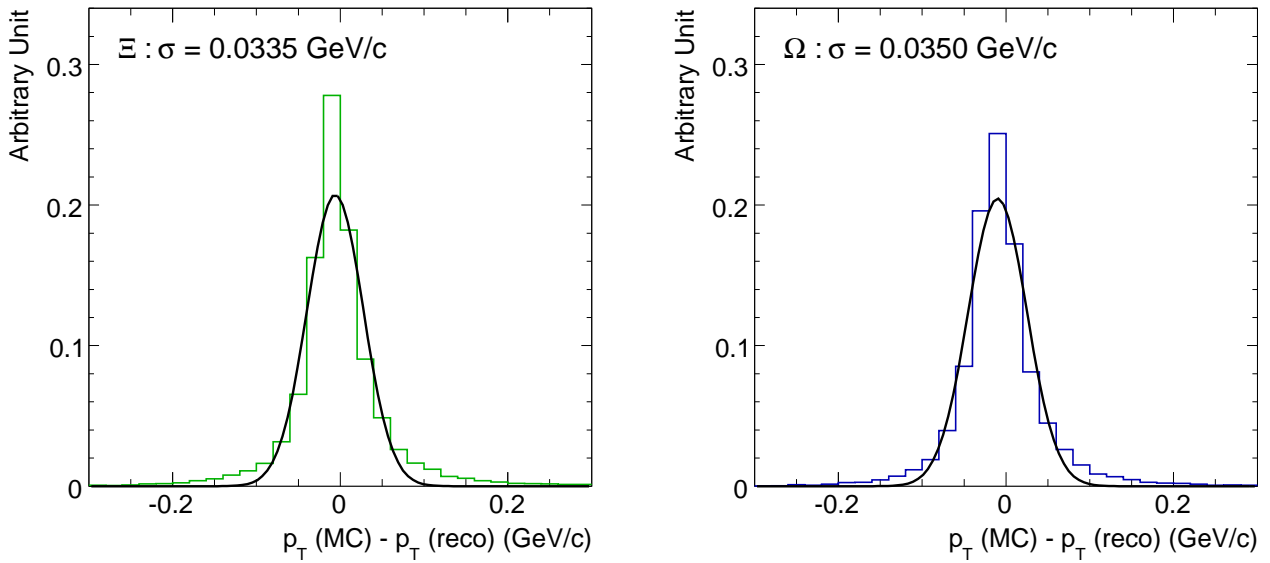


FIG. III.30 – Résolution en impulsion transverse intégrée pour les Ξ (à gauche) et les Ω (à droite) dans des collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les courbes sont des ajustement gaussien permettant d'estimer la largeur (σ) de la distribution et ainsi la résolution.

dessous du pic en masse invariante. Ceci peut être fait en utilisant le *rotating* pour l'estimation des distributions, tout en supposant que la rotation d'une des traces ne modifie pas les distributions de façon significative.

La comparaison entre les distributions des différentes variables pour les deux méthodes d'analyse (« classique » et ADL) et les deux types de particules (Ξ et Ω) se trouve en annexe B. À partir de cette comparaison, nous pouvons dire que pour toutes les variables, pour les deux méthodes d'analyse et pour les deux espèces, un bon accord est obtenu entre les distributions de signal dans les données réelles et dans l'*embedding*.

De plus, comme l'efficacité dépend de la multiplicité il faut s'assurer que sa distribution est la même pour la sélection d'événements dans les données réelles et dans l'*embedding*. Sur la Fig.III.31 nous présentons à ce propos les distributions de traces globales dans trois domaines de centralité pour les données réelles, l'*embedding* des Ξ et l'*embedding* des Ω respectivement. Nous observons un bon accord entre les trois distributions. Dans les collisions centrales la légère différence entre données réelles et *embedding* peut être due au nombre plus important de particules chargées introduites dans ces événements. Cette différence peut être comblée en réajustant la coupure en multiplicité de référence dans l'*embedding*. L'effet est cependant très faible sur la valeur de l'efficacité ($\sim 1\%$ en valeur absolue).

Étant donné que nous disposons de deux méthodes d'analyse différentes, « classique » et discriminante linéaire (ADL), l'accord global entre données réelles et *embedding* peut être testé en comparant l'efficacité de l'une des méthodes par rapport à l'autre dans les données réelles et dans l'*embedding*. Si les distributions sont les mêmes, ou très proches, cette efficacité doit être la même dans les deux cas. Cette comparaison permet également d'estimer quelle fraction des candidats sélectionnés par la méthode « classique » l'est aussi par l'ADL et vice versa. Le résultat obtenu pour les Ξ et les Ω dans des collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV en fonction de l'impulsion transverse est montré sur la Fig. III.32. Les coupures utilisées sont celles déterminées dans les sections III.5.2 et III.5.3 respectivement. Le même résultat est obtenu en utilisant des coupures ADL ou « classiques » plus larges.

La première observation relative à la Fig.III.32 est que pour les deux espèces, l'efficacité des coupures ADL par rapport aux coupures « classiques » est proche de l'unité. Ceci signifie que pratiquement tous les candidats sélectionnés par l'application des coupures « classiques » le sont

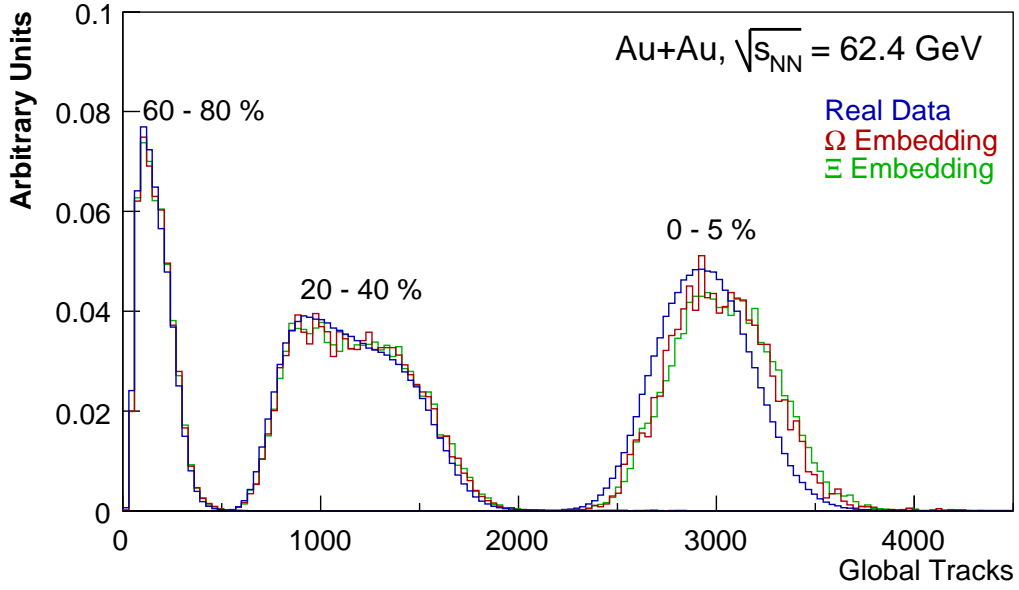


FIG. III.31 – Distributions des traces globales pour trois domaines de centralité (0 – 5%, 20 – 40% et 60 – 80%) pour les données réelles (bleu), l’embedding des Ξ (vert) et l’embedding des Ω (rouge).

donc aussi pour les coupures ADL. Par contre l’efficacité des coupures « classiques » par rapport aux coupures ADL est de l’ordre de 40 % à 60 % suivant la particule et l’intervalle en p_T considéré. Ceci indique qu’une bonne partie des candidats sélectionnés par l’application des coupures ADL ne le sont pas par l’application des coupures classiques. La deuxième observation est que ces efficacités sont très proches les unes des autres dans les données réelles et l’*embedding* (le rapport coïncide avec l’unité dans les barres d’erreur), ce qui est donc une indication que globalement les distributions du signal dans les données réelles et dans l’*embedding* sont comparables. Ces quelques tests justifient l’utilisation de l’*embedding* pour la détermination de l’efficacité des coupures de sélection sur les données réelles.

III.8.2.3.1 Temps de vie $c\tau_0$ du Ξ

Finalement une dernière méthode exploitée pour assurer la qualité de l’*embedding* est son utilisation pour la mesure du temps de vie des Ξ ¹. Le $c\tau_0$ des Ξ est de $c\tau_0 = 4,914 \pm 0,045$ cm ($\tau_0 = 1,639 \pm 0,015 \cdot 10^{-10}$ s) (PDG [Eid04]). Si une mesure avec notre échantillon se trouve en accord avec celle du PDG, nous confirmons la qualité globale de l’*embedding* mais aussi celle des sélections.

La connaissance de la masse m , de l’impulsion totale p et de la distance de vol dans le laboratoire d (notée $dl-xi$ avant) est nécessaire pour calculer le $c\tau$, temps de vol dans le référentiel propre : $c\tau = d \cdot \frac{m}{p}$. L’efficacité est une fonction de l’impulsion et du $c\tau$. Il faut alors distribuer les données dans des bins en p et en $c\tau$ afin d’appliquer correctement la correction en efficacité. Une difficulté surgit alors. En effet dans l’*embedding* aucun Ξ n’est généré en-dessous de $p_T < 0,3$ GeV/c puisque l’acceptance est nulle pour des impulsions transverses plus faibles. Ceci pose problème puisqu’il ne s’agit pas de faire des mesures en fonction du p_T mais en fonction de p . Il faut donc traduire cette condition sur p_T en une condition sur p . En utilisant $p^2 = p_T^2 + p_z^2$, $p_z = m_T \sinh y$ et $m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2}$, nous pouvons écrire :

$$p^2 = p_T^2 + (m_0^2 + p_T^2) \sinh^2 y \quad \Rightarrow \quad \sinh^2 y = \frac{p^2 - p_T^2}{m_0^2}. \quad (\text{III.12})$$

¹La statistique pour les Ω est insuffisante pour faire cette mesure, car elle nécessite la division des données en tranches de $c\tau$ et de p . Pour la mesure de celui des Ξ nous avons additionné les Ξ^- et les Ξ^+ pour accroître la statistique.

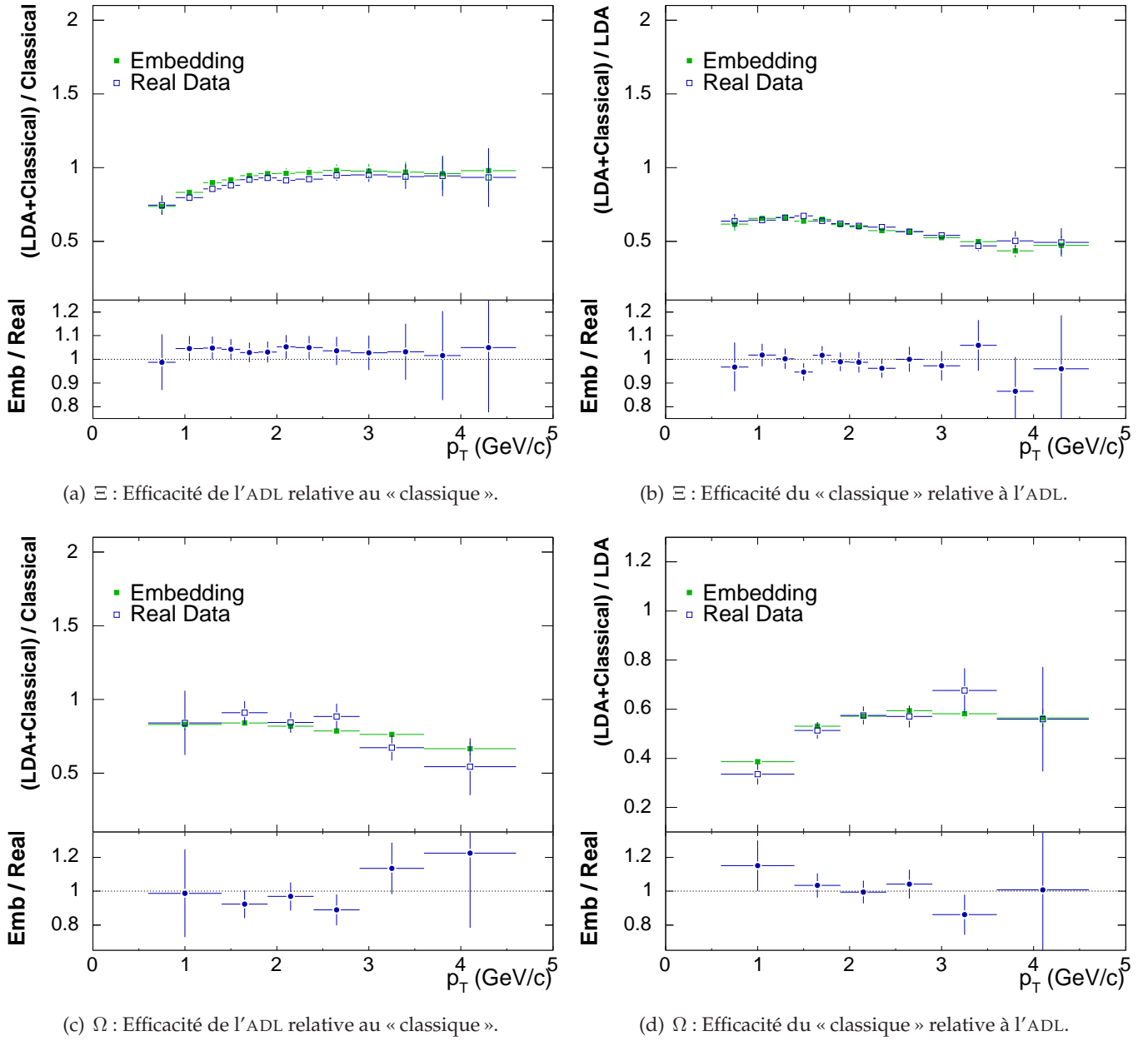


FIG. III.32 – Efficacités relatives des deux méthodes d'analyse sur la partie supérieure. Celles obtenues avec les données réelles sont en bleues et celles dans l'embedding en vert. Le rapport entre les deux est donné dans la partie inférieure de chaque figure. Les figures (a) et (b) donnent le résultat pour les Ξ et les figures (c) et (d) pour les Ω , dans le cas de collisions centrales Au+Au à 62,4 GeV.

Étant donné que nous n'arrivons pas à reconstruire des Ξ avec une impulsion totale inférieure à 0,6 GeV/c (le premier bin en p commence donc à 0,6 GeV/c), la relation de l'Eq. III.12 permet donc de traduire cette condition en une condition sur y . Nous nous sommes donc limités à $|y| < 0,45$ pour cette mesure. Une autre difficulté est que le $c\tau$ est directement proportionnel à la longueur de décroissance du Ξ , or pendant la reconstruction et aussi l'analyse en aval, nous appliquons des coupures sur cette longueur. Dans le cas de l'ADL cette coupure reste celle du XiFinder ($d > 2$ cm $\Rightarrow c\tau > 4,4$ cm), alors que pour les coupures « classiques » nous la resserrons à $d > 5$ cm, ce qui limite considérablement le domaine en $c\tau$ utilisable ($c\tau > 11$ cm). Pour cette raison nous ne présentons que les résultats obtenus avec l'analyse discriminante linéaire. De façon analogue à l'obtention des spectres bruts, nous créons des bins en p et en $c\tau$. Pour chacun des bins nous obtenons un spectre en masse invariante qui nous permet d'obtenir le signal brut dans ce bin. Le résultat obtenu est présenté sur la Fig.III.33 (a). Ensuite cette distribution brute est corrigée, pour tenir compte de l'acceptance et de l'efficacité de la reconstruction et des coupures appliquées. L'efficacité totale (voir § III.8.2.4) est présentée sur la Fig.III.33 (b). Pour finalement obtenir la distribution en $c\tau$, une projection de la distribution corrigée en p et $c\tau$ sur l'axe $c\tau$ est effectuée. Le résultat correspondant est montré sur la Fig.III.33 (c). Pour déterminer le temps de vie moyen $c\tau_0$ nous ajustons sur la distribution obtenue une exponentielle de forme :

$$N(c\tau) = N_0 e^{-c\tau/c\tau_0}. \quad (\text{III.13})$$

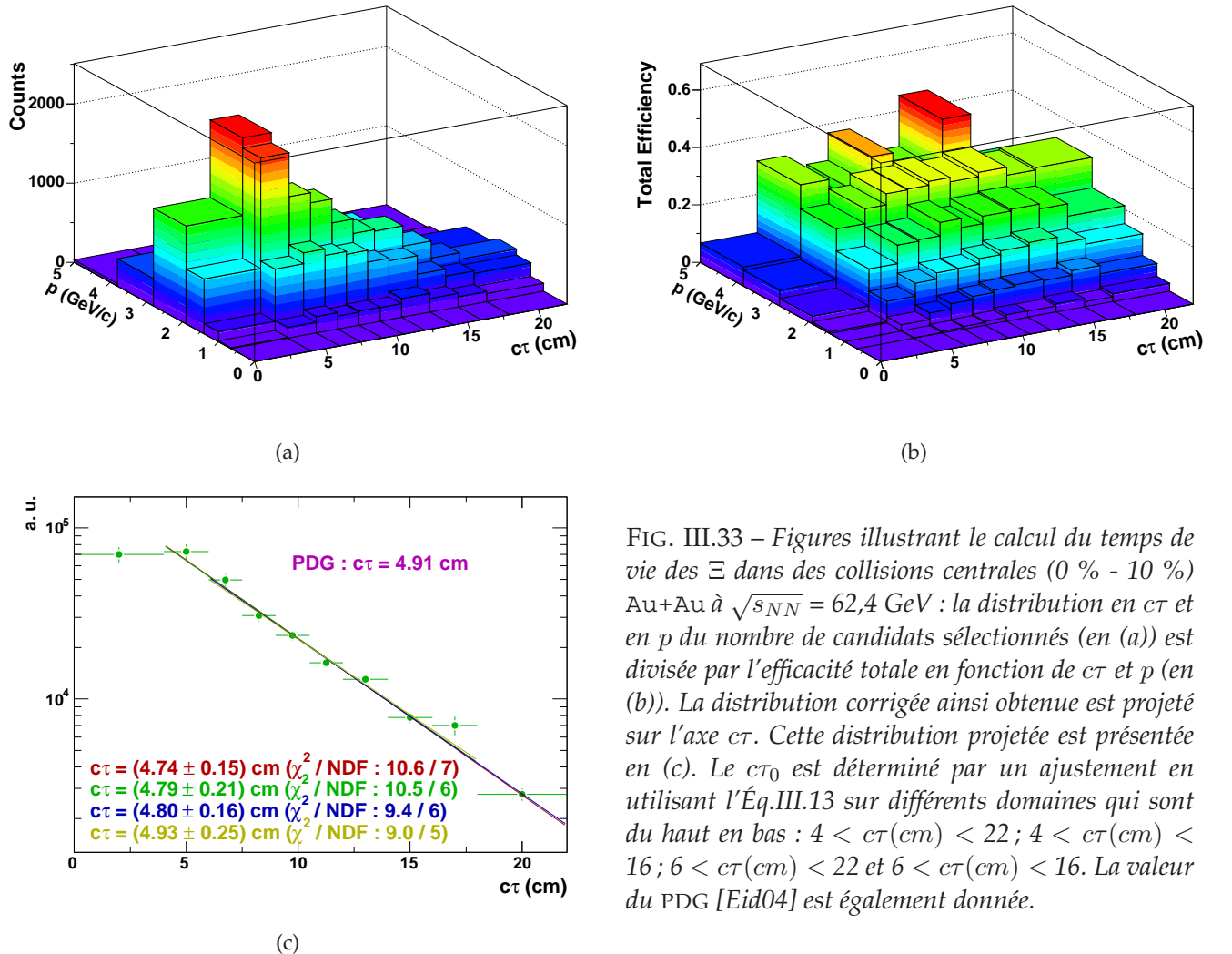


FIG. III.33 – Figures illustrant le calcul du temps de vie des Ξ dans des collisions centrales (0 % - 10 %) Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV : la distribution en $c\tau$ et en p du nombre de candidats sélectionnés (en (a)) est divisée par l'efficacité totale en fonction de $c\tau$ et p (en (b)). La distribution corrigée ainsi obtenue est projetée sur l'axe $c\tau$. Cette distribution projetée est présentée en (c). Le $c\tau_0$ est déterminé par un ajustement en utilisant l'Eq.III.13 sur différents domaines qui sont du haut en bas : $4 < c\tau(\text{cm}) < 22$; $4 < c\tau(\text{cm}) < 16$; $6 < c\tau(\text{cm}) < 22$ et $6 < c\tau(\text{cm}) < 16$. La valeur du PDG [Eid04] est également donnée.

Cet ajustement est fait sur quatre domaines (voir Fig.III.33 (c)), afin d'obtenir une idée des incertitudes systématiques. L'écart entre la mesure la plus faible et la plus élevée est de 0,19 cm. L'incertitude statistique reste cependant dominante et le résultat final¹ retenu pour la mesure est $c\tau_0 = 4,82 \pm 0,21(\text{stat})$ cm. Cette valeur est en bon accord avec la valeur de $c\tau_0 = 4,91$ cm du PDG [Eid04].

Les études de qualité de l'*embedding* présentées ne couvrent que les collisions centrales. Il a cependant été vérifié que des résultats équivalents sont obtenus pour les autres tranches de centralité.

III.8.2.4 Acceptance et efficacité

D'après les considérations précédentes, nous définissons les termes d'acceptance, d'efficacité et d'efficacité totale de la manière suivante :

$$\text{acceptance :} \quad acc = \frac{\text{particules trouvables}}{\text{particules simulées}}, \quad (\text{III.14})$$

$$\text{efficacité :} \quad eff = \frac{\text{particules trouvées}}{\text{particules trouvables}}, \quad (\text{III.15})$$

$$\text{efficacité totale :} \quad \epsilon = acc \times eff = \frac{\text{particules trouvées}}{\text{particules simulées}}, \quad (\text{III.16})$$

où les particules trouvables sont celles qui ont des p_T suffisamment élevés (respectivement les particules filles) et une topologie telle que toutes les particules filles peuvent être reconstruites. L'efficacité totale est alors la fraction des particules simulées obtenue après reconstruction, association et application des coupures d'analyses. Ainsi l'efficacité totale intégrée est obtenue en divisant dans le Tab.III.11 les colonnes quatre et cinq respectivement par la colonne trois. Le Tab.III.12 résume les valeurs relatives aux coupures finales d'une analyse discriminante linéaire (ADL). Une première observation est que l'efficacité semble légèrement plus grande pour les particules que pour les anti-particules, mais la différence reste faible compte tenu des incertitudes. Une deuxième observation est que l'efficacité augmente des collisions centrales aux collisions périphériques. Ceci s'explique en partie par l'utilisation de coupures plus larges pour les collisions périphériques. La raison essentielle de cette augmentation est néanmoins la diminution du bruit de fond (diminution de la multiplicité) pour les collisions périphériques qui, après tout, est à l'origine de la possibilité de relâcher les coupures.

centralité	efficacité (%)	
	$\Xi^- (\bar{\Xi}^+)$	$\Omega^- (\bar{\Omega}^+)$
0 - 5 %	$3,02 \pm 0,04$ ($2,90 \pm 0,04$)	$0,90 \pm 0,02$ ($0,87 \pm 0,01$)
5 - 10 %	$3,33 \pm 0,05$ ($3,12 \pm 0,04$)	
10 - 20 %	$3,84 \pm 0,04$ ($3,75 \pm 0,04$)	$1,26 \pm 0,03$ ($1,11 \pm 0,02$)
20 - 40 %	$4,57 \pm 0,04$ ($4,33 \pm 0,04$)	$1,35 \pm 0,03$ ($1,306 \pm 0,02$)
40 - 60 %	$5,12 \pm 0,06$ ($5,13 \pm 0,06$)	$1,79 \pm 0,06$ ($1,804 \pm 0,04$)
60 - 80 %	$5,5 \pm 0,1$ ($5,4 \pm 0,1$)	

TAB. III.12 – Efficacité totale intégrée pour les $\Xi^- (\bar{\Xi}^+)$ et les $\Omega^- (\bar{\Omega}^+)$ après application des coupures finales ADL pour différentes centralités des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les incertitudes sont statistiques.

Étant donné que la perte d'énergie (dE/dx) n'est pas correctement simulée et que seul le canal de désintégration qui nous intéresse est simulé, il faut multiplier l'efficacité déterminée précédemment par la fraction du signal gardée après application des coupures de perte d'énergie et du rapport

¹Nous considérons la valeur moyenne comme résultat final, comme les χ^2 des différents ajustements ne permettent pas de favoriser un des résultats.

d'embranchement. Les facteurs obtenus pour les Ξ et les Ω dans le cas de l'analyse « classique » et de l'ADL, sont résumés dans le Tab.III.13. Les valeurs dans le le Tab.III.12 ne contiennent pas ces facteurs supplémentaires. Il en est de même pour les résultats sur la Fig.III.38 (voir suite).

composante	$\Xi^- + \Xi^+$		$\Omega^- + \bar{\Omega}^+$	
	« classique »	ADL	« classique »	ADL
dE/dx bachelor	99,73 % (3 σ)	99,73 % (3 σ)	95,45 % (2 σ)	95,45 % (2 σ)
dE/dx méson	99,73 % (3 σ)	99,73 % (3 σ)	99,73 % (3 σ)	99,73 % (3 σ)
dE/dx baryon	99,73 % (3 σ)	95,45 % (2 σ)	95,45 % (2 σ)	95,45 % (2 σ)
BR $\Xi^\pm (\Omega^\pm) \rightarrow \Lambda \pi^\pm (K^\pm)$	99,887 %	99,887 %	67,8 %	67,8 %
BR $\Lambda \rightarrow p\pi$	63,9 %	63,9 %	63,9 %	63,9 %
Total	63,31 %	60,60 %	39,36 %	39,36 %

TAB. III.13 – Récapitulatif des facteurs supplémentaires dus à la perte d'énergie et aux rapports d'embranchement [Eid04] dans le calcul de l'efficacité totale (intégrée en p_T).

Les coupures de dE/dx étant appliquées en nombre de déviations standard σ , la fraction de signal éliminée (respectivement la fraction gardée) est estimée en supposant que la distribution en dE/dx est gaussienne (voir aussi chapitre II) parfaite centrée à zéro et de déviation standard égale à l'unité. Une étude sur les données réelles permet d'estimer les « vraies » efficacités des coupures sur le dE/dx et d'obtenir une indication sur l'incertitude de ces valeurs. Les Fig.III.34 et Fig.III.35 montrent le résultat intégré en p_T pour les π^- (π^+) et les $p(\bar{p})$ respectivement. Les échantillons pour cette étude proviennent des événements *minbias* des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et utilisent ~ 250000 $\Lambda(p\pi)$ (et $\bar{\Lambda}$) avec une pureté de 90 %. La partie supérieure de ces figures présente la distribution :

$$[dE/dx(\text{mesuré}) - dE/dx(\text{attendu})]/\text{résolution}, \quad (\text{III.17})$$

où $dE/dx(\text{attendu})$ est la perte d'énergie attendue suivant la fonction de Bichsel [Bic04]. En bas est montré l'efficacité en fonction de la coupure sur le nombre de σ . La plus grande variation dans les données par rapport au cas idéalisé est visible dans le cas d'une coupure à 2 σ , où la déviation par rapport à ce dernier est au maximum de 2% (en absolu).

La même étude a également été réalisée en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité avec une conclusion comparable, c'est-à-dire une déviation maximale de 2% par rapport au cas idéalisé.

La Fig.III.36 montre la distribution des Ξ en fonction de la rapidité pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour différentes centralités et la Fig.III.37 donne l'efficacité totale (voir suite pour sa détermination) en fonction de la rapidité.

Afin d'éviter de devoir déterminer l'efficacité en fonction de la rapidité et de l'impulsion transverse, ce qui limitait considérablement la statistique dans les différents bins et augmentait le besoin d'*embedding*, nous déterminons les spectres sur un certain domaine en rapidité (à rapidité centrale). Ce domaine est choisi de façon à assurer que l'efficacité est constante sur l'intervalle considéré. Sur la Fig.III.37 nous observons que cette efficacité est constante pour $|y| < 0,5$ alors qu'elle commence à diminuer légèrement pour $0,5 < |y| < 0,75$. Comme la constance de l'efficacité n'est pas le seul critère sur le choix du domaine en rapidité, mais également la statistique disponible¹, nous considérons en plus du domaine $|y| < 0,5$ l'intervalle $|y| < 0,75$ et étudions la systématique provenant de cette variation (voir § III.8.4 page 91).

La Fig.III.38 montre le résultat obtenu pour les différentes espèces en terme d'efficacité totale en fonction de l'impulsion transverse. Le résultat à la fois pour la méthode « classique » et l'ADL est donné,

¹L'intégration sur un domaine en rapidité plus large augmente la précision sur la détermination de l'efficacité en fonction de l'impulsion pour une statistique d'*embedding* donnée, mais surtout, ceci évite de séparer les données en tranches de rapidité ce qui diminuerait la statistique disponible pour chaque tranche (ou bin) et donc aussi la précision de la mesure.

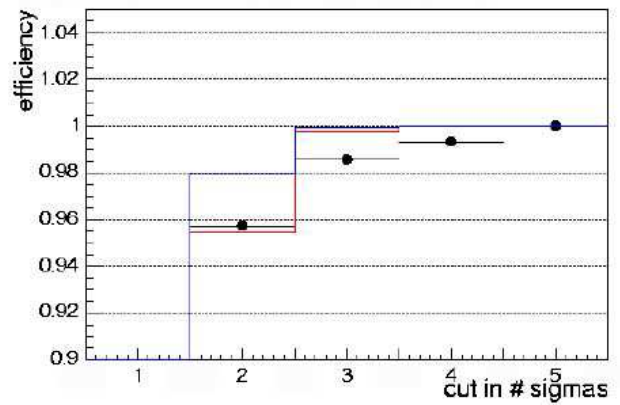
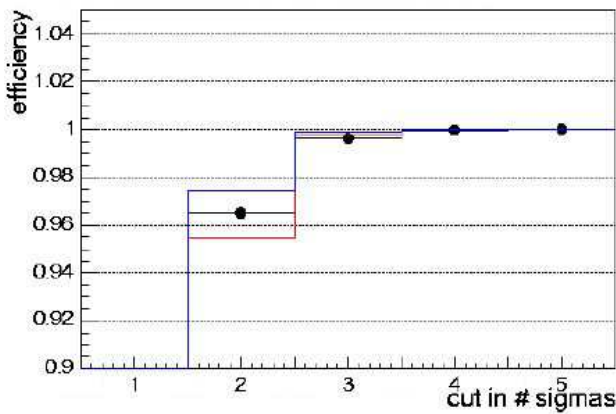
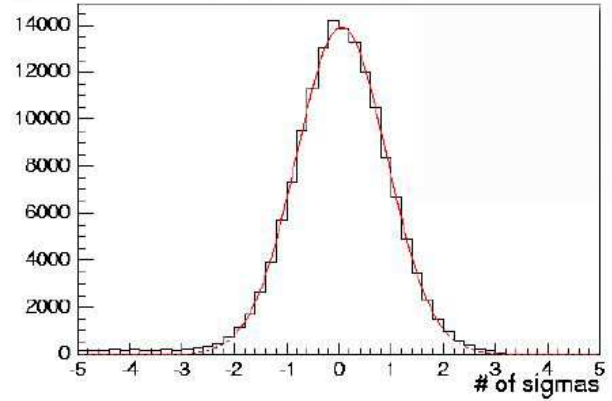
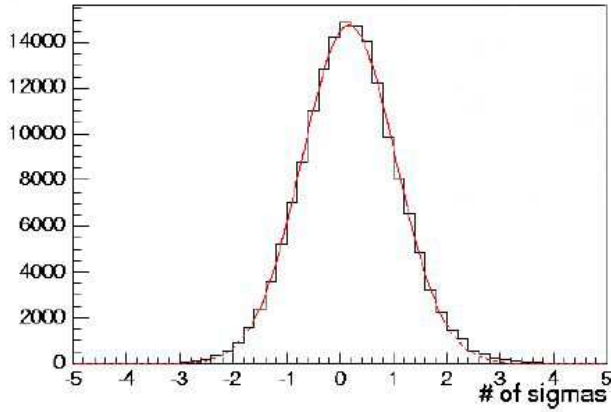


FIG. III.34 – (En haut) Distribution intégrée de $[dE/dx(\text{mesuré}) - dE/dx(\text{attendu})]/\text{résolution}$ pour l'hypothèse d'un π . La courbe rouge est un ajustement gaussien sur les données. (En bas) Efficacité en fonction de la coupure en nombre de σ . L'histogramme rouge correspond au résultat idéalisé (gaussienne centrée en 0 avec une déviation standard égale à l'unité). Les points noirs correspondent au résultat obtenu directement de l'histogramme du cadre supérieur. L'histogramme bleu est obtenu en utilisant l'ajustement gaussien du cadre supérieur.

FIG. III.35 – (En haut) Distribution intégrée de $[dE/dx(\text{mesuré}) - dE/dx(\text{attendu})]/\text{résolution}$ pour l'hypothèse d'un p . La courbe rouge est un ajustement gaussien sur les données. (En bas) Efficacité en fonction de la coupure en nombre de σ . L'histogramme rouge correspond au résultat idéalisé (gaussienne centrée en 0 avec une déviation standard égale à l'unité). Les points noirs correspondent au résultat obtenu directement de l'histogramme du cadre supérieur. L'histogramme bleu est obtenu en utilisant l'ajustement gaussien du cadre supérieur.

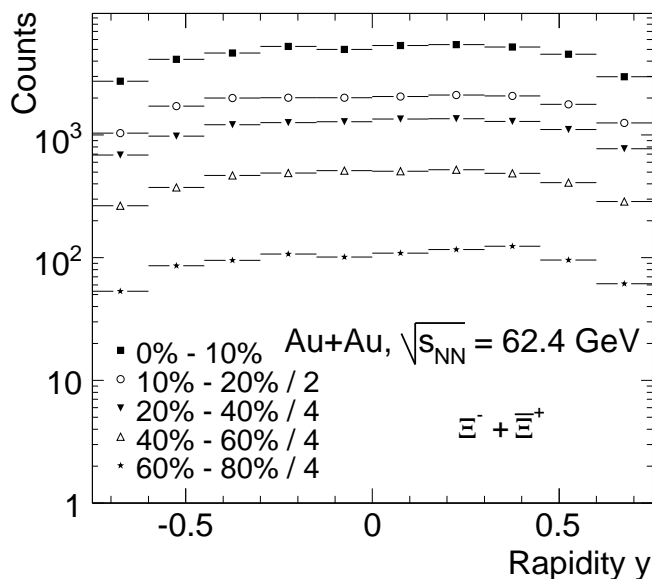


FIG. III.36 – Distribution des Ξ après application des coupures ADL finales en fonction de la rapidité pour différentes centralités dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Des facteurs multiplicatifs sont appliqués pour des raisons de visibilité.

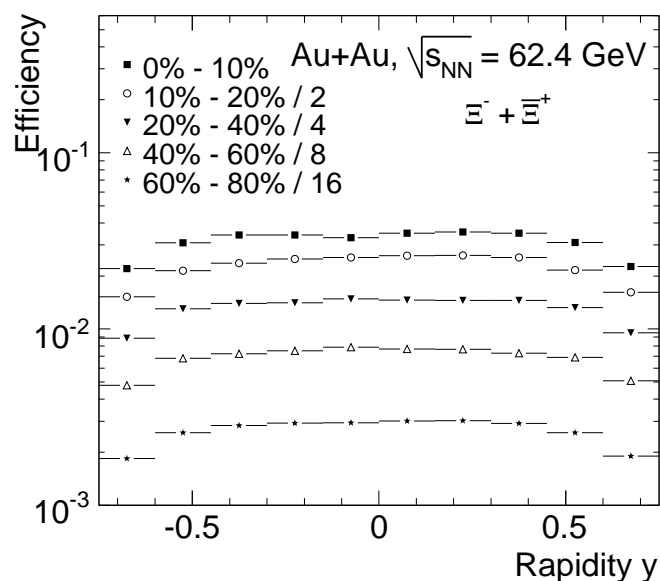


FIG. III.37 – Efficacité totale des Ξ en fonction de la rapidité pour différentes centralités dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Des facteurs multiplicatifs sont appliqués pour des raisons de visibilité.

ainsi que le rapport des deux, indiquant un facteur d'amélioration considérable de l'efficacité pour l'ADL par rapport à la méthode « classique » et ceci surtout vers les plus hautes impulsions transverses. Comme déjà indiqué (§ III.7.3) la valeur de ce facteur d'amélioration n'est pas absolue, mais dépend aussi de l'ajustement des coupures classiques. Dans les deux cas, l'efficacité est une fonction croissante de l'impulsion transverse. La raison de cette augmentation est la même que l'augmentation pour les collisions périphériques, à savoir la diminution du bruit de fond qui facilite la reconstruction et l'association des traces des particules filles.

III.8.3 Les spectres corrigés

Après application de tous les facteurs de correction nous obtenons la Fig.III.40, qui montre les spectres corrigés en fonction de la masse transverse pour les Ξ , Ξ^+ , Ω et Ω^+ obtenues pour différentes centralités dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Le choix de l'axe des ordonnées est motivé par la possibilité d'une extraction directe du taux de production par événement et par unité de rapidité (dN/dy) ainsi que du paramètre de pente inverse (*inverse slope*), si la distribution est parfaitement exponentielle. La procédure sera détaillée dans la section V.1.1 page 140. Ceci sous-entend qu'aux facteurs de correction mentionnés auparavant s'ajoute un facteur 1,5 qui permet de passer de 1,5 unités en rapidité ($|y| < 0,75$) à une unité de rapidité¹.

III.8.4 La systématique

Avant d'évaluer la systématique sur la détermination des spectres, nous ajoutons que le choix du résultat « final » pour les points des spectres est celui obtenu par une analyse discriminante linéaire en utilisant le « rotating » pour l'estimation du fond et est présenté sur la Fig.III.40. Ce choix est

¹Ce facteur n'est bien entendu pas nécessaire si nous considérons $|y| < 0,5$.

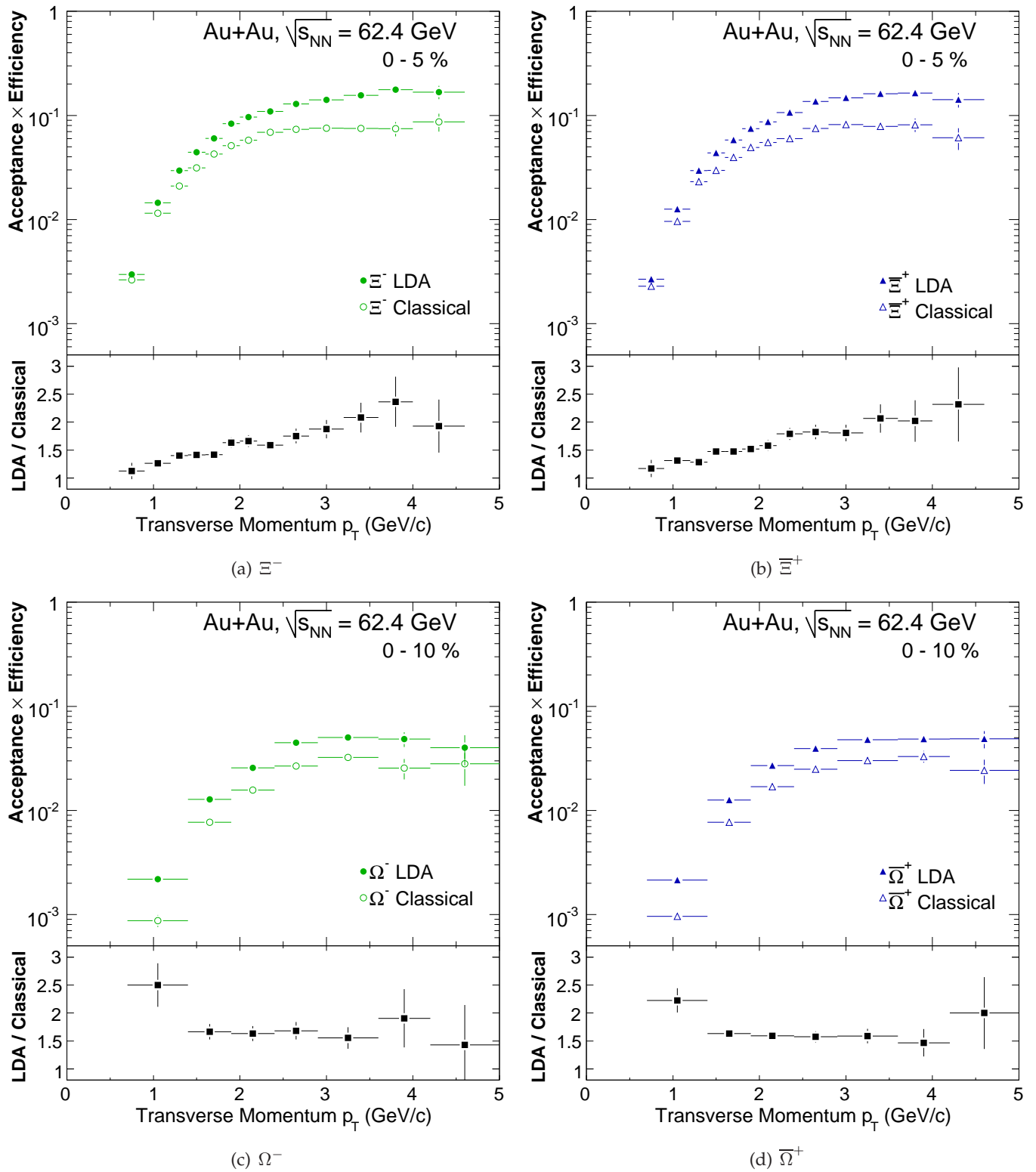


FIG. III.38 – Efficacité totale (acceptance \times efficacité) en fonction de l'impulsion transverse (p_T) des (a) Ξ^- , (b) Ξ^+ , (c) Ω^- et (d) Ω^+ pour les collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les efficacités obtenues avec les coupures « classiques » (symboles ouverts) et les coupures ADL (symboles fermés) sont représentées à chaque fois sur le panneau du haut. Le panneau du bas montre le rapport des deux. Seules les incertitudes statistiques sont montrées.

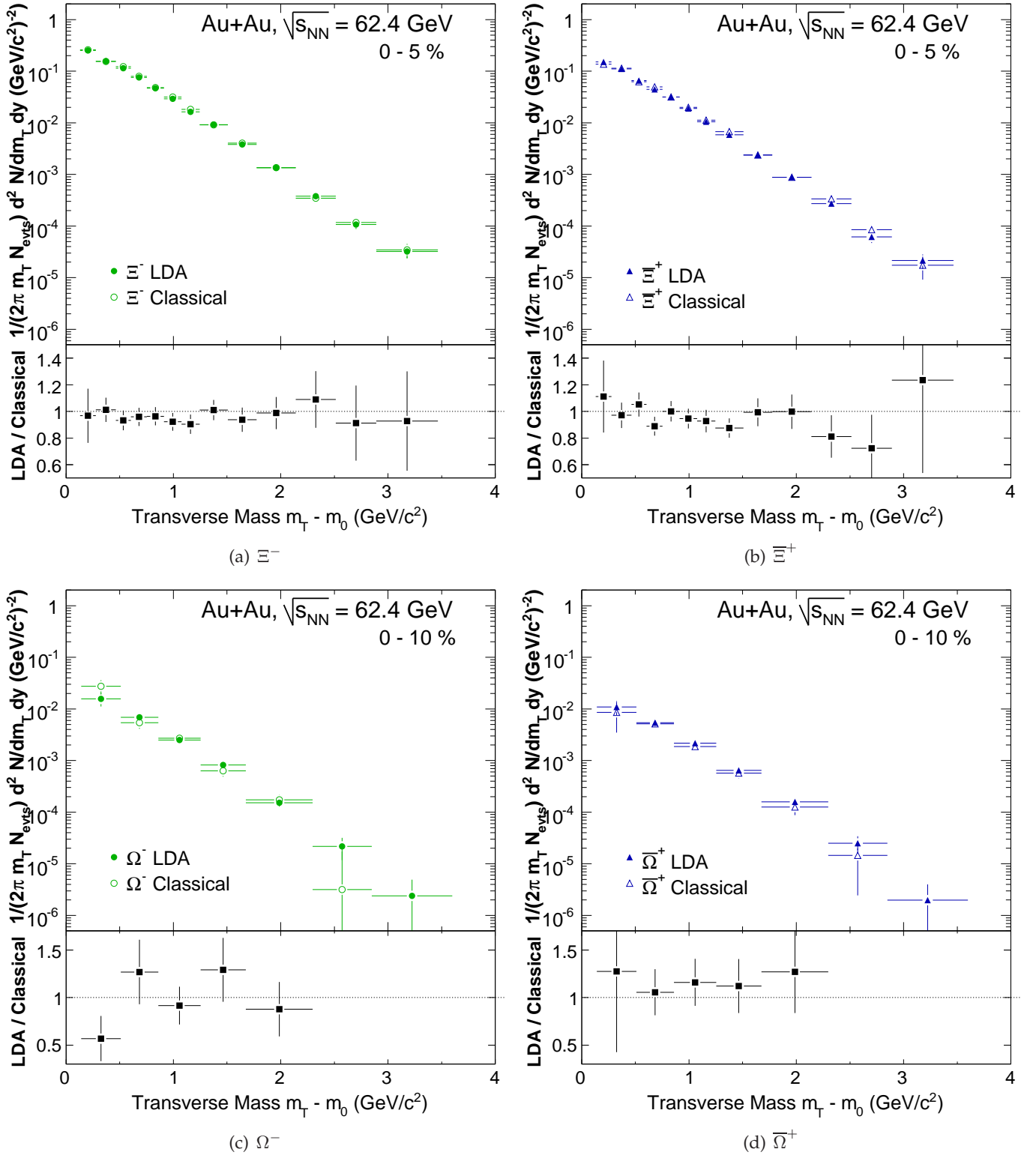


FIG. III.39 – Spectres corrigés des (a) Ξ^- , (b) Ξ^+ , (c) Ω^- et (d) $\bar{\Omega}^+$ pour les collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les spectres obtenus avec les coupures « classiques » (symboles ouverts) et les coupures ADL (symboles fermés) sont représentés à chaque fois sur le cadre du haut. Le cadre du bas montre le rapport des deux.

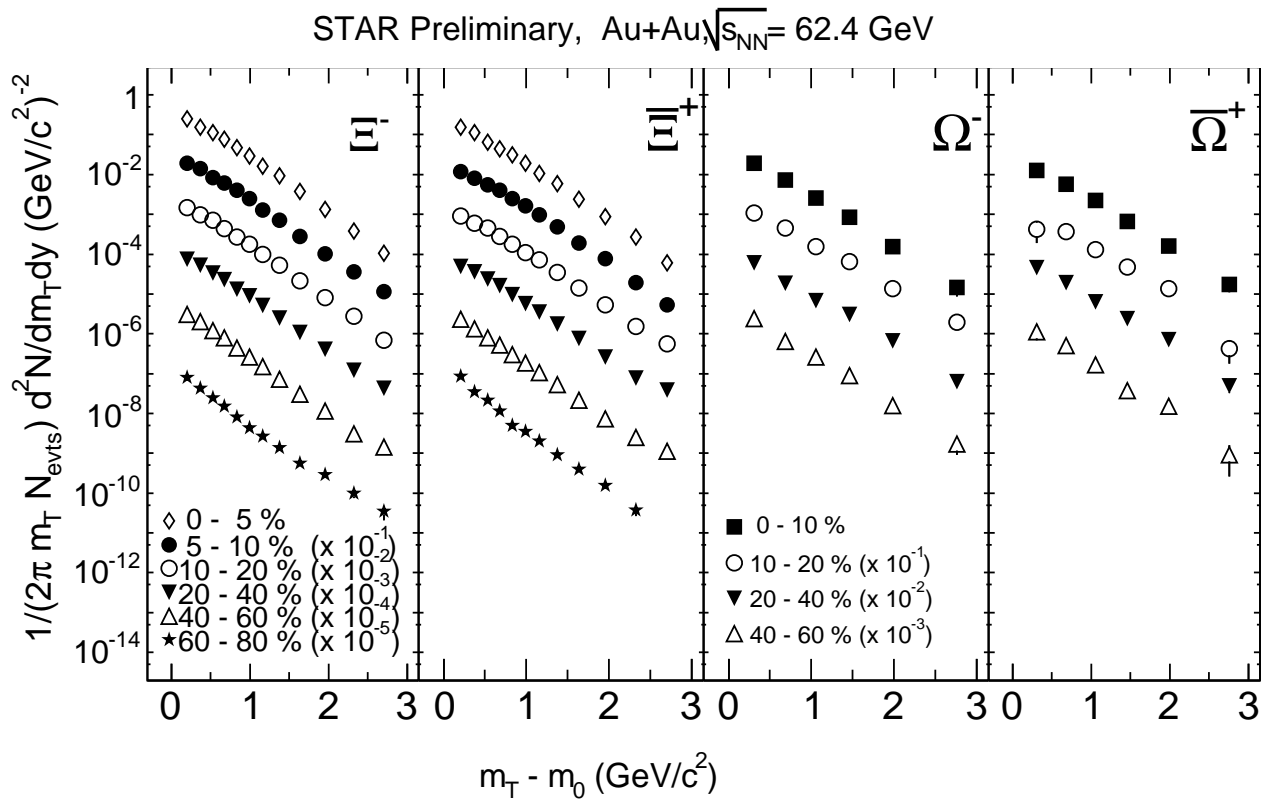


FIG. III.40 – Spectres en masse transverse corrigés des (a) Ξ^- , (b) Ξ^+ , (c) Ω^- et (d) $\bar{\Omega}^+$ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour différentes centralités. Des facteurs multiplicatifs ont été appliqués sur les spectres des collisions plus périphériques pour des raisons de visualisation. Erreurs statistiques uniquement [Spe05b].

motivé par le fait que l'ADL permet d'avoir une statistique en signal brut plus grande au niveau des spectres non-corrigés et donc une incertitude statistique plus petite. En plus l'utilisation du *rotating* pour l'estimation du fond permet d'éviter des fluctuations éventuelles au niveau de l'ajustement par une fonction. Les résultats obtenus par l'application de la méthode « classique » ainsi que l'ajustement par une fonction pour l'estimation du fond contribuent pour leur part à l'estimation des erreurs systématiques.

Les principales sources d'erreurs systématiques étudiées sont alors :

- (a) la comparaison entre estimation du bruit de fond par *rotating* et ajustement par une fonction ;
- (b) la comparaison entre coupures « classiques » et ADL ;
- (c) la variation de l'intervalle en rapidité. L'intervalle par défaut considéré dans notre analyse est $|y| < 0,75$, nous avons pourtant fait une étude pour $|y| < 0,5$, permettant d'estimer l'exactitude de l'hypothèse d'une efficacité indépendante de la rapidité centrale et aussi de l'incertitude systématique introduite lors de la comparaison de résultats obtenus sur des intervalles en rapidité légèrement différents¹.
- (d) la variation de coupures « classiques », surtout de la longueur de décroissance du $X_i(dl-x_i)$, qui dans le passé a introduit des systématiques considérables à basse impulsion transverse [Cas02]² : nous utilisons des valeurs entre 2 cm et 5 cm. ;
- (e) la variation du nombre de coupures ADL appliquées : nous diminuons le nombre de coupures ADL de 1 ou de 2 ;

L'influence de ces différentes contributions est étudié sur la base d'une comparaison bin par bin en impulsion transverse et les variations relatives induites pour les Ξ et les Ω sont montrées dans les Tab.III.14 et Tab.III.15 respectivement. Comme, dans le cas des Ω , l'erreur statistique est plus élevée et donc la contribution relative de l'erreur systématique moins importante, une étude moins exhaustive a été menée pour les Ω .

En plus de ces contributions nous avons également étudié l'effet de la variation de la largeur du domaine en masse invariante utilisée pour le comptage du signal sur le spectre final. Pour cette étude nous avons utilisé 5 bins autour de la masse du Ξ (4 bins standard voir § III.7.1.1 page 72) et 3 bins pour les Ω (2 bins standard). L'effet sur le spectre final est essentiellement une augmentation des incertitudes puisque le contenu des bins rajoutés est dominé par le bruit. La systématique induite est négligeable ($< 2\%$) par rapport aux valeurs dans les Tab.III.14 et Tab.III.15 des autres sources d'incertitudes systématiques.

D'autres études ont été menées, qui ne peuvent pas directement être utilisées pour attribuer une erreur systématique bin par bin, mais plutôt une erreur systématique globale sur le taux de production par exemple. Parmi celles-ci nous pouvons mentionner notamment la variation de la largeur des bins en p_T , de la fonction et du domaine utilisés pour déterminer le taux de production. Nous y revenons dans la section V.1.1 page 140.

L'erreur systématique totale est alors estimée en additionnant quadratiquement les différentes contributions. Comme les diverses études sont faites successivement, nous avons supposé que les différentes contributions sont indépendantes. Ceci revient donc à supposer un coefficient de corrélation nul. C'est une idéalisation, relativement justifiée, qui fait que l'erreur systématique totale mentionnée est une maximisation de l'erreur systématique réelle obtenue lors les différentes études menées.

Finalement l'erreur totale pour les différents bins en p_T est estimée en additionnant quadratiquement l'erreur systématique totale à l'erreur statistique. Le résultat pour les différentes particules et les différentes centralités est représenté sur les Fig.III.41 à Fig.III.44.

¹La statistique ne permet pas encore un sectionnement plus fin en tranches de rapidité.

²Cette étude ne concerne évidemment que la systématique sur l'analyse classique.

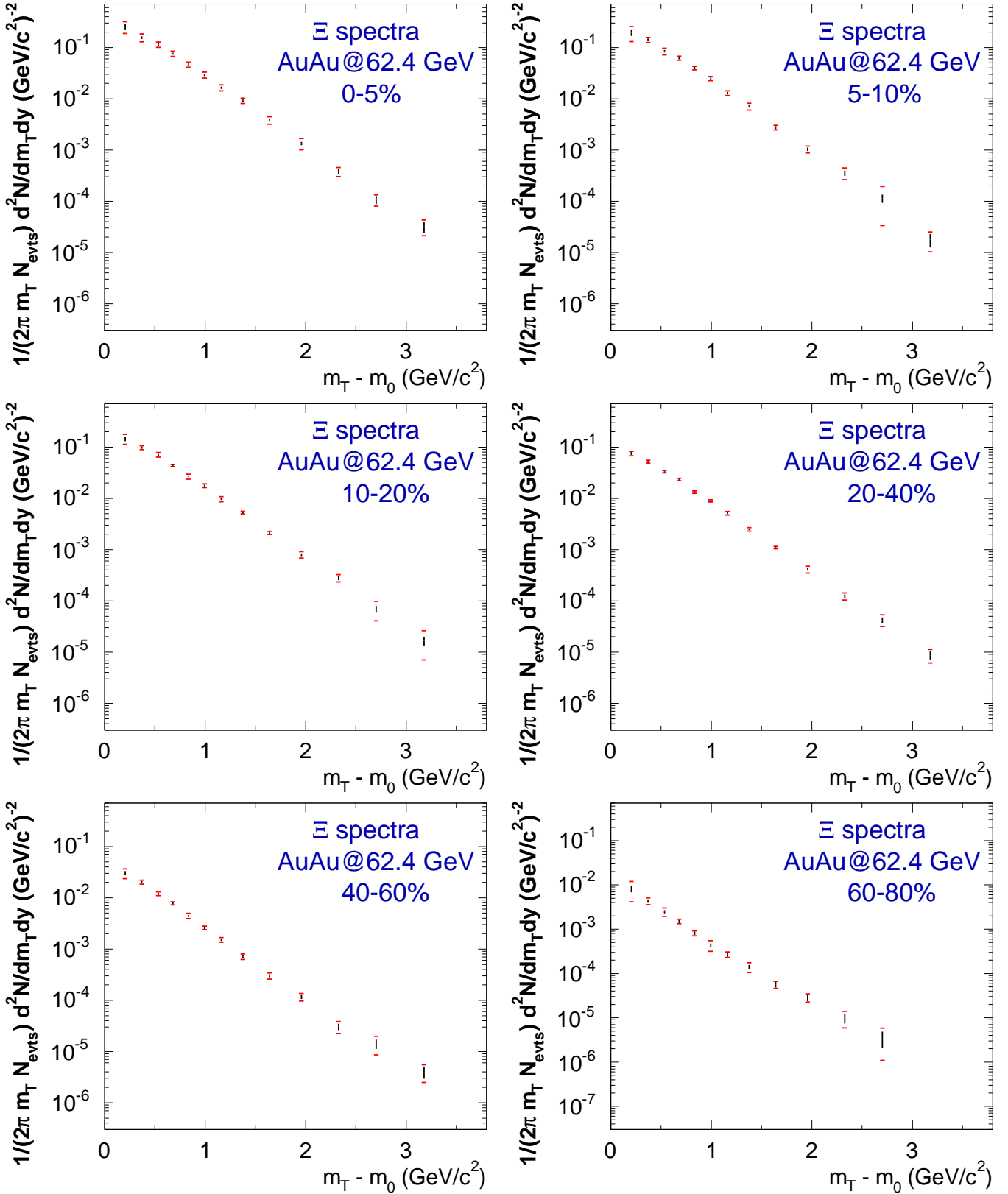


FIG. III.41 – Spectres des Ξ^- en fonction de la masse transverse ($m_T - m_0$) obtenus pour différentes centralités dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les barres noires correspondent aux erreurs statistiques alors que les traits rouges bornent l'incertitude totale, obtenue en ajoutant quadratiquement l'erreur statistique et l'erreur systématique.

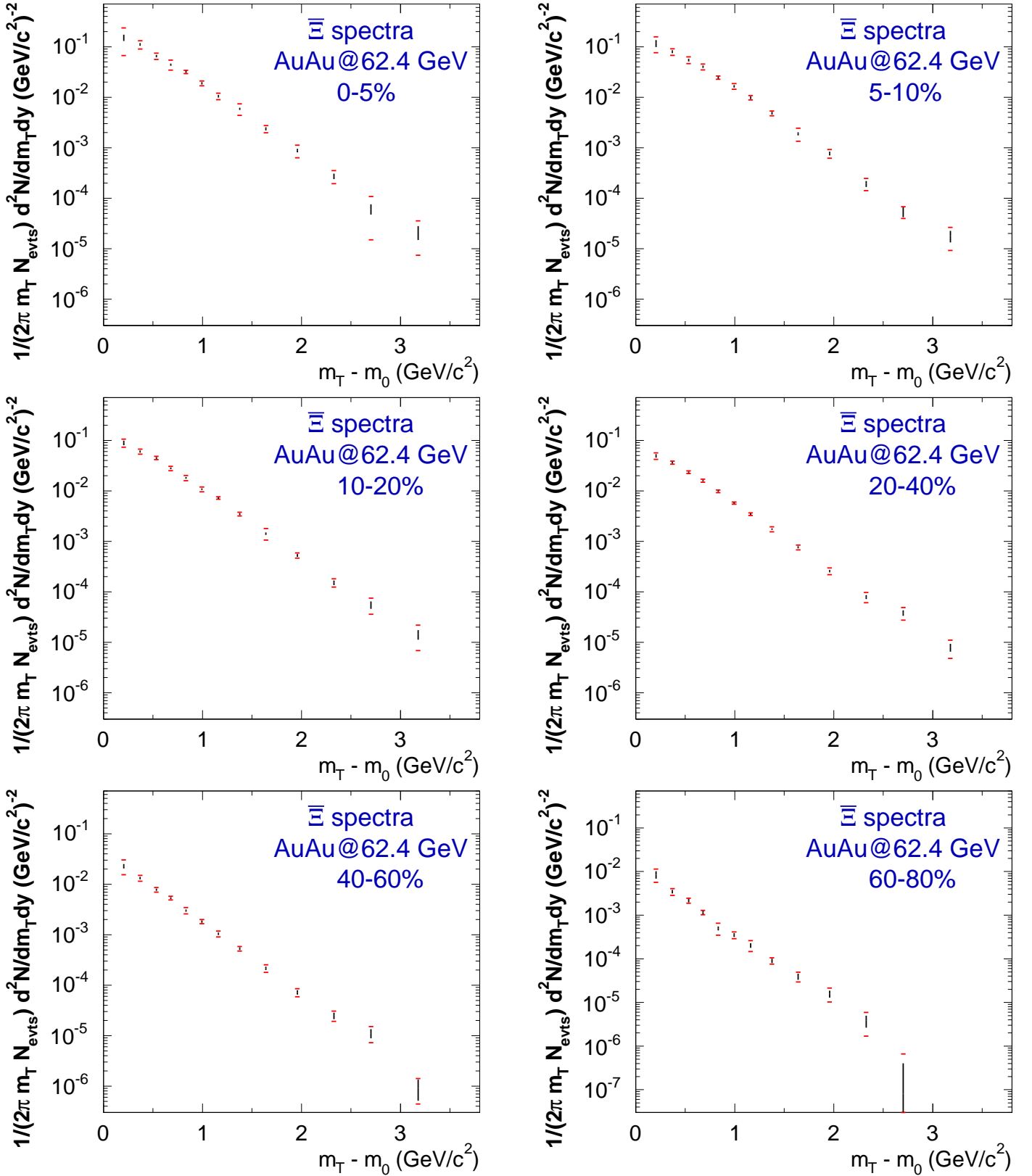


FIG. III.42 – Spectres des Ξ^- en fonction de la masse transverse ($m_T - m_0$) obtenus pour différentes centralités dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les barres noires correspondent aux erreurs statistiques alors que les traits rouges bornent l'incertitude totale, obtenue en ajoutant quadratiquement l'erreur statistique et l'erreur systématique.

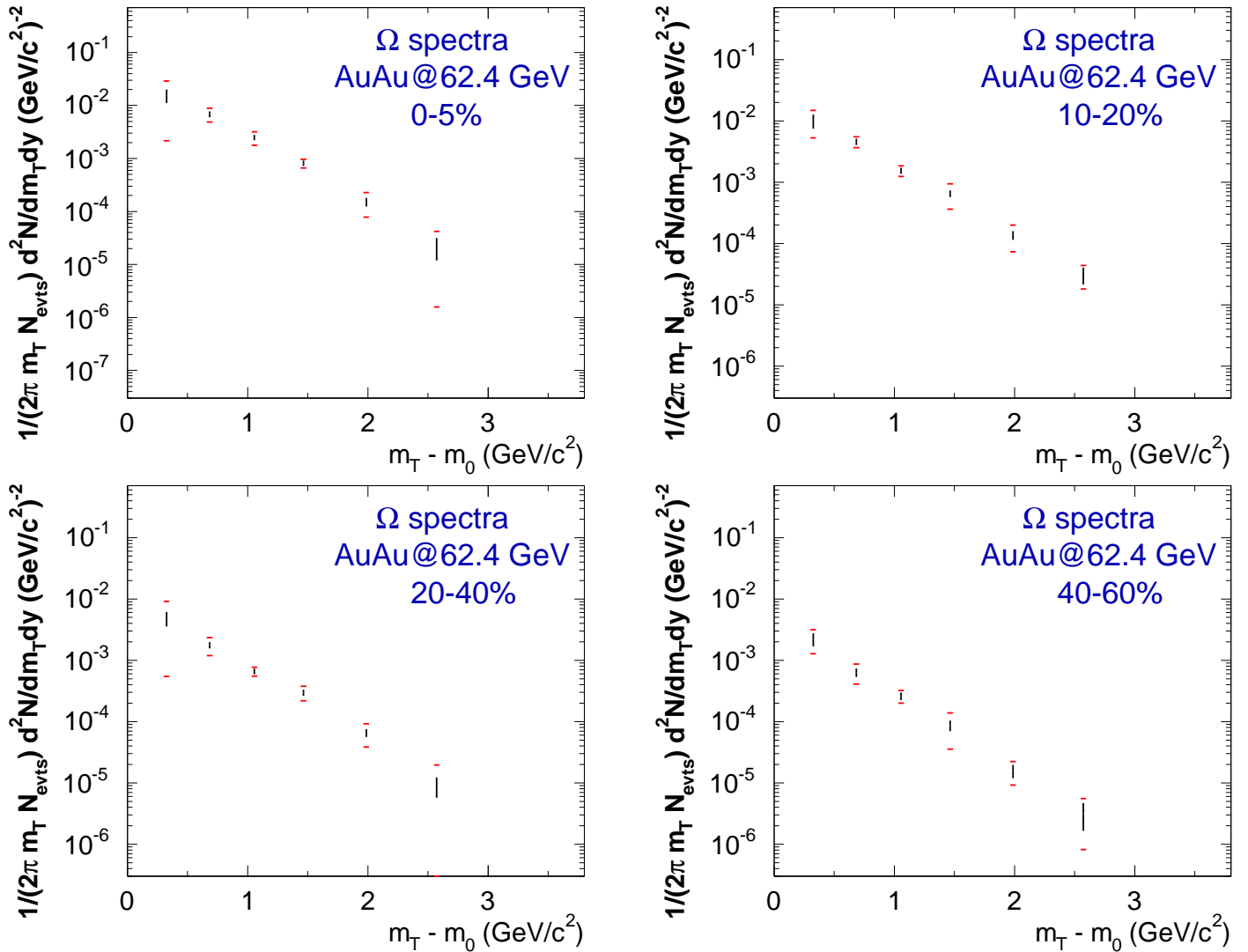


FIG. III.43 – Spectres des Ω^- en fonction de la masse transverse ($m_T - m_0$) obtenus pour différentes centralités dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les barres noires correspondent aux erreurs statistiques alors que les traits rouges bornent l'incertitude totale, obtenue en ajoutant quadratiquement l'erreur statistique et l'erreur systématique.

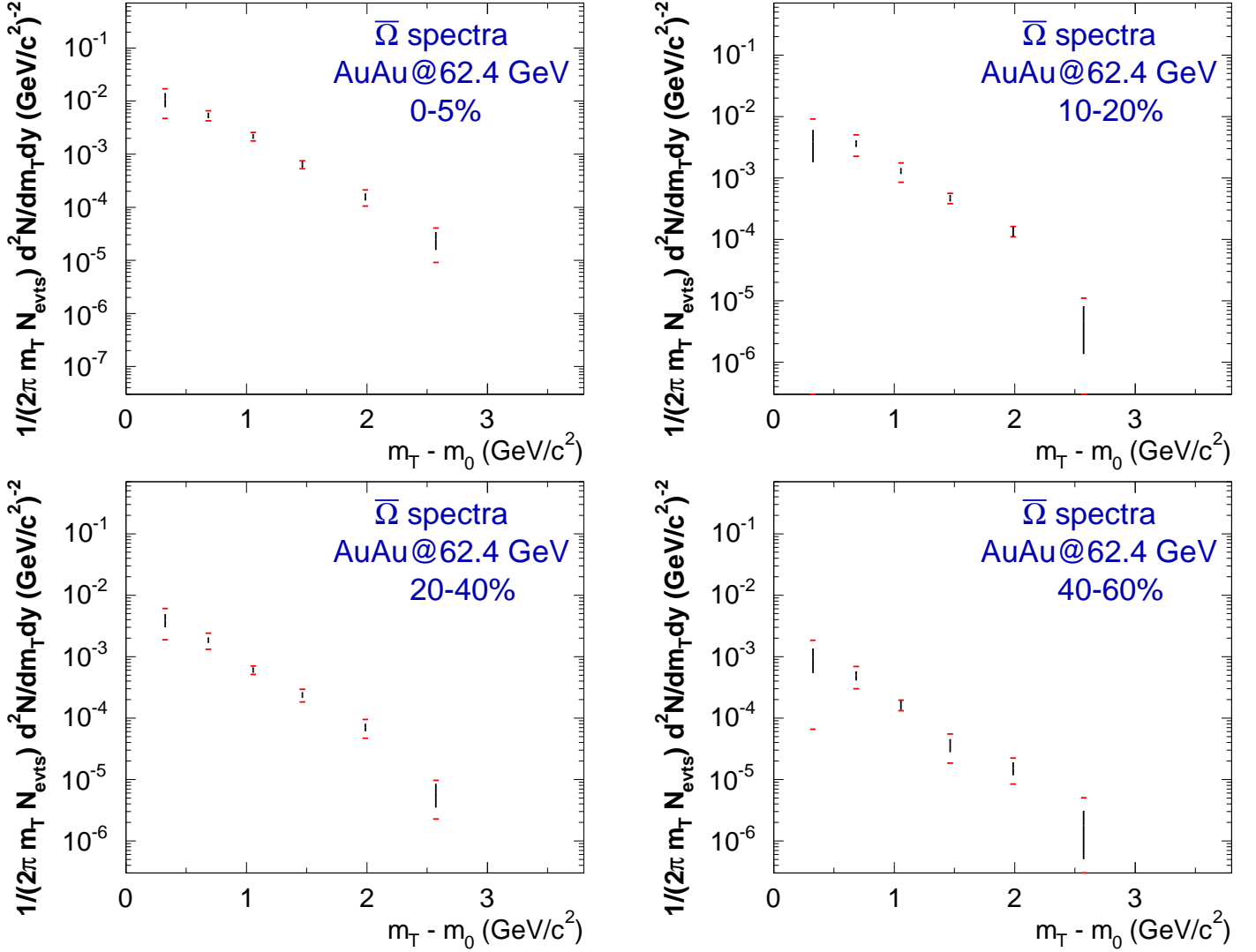


FIG. III.44 – Spectres des $\bar{\Omega}^+$ en fonction de la masse transverse ($m_T - m_0$) obtenus pour différentes centralités dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les barres noires correspondent aux erreurs statistiques alors que les traits rouges bornent l'incertitude totale, obtenue en ajoutant quadratiquement l'erreur statistique et l'erreur systématique.

bin en p_T	$\Xi^- + \bar{\Xi}^+$				
	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)
2	8,13 %	7,82 %	3,45 %	10,68 %	13,62 %
3	2,38 %	9,10 %	6,39 %	2,52 %	1,99 %
4	2,62 %	2,11 %	2,80 %	2,02 %	3,54 %
5	6,79 %	12,22 %	1,82 %	0,90 %	0,75 %
6	3,22 %	3,67 %	2,23 %	0,60 %	2,96 %
7	7,41 %	6,35 %	2,29 %	0,61 %	2,91 %
8	1,77 %	9,80 %	1,69 %	0,40 %	3,14 %
9	7,10 %	11,60 %	6,19 %	0,38 %	6,25 %
10	4,30 %	7,38 %	3,22 %	0,85 %	2,55 %
11	3,58 %	5,57 %	6,87 %	0,20 %	5,10 %
12	1,83 %	5,17 %	10,81 %	0,00 %	6,97 %
13	5,50 %	24,29 %	17,78 %	0,00 %	7,96 %
14	5,17 %	29,88 %	19,81 %	0,00 %	8,18 %

TAB. III.14 – Contribution relative à la mesure du dN/dp_T (%) de différentes études à l'erreur systématique pour les $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour les différents bins en p_T : (a) : rot- pol (b) : ADL-« classique » (c) : y (d) : dl-xi (e) : cut-ADL. Voir texte pour les explications.

III.9 Mesure de l'écoulement elliptique

III.9.1 Méthodes pour la détermination de l'écoulement elliptique

Au cours du temps différentes méthodes ont été développées pour la mesure de l'écoulement elliptique, v_2 . La comparaison des résultats obtenus par les différentes méthodes peut apporter des renseignements sur la systématique d'une telle mesure. Nous nous focalisons sur deux d'entre elles : la méthode des cumulants et la méthode « standard » dite du plan de réaction. La différence principale est comment ces méthodes traitent des corrélations non liées à l'écoulement elliptique. Ainsi des effets quantiques de Bose-Einstein, la conservation de l'impulsion [Bor02], la décroissance de résonances et des mini-jets [Bor00] peuvent avoir une contribution non négligeable au signal et changer l'amplitude de v_2 .

III.9.1.1 La méthode des cumulants

Une source importante d'incertitude systématique dans la mesure du v_2 par la méthode « standard » sont des corrélations qui ne sont pas liées au plan de réaction (voir suite). L'origine primaire de ces corrélations est supposée être les corrélations entre les particules qui proviennent de jets et de décroissances de résonances. Ces corrélations peuvent biaiser la détermination du plan de réaction et changer la valeur apparente du v_2 . C'est ce qui est appelé les contributions non liés à l'écoulement (« non-flow »). La méthode des cumulants [Bor01a, Bor01b] permet de déterminer l'écoulement elliptique en tenant compte de corrélations à plusieurs particules. Le $v_2\{4\}$, déterminé avec des cumulants à 4 particules est moins sensible aux effets de non-flow que celui déterminé par la méthode « standard » (noté $v_2\{EP\}$ pour « event plane » ou simplement v_2 dans la suite). L'amplitude de ces corrélations non-liées à l'écoulement, mesurée sur des particules chargées non-identifiées¹, peut être de l'ordre de 10% et croissant avec l'impulsion transverse [Ada02, Ada04d, Ada04a].

Nous avons essayé d'appliquer la méthode des cumulants également à les particules reconstruites par topologie, donc notamment les Ξ et les Ω . Malheureusement ceci n'a pas abouti à des

¹Des mesures pour les particules identifiées directement mesurables (π^\pm , K^\pm et p) sont également réalisées.

bin en p_T	$\Omega^- + \overline{\Omega}^+$		
	(a)	(b)	(c)
2	32,76 %	4,11 %	8,99 %
3	11,62 %	7,22 %	0,20 %
4	13,23 %	10,99 %	6,34 %
5	15,85 %	10,13 %	2,45 %
6	29,43 %	19,30 %	2,14 %
7	43,40 %	10,84 %	28,37 %
8	41,67 %	96,21 %	35,82 %

TAB. III.15 – Contribution relative à la mesure du dN/dp_T en pourcent de différentes études à l'erreur systématique pour les $\Omega^- + \overline{\Omega}^+$ dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour les différents bins en p_T : (a) : rot- pol (b) : ADL-« classique »(c) : y . Voir texte pour les explications.

résultats satisfaisants. Une des difficultés principales rencontrées était notamment le traitement des distributions en masse invariante et surtout le traitement du bruit de fond rémanent dans la construction des fonctions génératrices [Bor01a]. De plus, la méthode des cumulants aboutit toujours à des incertitudes statistiques plus élevées que la méthode « standard », ce qui fait que pour les baryons multi-étranges l'utilité de cette méthode, avec la statistique actuelle, avec laquelle, même l'utilisation de la méthode « standard » n'aboutit pas à des résultats très précis, reste encore très limitée. De plus, il semble que les corrélations non liées à l'écoulement elliptique dans des collisions Au+Au sont plus importantes pour les π et commencent à devenir négligeables pour les p . Cette observation peut, dépendant des sources de ces effets de « non-flow », être une indication que ces effets sont négligeables pour les baryons multi-étranges.

La méthode que nous avons donc finalement adoptée pour la détermination de l'écoulement elliptique des baryons multi-étranges est donc celle qui est appelée méthode « standard » ou méthode du plan de réaction et sera discutée dans la suite.

III.9.2 La méthode « standard » : La méthode du plan de réaction

Cette méthode, comme son nom l'indique, fait recourt au plan de la réaction défini par son angle azimutal Ψ_R (voir aussi § I.3.7 page 18). Le développement en série de Fourier de la distribution azimutale des particules :

$$\frac{dN}{d\varphi} \propto 1 + 2 \sum_{n=0}^{\infty} v_n \cos [n (\varphi - \Psi_R)], \quad (\text{III.18})$$

permet d'identifier l'écoulement elliptique au deuxième coefficient de cette série : $v_2 = \langle \cos [2 (\varphi - \Psi_R)] \rangle$, où $\varphi = \arctan(p_y/p_x)$.

La première étape dans la mesure de l'écoulement elliptique consiste à déterminer le plan de réaction.

III.9.2.1 Estimation du plan de réaction : le plan d'événement

Le plan de réaction varie d'un événement à l'autre. Sa détermination doit se faire événement par événement. Il ne peut cependant pas être calculé ou mesuré directement, mais doit être estimé. L'estimé du plan de réaction est appelé plan d'événement et son angle azimutal est déterminé par [Pos98] :

$$\Psi_n = \left[\tan^{-1} \left(\frac{\sum_i \omega_i \sin(n\varphi_i)}{\sum_i \omega_i \cos(n\varphi_i)} \right) \right] \frac{1}{n}, \quad (\text{III.19})$$

où la somme d'indice i se fait sur les particules/traces d'angle azimutale φ_i sélectionnées pour la détermination du plan d'événement. L'ensemble des coupures appliquées aux traces utilisées pour la détermination du plan d'événement est résumé dans le Tab.III.16. Les coupures de sélection sur les événements sont les mêmes que celles pour la détermination des spectres (voir § III.3 page 53), sauf que cette fois-ci nous requérons la présence de la FTPC.

variable		coupure
TPC		
p_T (GeV/c)	\geq	0,1
$ y $	\leq	1,3
dca vertex primaire (cm)	\leq	1
points	\geq	15
FTPC		
p_T (GeV/c)	\geq	0,1
$ y $	$\geq; \leq$	2,5 ; 4,0
dca vertex primaire (cm)	\leq	2
points	\geq	5

TAB. III.16 – Coupures sur les traces ayant servi à la détermination du plan d'événement. Les traces retenues sont celles qui vérifient ces inégalités.

Pour éviter des effets d'auto-corrélation, les traces qui ont servi à la reconstruction de la particule pour laquelle v_2 est calculé (toutes les particules filles du Ξ ou du Ω dans notre cas) sont exclues de l'ensemble des traces utilisées pour la détermination du plan de l'événement. Les ω_i sont des poids affectés à chacune des traces. Leur valeur est prise égale à l'impulsion transverse de la particule concernée¹. Un choix judicieux de ces poids permet en général d'améliorer la résolution du plan d'événement (voir suite). Pour la mesure de l'écoulement elliptique, v_2 , nous utilisons la deuxième harmonique du plan d'événement (Ψ_2). La précision sur la mesure d'un coefficient n donné est en général la meilleure si le même ordre du plan d'événement est utilisé [Pos98]².

L'acceptance limitée du détecteur peut conduire à une distribution azimutalement anisotrope des particules dans le référentiel du laboratoire. Ce biais peut être éliminé de façon à rendre la distribution des plans d'événement isotrope dans le laboratoire. La Fig.III.45 qui donne la distribution des Ψ_2 sur l'ensemble des événements utilisés montre la présence d'un tel biais. Il existe plusieurs méthodes pour corriger ce biais [Pos98]. Une des plus courantes, qui est aussi celle que nous avons appliquée, consiste à exploiter la distribution des particules comme mesure de l'acceptance. Pour ceci la distribution azimutale de toutes les particules de tous les événements est construite et l'inverse est utilisé comme poids supplémentaire dans le calcul du plan d'événement par l'Éq.III.19. La Fig.III.46 montre que cette procédure, qui rend nécessaire deux passages sur les données, conduit effectivement à une distribution informe du plan de l'événement.

Comme le plan d'événement, déterminé expérimentalement, n'est qu'une approximation du vrai plan de réaction, il faut appliquer une correction pour tenir compte de la corrélation entre le plan d'événement et le plan de réaction. Cette corrélation n'est rien d'autre que la résolution du plan d'événement qui peut s'exprimer dans notre cas par : $\langle \cos [2(\Psi_2 - \Psi_R)] \rangle$. Comme la corrélation observée, v_2^{obs} , est réduite par rapport à sa vraie valeur, v_2 , à cause de cette résolution et comme la résolution est toujours inférieure ou égale à l'unité, cette vraie valeur, donnée par :

$$v_2 = \frac{v_2^{obs}}{\langle \cos [2(\Psi_2 - \Psi_R)] \rangle}, \quad (\text{III.20})$$

¹Pour les particules avec un $p_T > 2$ GeV/c, nous prenons $\omega_i = 2$, pour ne pas donner trop de poids aux particules d'impulsion transverse élevée

²Il est cependant également possible d'utiliser pour la détermination de v_n le plan d'événement d'ordre m (Ψ_m) avec $n = km$, où k est un entier positif.

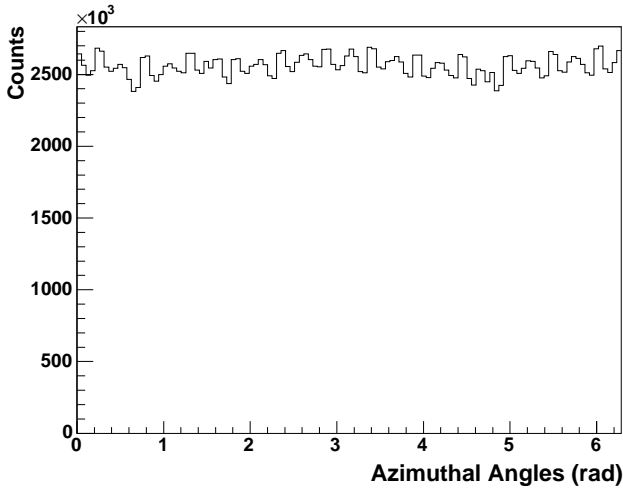


FIG. III.45 – Distribution non corrigée de l'angle Ψ_2 du plan de l'événement.

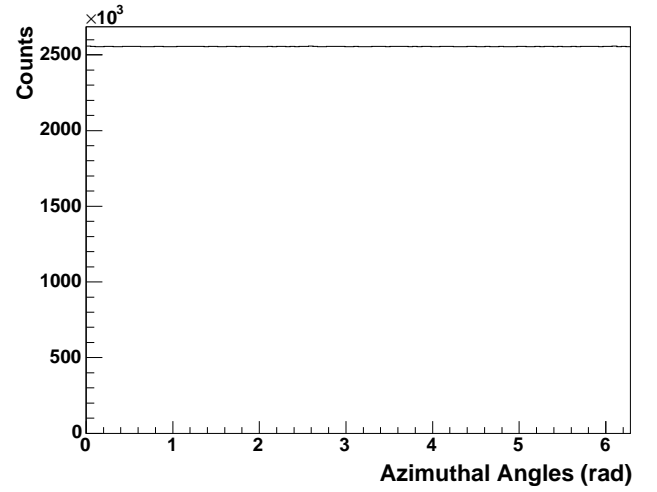


FIG. III.46 – Distribution corrigée de l'angle Ψ_2 du plan de l'événement.

est toujours supérieure ou égale à la valeur observée.

Pour déterminer la résolution du plan d'événement nous divisons l'événement en deux sous-événements (a et b) dans lesquels les traces sont réparties aléatoirement. La fonction de corrélation entre les Ψ_2^a et Ψ_2^b , les angles des plans d'événement des deux sous-événements respectivement peut s'écrire [Pos98] :

$$\langle \cos [2 (\Psi_2^a - \Psi_2^b)] \rangle = \langle \cos [2 (\Psi_2^a - \Psi_R)] \rangle \langle \cos [2 (\Psi_2^b - \Psi_R)] \rangle. \quad (\text{III.21})$$

Si les deux sous-événements ont la même multiplicité (avec la même résolution), la résolution de chacun d'eux est :

$$\langle \cos [2 (\Psi_2^a - \Psi_R)] \rangle = \sqrt{\langle \cos [2 (\Psi_2^a - \Psi_2^b)] \rangle}. \quad (\text{III.22})$$

Si les deux sous-événements sont corrélés alors le terme sous la racine est toujours positif. Le passage de la résolution du plan d'événement des sous-événements (Éq.III.22) peut se faire approximativement (approximation qui surestime la résolution), dans le cas d'une résolution faible¹, en considérant que l'événement total a une multiplicité double de celle des sous-événements par :

$$\langle \cos [2 (\Psi_2 - \Psi_R)] \rangle \approx \sqrt{2} \cdot \sqrt{\langle \cos [2 (\Psi_2^a - \Psi_2^b)] \rangle}. \quad (\text{III.23})$$

La résolution est fonction de la multiplicité, donc de la centralité. Elle est maximale pour les collisions semi-périphériques et diminue pour les collisions centrales à cause des faibles valeurs de v_2 et pour les collisions périphériques à cause de la faible multiplicité. Pour le domaine de centralité de notre étude (0-80%) dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV nous obtenons :

$$\langle \cos [2 (\Psi_2 - \Psi_R)] \rangle = 0,61 \pm 0,02. \quad (\text{III.24})$$

Quand le plan de réaction (respectivement le plan d'événement) et sa résolution est déterminé, il reste à déterminer l'écoulement observé, v_2^{obs} , afin de recourir au v_2 à l'aide de l'Éq.III.20.

¹Inférieure ou égale à approximativement 0,8 pour $k = 1$ [Pos98].

III.9.2.2 Détermination de l'écoulement elliptique observé : v_2^{obs}

Dans l'Éq.III.18 v_2 désigne l'écoulement elliptique moyenné sur l'impulsion transverse ($v_2 = \langle v_2 \rangle_{p_T}$). Pour la mesure de l'écoulement elliptique différentiel en fonction de l'impulsion transverse, l'Éq.I.17 peut être réécrite de la façon suivante :

$$\frac{d^2 N}{d(\varphi - \Psi_2) dp_T} \propto 1 + 2v_2^{obs}(p_T) \cos [2(\varphi - \Psi_2)], \quad (\text{III.25})$$

où $v_2^{obs}(p_T)$ est donc l'écoulement elliptique (observé) sur un intervalle en p_T donné. Les deux quantités v_2 et $v_2(p_T)$ sont liées par : $v_2 = \langle v_2 \rangle_{p_T} = \int f(p_T) v_2(p_T) dp_T$, où $f(p_T)$ est le spectre en impulsion transverse.

Il s'agit donc de déterminer $d^2 N/d(\varphi - \Psi_2) dp_T$ pour les particules d'intérêt (Ξ et Ω). Ceci est fait de manière analogue à celle utilisée pour l'obtention des spectres, mais cette fois-ci au lieu de ne faire que des bins en p_T , il faut faire des bins en p_T et en $\varphi - \Psi_2$. Il apparaît de façon évidente que cette mesure exige beaucoup de statistique. Pour chacun de ces bins nous obtenons une distribution en masse invariante. Ces distributions permettent, comme décrit avant (§ III.7 page 70), de déterminer la quantité de signal dans chacun des bins. Pour chaque intervalle en p_T considéré nous représentons cette quantité de signal en fonction de $\varphi - \Psi_2$. Pour des raisons de statistiques nous supposons que cette distribution est symétrique par rapport à la valeur $\varphi - \Psi_2 = \pi$. Ceci permet de doubler la statistique dans l'intervalle $[0, \pi]$. Un ajustement de cette distribution en utilisant la fonction de l'Eq. III.25 permet alors d'extraire pour chaque bin (ou tranche) en p_T la valeur de $v_2^{obs}(p_T)$.

Les distributions $dN/d(\varphi - \Psi_2)$ pour différents intervalles en p_T , obtenues avec une analyse discriminante linéaire ainsi que l'ajustement utilisant l'Eq.III.25 sont montrées sur les Fig.III.47 et Fig.III.48 pour les Ξ et sur la Fig.III.49 pour les Ω . Le résultat de $v_2(p_T)$, pour une analyse « classique » (symboles ouverts) et l'ADL (symboles fermés), est présenté sur la Fig.III.50 pour les Ξ et pour les Ω .

III.9.2.3 Contribution des différentes centralités

Compte tenu de la statistique disponible nous n'avons pu déterminer l'écoulement elliptique que pour une centralité de 0 - 80 %. Les coupures de sélections dans les § III.5.2 page 57 et § III.5.3 page 64 étant légèrement différentes pour les différentes centralités, nous les avons changées pour avoir les mêmes sur toute la gamme en centralité étudiée. La Fig. III.51, sur laquelle la fraction des événements retenue contenant au moins un Ξ reconstruit dans le pic est présentée en fonction de la multiplicité de référence, montre que le v_2 obtenu est largement dominé par les Ξ des événements centraux. Il est important de garder en tête cette domination car la valeur du v_2 dépend de la centralité. La valeur du v_2 que nous citons est donc une moyenne pondérée entre les différentes centralités contenues entre 0 et 80 %.

III.9.2.4 La systématique

Nous n'avons pas fait une étude détaillée de la systématique sur la mesure du v_2 pour les baryons multi-étranges. Une telle étude comprendrait par exemple la variation des coupures sur les traces utilisées pour l'estimation de Ψ_2 , l'utilisation de différentes méthodes pour estimer la résolution du plan de l'événement (sous-événements en η). De plus nous nous sommes limités à l'utilisation d'une seule des deux méthodes d'estimation du bruit de fond (ajustement par une fonction). Tout ceci est généralement fait surtout pour des particules plus abondantes, mais dans notre cas nous avons supposé que, vue la statistique disponible, l'erreur statistique sur la mesure est dominante par rapport aux erreurs systématiques éventuelles.

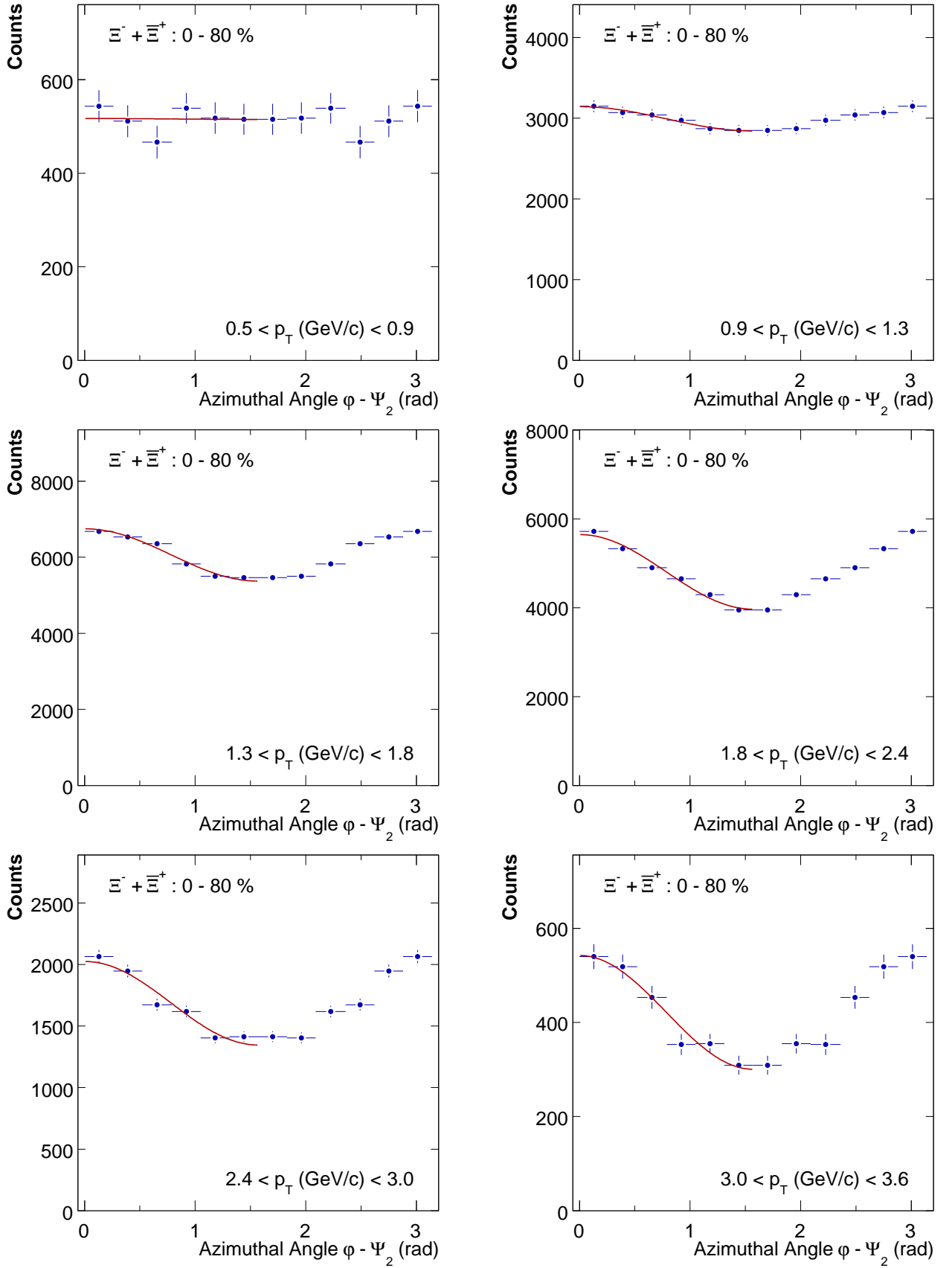


FIG. III.47 – Distributions $dN/d(\phi - \Psi_2)$ dans différents intervalles en p_T pour Ξ dans des collisions Au+Au (0 % - 80 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV obtenues avec une analyse discriminante linéaire. Les points entre π et 2π sont obtenus par symétrie axiale ($\phi - \Psi_2 = \pi$). Les courbes sont des ajustements suivant l'Eq.III.25.

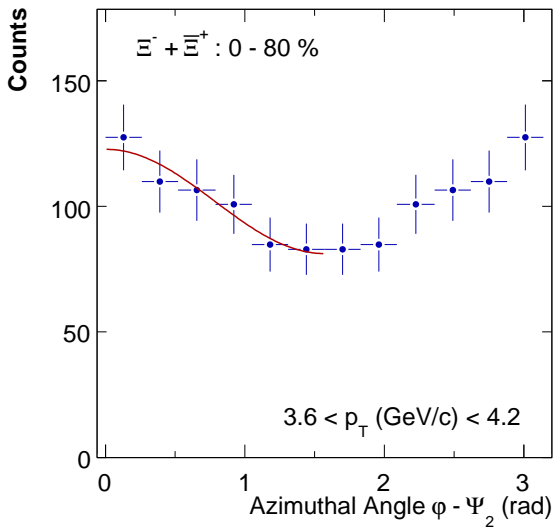


FIG. III.48 – Suite de la Fig.III.47.

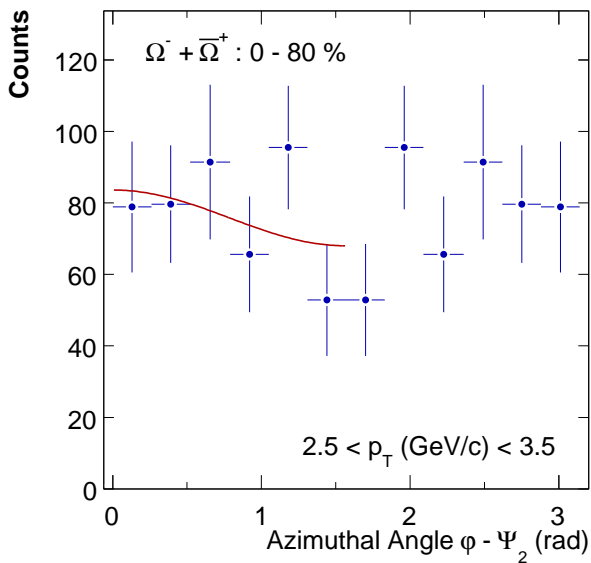
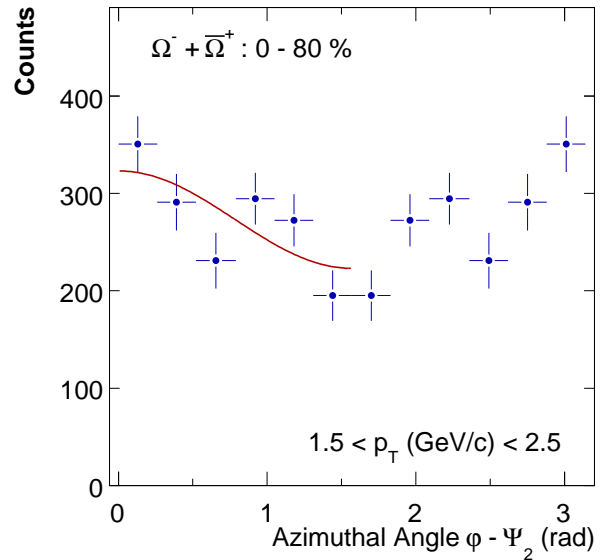
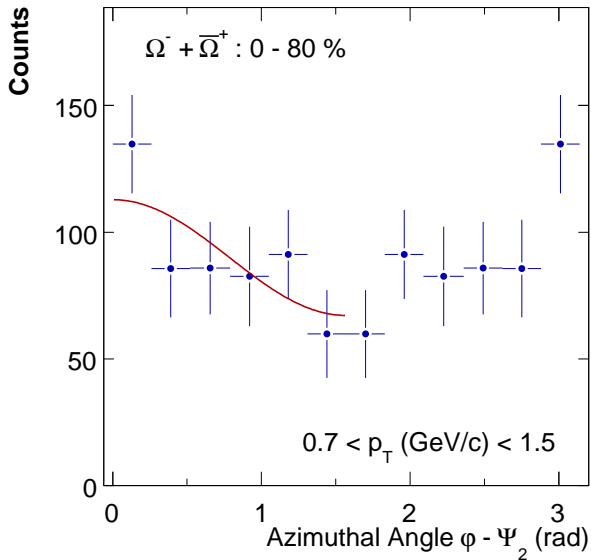


FIG. III.49 – Distributions $dN/d(\varphi - \Psi_2)$ dans différents intervalles en p_T pour $\bar{\Omega}$ dans des collisions Au+Au (0 % - 80 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV obtenues avec une analyse discriminante linéaire. Les points entre π et 2π sont obtenus par symétrie axiale ($\varphi - \Psi_2 = \pi$). Les courbes sont des ajustements suivant l'Eq.III.25.

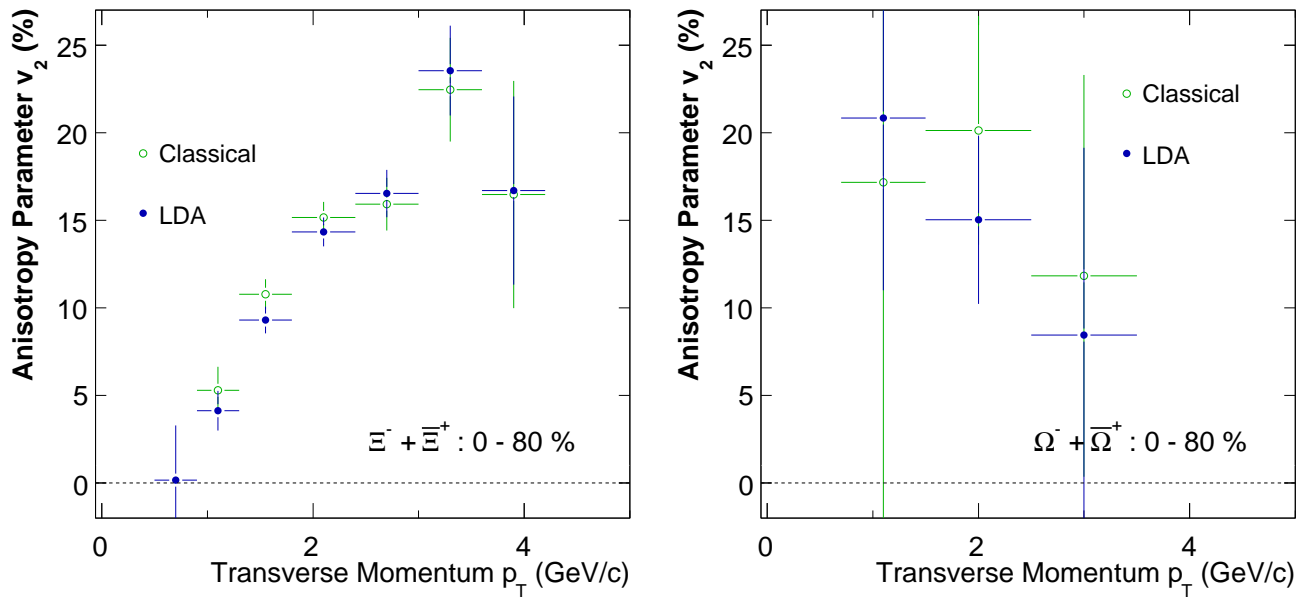


FIG. III.50 – Écoulement elliptique différentiel en fonction de l'impulsion transverse pour les Ξ (à gauche) et les Ω (à droite) pour les deux méthodes d'analyse : « classique » en symbole ouvert vert et ADL (LDA) en symbole fermés bleus pour des collisions Au+Au (0 % - 80 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

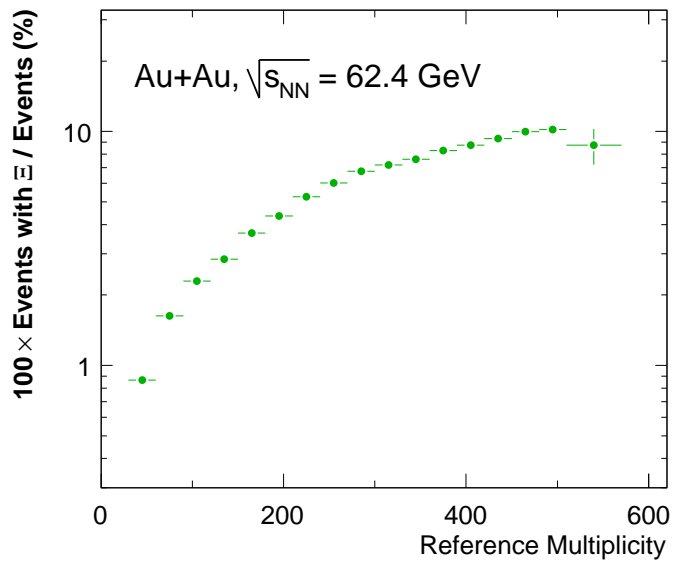


FIG. III.51 – Fraction retenue des événements contenant au moins un Ξ reconstruit dans le pic en fonction de la multiplicité de référence (voir § II.3.3.1.1 page 46).

Modélisation chimique et dynamique

CE CHAPITRE PRÉSENTE quelques outils de modélisation utilisés pour obtenir des informations sur les propriétés du système créé lors des collisions d'ions lourds. Ces modèles essayent à partir de certaines hypothèses de décrire le système et de prédire ou/et de reproduire les observables mesurées ou mesurables expérimentalement.

Ce chapitre se limite essentiellement à la présentation de divers modèles qui servent à la description des propriétés de la « boule de feu » (« *bulk* » ; voir chapitre V) créée lors des collisions d'ions lourds. La discussion des aptitudes de ces modèles à reproduire/prédire les données expérimentales en particulier constituera alors une partie majeure du chapitre V.

Nous commençons par décrire la modélisation chimique en général, puis l'utilisation des modèles que nous avons appliqués. Ensuite les différents modèles pour la description dynamique, qui attraient de façon plus ou moins complète à une description hydrodynamique, seront détaillés. Nous commençons par introduire les bases de l'hydrodynamique en nous basant essentiellement sur le modèle que nous avons utilisé et adapté pour obtenir des prédictions à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Dans ce même contexte nous introduirons également le « *Blast-Wave* » (pour « onde de choc » en français), paramétrisation inspirée de l'hydrodynamique. Nous comparerons les différents modèles appliqués et nous présenterons également une étude systématique sur différents paramètres de ces modèles pour évaluer la pertinence de leur prédictions. De plus, pour essayer d'être complet, nous décrivons brièvement des modèles qui, par contraste avec la description macroscopique des modèles chimiques statistiques et hydrodynamiques, essayent de reproduire les données dans le cadre d'un formalisme microscopique.

Nous introduirons également, à la fin de ce chapitre, les modèles de coalescence. Ces modèles sont actuellement très prometteurs pour expliquer le mode de production des hadrons aux impulsions transverses intermédiaires ($2 < p_T < 5-6$ GeV/c). La performance de ces modèles à reproduire les données sera discutée du chapitre V (voir § V.3 page 181).

Remarque : Ce chapitre comporte des informations plus ou moins détaillées sur quelques modèles considérés dans la description chimique et dynamique des collisions d'ions lourds, ainsi que des études systématiques sur quelques uns des modèles. Il est assez technique, mais introduit aussi quelques notions nécessaires à la discussion du chapitre V. Pour le lecteur familier avec ces notions, ce chapitre peut, pour une grande partie, être sauté lors d'une première lecture. Dans le chapitre V, nous ferons référence, si besoin est, aux parties pertinentes de ce chapitre, qui peuvent alors être consultées.

IV.1 Modélisation chimique

IV.1.1 Généralités sur les modèles statistiques

Les modèles discutés dans cette section essaient de prédire et de reproduire les rapports de particules mesurés dans l'état final pour en déduire des caractéristiques globales dans l'hypothèse que la production des particules est gouvernée par des lois statistiques [BM01, Bec04, Cle02, Raf05b, Kan04]. Parmi ces caractéristiques sont la température au gel chimique T_{ch} et le potentiel chimique baryonique μ_B .

La notion de base pour la modélisation statistique est aussi dans les collisions d'ions lourds la fonction de partition $Z(T, V)$, qui, pour un ensemble grand canonique (GC) (voir § IV.1.2 page ci-contre) et une espèce i , de masse m_i , d'impulsion p , d'énergie totale $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$ ($\hbar = c = 1$) peut s'exprimer par :

$$\ln Z_i = \frac{V g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \pm p^2 dp \ln \left(1 \pm e^{-\frac{E_i - \mu_i}{T}} \right). \quad (\text{IV.1})$$

La densité de particules de l'espèce i se met alors sous la forme :

$$n_i = \frac{N_i}{V} = -\frac{T}{V} \frac{\partial \ln Z_i}{\partial \mu} \frac{g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{\frac{E_i - \mu_i}{T}} \pm 1}, \quad (\text{IV.2})$$

où g_i est le facteur de dégénérescence de spin et T ($= T_{ch}$) est la température au découplage cinétique. Pour un hadron i de nombre baryonique B_i et d'étrangeté S_i , le potentiel chimique est donné par : $\mu_i = \mu_B B_i + \mu_S S_i$, où μ_B et μ_S sont respectivement les potentiels chimiques baryoniques et d'étrangeté. Ces potentiels chimiques assurent la conservation (en moyenne) des nombres quantiques correspondants.

Les modèles statistiques supposent un système à la fois en équilibre thermique et chimique au moment du gel chimique. Ils ne font cependant aucune hypothèse sur comment le système a atteint et combien de temps il évolue dans un tel équilibre. Une hypothèse qu'ils font par contre est que le système est formé de hadrons et de résonances qui n'interagissent pas entre eux. Néanmoins ces modèles prennent en compte tous les hadrons et toutes les résonances jusqu'à la masse du Ω et traitent leur désintégration.

En plus des paramètres thermodynamiques mentionnés précédemment, certains modèles introduisent des facteurs dits de saturation (« *saturation factor* »), notés γ_q et γ_s pour les quarks légers ($q = u, d$) et les quarks étranges s respectivement. Le paramètre γ_s porte aussi le nom de facteur d'occupation d'espace des phases des quarks étranges (« *strange quark phase-space occupancy* »). Il qui exprime que, en raison de la courte durée de vie du système ($\tau < 10$ fm/c), le contenu en étrangeté peut ne pas être complètement saturé. Par conséquent l'espace des phases peut ne pas être complètement occupé. Ceci n'est pas nécessairement en contradiction avec l'hypothèse d'un milieu équilibré. Il se peut très bien que l'étrangeté présente soit répartie uniformément dans le système, mais que l'espace des phases ne soit pas complètement saturé. Dans un tel cas de non-saturation de l'étrangeté nous avons $\gamma_s < 1$. Si la saturation est atteinte, $\gamma_s = 1$ et pour une sur-saturation de l'étrangeté, γ_s prend des valeurs supérieures à l'unité (voir § IV.1.3.3 page 112). Ceci est bien entendu aussi valable pour γ_q et γ_c , le facteur de saturation du quark charmé. À cause du manque de statistique et ainsi de l'absence de mesures de précision sur les hadrons charmés dans les collisions d'ions lourds, ce dernier n'est pour l'instant pas encore exploité. Les modèles disponibles se distinguent essentiellement par l'implémentation différente de ces facteurs de saturation (voir § IV.1.3 page 112). Avec γ_s comme variable supplémentaire l'Eq.IV.2 se transforme en [Kan04] :

$$n_i = \gamma_s^{\langle s+\bar{s} \rangle_i} \frac{g_i}{2\pi^2} T_{ch}^3 \left(\frac{m_i}{T_{ch}} \right)^2 K_2 \left(\frac{m_i}{T_{ch}} \right) \exp \left(\frac{\mu_q}{T_{ch}} \right)^{Q_i} \exp \left(\frac{\mu_s}{T_{ch}} \right)^{s_i}, \quad (\text{IV.3})$$

où K_2 est la fonction de Bessel modifiée de deuxième ordre et $\mu_q = 1/3\mu_B$ est le potentiel chimique des quarks légers ($q = u, d, \bar{u}, \bar{q}$). Q_i et s_i sont le nombre net de quarks légers et étranges de l'espèce i respectivement : $Q_i = \langle u - \bar{u} + d - \bar{d} \rangle_i$ et $s_i = \langle s - \bar{s} \rangle_i$. L'Éq.IV.3 montre que plus les hadrons contiennent d'étrangeté, plus ils sont sensibles à la variation de γ_s . Ainsi, les baryons multi-étranges sont indispensables à une détermination précise du facteur de saturation de l'étrangeté.

Malgré la remarque précédente sur l'équilibre, la déviation de γ_x de l'unité est interprétée comme un écart de l'état d'équilibre. Ainsi, si nous avons pour un système $\gamma_q = 1$ et $\gamma_s < 1$, alors dans ce système l'équilibre chimique pour les quarks u et d est atteint, alors que ce n'est pas le cas pour l'étrangeté.

Le nombre de particules produites de chaque espèce pourrait être obtenu en multipliant les densités de particules par le volume V : $N_i = n_i V$. La valeur exacte de ce volume, même s'il est supposé être proportionnel au nombre de nucléons participants ($\langle N_{part} \rangle$; voir § I.3.5 page 16), n'est pas connue. Pour éviter cette difficulté, les modèles statistiques sont appliqués sur les rapports entre différentes espèces déterminés expérimentalement. Un ajustement par minimisation du χ^2 sur un ensemble de données permet alors d'extraire les paramètres T_{ch} , μ_B et μ_S (et γ_S).

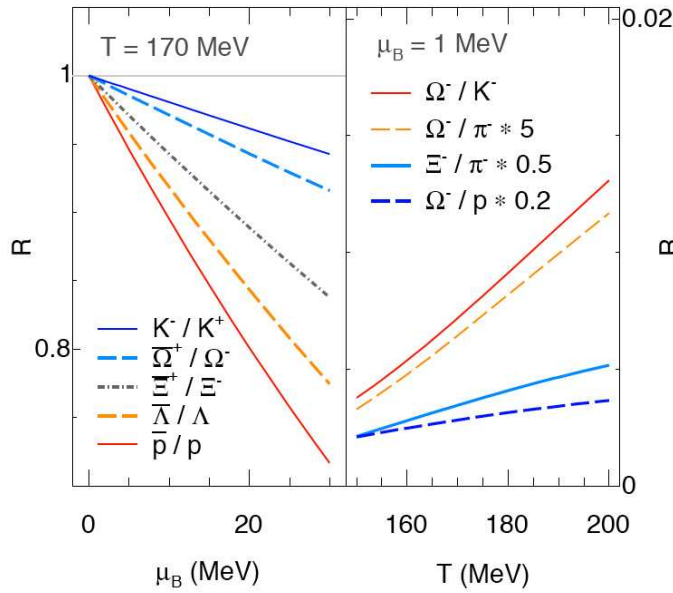


FIG. IV.1 – Sensibilité de différents rapports de particules (R) à la variation du potentiel chimique (μ_B) (à gauche) et de la température de gel chimique (T_{ch}) (à droite). Plus la pente est raide, plus la sensibilité est importante [Kra06].

Il est à remarquer que certains rapports permettent d'obtenir de meilleures contraintes sur certains paramètres du modèle que d'autres. Ainsi l'Eq.IV.2 permet de voir que le rapport anti-baryon sur baryon est le plus sensible à une variation de μ_B , alors que le rapport baryon sur pion permet plutôt de contraindre la température de gel chimique. Ceci est illustré sur la Fig.IV.1.

IV.1.2 Formalismes canonique (C) et grand canonique (GC)

Nous n'avons jusqu'à présent parlé que du formalisme grand canonique. L'utilisation d'un ensemble grand canonique pour le traitement statistique n'est cependant approprié que si le système est suffisamment grand. Dans l'approche grand canonique, la conservation des nombres quantiques n'est requise qu'en moyenne. Ceci peut, par exemple, être illustré sur la production d'un Ω^- . Dans le formalisme GC , un Ω^- peut être créé, sans la création explicite, à ce moment donné, des particules contenant les trois anti-quarks \bar{s} qui assurent la conservation du nombre quantique de l'étrangeté S . Au final, les conservations doivent bien entendu être vérifiées, mais si la limite GC est atteinte, le système permet une brisure instantanée de la conservation des nombres quantiques. Au contraire, pour les petits systèmes, régis par le formalisme canonique, tous les nombres quantiques doivent être

conservés explicitement à tout instant. Ceci entraîne que pour créer de l'étrangeté, non seulement de l'énergie est nécessaire, mais aussi de l'espace des phases pour la production associée. Suivant ce formalisme, les petits systèmes de collision ($p+p$ ou $p+A$) devraient voir leur production d'étrangeté réduite par rapport aux grands systèmes à une même énergie de collision, du fait d'un espace des phases restreint pour créer les quarks (« *phase space suppression* ») [Tou03]. Au fur et à mesure que le volume augmente ($\rightarrow A+A$), cette suppression devrait disparaître. Le facteur de suppression canonique de l'étrangeté $F_s(V, T)$ s'exprime comme le rapport de la densité canonique par rapport à la densité grand canonique :

$$F_s(V, T) = \frac{n^C}{n^{GC}} \quad (\text{IV.4})$$

Expérimentalement c'est plutôt le facteur d'augmentation de l'étrangeté $E(i)$ de l'espèce i qui est mesuré :

$$E(i) = \frac{dN/dy(i)_{AA}/N_{part}}{dN/dy(i)_{pp}/N_{part}}, \quad (\text{IV.5})$$

où les $dN/dy(i)_{AA}$ et $dN/dy(i)_{pp}$ sont respectivement les taux de production par unité de rapidité de l'espèce i dans les collisions $A+A$ et dans les collisions de référence $p+p$. La division se fait par le nombre de nucléons participants, N_{part} , (défini au § I.3.4 page 14) puisque celui-ci est supposé être proportionnel au volume du système. Nous parlerons plus en détails de la mise en évidence expérimentale de cette suppression/augmentation de l'étrangeté au § V.2.1.4 page 159.

IV.1.3 Les différents modèles

Comme dit précédemment les modèles se distinguent principalement par leur traitement de la saturation, donc par l'implémentation des facteurs γ . Trois catégories sont distinguées : Les modèles « saturés », « semi-saturés » et « non-saturés ».

IV.1.3.1 Les modèles « saturés »

Les modèles de ce type considèrent un équilibre complet pour toutes les espèces de quarks. Cette condition est satisfaite dans les modèles en fixant tous les facteurs de saturation (γ_q, γ_S) à l'unité. Le plus connu de ces modèles de ce type est celui de P. Braun-Munzinger *et al.* [BM01].

IV.1.3.2 Les modèles « semi-saturés »

Les modèles semi-saturés supposent que la concentration de certains quarks est saturée. Ce sont en général les quarks légers qui sont supposés être saturés ($\gamma_q = 1$ fixé), alors que pour les quarks plus lourds (s, c) la possibilité d'une sous-saturation ($\gamma_{S(C)} < 1$) est considérée. Les modèles qui entrent sous cette catégorie sont les modèles de M. Kaneta *et al.* [Kan04], THERMUS de J. Cleymans *et al.* [Whe04, Cle02] et celui de F. Becattini *et al.* [Bec04].

IV.1.3.3 Les modèles « non-saturés »

Les modèles de ce type ne font pas de supposition sur la saturation quelque soit l'espèce de quarks. Ils permettent aux différents γ_x de varier librement et/ou de les fixer à des valeurs différentes de l'unité. Cette non-saturation peut aller dans deux directions : une sous-saturation ($\gamma < 1$) ainsi qu'une sur-saturation ($\gamma > 1$). Le modèle SHARE (*Statistical HAdronization with REsonances*) de G. Torrieri *et al.* [Tor04] permet un traitement de ce type. Le dépassement de l'unité par les facteurs de saturation est qualifié de non-équilibre dans l'état final (hadronique). Il peut résulter d'une transformation d'un

équilibre aux niveaux des partons (QGP, $\gamma^Q = 1$) à un état de non-équilibre pour les hadrons ($\gamma^H > 1$) lors de l'hadronisation.

La nouvelle version de SHARE [Tor06] permet en plus le traitement de fluctuations, utile lors d'analyse événement par événement. La mesure de ces fluctuations devrait mettre en évidence l'existence d'équilibre pour chaque événement. En effet, l'accord entre les modèles statistiques et les mesures repose actuellement sur une moyenne pour un grand nombre d'événements. Les variables T_{ch} et μ_B ainsi que γ_S déduites de l'ajustement sont donc elles-même des moyennes. Il n'est donc pas garanti qu'un accord entre modèle et données reflète un véritable équilibre plus qu'un comportement moyen (voir aussi § V.2.1.3 page 154).

IV.1.4 Application et systématique

Pour notre étude à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV nous avons appliqué deux des modèles dont le code est disponible actuellement : celui de M. Kaneta *et al.* [Kan04] et THERMUS [Whe04].

Nous n'avons pas appliqué le troisième des modèles assez répandu et disponible, SHARE [Tor04, Tor06]. Des études similaires faites à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV avec SHARE ont montrées que ce modèle, dans des conditions comparables, donne des résultats qui sont en bon accord à ceux des modèles que nous avons utilisés.

Comme dit auparavant, les deux modèles supposent un équilibrage des quarks légers (u, d) ($\gamma_q = 1$), mais ils se distinguent sur d'autres aspects. Le modèle de M. Kaneta *et al.* dont nous disposons ne permettait de faire que des calculs pour des collisions Au+Au dans le cadre d'un ensemble grand-canonique. THERMUS, laisse libre le choix de l'ensemble et des noyaux en collisions. De plus, THERMUS permet de fixer certains paramètres et de leur affecter une incertitude. Une autre différence entre les deux modèles est la façon dont ils traitent le «*feed-down*» (voir suite). Pour des raisons de comparaison nous avons opté pour l'ensemble grand-canonique également dans THERMUS. Il est de toute façon celui qui est supposé être applicable dans le contexte des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, pour les raisons évoquées précédemment.

Dans l'application des deux modèles nous partons de différents rapports de particules mesurés dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV¹. Les modèles essaient de déterminer les différents paramètres thermodynamiques (T_{ch} , μ_B , μ_S et γ_S dans notre cas), par minimisation du χ^2 . Le Tab.IV.1 montre les rapports que nous avons ajustés, pour deux configurations différentes : (A) sans les hypérons étranges et (B) avec les Λ et les Ξ . Nous n'avons pas inclus les mesures sur les Ω lors des ajustements. Les rapports faisant intervenir les Ω , qui seront présentés dans le § V.2.1.3 page 154, sont donc des prédictions de modèles. La performance de ces modèles à reproduire n'est discutée qu'au chapitre V (§ V.2.1.3 page 154). Notons ici l'effet de la prise en compte du «*feed-down*» pour différentes particules sur les résultats des modèles statistiques².

	$\frac{\pi^-}{\pi^+}$	$\frac{K^-}{K^+}$	$\frac{\bar{p}}{p}$	$\frac{K^-}{\pi^-}$	$\frac{\bar{p}}{\pi^-}$	$\frac{\Lambda}{\pi^-}$	$\frac{\bar{\Lambda}}{\pi^-}$	$\frac{\Xi^-}{\pi^-}$	$\frac{\Xi^+}{\pi^-}$
(A) « π, K, p »	✓	✓	✓	✓	✓				
(B) « π, K, p, Λ, Ξ »	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓

TAB. IV.1 – Rapports de particules considérés (marqués d'un ✓) pour les ajustements par modèle statistique, dans les cas (A) sans hypéron étrange et (B) avec hypérons étranges.

¹Les rapports faisant intervenir les hypérons multi-étranges sont déterminés à l'aide des résultats présentés au § V.1.1 page 140. Les valeurs des autres rapports utilisés ne sont également présentés qu'au chapitre V.

²Cette étude nécessite évidemment les données.

IV.1.4.1 Traitement du «*feed-down*»

En général les spectres publiés des différentes particules identifiées correspondent à des spectres inclusifs. Dans le cas des protons, p , ceci signifie qu'il n'y a pas de coupures qui sont appliquées spécifiquement pour éliminer tous les p qui proviennent de la décroissance d'autres particules, comme par exemple $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. En plus des p primaires, les spectres de p incluent par conséquent des p secondaires. Ce phénomène est appelé «*feed-down*». On distingue le «*feed-down*» de décroissances faibles du «*feed-down*» de la désintégration de résonances (décroissance forte). Les modèles statistiques gèrent cette dernière contribution au «*feed-down*». En revanche, le «*feed-down*» dû aux décroissances par interaction faible doit être fourni «manuellement» aux modèles. Il dépend des coupures de sélection appliquées lors de l'analyse. Dans le modèle de M. Kaneta *et al.*, il est nécessaire d'indiquer le pourcentage estimé de particules d'une certaine espèce provenant du «*feed-down*». Dans THERMUS un tel paramètre n'existe pas. Tous les rapports doivent être modifiés afin de prendre en compte directement le «*feed-down*». Dans les deux cas, il est crucial d'estimer la contribution du «*feed-down*». Nous nous limitons ici à l'estimation du «*feed-down*» de décroissances faibles pour les modes de désintégration $\Lambda \rightarrow pX$, $\Xi \rightarrow \Lambda X$ et $\bar{\Xi} \rightarrow \bar{\Lambda} X$. L'estimation de ces facteurs de «*feed-down*» dans les données n'est pas triviale, car elle dépend des coupures appliquées, de l'impulsion transverse et de la centralité. Pour $\Xi \rightarrow \Lambda X$ une estimation est faite en appliquant aux Λ dans l'*embedding* des Ξ les coupures de sélection de l'analyse des Λ . En considérant les candidats qui franchissent ces coupures, une efficacité en fonction de l'impulsion est déduite et multipliée par le spectre des Xi . Le résultat correspond au spectre des Λ provenant de la décroissance de Ξ . La fraction de Λ provenant de la décroissance de Ξ est estimée à environ 20% (intégré en p_T). La Fig.IV.2 montre l'effet du «*feed-down*» sur les paramètres thermodynamiques déterminés par les deux modèles (M. Kaneta *et al.* et THERMUS).

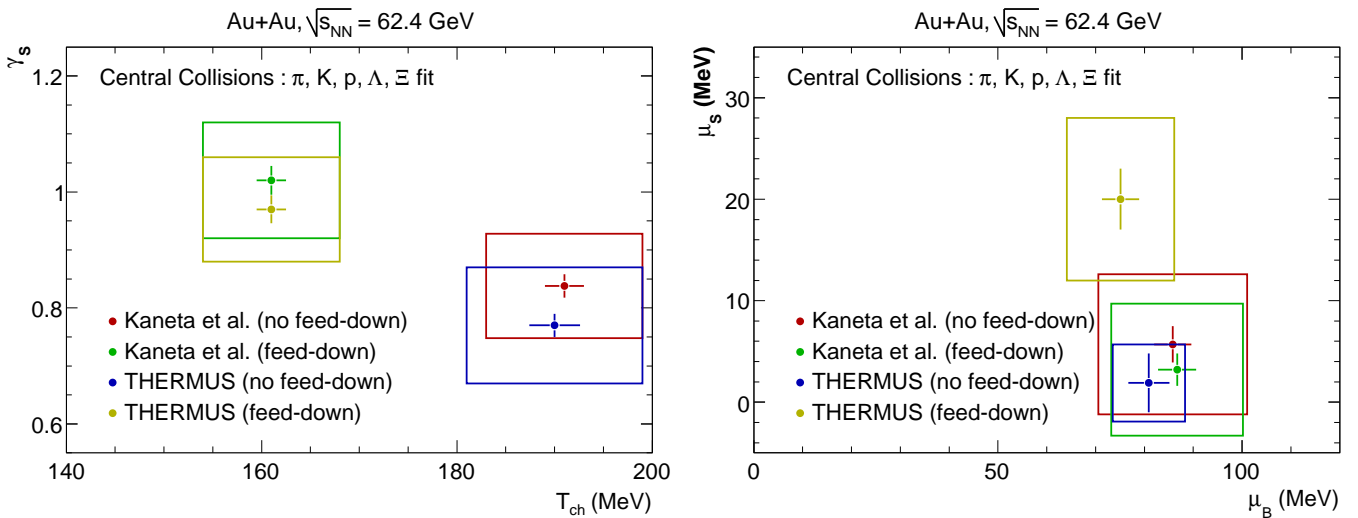


FIG. IV.2 – Comparaison des paramètres thermodynamiques obtenus par deux modèles statistiques différents, avec et sans «*feed-down*». Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes statistiques, alors que les carrés indiquent la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques.

Nous observons que les paramètres de potentiels chimiques ne montrent qu'une faible dépendance au «*feed-down*», alors que pour T_{ch} et γ_S les valeurs trouvées dans les deux cas sont différentes de façon systématique. L'inclusion du «*feed-down*» abaisse la température et augmente γ_S . Ceci suggère une anti-corrélation entre T_{ch} et γ_S , qui a déjà été prédite à d'autres énergies [Raf05a]. La matrice de corrélation (Tab.IV.2) de l'ajustement réalisé avec THERMUS sur les rapports (B) (voir Tab.IV.1) des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, permet de voir cette anti-corrélation (paramètre de corrélation entre T_{ch} et γ_S de -0,924).

	T_{ch}	μ_B	μ_S	γ_S
T_{ch}	1,000	0,019	0,141	-0,924
μ_B	0,019	1,000	0,863	-0,074
μ_S	0,141	0,863	1,000	-0,186
γ_S	-0,924	-0,074	-0,186	1,000

TAB. IV.2 – Matrice de corrélation des paramètres thermodynamiques de l’ajustement réalisé avec THERMUS sur les rapports (B) (voir Tab.IV.1) des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

En comparant des résultats de différents modèles statistiques, il est alors crucial de vérifier que ces modèles sont appliqués dans des conditions comparables. Non seulement au regard des paramètres libres ou de l’ensemble utilisé, mais aussi relatif au « *feed-down* ».

Les deux modèles considérés donnent des résultats qui sont en accord dans la limite des barres d’erreur. Dans la discussion physique que nous mènerons à ce sujet dans le chapitre V, nous optons pour les résultats obtenus à partir du modèle de M. Kaneta *et al.*, tout en gardant en mémoire la systématique relativement importantes sur ces résultats. Ce choix est principalement motivé par la comparaison aux résultats à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, obtenus dans STAR avec le modèle de M. Kaneta *et al.* [Bar04, Kan04].

Remarquons également que nous n’appliquons les modèles statistiques qu’à des mesures à rapidité centrale ($|y| < 0,75$). En toute rigueur, les paramètres thermodynamiques devraient être extraits de mesures sur un angle solide de 4π . En effet, l’application des lois de conservation sur le domaine à rapidité centrale n’est pas nécessairement justifié puisque des particules peuvent sortir de ce « volume ». Des variations entre les distributions en rapidité pour diverses particules à une même énergie conduisent à des résultats différents pour des mesures à 4π et à rapidité centrale (p.ex. γ_S est plus faible pour des mesures à 4π que pour $y \sim 0$ [Käm03]). De plus, comme ces distributions en rapidité diffèrent d’une énergie à l’autre, d’étude de la dépendance en énergie des résultats à $y \sim 0$ peut être rendue délicate.

IV.2 Modélisation dynamique

IV.2.1 Généralités

Il est légitime de penser que la dynamique, c’est-à-dire la distribution des vitesses pour chaque type de particule dans le temps et dans l’espace, porte une information sur la nature et l’évolution du système créé lors de la collision. La modélisation dynamique telle que nous la présentons ici a pour but de reproduire la dynamique observée expérimentalement avec un modèle - dont les bases sont l’hydrodynamique - en utilisant un petit nombre de paramètres.

IV.2.2 Les modèles hydrodynamiques

Les modèles hydrodynamiques résolvent numériquement les équations hydrodynamiques. Les plus « basiques » d’entre eux, notés « (2D+1) », supposent une *boost invariance* suivant la direction du faisceau et sont destinées à faire des prédictions dans le plan transverse à rapidité centrale. Du fait de leur construction il ne sont pas capables de faire des prédictions en fonction de la pseudo-rapidité. Pour ceci il faut avoir recours à un modèle 3D [Non00, Hir02a] qui permet de faire une description tridimensionnelle complète. Une approche encore plus évoluée est réalisée avec les modèles dits « *hybrides* » combinant description hydrodynamique et description microscopique. Tous ces modèles font appel, à un moment donné de l’évolution du système, à une description hydrodynamique idéale. « Idéale » fait ici référence à l’hypothèse d’une thermalisation locale, c’est-à-dire que la distribution en impulsion microscopique est thermique en espace et en temps. Pour satisfaire cette condition il faut avoir un nombre suffisamment élevé de collisions entre les constituants du milieu considéré, ou de

façon équivalente, un libre parcours moyen (λ), distance entre deux interactions consécutives de ces constituants, faible par rapport à la taille du système R ($\lambda \ll R$).

Nous commençons par présenter les bases de l'hydrodynamique idéale et dirons quelques mots sur les modèles microscopiques et « hybrides » ensuite. La description de l'hydrodynamique contient des éléments spécifiques au modèle de P. Kolb *et al.* qui peuvent différer de ceux d'autres modèles. Comme il n'existe pas de prédictions d'un modèle hydrodynamique relativiste à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, nous avons choisi un modèle disponible¹. Nous décrirons la démarche adoptée pour adapter ce modèle à cette énergie et présenterons une étude systématique sur la variation de différents paramètres.

IV.2.2.1 Les ingrédients de l'hydrodynamique (modèle de P. Kolb *et al.*)

L'hydrodynamique idéale, requérant un équilibre thermique local, n'est pas applicable dès les premiers instants de la collision. Le système nécessite un certain temps pour atteindre cet équilibre. Ce temps d'équilibrage ou de thermalisation τ_{eq} donne alors le temps après lequel le formalisme hydrodynamique relativiste peut supposé être applicable. L'hydrodynamique ne s'intéresse pas à la manière dont le système atteint cet équilibre.

Dans le modèle considéré les particules sont libres de se déplacer avant d'atteindre τ_{eq} (« *free streaming* »). Un paramètre, a priori artificiel, mais utilisé dans le modèle de P. Kolb *et al.* est la variable notée α , qui traduit une éventuelle vitesse transverse initiale non nulle à l'instant τ_{eq} , qui se crée dans la phase de prééquilibre. Elle est définie par la relation $v_T(r_T, \tau_{eq}) = \tanh(\alpha r_T)$ [Kol03c].

La géométrie initiale est caractérisée par un modèle de Glauber (voir § I.3.5 page 16). La description de l'évolution spatio-temporelle du système dans le formalisme hydrodynamique idéal est basée sur quelques lois de conservation fondamentale, telles que la conservation locale de l'énergie, de l'impulsion avec la conservation de courants comme la charge, le nombre baryonique et l'étrangeté. Ces lois de conservation se traduisent par les équations suivantes :

$$\partial_\mu T^{\nu\mu} = 0 \quad (\nu = 0, \dots, 3) \quad \text{et} \quad \partial_\mu j^\mu = 0, \quad (\text{IV.6})$$

où $T^{\mu\nu}$ et j^μ sont respectivement le tenseur énergie-impulsion et le courant baryonique, qui peuvent être exprimés de la façon suivante :

$$T^{\mu\nu}(x) = (e(x) + P(x))u^\mu(x)u^\nu(x) - g^{\mu\nu}P(x) \quad \text{et} \quad j^\mu(x) = n(x)u^\mu(x). \quad (\text{IV.7})$$

Dans cette Éq.IV.7 $e(x)$ et $P(x)$ sont respectivement la densité d'énergie et la pression au point $x = x^\mu = (t, x, y, z)$. Le champ de quadri-vitesse du fluide est noté $u^\mu = \gamma(1, \vec{v}(x))$ γ étant le facteur de Lorentz. Le tenseur $g^{\mu\nu}$ décrit la géométrie spatio-temporelle dans la métrique de Minkowski. Finalement $n(x)$ est la densité baryonique nette. Ces équations gèrent donc l'évolution spatio-temporelle du système à partir d'un jeu de conditions initiales (voir § IV.2.2.2 page 118). Des effets non-idéaux de fluide, comme par exemple la viscosité, peuvent être traités en introduisant des termes supplémentaires dans le tenseur énergie-impulsion.

Comme la région de rapidité centrale nous intéresse particulièrement (voir § I.3.6 page 18) et comme elle est loin des limites cinématiques imposées par l'énergie de collision finie, les processus microscopiques responsables pour la production de particules, diffusions, thermalisation et expansion devraient être localement les mêmes et ceci sur une région limitée le long de la direction du faisceau [Bjo83]. Dans ces conditions il serait alors possible de supposer que le système présente une invariance de *boost* longitudinal et de traiter indépendamment l'évolution longitudinale et l'évolution transverse. Ceci facilite la solution des équations de mouvement hydrodynamiques. La résolution des équations

¹Il existe d'autres modèles, malheureusement pas disponibles, qui traitent des calculs d'hydrodynamique idéale [Huo06, Hir02a, Tea01b, Bar03] mais aussi au-delà en introduisant des défauts comme la viscosité [Tea03, Mol02] (voir aussi chapitre V), AZHYDRO [Kol04a], qui est une version préliminaire du même modèle de P. Kolb *et al.* utilisé pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Kol00, Kol03b, Kol03c]

dans le plan transverse (x, y) , dans l'hypothèse d'une invariance de *boost* longitudinal devient plus simple après la transformation de coordonnées suivante : $(z, t) \rightarrow (\eta, \tau)$, où η et τ sont respectivement la pseudo-rapacité et le temps propre, définis par :

$$\tau = \sqrt{t^2 - z^2} \quad \text{et} \quad \eta = \text{arctanh}(z/t). \quad (\text{IV.8})$$

Les équations données par IV.6 forment un système de cinq équations comportant six champs : e, P, n, \vec{v} (v_x, v_y, v_z). Pour obtenir un système d'équations fermé une relation entre pression, densité d'énergie et densité baryonique nette est nécessaire, c'est l'équation d'état (« *EoS* » pour *equation of state*). Elle gère l'évolution du système en reliant P à e et n ($P = P(e, n)$).

La Fig.IV.3 montre différentes possibilités pour l'équation d'état à densité baryonique nette nulle. L'EOS H correspond à celle d'un gaz de résonances hadroniques libres. Quand la température augmente, l'énergie disponible est utilisée pour l'excitation de résonances de plus en plus lourdes, ce qui conduit à une équation d'état relativement molle ($\partial P/\partial e$ faible), correspondant à une vitesse du son de $c_s^2 = \partial P/\partial e \approx 0,15 c$ [Kol99]. L'EOS I est celle obtenue en modélisant le système par un gaz parfait de partons non-interagissantes sans masse. Dans ce cas les quarks et les gluons sont soumis à une pression externe de sac B [Cho74] (voir aussi § I.2.2 page 9). L'équation d'état correspondante, $p = \frac{1}{3}e - \frac{4}{3}B$, est relativement dure est présente une vitesse du son $c_s^2 = \partial P/\partial e = \frac{1}{3} c$ qui est plus que le double de celle d'un gaz hadronique. Des études sont en cours pour essayer de mettre en évidence la présence d'un « cône de Mach » dans les données expérimentales. La mesure de l'angle d'un tel cône permettrait de recourir à la vitesse du son dans le milieu et donc à l'équation d'état (voir aussi § I.4 page 20). L'équation d'état que nous utilisons, nommée « EOS Q » sur la Fig.IV.3

est construite en raccordant par construction de Maxwell, l'équation d'état d'un gaz parfait de quarks u, d et s et de gluons libres sans masse au-dessus d'une température critique T_c à un gaz hadronique réaliste [Lee88, Sol97] en-dessous de T_c et correspond à une transition d'un QGP à un gaz de hadrons. La température critique de déconfinement T_c est fixée à 165 MeV suivant les résultats de LQCD (voir § I.2.2 page 9)¹. Cette construction de Maxwell conduit artificiellement à une transition de phase du premier ordre avec une chaleur latente e_{lat} de 1,15 GeV/fm³², alors que les calculs LQCD indiquent plutôt un rapide, mais doux « *crossover* » (voir § I.2.2 page 9). On s'attend à ce que si ce *crossover* est rapide, comme l'indique les résultats de LQCD [Kar02], les conséquences dynamiques par rapport à l'utilisation d'une équation d'état avec une transition du premier ordre ne soient pas prépondérantes [Hei05b]. La constante de sac B est fixée de sorte que pour un système de densité baryonique nette nulle, la température de transition de phase (T_c) correspond à celle calculée par LQCD ($T_c \approx 164$ MeV). Sa valeur est alors $B^{1/4} = 230$ MeV (voir aussi § I.2.2 page 9).

L'évolution du système se termine au moment du découplage thermique ou cinétique, c'est-à-dire à l'instant où la température à laquelle les hypothèses requises pour l'application de l'hydrodynamique idéale ne sont plus valables ($\lambda \gtrsim R$). Ceci est réalisé par une densité d'énergie limite e_{dec} qui

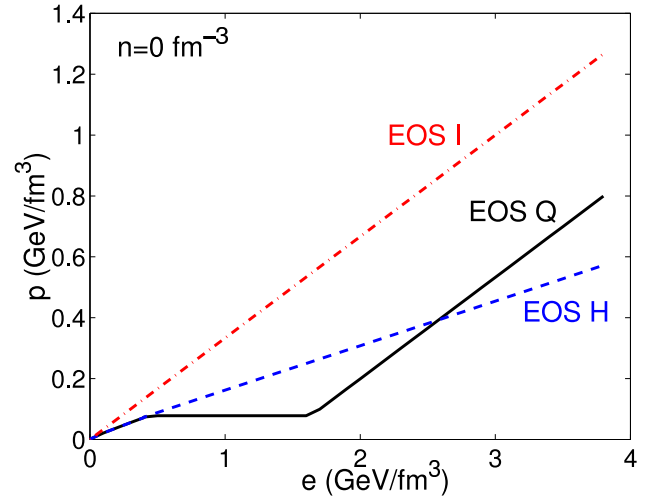


FIG. IV.3 – Pression p en fonction de la densité d'énergie e à densité nette de baryon nulle ($n = 0 \text{ fm}^{-3}$) pour différents cas : EOS H est l'équation d'état d'un gaz de résonance de Hagedorn ; EOS I celle d'un gaz idéal de particules sans masse et EOS Q est l'équation d'état obtenue des deux précédentes par connexion de Maxwell [Kol00].

¹Cette valeur a été déterminée pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. La même valeur a été utilisée pour à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, même s'il n'y a pas de calcul de QCD sur réseau spécifiquement pour cette énergie.

²La même valeur est obtenue dans le modèle de sac pour $B = (230 \text{ MeV})^4$ et $T_c = 164$ MeV [Kol03b].

correspondant à une température de découplage cinétique T_{dec} . Elle définit une hyper-surface qui marque, de façon idéalisé, le passage d'un libre parcours moyen nul (ou très court par rapport aux dimensions du système) à un mouvement libre (« *free-streaming* »), c'est-à-dire à un libre parcours moyen infini.

L'évolution spatio-temporelle que nous venons de décrire ne concerne que la distribution des vitesses. Le modèle prend néanmoins également en compte la population des différents hadrons pour aboutir aux distributions en impulsion par particule.

Les valeurs des rapports de particules au RHIC indiquent la présence d'un découplage chimique (T_{ch}) (voir § V.2.1.3 page 154) à, ou juste après, la transition de phase T_c vers un gaz de hadrons relativement dilué et en rapide expansion. Pour tenir compte de ce gel chimique, des potentiels chimiques hadroniques de non-équilibre chimique sont introduits et assurent la conservation des abondances des différentes espèces hadroniques (stables) en-dessous de T_c . Un équilibre chimique n'est alors supposé que dans la phase partonique. On parle dans ce cas aussi d'équilibre chimique partiel et c'est cette implémentation du découplage chimique qui permet d'aboutir aux abondances correctes, c'est-à-dire aux bonnes normalisations des spectres en impulsion transverse des différentes particules (voir chapitre V). L'introduction de ces potentiels chimiques n'affecte pas l'équation d'état $p(e, n)$ proprement dite, mais change cependant la relation entre la température T et la densité d'énergie e . Ainsi, par exemple, une densité d'énergie de découplage e_{dec} de 0,075 GeV/fm³ correspond à $T_{dec} = 130$ MeV dans le cas d'un équilibre chimique et à une valeur de $T_{dec} = 100$ MeV dans le cas d'un équilibre chimique partiel [Hei05b]. Parmi les potentiels chimiques aucun potentiel pour l'étrangeté (μ_s) n'est inclus dans les calculs d'un modèle de P. Kolb *et al.*. Ceci entraîne que les taux de production des particules contenant au moins un quark de valence étrange ne sont pas nécessairement correctement reproduits. Nous allons dans ce cas ne discuter que la forme du spectre et appliquer un facteur de normalisation artificiel pour reproduire les données (voir aussi § IV.2.2.2.2 page 122). Ceci n'est le cas que pour les spectres, tous les résultats concernant l'écoulement elliptique ne subissent une telle correction.

A priori, si toutes les valeurs initiales des paramètres sont fixés dans les collisions centrales, l'étude de la dépendance en centralité doit se faire par la seule variation du paramètre d'impact (voir § IV.2.2.2.2 page 122 et chapitre V).

IV.2.2.2 Utilisation du modèle de P. Kolb *et al.*

Avant d'effectuer des calculs hydrodynamiques à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, nous nous familiarisons en premier lieu de avec le code afin d'apprendre à le maîtriser. Pour ceci nous l'avons d'abord utilisé pour reproduire les résultats publié à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Kol03b, Kol03c] avec le code d'AZHYDRO [Kol04a].

IV.2.2.2.1 Application à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

Les différents paramètres utilisés pour $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV sont résumés dans le Tab.IV.3 et correspondent à ceux de utilisés pour les résultats publiés à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Kol03c].

masse (u)	r_0 (fm)	ζ (fm)	σ_{NN} (mb)	s_0 (fm ⁻³)	n_0 (fm ⁻³)	τ_0 (fm/c)	e_{dec} (GeV/fm ³)	f_{hard} (%)	EOS	α (fm ⁻¹)
197	6,37	0,54	40	110,0	0,44	0,6	0,075	25	QGP et	0,00 0,02
							0,200 0,450		$T_{ch} = 165$ MeV	

TAB. IV.3 – Principaux paramètres utilisés pour la modélisation hydrodynamique des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Voir texte pour le détail sur la signification des différentes grandeurs.

La masse est celle des noyaux d'au (^{197}Au), les paramètres r_0 et ζ sont ceux du potentiel de Woods-Saxon associé (voir § I.11 page 16). σ_{NN} est la section efficace nucléon-nucléon et s_0 , n_0 et τ_0 sont respectivement la densité d'entropie, la densité baryonique initiale au centre de la collision et le temps d'équilibrage. Ce temps correspond à celui après lequel un équilibre peut être supposé être atteint et par conséquent τ_0 désigne l'instant à partir duquel une approche hydrodynamique est valide. Ainsi nous savons par définition que la densité d'entropie initiale est la densité d'entropie au temps τ_0 ($s_0 = s(\tau_0)$) dans le centre de la collision et de même pour la densité baryonique ($n_0 = n(\tau_0)$). Le paramètre e_{dec} donne la densité d'énergie au gel cinétique. Ce n'est en fait pas la température de gel cinétique qui est fixée, mais e_{dec} . La correspondance entre T_{dec} et e_{equ} est donnée, pour l'évolution décrite auparavant (transition premier ordre QGP \rightarrow HG et $T_c \simeq T_{ch} = 165$ MeV), pour les valeurs utilisées, dans le Tab.IV.4. Le paramètre restant, f_{hard} , donne la fraction de particules produite par des processus durs.

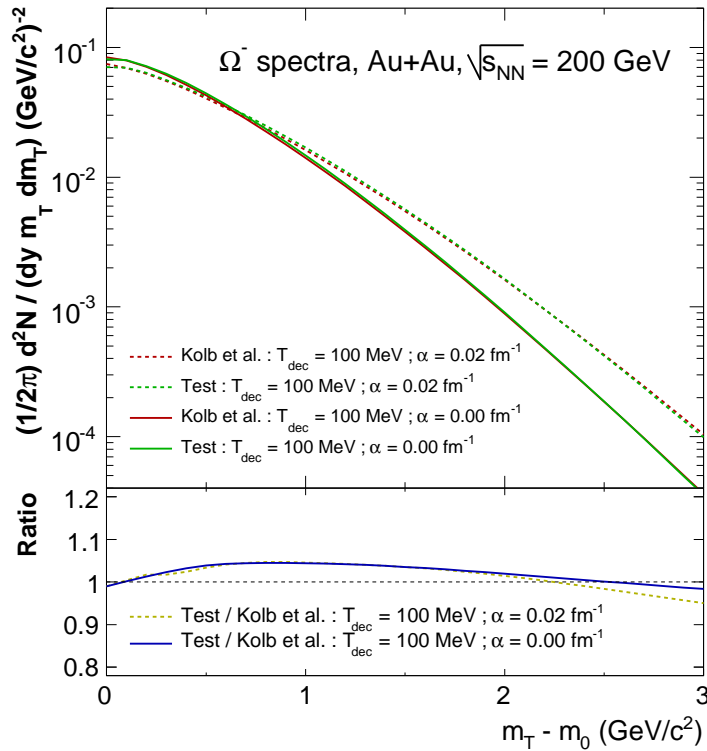


FIG. IV.4 – Comparaison des calculs hydrodynamiques pour $T_{dec} = 100$ MeV sur les spectres des Ω centraux ($b = 2,4$ fm) dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les courbes rouges proviennent de [Kol03b] et les courbes vertes correspondent à nos tests. Deux valeurs de α sont montrées : $0,00$ fm^{-1} (traits pleins) et $0,02$ fm^{-1} (traits pointillés). Sur le cadre du bas nous montrons le rapport entre nos tests et les calculs de Kolb et al.

e_{dec} (GeV/fm ³)	T_{dec} (MeV)
0,075	$\simeq 100$
0,200	$\simeq 132$
0,450	$\simeq 164$

TAB. IV.4 – Correspondance entre e_{dec} et T_{dec} pour l'évolution considérée (voir texte).

Pour les particules plus légères, comme par exemple les K (K^\pm , K_S^0), le spectre que nous obtenons avec AZHYDRO par défaut n'est pas celle publiée par [Kol03c] (Fig.IV.5 (gauche)). Nous observons (cadre du bas de la Fig.IV.5 (gauche)) un déficit de 20 % par rapport aux valeurs de [Kol03c]. Il est plus prononcé encore à faible p_T (~ 40 % jusque vers 1 GeV/c). Une explication pour cette différence peut être l'inclusion du « feed-down » (voir § IV.1.4.1 page 114). En effet le code du modèle de P. Kolb et

¹AZHYDRO ne fournit que 15 points du spectre distribués nonuniformément en p_T . Pour des raisons de comparaison, à la fois aux résultats publiés et aux données, nous interpolons pour accéder à des valeurs pour d'autres p_T . Il se peut donc que les différences sont liées à cette interpolation.

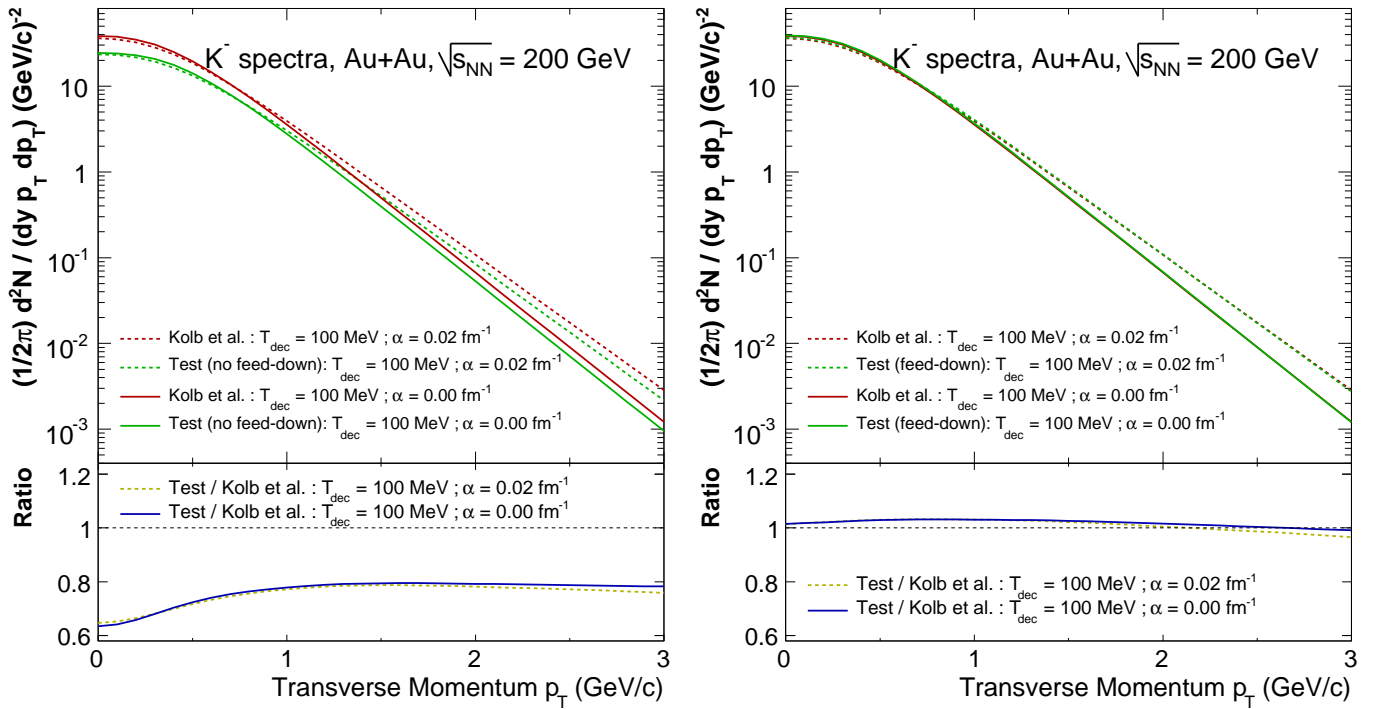


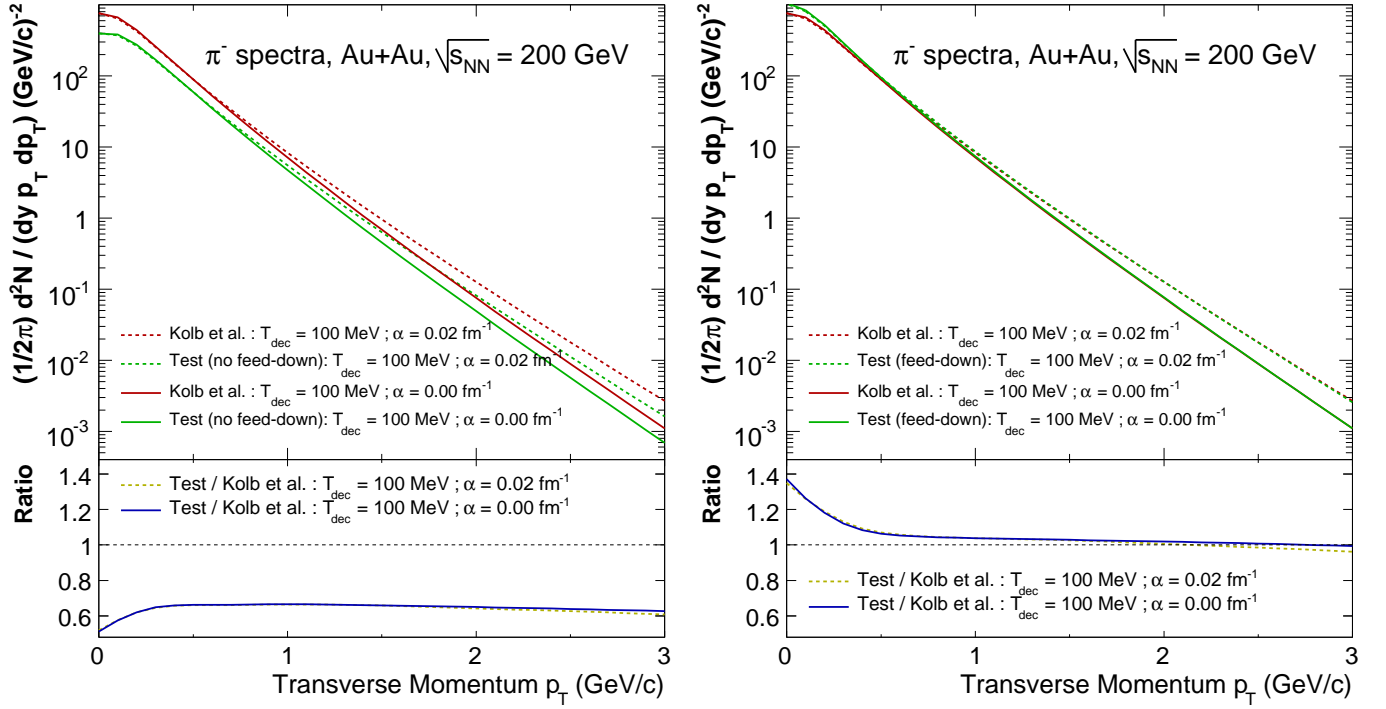
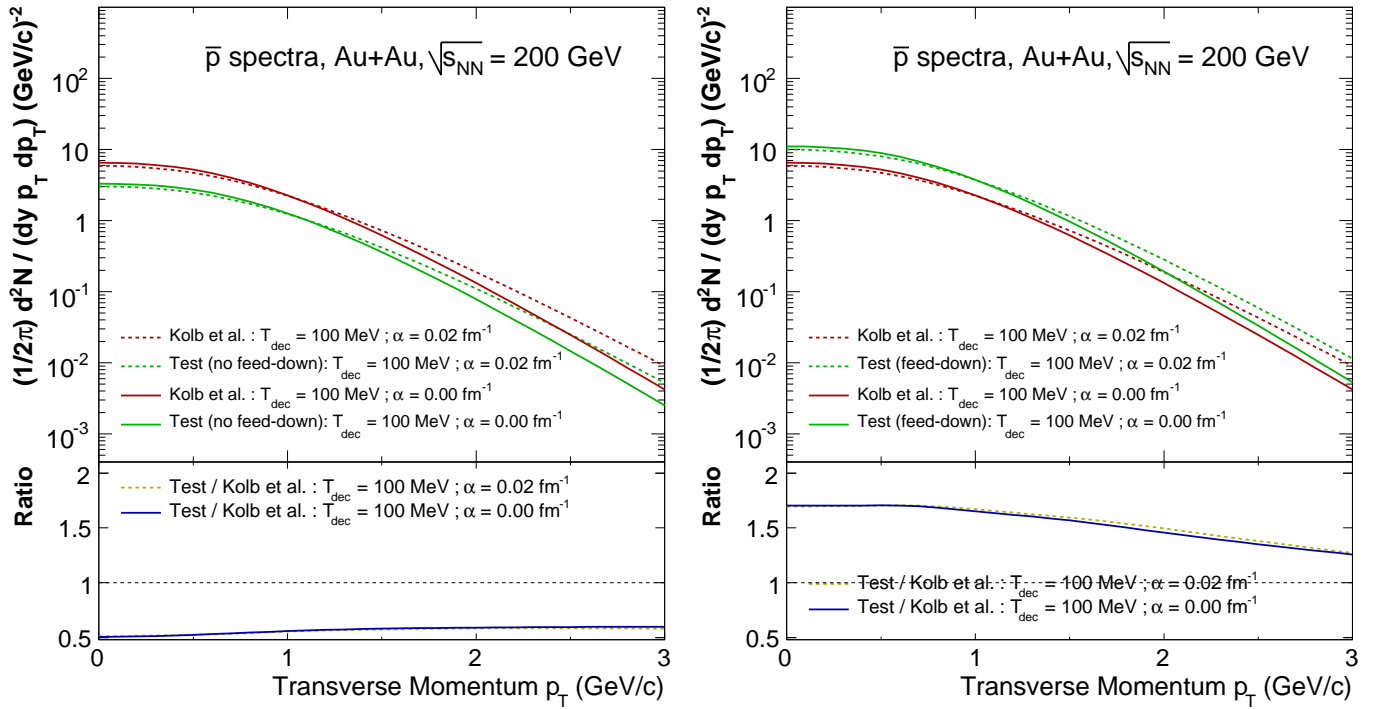
FIG. IV.5 – Comparaison des calculs hydrodynamiques pour $T_{dec} = 100$ MeV sur les spectres des K^- ($b = 2,4$ fm) dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les courbes rouges proviennent de [Kol03b] et les courbes vertes correspondent à nos tests. Deux valeurs de α sont montrées : $0,00$ fm $^{-1}$ (traits pleins) et $0,02$ fm $^{-1}$ (traits pointillés). Sur le cadre du bas nous montrons le rapport entre nos tests et les calculs de Kolb et al. (À gauche) sans inclusion du « feed-down » et (à droite) avec une correction en « feed-down » (voir texte pour plus de détails).

al. que nous utilisons, AZHYDRO, ne contient par défaut pas de correction pour le « feed-down »¹ de la décroissance de résonances. Cette partie du code nous a été fournie ultérieurement [Fro05]². Si nous incluons le traitement du « feed-down » dans les calculs hydrodynamiques [Fro05], nous remarquons pour les K^- sur la Fig.IV.5 (à droite), que la partie à basse impulsion transverse est majoritairement peuplée, de sorte que le rapport devient plat est proche de l'unité sur tout le domaine en p_T . La décroissance des résonances influence donc tout le spectre même si elle peuple majoritairement la zone $p_T < 1$ GeV/c. Tous les résultats qui seront montrés dans la suite incluent la composante liée au « feed-down ».

Les résultats obtenus pour les autres particules légères pour lesquels des spectres comparatifs, publiés, existent à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV sont montrés sur les Fig.IV.6 (π^-) et Fig.IV.7 (\bar{p}). Pour K^- et π^- les résultats de nos tests sont plus ou moins satisfaisants, mis à part la différence pour les π^- à faible p_T (< 500 MeV/c). Par contre sur les \bar{p} , ni la normalisation ni la courbure des spectres hydrodynamiques ne sont reproduites : Nous observons un excès de 70% à faible p_T et un spectre plus mou que celui publié [Kol03c]. Nous n'avons malheureusement pas trouvé de raison précise pour expliquer ce phénomène. L'objectif de notre travail n'étant pas de développer un modèle hydrodynamique mais plutôt de l'appliquer en l'adaptant à nos besoins, nous n'avons pas pu résoudre ce problème. Néanmoins, en gardant en mémoire que nous sommes pas parfaitement capable de reproduire les résultats hydrodynamiques à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, nous appliquons le modèle hydrodynamique à l'énergie plus

¹voir aussi

²Il n'existe pas de résonances qui peuplent l'état de l' Ω . Nous arrivons donc à reproduire les spectres des Ω (voir Fig.IV.4) sans une telle correction.


 FIG. IV.6 – Équivalent de la Fig.IV.5 pour π^- .

 FIG. IV.7 – Équivalent de la Fig.IV.5 pour \bar{p} .

basse de $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV dans la suite. Il faut donc aussi être prudent quant aux conclusions à tirer de la comparaison entre données et modèle hydrodynamique pour les \bar{p} dans les collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

IV.2.2.2 Réglage du modèle à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et systématique

Afin d'appliquer le modèle hydrodynamique décrit précédemment à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, il faut ajuster les paramètres du Tab.IV.3 pour tenir compte de l'environnement différent à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Pour chacun des paramètres nous présentons également une étude systématique montrant l'effet de sa variation sur les résultats (spectres et v_2 obtenus). Les trois premiers paramètres du Tab.IV.3 restent inchangés à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV puisque les noyaux en collision sont également des noyaux ^{197}Au comme à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. La section efficace d'interaction nucléon-nucléon, est prise égale à celle donnée dans le modèle de Glauber (§ I.3.5 page 16), c'est-à-dire à 36 mb, légèrement plus faible qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ($\sigma_{NN}^{200\text{GeV}} = 40$ mb). Cette variation conduit à une différence par rapport à $\sigma_{NN} = 40$ mb de moins de 1%, indépendamment de l'impulsion transverse.

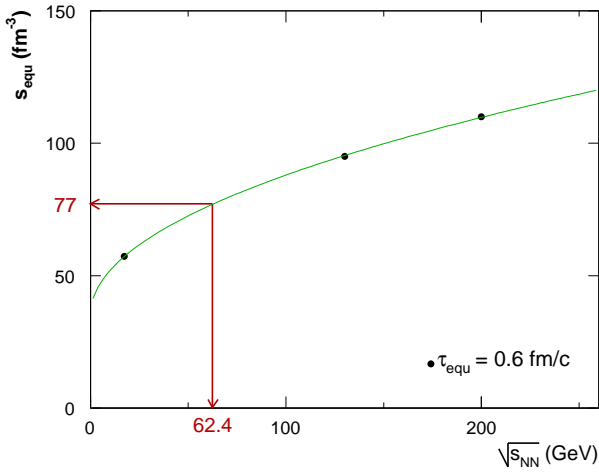


FIG. IV.8 – Détermination de s_{equ} dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV par interpolation des valeurs à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Détermination de s_0 : Le paramètre qu'il s'agit d'estimer ensuite pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV est la densité d'entropie initiale s_0 (ou s_{equ}). Sa valeur à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV est déterminée dans le cas général de façon à reproduire la multiplicité totale dans les collisions centrales. Dans notre cas, cette tâche est facilitée, puisque la valeur de s_0 a déjà été estimée pour le même modèle pour les énergies de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV [Kol03b]. Nous pouvons donc simplement procéder par interpolation pour avoir une première estimation de $s_0^{62,4}$. Il faut cependant remarquer que la multiplicité totale est gérée principalement par la quantité $s_0\tau_0$. La détermination par interpolation de s_0 doit se faire alors à τ_0 fixé. Le résultat obtenu avec une fonction du type $f(x) = a + b\sqrt{c}x$ est visualisée sur la Fig.IV.8 et la valeur trouvée vaut : $s_0^{62,4} \simeq 77 \text{ fm}^{-3}$. Nous vérifions également ce résultat en utilisant la multiplicité de référence

(voir § II.3.3.1.1 page 46). À l'aide du Tab.II.3 nous observons que dans les collisions les plus centrales (5%) la multiplicité à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV est d'environ 27 % plus faible qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Si nous supposons que, pour τ_0 constant, s_0 est proportionnel à la multiplicité, alors nous en déduisons pour la valeur de s_0 à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV : $s_0^{62,4} \simeq s_0^{200} \cdot (1 - 0,27) = 110 \cdot 0,73 \simeq 80 \text{ fm}^{-3}$, pour une valeur de $\tau_0 = 0,6 \text{ fm}/c$.

Les deux valeurs sont proches l'une de l'autre et leur différence donne une première impression de l'erreur systématique des prédictions hydrodynamiques. L'effet de cette variation de s_0 sur les spectres K^- et Ω est montré sur la Fig.IV.9 (pour les pour deux températures ($T_{dec} = 100$ MeV et $T_{dec} = 164$ MeV) respectivement. À basse impulsion transverse, la différence reste faible (< 10 %) mais peut atteindre 20 % vers 3 GeV/c. Elle est plus ou moins indépendante de la particule considérée ainsi que de la valeur de T_{dec} . Dans la suite nous ne présentons plus que les résultats obtenus avec $s_{equ} = 80 \text{ fm}^{-3}$, puisque cette valeur a été déterminée en faisant intervenir les résultats expérimentaux (multiplicité) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

Détermination de n_0 : En ce qui concerne la paramètre n_0 , c'est le rapport s_0/n_0 qui est maintenu constant au cours de l'évolution, assurant ainsi une évolution isotrope. Comme à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,

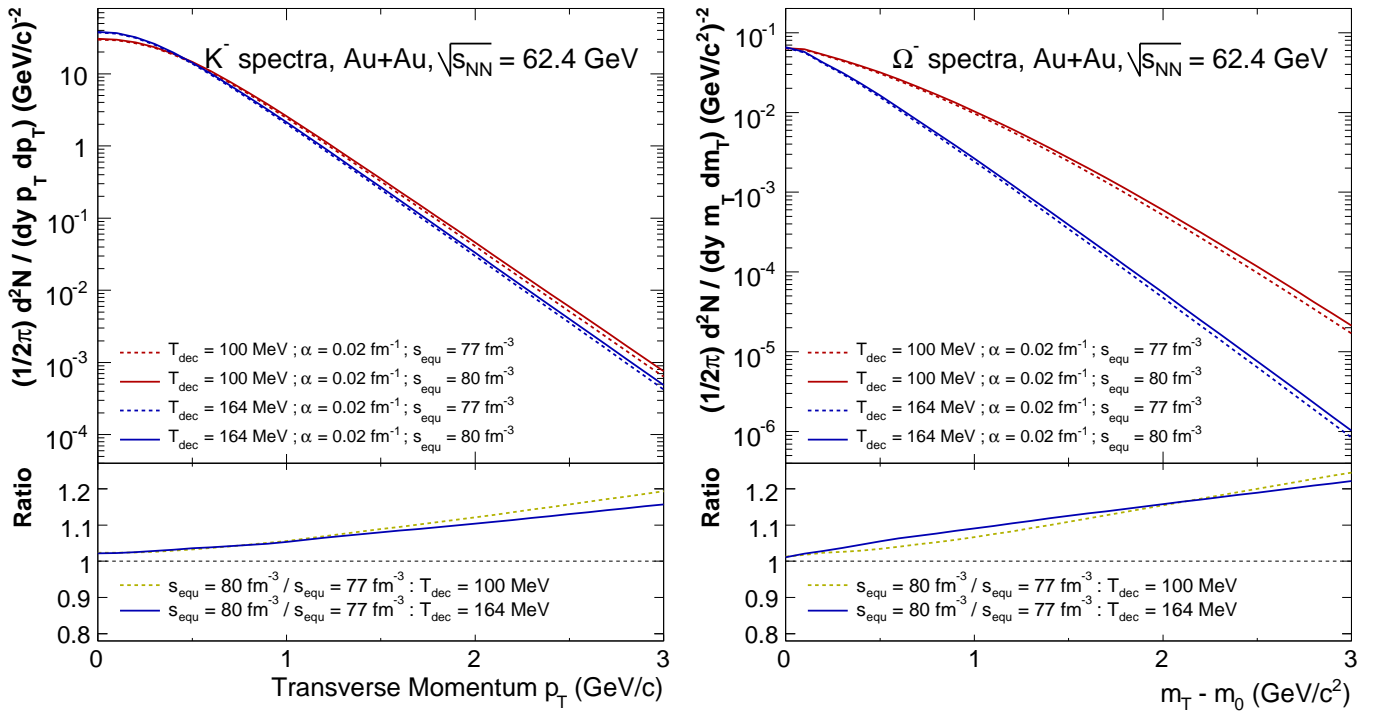


FIG. IV.9 – Spectres hydrodynamiques des K^- (à gauche) et des Ω^- (à droite) dans les collisions centrales ($b = 2,4$ fm) Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, montrant l'influence de la variation de s_{equ} (de 77 fm⁻³ à 80 fm⁻³). Le cadre du bas montre le rapport des deux.

nous avons $s_0 = 110$ fm⁻³ et $n_0 = 0,44$ fm⁻³, ceci conduit à $s_0/n_0 = 250$. Ce rapport donne l'entropie par baryon (S/B). Pour une valeur de s_0 fixée dans le modèle, n_0 est déterminé de façon à obtenir la bonne fraction de baryons produits. En pratique ce sont les rapports p/π et \bar{p}/p qui sont les plus sensibles à une variation de n_0 ($\bar{p}/p \sim \exp -2\mu_B/T$). Afin de reproduire les rapports p/π et \bar{p}/p mesurés dans les données réelles, dans le cadre de l'équation d'état et de l'évolution du système considérées, le rapport s_0/n_0 est fixé à 100 pour l'énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV [Rap06, Rap02]. Pour $s_0 = 80$ fm⁻³ ceci correspond donc à $n_0 = 0,8$ fm⁻³. La Fig.IV.10 montre les rapports p/π^+ (en haut) et \bar{p}/p des calculs hydrodynamiques avec les rapports obtenus dans les données expérimentales de [Mol06]. Cette figure permet d'observer que la valeur de s_0/n_0 choisie pour les calculs hydrodynamiques à 62,4 GeV permet de bien reproduire les rapports de particules mesurées. La reproduction du rapport p/π montre également que l'utilisation du même équilibre chimique partiel qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV conduit à une abondance correcte pour ces deux espèces à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

Influence de α : L'influence du paramètre α est déjà montré qualitativement sur quelques unes des figures précédentes. La Fig.IV.11 montre maintenant directement l'effet quantitatif sur les spectres hydrodynamiques des K^- et des Ω^- dans des collisions Au+Au centrales ($b = 2,4$ fm) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour une température de découplage cinétique (T_{dec}) de 100 MeV. L'effet est surtout visible vers les grands p_T et est plus important pour Ω^- que pour K^- . Pour $T_{dec} = 164$ MeV (non montré sur la figure) le comportement est semblable avec un effet encore légèrement plus marqué à grand p_T .

Variation de τ_0 : L'effet de la variation de τ_0 sur les spectres des K^- et des Ω^- est montré sur la Fig.IV.12. Afin de maintenir la multiplicité totale constante, la variation de τ_0 , nécessite un ajustement de s_0 pour que $\tau_0 s_0$ soit constante. La correspondance utilisée est résumée dans le Tab.IV.5.

Nous observons sur cette figure que la valeur de τ_{equ} influence principalement la pente du spectre. τ_{equ} petit entraîne des pentes faibles, c'est-à-dire des spectres durs, alors qu'une augmentation progressive de τ_{equ} conduit à une augmentation progressive de la pente. Pour des impulsions

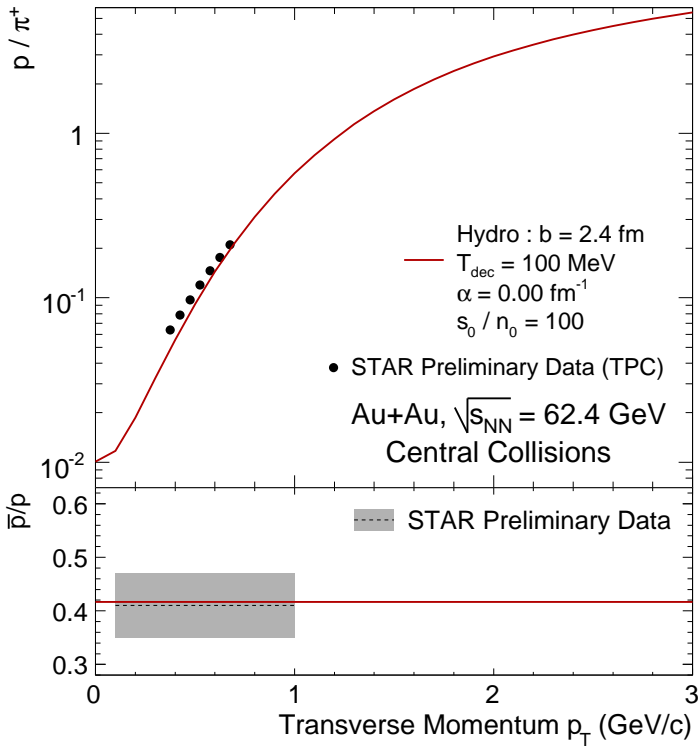


FIG. IV.10 – Rapports p/π^+ (en haut) et \bar{p}/p (en bas) en fonction de l'impulsion transverse d'après des calculs hydrodynamiques (lignes rouges). Les points correspondent aux données expérimentales et la bande indique la position du rapport intégrés en p_T obtenus à partir de données expérimentales [Mol06].

transverses inférieures à 1 GeV/c, les différences entre les courbes restent faibles (< 20 %). Ce n'est que pour des p_T plus élevés que des déviations deviennent clairement observables et permettent de discerner entre les différentes valeurs. Dans une certaine mesure la variation de τ_{equ} conduit à un effet sur les spectres qui va dans le sens inverse de la variation de α . Il subsiste alors une incertitude dans la détermination de α et de τ_{equ} . Il est ainsi possible de trouver un couple (τ_{equ}^a, α^a) qui permet d'aboutir à des résultats comparables à ceux d'un couple (τ_{equ}^b, α^b) , avec $\tau_{equ}^a \geq \tau_{equ}^b$ et $\alpha^a \geq \alpha^b$. Ce comportement est compréhensible, puisque l'hydrodynamique ne crée des effets collectifs qu'à partir de τ_{equ} . Si la valeur de τ_{equ} est plus élevée, le temps d'évolution dans le régime hydrodynamique est plus faible (si nous supposons un gel cinétique à la même température) et ne peut ainsi développer que moins d'écoulement et conduit à un spectre plus raide. Ce manque d'écoulement peut alors être, dans une certaine mesure, être comblé en imposant un « boost » initial plus élevé.

Détermination de f_{hard} : Le prochain paramètre dans le Tab.IV.3, e_{decr} est pris égal aux valeurs utilisées à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Comme nous utilisons la même équation d'état et la même évolution du système qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, les équivalences entre T_{dec} et e_{decr} (voir Tab. IV.4 page 119) persistent à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. La détermination de la contribution à la multiplicité par des processus durs (f_{hard}) peut se faire par l'utilisation de la relation proposée par [Kha01] :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta}(b) = n_{pp} [(1 - f_{hard}) \langle N_{part}(b) \rangle / 2 + f_{hard} \langle N_{bin}(b) \rangle], \quad (IV.9)$$

où n_{pp} est le taux de production de particules chargées à rapidité centrale dans les collisions élémentaires $p(\bar{p}) + p$. En pratique, la valeur de f_{hard} est déterminée par l'ajustement de l'Éq.IV.9 à l'évolution de $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité ($\langle N_{part}(b) \rangle$) où $\langle N_{part}(b) \rangle$ et $\langle N_{bin}(b) \rangle$ sont estimés par un modèle de Glauber (voir § I.3.5 page 16), alors que n_{pp} est déterminé

Sequ (fm ⁻³)	τ_{equ} (fm c ⁻¹)	Sequ τ_{equ} (fm ⁻² c ⁻¹)
80,0	0,6	48
68,5	0,7	48
60,0	0,8	48
240,0	0,2	48
24,0	2,0	48

TAB. IV.5 – Couples de s_{equ}, τ_{equ} utilisés pour étudier la variation de τ_0 dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

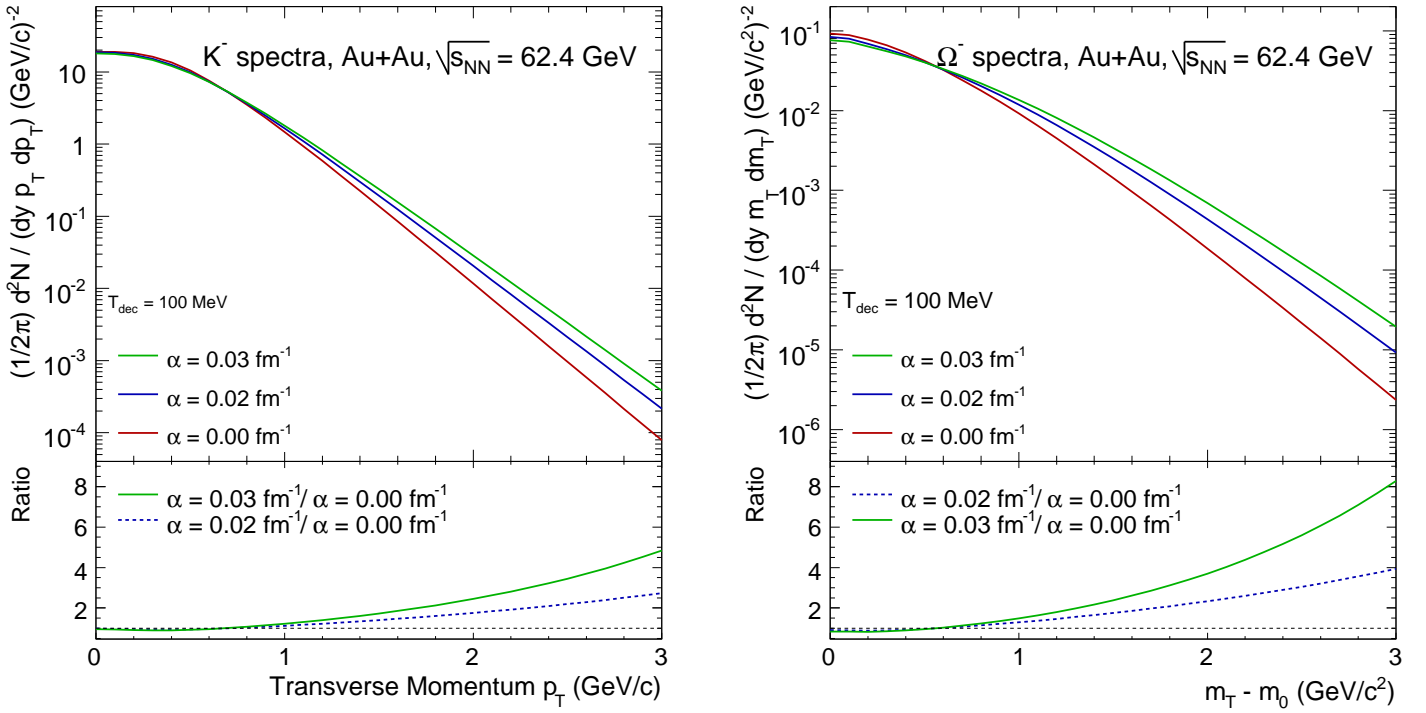


FIG. IV.11 – Spectres hydrodynamiques des K^- (à gauche) et des Ω^- (à droite) dans les collisions Au+Au centrales ($b = 2,4$ fm) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, montrant l'influence de la variation de α (de $0,00$ à $0,03$ fm^{-1}). Le cadre du bas montre le rapport relatif à la valeur de $\alpha = 0,00$ fm^{-1} . Tous les spectres sont pour $T_{dec} = 100$ MeV.

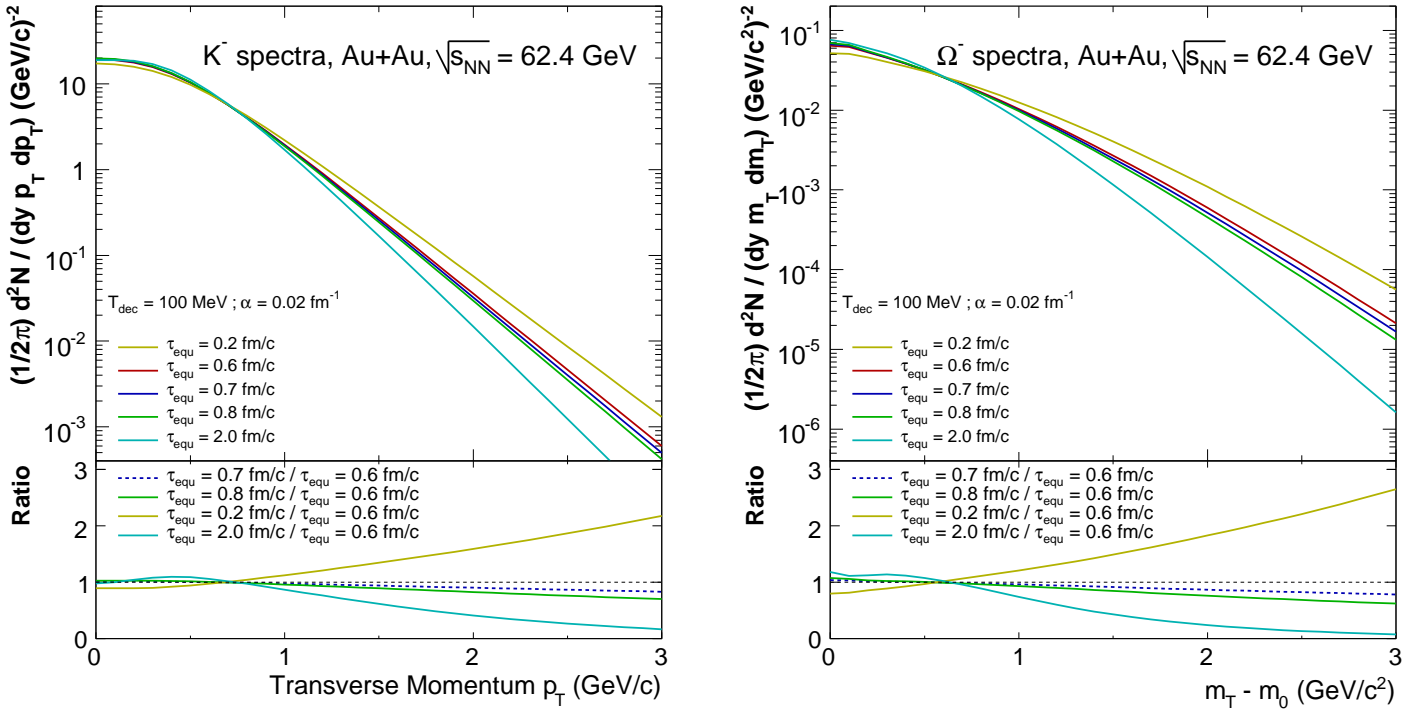


FIG. IV.12 – Spectres hydrodynamiques des K^- (à gauche) et des Ω^- (à droite) dans les collisions centrales ($b = 2,4$ fm) Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, montrant l'influence de la variation de τ_{equ} (de $0,2$ fm/c à $2,0$ fm/c). Le cadre du bas montre le rapport relatif à la valeur de $\tau_{equ} = 0,6$ fm/c. Tous les spectres sont pour $T_{dec} = 100$ MeV et $\alpha = 0,02$ fm^{-1} .

expérimentalement [Bac04]. La valeur de f_{hard} , le paramètre libre de cet ajustement, a été estimée par la collaboration PHOBOS pour $\sqrt{s_{NN}} = 19,6$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Bac04], avec des résultats très semblables, qui permettent d'affirmer que dans le domaine d'énergie considéré, f_{hard} est pratiquement constant. Cette observation et l'absence de mesures p+p pour déterminer n_{pp} à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$, nous conduit à utiliser la même valeur de f_{hard} à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV que celle appliquée à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

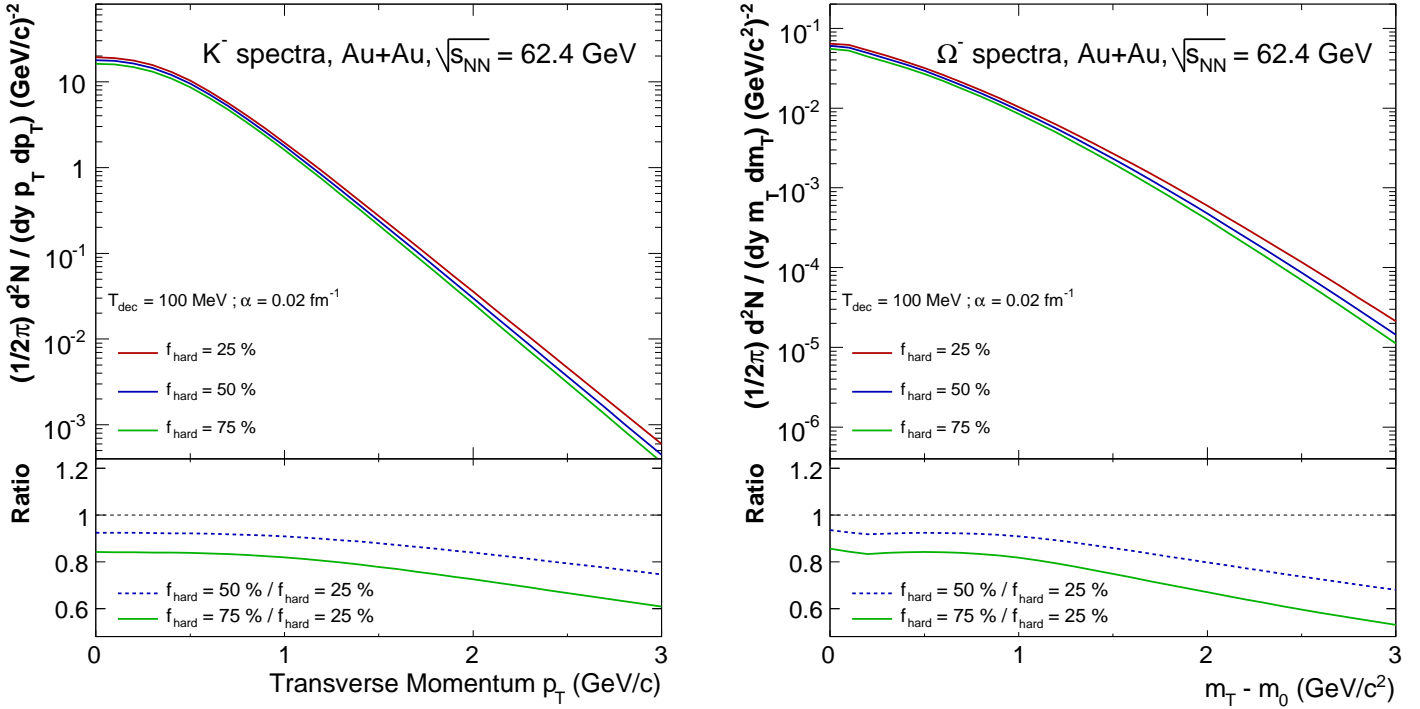


FIG. IV.13 – Spectres hydrodynamiques des K^- (à gauche) et des Ω^- (à droite) dans des collisions centrales ($b = 2,4$ fm) Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, montrant l'influence de la variation de f_{hard} (25 %, 50 % et 75 %). Le cadre du bas montre le rapport relatif à la valeur de $f_{hard} = 25$ %. Tous les spectres sont pour $T_{dec} = 100$ MeV et $\alpha = 0,02$ fm⁻¹.

Afin d'illustrer l'influence du paramètre f_{hard} nous comparons les spectres obtenus pour K^- et Ω^- avec trois valeurs de f_{hard} , 25, 50 et 75 % (voir Fig.IV.13). Comme attendu l'écart entre les spectres augmente avec l'impulsion transverse. Une explication possible serait la prédominance des phénomènes durs à haut- p_T . Néanmoins des écarts conséquents de l'ordre de 20 % existent entre une contribution de 75 % et 25 % à faible p_T . Il n'y a cependant pas de raison physiques pour prendre une autre valeur de f_{hard} que celle utilisée à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Nous gardons donc $f_{hard} = 25$ % dans la suite.

Normalisation : Comme déjà évoqué, l'équilibre chimique partiel utilisé dans le modèle de P. Kolb *et al.* n'utilise pas de potentiel chimique d'étrangeté. Le modèle est alors incapable de prédire correctement les abondances des particules étranges [Kol03c]. Une renormalisation des spectres hydrodynamiques pour être en accord avec les données expérimentales est alors réalisée par minimisation de χ^2 . Nous partons des points expérimentaux des spectres d'une particule i : $y_{exp}(i, p_T)$, dotés d'incertitudes expérimentales ($y_{exp}^{err}(i, p_T)$) et nous calculons pour les mêmes p_T les spectres hydrodynamiques : $y_{hydro}(i, p_T)$. La méthode appliquée consiste à déterminer la quantité $m(i)$ qui minimise :

$$\chi^2(i) = \sum_{p_T} \left(\frac{y_{exp}(i, p_T) - m(i)y_{hydro}(i, p_T)}{y_{exp}^{err}(i, p_T)} \right)^2. \quad (\text{IV.10})$$

$m(i)$ étant un facteur global, qui s'applique pour tous les p_T , la forme du spectre hydrodynamique n'est pas modifiée par cette méthode. Le facteur de correction appliqué vaut pour les Λ , les Ξ et les Ω respectivement 1,8; 0,6 et 0,2 (pour $T_{dec} = 100$ MeV). Le même facteur est appliqué pour toutes les centralités. Notons également que nous appliquons un facteur correctif (0,6) au spectre des \bar{p} , en supposant que l'excès que nous avons observé lors de nos tests à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (Fig. IV.7 page 121) soit le même à l'énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Nous verrons dans le chapitre V (Fig. V.31 page 170) que ceci semble bien être le cas. Néanmoins une éventuelle différence sur la forme du spectre \bar{p} à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV équivalent à celui à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (Fig. IV.7 page 121) persiste.

Centralité : Tous les paramètres restent les mêmes pour étudier la dépendance en centralité. Seul le paramètre d'impact b est modifié pour correspondre à la centralité souhaitée (voir Tab. I.2 page 17); respectivement $b = 2,4$ fm (0-10 %); $b = 4,1$ fm (10-20 %); $b = 5,7$ fm (20-40 %); $b = 10,5$ fm (40-60 %) et $b = 12,4$ fm (60-80 %). Dans le cas de l'écoulement elliptique, la tranche en centralité considérée est beaucoup plus large : 0-80 %. Le paramètre d'impact moyen utilisé pour représenter cette large bande est de $b = 7$ fm [Ada05a], alors que suivant les calculs du modèle de Glauber il devrait plutôt être de $b \sim 8,8$ fm (voir Tab. I.2 page 17). Comme l'extraction de l'écoulement elliptique des particules identifiées correspondant à 0-80 % des collisions les plus centrales, l'échantillon de ces particules contient en fait statistiquement plus d'événements centraux que périphériques par rapport à leur proportion initiales résultant de la sélection d'événements. Ceci est dû à un taux de production plus grand pour les événements centraux (voir aussi § V.1.1 page 140. En absence de correction de cet effet, les événements centraux possèdent donc un poids relativement plus important (voir aussi § III.9.2.3 page 104). Ceci est compensé dans les calculs hydrodynamiques en déplaçant la valeur de b considérée vers des b plus petits, donc des collisions plus centrales (8,8 fm \rightarrow 7,0 fm).

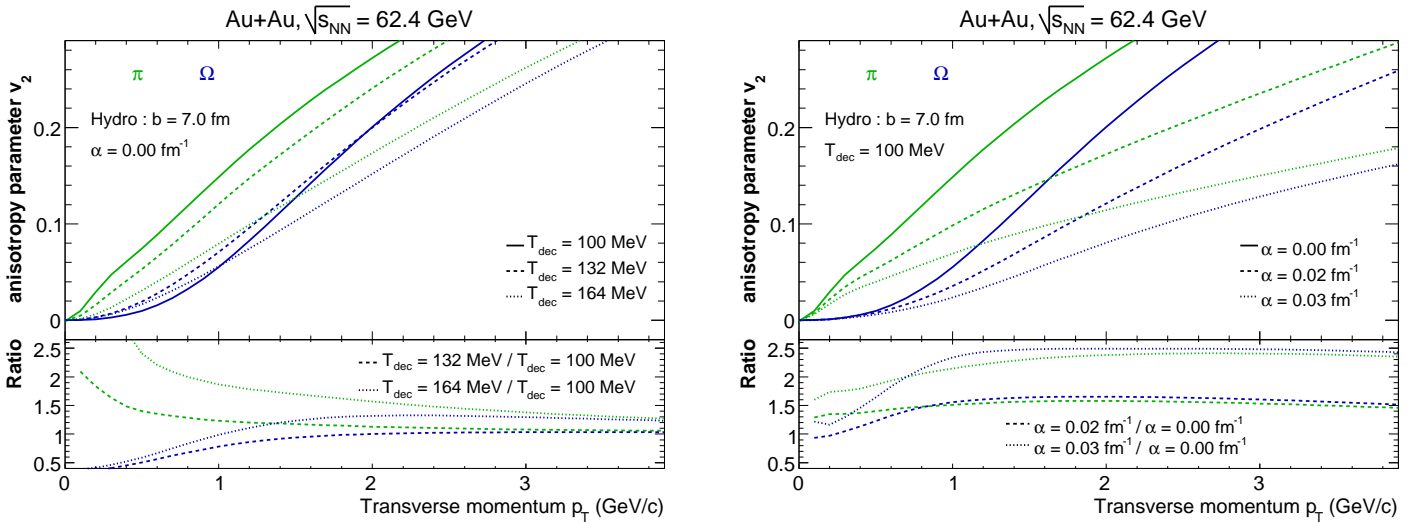


FIG. IV.14 – Écoulement v_2 des π (en vert) et des Ω (en bleu) déduit des calculs hydrodynamiques en variant T_{dec} (à gauche) et α (à droite). Tous les autres paramètres sont fixés à leurs valeurs par défaut (déterminées plus haut) pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

Écoulement elliptique : Examinons maintenant l'influence de quelques-uns des paramètres discutés auparavant à propos de l'écoulement elliptique extrait de la modélisation hydrodynamique utilisée. La Fig.IV.14 montre l'effet de la température T_{dec} (à gauche) et du paramètre α (à droite) sur la détermination de l'écoulement elliptique sur l'exemple des π et des Ω . Sur les π nous remarquons que la diminution de la température de découplage cinétique de 164 MeV à 100 MeV aboutit à une augmentation non négligeable du v_2 . Comme le modèle considéré utilise une transition de phase d'un QGP vers un gaz hadronique à $T_c = 165$ MeV, ceci indique qu'une partie importante de l'écoulement elliptique est encore généré dans la phase hadronique. Pour les Ω la différence est

également importante lors du passage de $T_{dec} = 164$ MeV à $T_{dec} = 132$ MeV, alors que le passage à $T_{dec} = 100$ MeV, ne génère pratiquement plus de v_2 supplémentaire. Dans le cadre de ce modèle, les Ω ne développeraient alors plus d'écoulement elliptique entre 132 MeV et 100 MeV. Le paramètre α , lui aussi, a une influence importante sur l'amplitude du v_2 . L'augmentation de ce paramètre conduit à une diminution significative de l'écoulement elliptique généré par l'hydrodynamique. En effet, dans l'approche hydrodynamique considérée, les constituants n'interagissent pas (*free streaming*) avant τ_0 . En absence d'une vitesse transverse initiale, l'anisotropie spatiale est la même à $\tau = 0$ et $\tau = \tau_0$. Un transverse *boost* non nul ($\alpha \neq 0$ fm $^{-1}$) provoque pourtant une diminution de l'anisotropie spatiale avant τ_0 et conduit ainsi à une diminution de l'amplitude du v_2 . Ce paramètre α constitue ainsi une première tentative pour modéliser l'état initial.

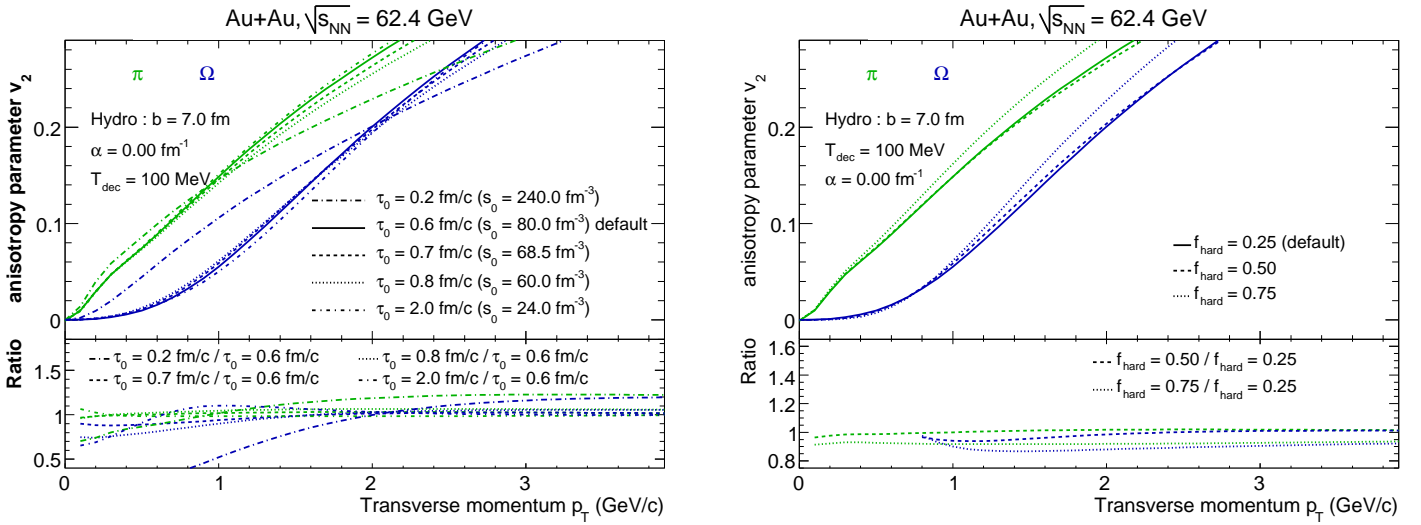


FIG. IV.15 – Écoulement v_2 des π (en vert) et des Ω (en bleu) déduit de calculs hydrodynamiques en variant τ_0 (à gauche) et f_{hard} (à droite). Tous les autres paramètres sont fixés à leurs valeurs par défaut (déterminées plus haut) pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

La Fig.IV.15 montre le changement du v_2 avec la variation de τ_0 et de f_{hard} . Pour π (en vert) la variation observée lors d'un changement de τ_0 (Fig.IV.15 (gauche)) reste faible ($< 5\%$) sauf pour $\tau_0 = 0,2$ fm/c où un comportement différent du $v_2(p_T)$ est observé : l'amplitude du v_2 est plus grande à faible p_T et plus faible à grand p_T . La distribution en p_T approximativement exponentielle des particules fait alors que le v_2 intégré est plus élevé pour $\tau_0 = 0,2$ fm/c que pour $\tau_0 = 0,6$ fm/c. Une observation équivalente peut également être faite pour les Ω (en bleu). Notons cependant qu'il est difficilement imaginable que les particules puissent atteindre l'équilibre thermique après $\tau_0 = 0,2$ fm/c. Le choix pour une valeur par défaut de $\tau_0 = 0,6$ fm/c est motivé par ce qui est utilisé à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Kol03c], mais nous observons que le comportement de l'écoulement elliptique entre $\tau_0 = 0,6$ fm/c et $\tau_0 = 2,0$ fm/c ne change pas de façon significative. Il faut remarquer dans cette discussion, que pour la Fig.IV.15 (gauche), nous n'avons pas uniquement changé τ_0 , mais également en même temps s_0 , afin de maintenir le produit $\tau_0 s_0$ constant. Si nous ne changions que τ_0 , une augmentation de sa valeur conduirait à un abaissement de v_2 puisque le temps d'évolution du système dans la phase gérée par l'hydrodynamique serait réduite. En revanche, une telle variation de τ_0 seul violerait la multiplicité observée dans les données expérimentales dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Dans le cas considéré la diminution de τ_0 est donc associée à une augmentation de la densité d'entropie.

En ce qui concerne l'influence de f_{hard} sur la valeur de v_2 (Fig.IV.15 (droite)), ce n'est qu'une augmentation dramatique (0,25% \rightarrow 0,75%) de ce paramètre qui conduit à une variation observable ($\sim 5\%$) dans les calculs hydrodynamiques et ceci indépendamment de la particule.

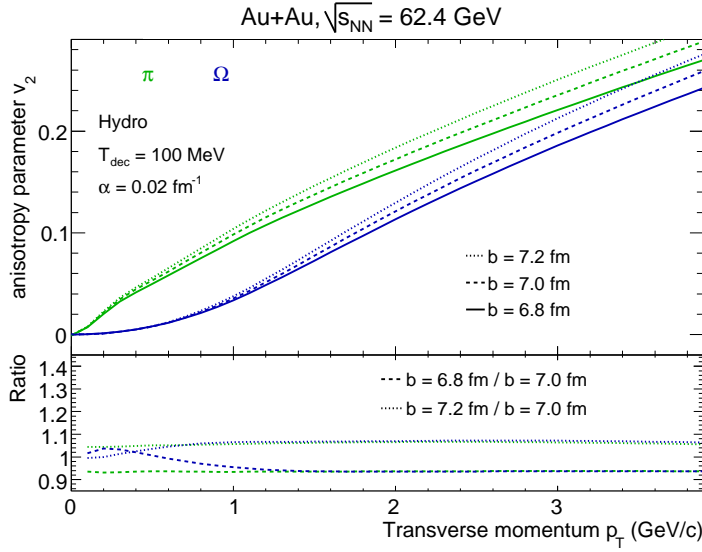


FIG. IV.16 – Écoulement v_2 des π (en vert) et des Ω (en bleu) déduit de calculs hydrodynamiques en variant le paramètre d'impact b . Tous les autres paramètres sont fixés à leurs valeurs par défaut (déterminées plus haut) pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

L'écoulement elliptique dépend fortement de la centralité. Il dépend donc également du paramètre d'impact b , estimé à partir d'un modèle de Glauber (voir § I.3.5 page 16). Cette estimation est cependant affectée d'incertitudes relativement importantes (voir Tab. I.2 page 17). Nous examinons sur la Fig.IV.16 l'effet d'une légère variation de b sur l'amplitude de v_2 déterminé par des calculs hydrodynamiques. Ainsi une variation de b de 0,2 fm conduit à une variation de v_2 de $\sim 6\%$ et ceci relativement indépendamment de l'impulsion transverse et de la particule considérée.

Le choix des paramètres par défaut pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV est justifié par ce qui est utilisé aux autres énergies (surtout à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) et par ce qui peut être considéré comme physiquement possible. De plus, certains paramètres sont contraints par la multiplicité et les rapports π/p et \bar{p}/p dans les données. Il est cependant nécessaire de garder en mémoire qu'il reste des incertitudes systématiques sur les calculs hydrodynamiques.

La comparaison directe entre données expérimentales et calculs hydrodynamiques et les implications de cette comparaison sont discutées au chapitre V.

IV.2.3 Modélisation microscopique et modèles « hybrides »

Les modèles hydrodynamiques recourent à un traitement macroscopique du système et sont limités à la détermination de variables macroscopiques, comme par exemple les températures et potentiels chimiques. Il existe cependant aussi des modèles qui essaient d'expliquer la formation et le transport hadronique/partonique dans des collisions (ultra-)relativistes par une approche théorique microscopique. Les modèles les plus courants dans ce domaine sont RQMD et UrQMD (pour « *ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics* ») [Sor95, Bas98, Ble99]. Ces modèles permettent un traitement complet de la réaction, commençant par l'état initial avec le recouvrement des ions (ou p ou \bar{p}) jusqu'à l'état final après que les interactions cessent (gel).

Ces modèles sont couramment utilisés en combinaison avec les modèles hydrodynamiques pour former ce que l'on appelle les modèles « hybrides » [Hir02a, Hir05, Non05, Non06, Tea01a, Non00]. Ils recourent à une description par l'hydrodynamique idéale dans la phase partonique et après une transition de phase (de premier ordre) à une température T_c et à un découplage chimique (T_{ch}) à, ou juste après, cette hadronisation, la description de la partie hadronique de l'évolution du système se fait à l'aide d'un modèle microscopique de cascades hadroniques/partoniques (UrQMD, RQMD) pour tenir compte d'éventuels effets dissipatifs dans la phase hadronique. Divers modèles tentent également de pallier le défaut de l'hydrodynamique qui ne s'intéresse pas à la façon dont le système atteint l'équilibre. Des formalismes comme le *color glass condensate* [Hir06b], ou des

fluctuations événement par événement [Gra05], utilisées en amont essayent de décrire la phase pré-hydrodynamique (pré-équilibre) pour obtenir des conditions initiales plus réalistes pour les modèles hydrodynamiques. De plus, il existe également des modèles qui essayent d'introduire de la viscosité dans les calculs hydrodynamiques [Tea03].

L'aptitude de quelques uns de ces modèles relative à reproduire les données expérimentales est discutée dans le chapitre V (voir § V.2.2 page 162).

IV.2.4 La paramétrisation « *Blast-Wave* »

Les modèles hydrodynamiques s'appuient sur des équations physiques afin de décrire le comportement du système. En ce sens, une fois que les paramètres de ces modèles sont fixés, leurs calculs peuvent être considérés comme des prédictions avec un sens physique lié aux hypothèses (la thermalisation) faites par les modèles. Cependant, ces calculs sont relativement lourds à effectuer du fait des méthodes numériques à mettre en oeuvre. Un expérimentateur préfère souvent une paramétrisation mathématique fonctionnelle afin de reproduire ces mesures et d'en extraire des paramètres. C'est que propose le « *Blast-Wave* » qui est une paramétrisation inspirée de l'hydrodynamique [Sch93, Ret04]. Un paramètre appelé T_{kin} décrit la distribution en m_T d'une source cylindrique en équilibre thermique à la température T_{kin} . Un second paramètre β_T ($\langle \beta_T \rangle$) gouverne une expansion transverse additionnelle dont l'amplitude dépend de l'éloignement de la couche cylindrique à l'axe de symétrie (le faisceau).

La version étendue [Ret04] de cette modélisation s'applique simultanément aux spectres, à l'écoulement elliptique et aux rayons mesurés par HBT¹. Nous ne l'avons utilisé que pour les spectres. Les différents paramètres sont obtenus par minimisation du χ^2 sur les données. La fonction utilisée dans le « *Blast-Wave* » pour ajuster les spectres en masse transverse, lors d'une expansion cylindriquement symétrique et *boost-invariante* en direction longitudinale, est :

$$\frac{dN}{m_T dm_T} \propto \int_0^R r dr m_T K_1 \left(\frac{m_T \cosh \rho(r)}{T_{kin}} \right) I_0 \left(\frac{p_T \sinh \rho(r)}{T_{kin}} \right). \quad (IV.11)$$

Dans l'Eq.IV.11, R est la taille du système transverse, K_1 et I_0 sont des fonctions de Bessel modifiées et ρ est la rapidité transverse liée à la vitesse transverse β_T par :

$$\rho(r) = \tanh^{-1} (\beta_T(r)), \quad (IV.12)$$

avec $0 \leq r \leq R$. La vitesse transverse est alors reliée à un paramètre supplémentaire, le profil de vitesse n , par :

$$\beta_T(r) = \beta_s \left(\frac{r}{R} \right)^n, \quad (IV.13)$$

où à nouveau $0 \leq r \leq R$ et $\beta_s = \beta_T(R)$ est la vitesse transverse à la surface du cylindre considéré. Il est alors possible d'utiliser β_s comme paramètre libre du modèle ou alternativement $\langle \beta_T \rangle$. Ils sont liés par la relation :

$$\langle \beta_T \rangle = \beta_s \frac{2}{2+n}. \quad (IV.14)$$

¹HBT est l'acronyme de Hanbury, Brown-Twiss et désigne des études d'interférométrie à deux particules sur des dimensions femtométriques. Ces études permettent d'accéder aux largeurs r.m.s. (R_{long} , R_{side} and R_{out}) de la distribution spatio-temporelle des hadrons d'une certaine impulsion p . [Hei99, Ada03d] pour plus de détails.

IV.2.4.1 Application

Chaque ajustement « *Blast-Wave* » sur les spectres nécessite la détermination de quatre paramètres : la normalisation, T_{kin} , $\langle\beta_T\rangle$ et le profil n . Souvent, les ajustements sont faits en même temps pour plusieurs spectres d'une même espèce (p.ex. particule et anti-particule) ou de différentes espèces. Il est alors supposé qu'il existe des valeurs des trois paramètres T_{kin} , β_T et n qui permettent de décrire tous ces spectres et soient valables simultanément pour les différentes particules incluses dans l'ajustement. Dans le cas des baryons multi-étranges nous supposons par exemple que les mêmes paramètres sont valables pour les particules et les anti-particules, pour les ajuster simultanément. Pour un jeu de paramètres donné nous calculons le χ^2 pour les baryons (χ_B^2) et les anti-baryons ($\chi_{\bar{B}}^2$) et varions ensuite les paramètres afin de minimiser la somme ($\chi_B^2 + \chi_{\bar{B}}^2$). Ceci implique que nous supposons les spectres de baryons et d'anti-baryons indépendant l'un de l'autre.

Il est implicite que l'utilisation du « *Blast-Wave* » nécessite des données. Les résultats en terme de systématique présentés ici font donc également référence aux données, même si la discussion proprement dite des résultats obtenus n'est présentée dans sa totalité qu'au chapitre V.

Les paramètres T_{kin} et $\langle\beta_T\rangle$ sont fortement anticorrélés. Au lieu de représenter individuellement les résultats obtenus pour ces deux paramètres, on recourt à une représentation par des contours dans l'espace $T_{kin} - \langle\beta_T\rangle$.

Dans le cas des baryons multi-étranges, l'estimation du paramètre de profil n par un ajustement direct est délicat. En effet, l'incertitude sur sa valeur est dans la plupart des cas de l'ordre de grandeur de la valeur elle-même. Nous avons donc choisi de le fixer à une certaine valeur. Le fait d'avoir un paramètre en moins permet aussi d'avoir plus de précision sur les autres paramètres à déterminer, mais ajoute une erreur systématique supplémentaire liée à la variation de la valeur de ce paramètre fixé.

Le Tab.IV.6 résume les valeurs des paramètres T_{kin} et $\langle\beta_T\rangle$ estimées par ajustement sur différents spectres dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV par l'utilisation de différentes valeurs de n . Nous utilisons la valeur de $n = 0,82$ puisqu'elle a été obtenue pour un ajustement commun des π^- , π^+ , K^- , K^+ , p et \bar{p} à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Ada04b].

Pour la valeur $n = 2$, les χ^2 sont légèrement plus élevés, de sorte que le meilleur résultat est obtenu pour un ajustement avec $n < 2$. D'après les χ^2 sur les ajustements avec les autres valeurs de n , il n'est cependant pas possible de discerner entre elles. Ceci dit, la variation de n induit une grande incertitude sur l'estimation de T_{kin} , alors que la valeur de $\langle\beta_T\rangle$ reste relativement insensible.

Même si l'ajustement commun des particules légères, utilisant $n = 0,82$ donne également le meilleur résultat à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, les χ^2 par nombre de degrés de liberté (d.d.l.) sont encore très élevés. L'ajustement reste donc mauvais et la situation ne s'améliore pas si nous laissons libre le paramètre n (dernière ligne du Tab.IV.6). Ceci nous a conduit à penser que les paramètres pour les différentes particules pourraient ne pas être les mêmes. Pour vérifier ceci, nous ajustons les espèces des différentes particules individuellement. La Fig.IV.17 montre les contours dans l'espace (T_{kin} , $\langle\beta_T\rangle$) des particules légères obtenus par différents ajustements « *Blast-Wave* » et le Tab.IV.7 donne les χ^2 /ddl pour des différents ajustements. Les courbes noires correspondent à un ajustement commun des spectres π^- , π^+ , K^- , K^+ , p et \bar{p} issus d'une analyse avec la TPC [Mol06] dans des collisions centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les ajustements individuels sur les spectres des différentes espèces montrent que ces résultats sont très dispersés dans l'espace (T_{kin} , $\langle\beta_T\rangle$) par rapport au contour de l'ajustement commun. Cette même Fig.IV.17 montre également les contours obtenus avec des spectres de π^- , K^- et \bar{p} issus d'une analyse avec le TOF [Sha05]. La différence entre les deux (TPC et TOF) est essentiellement le domaine d'ajustement ($m_T - m_0 = 0,05 - 0,6$ GeV/ c^2 pour la TPC et $m_T - m_0 = 0,1 - 3,0$ GeV/ c^2 pour la TOF). Les spectres du TOF couvrent donc un domaine en $m_T - m_0$ qui est plus comparable à celui des baryons multi-étranges. Nous observons des résultats très différents de ceux des spectres de la TPC, surtout en terme de $\langle\beta_T\rangle$.

La conclusion que nous voulons tirer de la Fig.IV.17, est que les contours très restreints obtenus par l'ajustement commun sont trompeurs. En effet nous observons que les ajustements individuels

n		$\Omega+\bar{\Omega}$	$\Xi+\bar{\Xi}$	$\Lambda+\bar{\Lambda}$	$\pi^\pm+K^\pm+\bar{p}+p$
0,5	T_{kin} (MeV)	156 ± 33	157 ± 10	130 ± 3	$101,93\pm 0,09$
	$\langle\beta_T\rangle$ (c)	$0,47\pm 0,06$	$0,46\pm 0,02$	$0,500\pm 0,002$	$0,5462\pm 0,0003$
	χ^2 / ddl	1,70/9	11,35/19	37,7/19	7145/66
0,82	T_{kin} (MeV)	134 ± 32	136 ± 10	107 ± 3	$91,2\pm 0,1$
	$\langle\beta_T\rangle$ (c)	$0,47\pm 0,05$	$0,46\pm 0,02$	$0,505\pm 0,005$	$0,5732\pm 0,0007$
	χ^2 / ddl	1,67/9	11,30/19	37,9/19	2056/66
1,0	T_{kin} (MeV)	123 ± 31	123 ± 10	95 ± 3	$87,5\pm 0,2$
	$\langle\beta_T\rangle$ (c)	$0,46\pm 0,04$	$0,46\pm 0,01$	$0,500\pm 0,004$	$0,5858\pm 0,0007$
	χ^2 / ddl	1,71/9	11,38/19	42,4/19	4445/66
2,0	T_{kin} (MeV)	67 ± 23	61 ± 7	282 ± 1	$116,4\pm 0,1$
	$\langle\beta_T\rangle$ (c)	$0,40\pm 0,02$	$0,407\pm 0,004$	$0,422\pm 0,001$	$0,4505\pm 0,0003$
	χ^2 / ddl	2,43/9	24,15/19	320,4/19	139158/66
libre	T_{kin} (MeV)	-	-	$(n=0,71\pm 0,28)$ 117 ± 16	$(n=0,899\pm 0,005)$ $92,7\pm 0,3$
	$\langle\beta_T\rangle$ (c)	-	-	$0,50\pm 0,04$	$0,561\pm 0,001$
	χ^2 / ddl	-	-	37,3/18	3764/65

TAB. IV.6 – Pour chaque particule les trois lignes sont du haut vers le bas : T_{kin} en MeV, $\langle\beta_T\rangle$ en unité de la célérité de la lumière c et le χ^2 par degré de liberté. Les incertitudes sont statistiques et le domaine d'ajustement est de $0,1 \text{ GeV}/c^2$ à $2,0 \text{ GeV}/c^2$ en $m_T - m_0$ pour toutes les particules excepté les π^\pm , K^\pm , p et \bar{p} pour lesquelles les données (TPC) ne couvrent que le domaine $0,05 \text{ GeV}/c^2$ à $0,6 \text{ GeV}/c^2$. Les valeurs dans les quatre premières lignes correspondent à des profils de vitesse n fixés, alors que pour la dernière colonne, n est laissé libre, si possible. Les spectres des Λ utilisés pour l'ajustement « Blast-Wave » sont de [Tak05], alors que ceux de π^\pm , K^\pm , p et \bar{p} sont de [Mol06].

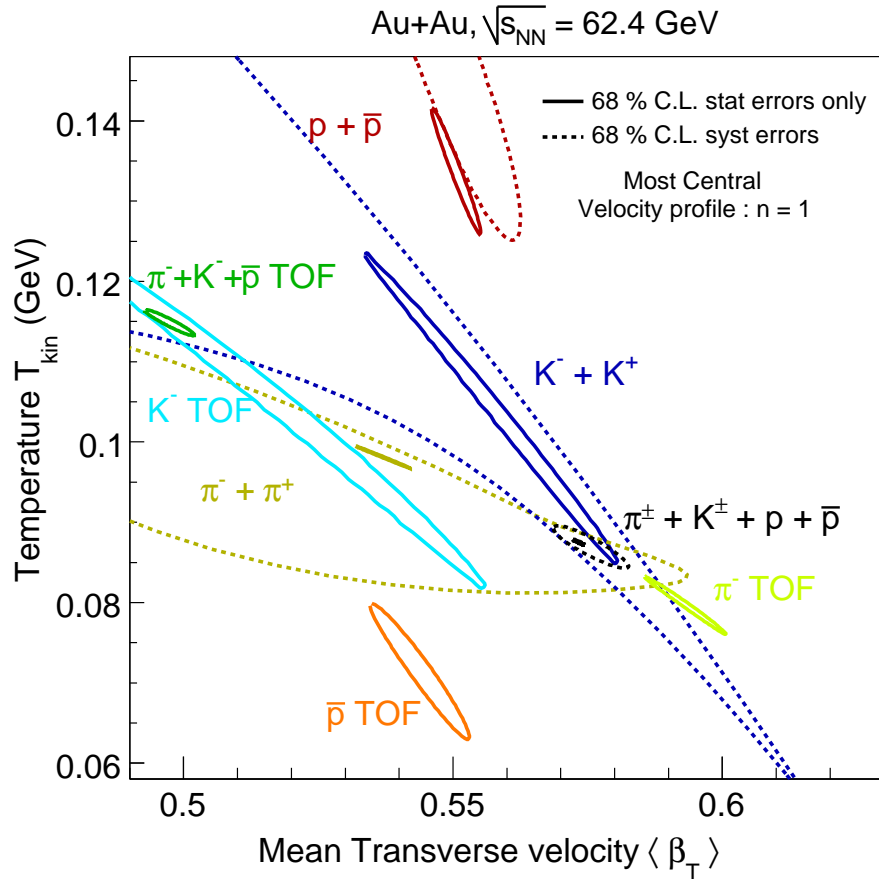


FIG. IV.17 – Contours dans l'espace $T_{kin} - \langle \beta_T \rangle$ issus d'ajustements « Blast-Wave » réalisés sur les spectres des différentes particules légères π^\pm , K^\pm , p et \bar{p} . Les contours en trait plein correspondent aux résultats pour un niveau de confiance (C.L.) de 68 % en ne tenant compte que des incertitudes statistiques, alors que les contours pointillés incluent également les incertitudes systématiques. Les contours marqués « TOF », sont obtenus pour des domaines en $m_T - m_0 = 0,1 - 3,0$ GeV/ c^2 , alors que les autres (spectres obtenus avec la TPC) sont pour $m_T - m_0 = 0,05 - 0,6$ GeV/ c^2

conduisent à des contours plus larges, mais également plus dispersés, indiquant que même pour les particules légères, les paramètres de température (T_{kin}) et de vitesse transverse ($\langle \beta_T \rangle$) ne sont pas obtenus avec une très grande précision et ne s'accordent pas nécessairement bien les uns avec les autres. L'utilité de cette observation ne devient claire que lors de la discussion au chapitre V où nous discutons les résultats des baryons multi-étranges par rapport aux particules légères (voir § V.2.2 page 162).

En comparant les résultats pour les spectres de la TPC et du TOF, nous avons observé que le domaine sur lequel l'ajustement est réalisé influence les conclusions. Pour vérifier ceci sur les Λ et les Ξ nous considérons trois domaines en masse transverse ($m_T - m_0$) : $0,1 - 1,0$ GeV/ c^2 ; $0,1 - 2,5$ GeV/ c^2 et $0,1 - 3,5$ GeV/ c^2 . Le Tab.IV.8 indique que l'effet est surtout visible sur Λ , alors que pour Ξ l'influence sur les résultats reste faible. Il faut pourtant remarquer que les incertitudes deviennent logiquement plus grandes si nous nous restreignons à un domaine de masse transverse plus limité et ceci d'autant plus pour Ξ que pour Λ , puisque, particulièrement pour $m_T - m_0 = 0,1 - 1,0$ GeV/ c^2 , nous disposons de moins de points de mesures pour Ξ que pour Λ . De plus, ceux-ci sont affectés de barres d'erreur plus grandes. Il n'est donc pas implicite, que la variation du domaine d'ajustement affecte Ξ différemment que Λ .

		$p+\bar{p}$	K^-+K^+	$\pi^-+\pi^+$	$\pi^\pm+K^\pm+p+\bar{p}$	\bar{p}	π^-	K^-	$\pi^-+K^-+\bar{p}$
		TPC	TPC	TPC	TPC	TOF	TOF	TOF	TOF
χ^2/ddl	« stat »	3448/29	513/17	161/17	4445/66	60/10	45/12	78/11	273/39
	« syst »	167/29	8/17	0.8/17	201/66				

TAB. IV.7 – χ^2 par degré de liberté des contours de la Fig.IV.17 avec les incertitudes statistiques seules (« stat ») et les incertitudes statistiques et systématiques ajoutées quadratiquement (« syst »).

$m_T - m_0$ (GeV/c ²)		$\Xi + \bar{\Xi}$	$\Lambda + \bar{\Lambda}$
0,1 - 1,0	T_{kin}	120 ± 41	80 ± 9
	$\langle\beta_T\rangle$	0,47 ± 0,04	0,517 ± 0,008
	χ^2 / ddl	6,6 / 9	15,8 / 13
0,1 - 2,5	T_{kin}	123 ± 10	95 ± 3
	$\langle\beta_T\rangle$	0,46 ± 0,01	0,500 ± 0,004
	χ^2 / ddl	11,4 / 19	42,4 / 19
0,1 - 3,5	T_{kin}	125 ± 8	100 ± 3
	$\langle\beta_T\rangle$	0,46 ± 0,01	0,492 ± 0,004
	χ^2 / ddl	14,5 / 23	59,6 / 23

TAB. IV.8 – Résultats « Blast-Wave » pour différents domaines d'ajustement (pour $n = 1$). Les erreurs sont statistiques.

Pour Ω , étant donné le nombre restreint de points de mesures sur le spectre, il est inévitable d'utiliser le spectre entier pour l'ajustement.

Notons que nous avons également utilisé la paramétrisation « Blast-Wave » lors de la détermination du taux de production Ξ et Ω . Les résultats correspondant, ainsi que la discussion générale liée à l'utilisation du « Blast-Wave » ne sont présentés qu'au chapitre V (voir § V.1.1 page 140 et § V.2.2 page 162).

IV.2.4.2 Comparaison entre « Blast-Wave » et modèle hydrodynamique

Dans ce paragraphe nous comparons les résultats du « Blast-Wave » aux calculs hydrodynamiques du modèle de Kolb *et al.*. La paramétrisation « Blast-Wave » étant inspirée de l'hydrodynamique, nous souhaitons estimer combien les résultats de cette paramétrisation ressemblent à ceux d'un calcul d'hydrodynamique complet. Le « Blast-Wave » étant habituellement utilisé pour des ajustements directs sur les spectres, nous prenons les spectres hydrodynamiques obtenus pour différentes particules et différents paramètres du modèle de Kolb *et al.*, et réalisons l'ajustement « Blast-Wave ».

Dans le modèle hydrodynamique utilisé, l'écoulement radial, ou de façon équivalente la vitesse transverse, est calculé implicitement à partir des paramètres initiaux et de l'équation d'état. Cette quantité, étant un des paramètres physiques du « Blast-Wave », n'est pas accessible facilement dans le modèle hydrodynamique. Nous limitons donc notre comparaison au paramètre de température, qui, pour la température de l'hydrodynamique est notée T_{decr} alors que celle du « Blast-Wave » est notée T_{kin} .

Les spectres issus de l'hydrodynamique possèdent plus de points que ceux des données réelles et pas d'erreurs sur les différents points. Nous effectuons les ajustements « Blast-Wave » sous différentes conditions. Dans tous les cas il est nécessaire d'ajouter artificiellement des incertitudes aux différents points des spectres issus des prédictions hydrodynamiques. Dans un premier temps nous utilisons une trentaine de points séparés uniformément et affectés de 1 % d'incertitude relative chacun. Pour vérifier la stabilité et la pertinence des résultats nous limitons également le nombre de points à celui des

données et appliquons des incertitudes comparables aux valeurs expérimentales. Les valeurs obtenues dans les deux cas sont pratiquement identiques, alors que les incertitudes sont plus élevées dans le deuxième cas. Le χ^2 des différents ajustements n'a, comme nous fixons arbitrairement l'erreur, aucune signification absolue. Il permet uniquement une comparaison relative entre les différents ajustements.

(a) Variation de α			(b) Variation du domaine d'ajustement			
α (fm^{-1})	0,00	0,03	$m_T - m_0$ (GeV/c^2)	0,0	0,1	0,1
Hydro : $T_{\text{dec}} = 100 \text{ MeV}$			Hydro : $T_{\text{dec}} = 100 \text{ MeV}$			
T_{kin} (MeV)	85	82	T_{kin} (MeV)	85	85	85
$\langle \beta_T \rangle$ (c)	0,46	0,51	$\langle \beta_T \rangle$ (c)	0,46	0,46	0,46
χ^2/ddl	48/53	9/53	χ^2/ddl	12/55	48/53	7/23
Hydro : $T_{\text{dec}} = 164 \text{ MeV}$			Hydro : $T_{\text{dec}} = 164 \text{ MeV}$			
T_{kin} (MeV)	131	129	T_{kin} (MeV)	130	131	124
$\langle \beta_T \rangle$ (c)	0,31	0,40	$\langle \beta_T \rangle$ (c)	0,30	0,31	0,33
χ^2/ddl	44/53	34/53	χ^2/ddl	35/55	34/53	15/23

(c) Variation de n			
n	0,5	1,0	libre
Hydro : $T_{\text{dec}} = 100 \text{ MeV}$ ($n=0,96$)			
T_{kin} (MeV)	103	85	86
$\langle \beta_T \rangle$ (c)	0,49	0,46	0,47
χ^2/ddl	74/53	48/53	3/52
Hydro : $T_{\text{dec}} = 164 \text{ MeV}$ ($n=0,61$)			
T_{kin} (MeV)	148	131	148
$\langle \beta_T \rangle$ (c)	0,29	0,31	0,29
χ^2/ddl	53/53	44/53	13/52

TAB. IV.9 – Résultats des ajustements « Blast-Wave » ($T_{\text{kin}}, \langle \beta_T \rangle$) sur les spectres hydrodynamiques Ξ obtenus par calcul avec le modèle de P. Kolb et al. pour des collisions Au+Au centrales ($b = 2,4 \text{ fm}$) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4 \text{ GeV}$. En (a) influence du paramètre α , en (b) influence du domaine d'ajustement et en (c) influence du profil de vitesse n . Les χ^2/ddl correspondent à un ajustement « Blast-Wave » sur un spectre hydrodynamique avec une trentaine de points affectés d'une incertitude relative de 1%.

Dans le Tab.IV.9 nous présentons les résultats de cet ajustement de « Blast-Wave » sur les spectres hydrodynamique pour Ξ à différentes températures T_{dec} . Le changement de α (Tab.IV.9 (a)) sur l'hydrodynamique n'a d'influence partiquement que sur $\langle \beta_T \rangle$, alors que T_{kin} reste inchangé¹. Ceci

¹La variation de τ_0 pour les spectres hydrodynamiques, non montré dans le Tab.IV.9, conduit à un effet d'amplitude semblable à celui de la variation de α , mais agit dans le sens inverse. Une augmentation de τ_0 diminue alors la valeur de $\langle \beta_T \rangle$ trouvée avec le « Blast-Wave ».

est, dans une certaine mesure, logique, puisque le paramètre α est sensé générer un écoulement radial supplémentaire (avant la thermalisation), ce qui augmente $\langle\beta_T\rangle$. Le domaine d'ajustement (Tab.IV.9 (b)) a lui aussi une influence mineure (mais plus élevée sur l'hydrodynamique à T_{dec} plus élevée) sur le résultat final. Pour tous les ajustements les χ^2/ddl sont satisfaisant dans toutes les situations.

Nous avons aussi réalisé ces ajustements pour des valeurs de n (Tab.IV.9 (b)) différentes, remarquant, comme déjà pour les données réelles (voir Tab. IV.6 page 132) que ceci joue essentiellement sur la température avec une influence mineure sur la vitesse transverse. De manière générale, nous observons que le paramètre de température du « *Blast-Wave* » (T_{kin}) est de façon systématique inférieur à celui de l'hydrodynamique (T_{dec}) ($\sim 15-30$ MeV). Notons cependant que cette étude ne donne pas une comparaison complète, puisque nous n'avons pas accès à l'équivalent $\langle\beta_T\rangle$ du « *Blast-Wave* » dans les calculs hydrodynamiques. La forte corrélation entre ce paramètre et T_{kin} dans le « *Blast-Wave* » limite de toute façon le pouvoir de comparaison entre les deux approches. Néanmoins cette étude montre qu'il existe une systématique non négligeable entre les deux paramètres T_{kin} et T_{dec} sur laquelle nous reviendrons dans le chapitre V (voir § V.2.2 page 162).

Les résultats pour Ω (non montrés) sont équivalents à ceux des Ξ . Mais la situation change pour les particules plus légères. Nous montrons sur le Tab.IV.10 l'équivalent du Tab.IV.9 pour π .

(a) Variation de α			(b) Variation du domaine d'ajustement			(c) Variation de n				
α (fm ⁻¹)	0,00	0,03	$m_T - m_0$ (GeV/c ²)	0,0	0,1	0,1	n	0,5	1,0	libre
				3,0	3,0	1,5				
Hydro : $T_{dec} = 100$ MeV			Hydro : $T_{dec} = 100$ MeV			Hydro : $T_{dec} = 100$ MeV ($n=0,93$)				
T_{kin} (MeV)	95	88	T_{kin} (MeV)	117	95	69	T_{kin} (MeV)	50	95	90
$\langle\beta_T\rangle$ (c)	0,44	0,51	$\langle\beta_T\rangle$ (c)	0,35	0,44	0,55	$\langle\beta_T\rangle$ (c)	0,71	0,44	0,47
Hydro : $T_{dec} = 164$ MeV			Hydro : $T_{dec} = 164$ MeV			Hydro : $T_{dec} = 164$ MeV ($n=0,79$)				
T_{kin} (MeV)	119	113	T_{kin} (MeV)	142	119	92	T_{kin} (MeV)	65	119	103
$\langle\beta_T\rangle$ (c)	0,37	0,46	$\langle\beta_T\rangle$ (c)	0,27	0,37	0,49	$\langle\beta_T\rangle$ (c)	0,67	0,37	0,46

TAB. IV.10 – Résultats des ajustements « *Blast-Wave* » (T_{kin} , $\langle\beta_T\rangle$) sur les spectres hydrodynamiques π obtenus par calcul avec le modèle de P. Kolb et al. pour des collisions Au+Au centrales ($b = 2,4$ fm) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. En (a) influence du paramètre α , en (b) influence du domaine d'ajustement et en (c) influence du profil de vitesse n .

La différence la plus notable est que pour π l'inclusion de la partie à très faible p_T ($m_T - m_0 < 0,1$ GeV/c²) modifie profondément les paramètres extraits d'un ajustement « *Blast-Wave* ». Malheureusement, l'acceptance de STAR ne permet pas d'avoir des données pour π dans cette région en masse transverse. De plus, le « *Blast-Wave* » n'arrive pas à reproduire la courbure du spectre hydrodynamique à très faible p_T ($m_T - m_0 < 0,3$ GeV/c²) de sorte que les χ^2/ddl (non montrés dans le Tab.IV.10) deviennent très grands ($\sim 500-1000/53$).

Notons, pour terminer cette discussion sur le « *Blast-Wave* », que d'autres modélisations inspirées de l'hydrodynamique existent, comme par exemple *Buda-Lund* [Csa03] ou la paramétrisation discutée dans [Bor05c].

IV.2.5 Modèles de recombinaison et de coalescence

Les modèles hydrodynamiques ne s'intéressent pas à l'hadronisation, c'est-à-dire aux mécanismes conduisant à la formation d'hadrons à partir des quarks et gluons présents avant et formés lors de la collision.

Les modèles dits de recombinaison/coalescence [Fri03a, Kol04b, Hwa03b, Gre03, Fri03b] sont couramment évoqués pour expliquer des différences entre mésons et baryons à impulsion transverse intermédiaire ($2 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 5-6 \text{ GeV}/c$) (voir § V.3 page 181). Le point de départ de ces modèles consiste à supposer que les spectres des particules sont proportionnels au produit des spectres des constituants. Ceci entraîne que le spectre des hadrons à rapidité centrale est obtenu à partir de celui des partons :

$$\frac{dN_B}{d^2p_T}(\vec{p}_T) = C_B(p_T) \left[\frac{dN_q}{d^2p_T}(\vec{p}_T/3) \right]^3 \quad \text{et} \quad \frac{dN_M}{d^2p_T}(\vec{p}_T) = C_M(p_T) \left[\frac{dN_q}{d^2p_T}(\vec{p}_T/2) \right]^2, \quad (\text{IV.15})$$

où les coefficients C_M et C_B sont les probabilités pour la coalescence $q\bar{q} \rightarrow$ méson et $qqq \rightarrow$ baryon respectivement. Cependant ces relations ne sont valables que pour des processus rares, qui n'est pas vérifié pour des hautes densités des constituants dans l'espace des phases. Si la densité des constituants diminue, les processus de coalescence deviennent relativement plus rares et le formalisme décrit précédemment est applicable. Ceci explique pourquoi les modèles de coalescence ne peuvent faire des prédictions à impulsion transverse intermédiaire.

Le mécanisme de production de coalescence est illustré sur la Fig.IV.18. Un hadron de $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ (point brun) peut résulter de la coalescence de 2 ou de 3 quarks, suivant qu'il s'agit d'un méson ou d'un baryon, qui se meuvent dans des régions voisines de l'espace de phase (flèches verts et rouges). Étant donné la distribution exponentielle des partons à faible p_T il est plus facile de créer des baryons de $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ que des mésons de même impulsion transverse. En effet, pour le baryon il s'agit de recombinaison trois quarks de $2 \text{ GeV}/c$ alors que pour former le méson, deux quarks de $3 \text{ GeV}/c$ qui sont relativement moins abondamment produits sont nécessaires. À partir d'un certain p_T ($\sim 6-8 \text{ GeV}/c$) la composante de la fragmentation de partons, responsable d'une forme du spectre en loi de puissance, devient de plus en plus prédominante. Sur la Fig.IV.18 nous montrons que ce hadron de $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ peut également résulter de la fragmentation d'un parton de $p_T = 10 \text{ GeV}/c$ (flèche bleue), par exemple.

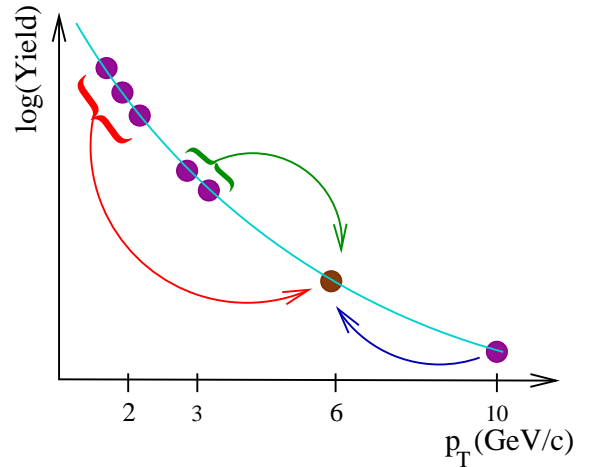


FIG. IV.18 – Illustration de la coalescence de quarks pour la formation des hadrons. Voir texte pour plus de détails.

L'observation du comportement des rapports baryons sur mésons à p_T intermédiaire peut donner une indication de la validité d'un tel mécanisme de production. Une observable supplémentaire pour une telle mise en évidence peut aussi être l'écoulement elliptique. En effet, il est, dans le cadre des modèles de coalescence et dans les régions dans lesquels ces modèles sont applicables, possible d'écrire au premier ordre (si $v_2 \ll 1$) [Mol03] :

$$v_2^h(p_T^h) \approx n_q v_2^q(n_q p_T^q), \quad (\text{IV.16})$$

où v_2^h et p_T^h sont respectivement l'écoulement elliptique et l'impulsion transverse du hadron et n_q , v_2^q et p_T^q les nombres de quarks de valence du hadron ($n_q = 2$ pour les mésons (m) et $n_q = 3$ pour les baryons (b)), l'écoulement elliptique et l'impulsion transverse d'un quark. L'observation d'un

tel comportement à p_T intermédiaire dans les données serait alors une autre signature possible en faveur d'un mécanisme de production par coalescence à implusion transverse intermédiaire. Ayant tous à la base, le mécanisme de coalescence de quarks, les différents modèles existants se distinguent au niveau de la prise en compte d'effets supplémentaires. Ainsi, en plus de décrire la partie à p_T intermédiaire par les mécanismes de la coalescence, certains modèles font le lien entre physique molle à faible p_T et description par des calculs de pQCD à plus haut- p_T [Vit03] et incluent également des diffusions multiples dans l'état initial, le *shadowing* nucléaire et la perte d'énergie partonique due au *Bremsstrahlung* gluonique [Gyu00] ou permettent la recombinaison entre partons mous et partons durs en mouvement colinéaire (« *co-moving* ») provenant de mini-jets [Gre03, Hwa03a].

Ces modèles et la comparaison avec les données seront davantage discutés dans le chapitre V (voir § V.3 page 181)

Résultats et discussion

DANS CE CHAPITRE nous examinons les résultats expérimentaux obtenus avec les mesures décrites dans le chapitre III. Puis nous discutons leur interprétation physique au regard des modèles que nous avons introduits au chapitre IV. La partie « résultats » concerne l'obtention des taux de production, les rapports de particules ainsi que la détermination de l'impulsion transverse moyenne des baryons multi-étranges dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. La partie « discussion » est divisée en plusieurs sous-parties, qui concernent différents axes d'études physiques.

La première partie de la discussion englobe la physique « molle » (« *soft physics* ») qui décrit les particules issues de la désexcitation du « *bulk* », ce milieu chaud et dense créé lors de la collision et qui s'oppose aux processus « durs » (« *hard processes* ») résultant des premiers instants de la collision. La physique du *bulk* concerne essentiellement les particules de faible impulsion transverse ($p_T < 1-2$ GeV/c). Nous distinguons entre propriétés chimiques et caractéristiques dynamiques globales pour des baryons multi-étranges en particulier. La deuxième partie de la discussion concerne la discussion des phénomènes et d'éventuels mécanismes de production à impulsion transverse intermédiaire ($2 < p_T < 5-6$ GeV/c).

Toutes ces discussions se font dans le contexte d'une étude de la dépendance en énergie des observables d'étrangeté. Nos résultats à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV permettent particulièrement bien une telle étude, puisqu'ils font le lien entre les énergies du SPS et la plus haute énergie accessible au RHIC. La comparaison aux données de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV est mise en avant dans cette discussion.

Remarque : Nous recourons dans ce chapitre, comme déjà en partie dans le chapitre précédent, à des résultats obtenus par d'autres contributions à STAR, voire à d'autres collaborations afin d'obtenir une vue plus globale de la physique dans laquelle nos résultats s'intègrent. Parmi ces résultats se trouvent entre autres les spectres Λ , $\bar{\Lambda}$ et K_S^0 à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV obtenus par J. Takahashi [Tak05]. Nous avons notamment utilisé ces spectres pour la comparaison avec les prédictions de l'hydrodynamique, l'ajustement d'une paramétrisation *Blast-Wave* ou encore le R_{CP} et le rapport baryon / méson (voir § V.2.2 page 162). De même les résultats de L. Molnar [Mol06] et de M. Shao [Sha05] sur π^\pm , K^\pm , p et \bar{p} dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sont utilisés.

V.1 Résultats

V.1.1 Obtention des taux de production

Le taux de production par événement (collision) et par unité de rapidité (« *yield* » en anglais, noté dN/dy)¹, est le nombre de particules créées lors de l'interaction, intégré sur toute le domaine en impulsion transverse. Pour des raisons d'acceptance et de statistique, les données ne permettent pas l'obtention du spectre dans sa totalité. La détermination du taux de production nécessite alors l'utilisation d'une fonction d'ajustement qui permet de reproduire le spectre dans le domaine mesuré et d'extrapoler aux faibles et grandes impulsions transverses où le spectre n'est pas connu. Étant donné la forme plus ou moins exponentielle du spectre, la contribution de l'extrapolation au taux de production total va être largement dominée par la partie à faible impulsion transverse.

V.1.1.1 Choix de la fonction d'ajustement

De nombreuses fonctions sont imaginables pour ajuster les spectres. La contrainte est qu'elles doivent reproduire les données, là où elles sont connues. Suivant le système étudié, ceci peuvent être une loi de puissance « *power law* », une fonction de Lévy, une loi exponentielle ou une loi de Maxwell-Boltzmann. Des combinaisons de plusieurs fonctions sont également imaginables, par exemple la loi de puissance est bien adaptée pour décrire la contribution de pQCD à grand- p_T dans les collisions élémentaires ($e^- + e^+$, p+p ou aussi les collisions périphériques), alors qu'à plus faible p_T c'est plutôt une exponentielle qui permet de mieux décrire le spectre. Dans ce cas l'utilisation combinée de ces fonctions est envisageable pour la description totale du spectre².

Dans notre cas, dans les collisions Au+Au, ce sont les fonctions exponentielles (en masse transverse) et de Maxwell-Boltzmann, données par les Eq.V.1 et Eq.V.2 respectivement, qui semblent le mieux adaptées. Exponentielle :

$$\frac{1}{2\pi m_T N_{evts}} \frac{d^2 N}{dm_T dy} = \frac{dN/dy}{2\pi T(T + m_0)} e^{-\frac{m_T - m_0}{T}}, \quad (\text{V.1})$$

Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{1}{2\pi m_T N_{evts}} \frac{d^2 N}{dm_T dy} = \frac{m_T dN/dy}{2\pi T \left((m_0 + T)^2 + T^2 \right)} e^{-\frac{m_T - m_0}{T}}. \quad (\text{V.2})$$

Dans les deux cas une normalisation par rapport au nombre d'événements (N_{evts}) et une intégration en azimut (facteur 2π) ont été réalisés. En plus du taux de production par unité de rapidité et par événement (dN/dy), ces fonctions permettent d'extraire des données un autre paramètre, appelé pente inverse (« *inverse slope* ») T . Dans le cas de l'exponentielle et de la Maxwell-Boltzmann, ce paramètre peut être identifié à une température effective, contenant les effets dus à l'écoulement radial. Dans le cas de la fonction du « *Blast-Wave* » (voir § IV.2.4 page 130), que nous avons également utilisée pour la détermination du taux de production, cette température est plutôt interprétée comme température de gel cinétique (« *kinetic freeze-out* ») avec un paramètre supplémentaire, $\langle \beta_T \rangle$, pour décrire l'expansion transverse du système.

Les Tab.V.1 et Tab.V.2 montrent les résultats pour le taux de production et le paramètre de pente inverse (T) obtenus pour les trois fonctions d'ajustement dans le cas des Ξ^- et des Ξ^+ respectivement. Dans le cas du « *Blast-Wave* » nous avons utilisé pour estimer T la relation : $T = T_{kin} + \frac{1}{2}m_0\langle \beta_T \rangle$, où T_{kin} et $\langle \beta_T \rangle$ sont les paramètres du « *Blast-Wave* » (voir § IV.2.4 page 130 et § V.2.2 page 162). Environ 30% de l'incertitude statistique sur les taux de production provient de l'incertitude sur l'*embedding*

¹Nous parlerons dans la suite simplement de taux de production étant sous-entendu qu'il s'agit du taux de production par événement et par unité de rapidité

²La fonction de Lévy [Wil00] permet d'avoir les deux en même temps.

(voir § III.8.2.1 page 82), alors que les erreurs systématiques tiennent compte des études décrites au chapitre III (§ III.8.4 page 91) et dans la suite (§ V.1.1.2 page 145).

En prenant l'exemple des collisions centrales¹, les ajustements avec les différentes fonctions sur le spectre des Ξ montrent des différences significatives en terme des taux de production. Nous remarquons cependant, d'après les χ^2/ddl (voir Tab.V.1 et Tab.V.2) des différents ajustements, que l'utilisation du « *Blast-Wave* » donne le meilleur accord avec les données², bien que l'une ou l'autre fonction d'ajustement ne peut pas être exclue avec certitude. Une explication est fournie par la Fig.V.1³ qui montre une différence entre le spectre Ξ^- dans des collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, et les différentes fonctions d'ajustement, surtout à faible impulsion transverse. En effet, l'exponentielle et la Maxwell-Boltzmann surestiment les données réelles à faible p_T , puisqu'elles ne tiennent pas compte explicitement d'un éventuel écoulement radial non thermique. Les données montrent donc bien l'existence d'un tel écoulement, qui est mieux reproduit par l'utilisation du *Blast-Wave*. Les incertitudes sur le taux de production extrait du *Blast-Wave* sont pourtant légèrement plus grandes que celles obtenues par les autres fonctions. Ceci s'explique par la forte corrélation entre paramètres T_{kin} et $\langle\beta_T\rangle$. L'écart observé à faible p_T n'est pas énorme ($\sim 2\sigma$ sur les deux premiers bins). À cause de l'extrapolation et de la population assez importante à faible p_T cet effet cause quand même d'importantes différences au niveau des taux de production. Par anticipation sur la discussion des fonctions d'excitation menée en aval, nous choisissons le résultat obtenu par la fonction de Maxwell-Boltzmann comme résultat final, tout en tenant compte de l'erreur systématique introduite par l'utilisation du *Blast-Wave*. En effet, à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV les taux de production publiés par STAR (*Run-II*) [Ada06e] sont aussi obtenus avec la fonction de Maxwell-Boltzmann.

Ces commentaires relatifs à Ξ sont également valables pour Ω dont les résultats figurent sur les Tab.V.3 (Ω^-) et Tab.V.4 ($\bar{\Omega}^+$). Cependant les incertitudes étant plus élevées, des observations quantitatives sont plus difficile à faire.

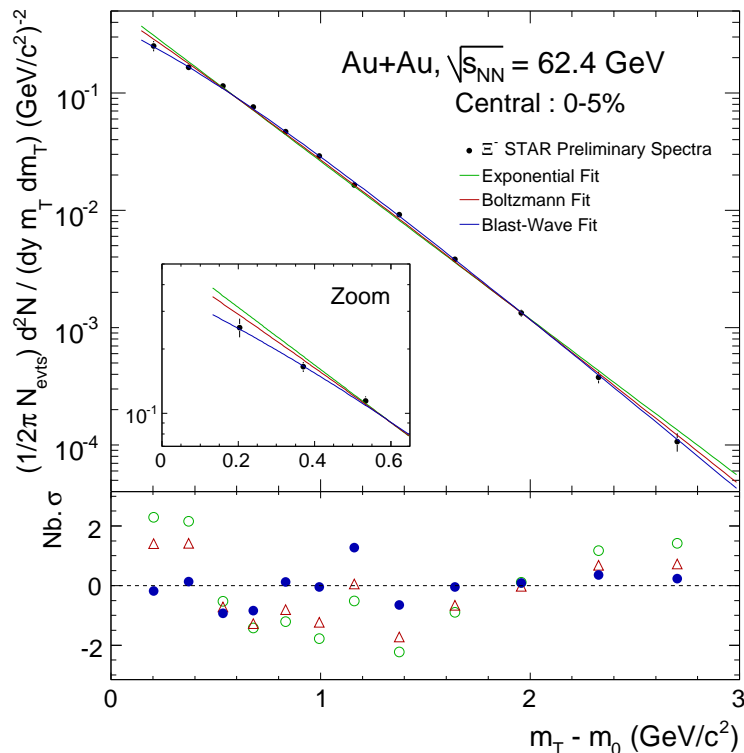


FIG. V.1 – (En haut) Spectre des Ξ^- en fonction de la masse transverse $m_T - m_0$ dans les collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV superposé à différentes fonctions d'ajustement. L'encart est un agrandi du spectre à faible p_T . (En bas) Nombre de déviations standard entre les données et les différentes fonctions d'ajustement.

¹La dépendance en centralité est discutée ultérieurement.

²Les χ^2 sont relatifs aux ajustements avec les incertitudes statistiques seules.

³Le cadre du bas de la cette figure permet également d'apprécier l'accord bin par bin entre les données et les différentes fonctions d'ajustement et montre, comme les χ^2/ddl que le « *Blast-Wave* » donne le meilleur accord.

Ξ^-				
centralité	dN/dy	T (MeV)	χ^2 / ddl	Extrapolation (%)
Exponentielle				
0 - 5 %	$1,94 \pm 0,05 \pm 0,10$	$323 \pm 3 \pm 5$	30 / 11	28
5 - 10 %	$1,58 \pm 0,04 \pm 0,07$	$320 \pm 3 \pm 5$	28 / 11	28
10 - 20 %	$1,15 \pm 0,02 \pm 0,03$	$324 \pm 2 \pm 4$	33 / 11	28
20 - 40 %	$0,577 \pm 0,009 \pm 0,010$	$323 \pm 2 \pm 3$	38 / 11	28
40 - 60 %	$0,209 \pm 0,005 \pm 0,008$	$304 \pm 3 \pm 5$	12 / 11	29
60 - 80 %	$0,042 \pm 0,002 \pm 0,003$	$299 \pm 8 \pm 9$	13 / 11	31
Maxwell-Boltzmann				
0 - 5 %	$1,84 \pm 0,05 \pm 0,10$	$286 \pm 3 \pm 5$	16 / 11	26
5 - 10 %	$1,50 \pm 0,04 \pm 0,06$	$284 \pm 3 \pm 5$	18 / 11	26
10 - 20 %	$1,09 \pm 0,02 \pm 0,03$	$286 \pm 2 \pm 4$	18 / 11	26
20 - 40 %	$0,551 \pm 0,009 \pm 0,011$	$286 \pm 2 \pm 3$	20 / 11	26
40 - 60 %	$0,201 \pm 0,005 \pm 0,008$	$268 \pm 3 \pm 5$	14 / 11	28
60 - 80 %	$0,040 \pm 0,002 \pm 0,003$	$263 \pm 8 \pm 9$	18 / 11	30
Blast-Wave				
0 - 5 %	$1,65 \pm 0,07$	263 ± 12	5 / 10	23
5 - 10 %	$1,30 \pm 0,06$	262 ± 11	12 / 10	23
10 - 20 %	$0,99 \pm 0,03$	264 ± 10	14 / 10	23
20 - 40 %	$0,52 \pm 0,02$	263 ± 9	12 / 10	25
40 - 60 %	$0,20 \pm 0,01$	254 ± 21	5 / 10	29
60 - 80 %	$0,046 \pm 0,002$	255 ± 29	12 / 10	31

TAB. V.1 – Taux de production (dN/dy) et paramètre de pente inverse (T) des Ξ^- dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour différentes fonctions d'ajustement des spectres. Les résultats sont montrés pour différentes centralités, en distinguant les erreurs statistiques et systématiques. Les χ^2/ddl pour les différents ajustements et le pourcentage d'extrapolation au taux de production sont également indiqués.

Ξ^+				
centralité	dN/dy	T (MeV)	χ^2 / ddl	Extrapolation (%)
Exponentielle				
0 - 5 %	$1,22 \pm 0,03 \pm 0,07$	$325 \pm 3 \pm 8$	24 / 11	28
5 - 10 %	$0,99 \pm 0,03 \pm 0,05$	$327 \pm 3 \pm 5$	43 / 11	28
10 - 20 %	$0,72 \pm 0,02 \pm 0,03$	$328 \pm 3 \pm 5$	42 / 11	28
20 - 40 %	$0,400 \pm 0,007 \pm 0,010$	$322 \pm 2 \pm 4$	43 / 11	28
40 - 60 %	$0,142 \pm 0,004 \pm 0,006$	$305 \pm 3 \pm 5$	10 / 11	29
60 - 80 %	$0,036 \pm 0,002 \pm 0,003$	$273 \pm 6 \pm 8$	20 / 11	31
Maxwell-Boltzmann				
0 - 5 %	$1,16 \pm 0,03 \pm 0,07$	$287 \pm 3 \pm 8$	14 / 11	26
5 - 10 %	$0,94 \pm 0,03 \pm 0,04$	$289 \pm 3 \pm 5$	26 / 11	26
10 - 20 %	$0,69 \pm 0,01 \pm 0,03$	$289 \pm 3 \pm 5$	25 / 11	26
20 - 40 %	$0,383 \pm 0,007 \pm 0,010$	$284 \pm 2 \pm 4$	29 / 11	26
40 - 60 %	$0,136 \pm 0,004 \pm 0,006$	$270 \pm 3 \pm 5$	8 / 11	28
60 - 80 %	$0,035 \pm 0,002 \pm 0,003$	$244 \pm 6 \pm 8$	22 / 11	30
Blast-Wave				
0 - 5 %	$1,05 \pm 0,05$	263 ± 12	6 / 10	23
5 - 10 %	$0,85 \pm 0,03$	262 ± 11	7 / 10	23
10 - 20 %	$0,64 \pm 0,02$	264 ± 10	9 / 10	23
20 - 40 %	$0,36 \pm 0,01$	263 ± 9	6 / 10	23
40 - 60 %	$0,139 \pm 0,007$	254 ± 21	3 / 10	23
60 - 80 %	$0,034 \pm 0,002$	255 ± 29	16 / 10	23

TAB. V.2 – Taux de production (dN/dy) et paramètre de pente inverse (T) des Ξ^+ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour différentes fonctions d'ajustement des spectres. Les résultats sont montrés pour différentes centralités, en distinguant les erreurs statistiques et systématiques. Les χ^2/ddl pour les différents ajustements et le pourcentage d'extrapolation au taux de production sont également indiqués.

Ω^-				
centralité	dN/dy	T (MeV)	χ^2 / ddl	Extrapolation (%)
Exponentielle				
0 - 10 %	$0,21 \pm 0,02 \pm 0,05$	$342 \pm 13 \pm 26$	3,0 / 4	28
10 - 20 %	$0,12 \pm 0,01 \pm 0,02$	$378 \pm 16 \pm 25$	2,3 / 4	27
20 - 40 %	$0,053 \pm 0,005 \pm 0,011$	$377 \pm 14 \pm 41$	5,1 / 4	27
40 - 60 %	$0,021 \pm 0,003 \pm 0,005$	$304 \pm 18 \pm 26$	1,7 / 4	28
Maxwell-Boltzmann				
0 - 10 %	$0,20 \pm 0,02 \pm 0,05$	$306 \pm 11 \pm 22$	2,1 / 4	26
10 - 20 %	$0,12 \pm 0,01 \pm 0,02$	$334 \pm 13 \pm 21$	2,1 / 4	25
20 - 40 %	$0,051 \pm 0,005 \pm 0,010$	$335 \pm 12 \pm 33$	4,4 / 4	25
40 - 60 %	$0,021 \pm 0,003 \pm 0,005$	$308 \pm 15 \pm 22$	1,6 / 4	27
Blast-Wave				
0 - 10 %	$0,16 \pm 0,03$	302 ± 27	0,7 / 3	21
10 - 20 %	$0,10 \pm 0,02$	303 ± 29	6,8 / 3	20
20 - 40 %	$0,046 \pm 0,010$	314 ± 52	4,3 / 6	21
40 - 60 %	$0,022 \pm 0,005$	299 ± 103	1,4 / 3	22

TAB. V.3 – Taux de production (dN/dy) et paramètre de pente inverse (T) des Ω^- dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour différentes fonctions d'ajustement des spectres. Les résultats sont montrés pour différentes centralités, en distinguant les erreurs statistiques et systématiques. Les χ^2/ddl pour les différents ajustements et le pourcentage d'extrapolation au taux de production sont également indiqués.

$\bar{\Omega}^+$				
centralité	dN/dy	T (MeV)	χ^2 / ddl	Extrapolation (%)
Exponentielle				
0 - 10 %	$0,16 \pm 0,02 \pm 0,02$	$362 \pm 14 \pm 21$	2,7 / 4	28
10 - 20 %	$0,11 \pm 0,01 \pm 0,02$	$343 \pm 11 \pm 18$	11,6 / 4	27
20 - 40 %	$0,052 \pm 0,006 \pm 0,009$	$347 \pm 13 \pm 21$	8,4 / 4	27
40 - 60 %	$0,013 \pm 0,002 \pm 0,004$	$349 \pm 24 \pm 44$	3,7 / 4	28
Maxwell-Boltzmann				
0 - 10 %	$0,15 \pm 0,02 \pm 0,02$	$322 \pm 11 \pm 17$	1,8 / 4	26
10 - 20 %	$0,10 \pm 0,01 \pm 0,02$	$308 \pm 10 \pm 15$	10,9 / 4	25
20 - 40 %	$0,050 \pm 0,004 \pm 0,008$	$326 \pm 11 \pm 18$	7,3 / 4	25
40 - 60 %	$0,013 \pm 0,002 \pm 0,004$	$310 \pm 20 \pm 36$	3,8 / 4	27
Blast-Wave				
0 - 10 %	$0,14 \pm 0,03$	302 ± 27	1,0 / 3	21
10 - 20 %	$0,07 \pm 0,01$	303 ± 29	10,9 / 3	20
20 - 40 %	$0,042 \pm 0,009$	314 ± 52	7,5 / 3	21
40 - 60 %	$0,013 \pm 0,003$	299 ± 103	4,1 / 3	22

TAB. V.4 – Taux de production (dN/dy) et paramètre de pente inverse (T) des $\bar{\Omega}^+$ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour différentes fonctions d'ajustement des spectres. Les résultats sont montrés pour différentes centralités, en distinguant les erreurs statistiques et systématiques. Les χ^2/ddl pour les différents ajustements et le pourcentage d'extrapolation au taux de production sont également indiqués.

V.1.1.2 La systématique

Notons que pour l'utilisation du « *Blast-Wave* » nous avons également effectué un certain nombre d'études systématiques, qui sont détaillées dans le chapitre IV. Les résultats présentés ici utilisent un profile de vitesse $n = 1$ et utilisent la totalité du domaine en impulsion transverse mesuré. De plus, nous ne montrons ici que la normalisation ($\propto dN/dy$) déterminée par le « *Blast-Wave* ». La discussion sur les autres paramètres est présentée plus tard (voir § V.2.2 page 162).

En ce qui concerne la détermination des spectres, nous avons, en plus de la systématique bin par bin en p_T , décrite en § III.8.4, aussi étudié d'autres sources possibles d'erreurs systématiques. La variation des extrémités des bins en p_T a mené aux résultats du Tab.V.5. La systématique correspondante est alors négligeable par rapport aux autres sources d'erreurs systématiques déjà identifiées. De plus, une variation du nombre de points utilisés pour les ajustements a aussi été analysé et aboutit à la même conclusion (sauf pour le « *Blast-Wave* » ; voir chapitre IV). Les résultats finalement retenus ont été obtenus avec p_T^a (voir Tab.V.5) avec 13 et 6 points pour Ξ et Ω respectivement.

Notation	Extrémités des bins en p_T
« $p_T^a(\Xi)$ »	0,6 - 0,9 - 1,2 - 1,4 - 1,6 - 1,8 - 2,0 - 2,2 - 2,5 - 2,8 - 3,2 - 3,6 - 4,0 - 4,6
« $p_T^b(\Xi)$ »	0,5 - 0,9 - 1,2 - 1,4 - 1,6 - 1,8 - 2,0 - 2,2 - 2,5 - 3,0 - 3,5 - 3,9 - 4,4 - 5,0
« $p_T^c(\Xi)$ »	0,5 - 4,0 (0,1 GeV/c) ; 4,0 - 5,0 (0,2 GeV/c)
« $p_T^a(\Omega)$ »	0,7 - 1,4 - 1,9 - 2,4 - 2,9 - 3,6 - 4,2
« $p_T^b(\Omega)$ »	0,6 - 1,4 - 1,9 - 2,4 - 2,9 - 3,6 - 4,6
« $p_T^c(\Omega)$ »	0,5 - 4,0 (0,1 GeV/c) ; 4,0 - 5,0 (0,2 GeV/c)

0 - 5 (10) %	Maxwell-Boltzmann			
	dN/dy	T (MeV)	χ^2 / ddl	
Ξ	p_T^a	$1,836 \pm 0,047$	$285,8 \pm 2,5$	16 / 11
	p_T^b	$1,843 \pm 0,047$	$285,3 \pm 2,4$	19 / 11
	p_T^c	$1,856 \pm 0,047$	$284,1 \pm 2,5$	38 / 33
Ω	p_T^a	$0,204 \pm 0,021$	305 ± 10	2,1 / 4
	p_T^b	$0,221 \pm 0,022$	301 ± 10	1,6 / 4
	p_T^c	$0,213 \pm 0,023$	292 ± 10	32 / 32

TAB. V.5 – (En haut) Définitions des notations des différents « binning » en p_T pour la systématique. (À gauche) Comparaison des résultats (dN/dy et T) obtenus par ajustement avec une Maxwell-Boltzmann dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

Les résultats obtenus à la section précédente montrent que la fonction d'ajustement utilisée pour la détermination du taux de production est une source d'erreur systématique non négligeable. Toutes ces études systématiques (également celles discutées au III) mènent aux résultats « finaux » pour les taux de production, présentés, avec la somme quadratique d'erreurs statistiques et systématiques dans le Tab.V.6.

Ces résultats seront davantage discutés du point de vue de la production relative par rapport à d'autres particules et d'un essai d'une mise à l'échelle en regardant plus précisément l'évolution des taux de production et des rapports anti-baryon sur baryon en fonction de la centralité et de l'énergie (voir § V.2.1).

La Fig.V.4 montre une comparaison directe entre les spectres Ξ dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Elle permet de voir qu'à basse énergie les spectres sont plus « mous », traduisant ainsi que les spectres se distinguent essentiellement par la température (en terme de température thermique T ($\sim e^{-p_T/T}$) et présentent, avec la statistique analysée, une couverture en impulsion transverse comparable.

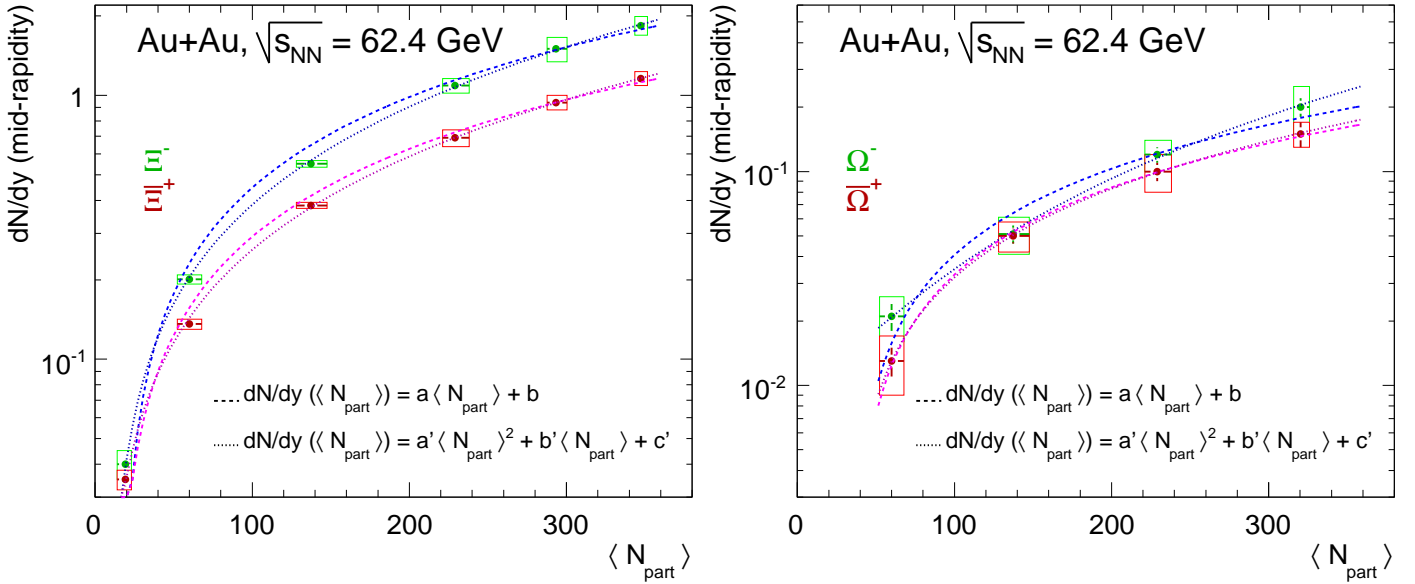


FIG. V.2 – Dépendance en centralité des taux de production des Ξ (à gauche) et des Ω (à droite). Les barres correspondent aux incertitudes statistiques, alors que les rectangles indiquent les erreurs systématiques. Des ajustements par une droite et un polynôme du second degré sont également montrés.

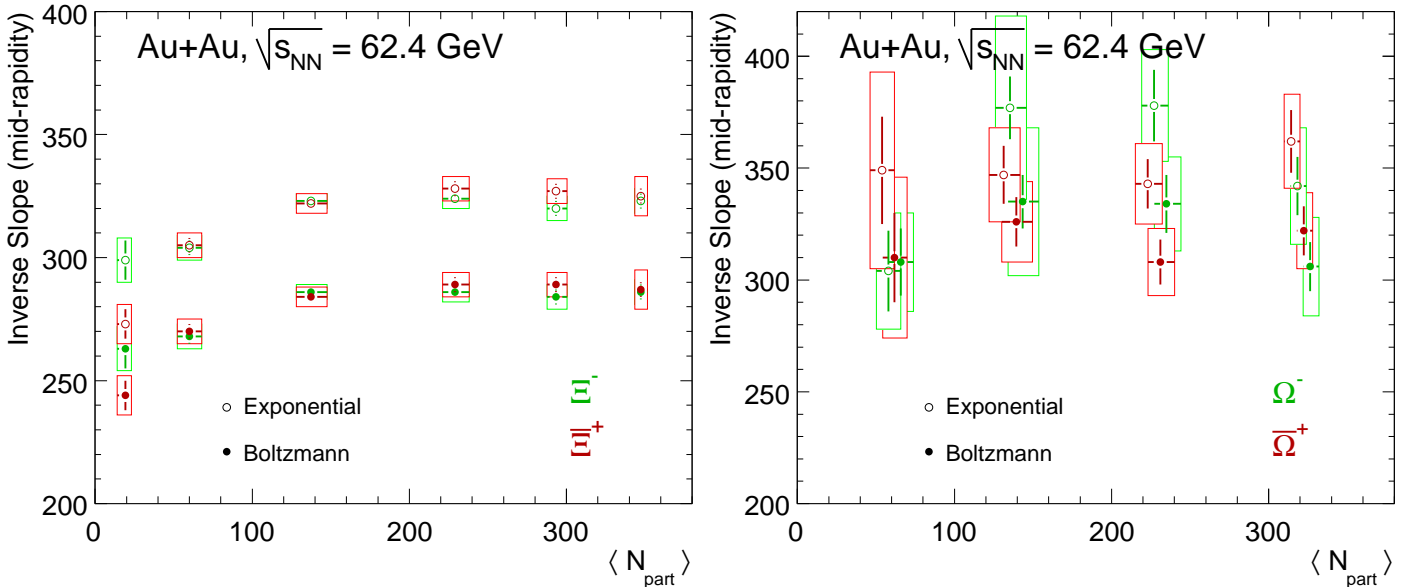


FIG. V.3 – Dépendance en centralité des pentes inverses des Ξ (à gauche) et des Ω (à droite) dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les barres correspondent aux incertitudes statistiques, alors que les rectangles indiquent les erreurs systématiques. Pour des raisons de visibilité les valeurs pour les Ω sont légèrement décalées.

centralité	Ξ^-	Ξ^+	Ω^-	$\bar{\Omega}^+$
0 % - 5 %	$1,84 \pm 0,11$	$1,16 \pm 0,08$	$0,20 \pm 0,05$	$0,15 \pm 0,02$
5 % - 10 %	$1,50 \pm 0,08$	$0,94 \pm 0,06$		
10 % - 20 %	$1,09 \pm 0,07$	$0,69 \pm 0,04$	$0,12 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,02$
20 % - 40 %	$0,55 \pm 0,03$	$0,38 \pm 0,02$	$0,050 \pm 0,010$	$0,045 \pm 0,010$
40 % - 60 %	$0,201 \pm 0,009$	$0,136 \pm 0,007$	$0,021 \pm 0,06$	$0,13 \pm 0,004$
60 % - 80 %	$0,040 \pm 0,004$	$0,035 \pm 0,004$		

TAB. V.6 – Taux de production (dN/dy) des Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- et $\bar{\Omega}^+$ pour différentes centralités dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les incertitudes sont les sommes quadratiques des erreurs statistiques et systématiques. Voir texte pour plus de détails.

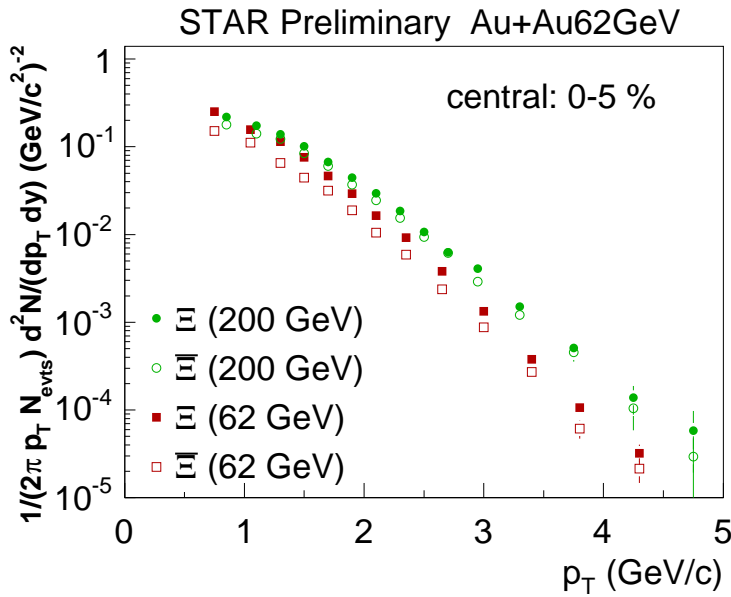


FIG. V.4 – Comparaison entre les spectres des Ξ dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (vert) [Est05] et à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (rouge).

V.2 Discussion sur les propriétés du « *bulk* »

Les enjeux de cette discussion sur le *bulk* à travers l'étrangeté sont de vérifier à quel point les observables qui caractérisent ses propriétés chimiques et dynamiques sont en accord avec des modèles qui donnent accès au degré d'équilibrage du milieu, propriété requise par un QGP. L'évolution en fonction de l'énergie de l'accord données - modèles est alors particulièrement intéressante pour une caractérisation de cet éventuel état de quarks et de gluons déconfinés. Comme déjà mentionné, cette discussion concerne les particules issues de la désexcitation du milieu aux implusions transverses faibles ($\simeq 2$ GeV/c), qui représentent néanmoins la grande majorité des particules observées ($\simeq 90\%$) lors des collisions d'ions lourds.

V.2.1 La chimie du *bulk*

L'appellation « chimique » désigne dans ce cadre ce qui est relatif aux taux de production des particules et se réfère surtout à la production relative des différentes espèces. La discussion de ces propriétés est particulièrement intéressante, si quelques unes des espèces font intervenir l'étrangeté. Nous discutons dans un premier temps ce que nous pouvons apprendre de la production relative

de différentes espèces. Ceci est en particulier possible par le recours aux modèles statistiques. Nous essayons également de trouver des échelles de production pour les différentes particules tout en recherchant d'éventuelles différences. De plus, la discussion sur une éventuelle augmentation de l'étrangeté comme signature du QGP peut également être considérée comme appartenant aux propriétés chimiques.

V.2.1.1 Le rapport anti-baryon sur baryon

Ces rapports peuvent être établis intégrés en p_T ou dépendants du p_T . Les informations accessibles dans les deux cas sont différentes. Les rapports en fonction de l'impulsion transverse donnent accès à des propriétés dynamiques et seront discutés dans la section correspondante (voir § V.2.2 page 162). Les rapports anti-baryon sur baryon intégrés (\bar{B}/B), déterminés à partir des taux de production, permettent d'évaluer la densité (nette) baryonique du milieu créé et aussi l'origine des baryons (faisceau ou système). L'allure exponentielle du spectre fait que la majorité des particules ont des impulsions transverses faibles ($\lesssim 2$ GeV/c), nous pouvons effectivement considérer que les taux de production intégrés reflètent une production gouvernée par des processus « mous ».

L'évolution du rapport \bar{B}/B intégré en p_T avec la centralité est montrée pour les Ξ sur la Fig.V.5. Nous remarquons que le rapport semble, compte tenu des erreurs, pratiquement indépendant de la centralité de la collision, sauf pour les collisions très périphériques, où une augmentation du rapport est visible. Cette augmentation est bien plus importante à l'énergie inférieure. Une interprétation possible pourrait être qu'à basse énergie des effets d'absorption des anti-baryons, comme déjà rapportés au SPS pour les Λ [Ant05, Bru04] sont plus importants. L'argument est que dans un environnement avec un nombre élevé de baryons (collisions centrales), les anti-baryons pourrait s'annihiler avec les baryons et ainsi diminuer le rapport anti-baryon sur baryon.

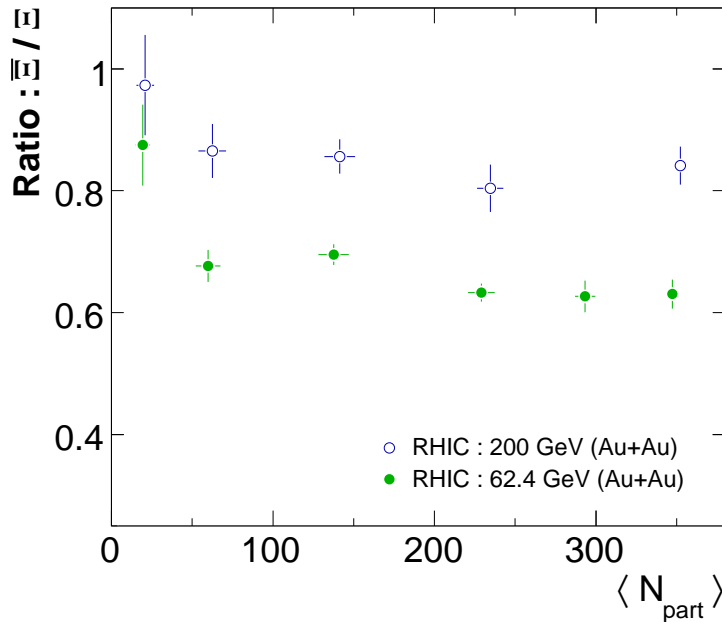


FIG. V.5 – Évolution du rapport $\bar{\Xi}/\Xi$ avec la centralité ($\langle N_{part} \rangle$) de la collision entre deux noyaux Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (symboles pleins) et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (symboles ouverts).

Pour ce qui est du rapport \bar{B}/B , seules les erreurs statistiques sont considérées. La plupart des sources d'origine systématique sont les mêmes pour les anti-particules et les particules. En bonne approximation il est légitime de supposer que prendre le rapport annule ces incertitudes systématiques.

Les Fig.V.6 montre la fonction d'excitation des taux de production de toutes les particules étranges ainsi que les rapports anti-baryons sur baryons correspondants. Les résultats à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV comblent la lacune entre les énergies SPS et les énergies RHIC les plus élevées. Plusieurs

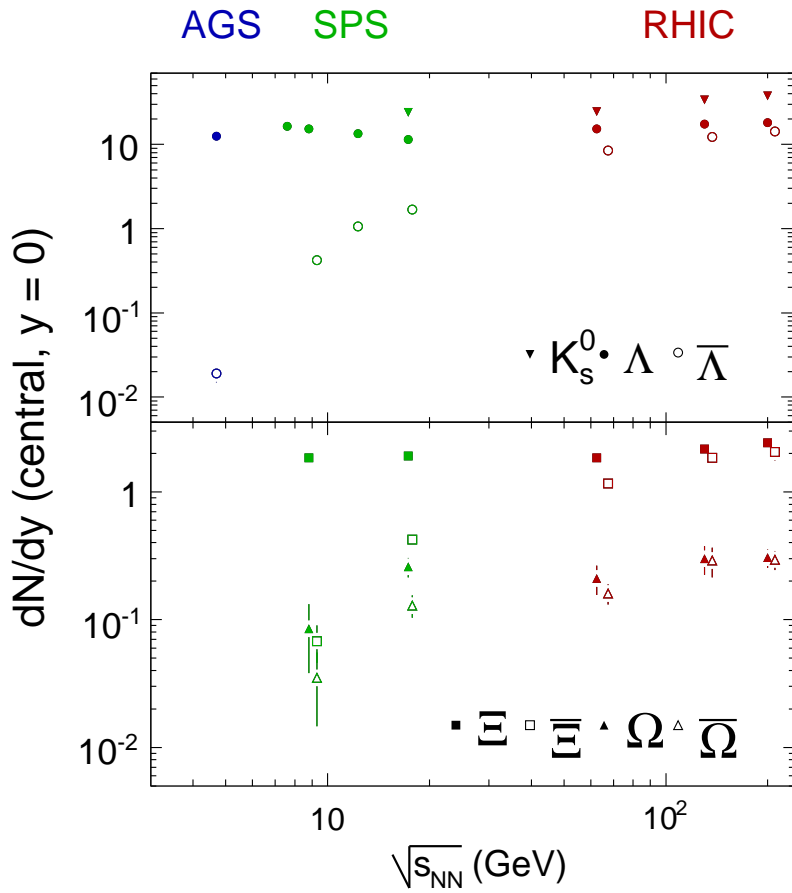
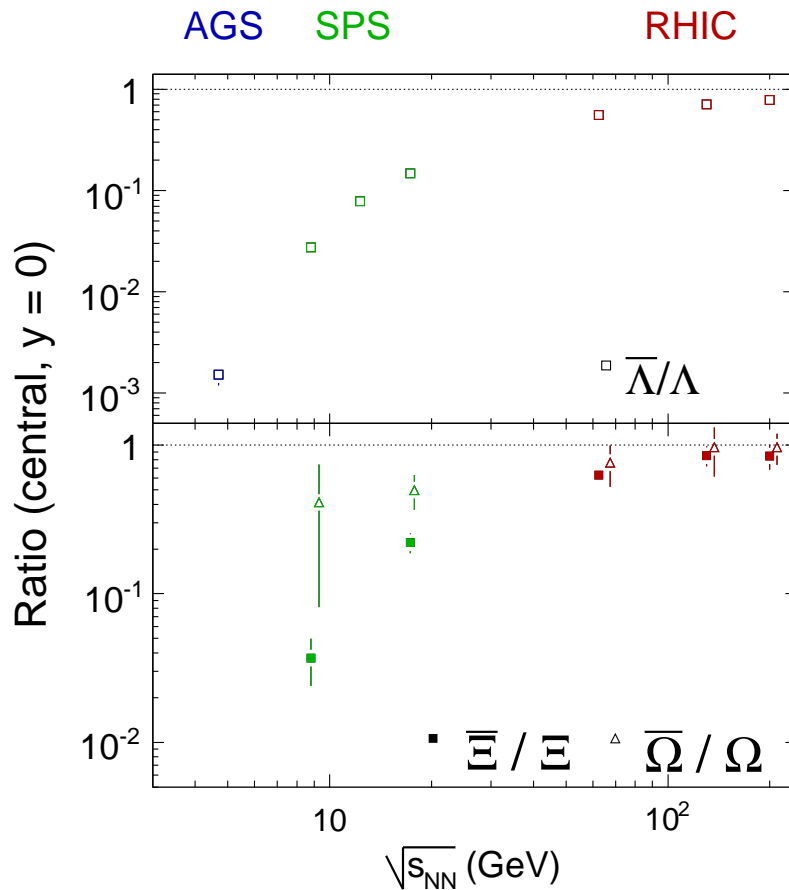


FIG. V.6 – En haut : taux de production des particules étranges (en haut) et multi-étranges (en bas) dans des collisions centrales à rapidité centrale en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$. En bas : rapports anti-baryons sur baryons pour Λ (en haut) et Ξ et Ω en bas, dans les mêmes conditions. Les valeurs de l'AGS sont de E896 [Cai01]. Pour K_S^0 et Λ les valeurs du SPS sont de NA49 [Ant04a], alors que pour Ξ et Ω elles sont de NA57 [Ant04b]. Tous les résultats du RHIC sont de STAR [Adl02, Ada04c]. Certaines des valeurs sont légèrement décalées horizontalement pour des raisons de visibilité.



observations peuvent être faites grâce à ces figures. Les taux de production des K_S^0 ainsi que de tous les baryons (multi-)étranges ne montrent pratiquement aucune dépendance en énergie, sinon une légère augmentation avec l'énergie apportée. En revanche, le nombre d'anti-particules et par conséquent aussi **le rapport \bar{B}/B montrent une croissance continue, sans structure apparente avec l'énergie disponible.** À $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, le taux de production des anti-particules rejoint celui des particules, conduisant ainsi à **un rapport anti-baryon sur baryon qui se rapproche de plus en plus de l'unité.** Ce comportement traduit la transition d'un régime (basse énergie : AGS, SPS) où la production est dominée par le transport des quarks de valence des baryons initiaux de la rapidité du faisceau à la rapidité centrale, vers un régime dans lequel le mécanisme prédominant est la production de paires de quarks, conduisant ainsi à un nombre plus ou moins égal de particules et d'anti-particules. Les baryons initiaux ne contiennent que des quarks, ainsi tous les anti-quarks nécessaires pour la formation des anti-particules doivent être produits dans la collision. Un rapport $\bar{\Lambda}/\Lambda$ de $0,55 \pm 0,05$ [Tak05] à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, par exemple, exhibe encore une contribution significative du transport de baryons de rapidité du faisceau à rapidité centrale. L'énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV se situe ainsi entre les deux régimes cités. Ce n'est qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV qu'un régime « libre de baryons » (« *baryon-free* ») est pratiquement atteint. Le rapport $\bar{\Omega}/\Omega$ est à cette énergie en effet proche de l'unité dans la limite des erreurs, mais un rapport $\bar{\Xi}/\Xi$ différent de 1 est une indication d'une déviation d'un régime libre de baryons (le nombre de quarks d est supérieur au nombre de quarks \bar{d}).

Si, nous supposons la création d'un QGP dans l'intervalle en énergie considéré, alors l'augmentation continue monotone observée sur les Fig.V.6 n'est pas en faveur du scénario d'une transition du premier ordre. En effet, une transition de premier ordre devrait conduire à une discontinuité dans certaines observables. Une indication d'une « transition » de type *crossover*, suggérée également par les calculs récents de LQCD (voir chapitre I) serait alors favorisée.

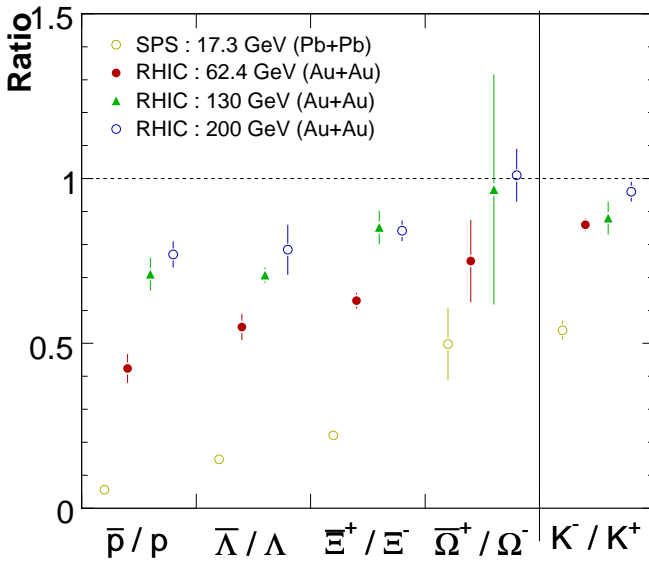


FIG. V.7 – Évolution du rapport anti-baryon sur baryon en fonction du contenu en étrangeté : \bar{p}/p ($|S| = 0$), $\bar{\Lambda}/\Lambda$ ($|S| = 1$), $\bar{\Xi}/\Xi$ ($|S| = 2$), $\bar{\Omega}/\Omega$ ($|S| = 3$) à différentes énergies. Les résultats π^- et K^\pm à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV sont de [Afa02], les rapports \bar{p}/p à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV viennent de [Alt05b], les rapports à 200 GeV de [Bar04], les K^\pm à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV de [Adl04a] et le rapport \bar{p}/p à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV est de [Adl03a]. Les incertitudes sont statistiques.

Sur la Fig.V.7 nous examinons de plus près le rapport \bar{B}/B en fonction du contenu en étrangeté. Pour une énergie donnée, ce rapport croît avec le contenu en étrangeté. En faisant le lien avec l'évolution en énergie, nous remarquons que cette croissance est observable pour toutes les énergies du SPS au RHIC. Nous voyons que seul le rapport Ω pour la plus haute énergie est égal à un, alors que les autres restent en-dessous de cette valeur. L'augmentation du rapport avec l'étrangeté ainsi qu'un rapport $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ différent de l'unité pour les plus basses énergies s'expliquent par la densité et le transport baryoniques. Aux basses énergies le nombre de quarks provenant du transport des nucléons initiaux, noté q_t ($q = u, d$), est largement supérieur aux quarks q_p provenant de la production de paires ($q_{tot} = q_t + q_p$), donc aussi au nombre d'anti-quarks \bar{q}_p ($\bar{q}_{tot} = \bar{q}_p$). Ceci fait que les \bar{s} d'une

paire de $\bar{s}s$ trouvent facilement un partenaire pour former un K^+ ($u\bar{s}$) et qu'il reste peu de \bar{s} pour former des anti-baryons, alors que les s trouvent peu de \bar{u} , mais peuvent toujours s'associer entre eux et/ou avec les u et d pour former des baryons. Quand l'énergie augmente il y a de plus en plus de s qui trouvent un \bar{u} pour former un K^- . Pour des énergies de plus en plus élevées la fraction de quarks provenant du transport de haute rapidité devient de plus en plus négligeable :

$$\text{si } q_t \ll q_p \Rightarrow \frac{q}{\bar{q}} = \frac{q_t + q_p}{\bar{q}_p} \approx \frac{q_p}{\bar{q}_p} = 1, \quad (\text{V.3})$$

où $q = u, d$. Ceci explique que dans la limite d'une énergie infiniment grande, sans baryon ($q_t \rightarrow 0$) tous les rapports anti-particule sur particule tendent vers 1. Nous montrons sur la Fig.V.7 également le rapport K^-/K^+ , qui manifeste la même tendance que les rapports entre anti-baryons et baryons étranges. Le fait que ces rapports tendent vers 1 à des « vitesses » différentes s'explique alors simplement par leur contenu en quarks. Pour les particules contenant 2 ou 3 quarks légers il faut prendre l'Eq.V.3 au carré ou au cube. Ces particules sont donc plus sensibles à l'augmentation de la densité baryonique (pouvoir d'arrêt plus grand, donc q_t plus grand).

V.2.1.2 Production d'étrangeté

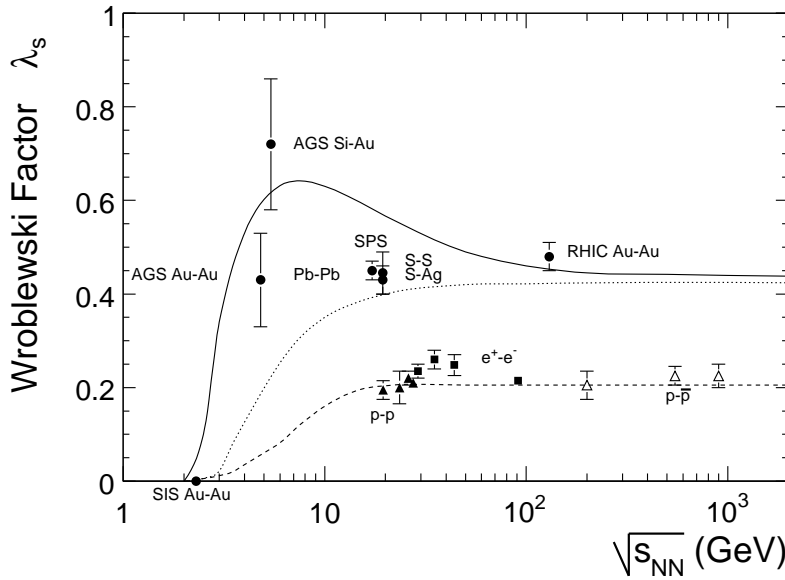


FIG. V.8 – Évolution du facteur de Wroblewski (λ_s) avec l'énergie ($\sqrt{s_{NN}}$) et le système (p+p à A+A). Les courbes correspondantes à différentes prédictions de modèles statistiques. La courbe continue utilise la dépendance en énergie pour T_{ch} et μ_B décrite dans [Cle98]. La courbe pointillée est obtenue avec un μ_B fixé à 0. Ces deux courbes utilisent un ensemble grand-canonique. La courbe en tirets utilise, en revanche, un ensemble canonique.

Le fait que le nombre de baryons étranges n'augmente pas avec l'énergie, peut s'expliquer par la compensation de deux effets : l'augmentation de paires $\bar{s}s$ produites et davantage de quarks s sous forme de K^- . Cet effet de saturation se manifeste également dans le cadre des modèles statistiques (voir § IV.1 page 110) par un μ_s qui atteint de façon asymptotique une valeur nulle (elle est déjà très proche de 0 à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et l'est encore plus à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (voir § V.2.1.3 page 154)). Une autre possibilité, est de regarder le facteur de Wroblewski [Wro85], qui exprime la fraction de production d'étrangeté par rapport aux quarks légers u et d . Il est défini par :

$$\lambda_s \equiv \frac{2\langle s\bar{s} \rangle}{\langle u\bar{u} \rangle + \langle d\bar{d} \rangle}, \quad (\text{V.4})$$

où $\langle q\bar{q} \rangle$ désigne le nombre de paires de quarks de saveur q .

La Fig.V.8 montre l'évolution de λ_s en fonction de l'énergie ($\sqrt{s_{NN}}$). Les lignes correspondent à des prédictions de modèles statistiques [Whe04]. La courbe continue utilise la dépendance en énergie de

la température de gel chimique et du potentiel chimique telle qu'elle est décrite dans [Cle98], alors que pour la ligne pointillé μ_B est fixé à 0. Le maximum de la courbe pleine provient donc de la valeur finie du potentiel chimique baryonique. La courbe en tirets est obtenue avec un ensemble canonique (les deux autres utilisent un ensemble grand-canonique). Elle reproduit de façon satisfaisante les résultats obtenus dans des collisions élémentaires.

L'ajustement sur les rapports mesurés dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV avec THERMUS [Whe04] aboutit à un facteur de Wroblewski entre 0,45 et 0,47 (plus faible sans le «*feed-down*» voir § IV.1.4.1). Ces valeurs sont en bon accord avec les mesures à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et sont compatibles avec la courbe continue sur la Fig.V.8. Dans les collisions élémentaires $\lambda_s \simeq 0,2$ à partir d'une énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 20$ GeV. Dans les collisions d'ions lourds il tend asymptotiquement vers $\lambda_s \simeq 0,43$, avec des variations faibles à partir de $\sqrt{s_{NN}} \approx 100$ GeV. Mais déjà à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV les incertitudes expérimentales sont telles qu'il est approximativement égal à la valeur à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Au lieu du facteur de Wroblewski, il est aussi possible d'obtenir des informations sur la production de l'étrangeté en regardant les rapports de particules non-identiques. Sur la Fig.V.9 nous représentons le taux de production de différentes espèces relativement à celui des π^- pour différentes énergies. Pour certains rapports des dépendances avec l'énergie sont observables. Ainsi le rapport \bar{p}/π^- croît avec $\sqrt{s_{NN}}$ alors que pour Λ/π^- une décroissance continue avec l'énergie est observée. Pour les rapports faisant intervenir les baryons multi-étranges la tendance est moins nette. Les résultats actuels sont compatibles à la fois avec un rapport constant, voire même une faible décroissance.

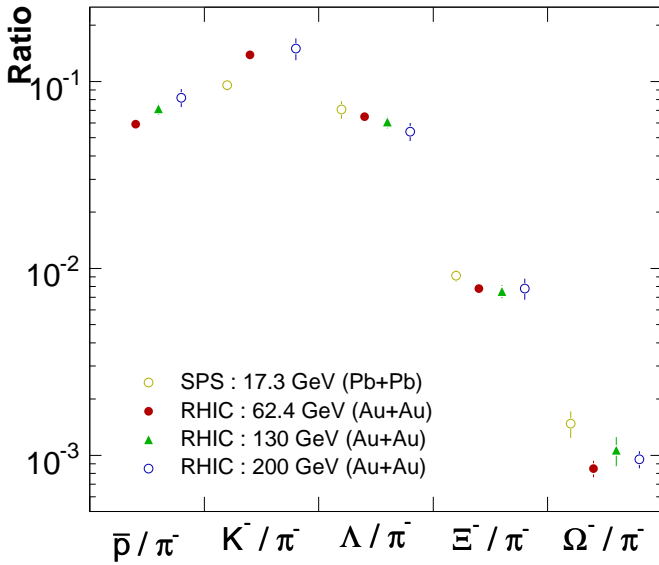


FIG. V.9 – Évolution à diverses énergies du rapport X/π^- pour des particules avec un contenu en étrangeté différent. Les résultats montrés sont pour des collisions centrales et à rapidité centrale.

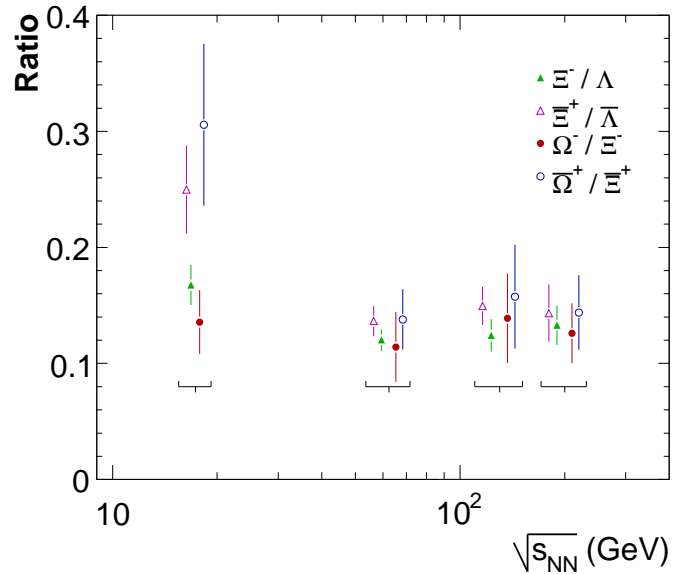


FIG. V.10 – Fonction d'excitation des rapports Ξ^-/Λ (triangles pleins), $\Xi^+/\overline{\Lambda}$ (triangles ouverts), Ω^-/Ξ^- (ronds pleins) et $\overline{\Omega}^+/\overline{\Xi}^+$ (ronds ouverts) dans des collisions A+A centrales à rapidité centrale.

La Fig.V.10 montre la fonction d'excitation des rapports Ξ^-/Λ , Ξ^+/Λ , Ω^-/Ξ^- et $\overline{\Omega}^+/\overline{\Xi}^+$ de l'énergie nominale du SPS à celle du RHIC. Une première observation est que le rapport Ω^-/Ξ^- est plus ou moins indépendant de l'énergie de collision. La densité des quarks s semble donc être telle que, indépendamment de l'énergie, il y a toujours, relativement, autant de quarks s qui se retrouvent dans des Ξ^- que dans des Ω^- . Le rapport $\overline{\Omega}^+/\overline{\Xi}^+$ de son côté diminue de $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, puis reste approximativement constant à la même valeur que Ω^-/Ξ^- . Une interprétation possible de ce comportement est qu'au SPS la densité nette baryonique est encore suffisamment élevée pour que

le « manque » de quarks \bar{d} pour former des Ξ^+ accroît le rapport $\bar{\Omega}^+/\Xi^+$. Une autre explication serait que l'absorption (discutée déjà au sujet de la Fig.V.5) des Ξ^+ au SPS en soit responsable.

Les valeurs des rapports Ξ/Λ aux différentes énergies permettent de mener une discussion semblable à celle pour les rapports Ω/Ξ .

Il est utile de rappeler ici, ce qui a été prédit initialement par J. Rafelski et B.Müller [Raf82] sur la production de l'étrangeté dans un QGP par rapport à celle dans un gaz de hadrons (HG). Dans un gaz hadronique les seuils en énergie pour les réactions conduisant à la production d'étrangeté sont assez importantes. Ainsi, par exemple, la production directe des hypérons (p. ex. $\pi\pi \rightarrow \pi\pi\Lambda\bar{\Lambda}$) requiert une énergie de 2233 MeV pour le Λ . L'énergie nécessaire pour les baryons multi-étranges est plus élevée encore : 2642 MeV et 3344 MeV pour le Ξ et le Ω , respectivement. Les seuils en énergie des réactions indirectes sont moins élevés :

$$\pi + N \rightarrow K + \Lambda \quad (540 \text{ MeV}) \quad ; \quad \pi + \Lambda \rightarrow K + \Xi \quad (560 \text{ MeV}) \quad ; \quad \pi + \Xi \rightarrow K + \Omega \quad (710 \text{ MeV}), \quad (\text{V.5})$$

mais la formation d'un Ω , suivant un tel scénario requiert trois réactions successives et par conséquent un temps assez long.

Dans un QGP il suffit de créer des paires $s\bar{s}$, ce qui nécessite environ 300 MeV¹. Les mécanismes de production envisagés sont l'annihilation $q\bar{q}$ (Fig.V.11 (a)) et la fusion de gluons : $gg \rightarrow s\bar{s}$ (Fig.V.11 (b)). Une importante densité gluonique, une des caractéristiques d'un plasma de quarks et de gluons [Shu92], fait que la fusion gluonique est supposée contribuer à environ 80 % de la production totale de quarks étranges dans le plasma [Koc86].

En plus des considérations sur les seuils en énergie, il est également attendu que dans un QGP la durée nécessaire pour établir un équilibre soit un ordre de grandeur inférieur à celle dans un HG. Au premier ordre, les taux de production des hypérons dans un QGP devraient être proportionnels à la densité des quarks s à la puissance du contenu en étrangeté de l'hypéron considéré. Ces considérations font qu'il est possible d'écrire [Koc86] :

$$\left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{QGP} \simeq \left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{QGP} \quad \text{alors que} \quad \left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{HG} < \left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{HG} \quad (\text{V.6})$$

et que :

$$\left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{QGP} > \left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{HG} \quad \text{et} \quad \left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{QGP} < \left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{HG}. \quad (\text{V.7})$$

La comparaison entre rapports des baryons (multi-)étranges dans le cas d'un QGP et d'un HG de l'Eq.V.6 nous ramène aux données de la Fig.V.10. Même si à première vue les différents rapports semblent être comparables pour $\sqrt{s_{NN}} > 62,4$ GeV, les incertitudes restent importantes. Comme, de plus, il n'est pas clair à quel point le rapport Ω/Ξ devrait être inférieur au rapport Ξ/Λ dans le cas d'un gaz de hadrons, ces mesures ne sont pas assez discriminantes.

Les Fig.V.9 et Fig.V.10 ne montrent que des rapports pour des collisions centrales. Sur la Fig.V.12 nous montrons la dépendance en centralité ($\langle N_{part} \rangle$) du rapport Ξ^-/π^- ($\bar{\Xi}^+/\pi^-$) dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Pour les deux rapports, une croissance depuis les collisions les plus périphériques vers les collisions plus centrales est observée. L'augmentation du rapport est forte au début, puis diminue pour donner un rapport plus ou moins constant à partir des collisions semi-centrales. Dans les collisions périphériques la production de baryons multi-étranges est relativement moins abondante que dans les collisions centrales. Cette observation va de paire avec la discussion de la dépendance en centralité des paramètres des modèles statistiques présentée plus loin. Le fait que le

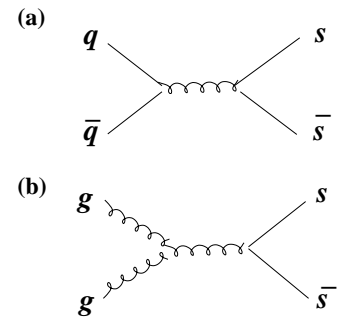


FIG. V.11 – Mécanisme de production de paires $s\bar{s}$ dans un QGP par (a) annihilation quark anti-quark ou (b) fusion de gluons.

¹Cette valeur peut encore être abaissée si la symétrie chirale est partiellement restaurée (voir § I.2.3 page 11)

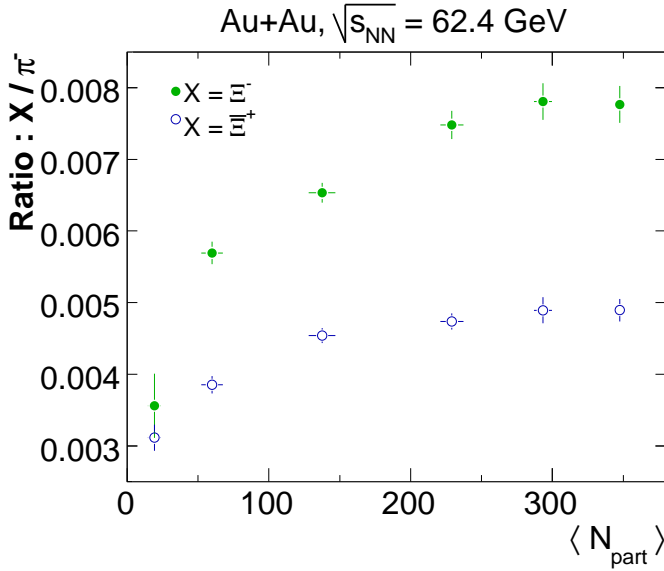


FIG. V.12 – Évolution du rapport Ξ/π^- (Ξ/π^-) avec la centralité ($\langle N_{part} \rangle$) de la collision entre les deux noyaux Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

rapport Ξ^-/π^- semble atteindre une valeur limite dans les collisions centrales, pourrait, dans le cadre des modèles thermiques statistiques, être rattaché à la variation du facteur de saturation de l'étrangeté γ_S (voir suite).

V.2.1.3 Question de l'équilibre chimique

Les différents modèles thermiques statistiques existant à ce jour sont décrits dans le chapitre IV. Ces modèles sont basés sur l'hypothèse d'un équilibre chimique (au moins pour les quarks u et d). Nous comparons quantitativement dans cette section leurs prédictions aux mesures, afin d'estimer à quel degré cette hypothèse est pertinente.

Sur la Fig.V.13 nous montrons les données expérimentales pour les rapports de particules stables dans des collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV superposées aux résultats de deux ajustements du modèle statistique thermique semi-équilibré de M. Kaneta *et al.* [Kan04] (voir aussi § IV.1 page 110). Nous montrons sur cette figure l'ajustement fait en n'utilisant que les rapports entre π^\pm , K^\pm , p et \bar{p} (en traits pointillés rouges) et celui qui utilise également des rapports utilisant Λ et Ξ (ajustements « A » et « B » du Tab. IV.1 page 113 respectivement). Dans le premier cas nous obtenons pour température de gel chimique $T_{ch} = (157 \pm 9)$ MeV et pour potentiel chimique baryonique $\mu_B = (75 \pm 15)$ MeV et dans le deuxième $T_{ch} = (161 \pm 7)$ MeV et $\mu_B = (87 \pm 12)$ MeV¹. Les rapports obtenus par l'ajustement thermique sont dans les deux cas proches des données expérimentales, comme le montre la Fig.V.13 (bas) où nous représentons le nombre de déviations standard² entre les données et la modélisation statistique. L'ajustement « B » reproduit cependant mieux les rapports faisant intervenir Λ et Ξ . De plus, cet ajustement fournit des degrés de liberté supplémentaires et des incertitudes légèrement plus faibles sur les paramètres du modèle (voir suite). Comme les rapports Ω^-/π^- et $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$ ne sont inclus en aucun des deux cas dans l'ajustement, ils constituent des prédictions des modèles statistiques. Ceux-ci réussissent en effet à reproduire remarquablement, compte tenu des barres d'erreurs, les rapports mesurés sur les Ω et ceci même dans le cas de l'ajustement sans Λ et Ξ (ajustement « A »).

La Fig.V.14 montre, par exemple, l'équivalent de la Fig.V.13 pour des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, sur laquelle ont été ajoutés des rapports faisant intervenir des résonances. Du point

¹L'erreur est la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques.

² $n_{d.s.} = \frac{r_{data} - r_{model}}{\sigma_{r_{data}}}$, où r_{data} est la valeur sur les données, r_{model} est le résultat du modèle et $\sigma_{r_{data}}$ est l'erreur sur les données

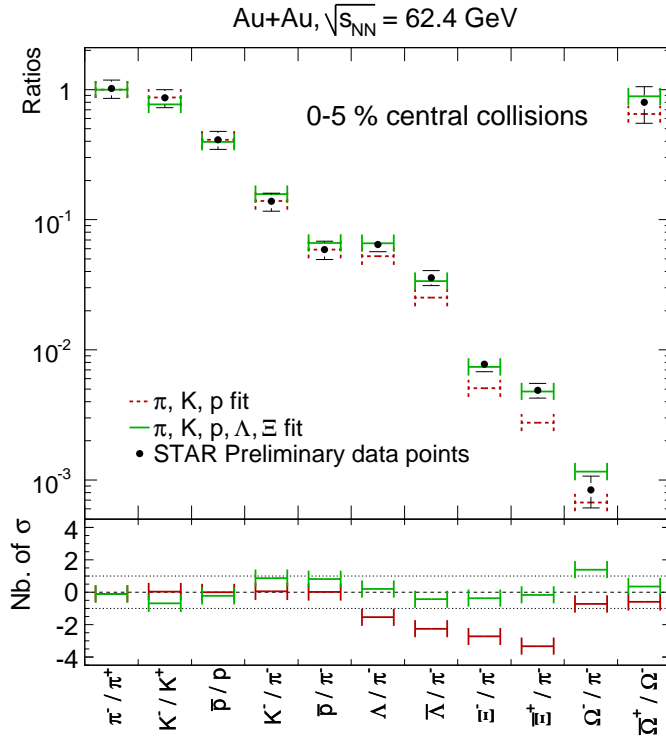


FIG. V.13 – En haut : comparaison des données expérimentales pour différents rapports de particules dans des collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (points) à des ajustements d'un modèle thermique [Kan04]. Le premier ajustement n'utilise que les rapports incluant les particules $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$ (en traits pointillés rouges), le deuxième ajustement inclu également les rapports avec les baryons (multi-)étranges (en traits pleins verts). En bas : nombre de écarts standards (σ) entre modélisation et données. Les incertitudes statistiques et systématiques sur les données sont traitées par addition quadratique.

de vue de l'accord entre les données et la modélisation statistique, les mêmes observations qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sont également valables, sauf pour les résonances, états excités de faible durée de vie. Une explication de cet échec apparent des modèles à reproduire les taux de production mesurés de résonances pourrait être que leur nombre est altéré après le « gel chimique » par des mécanismes de rediffusion et/ou régénération [Ada06f]. Les résonances peuvent ainsi fournir par l'estimation de cette régénération¹ des informations sur l'intervalle de temps qui sépare le gel chimique et le gel cinétique [Ada06f]. En dehors des résonances, l'accord modèle - données est aussi bon à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Une idée quantitative de cet accord est obtenue par les χ^2/ddl des ajustements. La Fig.V.15 montre l'évolution en fonction de la centralité des χ^2 pour les ajustements aux rapports mesurés de particules légères de Λ et de Ξ (ajustement « B » du Tab.IV.1) dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Le χ^2 est plus ou moins indépendant de la centralité, avec des valeurs légèrement plus élevées, mais toujours satisfaisantes, pour les collisions périphériques. Il faut cependant remarquer que dans les collisions périphériques, les incertitudes sont relativement plus élevées que dans les collisions centrales ce qui conduit à une diminution des χ^2 . Les χ^2 montrés sur la Fig.V.15 sont pour les mesures incluant les erreurs statistiques et systématiques. Si nous ne considérons que les incertitudes statistiques, les χ^2 sont globalement plus grands ($\chi^2/\text{ddl} \sim 10\text{-}25/5$) tout en restant plus ou moins indépendant de la centralité. Si nous ne considérons pas les rapports avec les Λ et les Ξ , alors le nombre de degrés de liberté n'est que de 1 et les χ^2 sont généralement très petits ($\chi^2/\text{ddl} \sim 0,01\text{-}1/1$).

Le modèle utilisé suppose une saturation des quarks légers ($q = u, d; \gamma_q = 1$), les paramètres en plus de T_{ch} et μ_B extraits par ajustement sur les données sont le potentiel chimique de l'étrangeté (μ_S) et γ_S , le facteur de saturation de l'étrangeté. L'évolution en fonction de la centralité pour ces différents paramètres est présentée sur les Fig.V.16 et Fig.V.18.

Température (T_{ch}) : Une première observation sur la Fig.V.16 est que la valeur de la température de gel chimique $T_{ch} = (161 \pm 7)$ MeV semble être indépendante de la centralité de la collision. Ce résultat

¹Dans l'exemple $\phi \rightarrow K^- + K^+$, un ϕ pourrait être régénéré par la fusion $K^- + K^+ \rightarrow \phi$.

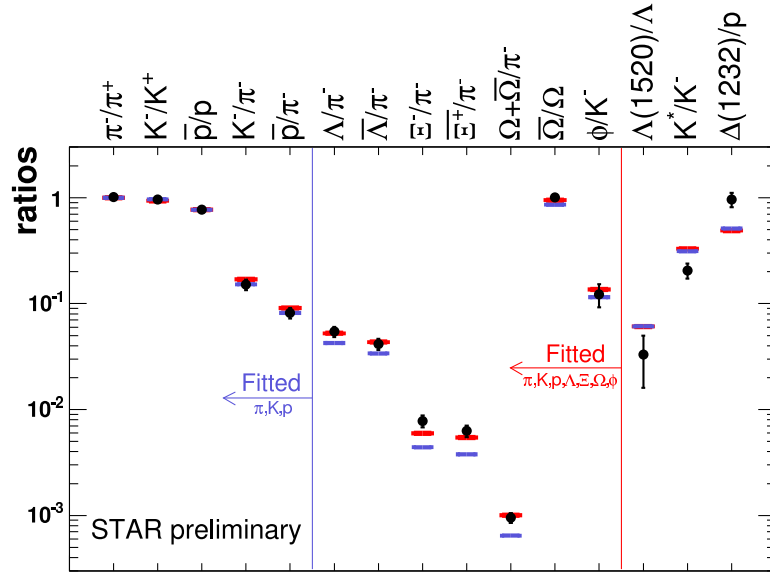


FIG. V.14 – Rapports de particules dans des collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les données (points noirs) sont comparées à des ajustements d'un modèle statistique incluant (traits rouges) et n'incluant pas (traits bleus) les baryons (multi-)étranges [Bar04]. Les rapports impliquant les résonances ne sont jamais inclus.

s'incorpore dans l'image obtenue à partir de l'application des modèles statistiques au SPS ($\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV), où T_{ch} est légèrement plus faible, ainsi qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Pour toutes ces énergies T_{ch} reste proche de la valeur de la température critique de transition vers un QGP prédite par LQCD : $T_{LQCD} \approx 170$ MeV [Kar03b] (voir aussi § I.2.2 page 9). La Fig.V.17 (haut) montre la comparaison de l'évolution de la température de gel chimique en fonction de la centralité pour $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, et aucune différence n'est discernable dans les barres d'erreurs.

Saturation (γ_S) : Par contraste à la température, γ_S (Fig.V.16 (bas)) exhibe une augmentation monotone des collisions périphériques vers les collisions centrales où elle sature à une **valeur proche de l'unité dans les collisions centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV**. La valeur en accord avec l'unité de γ_S dans les collisions centrales est interprétée comme la mise en évidence d'une saturation de l'étrangeté dans le système. Une telle saturation traduirait l'existence d'un milieu qui a atteint l'équilibre chimique pour l'étrangeté dans les collisions centrales, alors que ce n'est pas le cas pour les collisions périphériques. L'application du même modèle statistique [Kan04] aux données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV conduit à la même conclusion. En effet, la Fig.V.17 (bas) indique que la tendance et l'amplitude de γ_S sont les mêmes aux deux énergies du RHIC. Dans les collisions centrales au SPS il semble, par contre, que γ_S reste légèrement en-dessous de l'unité, mais toujours compatible, dans la limite des barres d'erreur, avec les résultats à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Bec04]. Même si l'utilisation d'un modèle statistique dans des collisions élémentaires (comme p+p) peut être mis en question, en raison des dimensions et multiplicité du système, son application se fait avec succès en utilisant un ensemble canonique. Dans ce cas, la valeur de γ_S reste, par contre, plus faible que celle atteinte dans des collisions A+A. Elle est de l'ordre de 0,55 [Bec97].

Potentiel chimique (μ) : La Fig.V.18 montre l'évolution des potentiels chimiques en fonction de la centralité à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. μ_S est très faible et pratiquement constant en fonction de la centralité. μ_B montre cependant une dépendance avec la centralité, en passant de valeurs faibles ($\mu_B = 46 \pm 6$) dans des collisions périphériques à $\mu_B = 87 \pm 14$ dans les collisions les plus centrales. Cette valeur des collisions centrales est en bon accord à ce qui est attendu dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV par interpolation des résultats du SPS et de RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Cle06].

La dépendance en centralité de la Fig.V.18 semble indiquer qu'il y a plus une densité plus élevée

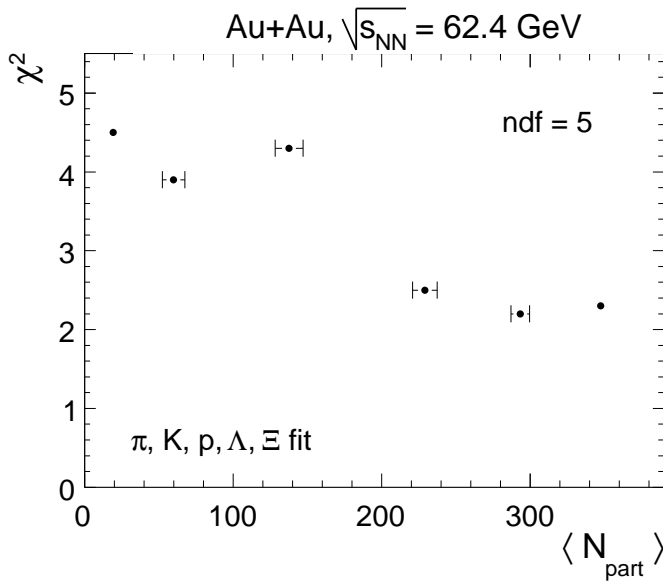


FIG. V.15 – Évolution du χ^2 en fonction de la centralité ($\langle N_{part} \rangle$) des ajustements par modèle statistique des rapports de particules faisant intervenir π , K , p , Λ et Ξ (Ajustement « B » du Tab.IV.1) mesurés dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Le nombre de degré de liberté (d.d.l. ou n.d.f.) est égal à 5. Les mesures incluent les erreurs statistiques et systématiques ajoutées quadratiquement.

de baryons nets, donc un pouvoir d'arrêt nucléaire plus important, dans les collisions centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, que dans les collisions périphériques. Le potentiel chimique baryonique est en fait directement lié à la densité baryonique nette et donc aussi au pouvoir d'arrêt nucléaire. Une contribution plus importante de la production par paire, donc moins importante du transport, se traduit par un potentiel chimique plus faible. Dans § V.2.1.1 nous avons mis en évidence que c'est bien ce qui se passe lors du passage de $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. La Fig.V.19 (haut) montre la diminution correspondante du potentiel chimique dans les collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. À $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV une dépendance en centralité de μ_B n'est pourtant pas observée. La cause de l'observation de cette dépendance en centralité de μ_B à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et une absence d'une telle observation à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, pourrait être une absorption des anti-baryons. Cet effet a déjà été mentionné dans la discussion sur la Fig.V.5.

Sur les Fig.V.16 et Fig.V.18 nous observons également l'effet de l'inclusion des baryons étranges et multi-étranges sur les différents paramètres des modèles statistiques. En plus des incertitudes plus faibles, il est à remarquer que c'est surtout le facteur de saturation de l'étrangeté qui est sensible à l'utilisation des rapports faisant intervenir les hypérons dans les ajustements chimiques. Même si les barres d'erreurs (sur les figures les incertitudes incluent également les incertitudes systématiques) sont assez larges, les baryons (multi-)étranges augmentent de façon systématique et significative la valeur de γ_S . Dans les collisions centrales sa valeur change d'approximativement 0,8 (sans les hypérons) jusqu'à environ 1,0 (avec les hypérons). Les valeurs de T_{ch} et μ_B sont également affectées, mais leur variation relative est moins importante et n'ont pas d'influence sur la discussion physique.

Les modèles statistiques s'appliquent donc avec succès aux données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, tout comme ils ont déjà réussi à reproduire les rapports de particules dans des collisions d'ions lourds sur une large gamme d'énergies [BM95, BM96, Käm03, Bec04, Raf05b, Kan04, Cle06]. Une application des modèles statistiques sur des données p+p et $e^- + e^+$ (voir Fig.V.20 et [Sat03, Koc03]) donne également de bons résultats. Que ceci soit le cas dans le cadre d'un ensemble canonique est encore imaginable, mais dans un formalisme grand-canonique, ceci est assez surprenant, comme dans ces systèmes de petite taille, une équilibration est difficilement concevable compte tenu d'un temps d'une expansion rapide et d'une densité d'énergie plus faible. Il faut alors être prudent dans l'interprétation des résultats et bien vérifier l'accord qualitatif entre calculs théoriques et expérience. Il se peut effectivement que l'accord obtenu dans les petits systèmes soit un hasard, qu'en réalité le système se présente comme équilibré, mais ne l'est pas nécessairement. Pour comprendre comment ceci peut arriver, il faut être conscient que dans toutes ces données les rapports font intervenir des

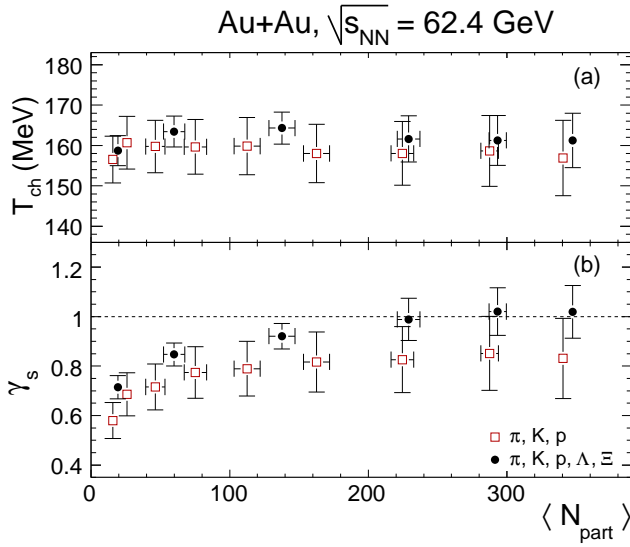


FIG. V.16 – Évolution en fonction de la centralité de T_{ch} (en haut) et de γ_S (en bas) dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les carrés rouges sont obtenus par un ajustement sur des rapports incluant $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$, alors que les points noirs sont issus d'un ajustement qui utilise également des rapports faisant intervenir Λ et Ξ .

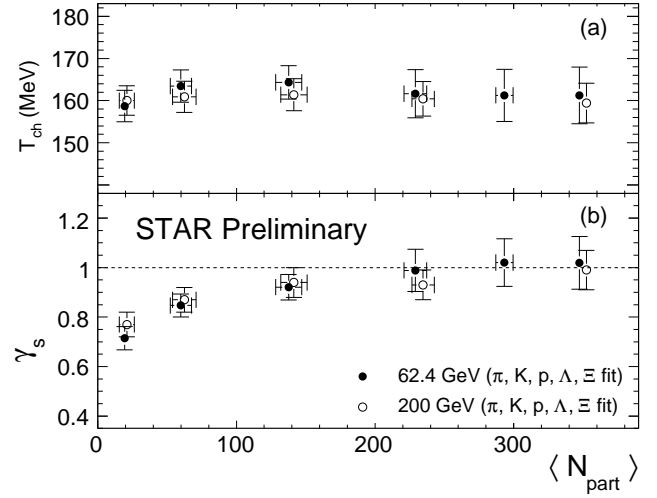


FIG. V.17 – Évolution en fonction de la centralité de T_{ch} (en haut) et de γ_S (en bas) pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (pleins) et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (ouverts). Les points à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sont les mêmes que sur la Fig. V.16. Les erreurs statistiques et systématiques sont ajoutées quadratiquement. [Spe05a].

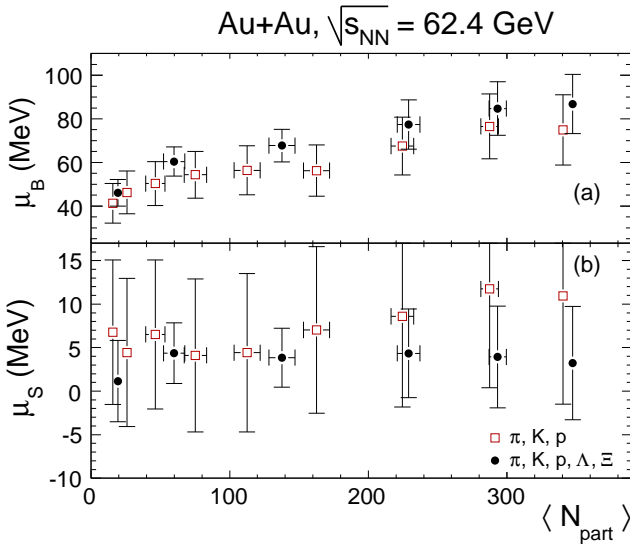


FIG. V.18 – Évolution en fonction de la centralité de μ_B (en haut) et de μ_S (en bas) dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les carrés rouges sont obtenus par un ajustement sur des rapports incluant $\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$, alors que les points noirs sont issus d'un ajustement qui utilise également des rapports faisant intervenir Λ et Ξ .

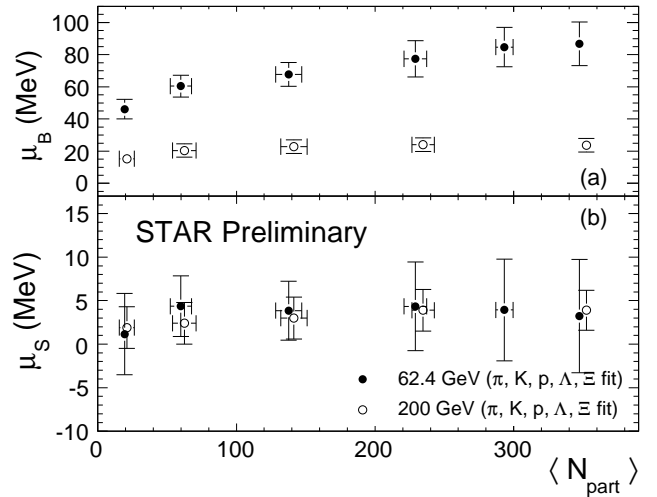


FIG. V.19 – Évolution en fonction de la centralité de μ_B (en haut) et de μ_S (en bas) pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (pleins) et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (ouverts). Les points à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sont les mêmes que sur la Fig. V.18. Les erreurs statistiques et systématiques sont ajoutées quadratiquement.

taux de production de particules moyennés sur un grand nombre d'événements. Dans une certaine mesure, il est possible que les paramètres ajustés par les modèles statistiques ne représentent pas de vrais températures et potentiels chimiques, mais soient plutôt des multiplicateurs de Lagrange qui peuvent être obtenus par des ajustements sur n'importe quel échantillon de données distribuées statistiquement. En effet les ajustements n'ont que des significations physiques si chaque événement individuel peut être considéré comme un système statistique indépendant. C'est dans cette optique que les développements récents concernant des études de fluctuations par des modèles statistiques deviennent importants [Tor06].

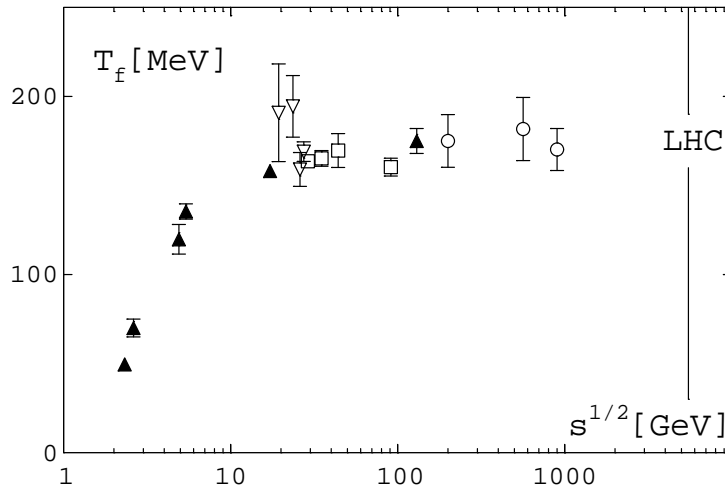


FIG. V.20 – Dépendance en fonction de l'énergie de la collision ($\sqrt{s_{NN}}$) de la température de gel chimique ($T_{ch} = T_f$) calculée à partir de modèles statistiques pour différents systèmes : $e^- + e^+$ (carrés), $p+p$ (triangles ouverts), $p+\bar{p}$ (ronds) et $A+A$ (triangles fermés). Figure prise de [Sat03].

Sur la Fig.V.20 est représenté la température de gel chimique extraite d'une analyse thermique statistique pour des collisions de différentes espèces à différentes énergies. En plus du fait qu'il est possible d'extraire des températures à partir des systèmes issus de collisions élémentaires (voir plus haut), il est remarquable qu'à partir de $\sqrt{s_{NN}} \approx 20$ GeV, cette température semble être plus ou moins indépendante de l'énergie ainsi que du système. Le résultat que nous avons trouvé dans des collisions $Au+Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV ($T_{ch} = 161 \pm 6$ MeV) n'y fait pas exception. La température T_{ch} sature à ~ 160 MeV, proche de la température critique à laquelle une transition d'un QGP vers un HG (voir § I.2.2 page 9) est attendue. Elle constituerait alors la température limite de Hagedorn.

Dans le cadre des modèles statistiques, qui utilisent des degrés de liberté hadroniques, il n'est cependant pas aisé de savoir si le système passe de partons à des hadrons ou reste hadronique au cours de son évolution. En effet, les modèles statistiques n'informent que sur l'existence d'un équilibre chimique entre hadrons. L'observation d'une sur-saturation (voir § IV.1.3.3 page 112), envisagée aux énergies du LHC [Raf05a], permettrait de mettre en évidence un équilibrage au niveau partonique.

Concluons que les § V.2.1.1 à § V.2.1.3 n'ont pas permis de mettre une évidence, sur les différentes observables étudiées et sur l'application des modèles statistiques, des différences quantitatives sur la production d'étrangeté entre l'énergie maximale du SPS, l'énergie intermédiaire de $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, qui ne pouvait pas s'expliquer par une évolution des potentiels chimiques et les températures. En effet, nos mesures à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sont en accord avec des prédictions de calculs statistiques, tout comme elles le sont également à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [And06].

V.2.1.4 Augmentation ou suppression inhabituelle de l'étrangeté ?

La section précédente nous a montré qu'il était possible de trouver pour chaque caractéristique de collision (énergie et centralité) un ensemble de paramètres pour lequel les modèles statistiques reproduisent les rapports de taux de production des différentes particules. Nous avons également

observé une variation quantitative de la production d'étrangeté avec la centralité. Cette variation révèle-t-elle une modification qualitative du système créé lors de la collision ? Selon des prédictions, la formation d'un QGP devrait conduire à des taux de production de particules étranges plus élevés comparés à ceux dans un gaz de hadron [Raf82]¹. En revanche, dans de petits systèmes une suppression de l'étrangeté est attendue en raison d'un manque d'espace des phases (suppression canonique). Pour des systèmes avec des volumes plus grands, les restrictions de l'espace des phases devraient disparaître (voir § IV.1.2 page 111).

Pour mettre en évidence expérimentalement un tel comportement, il est nécessaire de comparer les taux de production des différentes particules, notamment des particules (multi-)étranges, obtenus dans les collisions élémentaires (p+p) aux résultats des collisions d'ions lourds.

Cette comparaison n'est malheureusement pas possible à l'énergie intermédiaire de $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, puisque en absence de collisions p+p au RHIC à cette énergie, une référence n'existe pas². Notre discussion se limite alors aux résultats du SPS à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV et ceux du RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Afin de comparer directement les résultats des collisions p+p aux résultats A+A, une normalisation par le volume (de corrélation) est nécessaire. En effet il s'agit de voir si l'augmentation des taux de production des particules étranges dans les collisions d'ions lourds par rapport aux collisions élémentaires est uniquement due à la différence de volume. Malheureusement une mesure du volume ne peut pas se faire directement. Il faut donc l'estimer. Il n'est cependant pas nécessaire d'estimer sa valeur exacte, il suffit de connaître le volume relatif. De manière générale, le volume est supposé être proportionnel au nombre de participants ($V \propto \langle N_{part} \rangle$). La Fig.V.21 montre les résultats obtenus aux deux énergies de $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV (symboles ouverts) et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (symboles fermés) après division par $\langle N_{part} \rangle$.

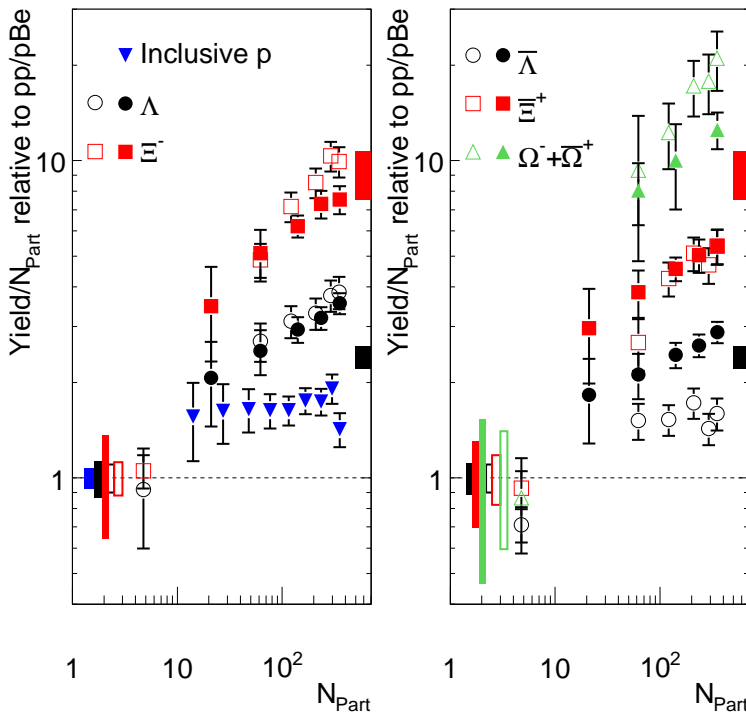


FIG. V.21 – $dN/dy/\langle N_{part} \rangle$ relatif au dN/dy en p+p en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ pour Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ , $\bar{\Xi}^+$, $\Omega + \bar{\Omega}^+$ et p inclusifs. La normalisation tient compte de la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques dans les données p+p et p+Be, ainsi que de l'incertitude sur la détermination de N_{part} . Les symboles ouverts correspondent à l'énergie $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV et les symboles fermés à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les rectangles pleins à droite sur chaque figure correspondent à des prédictions de suppression canonique [Tou03] pour des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

¹Il existe cependant également des modèles pouvant expliquer l'augmentation de l'étrangeté dans le cadre d'un gaz hadronique. C'est par exemple le cas du *Duon Parton Model* [Cap02]. De plus, des développements au niveau de la production des résonances pourrait également conduire à des seuils en énergie faibles, donc à une production abondante de particules étranges [SB04]

²À l'instant de la rédaction de ce document, des données p+p à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV ont été enregistrées au cours du Run-VI qui se terminait en juin 2006.

Dans le formalisme de la suppression canonique, il est attendu que l'augmentation est plus importante aux énergies les plus basses, puisque le volume dans les collisions élémentaires est une fonction de l'énergie. Pour des collisions à plus faible énergie, le volume est plus faible, et ainsi la suppression plus prononcée, conduisant donc à une augmentation plus grande dans les collisions A+A relatives aux collisions p+p. Ceci n'est pas ce qui est observé sur la Fig.V.21 [Tou02b]. Les deux énergies sont même différentes d'un ordre de grandeur, la quantité $E(i)$ (voir Eq. IV.5 page 112), reste pratiquement inchangée.

En plus de la variation avec l'énergie, une dépendance avec le contenu en étrangeté est également attendue, puisque les particules contenant plus d'étrangeté subissent davantage le manque d'espace des phases dans les petits systèmes. Une augmentation plus prononcée pour Ω que pour Ξ et une augmentation plus prononcée pour Ξ que pour Λ est alors attendue [Tou02a].

Ceci est observé dans les données, en revanche, l'amplitude d'une telle augmentation prédite par un modèle qui utilise un formalisme grand-canonique [Tou03] (rectangles pleins à droite sur la Fig.V.21) n'est pas tout à fait reproduite dans tous les cas. Il faut cependant remarquer, que (a) les incertitudes sur les données p+p restent importantes et que (b) les prédictions du modèle utilisent $T_{ch} = 165$ MeV, et qu'une valeur de $T_{ch} = 170$ MeV conduit à un $E(\Lambda)$ qui est environ 20 % plus faible (pour $E(\Xi)$ ce sont même 30 %). Initialement cette augmentation a été supposée être la plus marquée entre les collisions p+p et les collisions A+A périphériques. Ainsi, elle était supposée atteindre sa valeur maximale déjà pour des collisions périphériques et conservée celle-ci jusqu'aux collisions centrales. Sur les données, il est en revanche visible que $E(i)$ continue à augmenter jusqu'aux collisions centrales, sans qu'une valeur maximale ne soit atteinte. Une interprétation de cette observation a été que même dans les collisions centrales un formalisme grand-canonique n'est même pas encore adapté pour décrire le milieu créé. Récemment des paramétrisations décrivant cette augmentation monotone jusqu'aux collisions centrales sont devenues disponibles. Au lieu d'un volume de corrélation qui varie comme $V = N_{part}/2V_0$, avec $V_0 = 4/3\pi R_0^3$ où R_0 est le rayon du proton, un volume selon $V = (N_{part}/2)^\beta V_0$ est considéré. L'utilisation $\beta = 1/3$ aboutit à une bonne description des données [Red05]. D'autres part la normalisation par $dN_{ch}/d\eta$ dans la Fig.V.21 conduit à un comportement plus ou moins linéaire [Cai06b]. L'objectif est de trouver une échelle pour la production des particules en général et pour l'étrangeté en particulier.

V.2.1.5 Une échelle pour la production de l'étrangeté

Pour rechercher une échelle pour la production de l'étrangeté en particulier, mais aussi pour les quarks légers en général, il s'agit de quantifier le volume d'interaction dans lequel a lieu la production, de voir s'il est le même pour les différents saveurs et s'il est possible d'en tirer des informations sur le volume dit de corrélation. Ce volume, désigne la région où un quark étrange est capable de trouver son ou ses partenaires pour former un méson ou un baryon.

Sur la Fig.V.22 nous reprenons l'idée d'un volume de corrélation proportionnel au nombre de participants. Nous représentons le taux de production divisé par $\langle N_{part} \rangle$ en fonction de la centralité, donc $\langle N_{part} \rangle$. Une normalisation a été faite par rapport à la centralité 40 - 60 % ($\langle N_{part} \rangle \approx 60$), puisque celle-ci est la seule pour laquelle des mesures du taux de production existent pour toutes les particules. Si justement le nombre de participants était l'échelle recherchée la quantité $dN/dy/\langle N_{part} \rangle$, qui n'est rien d'autre que la densité des particules (si on suppose que $\langle N_{part} \rangle$ est proportionnel au volume), devrait être une constante par rapport à la centralité de la collision. Nous observons que pour les deux énergies ($\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) aucune des particules étranges ne montre la proportionnalité souhaitée. Nous observons justement pour les particules étranges une croissance des taux de production des collisions périphériques aux centrales. En revanche, les \bar{p} , qui ne comprennent pas de quark de valence étrange, donnent un très bon accord avec une évolution plate en fonction de la centralité. Ceci nous amène à affirmer que le nombre de participants, et par conséquent le volume du système, fournit une bonne échelle pour les quarks légers u et d (respectivement \bar{u} et \bar{d}). Pour

les particules étranges, l'écart semble être d'autant plus prononcé que la fraction (f_s) du contenu en quarks étranges est élevée. Ainsi l'écart semble être maximal pour les Ω ($f_s = 1$) et diminue jusqu'aux Λ ($f_s = 1/3$) en passant par les Ξ ($f_s = 2/3$) et les K_S^0 ($f_s = 1/2$). Il semble alors que nous ayons trouvé une échelle pour les quarks légers, mais que $\langle N_{part} \rangle$, ou le chevauchement nucléaire initial, n'est pas l'échelle appropriée pour la production d'étrangeté. Ceci est vrai, qualitativement de la même façon, pour les deux énergies ($\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). Cependant un léger accroissement de la variation pour $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (≈ 1 pour les Ξ) relatif à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ($\approx 0,8$ pour les Ξ), pourrait être interprété comme une augmentation plus accentuée de la densité d'énergie disponible pour la production de l'étrangeté avec la centralité, pour l'énergie plus basse (suppression canonique dans les collisions très périphériques?).

Une deuxième possibilité envisagée est l'utilisation comme échelle du nombre de collisions binaires ($\langle N_{bin} \rangle$). Le résultat obtenu est représenté sur la Fig.V.23. Cette fois-ci ce ne sont plus les \bar{p} qui est constant en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ ¹, mais un comportement réciproque à celui de la Fig.V.22 est mis en évidence. En effet, plus f_s est proche de 1, plus le comportement est compatible avec une constante : les Ω ($f_s = 1$) sont proches de l'unité (nous l'observons mieux à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV), puis la déviation devient plus grande pour les Ξ ($f_s = 2/3$), les K_S^0 ($f_s = 1/2$), les Λ ($f_s = 1/3$) et les \bar{p} ($f_s = 0$), dans cet ordre.

Cette observation a conduit H. Caines [Cai04, Cai06a] à proposer des échelles différentes pour les quarks légers (u, d) et les quarks étranges s . Le volume de production suivrait le nombre de participants pour les premiers et le nombre de collisions binaires pour les quarks étranges. Ainsi le facteur de « mise à l'échelle » C_s dépend du contenu en quarks de la particule :

$$C_s = \frac{N_l}{N_q} \cdot N_{part} + \frac{N_s}{N_q} \cdot N_{bin}, \quad (V.8)$$

où N_q est le nombre de quarks de valence de la particule, N_l le nombre de quarks légers et N_s le nombre de quarks étranges (nous avons alors : $N_s/N_q = f_s$ et $N_l/N_q = 1 - f_s$).

La Fig.V.24 montre le résultat de cette mise à l'échelle *mixte* dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Cette méthode semble fournir une meilleure mise à l'échelle avec la centralité que l'utilisation du nombre de participants ou du nombre de collisions binaires seul. La même observation peut également faite à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, comme le montre la Fig.V.25. Suivant cette approche la production de l'étrangeté serait alors dominée par des processus durs. Remarquons que d'autres grandeurs pour la détermination d'une échelle de production de l'étrangeté sont envisagées, comme par exemple le nombre moyen de collisions par nucléon ($\sim (N_{part}/2)^{1/3}$) ou encore l'entropie ($\sim dN_{ch}/d\eta$).

V.2.2 La dynamique du *bulk*

Les propriétés dynamiques d'un système apparaissent lorsque l'on étudie les distributions liées aux vitesses des particules. Notre approche se base sur l'impulsion transverse, p_T ou la masse transverse pour les particules à rapidité centrale ($|y| < 1$ (0.75)). Dans un premier temps nous revenons sur les rapports anti-baryon sur baryon, en présentant leur dépendance en fonction de l'impulsion transverse. Puis, nous estimons l'impulsion transverse moyenne à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et nous discutons les implications éventuelles de ces résultats. Ensuite, nous cherchons à extraire des propriétés du système en expansion en comparant les calculs du modèle présenté au chapitre IV aux spectres et l'écoulement elliptique que nous avons évalué. Comme dans la section précédente nos résultats à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV vont être discutés en comparaison à ceux à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, mais aussi par rapport aux observations à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV du SPS.

¹Comme $\langle N_{bin} \rangle \propto \langle N_{part} \rangle^{4/3}$

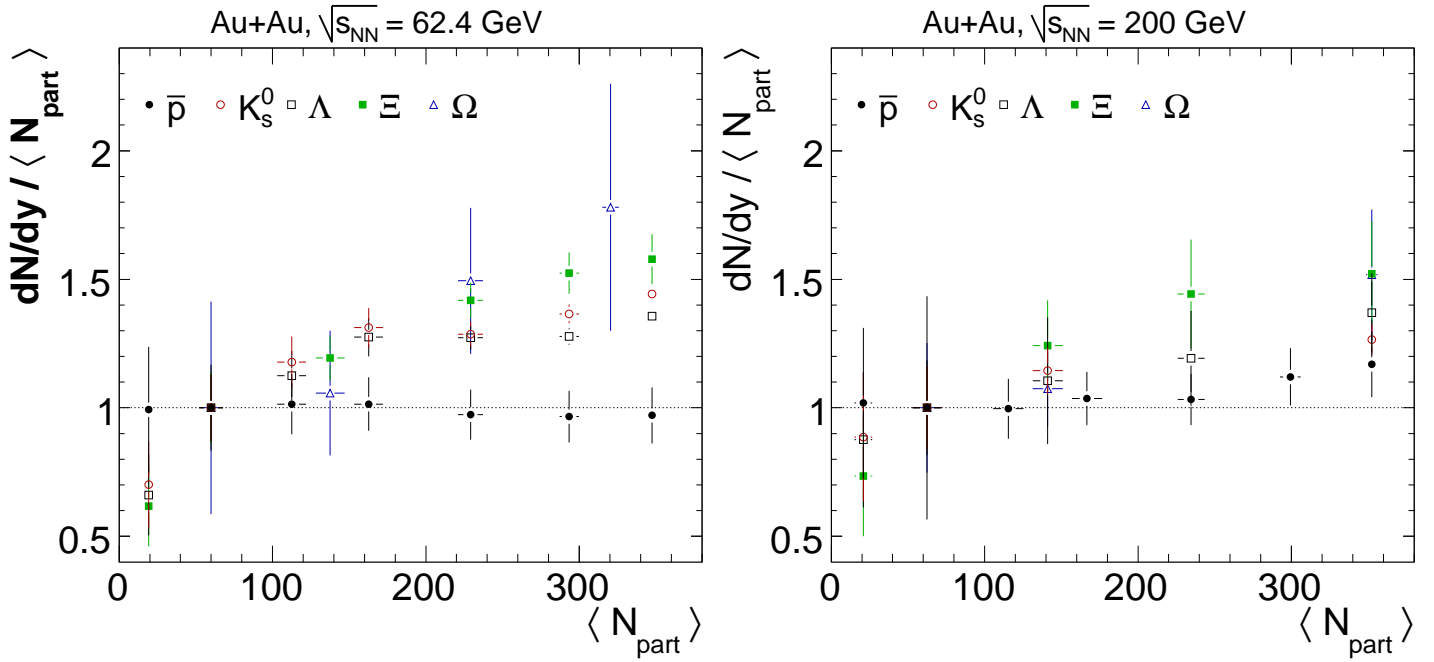


FIG. V.22 – Taux de production divisés par $\langle N_{part} \rangle$ et en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ pour \bar{p} , K_S^0 , Λ , Ξ et Ω pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (à gauche) et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (à droite). Une normalisation par rapport à la centralité 40 - 60 % ($\langle N_{part} \rangle \approx 60$) est appliquée à toutes les valeurs.

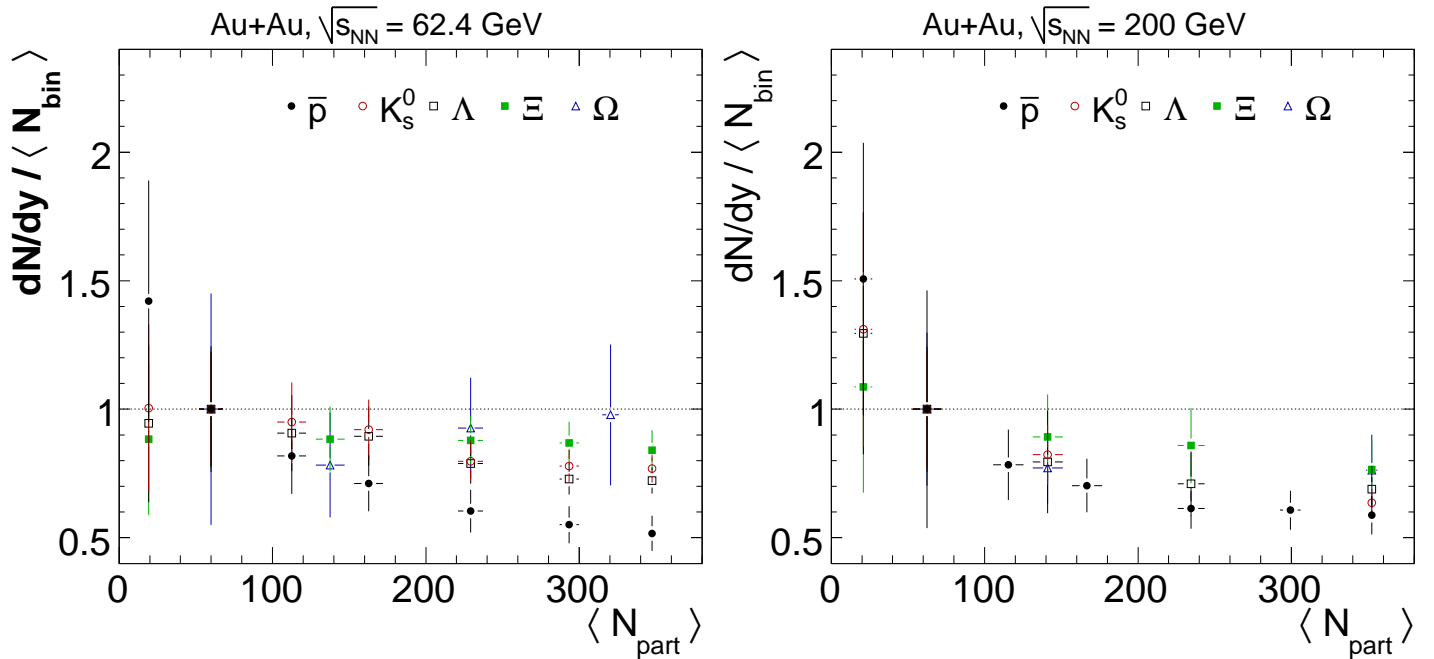


FIG. V.23 – Taux de production divisés par $\langle N_{bin} \rangle$ et en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ pour \bar{p} , K_S^0 , Λ , Ξ et Ω pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (à gauche) et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (à droite). Une normalisation par rapport à la centralité 40 - 60 % ($\langle N_{part} \rangle \approx 60$) est appliquée à toutes les valeurs.

e

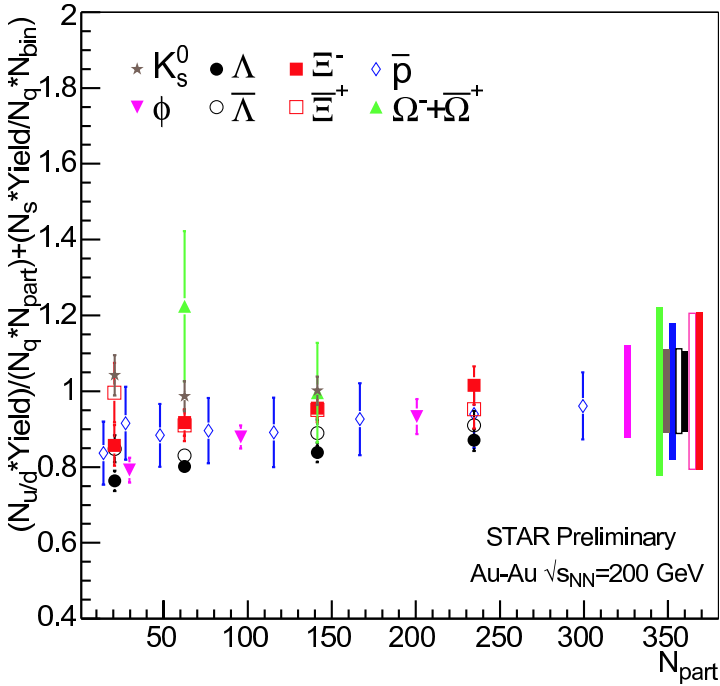


FIG. V.24 – Données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV avec l'échelle définie par l'Eq. V.8 (sauf pour le ϕ , voir texte). Toutes les données sont normalisées aux données des collisions les plus centrales [Cai06a].

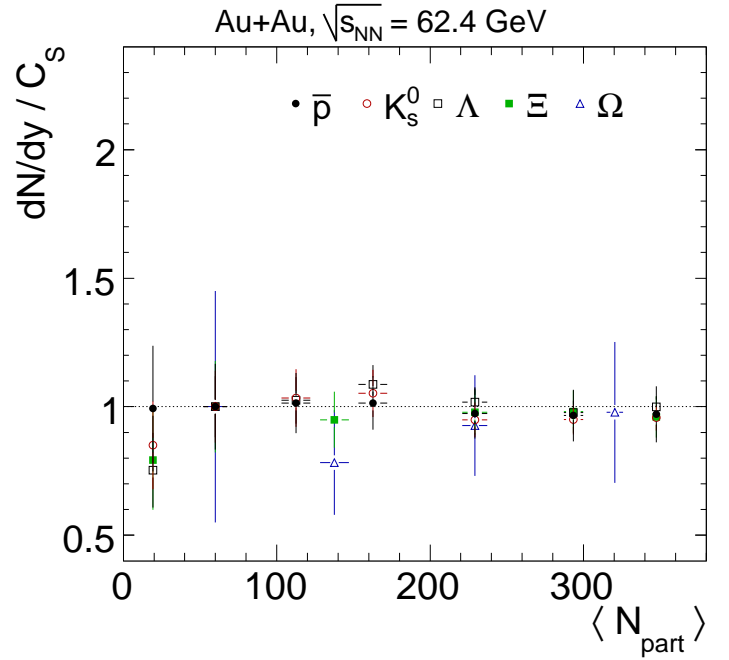


FIG. V.25 – Équivalent de la Fig.V.24 pour les collisions Au+Au à 62,4 GeV.

V.2.2.1 Le rapport anti-baryon sur baryon en fonction de p_T

La Fig.V.26 montre le rapport anti-particule sur particule en fonction de l'impulsion transverse pour tous les baryons étranges dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Pour les différentes espèces le rapport des spectres non-corrigés (symboles fermés) aux spectres corrigés (symboles ouverts) sont présentés. Les barres d'erreurs assez grandes ne permettent pas de distinguer entre les deux rapports. Cependant pour les Λ [Tak05] la précision est suffisante pour observer, surtout à faible p_T , un rapport $\bar{\Lambda}/\Lambda$ plus faible pour le rapport non-corrigé que pour le rapport corrigé. Une explication possible de cet effet est l'absorption des \bar{p} (annihilation $p\text{-}\bar{p}$) de faible impulsion transverse dans le matériau du détecteur. Cette absorption conduit à une diminution de $\bar{\Lambda}$ reconstruits et est prise en compte dans le calcul de l'efficacité. Même si l'incertitude sur le premier point du rapport $\bar{\Lambda}/\Lambda$ corrigé est grande, une légère augmentation de ce rapport pourrait être identifiée à faible p_T . Comme déjà mentionné dans la discussion de la dépendance en centralité du rapport Ξ^+/Ξ^- (voir Fig. V.5 page 148), cette augmentation pourrait être due à une annihilation des $\bar{\Lambda}$ de faible impulsion avec des Λ [Ant05, Bru04]. Vers les plus hautes impulsions transverses accessibles expérimentalement, le rapport \bar{B}/B des trois espèces étranges reste, dans les barres d'erreur, constant. Cette même observation a déjà pu être faite aux énergies plus élevées de RHIC.

Des calculs théoriques de fragmentation de pQCD à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, par exemple, suggèrent une décroissance de ce rapport à haut- p_T [Vit03]. Le processus de production prédominant des (anti-)particules de haute impulsion transverse est supposé être la fragmentation (de quarks ou de gluons). L'absence d'anti-quarks dans l'état initial fait que les anti-particules ne peuvent émerger que de la fragmentation de gluons, alors que pour les particules une production par fragmentation de gluons et de quarks est envisageable. Il est cependant escompté que dans un QGP les gluons de haut- p_T perdent

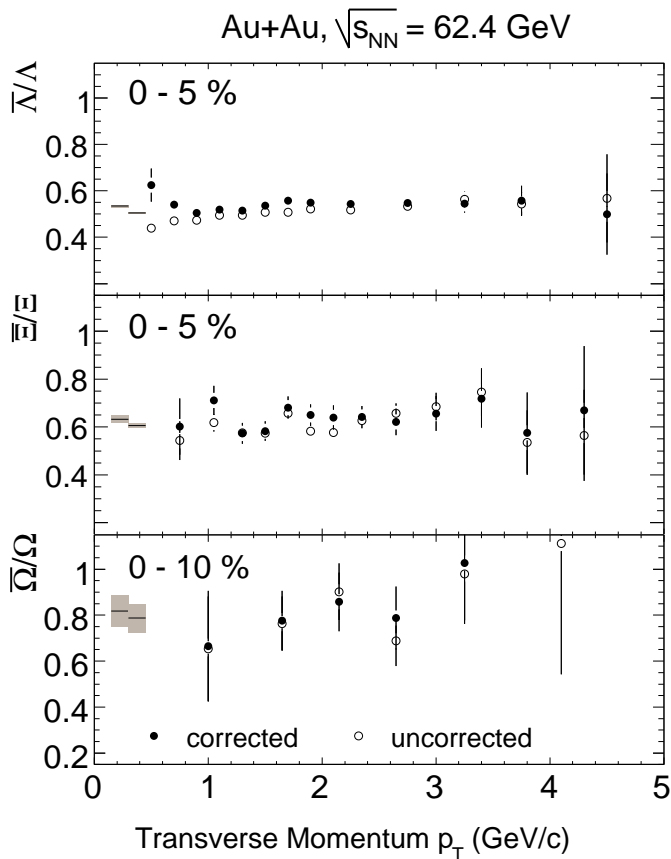


FIG. V.26 – Rapports anti-baryon sur baryon en fonction de l'impulsion transverse pour Λ (haut), Ξ (milieu) et Ω (bas) dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les symboles fermés correspondent aux rapports de spectres corrigés alors que les symboles ouverts au rapport de spectres non corrigés. Les traits à gauche donnent le rapport anti-baryon sur baryon intégré en p_T et son erreur statistique obtenus par un ajustement d'une constante.

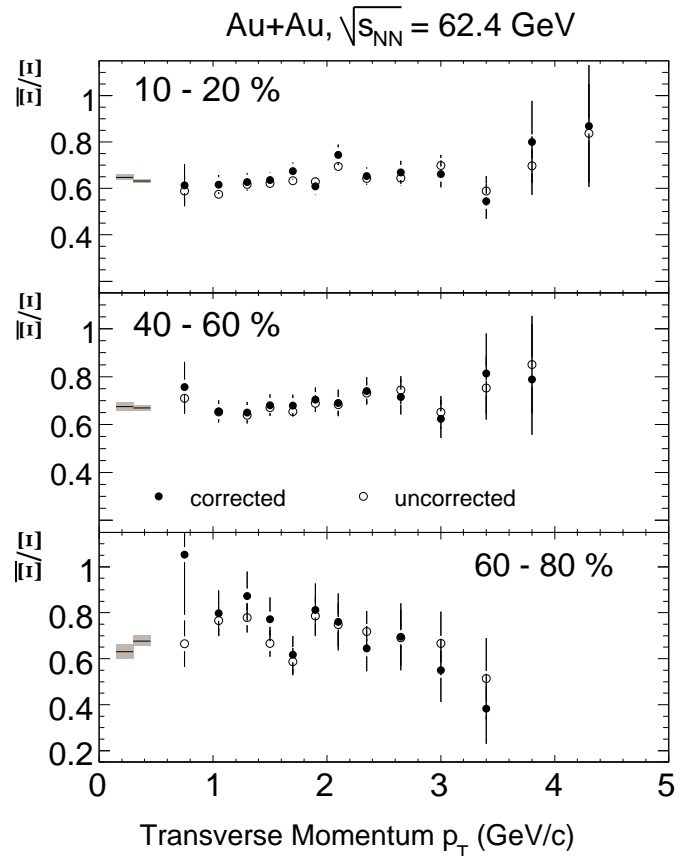


FIG. V.27 – Dépendance en centralité du rapport Ξ^+/Ξ^- en fonction de l'impulsion transverse dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV : (haut) 10-20%, (milieu) 40-60% et (bas) 60-80%. Les symboles fermés sont pour les rapports de spectres corrigés alors que les symboles ouverts correspondent au rapport de spectres non corrigés. Les traits à gauche donnent le rapport anti-baryon sur baryon intégré en p_T et son erreur statistique obtenus par un ajustement d'une constante.

de l'ordre de deux fois plus d'énergie que les quarks de même impulsion transverse. La contribution de la fragmentation des gluons à la production totale des (anti-)particules devient alors plus faible, conduisant à une diminution de la production d'anti-particules relative à celle des particules et donc à une diminution du rapport \bar{B}/B . L'absence d'une telle baisse dans les données jusqu'aux impulsions transverses mesurées peut fournir des limites sur le domaine en p_T dans lequel la fragmentation peut être considérée comme un mécanisme de production dominant à l'énergie donnée et ainsi sur la pertinence des calculs pQCD.

Un comportement plat du rapport $\bar{B}/B(p_T)$ pour les baryons (multi-)étranges suggère que les particules et les anti-particules sont affectées de manière semblable en terme d'interaction avec le milieu, c'est-à-dire en terme d'écoulement (« *flow* ») collectif¹, de perte d'énergie dans le milieu et de température.

La Fig.V.27 montre le rapport Ξ^+/Ξ^- en fonction de l'impulsion transverse pour des collisions de semi-centrales (10-20%) à très périphériques (60-80%). Comme dans les collisions centrales un comportement globalement plat est observé pour les différentes centralités, sauf probablement pour des collisions très périphériques, où une baisse en fonction de l'impulsion transverse pourrait être identifiée, mais les barres d'erreurs relativement larges empêchent une conclusion définitive.

Les rapports constants en fonction du p_T observées sur les Fig.V.26 et Fig.V.27 donnent la possibilité d'additionner les spectres des baryons et des anti-baryons pour des grandeurs mesurées en fonction de l'impulsion transverse, afin de gagner sur la précision sur la mesure. Ceci est notamment le cas pour le R_{CP} des Ξ (voir § V.3.1 page 182). Une telle sommation peut cependant cacher un éventuel effet d'absorption entre baryon et anti-baryon.

V.2.2.2 L'impulsion transverse moyenne

L'impulsion transverse moyenne est déterminée par intégration sur le spectre en impulsion transverse :

$$\langle p_T \rangle = \frac{\int p_T \frac{dN}{dp_T} dp_T}{\int \frac{dN}{dp_T} dp_T}. \quad (\text{V.9})$$

Étant donné que, comme pour le calcul des taux de production, des extrapolations aux basses et hautes impulsions transverses sont nécessaires, le p_T moyen dépend également de la fonction utilisée pour reproduire $\frac{dN}{dp_T}$. Ceci engendre une erreur systématique. Le Tab.V.7 montre le résultat pour les différentes fonctions d'ajustement (voir § V.1.1.1 page 140) et pour les différentes centralités dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, à la fois pour Ξ et Ω . Les valeurs de la paramétrisation « *Blast-Wave* » sont obtenues dans les mêmes conditions que pour les taux de production, c'est-à-dire pour un profile de vitesse $n = 1$ (voir § IV.2.4 page 130). L'incertitude introduite par la variation de cette valeur sur la détermination de l'impulsion transverse moyenne reste négligeable par rapport aux incertitudes statistiques et aussi par rapport aux autres sources d'incertitudes systématiques.

Les incertitudes systématiques obtenues dans ce tableau résultent des études systématiques discutées au chapitre III. Elles sont, comme les incertitudes statistiques assez faibles par rapport à une source supplémentaire d'incertitude, l'incertitude de modélisation, qui résulte du choix de la fonction d'ajustement. Le résultat final retenu est, comme pour les taux de production, celui obtenu avec une fonction de Maxwell-Boltzmann. Comme il n'est pas possible d'exclure avec certitude une des autres fonctions d'ajustement, nous tenons compte de l'incertitude supplémentaire induite sur $\langle p_T \rangle$ pour les résultats finals. La paramétrisation « *Blast-Wave* » conduit, de part sa construction, en tenant compte d'un éventuel écoulement radial, à des valeurs de $\langle p_T \rangle$ plus élevées que pour les fonctions exponentielles et de Maxwell-Boltzmann. Cet écoulement radial entraîne les particules et

¹Récemment la mise en évidence de différences entre baryons et anti-baryons en terme d'écoulement elliptique été entreprise.

	Ξ	Ω
Exponentielle		
0 - 5 %	$0,989 \pm 0,005 \pm 0,009$	$1,13 \pm 0,02 \pm 0,04$
5 - 10 %	$0,989 \pm 0,005 \pm 0,009$	
10 - 20 %	$0,993 \pm 0,004 \pm 0,006$	$1,18 \pm 0,02 \pm 0,04$
20 - 40 %	$0,989 \pm 0,003 \pm 0,005$	$1,18 \pm 0,02 \pm 0,06$
40 - 60 %	$0,953 \pm 0,005 \pm 0,006$	$1,13 \pm 0,03 \pm 0,06$
60 - 80 %	$0,92 \pm 0,01 \pm 0,01$	
Maxwell-Boltzmann		
0 - 5 %	$1,015 \pm 0,005 \pm 0,009$	$1,16 \pm 0,02 \pm 0,05$
5 - 10 %	$1,016 \pm 0,005 \pm 0,009$	
10 - 20 %	$1,019 \pm 0,004 \pm 0,006$	$1,21 \pm 0,02 \pm 0,04$
20 - 40 %	$1,013 \pm 0,003 \pm 0,005$	$1,21 \pm 0,02 \pm 0,06$
40 - 60 %	$0,972 \pm 0,005 \pm 0,007$	$1,15 \pm 0,03 \pm 0,07$
60 - 80 %	$0,94 \pm 0,01 \pm 0,01$	
Blast-Wave		
0 - 5 %	$1,07 \pm 0,02$	$1,27 \pm 0,09$
5 - 10 %	$1,08 \pm 0,02$	
10 - 20 %	$1,07 \pm 0,02$	$1,35 \pm 0,08$
20 - 40 %	$1,05 \pm 0,01$	$1,29 \pm 0,10$
40 - 60 %	$0,97 \pm 0,02$	$1,14 \pm 0,13$
60 - 80 %	$0,91 \pm 0,01$	

TAB. V.7 – Valeurs du p_T moyen ($\langle p_T \rangle$) pour les Ξ et les Ω dans des collisions Au+Au de différentes centralités à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV obtenues à partir de différentes fonctions d'ajustement (les mêmes que pour les taux de production, voir § V.1.1.1 page 140). La première erreur citée est statistique, la seconde systématique (voir texte).

leur communique une impulsion supplémentaire, ce qui génère un déplacement global du spectre vers les plus hautes valeurs de p_T en déplaçant la région à faible p_T , augmentant ainsi la valeur moyenne.

Il reste cependant à remarquer que si nous nous limitons à observer l'évolution en fonction de la centralité du $\langle p_T \rangle$ pour une fonction d'ajustement donnée, une légère diminution de cette observable pourrait être mise en évidence pour Ξ (pour Ω les incertitudes restent trop élevées) dans les collisions périphériques (40 - 60 % et 60 - 80 %) par rapport aux valeurs des collisions centrales.

La Fig.V.28 donne l'impulsion transverse moyenne pour différentes particules mesurées à deux énergies ($\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) en fonction de la centralité. Aux deux énergies nous observons pour les particules légères (π à p) une dépendance avec la centralité. Une augmentation des collisions périphériques aux collisions centrales est d'autant plus marquée que la particule est lourde. Ceci est compatible avec une augmentation de l'écoulement radial des collisions périphériques aux collisions centrales. Si la vitesse radiale collective augmente, ceci conduit à un accroissement de l'impulsion qui est d'autant plus important que la particule est lourde. Cette tendance semble pourtant s'arrêter aux hypérons. Même si aux collisions périphériques à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV une légère diminution du $\langle p_T \rangle$ pourrait être observable pour Λ et Ξ (la précision sur Ω n'est pas suffisante pour conclure), la dépendance est néanmoins plus faible que celle indiquée par les calculs hydrodynamiques qui suivent la tendance indiquée auparavant. Cet échec des calculs hydrodynamiques à reproduire les collisions périphériques sera discuté en détail quand nous parlerons de la dépendance en centralité des spectres de différentes espèces.

Si nous ne considérons que les collisions centrales, nous observons sur la Fig.V.29 l'évolution du $\langle p_T \rangle$ en fonction de la masse. Si toutes les particules sont soumises au même écoulement transverse (\vec{v}_T), alors on devrait s'attendre à $\langle p_T \rangle \propto m$. Une telle augmentation linéaire est vue, aux deux énergies, jusqu'aux anti-protons, \bar{p} , alors que les particules plus lourdes semblent développer une impulsion transverse moyenne inférieure à cette linéarité. **Les incertitudes (statistiques et systématiques)**

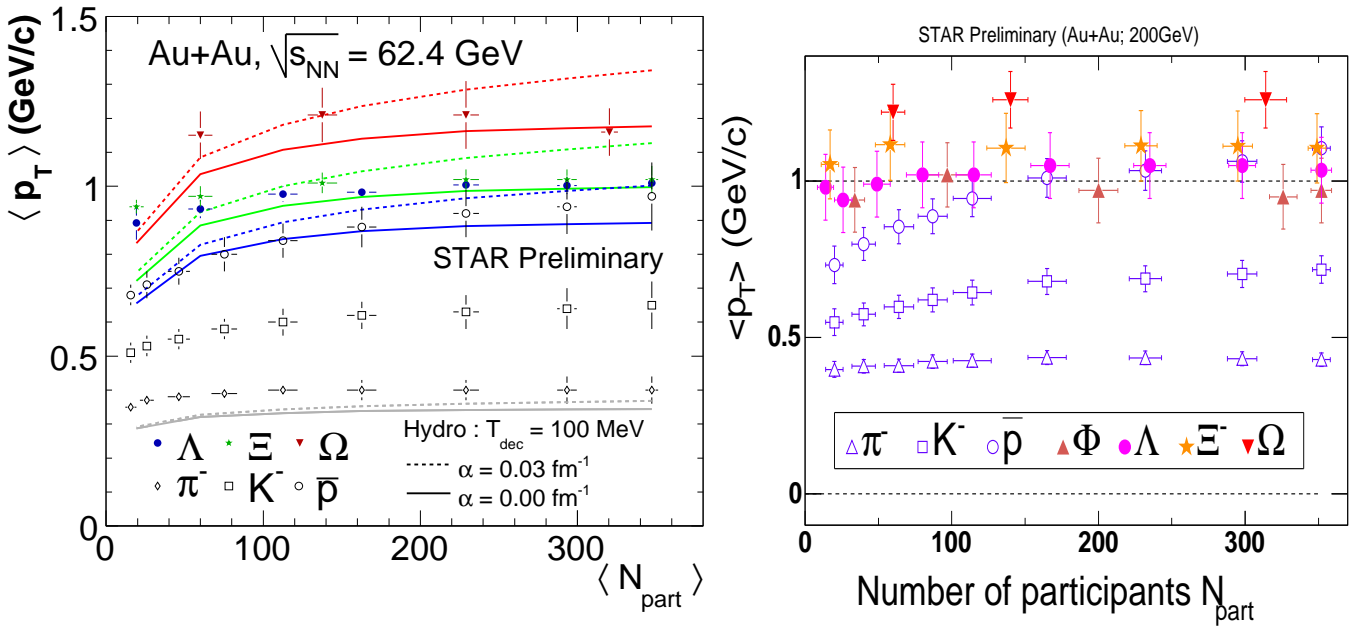


FIG. V.28 – Dépendance en centralité de l'impulsion moyenne ($\langle p_T \rangle$) pour différentes particules identifiées dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (à gauche) et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (à droite). À $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, des prédictions hydrodynamiques du modèle présenté au chapitre IV sont superposées aux données. Le code couleur pour est le même pour les données et les courbes hydrodynamiques. Toutes les courbes sont pour $T_{dec} = 100$ MeV. Les courbes continues sont obtenues avec un boost transverse initial (α) nul, alors que les courbes pointillées utilisent $\alpha=0,03$ fm⁻¹. La figure à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV est prise de [Est05].

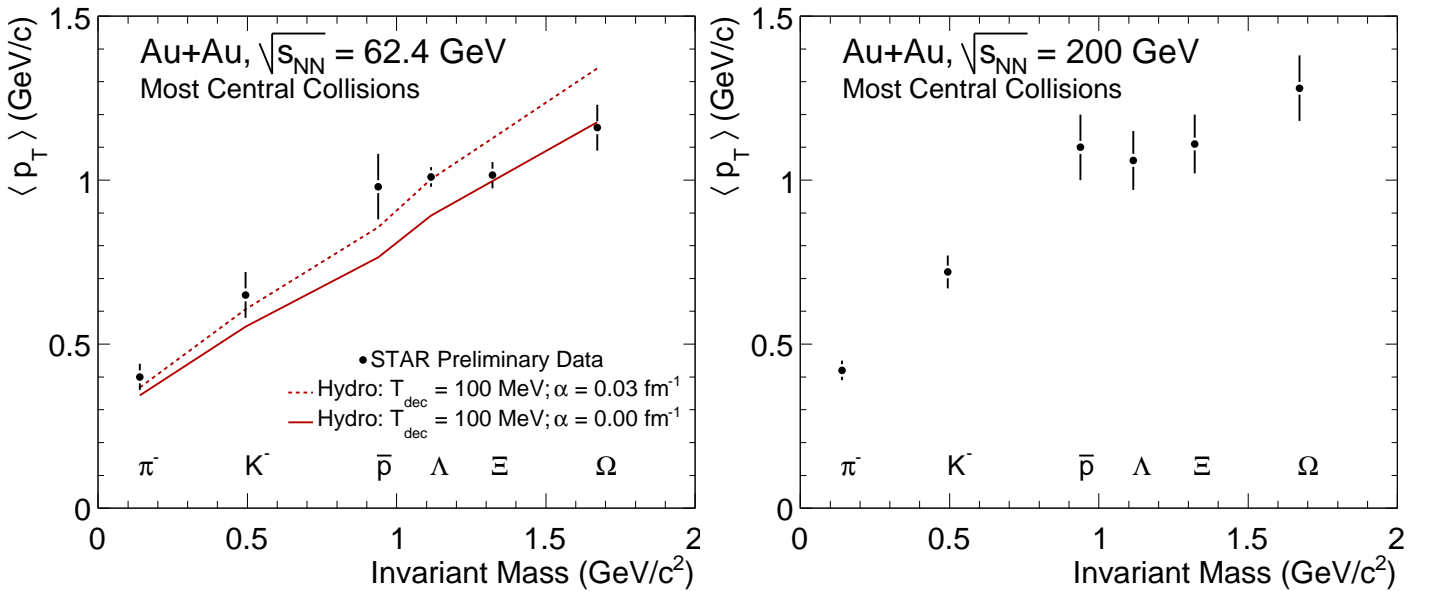


FIG. V.29 – Impulsion transverse moyenne en fonction de la masse pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (à gauche) et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (à droite). À $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV nous superposons les prédictions hydrodynamiques, obtenue avec le modèle de P. Kolb et al. (voir § IV.2.2.2 page 118), pour deux valeurs du boost initial (α). Les erreurs statistiques et systématiques sont ajoutées quadratiquement sur les données.

relativement importantes sur certaines de ces valeurs ne permettent pourtant pas de conclure définitivement.

V.2.2.3 Les spectres

V.2.2.3.1 Collisions centrales

Nous reprenons les spectres obtenus au chapitre III, ainsi que ceux Λ , K_S^0 [Tak05] et ceux π^\pm , K^\pm , p et \bar{p} [Mol06, Sha05] pour compléter l'ensemble des spectres à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Pour les autres énergies, les références nécessaires sont données lors de leur utilisation. Tous les spectres, sauf spécifié différemment, se comprennent comme des spectres à rapidité centrale ($|y| < 1$). Pour cette discussion nous reprenons également les résultats des calculs d'hydrodynamique idéale présentés au chapitre IV.

Rappelons que les calculs de modèle hydrodynamique à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV utilisent un temps d'équilibrage $\tau_0 = 0,6$ fm/c, la même valeur que celle utilisée à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Comme aux énergies du SPS, ce temps est supposé être légèrement plus élevé ($\tau_0 = 0,8$ fm/c) [Kol03b], nous avons fait des études systématiques, pour voir l'influence de la variation de cette variable et d'autres paramètres. Toute la discussion de cette étude systématique se trouve au chapitre IV. Rappelons également que le produit $\tau_0 s_0$ (s_0 est la densité d'entropie initiale) détermine la multiplicité totale ($dN_{ch}/d\eta$). Une variation de τ_0 nécessite alors aussi une variation de s_0 pour maintenir la multiplicité totale constante.

À $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, nous considérons le résultat présenté sur la Fig.V.30, qui montre les spectres centraux de particules légères (π^- , K^- et \bar{p}) avec différentes prédictions hydrodynamiques idéales du modèle de P. Kolb *et al.*

Nous observons que le meilleur accord entre les calculs hydrodynamiques et les données est obtenu avec une température de gel cinétique (T_{dec}) de 100 MeV plutôt que de 164 MeV et un boost transverse initial (« initial transverse boost ») fini de l'ordre de $0,02$ fm $^{-1}$. La même observation peut se faire sur la Fig.V.31 qui montre les spectres π^- , K^- , K_S^0 et \bar{p} dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les calculs hydrodynamiques ne reproduisent les données expérimentales que sur un domaine assez restreint en impulsion transverse.

La déviation entre données et calculs hydrodynamiques est en effet attendue à partir d'une certaine impulsion transverse. L'approche hydrodynamique idéale fait la supposition d'un libre parcours moyen nul, voire très faible devant la taille du système. Cette hypothèse n'est pas vérifiée pour les particules de grande impulsion transverse qui sont issues de collisions dures ou de fragmentation de jets. Ces particules ne subissent pas suffisamment d'interactions pour être considérées comme thermalisées. L'hydrodynamique, par construction, ne peut donc être valable que pour la partie « molle » du spectre, c'est-à-dire les particules de faible impulsion transverse.

À $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (voir Fig.V.30) un accord raisonnable entre les données expérimentales et les calculs hydrodynamiques est obtenu jusqu'à un p_T d'environ 1 - 2 GeV/c, selon de l'espèce considérée. Ceci permet d'avoir une première idée du domaine de validité de l'approche hydrodynamique idéale. À $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (voir Fig.V.31) ce domaine semble être plus faible pour les particules légères¹. Ceci peut être une indication que notre approche hydrodynamique n'est valable à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, que dans une mesure moindre à celle de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Les Fig.V.30 et Fig.V.31 indiquent que l'accord semble s'étendre à des impulsions transverses plus élevées pour les particules plus lourdes. Cette constatation, et le fait que nous nous intéressons plus particulièrement à l'étrangeté, font que nous envisageons la comparaison des spectres des baryons (multi-)étranges aux calculs de l'hydrodynamique idéale. La superposition des données réelles avec des calculs hydrodynamiques qui utilisent les mêmes paramètres que ceux des particules légères de la Fig.V.31 est montré, pour les trois hypérons sur la Fig.V.32. Rappelons que le modèle hydrodynamique utilisé n'incorpore pas de potentiel chimique d'étrangeté (μ_S) et ne peut ainsi pas reproduire les taux

¹Rappelons que pour les \bar{p} , il faut considérer la courbure du spectre hydrodynamique avec précaution, comme nous n'étions pas capable de reproduire exactement les résultats à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour cette particule. Si le même écart existe à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, alors le spectre hydrodynamique des \bar{p} de la Fig.V.31 est trop mou (voir § IV.2.2.2 page 118).

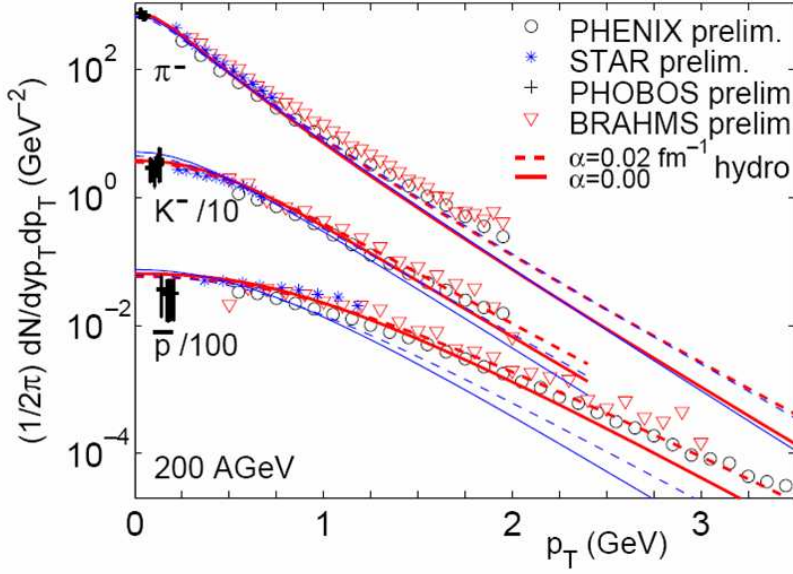


FIG. V.30 – Spectres π^- , K^- et \bar{p} dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les courbes rouges correspondent à des calculs hydrodynamiques utilisant $T_{dec} = 100$ MeV et les courbes bleues à $T_{dec} = 164$ MeV. Les courbes pleines et pointillées correspondent à un boost initial (α) de $0,00 \text{ fm}^{-1}$ et $0,02 \text{ fm}^{-1}$. Des facteurs d'échelle sont appliqués sur les spectres K^- et \bar{p} [Kol03c].

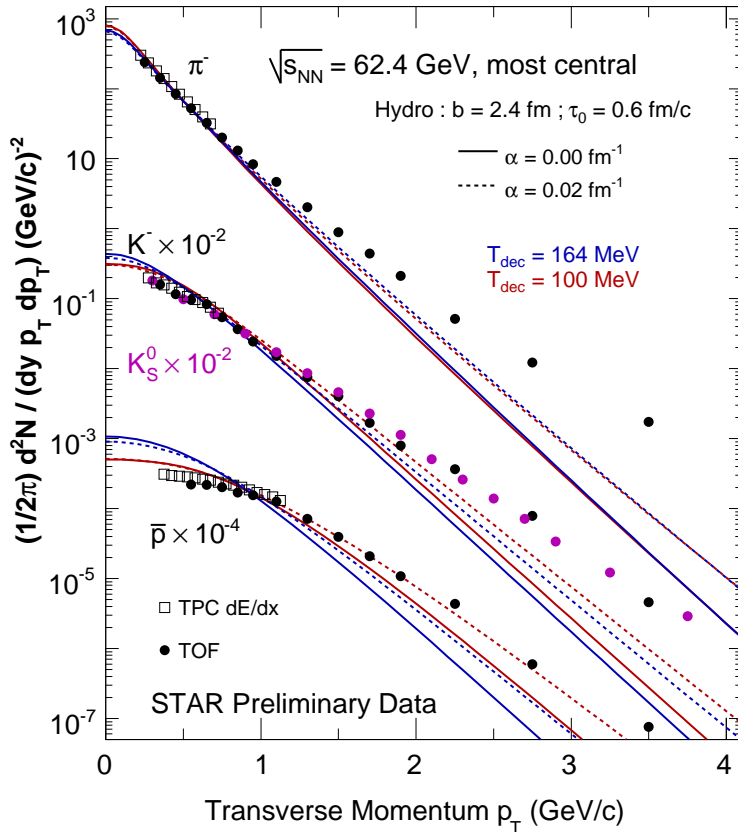


FIG. V.31 – Spectres π^- , K^- , K_S^0 et \bar{p} dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les données expérimentales sont superposées aux calculs hydrodynamiques (paramètre d'impact $b = 2,4$ fm). Les lignes pleines (pointillées) correspondent à des calculs sans (avec) un boost transverse initial (paramètre α). Les courbes bleues (rouges) sont obtenues pour $T_{dec} \approx 100$ (164) MeV. Pour des raisons de visibilité, des facteurs d'échelle sont appliqués sur certains des spectres.

de production. Un facteur de normalisation a donc été appliqué sur les spectres hydrodynamiques (voir § IV.2.2.2 page 118). Notre discussion se limite donc à la forme, qui n'est pas altérée par cette renormalisation du spectre.

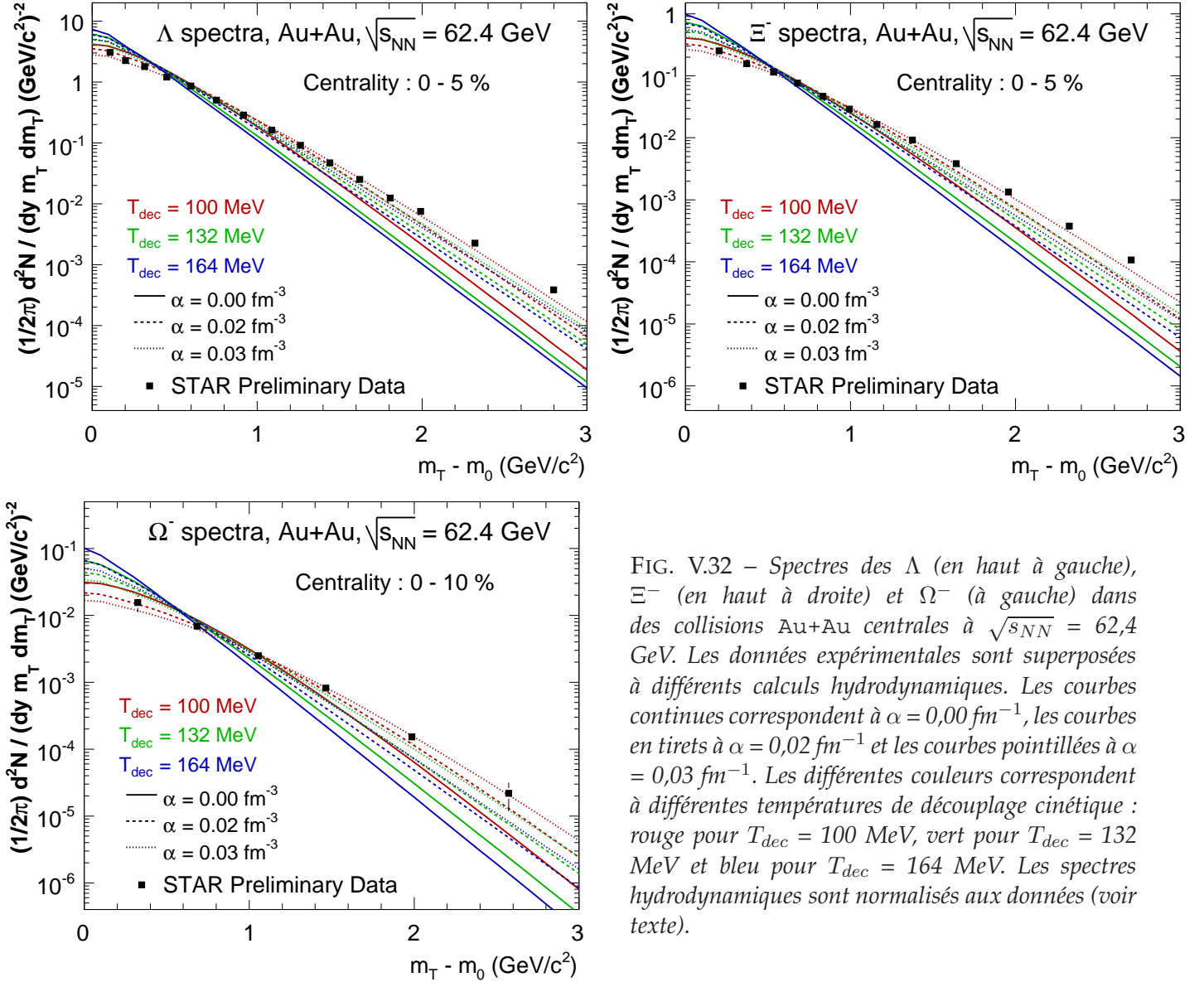


FIG. V.32 – Spectres des Λ (en haut à gauche), Ξ^- (en haut à droite) et Ω^- (à gauche) dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les données expérimentales sont superposées à différents calculs hydrodynamiques. Les courbes continues correspondent à $\alpha = 0,00 \text{ fm}^{-3}$, les courbes en tirets à $\alpha = 0,02 \text{ fm}^{-3}$ et les courbes pointillées à $\alpha = 0,03 \text{ fm}^{-3}$. Les différentes couleurs correspondent à différentes températures de découplage cinétique : rouge pour $T_{dec} = 100$ MeV, vert pour $T_{dec} = 132$ MeV et bleu pour $T_{dec} = 164$ MeV. Les spectres hydrodynamiques sont normalisés aux données (voir texte).

Comme pour π^- , K et \bar{p} , **une température de gel cinétique (T_{dec}) d'approximativement 100 MeV et une valeur non nulle de α offrent le meilleur accord avec les données pour les baryons (multi)étranges.** En effet la température plus élevée ne permet pas d'établir suffisamment d'écoulement (« flow ») radial, conduisant ainsi à un spectre plus « mou » que celui observé expérimentalement. Aussi les mêmes conditions de gel cinétique semble être valables pour toutes les particules. Nous constatons que les spectres de tous les hyperons sont reproduits par les calculs hydrodynamiques sur tout le domaine de mesure, même au-delà d'un p_T de 2 GeV/c. Un comportement semblable est observé dans le cadre du même formalisme hydrodynamique à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, comme le montre la Fig.V.33 pour Ω^- .

Nous désirons maintenant voir comment ces observations comparent à celles du « Blast-Wave »,

¹Pour Λ et Ξ , il n'y a pas de calculs hydrodynamiques disponible à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

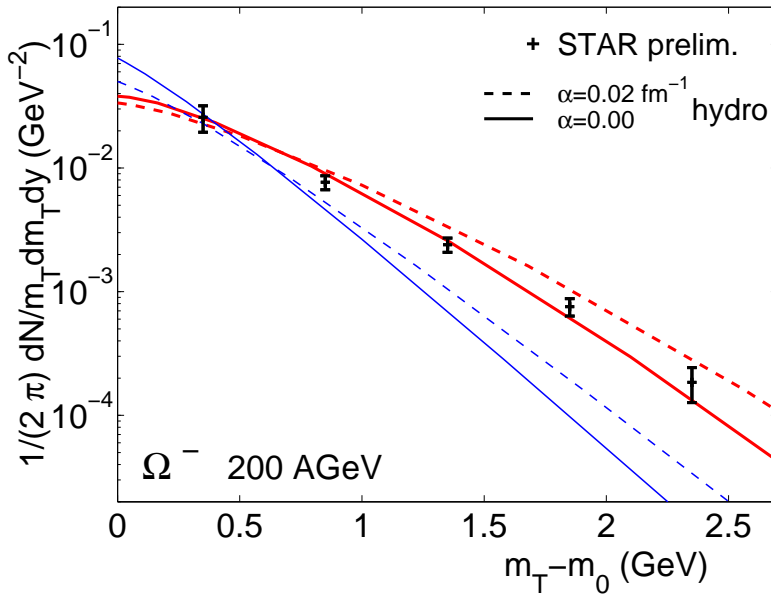


FIG. V.33 – Spectre central Ω^- dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les données sont superposées à différents calculs hydrodynamiques. Les courbes rouges (bleues) sont pour une température $T_{dec} = 100$ (164) MeV [Kol03b].

paramétrisation inspirée de l'hydrodynamique qui utilise les variables T_{kin} et $\langle\beta_T\rangle$, qui sont communément interprétées comme température de gel cinétique et la vitesse moyenne d'écoulement transverse, respectivement (voir § IV.2.4 page 130 pour plus de détails) et déterminés par un ajustement de minimisation de χ^2 sur les données. T_{kin} devrait alors être équivalent à la température T_{dec} du modèle hydrodynamique.

Sur la Fig.V.34 nous présentons les contours dans l'espace $T_{kin}-\langle\beta_T\rangle$ pour des collisions centrales à différentes énergies et pour différentes espèces. À $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, nous observons, que malgré les incertitudes assez larges, le paramètre T_{kin} des baryons multi-étranges (contours (1) et (2)) semble être supérieur à 100 MeV, et plutôt de l'ordre de la température du gel chimique T_{ch} , indiquée par la bande grise. De plus, la valeur de T_{kin} des hypérons apparaît différente de celle des particules légères (π^\pm , K^\pm , p et \bar{p} ; contours (3)). À $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV cette différence entre le T_{kin} des baryons multi-étranges (contours (4) et (5)) et des particules légères (contour (6)) ne semble pas si prononcée (mis en regard toujours des incertitudes assez importantes sur les hypérons).

Sur la même figure (Fig.V.34), nous présentons également les contours obtenus pour les baryons multi-étranges dans des collisions Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV [Ant04c]. La centralité étant différente pour ces données (0 - 53 %), le pouvoir comparatif aux données de RHIC reste limité. Les valeurs de T_{kin} pour les hypérons, semblent pourtant, compte tenu des incertitudes assez grandes et des considérations de centralité, relativement indépendantes de l'énergie de collision, sinon légèrement augmenter entre $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. En ce qui concerne $\langle\beta_T\rangle$, aucune différence apparente n'est observée pour les baryons multi-étranges entre $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Pour $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV, sa valeur semble pourtant plus faible. Ceci peut notamment être en relation avec la centralité différente des mesures, puisque, comme nous le verrons dans la suite (voir Fig.V.40), des valeurs de $\langle\beta_T\rangle$ plus faibles sont observées pour les collisions périphériques. Pour les particules légères une diminution de l'écoulement radial est identifiable entre les collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Nous remarquons une incompatibilité entre les valeurs de $\langle\beta_T\rangle$ des hypérons et celle obtenue par un ajustement commun sur les particules légères et ceci à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Cette observation est discutée davantage dans la suite.

Les Fig.V.35 et Fig.V.36 résument les informations obtenues à partir des modèles hydrodynamiques et paramétrisations « Blast-Wave » sur les spectres dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, pour Ξ et Ω respectivement. En plus des spectres hydrodynamiques et le résultat du

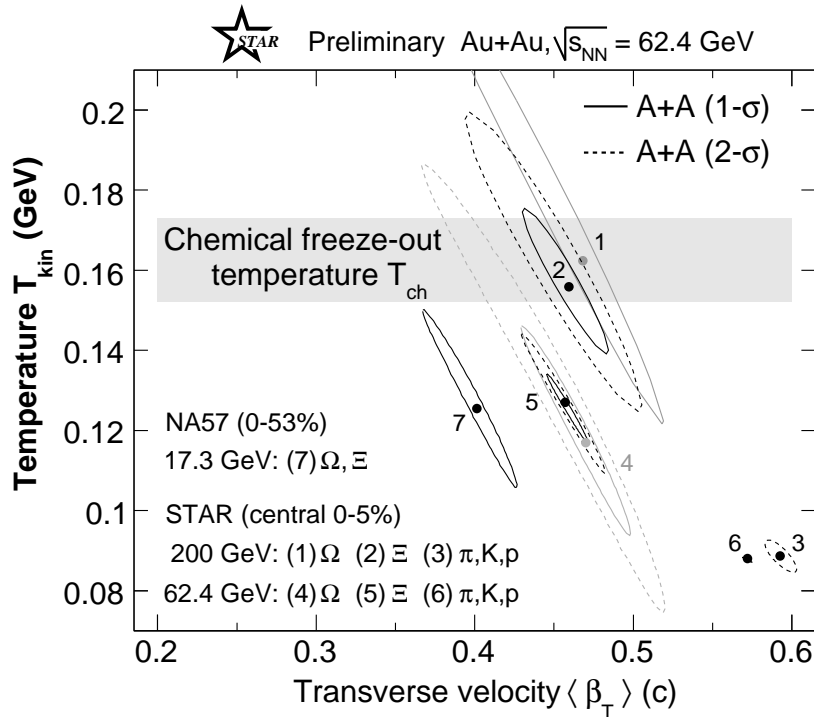


FIG. V.34 – Contours « Blast-Wave » dans l'espace $T_{kin}-\langle \beta_T \rangle$ pour des collisions centrales à différentes énergies et pour différentes espèces. Voir texte pour plus de détails [Spe05a].

meilleur ajustement « Blast-Wave » (courbes (3,4) et (2) respectivement)¹ discutés précédemment, nous présentons également le spectre obtenu en utilisant le T_{kin} et le $\langle \beta_T \rangle$ obtenus d'un ajustement commun sur les π^\pm , K^\pm , p et \bar{p} (courbe (1)).

Les courbes (1) montrent que l'utilisation des paramètres « Blast-Wave » des particules légères ne permet pas de reproduire le spectre des baryons multi-étranges. Du point de vue « Blast-Wave » des conclusions comparables ont été obtenues à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV [Alt05a]. Par contre, elles diffèrent de celles tirées de la comparaison des données avec les calculs du modèle hydrodynamique considéré, qui, avec la même valeur de T_{dec} permettent approximativement de reproduire les spectres de diverses particules dans le domaine souhaité (à faible p_T). Il est nécessaire de relativiser les observations précédentes et de regarder de plus près ce problème d'incohérence apparente entre les résultats de la paramétrisation « Blast-Wave » et des calculs hydrodynamiques du modèle de P. Kolb *et al.* Remarquons à ce propos qu'il y a une certaine **systématique sur la détermination des contours du « Blast-Wave »** qui est détaillée dans le chapitre IV (voir § IV.2.4). Rappelons ici que les grandes lignes de cette systématique :

- Les résultats du « Blast-Wave » dépendent d'un paramètre supplémentaire, le profil de vitesse n , dont la variation influence surtout la valeur de T_{kin} (voir Tab. IV.6 page 132).
- Pour les contours de particules légères les spectres déterminés par la mesure du dE/dx dans la TPC, hors remontée relativiste, sont considérés. Or ces spectres sont limités à faible p_T (< 1 GeV/c). Le domaine d'ajustement pour les différents spectres (particules légères et hypérons) n'est donc pas le même. Si nous considérons les spectres mesurés avec le TOF, avec une couverture en p_T comparable à celle des baryons multi-étranges (contour vert sur la Fig. IV.17 page 133) $\langle \beta_T \rangle$ est nettement plus faible que celui des spectres de la TPC (contour noir sur la Fig. IV.17 page 133). Dans ce cas les différences $\langle \beta_T \rangle$ entre les hypérons et les particules légères sont nettement réduites.
- Les petits contours obtenus par l'ajustement commun des particules légères sont davantage

¹Notons que par construction la courbe (2) donne le meilleur accord avec les données, puisque la démarche du Blast-Wave est justement de déterminer les paramètres de façon à minimiser le χ^2 , c'est-à-dire l'écart entre la courbe et les données

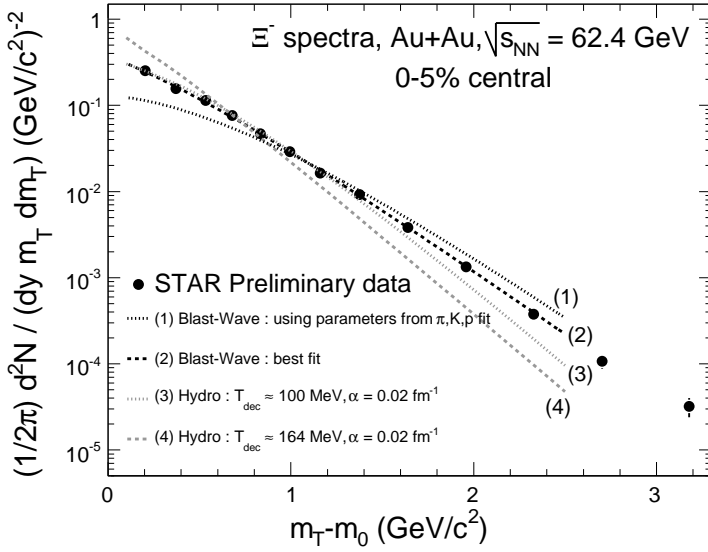


FIG. V.35 – Spectre Ξ^- des données expérimentales dans des collisions Au+Au centrales à 62,4 GeV avec différentes modélisations. Voir légende de la figure et texte pour plus de détails.

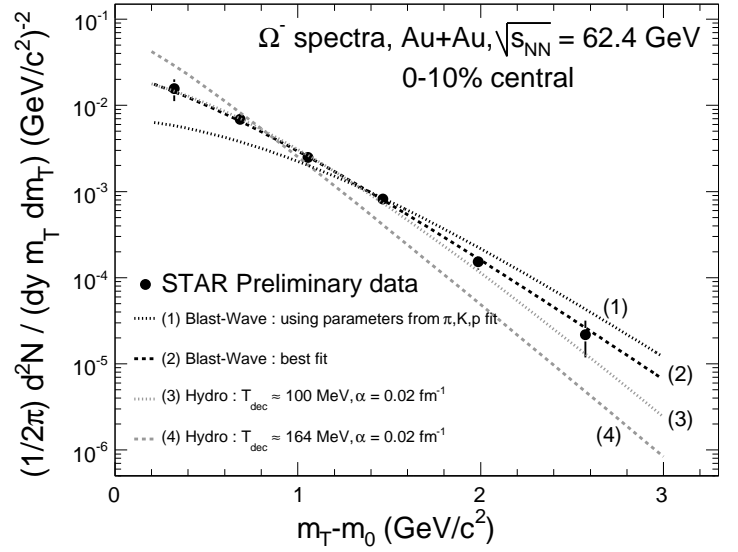


FIG. V.36 – Spectre Ω^- des données expérimentales dans des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV avec différentes modélisations. Voir légende de la figure et texte pour plus de détails.

trompeur par le fait qu'un ajustement individuel sur les spectres des 3 espèces légères (π^\pm , K^\pm , p et \bar{p}) révèlent même des incompatibilités entre les valeurs de $\langle\beta_T\rangle$ et T_{kin} de ces particules (Fig. IV.17 page 133).

- Pour comparer directement les paramètres hydrodynamiques aux paramètres « *Blast-Wave* », nous avons effectué un ajustement « *Blast-Wave* » sur les spectres issus des calculs hydrodynamiques. Les détails de cette étude se trouvent au chapitre IV (voir § IV.2.4.2 page 134). Notons ici que les différences entre T_{dec} (hydro) et T_{kin} (BW) peuvent être importantes (jusqu'à 30 MeV), de sorte qu'il faut se demander, si effectivement ces deux températures désignent la même quantité physique.

Les quatre premiers points de cette liste adressent essentiellement la discussion sur la différence entre baryons multi-étranges et particules légères dans le « *Blast-Wave* » et le dernier point concerne surtout le **désaccord apparent entre « *Blast-Wave* » et modèle hydrodynamique**. Une possibilité pour résoudre le désaccord du « *Blast-Wave* » pourrait être des mesures plus précises pour les baryons multi-étranges à faible impulsion transverse, puisque c'est essentiellement cette région qui contraint la détermination des paramètres du « *Blast-Wave* » (surtout $\langle\beta_T\rangle$). Dans STAR, ceci est possible avec les détecteurs internes au silicium (voir § II.2.4.3.4 page 38).

V.2.2.3.2 Dépendance en centralité

Jusqu'à présent nous n'avons considéré que les données des collisions centrales, dans ce paragraphe nous examinons de plus près la dépendance en centralité de la modélisation dynamique.

En ce qui concerne cette dépendance sur les spectres, du point de vue calcul hydrodynamique, seul le paramètre d'impact b est modifié. Tous les autres paramètres restent inchangés, y compris la valeur du facteur de normalisation appliqué aux hyperons (discuté au § IV.2.2.2 page 118). Pour étudier la performance du modèle hydrodynamique sur la dépendance en centralité des spectres, nous optons pour les paramètres T_{dec} et α qui ont donné le meilleur accord pour les collisions centrales (*i.e.* $T_{dec} = 100$ MeV et $\alpha = 0,03$ fm $^{-1}$; mais aussi $T_{dec} = 164$ MeV pour voir la différence). La

Fig.V.37¹ illustre l'accord entre données et calculs hydrodynamiques sur la dépendance en centralité des spectres des hypérons dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Nous observons que le domaine d'accord en impulsion transverse entre données et calculs hydrodynamiques décroît pour des collisions de plus en plus périphériques et ceci indépendamment de la température considérée. Ce comportement est attendu, puisque pour des collisions plus périphériques les exigences pour une approche hydrodynamique, telles que de nombreuses rediffusions et une taille du système suffisamment grande, peuvent être de moins en moins bien vérifiées. En effet, dans ce cas, des particules d'impulsions transverses de plus en plus faibles peuvent s'échapper du milieu sans subir suffisamment d'interactions pour thermaliser. De plus, pour les collisions plus périphériques des effets de processus durs deviennent plus importants à partir des impulsions transverses plus faibles, de sorte que les spectres des données expérimentales sont plus durs que les spectres hydrodynamiques.

Cette déviation progressive des prédictions hydrodynamiques par rapport aux données expérimentales pour des collisions de plus en plus périphériques pourrait permettre d'obtenir des contraintes sur les conditions requises pour le « liquide parfait » [New05].

À $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV une telle dépendance en centralité n'a pas été étudiée pour les hypérons mais seulement pour les particules non étranges, comme sur la Fig. V.38 pour π^+ et sur la Fig.V.39 pour p . Les conclusions restent pourtant les mêmes : l'accord entre données et calculs par modèle hydrodynamique se dégrade, c'est-à-dire reste valable sur un domaine plus faible d'impulsion transverse, pour des collisions de plus en plus périphériques.

La variation en fonction de la centralité des paramètres obtenus avec la fonction du « Blast-Wave » est discutée à l'aide des contours sur la Fig.V.40. Les contours montrés en différentes couleurs pour différentes espèces correspondent à des niveaux de confiance de 68 %, c'est-à-dire qu'il y a une probabilité de 0,68 que les « vraies » valeurs du couple $(T_{kin}, \langle\beta_T\rangle)$ pour une particule donnée se trouvent à l'intérieur du contour donné.

La structure générale, valable quantitativement pour toutes les espèces, est que T_{kin} augmente pour des collisions plus périphériques alors que $\langle\beta_T\rangle$ décroît. Ceci correspond à ce que nous attendions dans le cadre de l'interprétation habituelle de ces paramètres. Dans les collisions plus périphériques, de plus petite taille et avec une multiplicité plus faible, les particules interagissent potentiellement avec moins d'autres particules, conduisant à un gel cinétique se produisant à une température plus élevée. De même, le système évoluant plus rapidement, la phase d'équilibre et d'interactions est plus courte et génère ainsi moins d'écoulement radial collectif.

La comparaison des mesures avec des calculs hydrodynamiques et la paramétrisation « Blast-Wave » nous indique que les conditions de l'équilibre atteint et le découplage évoluent avec la centralité. Il est cependant difficile de mener une discussion quantitative.

V.2.2.4 L'écoulement elliptique

Tout en restant dans la description du *bulk* et afin d'obtenir une vue plus globale, nous examinons les propriétés accessibles par l'analyse de l'écoulement elliptique (v_2). Dans cette partie nous nous limitons donc aux faibles impulsions transverses. D'autres propriétés déductibles de l'étude de l'écoulement elliptique sont discutées dans la suite (voir § V.3 page 181).

La Fig.V.41 montre l'évolution de v_2 avec l'impulsion transverse pour diverses particules mesurées dans des collisions (de centralité 0 - 80 %) Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les courbes superposées aux données correspondent à des calculs d'hydrodynamique idéale [Huo01]. Quelques caractéristiques des calculs hydrodynamiques sont observées également dans les données expérimentales, comme l'amplitude du v_2 et la hiérarchie en masse à faible impulsion transverse (< 2 GeV/c). L'accord entre les données et les modèles n'est cependant que qualitatif, surtout pour les particules de masse élevée. Nous observons aussi qu'à partir d'un p_T d'environ 2 GeV/c les données expérimentales s'écartent des

¹Dans certain cas, le spectre hydrodynamique pour $T_{dec} = 164$ Mev (en bleu) est supérieur à celui pour $T_{dec} = 100$ Mev (en rouge). Ceci est un artéfact dû à une normalisation différente aux deux températures.

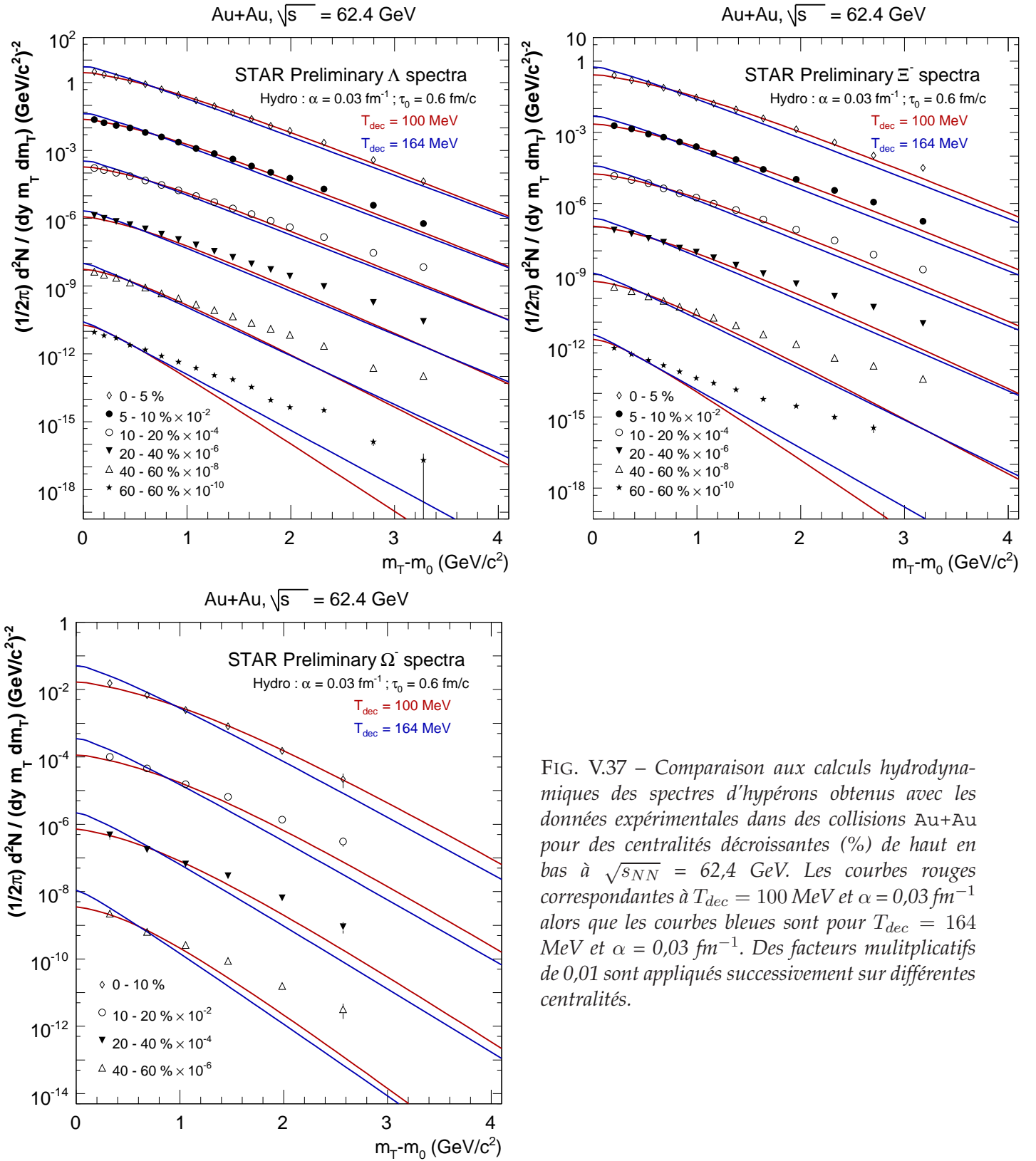


FIG. V.37 – Comparaison aux calculs hydrodynamiques des spectres d'hypérons obtenus avec les données expérimentales dans des collisions Au+Au pour des centralités décroissantes (%) de haut en bas à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les courbes rouges correspondent à $T_{\text{dec}} = 100$ MeV et $\alpha = 0,03 \text{ fm}^{-1}$ alors que les courbes bleues sont pour $T_{\text{dec}} = 164$ MeV et $\alpha = 0,03 \text{ fm}^{-1}$. Des facteurs multiplicatifs de 0,01 sont appliqués successivement sur différentes centralités.

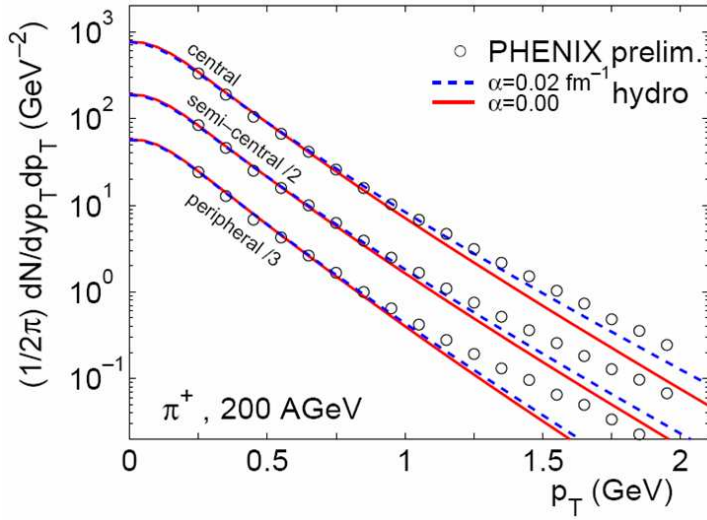


FIG. V.38 – Dépendance en centralité des spectres π^+ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV superposés à des calculs hydrodynamiques pour $T_{dec} = 100$ MeV. Le spectre « central » correspond à $b = 2,4$ fm, « semi-peripheral » (multiplié par 1/2) à $b = 7,0$ fm et « peripheral » (multiplié par 1/3) à $b = 9,4$ fm [Kol03c].

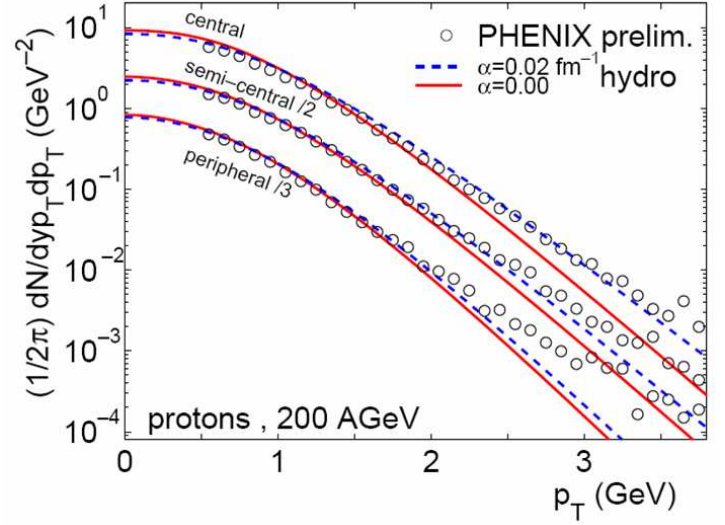


FIG. V.39 – Dépendance en centralité des spectres p dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV superposés à des calculs hydrodynamiques pour $T_{dec} = 100$ MeV. Le spectre « central » correspond à $b = 2,4$ fm, « semi-peripheral » (multiplié par 1/2) à $b = 7,0$ fm et « peripheral » (multiplié par 1/3) à $b = 9,4$ fm [Kol03c].

calculs hydrodynamiques. Ces derniers prédisent une augmentation de l'écoulement elliptique alors que les données semblent atteindre une valeur maximale. Cette observation est qualitativement en accord avec les observations faites sur les spectres, permettant ainsi d'obtenir une limite de validité sur l'hypothèse de thermalisation. Au-delà de $p_T = 2$ GeV/c, une description des données expérimentales sur l'écoulement elliptique est possible en tenant compte d'effets dissipatifs [Mol02, Mol05].

Ces calculs à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV sur la Fig.V.41 ont été réalisés avec un modèle différent que celui que nous avons appliqué. Ce modèle, de P. Huovinen *et al.* [Huo01], suppose un équilibre chimique jusqu'au gel cinétique. Dans le cadre de ce modèle les abondances des particules ne sont pas reproduites. Il n'arrive donc qu'à obtenir l'écoulement elliptique alors que la normalisation des spectres ne coïncide pas avec celle des données expérimentales. La Fig.V.42 montre une comparaison compilée de différents calculs hydrodynamiques avec les données expérimentales de STAR et PHENIX pour v_2 et les spectres π et p . Les calculs supposant un équilibre chimique sont en vert (plein pour une EOS incluant une transition de phase d'un QGP et en pointillé avec une EOS supposant un gaz de résonances (RG)). Les courbes bleues correspondantes à des calculs hydrodynamiques faisant intervenir un équilibre chimique partiel (« *partial chemical equilibrium* » : PCE). Ces modèles font intervenir une température de gel chimique (T_{ch}) vers 164 MeV. C'est notamment le cas du modèle de P. Kolb *et al.* que nous avons utilisé pour les calculs hydrodynamiques à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (en bleu clair ; voir § IV.2.2.1 page 116), mais aussi des calculs de T. Hirano *et al.* [Hir02b, Hir06b] (en bleu foncé). Remarquons que les courbes de P. Kolb *et al.* montrés sur cette figure sont celles obtenues pour $\alpha = 0$ fm⁻¹, conduisant à un écoulement elliptique hydrodynamique qui dépasse largement celui des données expérimentales (voir aussi § IV.2.2.2 page 118). Les calculs de modèles « *hybrides* » de D. Teaney *et al.* [Tea01b, Tea01a] (voir aussi § IV.2.3 page 129 et § V.2.2.5) sont également montrés sur la Fig.V.42.

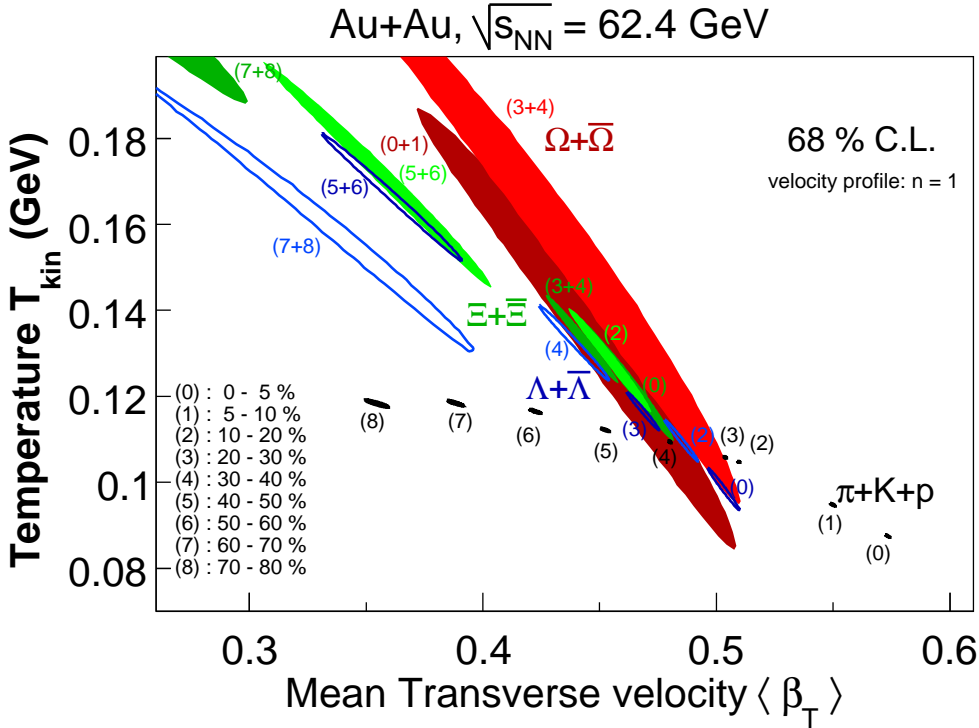


FIG. V.40 – Contours de variation des paramètres du « Blast-Wave » avec la centralité des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour différentes espèces de particules.

La Fig.V.43 montre les mesures de $v_2(p_T)$ pour différentes particules identifiées¹ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Ils sont superposés aux résultats des calculs hydrodynamiques que nous avons obtenus par l'application du modèle de Kolb *et al.*

Les différentes courbes pleines de la Fig.V.43 utilisent une température de gel cinétique (T_{dec}) de 100 MeV, un temps de thermalisation (τ_0) de 0,6 fm/c et un paramètre α de $0,02 \text{ fm}^{-1}$. Dans le chapitre IV, nous avons discuté l'influence des paramètres du modèle hydrodynamique sur la valeur de v_2 , notamment celle de τ_0 . Nous observons qu'une thermalisation rapide du système (0,6 fm/c comparé au temps d'évolution total de 10-20 fm/c) permet d'établir l'écoulement nécessaire pour reproduire les données. Rappelons quand même que pour $\tau_0 = 2,0$ fm/c, le comportement de v_2 ainsi que son amplitude ne sont différents de façon significative (voir Fig. IV.15 page 128 (gauche)). Le bon accord obtenu entre les données et la modélisation d'hydrodynamique idéale pour v_2 à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, n'est pas en contradiction avec la comparaison à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, où seul un modèle « hybride » donne un accord satisfaisant. En effet, comme déjà indiqué précédemment dans la description de la Fig.V.42, à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV seules les prédictions pour $\alpha = 0 \text{ fm}^{-1}$ ont été comparées aux données. Dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV nous aboutissons dans ce cas à la même conclusion qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (voir Fig. IV.14 page 127 et Fig.V.43), à savoir que l'hydrodynamique idéale n'arrive pas à simultanément reproduire spectres et v_2 . Notons également que si les spectres à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV semblent favoriser une valeur plus élevée de α ($\alpha = 0,03 \text{ fm}^{-1}$), c'est une valeur de $0,02 \text{ fm}^{-1}$ qui reproduit qualitativement l'écoulement elliptique mesuré.

Le fait que $\alpha(62) > \alpha(200)$ soit nécessaire pour reproduire les spectres à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV est partiellement contradictoire. Si nous avons considéré $\tau_0(62) > \tau_0(200)$, il serait imaginable que la durée plus longue jusqu'à la thermalisation à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV permette également le développement d'un *boost* initial plus important. Or, comme nous avons considéré $\tau_0(62) = \tau_0(200)$, on s'attend plutôt à observer un *boost* plus important à plus haute énergie de collision. Il est probable que la nécessité d'avoir $\alpha(62) > \alpha(200)$ pour reproduire les données indique une défaillance du modèle. N'oublions

¹Pour les Ξ et les Ω nous montrons les résultats officiels de STAR, qui ne sont pas celles que nous avons obtenu au chapitre III page 47.

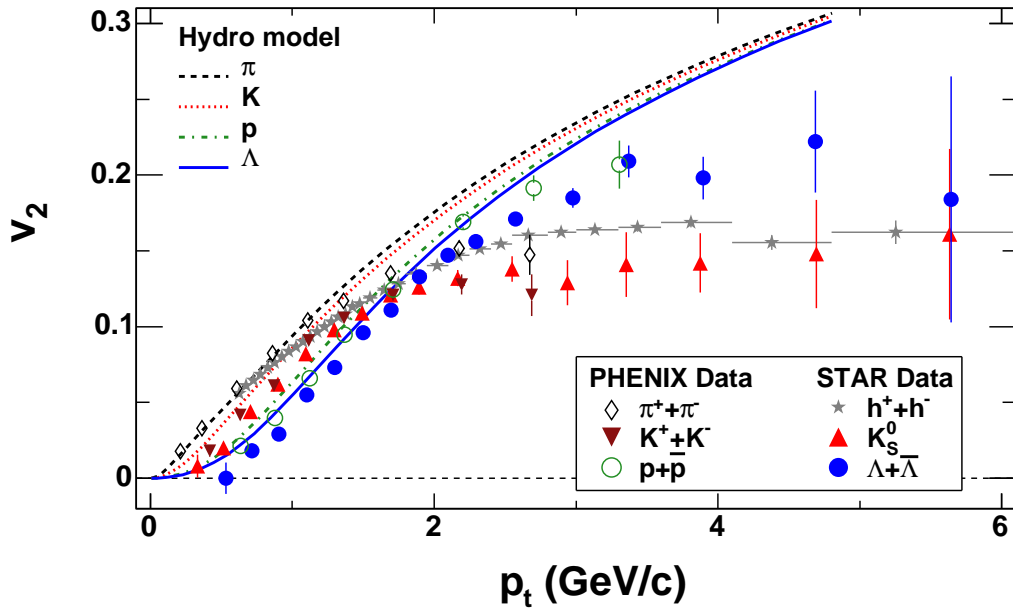


FIG. V.41 – Comparaison de l'écoulement elliptique en fonction de l'impulsion transverse pour différentes particules mesurées dans des collisions Au+Au min-bias (0 - 80 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV aux prédictions hydrodynamiques de P. Huovinen et al. [Huo01]. Figure prise de [Ada05a].

pas que α est un paramètre *ad hoc* dont l'origine ne tient pas à un phénomène physique bien cerné. Il cache simplement l'imperfection du modèle par rapport à une réalité physique.

Remarquons que tous les calculs hydrodynamiques présentés jusqu'à présent utilisent une équation d'état qui fait intervenir une transition de phase (de premier ordre) d'un QGP vers un gaz de hadrons (« EOS Q »; voir aussi § IV.2.2.1 page 116). La Fig.V.44 montre, sur l'exemple de v_2 pour $\pi^+ + \pi^-$ et $p + \bar{p}$, la différence entre l'utilisation d'une telle équation d'état et une équation d'état purement hadronique (EOS H). Pour $\pi^+ + \pi^-$, les deux prédictions sont si proches qu'il n'est pas possible de distinguer entre les deux équations d'état. $p + \bar{p}$, en revanche, semblent favoriser l'EOS Q à l'EOS H. Une étude plus détaillée de la comparaison de calculs hydrodynamiques utilisant différentes équations d'état est trouvée dans [Huo05].

L'hydrodynamique idéale arrive qualitativement à reproduire les données (spectres et écoulement elliptique) expérimentales sous certaines conditions. De ce point de vue il n'y a pas de différence entre $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. En revanche, les détails quantitatifs ne sont pas reproduits. Il semble, d'après les résultats montrés, que ce soit encore légèrement moins le cas à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les modèles hydrodynamiques ne sont prospères qu'aux faibles impulsions transverses et pour les collisions centrales. En effet, nous avons montrés sur les spectres que les calculs hydrodynamiques échouent pour les collisions très périphériques. La même observation peut être faite sur v_2 . La Fig.V.45 (gauche) montre la dépendance en centralité de la comparaison de v_2 mesuré à des calculs hydrodynamiques. Dans le cadre d'un modèle hydrodynamique tri-dimensionnel il est également possible de faire des prédictions en fonction de la pseudo-rapidité η , comme le montrent les courbes bleues et vertes sur la Fig.V.45 (droite). Nous observons que pour les collisions périphériques et à haut η les modèles hydrodynamiques surestiment l'écoulement généré.

Pour décrire ces comportements il est nécessaire de dépasser une description basée sur l'hydrodynamique idéale.

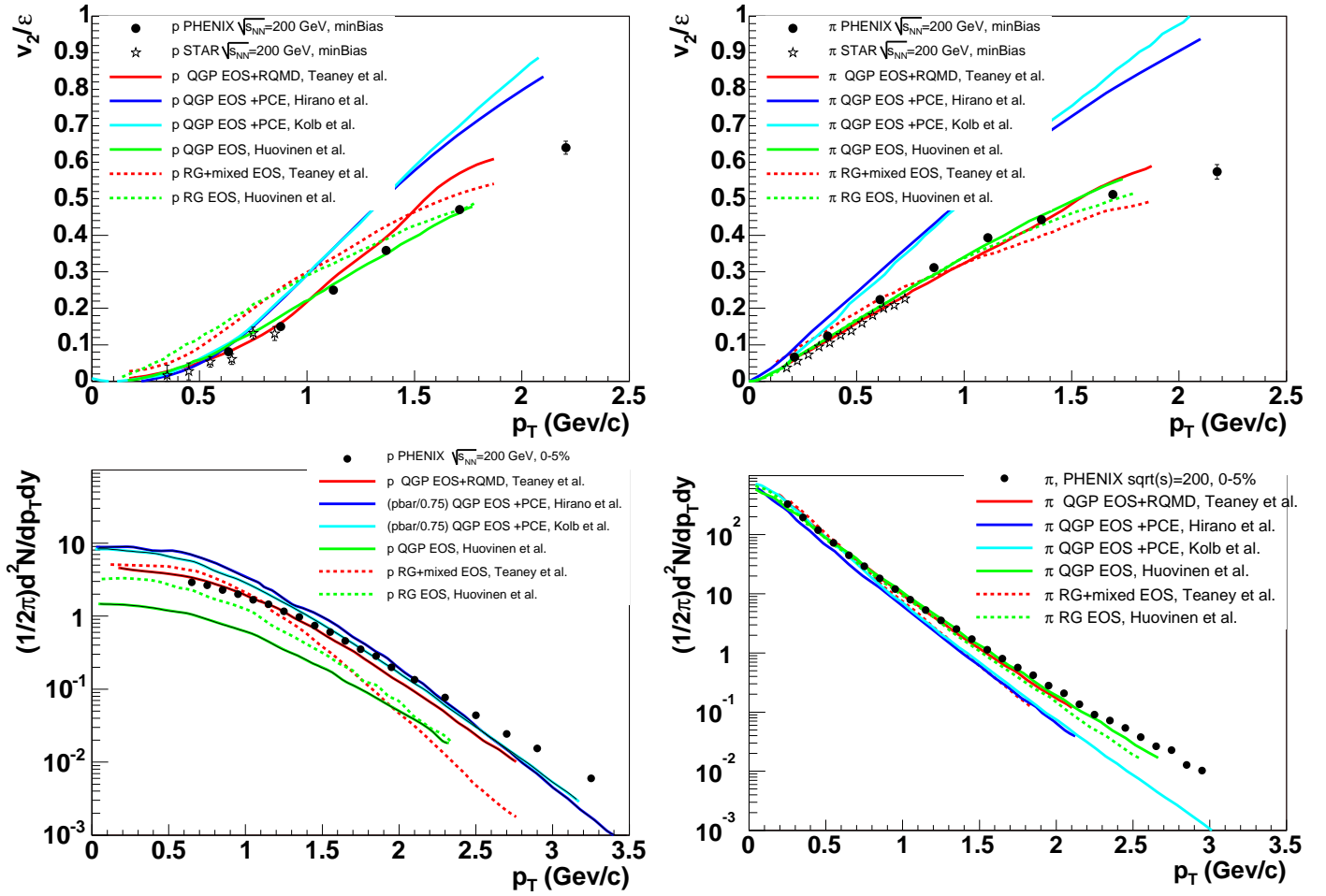


FIG. V.42 – En haut : paramètre d’anisotropie, v_2 , des p (à gauche) et des π (à droite). En bas : Spectres des p (à gauche) et des π (à droite). Les données expérimentales sont, dans tous les cas, superposées à des calculs de modèles hydrodynamiques différents. Voir texte pour plus de détails. Figure prise de [Adc05]

V.2.2.5 Au-delà de l’hydrodynamique idéale

Le modèle de P. Kolb *et al.* [Kol03c, Kol03b] que nous utilisons, présente déjà quelques caractéristiques qui peuvent être qualifié d’« au-delà de l’hydrodynamique idéale ». Ceci est en premier lieu l’implémentation d’un gel chimique à une température de $T_{ch} = 165$ MeV, qui permet d’obtenir les abondances correctes des différentes espèces. De plus, dans ce modèle en particulier, le paramètre α , qui génère un écoulement transverse dans la phase de pré-équilibre, peut être considéré comme une extension de l’hydrodynamique idéale.

Des modèles plus élaborés, comme les modèles « hybrides », qui tiennent compte d’éventuels effets de viscosité dans la phase hadronique (voir § IV.2.3 page 129) essaient de décrire la dépendance en centralité et en η du v_2 ainsi que la dépendance en centralité des spectres et sont assez performants, comme le montre la courbe rouge de la Fig.V.45 (droite), ainsi que la Fig.V.46, sur laquelle sont présentés des résultats de modèles hybrides sur π^+ (spectres à gauche et v_2 à droite).

La déviation croissante de la limite de fluidité idéale des données expérimentales pour des p_T croissants est qualitativement en accord avec l’influence attendue de la viscosité (« shear viscosity »). En appliquant des corrections de viscosité sur $v_2(p_T)$, D. Teaney [Tea03] conclut qu’au RHIC la longueur normalisé d’atténuation du son (« normalized sound attenuation length ») $\frac{\Gamma_s}{\tau} = \frac{4}{3T} \frac{\eta}{s}$ (η est la shear viscosity et s est la densité d’entropie), ne peut pas être supérieure à 0,1. Ceci conduit à une valeur

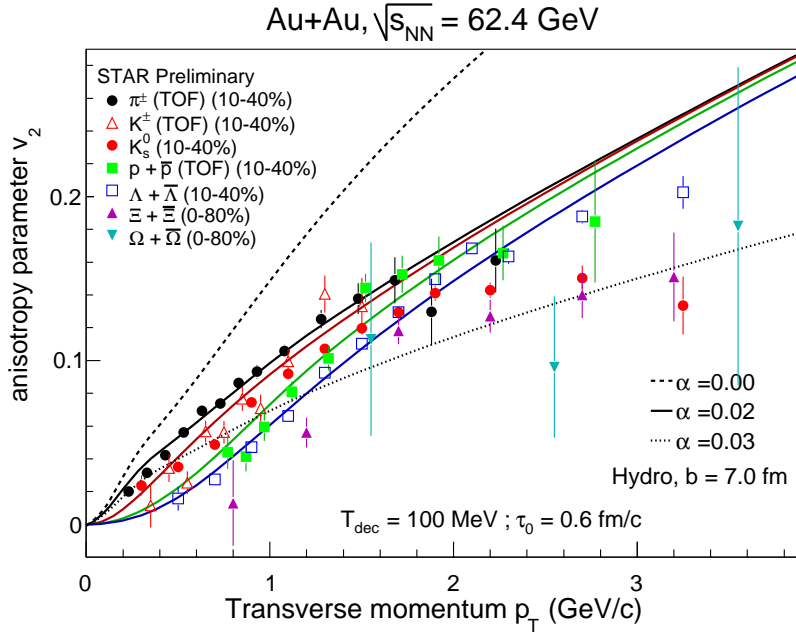


FIG. V.43 – Écoulement elliptique pour diverses particules mesurées dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (symboles). Les courbes correspondent à des calculs hydrodynamiques. Le code de couleur étant le même pour les résultats et la modélisation. Pour π les prédictions hydrodynamiques pour trois valeurs de α sont montrées. Voir texte pour plus de détails.

du rapport sans dimension η/s proche de la limite inférieure absolue : $\eta/s = \hbar/(4\pi)$ [Kov05].

À un moment donné, même les modèles *hybrides* passent par une phase décrite par l'hydrodynamique idéale qui suppose une thermalisation. Cependant certains auteurs [Bha05, Bor05a, Bor05b] suggèrent que les données du RHIC révèlent une thermalisation incomplète. Parmi ces indices il y a le rapport v_4/v_2^2 qui est supposé être égal à 0,5 dans un système thermalisé [Bor05b], alors que dans les données il est de l'ordre de l'unité [Ada05a]. D'autre part pour un système thermalisé, la dépendance de v_2/ϵ en fonction de $(1/S)dN_{ch}/dy$ (ϵ et S sont déterminés par un modèle de Glauber ; voir Tab. I.2 page 17) devrait être constante, alors que dans les données, v_2/ϵ continue à augmenter sans montrer de signe de saturation [Alt03] jusqu'aux collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Sur la Fig.V.47 nous avons essayé de déterminer le rapport v_4/v_2^2 pour différentes particules dans le cadre du modèle de P. Kolb *et al.* (voir § IV.2.2.2 page 118) utilisé pour nos prédictions hydrodynamiques à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

Nous observons qu'effectivement ce modèle prédit un rapport v_4/v_2^2 proche de 0,5 au-delà d'une impulsion transverse d'environ 1 GeV/c. Il est quand même notable que la forme de la variation en p_T de ce rapport montre une forte dépendance avec le température T_{dec} .

V.3 Discussion de la dynamique aux impulsions transverses intermédiaires

Dans cette partie nous discutons des phénomènes qui sont observés à des impulsions transverses plus élevées que celles considérées dans la section précédente. L'intervalle concerné ici se situe entre 1,5-2 GeV/c et 5-6 GeV/c. Nous discutons différentes observables, comme le facteur de modification nucléaire, les rapports baryon/méson et des présentons quelques aspects nouveaux par rapport à la discussion du *bulk* sur l'écoulement elliptique. Ceci toujours dans le but de mettre en évidence une phase partonique. Comme dans les parties précédentes, l'accent est mis sur la discussion de la dépendance en énergie.

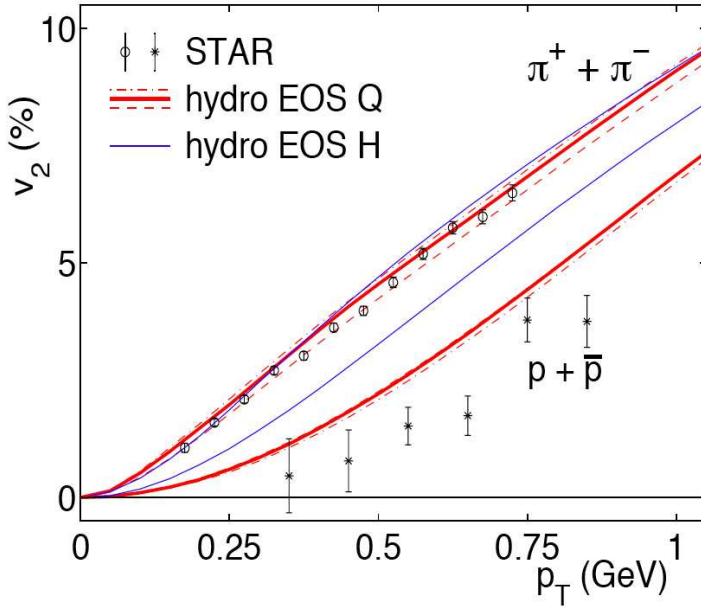


FIG. V.44 – Écoulement elliptique mesuré pour $\pi^+ + \pi^-$ et $p + \bar{p}$ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV superposé aux calculs hydrodynamiques pour deux équations d'états (EOS) différentes : EOS H est l'équation d'état d'un gaz de hadrons (HG) et EOS Q inclus une transition de phase d'un QGP vers un HG (voir aussi § IV.2.2.1 page 116). Figure prise de [Kol03b].

V.3.1 Facteur de modification nucléaire

Il existe deux définitions différentes du facteur de modification nucléaire. L'une prend comme ligne de base (« *baseline* ») les collisions élémentaires p+p et permet d'investiger les effets du milieu et de différencier par rapport aux effets nucléaires froids. Ce facteur, noté R_{AA} (ou R_{AB} de façon générale) est défini par :

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{T_{AA}} \frac{d^2 N^{AA}}{dp_T dy} / \frac{d^2 \sigma^{NN}}{dp_T dy}, \quad (\text{V.10})$$

où $T_{AA} = \langle N_{bin} \rangle / \sigma_{inel}^{NN}$ et σ_{inel}^{NN} est la section efficace d'interaction inélastique nucléon-nucléon (voir aussi § I.3.5 page 16).

Le R_{CP} en revanche [Ada04d], est défini comme rapport du spectre des collisions A+A centrales par le spectre des collisions A+A périphériques, normalisé au nombre de collisions binaires, comme l'indique l'Eq.V.11.

$$R_{CP}(p_T) = \frac{d^2 N^{\text{central}}}{\langle N_{bin} \rangle^{\text{central}} dp_T dy} / \frac{d^2 N^{\text{périphérique}}}{\langle N_{bin} \rangle^{\text{périphérique}} dp_T dy}. \quad (\text{V.11})$$

Ces rapports, comme leur nom l'indique, permettent, jusqu'à un certain degré, d'apprécier des différences éventuelles dans les mécanismes et les taux de production entre les collisions élémentaires (ou A+A périphériques) et les collisions A+A centrales.

V.3.1.1 Le R_{AA}

En ce qui concerne l'énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV il n'y a pas de mesures aux collisions élémentaires (p+p ou p+A) disponibles au RHIC¹. Pour notre analyse ceci signifie que nous ne pouvons pas discuter la dépendance en énergie du R_{AA} . Nous nous permettons donc simplement de résumer les observations faites à propos du R_{AA} pour les particules étranges à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Le R_{AA} des

¹Au moment de la rédaction de ce document. Des données p+p à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV ont été enregistrées au cours du Run-VI qui se terminait en juin 2006.

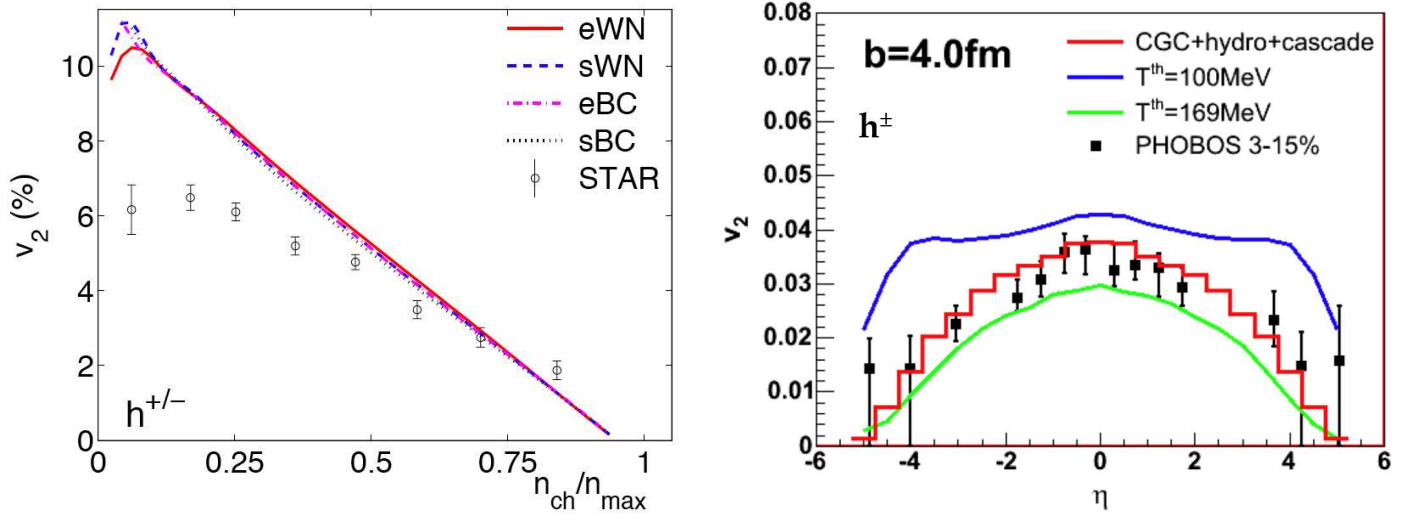


FIG. V.45 – Comparaison entre calculs hydrodynamiques et données pour la dépendance en centralité (à gauche) et en η (à droite). Figures prises respectivement de [Hei05b] et de [Hir06a].

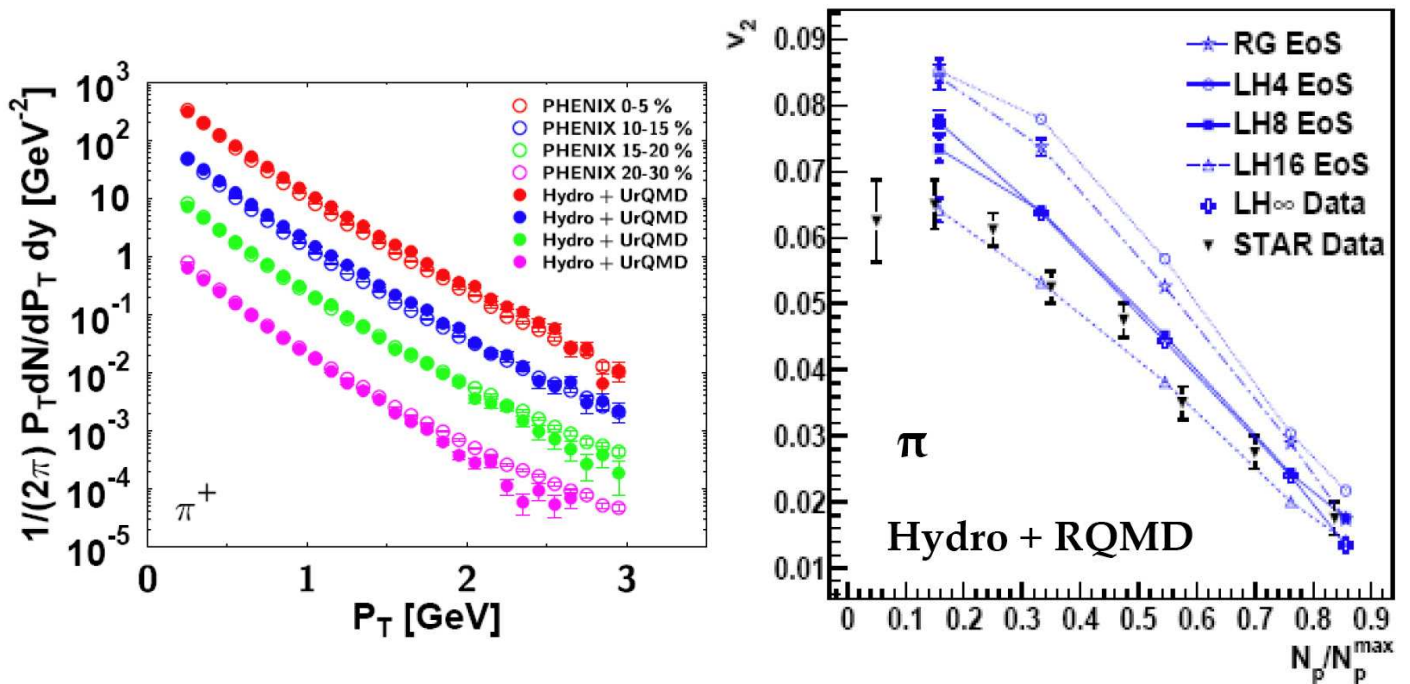


FIG. V.46 – À gauche : Spectres π^+ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV superposés à des calculs de modèles hybrides (Hydro+UrQMD) [Non05]. À droite : Dépendance en centralité de v_2 pour π^+ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les courbes correspondent à des calculs de modèles hybrides, utilisant différentes équations d'état (EoS) dans la description hydrodynamique : la courbe « RG EoS » utilise l'équation d'état d'un gaz hadronique, alors que pour les autres courbes des transitions de phase de chaleur latente (LH) différente sont considérées [Tea01b].

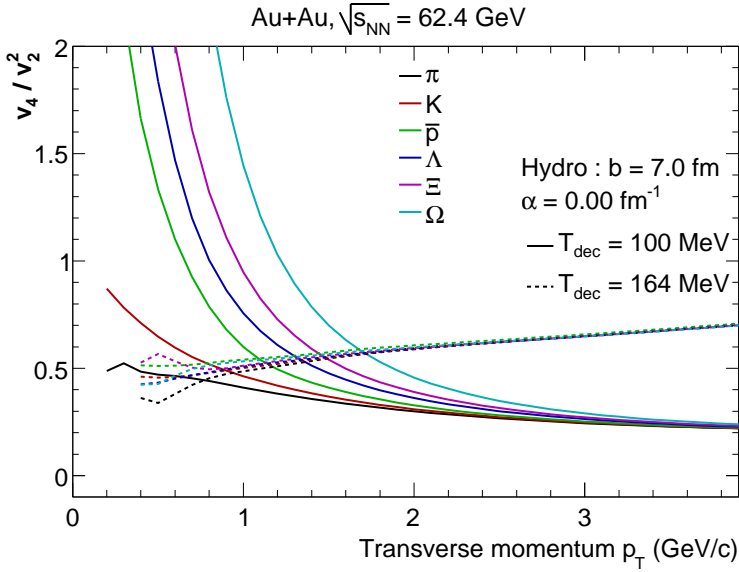


FIG. V.47 – Prédictions hydrodynamiques obtenues avec le modèle de P. Kolb et al. (voir chapitre IV) pour $v_4/v_2^2(p_T)$ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour différentes particules. Les courbes continues correspondent à $T_{dec} = 100$ MeV et les courbes pointillées sont pour $T_{dec} = 164$ MeV.

particules chargées non-identifiées (h^-) montre une suppression du spectre des collisions Au+Au pour des $p_T > 1,5$ GeV/c [Ada03e]. Cette observation est attribuée à une perte d'énergie des particules de haute impulsion transverse, lors de leur traversée du milieu créé par les collisions d'ions lourds (voir chapitre I). Pour les hyperons, le R_{AA} atteint pourtant des maxima qui dépassent l'unité, comme l'illustre la Fig.V.48.

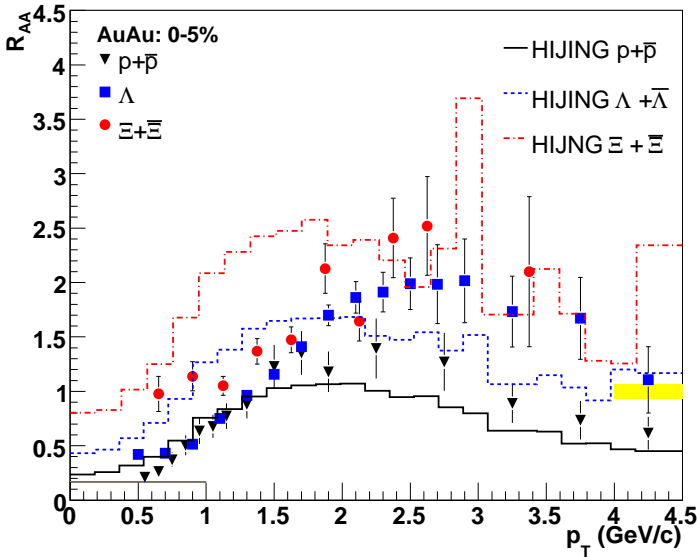


FIG. V.48 – R_{AA} des événements centraux (0%-5%) Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, pour $p + \bar{p}$, $\Lambda + \bar{\Lambda}$ et $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$. La bande jaune donne l'incertitude systématique sur l'estimation de $\langle N_{bin} \rangle$ du modèle de Glauber. Les courbes correspondent à des prédictions HIJING [Pop05].

Il n'est pas surprenant d'observer $R_{AA} > 1$ pour $p_T \sim 1-2$ GeV/c (*effet Cronin*, voir suite), mais un tel effet n'est pas observé pour les h^- ; il est supposé ne pas jouer sur l'étrangeté non plus. Il semble donc qu'il existe un effet plus fort sur les hyperons qui masque la diminution du R_{AA} due à la perte d'énergie. Une explication possible du dépassement de l'unité des R_{AA} des particules étranges pourrait être la suppression d'espace de phases dans les collisions p+p. La hiérarchie avec le contenu en étrangeté ($R_{AA} \Xi$ plus élevé que $R_{AA} \Lambda$) rappelle, en effet, celle observée lors de la discussion

de la suppression canonique (voir Fig. V.21 page 160). Cette suppression de la production dans les collisions p+p, prédite dans le régime de la physique molle ($p_T < 2$ GeV/c) serait alors dominant même dans la région des impulsions transverses intermédiaires. Les courbes sur la Fig.V.48 montrent que les caractéristiques qualitatives du comportement des mesures du R_{AA} pour les baryons étranges sont reproduits par le modèle HIJING (avec les jonctions de baryons et des cordes de couleur) [Pop05].

V.3.1.2 Le R_{CP}

Dans notre discussion nous nous concentrons sur le R_{CP} pour lequel une mesure est obtenue également à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Le résultat obtenu pour les différentes particules étranges dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV est montré sur la Fig.V.49.

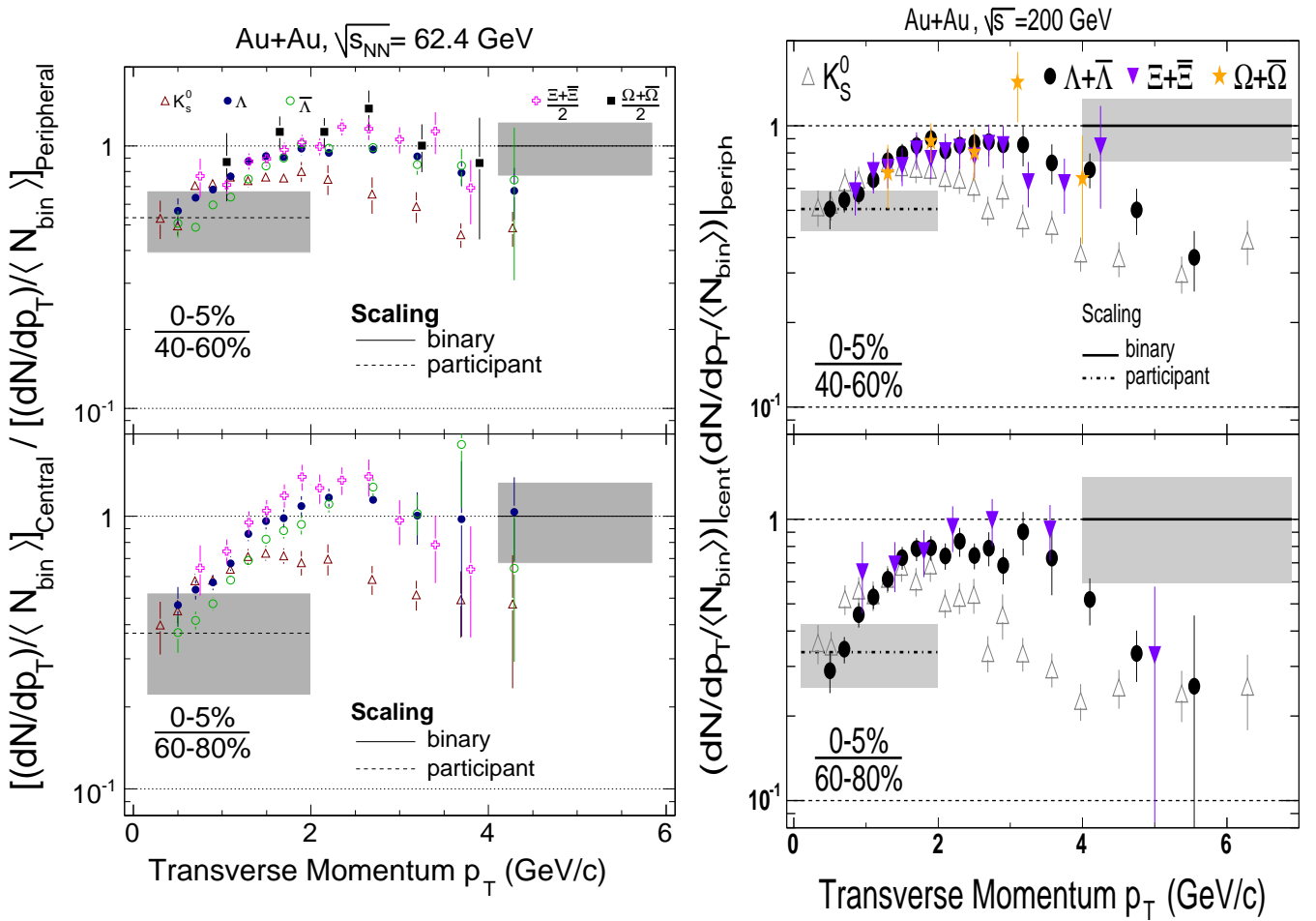


FIG. V.49 – Facteur de modification nucléaire (R_{CP}) pour différentes centralités (0 - 5 % / 40 - 60 % en haut et 0 - 5 % / 60 - 80 % en bas) et différentes espèces dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (à gauche) et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (à droite). Seules les incertitudes statistiques sont montrées. Les bandes correspondent aux incertitudes sur l'estimation de $\langle N_{bin} \rangle$ et $\langle N_{part} \rangle$ par un modèle de Glauber (voir § I.3.5 page 16). Sur le cadre du bas les Ω ne sont pas inclus par absence d'un spectre pour l'intervalle en centralité de 60 - 80 %.

Le comportement global du R_{CP} pour les particules étranges est le suivant : À faible p_T , l'échelle pour la production des différentes particules est le nombre de participants N_{part} (voir § I.3.5 page 16), puisque le R_{CP} est compatible avec $\langle N_{part} \rangle$ pour les différentes particules ainsi que pour les différentes énergies (cadre de gauche pour $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et de droite pour $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). Au fur

et à mesure que l'impulsion transverse augmente le R_{CP} augmente et approche de l'unité, ce qui correspond à un *scaling* avec $\langle N_{bin} \rangle$ aux alentours de 2 GeV/c. Les particules de plus hautes impulsions transverses, produites de façon dominante dans des processus durs, commencent, dans les collisions A+A centrales à sentir l'effet du milieu créé. La décroissance du R_{CP} (et du R_{AA}) à haute impulsions transverses est notamment interprétée comme une preuve de la présence d'un milieu dense dans les collisions A+A centrales. Les particules subissent une perte d'énergie induite par ce milieu dense qu'elles doivent traverser ce qui réduit la population de particules produites aux hautes impulsions transverses relatives aux collisions plus périphériques où ce milieu est moins étendu.

Une observation plus détaillée révèle des différences entre les comportements à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Ainsi, les cadres du haut de la Fig.V.49, montrant le rapport entre collisions centrales et collisions périphériques¹ de l'intervalle en centralité 40 - 60 %, suggèrent que la perte d'énergie des particules de plus haute impulsion transverse est moins prononcée. Ceci peut être interprété comme un milieu qui s'oppose moins à la propagation des particules et qui possède une densité plus faible à l'énergie plus basse.

Sur les cadres du bas de la Fig.V.49 nous comparons les collisions les plus centrales aux plus périphériques. Nous observons que le R_{CP} dépasse l'unité aux alentours d'une impulsion transverse de 2 à 3 GeV/c à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV alors que ce n'est pas le cas pour l'énergie plus élevée de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Ceci peut être une manifestation d'un phénomène appelé *effet Cronin*.

Lorsqu'un nucléon pénètre dans un environnement qui présente une population suffisamment riche en nucléons (p+A, d+Au ou A+A), alors celui-ci, ou ces partons, peuvent subir un certain nombre de collisions élastiques avec les nucléons environnant. Ces diffusions peuvent lui transférer une certaine quantité de mouvement supplémentaire, par rapport à ce qu'il aurait eu en absence de cet environnement (p+p), avant qu'il n'effectue une collision dure. Ceci peut aboutir à un élargissement de la distribution en p_T de sorte que le R_{AB} dépasse l'unité. Cet effet est communément appelé *effet Cronin* [Ant79, Str92]. La comparaison entre R_{dA} et R_{AA} des h^- à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (voir Fig.I.12) montre qu'il n'est présent que pour R_{dA} et disparaît pour R_{AA} . Comme dans les collisions d+Au un milieu n'est pas supposé être créé, R_{dA} permet de mesurer des effets initiaux, en absence des effets finaux relatifs au milieu chaud et dense créé dans les collisions Au+Au.

D'après cette observation, l'effet Cronin est qualifié d'effet initial.² Il est alors étonnant de l'observer dans R_{CP} puisqu'ici la référence n'est pas les collisions p+p mais des collisions A+A périphériques, de sorte que l'effet devrait être plus ou moins le même que dans les collisions A+A centrales, et devrait s'annuler dans le rapport. Ceci est par exemple observé à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, mais pas à l'énergie plus basse de $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Si ce déplacement de l'unité est vraiment une manifestation de l'effet Cronin, ceci pourrait informer sur le système et surtout sur l'évolution du système avec l'énergie. Non visible à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, ceci voudrait dire que même dans les collisions très périphériques à cette énergie, les phénomènes initiaux sont dominés par l'état final. À énergie plus basse, tout en restant aux collisions périphériques, la taille et la densité du système deviennent suffisamment faibles pour que l'importance des phénomènes initiaux deviennent sensibles. À l'énergie intermédiaire $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, ceci ne semble être le cas que si nous comparons aux collisions très périphériques (60 - 80 %), alors que l'effet disparaît dans la comparaison aux collisions légèrement plus centrales (40 - 60 %). À l'énergie plus basse de $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV, l'effet est, par contre également

¹Ce choix permet d'inclure Ω dont la statistique n'est pas suffisante pour obtenir un spectre dans l'intervalle de centralité 60 - 80 %.

²Parmi d'autres effets qualifiés comme initiaux, il existe encore le *shadowing* et la formation d'un *Color Glass Condensate* (CGC). Le *shadowing* (ou ombrage en français) [Arn84, Arn94] est un phénomène qui existe, quand les nucléons sont liés dans les noyaux. Les densités et fonctions de structures des partons dans les nucléons, mesurées dans des expériences de diffusions profondément inélastiques, sont considérablement modifiées lorsque les nucléons sont liés dans les noyaux par rapport aux nucléons libres. Cette modification est supposée être très dépendante de x , la fraction d'impulsion emportée par le parton et de Q^2 , le carré de l'impulsion transférée. Le *shadowing* serait alors plus importants pour des faibles valeurs de x (faible p_T ou grande rapidité). Le CGC [Ia02], lui aussi susceptible d'être un phénomène prépondérant à faible x , résulterait d'un espace des phases initial saturé en gluons qui entraînerait une réduction de sections efficaces et défavoriserait la production de hadrons.

visible sur R_{CP} des Λ qui fait intervenir la centralité (40 - 60 %) et plus prononcé encore [Ant05]. Une autre explication pourrait être que pour les énergies plus basses, les effets de suppression d'espace de phases, plus prononcés, seraient encore sensible dans les collisions A+A très périphériques. Dans ce cas, le dépassement de l'unité du R_{CP} aurait la même cause que le dépassement de l'unité observé sur le R_{AA} des baryons étranges à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (voir Fig.V.48).

La différence entre le R_{CP} des Λ et des $\bar{\Lambda}$ à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (Fig.V.49 (gauche)) est attribué à l'absorption et l'annihilation des $\bar{\Lambda}$ dans les collisions Au+Au à faible p_T . Cet effet a déjà été discuté à propos des rapports baryons sur méson (voir § V.2.2.1).

Le R_{CP} et le R_{AA} fournissent des informations complémentaires. Comme les deux n'utilisent pas la même « ligne de base », des différences entre ces deux quantités peuvent informer sur les différences existantes entre les collisions élémentaires et les collisions A+A périphériques.

Les résultats montrés sur la Fig.V.49 semblent également indiquer que l'influence du milieu sur les différents espèces de quarks légers est comparable. Ξ comporte deux fois plus de quarks de valence étranges que Λ , mais leur R_{CP} suggèrent un bon accord. Une interprétation possible est que les quarks s subissent des effets similaires par le milieu créé que les quarks u et d . En tout cas, s'il y a des différences, elles ne sont pas discernables dans la limite de la précision de nos mesures. La comparaison entre le R_{CP} du K_S^0 et du Λ indique une différence entre le comportement entre mésons et baryons à p_T intermédiaire¹. Une explication pour cette différence entre les mésons et les baryons est proposée dans le cadre des modèles de coalescence de recombinaison (voir § IV.2.5 page 137 et aussi § V.3.2 et § V.3.3). Pour s'affranchir de la variation de la densité baryonique lors de la comparaison de résultats à différentes énergies, [Bru05] propose de réaliser le rapport du R_{CP} des Λ et des K_S^0 . La Fig.V.50 montre la superposition de cette mesure à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Compte tenu des incertitudes assez grandes, il semble que, en tout cas sur le domaine en p_T sur lequel des mesures sont disponibles aux trois énergies, le rapport $R_{CP}(\Lambda)/R_{CP}(K_S^0)$ montre la même dépendance en fonction de l'impulsion transverse sur un ordre de grandeur en énergie. Un comportement semblable est également observé sur le rapport baryon/méson (voir suite).

V.3.2 Le rapport baryon/méson

Le R_{CP} n'est pas la seule observable qui montre cette différence entre mésons et baryons suggérant une production d'hadrons dans le domaine de p_T entre 2 et 5 GeV/c environ (appelé « p_T intermédiaire ») gouvernée par la coalescence de quarks (voir § IV.2.5 page 137).

En effet, une augmentation de la production des baryons par rapport aux mésons a été observée à p_T intermédiaire. Cette observation a été qualifiée d'« anomalie de baryons et de mésons » (« *baryon-meson anomaly* ») et conduit à un rapport baryon/méson qui dépasse l'unité. D'abord observée pour le rapport \bar{p}/π à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Adl04b], cette « anomalie » a ensuite également été observée sur le rapport Λ/K_S^0 avec une couverture plus grande en p_T .

La Fig.V.51 illustre le comportement du rapport Λ/K_S^0 ($(\Lambda + \bar{\Lambda})/(2K_S^0)$) en fonction de l'impulsion transverse pour différentes centralités aux énergies : $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV à gauche et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV à droite. Faible à faible p_T , le rapport augmente jusqu'à ~ 2 , dans les collisions centrales, vers un p_T d'environ 3 GeV/c, pour ensuite diminuer. Pour les collisions de plus en plus périphériques l'amplitude du maximum diminue progressivement. Avec le Run-IV de statistique plus grande la couverture en impulsion transverse du rapport Λ/K_S^0 à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV est étendue vers $p_T = 7$ GeV/c. Il est alors possible de voir que les rapports pour les différentes centralités prennent la même valeur, qui semble être celle à faible p_T . Ce comportement est attendu si la production est dominée par la fragmentation de partons.

Le comportement à p_T intermédiaire, en revanche, peut être qualitativement expliqué dans le cadre

¹Des mesures plus récentes, avec une statistique plus grande, à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, étendent la couverture en p_T des mesures du R_{CP} des Λ et des K_S^0 , et permettent de voir un rapprochement du R_{CP} entre mésons et baryons vers $p_T = 6$ GeV/c (voir aussi § V.3.2), qui est supposé être le début d'une production dominante par fragmentation.

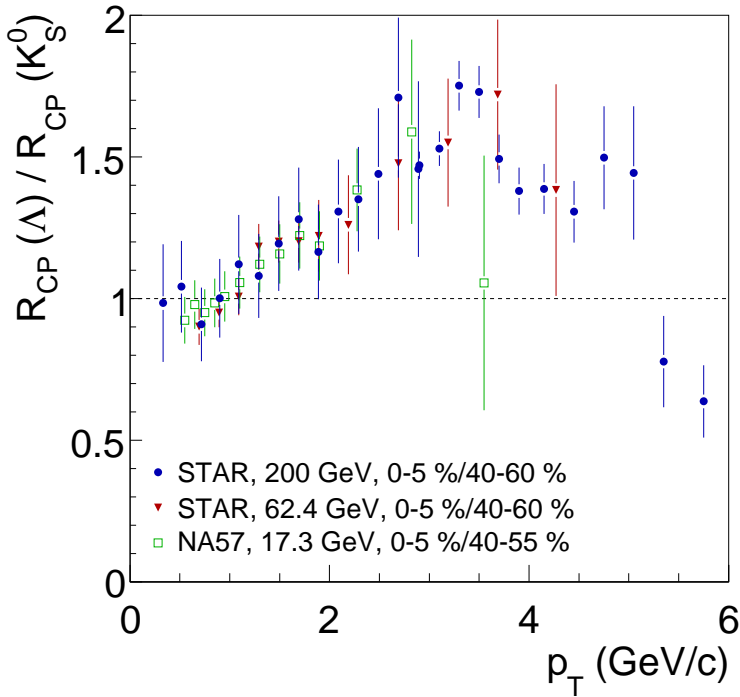


FIG. V.50 – Rapport du R_{CP} des Λ et des K_S^0 à trois énergies différentes.

de modèles de coalescence (voir § IV.2.5 page 137), comme l'illustre la Fig.V.52 pour des collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

En revenant à la Fig.V.51, nous notons que l'amplitude maximale semble être du même ordre de grandeur aux deux énergies. Il faut cependant être prudent puisque la densité baryonique nette est différente aux deux énergies, et les rapports $\bar{\Lambda}/\Lambda$ sont différents. Pour contourner cette difficulté, il est préférable, pour faire des comparaisons d'amplitude, de comparer les rapports $(\bar{\Lambda} + \Lambda)/(2K_S^0)$ plutôt que les rapports Λ/K_S^0 .

Sur le cadre du haut de la Fig.V.53 est représenté le rapport Λ/K_S^0 à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Si nous considérons maintenant la différence entre les rapports $\bar{\Lambda}/\Lambda$, nous pouvons obtenir à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV :

$$\frac{\Lambda}{K_S^0} \Big|_{200}^{max} \simeq 1,8 \quad \text{et} \quad \frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda} \Big|_{200} \simeq 0,72 \Rightarrow \frac{\Lambda + \bar{\Lambda}}{2K_S^0} \Big|_{200}^{max} \simeq 1,7, \quad (\text{V.12})$$

alors qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV :

$$\frac{\Lambda}{K_S^0} \Big|_{17}^{max} \simeq 3,5 \quad \text{et} \quad \frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda} \Big|_{17} \simeq 0,14 \Rightarrow \frac{\Lambda + \bar{\Lambda}}{2K_S^0} \Big|_{17}^{max} \simeq 2,2. \quad (\text{V.13})$$

Compte tenu des incertitudes sur les rapports, ce calcul grossier, indique que l'amplitude maximale est peut-être identique aux différentes énergies. Pour comparer la forme du rapport aux différentes énergies, il est utile d'examiner également le rapport du rapport Λ/K_S^0 à différentes énergies¹. Le cadre du bas de la Fig.V.53 [Sch06] montre le rapport $\Lambda/K_S^0(\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}) / \Lambda/K_S^0(\sqrt{s_{NN}} = 17,3 \text{ GeV})$ en fonction de l'impulsion transverse. La Fig.V.54, équivalente à la Fig.Fig.V.53, montre la comparaison entre $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV **Même si les incertitudes sont élevées, ce rapport peut être supposé constant, indiquant que la forme du rapport Λ/K_S^0 est la même sur un ordre de grandeur en énergie.**

¹Pour un rapport $\bar{\Lambda}/\Lambda(p_T)$ plat, l'ajout des $\bar{\Lambda}$ ne change pas la forme.

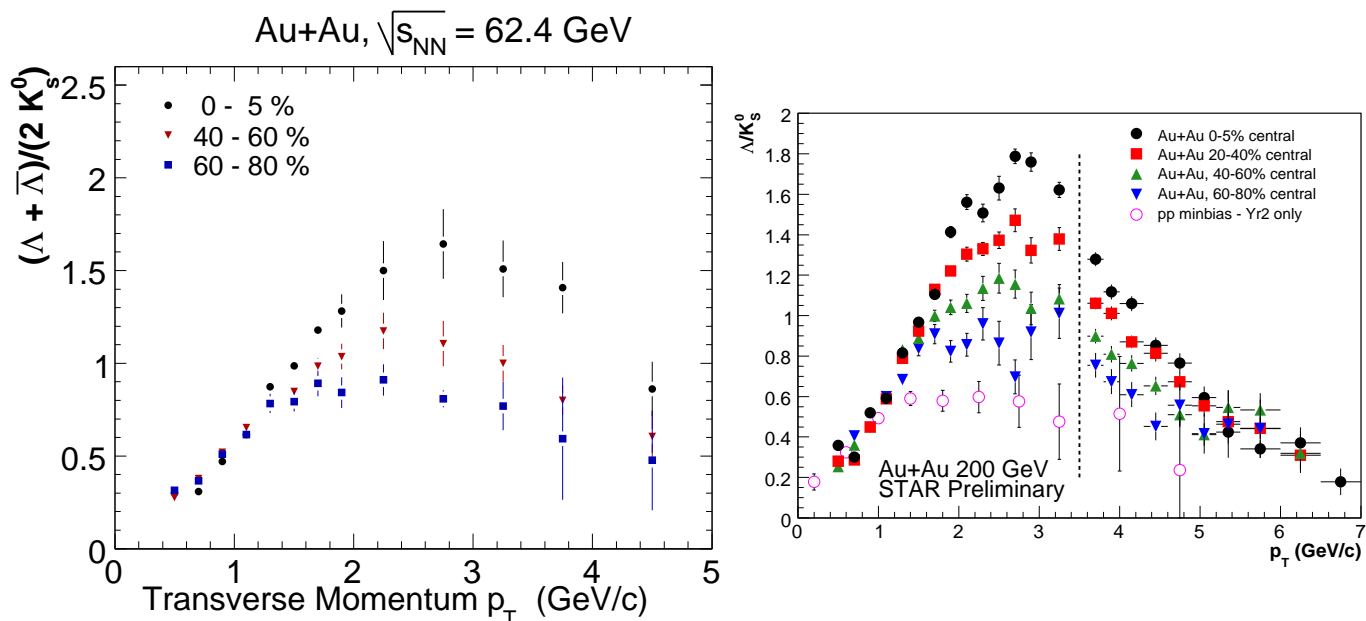


FIG. V.51 – Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/(2K_S^0)$ en fonction de l'impulsion transverse (à gauche) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour différentes centralités ; (à droite) à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les résultats à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV de [Ada06c] du Run-II sont complétés avec les données du Run-IV ($p_T > 3,5$ GeV/c).

L'interprétation du rapport baryon/méson reste cependant encore controversée, puisqu'une dépendance comparable à celle en impulsion transverse du rapport Λ/K_S^0 est observée même dans des collisions élémentaires (p+p)¹ [Hei05a, Ada06d], alors que dans ces systèmes il est difficilement imaginable que la coalescence soit le processus dominant pour la production d'hadrons, même dans un domaine de p_T limité.

Les comparaisons des Fig.V.53 et Fig.V.54 entre les différentes énergies indiquent pourtant que, si la coalescence est le mécanisme de production dominant dans un certain domaine en p_T , alors ceci est le cas dans les collisions A+A à toutes les énergies ($\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). De plus, un certain comportement universel du rapport Λ/K_S^0 et de R_{CP} aux différentes énergies est observée. Même si toutes les implications d'une telle observation ne sont pas encore complètement claires, ces grandeurs semblent ne pas permettre de mettre en évidence un comportement différent dans la production relative des différentes espèces (en tout cas pour Λ et K_S^0)

V.3.3 L'écoulement elliptique à p_T intermédiaire

Une troisième observable pour laquelle cette différence baryon/méson est observée est l'écoulement elliptique. La Fig.V.55 permet d'observer qualitativement cette différence sur toutes les particules étranges dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Comme les ϕ , de masse comparable aux Λ , suivent plutôt le comportement des K_S^0 , ceci permet d'exclure un effet de masse pour origine de la différence. Il est également visible sur cette figure que les particules qui ne contiennent que des quarks étranges ($\Omega : sss$; $\phi : \bar{s}s$) ont une amplitude v_2 comparable à celle des particules contenant des quarks légers. Ceci peut être une indication que les quarks s sont autant affectés par le mouvement collectif que les quarks légers. Si le nombre d'interactions est suffisant pour entraîner les quarks s , il est alors fortement probable qu'il est également suffisant pour provoquer une thermalisation des quarks légers.

¹Le maximum dans le rapport est cependant plus faible.

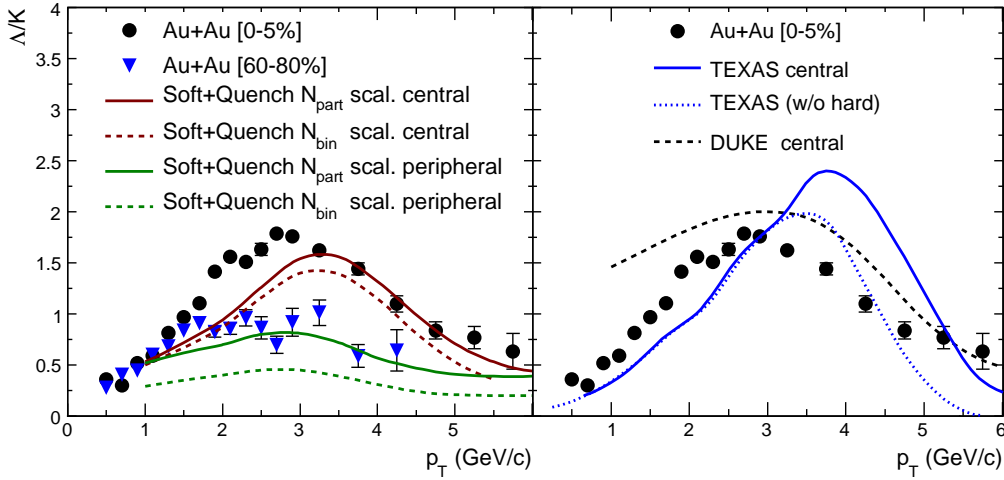


FIG. V.52 – Rapports Λ/K_S^0 à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV expérimentaux (points) superposées à des prédictions de différents modèles (lignes) [Ada06c].

La différence entre baryons et mésons sur le v_2 est testée plus quantitativement par une **mise à l'échelle en nombre de quarks constitutants** (« *number of constituent quark scaling* » : NCQ) (voir § IV.2.5 page 137). Le résultat obtenu par cette mise à l'échelle, qui consiste en une division par le nombre de quarks constitutants n , aux deux énergies $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (à gauche) et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (à droite) est présenté sur la Fig.V.56. Un ajustement par un polynôme est réalisé sur toutes les particules, à l'exception des π . Les cadres du bas de la Fig.V.56 donnent une indication de la qualité de la loi d'échelle en montrant le rapport entre le v_2 des particules et la fonction d'ajustement.

Pour $p_T/n > 0,6$ GeV/c, K_S^0 , K^\pm , $p + \bar{p}$ et $\Lambda + \bar{\Lambda}$ semblent, dans les barres d'erreurs, se situer sur une même courbe. Les seules particules montrant une déviation significative par rapport à la fonction d'ajustement sont les π . La plus grande partie de la déviation pour $p_T < 1,5$ GeV/c est probablement explicable par la contribution de π venant de décroissances de résonances [Gre04a, Don04]. Pour $p_T > 1,5$ GeV/c, une explication possible pour la déviation pourrait être la contribution des corrélations non liées à l'écoulement (« *non-flow correlations* ») qui semblent être plus importante que pour les p par exemple. Le succès de cette mise en échelle avec le nombre de quarks de valence est interprété comme l'indication qu'une partie de l'écoulement observé s'est développé dans une phase partonique.

Remarquons qu'une mise à l'échelle approximative de v_2 avec le nombre de quarks de valence est possible dans les modèles RQMD (voir § IV.2.3 page 129), où elle est liée à l'hypothèse de quarks additifs pour les sections efficaces hadroniques [Sor95]. RQMD sous-estime pourtant la valeur v_2 par environ un facteur deux.

Ayant à notre disposition également le modèle hydrodynamique de P. Kolb *et al.* (voir § IV.2.2.2 page 118), nous vérifions sur la Fig.V.57 (gauche) comment se présente une telle mise en échelle par le nombre de constituants sur les prédictions hydrodynamiques. Nous observons qu'à partir d'un $p_T/n \approx 1$ GeV/c (dépendant légèrement de T_{dec}), une séparation de v_2/n en mésons et baryons apparaît. Cette séparation résulte simplement de la valeur différente de n pour ces différentes espèces. L'effet de masse (visible à faible p_T ; voir Fig. V.41 page 179 et Fig. V.43 page 181) devient de moins en moins important pour des impulsions transverses plus élevées. Il en résulte que le v_2 des calculs hydrodynamiques devient approximativement le même pour toutes les particules. Il est donc clair que l'hydrodynamique ne permet pas d'expliquer la mise en échelle par le contenu en quark.

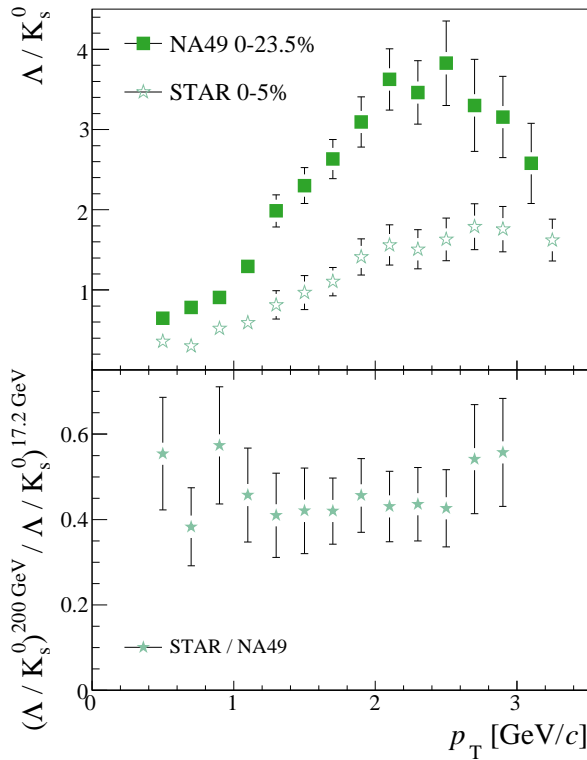


FIG. V.53 – En haut : rapport Λ/K_S^0 à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. En bas : rapport $\Lambda/K_S^0(\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}) / \Lambda/K_S^0(\sqrt{s_{NN}} = 17,3 \text{ GeV})$.

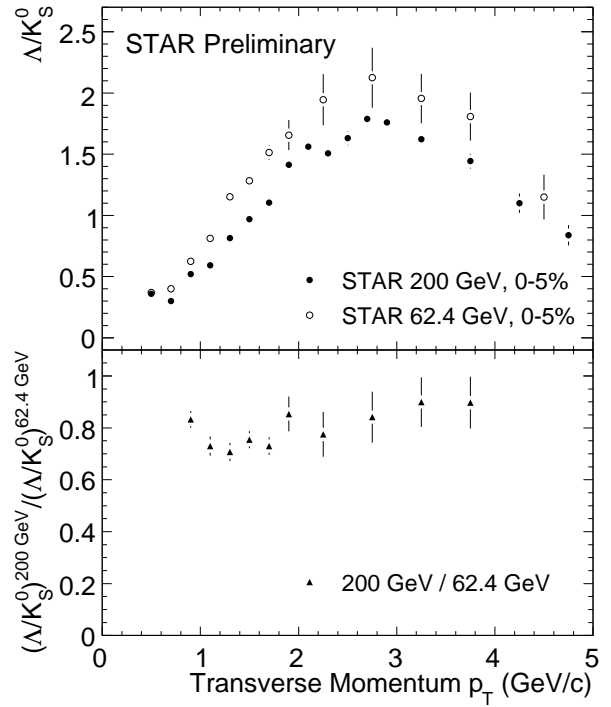


FIG. V.54 – En haut : rapport Λ/K_S^0 à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. En bas : rapport $\Lambda/K_S^0(\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}) / \Lambda/K_S^0(\sqrt{s_{NN}} = 62,4 \text{ GeV})$.

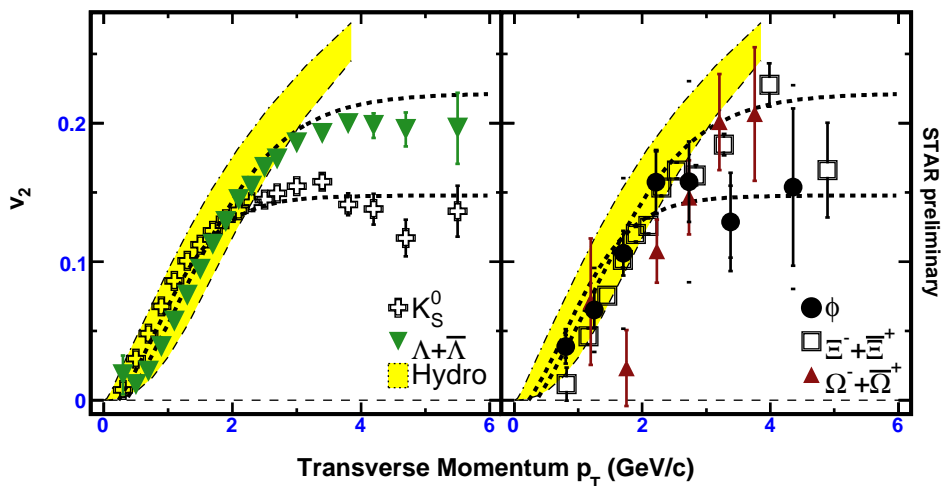


FIG. V.55 – Écoulement elliptique des particules étranges dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Figure prise de [Old05].

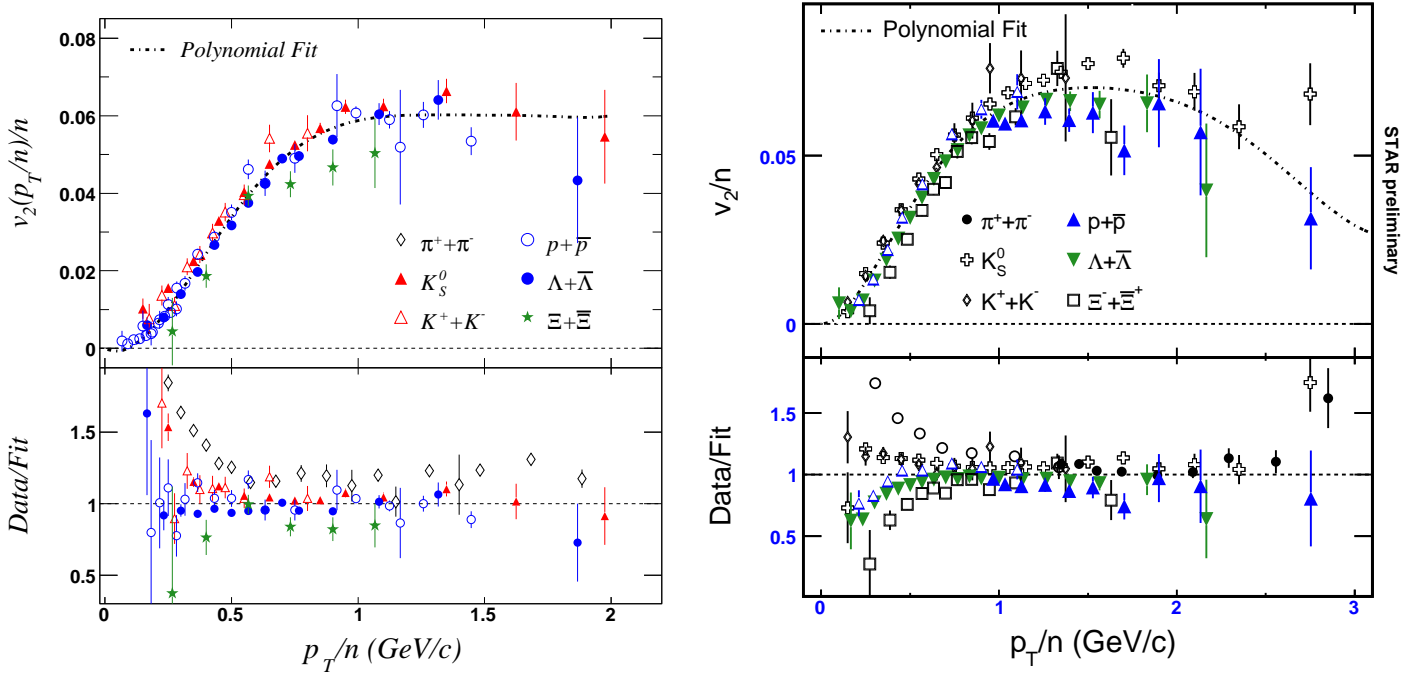


FIG. V.56 – Cadres du haut : v_2 de particules mesurées dans des collisions minbias (0%-80%) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV (à gauche) et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (à droite). Les coordonnées verticale et horizontale sont normalisées au nombre de quarks constituants ($n_q = n$). Un ajustement polynomial sur toutes les particules à part les π est présenté. Cadres du bas : rapport entre v_2/n et fonction d'ajustement. La Figure à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV est prise de [Ada05a].

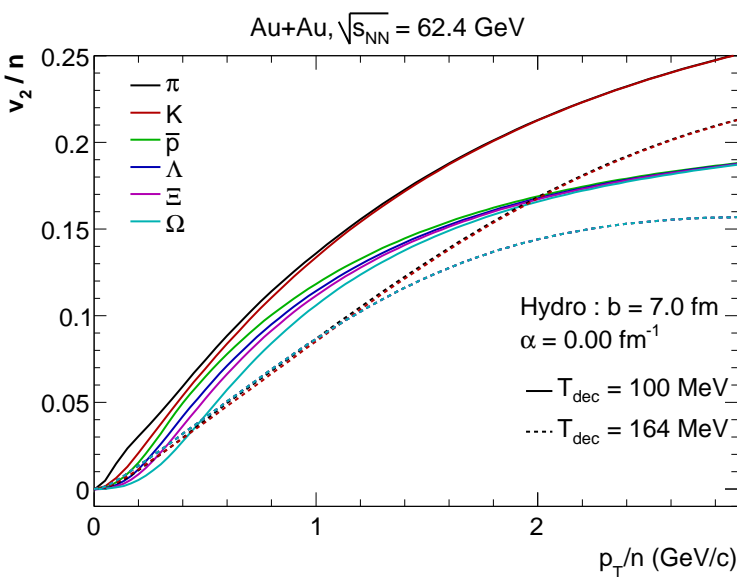


FIG. V.57 – Prédictions hydrodynamiques obtenues avec le modèle de P. Kolb et al. (voir chapitre IV) pour $v_2/n(p_T/n)$ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour différentes particules. Les courbes continues correspondent à $T_{dec} = 100$ MeV, alors que les courbes pointillées sont pour $T_{dec} = 164$ MeV.

Conclusions

DANS LE BUT de mettre en évidence un plasma de quarks et de gluons dans des collisions Au+Au ultra-relativistes, nous avons caractérisé la production des baryons multi-étranges (Ξ et Ω) avec différentes mesures. Les collisions analysées, délivrées par le collisionneur RHIC et enregistrées dans l'expérience STAR, ont une énergie par paire de nucléons dans le centre de masse ($\sqrt{s_{NN}}$) de 62,4 GeV.

Notre travail comprenait dans un premier temps la détermination des spectres et des taux de production des baryons multi-étranges dans des collisions Au+Au à différentes centralités. Afin d'assurer la qualité et la pertinence de nos résultats nous avons appliqué deux méthodes d'analyse ainsi que mené des études systématiques sur les données et les simulations («*embedding*»). La première méthode utilisée, la méthode dite «classique», consiste en une application de coupures individuelles afin d'extraire le signal du bruit à l'aide de différentes variables. La deuxième, l'analyse discriminante linéaire (ADL), est une méthode multi-variable de sélection. Cette dernière est plus performante au sens du signal brut et de l'erreur relative, plus souple dans son application que la méthode «classique», puisqu'elle permet de considérer les différentes variables simultanément. Une première estimation de l'incertitude systématique a été obtenue par comparaison des résultats de ces deux méthodes, qui s'avèrent en bon accord les uns avec les autres. D'autres études systématiques incluant la variation des coupures de sélection, la largeur des bins en impulsion transverse, l'utilisation de deux méthodes distinctes (ajustement par une fonction et «*rotating*») pour l'estimation du bruit de fond ainsi que l'application de trois fonctions différentes pour ajuster les spectres afin de déterminer les taux de production par unité de rapidité, ont été pratiquées. Dans les collisions centrales, ces taux de production valent $1,84 \pm 0,11$ et $0,20 \pm 0,05$ pour les Ξ^- et les Ω^- respectivement (les incertitudes sont la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques).

Afin d'acquérir des informations supplémentaires par rapport aux spectres, nous avons également effectué des mesures d'écoulement elliptique des baryons multi-étranges dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Cependant, nous n'avons pas réalisé une étude systématique détaillée et nos mesures ne constituent pas les résultats officiels de STAR.

L'énergie de 62,4 GeV se situe entre l'énergie maximale du SPS ($\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV) et l'énergie nominale du RHIC ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). Elle est donc particulièrement intéressante pour la caractérisation d'un QGP, puisqu'elle permet d'étudier plus précisément la dépendance en énergie de différentes observables dans le but de relever éventuellement la transition entre gaz de hadrons et QGP. Les propriétés d'un état déconfiné de quarks et de gluons que nous avons essayé de mettre en évidence, sont l'existence de degrés de liberté partoniques et l'établissement d'un équilibre (local). Cette dernière caractéristique a été testée en vérifiant à quel point les données expérimentales à faible impulsion transverse ($p_T < 2$ GeV/c) sont reproduites par des calculs théoriques supposant un équilibre chimique (modèles statistiques) ou une thermalisation des constituants (modèles hydrodynamiques). Nous avons appliqué des modèles statistiques à nos données et, comme aucun calcul utilisant un modèle hydrodynamique n'était disponible à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV, nous avons adapté le modèle relativiste de P. Kolb *et al.* pour établir des prédictions à cette énergie.

Nos résultats, compte tenu de la qualité et de l'abondance de données à différentes énergies, rendent possible une comparaison systématique d'observables physiques et de fonctions d'excitation pour les particules étranges et multi-étranges.

Ainsi, les fonctions d'excitation des rapports anti-baryons sur baryons, intégrés en p_T , des différentes espèces étranges montrent un comportement monotone depuis les énergies du SPS jusqu'à l'énergie nominale du RHIC. Des ajustements aux modèles thermiques statistiques donnent des résultats pratiquement identiques à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en terme de température de découplage chimique ($T_{ch} = 161 \pm 7$ MeV) et de comportement du facteur de saturation de l'étrangeté (γ_S). Ce dernier évolue de façon monotone d'une valeur inférieure à l'unité dans les collisions périphériques jusqu'à une valeur en accord avec l'unité dans les collisions centrales ($\gamma_S = 1,01 \pm 0,1$). Ceci indique l'existence d'un équilibre chimique dans les collisions centrales non seulement pour les saveurs légères, mais également pour l'étrangeté. Les résultats de l'étude chimique à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sont en accord avec ceux attendus par interpolation entre les énergies du SPS ($< 17,3$ GeV) et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Comme ces ajustements sont réalisés sur des rapports de taux de production de particules obtenus en moyennant sur un grand nombre d'événements, il n'est pas clair à quel point la reproductibilité des données par ces modèles et $\gamma_S = 1$ est effectivement une preuve d'un équilibre chimique dans un événement donné. De plus, ces modèles n'utilisent que des degrés de liberté hadroniques. Il faut donc également se demander comment ces modèles arrivent à reproduire les données alors que l'on suppose la formation d'un QGP, donc des degrés de liberté partoniques. La température de gel chimique obtenue par ces modèles, proche de la température critique de transition de phase obtenue avec par des prédictions LQCD, pourrait quand même être une indication forte de l'existence d'un milieu partonique dans les collisions d'ions lourds analysées avant le gel chimique et la hadronisation.

En ce qui concerne l'augmentation (la suppression canonique) de la production d'étrangeté dans les collisions A+A (p+p), par rapport aux collisions p+p (A+A), nous n'avons pas pu fournir de résultats à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Les données p+p à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV enregistrées récemment (juin 2006) devraient rendre accessible une telle mesure. Nous avons néanmoins pu discuter la dépendance en fonction de la centralité des taux de production des particules (multi-)étranges. Le comportement observé à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV est analogue à celui à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, c'est-à-dire une augmentation monotone.

Les propriétés dynamiques du milieu dense et chaud, issu des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, ont été investiguées à l'aide d'une paramétrisation « *Blast-Wave* » et d'une description par modélisation hydrodynamique idéale. L'étude systématique que nous avons menée sur différents paramètres du « *Blast-Wave* » nous indique qu'il est difficile de mettre en évidence un comportement différent entre les baryons multi-étranges et les particules légères (π^\pm , K^\pm , p et \bar{p}), essentiellement en terme de température de gel cinétique (T_{kin}), mais également en terme de vitesse transverse moyenne ($\langle \beta_T \rangle$). Dans le formalisme du modèle hydrodynamique, qui résout numériquement les équations dynamiques relativistes, le même paramètre de température ($T_{dec} = 100$ MeV) donne le meilleur accord entre les données et les calculs théoriques. Cet accord est valable sur les particules légères (π à p) jusqu'à des impulsions transverses de 1 à 2 GeV/c, alors qu'il s'étend même au-delà pour les hypérons. La comparaison directe entre la température du « *Blast-Wave* » (T_{kin}) et celle de l'hydrodynamique (T_{dec}) montre que ces paramètres n'ont pas nécessairement la même signification physique. De plus, comme l'écoulement radial est développé implicitement dans les calculs hydrodynamiques, alors que dans le « *Blast-Wave* » c'est un paramètre ajustable (β_T), la comparaison reste uni-dimensionnelle. La question d'éventuelles différences des paramètres « *Blast-Wave* » entre particules de différentes espèces, pourraient être résolus avec des mesures plus précises à faible p_T ($< 0,7$ GeV/c) pour les baryons multi-étranges. Celles-ci devraient être accessibles à l'aide du tracker interne de STAR (SSD et SVT) et aussi dans l'expérience ALICE à une énergie plus élevée (grâce à un tracker interne disponible dès le démarrage). Pour les baryons (multi-)étranges l'accord entre données et prédictions hydrodynamiques sur les spectres semblent aussi satisfaisant à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, alors que pour les particules légères, en particulier pour π^\pm l'accord à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV semble réduit à un domaine en p_T plus restreint qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Cette observation suggère que le milieu est probablement moins thermalisé à l'énergie plus basse.

Pour obtenir simultanément un accord sur les spectres et l'écoulement elliptique entre données

et calculs d'hydrodynamique idéale, l'utilisation d'un paramètre α , paramétrisant le développement d'une vitesse transverse initiale avant thermalisation, ainsi qu'un équilibre chimique partiel ont été nécessaires dans le formalisme du modèle considéré. De plus, une équation d'état avec une transition d'un QGP vers un gaz hadronique a été utilisée.

Même si des calculs complets d'hydrodynamique idéale ne reproduisent pas toutes les données (ils échouent progressivement pour des $p_T > 2$ GeV/c, des collisions périphériques, à pseudo-rapacité élevée, ...), ils indiquent jusqu'à quel point le système se comporte comme un système thermalisé.

Dans une certaine mesure, le paramètre α ainsi que l'équilibre chimique partiel utilisés dans les calculs hydrodynamiques peuvent déjà être qualifiés d'« extensions » à une description d'hydrodynamique idéale.

Une autre indication qu'au moins une partie du milieu semble thermalisé est l'observation d'un écoulement elliptique non nul pour le baryon Ω et le méson ϕ . Ces particules, formées uniquement de quarks étranges, subissent un écoulement d'amplitude comparable à celui des particules formées de quarks u et d . Capables de communiquer un mouvement collectif aux quarks étranges, les interactions entre les constituants devraient donc être suffisantes pour équilibrer les saveurs légères. Les données permettent de tirer la même conclusion aux deux énergies de 200 GeV et de 62,4 GeV.

Des indications d'existence de degrés de liberté partoniques proviennent d'autres observables. Ainsi, le facteur de modification nucléaire R_{CP} et l'écoulement elliptique montrent une différence entre baryons et mésons à impulsions transverses intermédiaires ($2 < p_T < 5-6$ GeV/c). Ce comportement est qualitativement reproduit par des modèles de coalescence qui supposent que les particules dans ce domaine en p_T résultent de la recombinaison de quarks proches dans l'espace des phases. L'écoulement elliptique des différentes particules jaugé par le nombre de quarks de valence donne ainsi, dans la limite des barres d'erreur, une courbe universelle indiquant que l'écoulement s'est développé à un niveau partonique. Même si, dans notre discussion, nous nous sommes principalement basés sur des mesures de Λ et de K_S^0 , cette observation est corroborée, avec cependant une précision moindre, par les baryons multi-étranges. Le rapport Λ/K_S^0 en fonction de l'impulsion transverse, montrant un maximum vers $p_T \sim 3$ GeV/c dans les collisions centrales, est également reproduit de façon approximative par les modèles de coalescence.

Bien que nous n'ayons pas directement comparé les données à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV à des calculs de modèles de coalescence, ces données présentent les mêmes particularités que les données à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Cette observation est confirmée par une comparaison directe du rapport Λ/K_S^0 et aussi du rapport $R_{CP}(\Lambda)/R_{CP}(K_S^0)$ aux trois énergies ($\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). Un comportement semblable et donc une certaine universalité sur un ordre de grandeur en énergie, est observé, quant à ces observables.

Globalement, les résultats sur les particules (multi-)étranges à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV sont qualitativement comparables à ceux à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. De légères différences quantitatives, essentiellement sur l'accord entre spectres mesurés et calculs hydrodynamiques, sont identifiables. Néanmoins, si les observations sur l'étrangeté à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV permettent de conclure à la formation d'un QGP, alors il est vraisemblable qu'un état comparable est également déjà produit dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV.

En plus du progrès sur les différents modèles, nous notons que des mesures de précision sur un nombre important de particules distinctes sont nécessaires pour une bonne caractérisation de cet état dense de quarks et de gluons que nous voulons mettre en évidence dans des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. L'expérience ALICE auprès du LHC, nouvelle machine dédiée à la quête du QGP dès 2007, est dès son démarrage équipée pour identifier et mesurer une grande diversité de particules sur de larges domaines en impulsion transverse. Elle devrait donner accès à un ordre de grandeur plus élevé en énergie, à des mesures précises de toutes les observables investiguées actuellement, et probablement d'autres encore, afin de dévoiler davantage les secrets d'une matière partonique.

Études sur le *XiFinder*

Les coupures et l'algorithme d'association dans les *finders*, codes de reconstruction pour les particules étranges présentant une topologie de décroissance avec un vertex de type $V0$ (*V0Finder*) et Ξ (*XiFinder*) (voir § III.2.1 page 50), ont été mis en place dès les premiers *Runs* du RHIC. En vue d'optimiser les coupures de reconstruction nous présentons, dans cet annexe plus technique, d'abord la structure générale du *XiFinder*. Ensuite nous regardons l'efficacité totale maximale qui pourrait être atteinte dans les *finders* et l'efficacité actuelle. Nous avons essayé d'augmenter cette efficacité en regardant l'algorithme (variables *algorithmiques*). Ces variables algorithmiques sont celles utilisées dans l'algorithme pour faire l'association des différentes traces. Elles s'opposent aux variables présentées dans le Tab.III.2, que nous allons désigner par variables « physiques » dans la suite. En ce qui concerne ces variables *physiques* nous avons cherché d'abord à améliorer la performance du *XiFinder* avec une méthode « classique » et nous avons terminé par mettre en place une analyse discriminante linéaire (ADL) déjà au niveau de la reconstruction. Dans le travail de thèse de J. Faivre [Fai05] ainsi que dans le travail présenté sous § III.5.3 page 64, l'ADL n'a été utilisée que pour la détermination des coupures de sélection finales, tandis que les coupures de reconstruction restent inchangées, c'est-à-dire des coupures « classiques ».

A.1 Structure des *finders*

Dans cette partie nous regardons de plus près la structure des algorithmes de reconstruction des *finders* : le *V0Finder* et le *XiFinder*.

A.1.1 Le *V0Finder*

L'algorithme du *V0Finder* consiste de façon globale en deux boucles imbriquées, l'une sur les traces positives et l'autre sur les traces négatives. Pour toutes les paires de traces de charge opposée, la distance de plus courte approche entre les hélices est calculée et diverses coupures (de reconstruction) (voir Tab. III.2 page 52) sont appliquées. Comme dans le cas du *XiFinder* (voir suite), la détermination du point où la distance entre les deux hélices est minimale (ce point est le *V0Vertex*) est d'abord réalisée en deux dimensions et ensuite approximée en trois dimensions. Cette approche permet une estimation suffisamment précise et rapide de la distance « exacte » qui n'est pas calculable analytiquement.

Lors de la projection à deux dimensions des hélices des traces (se sont des cercles), différents cas se présentent pour le calcul de la distance de plus courte approche :

- L'un des cercles est totalement à l'intérieur de l'autre : le candidat est éliminé ;

- Les deux cercles ne présentent pas d'intersection : le point « d'intersection » considéré est le milieu de la distance entre les deux cercles ; si cette distance est supérieure à la valeur de coupure, le candidat est éliminé ;
- Les deux cercles présentent un ou deux points d'intersections : le candidat est utilisé pour le calcul de la distance de plus courte approche (la méthode est équivalente à celle utilisée dans le *XiFinder*). Lorsque deux points d'intersection existent, seul celui qui donne la distance de plus courte approche la plus faible est considéré.

Les candidats $V0$ qui passent les coupures de reconstruction du *VOFinder* et qui ne proviennent pas du vertex primaire (dca suffisamment grande) sont utilisés dans le *XiFinder*.

A.1.2 Le *XiFinder*

Le *XiFinder* utilise des $V0$ provenant du *VOFinder*. Le *XiFinder* possède une structure comparable à celle du *VOFinder*, puisqu'il consiste en deux boucles imbriquées, l'une sur le $V0$ du *VOFinder* et l'autre sur les traces (*bachelor* ; traces négatives pour Ξ^- et Ω^- et traces positives pour Ξ^+ et Ω^+). Comme dans le cas du *VOFinder*, pour chaque paire de ($V0$, trace), la distance de plus courte approche entre les projections à deux dimensions du $V0$ (droite) et du *bachelor*(cercle) est calculée. Comme dans le cas du *VOFinder* des coupures de reconstruction sont appliquées et des paramètres du candidat Ξ , comme par exemple la masse invariante, sont calculés.

La détermination de la distance de plus courte approche nécessite dans ce cas le calcul de la distance entre une droite et une hélice.

A.1.2.1 Calcul de la distance hélice-droite

Le calcul de la distance de plus courte approche entre la droite du $V0$ est l'hélice du *bachelor* se fait en plusieurs étapes :

- Détermination des points d'intersection entre les projections à deux dimensions du $V0$ et du *bachelor* : intersection entre une droite et un cercle ;
- Linéarisation de l'hélice (en 3 dimensions) aux points d'intersection trouvés (l'hélice est assimilée à la tangente au point d'intersection) ;
- Calcul algébrique de la distance de plus courte approche entre cette tangente et la droite du $V0$;
- Vérification de la validité de la linéarisation et estimation d'une meilleure position du point de plus courte approche, si possible.

A.1.2.1.1 Détermination des points d'intersection

Le premier point est facile à réaliser. Après la projection dans le plan (xOy) perpendiculaire à l'axe du faisceau (Oz), il s'agit de déterminer les points d'intersection entre une droite et un cercle. Ceci est fait par résolution d'un système de deux équations à deux inconnues. Ce système admet zéro, une ou deux solutions réelles. Dans les deux derniers cas, ces points d'intersections sont considérés comme points de départ pour la détermination de la distance de plus courte approche. Dans le cas de zéro point d'intersection, le candidat est, dans la version actuelle du *XiFinder*, éliminé. Les implications de cette décision sont discutées sous § A.2.2.

A.1.2.1.2 Détermination de la distance de plus courte approche

Dans les cas avec points d'intersection, notons M_1 et M_2 ces points d'intersection. Nous considérons, dans l'espace à 3 dimensions, la (les) tangente(s) à l'hélice passant par ces points d'intersection M_1 et M_2 . Il s'agit maintenant de déterminer la distance en 3 dimensions entre cette tangente et la droite du $V0$. Notons H le point sur la tangente qui donne la distance minimale et R le rayon du cercle de la projection de l'hélice du *bachelor*.

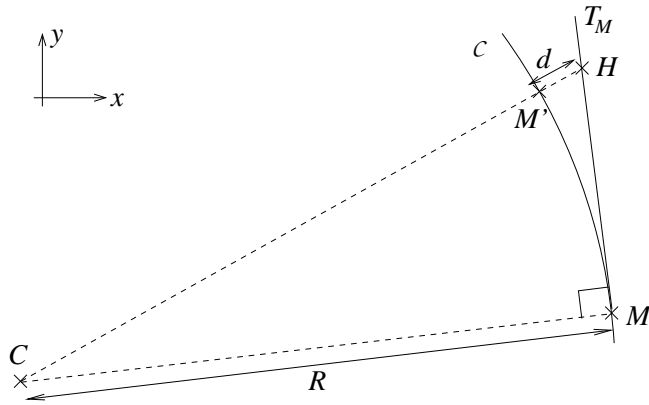


FIG. A.1 – Illustration de l'évolution de la qualité de la linéarisation.

A.1.2.1.3 Validation de l'approximation linéaire

Il faut maintenant encore vérifier la validité de la linéarisation de l'hélice autour du point d'intersection. Pour ceci nous calculons la distance d entre le point H sur la tangente T_M à l'hélice passant par le point M et le cercle C provenant de la projection de cette droite (voir Fig.A.1). L'algorithme actuel considère que l'approximation linéaire distingue différents cas (notons $q = \overline{MH}$) :

- $q < v_{min}R$: la linéarisation est supposée bonne et le candidat est gardé ;
- $q > v_{max}R$: la linéarisation est supposée mauvaise et le candidat est éliminé ;
- $v_{min}R < q < v_{max}R$: le candidat est gardé, mais il est essayé d'améliorer la linéarisation.

Dans ce dernier cas, nous considérons le point d'interaction de la projection de H sur C comme nouveau point d'intersection M' (voir Fig.A.1) et nous itérons le procédé précédent en prenant la tangente à M' .

Dans la version actuelle du *XiFinder* les valeurs de v_{min} et v_{max} sont fixés à : $v_{min} = 0,001$ et $v_{max} = 0,02$. L'influence du paramètre v_{max} , appelé paramètre de validité, sera discutée dans la suite. De même, l'influence du nombre d'itération pour améliorer la linéarisation, noté T , sera discutée.

A.2 Tentatives d'optimisation du *XiFinder*

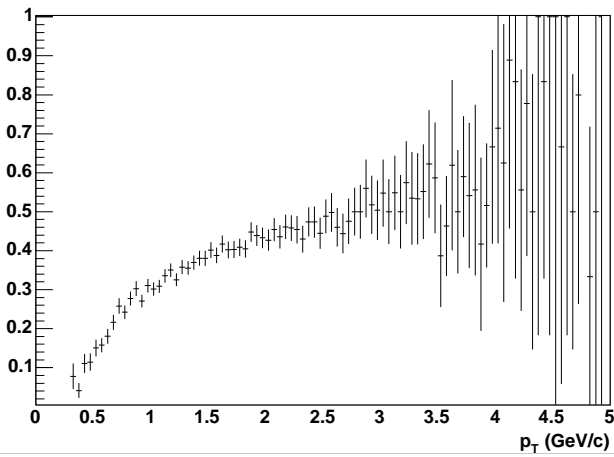
Tous les tests pour optimiser le *XiFinder* n'ont été faits qu'avec de petits échantillons puisque l'exécution du *XiFinder* prend beaucoup de temps. Les différentes études n'ont donc été faites que sur une statistique d'environ 100 000 événements.

A.2.1 Efficacité des *finders*

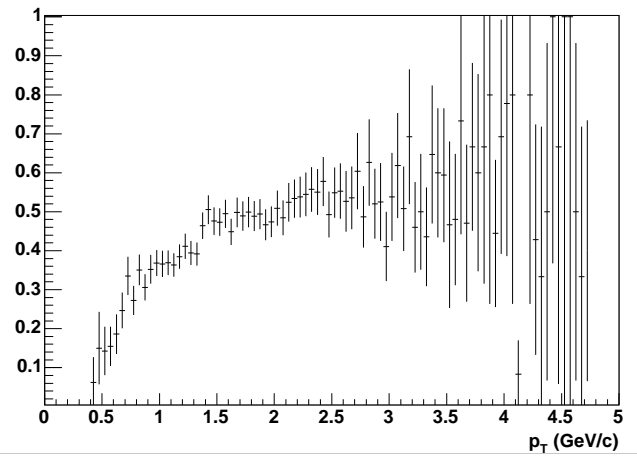
Avant d'essayer d'optimiser les coupures du *XiFinder* nous avons d'abord évalué l'efficacité des *finders* avec les coupures actuelles. Ceci a été réalisé à l'aide d'*embedding* (voir § III.8.2.1 page 82). Les Fig.A.2 montre les résultats obtenus. Sur la Fig.A.2(a) est représentée l'efficacité du *V0Finder* seul pour l'association du π^- et du p issus d'un Λ . La Fig.A.2(b) montre l'efficacité du *XiFinder* seul pour l'association du Λ et du π^- issus d'un Ξ . La troisième figure (Fig.A.2(c)) donne finalement l'efficacité totale des *finders*, sachant que les traces des trois particules filles d'un Ξ ont été reconstruites (« tracking »). L'efficacité de *tracking* n'est incluse dans aucune des figures, puisqu'il s'agit d'améliorer les *finders* (essentiellement le *XiFinder*). L'efficacité que nous comptons améliorer étant celle des *finders*, nous nous intéressons que marginalement à l'efficacité du *tracking*.

Une estimation de l'efficacité du *tracking* pour le cas du Ξ est représentée sur la Fig.A.3. Il s'agit de l'efficacité de reconstruire les trois traces issues d'un Ξ en fonction de l'impulsion transverse Ξ .

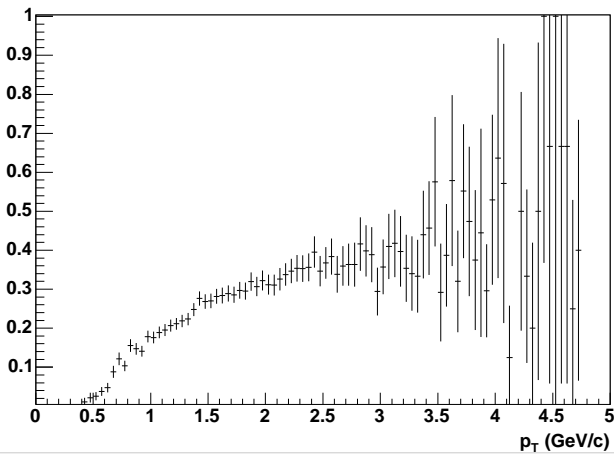
En éliminant toutes les coupures dans les *finders* nous pouvons estimer l'efficacité maximale atteignable et donc le facteur d'amélioration maximal. Le résultat obtenu en fonction de l'impulsion transverse est représenté sur la Fig.A.4. La courbe rouge de cette figure correspond à l'efficacité



(a)



(b)



(c)

FIG. A.2 – En a) : efficacité en fonction de l'impulsion transverse du VOFinder actuel pour reconstruire un Λ , sachant que le p et le π^- ont été « trackés ». En b) : efficacité du XiFinder actuel pour reconstruire un Ξ , sachant que le Λ et le π^- (bachelor) ont été « trackés ». En c) : Efficacité totale des finders (VOFinder+XiFinder), sachant que les trois particules filles du Ξ ont été « trackées ».

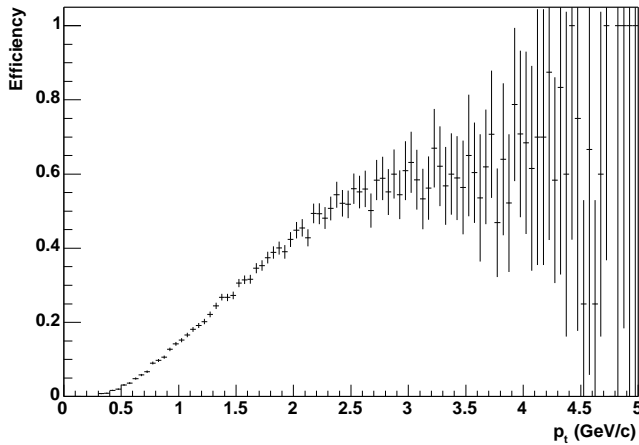


FIG. A.3 – Efficacité de reconstruire (tracking) les trois particules filles d'un Ξ en fonction de l'impulsion transverse du Ξ .

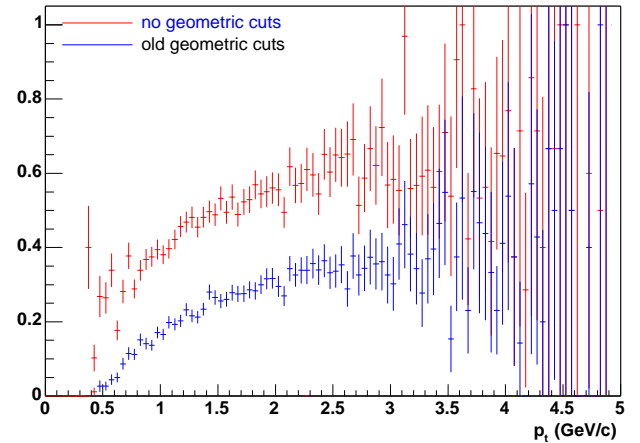


FIG. A.4 – Comparaison de l'efficacité de l'ensemble VOFinder+XiFinder en fonction de l'impulsion transverse du Xi, avec les coupures géométriques standard (bleu) et sans les coupures géométriques (rouge).

obtenue en éliminant toutes les coupures géométriques. L'écart considérable d'une efficacité de 100 % (on aboutit à environ 50 % pour $p_T = 2$ GeV/c) même en l'absence des coupures géométriques s'explique par la présence de coupures sur les variables dites « algorithmiques ». Une de ces variables est le paramètre v_{max} qui intervenait dans la vérification de la validité de la linéarisation. Un autre paramètre limitant l'efficacité totale est le fait d'éliminer, par exemple, dès le départ tous les candidats ne présentant pas de points d'intersection entre droite et cercle. Finalement le nombre limité d'itérations sur l'amélioration de la linéarisation peut influencer la performance. Nous présentons d'abord les tests réalisés sur ces variables *algorithmiques*. Ensuite nous avons essayé de trouver de meilleures coupures de reconstruction sur les variables *physiques* (voir Tab. III.2 page 52). Finalement, des tentatives d'optimisation sur les variables *physiques* ont été faites, comme pour les coupures d'analyse (voir § III.5 page 55), avec une méthode « classique » et une méthode ADL.

A.2.2 Étude sur les variables *algorithmiques*

A.2.2.1 Le nombre de points d'intersection

Cette étude concerne le nombre de points d'intersection entre la projection en deux dimensions de l'hélice du *bachelor* (cercle) et du Λ (droite). Dans la version actuelle du *XiFinder* uniquement les cas d'un ou deux points d'intersection sont considérés. Toutes les associations sans aucun point d'intersection sont éliminées. A l'aide d'un échantillon d'*embedding* et de données réelles nous avons vérifié quelles quantités de signal et de bruit de fond sont éliminées de cette façon.

Le Tab.A.1 montre les proportions de candidats du bruit de fond et du signal présentant 0, 1 ou 2 points d'intersection. Nous constatons que le fait de supprimer, à priori (après les coupures du *VOFinder*), les candidats sans point d'interaction élimine 6,1 % du signal alors qu'environ 20,6 % du bruit de fond est éliminé.

La Fig.A.5, sur laquelle la fonction cumulative de la distance entre la projection du *bachelor* (cercle) et du Λ (droite) est représentée, montre que la distance entre le cercle et la droite est en moyenne plus élevée pour le bruit que pour le signal. L'application d'une coupure à 4 cm permettrait de gagner 2,2 % de candidats signal (36 % des candidats signal n'ayant pas de point d'intersection), et également 2,2 %

	signal (%)	bruit (%)
Nb. total de candidats	13046 (100)	1711090 (100)
Nb. de candidats avec 0 point d'intersection	1159 (6,07)	351803 (20,56)
Nb. de candidats avec 1 point d'intersection	587 (3,07)	16031 (0,94)
Nb. de candidats avec 2 points d'intersection	17363 (90,86)	1343256 (78,50)

TAB. A.1 – Candidats de signal et de bruit suivant le nombre de points d'intersection de la projection du bachelor et du Λ .

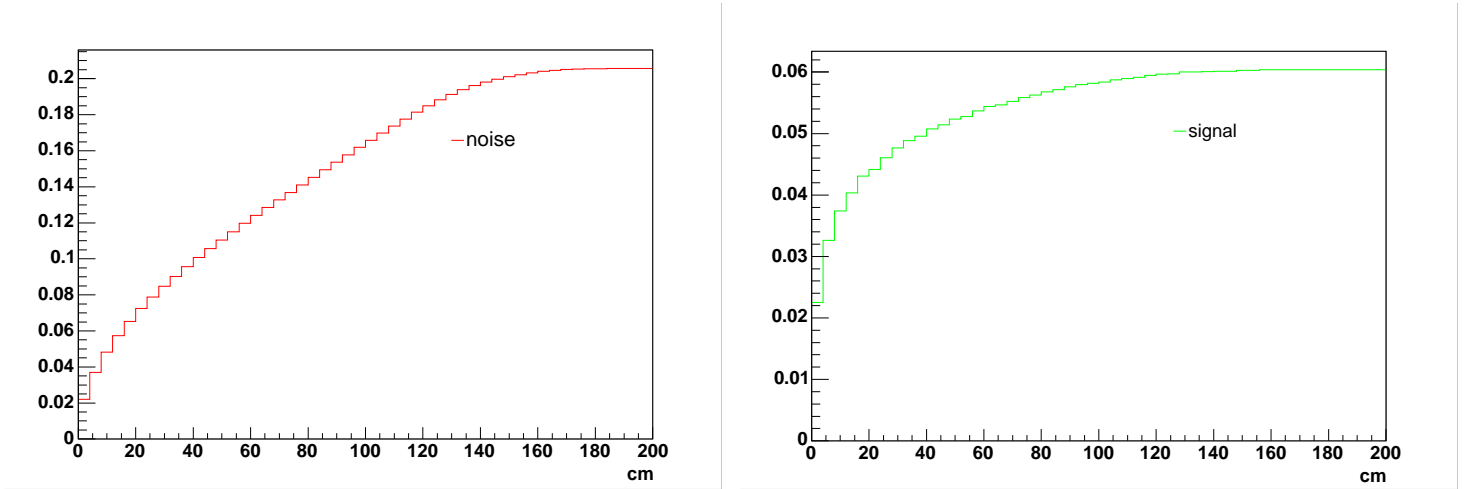


FIG. A.5 – Fonctions cumulatives de la distance entre les projections du bachelor et du V0 (dans le cas de zéro point d'interaction), pour le bruit de fond (à gauche) et le signal (à droite).

de candidats bruit (11 % des candidats de bruit de fond n'ayant pas de point d'intersection). Le gain en statistique du nombre total de candidats est faible¹. De plus, ce test est réalisé avant l'application des autres coupures du XiFinder, nous ne savons donc pas combien de ces nouveaux candidats de signal vont effectivement survivre à la fin.

A.2.2.2 Le paramètre de validité : v_{max}

Nous utilisons ici les notations introduites auparavant (voir § A.1.2.1.3). La valeur par défaut de v_{max} est 0,02. Pendant nos tests nous l'avons variée d'un facteur dix (jusqu'à $v_{max} = 0,2$). La Fig.A.6 montre la distribution $q - v_{max}R$ des candidats de signal pour les deux valeurs extrêmes de v_{max} avant la coupure (tous les candidats pour lesquels $q - v_{max} > 0$ seront éliminés). Comme la majorité des candidats ont deux points d'intersection, l'algorithme est exécuté pour chacun d'eux. Nous avons séparé la distribution en considérant la distance de plus courte approche (dca) obtenue après. Ainsi les courbes $dca1$ correspondent aux distributions obtenues avec le point d'intersection donnant la dca la plus petite ($dca1 < dca2$).

Pour les candidats à 2 points d'intersection il est possible que les deux passent la coupure. Pour regarder dans quelle proportion ceci est le cas, nous définissons les quantités suivantes :

- $n-n$: $q - v_{max}R < 0$ pour les deux candidats : ils passent la coupure tous les deux ;
- $n-p$: $q - v_{max}R$ est négatif pour un candidats et positif pour l'autre : un des deux candidats passe la coupure ;

¹Surtout compte tenu du fait que la coupure de reconstruction sur la distance de plus courte approche entre le bachelor et le V0 est de 0,8 cm et non de 4 cm.

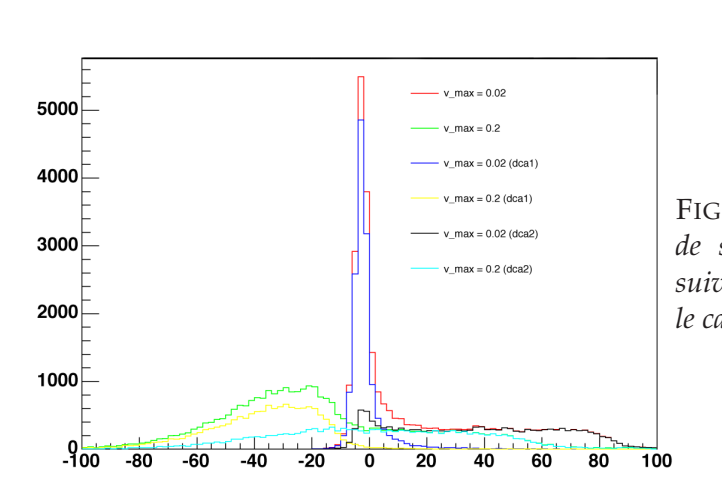


FIG. A.6 – Distribution de $q - v_{max}R$ des candidats de signal pour deux valeurs de v_{max} et séparé suivant la distance minimale d'approche (dca) dans le cas de deux points d'intersection.

• $p-p : q - v_{max}R > 0$ pour les deux candidats : ils sont tous les deux éliminés par la coupure.
Le résultat obtenu pour le signal et le bruit de fond pour les deux valeurs extrêmes de v_{max} est donné dans le Tab.A.2.

$q - v_{max}R$	$n-n$	$n-p$	$p-p$
signal			
$v_{max} = 0,02$	1566 (10,43 %)	10378 (69,14 %)	3066 (20,43 %)
$v_{max} = 0,2$	6753 (44,99 %)	8027 (53,48 %)	230 (1,53 %)
bruit de fond			
$v_{max} = 0,02$	40774 (3,00 %)	737643 (54,27 %)	580870 (42,73 %)
$v_{max} = 0,2$	251202 (18,48 %)	935717 (68,84 %)	172368 (12,68 %)

TAB. A.2 – Nombres et pourcentages de candidats (signal ou bruit) présentant deux points d'intersection (cercle-droite) passant le test sur la validité de la linéarité ($q - v_{max}R < 0$). Pour les candidats $n-n$, les deux hypothèses passent la coupure, pour $n-p$ seule une hypothèse vérifie le test et pour $p-p$ aucun des points d'intersection ne vérifie le test.

La Fig. A.7 montre l'évolution de $p-p$ pour le bruit de fond (à gauche) et le signal (à droite).

Comme cette coupure sur q est ne des premières dans le *XiFinder* nous remarquons que dès de départ 20,4 % des candidats du signal sont éliminés (avec $v_{max} = 0,02$). Un passage de $v_{max} = 0,02$ à $v_{max} = 0,2$ pourrait potentiellement faire gagner 19 % de signal. Nous remarquons néanmoins qu'il y a également plus de bruit de fond qui passe la coupure et qu'il y a plus de candidats pour lesquels les deux points d'intersection passent la coupure.

Regardons comment ceci évolue à la fin du *XiFinder*, où toutes les autres coupures sont appliquées. Pour ceci nous définissons les grandeurs suivantes :

- $b_{2 \rightarrow 2}$: les deux points d'intersection passent la coupure de validité (coupure sur q) et donnent deux Xi à la fin du *XiFinder* ;
- $b_{2 \rightarrow 1}$: les deux points d'intersection passent la coupure de validité et un seul donne un Xi à la fin du *XiFinder* ;
- $b_{1 \rightarrow 1}$: un seul point d'intersection passe la coupure de validité et donne un Xi à la fin du *XiFinder* ;

Le Tab.A.3 résume les chiffres obtenus pour le signal et le bruit de fond avec la statistique utilisée pour les deux valeurs extrêmes de v_{max} . Nous observons donc une augmentation du nombre de candidats légèrement plus grande pour le signal que pour le bruit de fond. Nous avons vérifié que

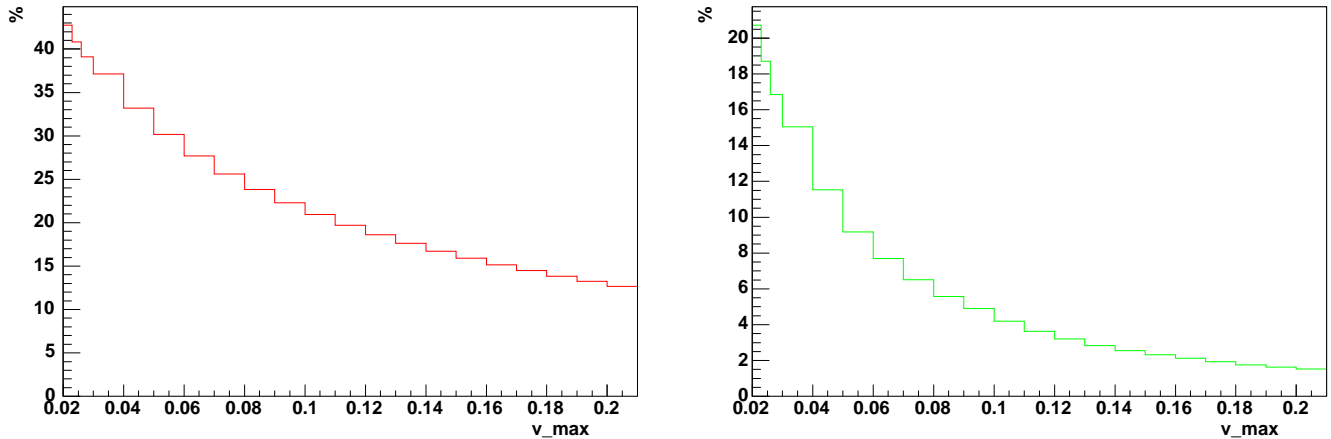


FIG. A.7 – Pourcentage de candidats de bruit de fond (en rouge, à gauche) et de signal (en vert, à droite) pour lesquels les deux hypothèses de point d’interaction ne donnent pas un q tel que $q < v_{max}R$ (candidats p - p) en fonction de la valeur de v_{max} .

$q - v_{max}R$	$b_{2 \rightarrow 2}$	$b_{2 \rightarrow 1}$	$b_{1 \rightarrow 1}$	Total	Variation
signal					
$v_{max} = 0,02$	9 (0,11 %)	942 (11,77 %)	7055 (88,12 %)	8006	
$v_{max} = 0,2$	2143 (24,72 %)	2205 (25,44 %)	4321 (49,84 %)	8669	+ 8,28 %
bruit de fond					
$v_{max} = 0,02$	8 (0,09 %)	762 (8,19 %)	8539 (91,73 %)	9309	
$v_{max} = 0,2$	953 (9,69 %)	2507 (25,49 %)	6374 (64,82 %)	9834	+ 5,64 %

TAB. A.3 – Séparation des candidats (signal ou bruit) ayant passé les coupures du XiFinder suivant le nombre de points d’intersection et la coupure sur la validité de la linéarisation. Voir texte pour les définitions de $b_{2 \rightarrow 2}$, $b_{2 \rightarrow 1}$ et $b_{1 \rightarrow 1}$.

la distribution en *dca* ainsi que la résolution de ces nouveaux candidats ne sont pas différentes des autres. Nous notons que pour un $v_{max} = 0,2$, la valeur de $b_{2 \rightarrow 2}$ est bien plus élevée que pour $v_{max} = 0,02$. Il y aurait donc plus de *Xi* qui serait compté deux fois. Un critère pour ne sélectionner qu’un deux s’impose alors¹. Nous remarquons également que même pour la valeur actuelle de v_{max} ($= 0,02$), $b_{2 \rightarrow 2}$ n’est pas nul. Nous y revenons après le test sur le nombre d’itération pour l’amélioration de la linéarisation, qui y est liée.

A.2.2.3 Le nombre d’itération pour l’amélioration de la linéarisation : T

La définition de ce paramètre est donné plus haut (voir § A.1.2.1.3). Actuellement le *XiFinder* essaye d’améliorer la linéarisation au maximum 3 fois : $T = 4$ (il y a déjà un calcul avant la première amélioration). Lors de ces tests nous avons remarqué sur le signal que pour 68,3 % (41,1 %)² un seul calcul de la linéarisation suffit ($q < v_{min}R$), pour 30,0 % (57,4 %) un deuxième calcul (première amélioration) est nécessaire, 1,3 % (0,6 %) utilisent deux améliorations, et 0,4 % (0,9 %) utilisent les

¹Notons que dans le Tab.A.3 nous ne comptons chaque *Xi* qu’une seule fois.

²Les valeurs entre parenthèses sont pour $v_{max} = 0,2$, les autres sont pour $v_{max}=0,02$.

3 améliorations¹. Le nombre final de Ξ reconstruits n'est cependant pas affecté par la valeur de T . Néanmoins la valeur de $b_{2 \rightarrow 2}$ diminue dramatiquement (de 25 % à 2 %) lorsqu'on passe de $T = 4$ à $T = 1$. Pour $T = 1$, nous avons vérifié que les dca calculés avec les deux points d'intersection sont assez différents, de sorte qu'un seul des deux passe la coupure sur le dca , alors que pour $T = 4$ les deux valeurs de dca se sont rapprochées et sont pratiquement identiques. La valeur de T influence donc également $b_{2 \rightarrow 2}$, comme nous l'avons vu déjà sur le paramètre de validité v_{max} . Comme on ne gagne de signal ni ne perd de bruit en utilisant un T plus grand, nous avons vérifié son intérêt en comparant la distribution des dca et la résolution en dca pour $T = 4$ et $T = 1$. Aucune différence statistiquement pertinente n'a pu être identifiée. Nous concluons que le seul intérêt d'un T plus grand est de faire rapprocher les deux distances de plus courte approche. Une petite valeur de T est néanmoins déjà suffisante pour obtenir une bonne résolution sur l'une des deux valeurs. On pourrait donc gagner en temps de calcul en diminuant la valeur de T .

En ce qui concerne les cas, où les deux hypothèses de point d'interaction conduisent à un Ξ reconstruit ($b_{2 \rightarrow 2}$) il faudrait sélectionner un seul, par exemple celui qui possède la dca le plus faible. Nous avons vu que cette sélection est cruciale si nous augmentons v_{max} de 0,02 à 0,2, mais la Fig.A.8 montre qu'également dans la version actuelle du XiFinder il y a des Ξ qui sont reconstruits plusieurs fois. Parmi tous les Ξ reconstruit 1,64 % des candidats sont comptés deux fois et 0,03 % sont même reconstruits 3 fois. Parmi ceux qui sont reconstruits deux fois, 7 % le sont à cause du fait que les deux points d'intersection donnent lieu à un Ξ , le reste à cause de multiples associations à des traces simulées.

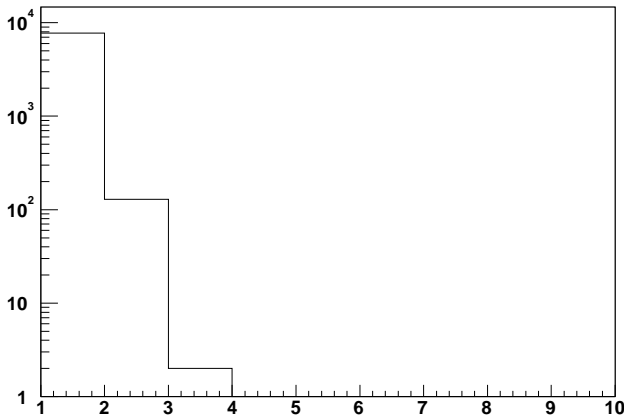


FIG. A.8 – Histogramme montrant combien de fois un même Ξ est reconstruit dans la version actuelle du XiFinder.

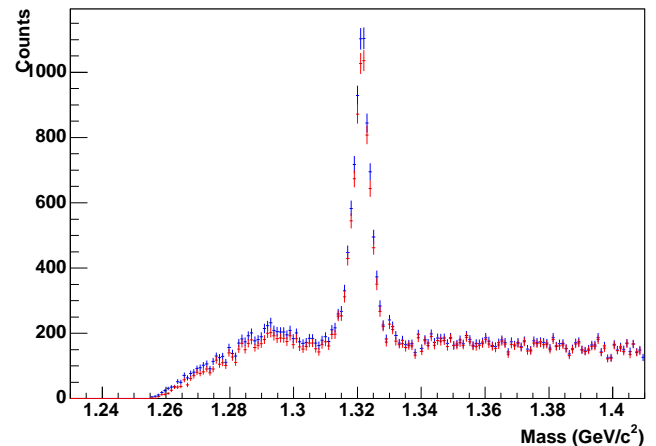


FIG. A.9 – Distribution en masse invariante pour les Ξ illustrant les résultats sur les tests avec les variables algorithmiques. Les points rouges correspondent à la version standard du XiFinder et les points bleus incluent les modifications décrites dans le texte.

En conclusion on pourrait diminuer T de 4 à 2, par exemple, et augmenter v_{max} de 0,02 à 0,2 avec une coupure pour ne sélectionner qu'un seul des Ξ reconstruits pour le cas de deux points d'intersection. La Fig.A.9 montre le résultat obtenu. Les points rouges correspondent à l'ancienne version et les points bleus utilisent ces changements. Une augmentation du signal brut de 10 % pourrait alors être réalisée. Néanmoins ces changements n'ont finalement pas été retenus, puisqu'ils auraient rendu nécessaire une reproduction totale des données brutes (ce qui prend quelques mois) et

¹0,2 % (0,5 %) des candidats nécessitaient en fait une quatrième amélioration.

il aurait fallu également des tests exhaustifs afin de s'assurer que ces changements n'ont pas d'autres effets sur les résultats.

A.2.3 Amélioration de la performance du *XiFinder* avec une méthode « classique » sur les variables *physiques*

Pour augmenter le signal brut tout en minimisant le bruit de fond sur les baryons multi-étranges nous avons essayé d'optimiser le traitement des variables dites physiques. Ceci a d'abord été essayé avec une méthode « classique ». Suivant cette méthode une coupure individuelle pour différentes variables (variables du Tab. III.2 page 52 ainsi que les angles de pointages et les « $\cos(\theta^*)$ » définis sous III.5.1) est déterminée. Le meilleur résultat que nous avons pu obtenir de cette façon (détail de la méthode et des résultats dans [Spe03]) est une augmentation brute de 7,85 % sur les Ξ (1 % à $p_T < 1$ GeV/c et 14 % pour $p_T > 2$ GeV/c) à l'issue du *XiFinder* (avec un niveau de bruit comparable). Comme précédemment les résultats ne justifient pas une modification des codes de reconstruction. Ces codes font partie intégrante de la chaîne de reconstruction utilisée lors d'une *production* des données et comme une telle *production* peut prendre plusieurs mois, tout changement nécessite d'abord de nombreux tests pour s'assurer que le changement ne conduit pas à des effets secondaires non attendus. Ensuite il faut compter tout le temps que prend une telle reproduction.

A.2.4 Amélioration de la performance du *XiFinder* avec une analyse discriminante linéaire sur les variables *physiques*

Comme une augmentation de seulement 8 % des Ξ bruts ne justifiait pas une modification, nous avons essayé si l'utilisation d'une analyse discriminante linéaire (ADL) dès la reconstruction ne pourrait pas mener à de meilleurs résultats. Une telle analyse a été utilisée au niveau de l'analyse finale (voir chapitre III et [Fai05]). La démarche est équivalente : une combinaison linéaire de toutes les variables est déterminée pour discriminer entre le signal et le bruit. Pour maîtriser la dominance du bruit de fond nous utilisons le critère optimisé (voir § III.5.3.3 page 67) et l'approche multidirectionnelle (voir § III.5.3.2 page 66) en fixant pour chaque direction une quantité fixe de signal à éliminer (1500 candidats) tout en maximisant le bruit éliminé. Pour déterminer les coefficients de la (des) combinaison(s) linéaire(s) nous utilisons les données réelles comme classe du bruit et de l'embedding pour le signal. Nous utilisons les mêmes variables que pour l'ADL dans l'analyse finale (21 en tout) et nous appliquons des coupures « classiques » sur le nombre de *hits* dans la TPC des différentes traces, la perte d'énergie linéique (dE/dx) à 3σ ainsi que sur la masse du $V0$. Toutes les autres coupures sur des variables *physiques* dans le *XiFinder* sont éliminées. Des coupures « classiques » assez serrées sur ces variables sont nécessaires pour limiter au moins partiellement l'énorme quantité de bruit. Comme il n'y a plus de coupures appliquées, pratiquement toutes les associations à 3 particules constituent le bruit de fond. Ainsi, sur les Ξ , 72 directions et une coupure par direction ont été nécessaires pour aboutir à un niveau de bruit comparable à celui des coupures « classiques » finales. Nous comparons ici directement aux coupures « classiques » finales, pour pouvoir faire directement une comparaison sur les distributions en masse invariante. Dans le cas d'une implémentation de l'ADL dans le *XiFinder* il suffisait de n'utiliser que quelques unes des directions dans la reconstruction et les autres dans l'analyse finale. Le résultat obtenu¹ est montré sur la Fig.A.10. Sur cette figure nous avons représenté simultanément la distribution en masse invariante obtenue avec les coupures « classiques » (rouge) et l'ADL (vert). Dans les deux cas, la région autour du pic a été ajustée à l'aide d'un polynôme d'ordre 3 (voir aussi § III.7.2 page 74) pour estimer la quantité de signal brut.

Nous aboutissons donc à une augmentation du signal brut sur les Ξ de 34,1 % avec un niveau de bruit comparable. Un des avantages de l'ADL étant notamment sa flexibilité nous pouvons néanmoins varier de façon continue le niveau de bruit, comme le montre la Fig.A.11. Cette figure montre

¹avec un échantillon d'environ 100 k événements

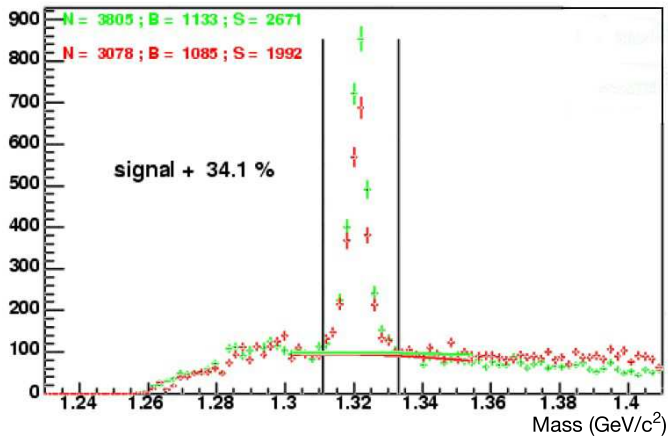


FIG. A.10 – Distribution en masse invariante de Ξ obtenue avec 72 coupures ADL dans le XiFinder (en vert), comparée à celle obtenue avec les coupures « classiques » (en rouge). Les lignes indiquent l'estimation du bruit de fond sous le pic (limité par les barres verticales) avec un polynôme du troisième degré. B est le bruit sous le pic, S le signal dans le pic et $N = B + S$.

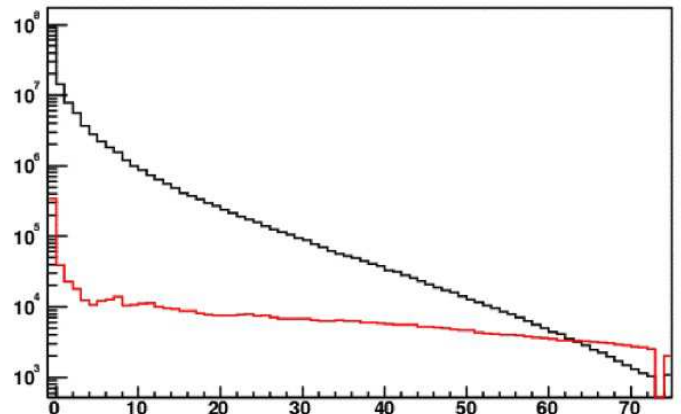


FIG. A.11 – Évolution du bruit de fond sous le pic (noir) et du signal dans le pic (rouge) en fonction du nombre de coupures ADL appliquées. Le bin à droite donne le résultat obtenu avec les coupures « classiques ».

l'évolution du bruit (en noir) et du signal (en rouge) en fonction de la coupure ADL. Au lieu de regarder le niveau de bruit en fonction du signal il peut être plus adapté de regarder la signification en fonction du signal. Sur la Fig.A.12 est représentée l'évolution de la signification en fonction de la coupure ADL. Le point dans l'espace signification-signal obtenu avec les coupures « classiques » (en rouge) est également ajouté sur cette même figure. Avec l'ADL nous obtenons la même valeur de signification que pour la méthode « classique » avec une quantité de signal considérablement plus élevée.

La Fig.A.13 montre finalement un résultat très préliminaire pour les Ω avec la même statistique que sur les Ξ (environ 100 k événements). La distribution en masse invariante obtenue avec les coupures « classiques » (rouge) est comparée avec celle obtenue après l'application de l'ADL avec 48 directions (vert). La statistique est cependant clairement insuffisante pour mettre en évidence une augmentation du signal brut reconstruit.

Même si nous avons pu aboutir à une légère augmentation sur les Ξ nous avons décidé de ne plus poursuivre cette étude. Une première raison est que le *XiFinder* ainsi modifié est beaucoup plus long. La raison principale pour ceci est que dans la version *standard* les variables sont calculées progressivement et chaque fois qu'une variable est calculée une coupure est appliquée, de sorte que les variables suivantes ne sont plus calculées pour les candidats ne passant pas la prochaine coupure. Dans le cas de l'ADL une telle approche n'est pas possible, car la coupure à appliquer dépend de toutes les variables. Il faut donc calculer toutes les variables et la projection sur l'axe ADL avant de pouvoir appliquer la coupure. Ceci ralentit considérablement l'algorithme de sorte que les tests deviennent assez fastidieux et une production complète des données, qui prend déjà actuellement plusieurs mois, serait encore plus longue. Nous pensons qu'une telle légère augmentation du signal brut sur les Ξ ne justifiait pas d'investir le temps et les ressources.

De plus, ces tests ont été faits sur les données Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV du *Run-II*. Le *Run-IV* a considérablement étendu la statistique disponible. Les extensions du détecteur STAR, particulièrement les détecteurs à Silicium (SVT et SSD ; voir § II.2.4.3.4 page 38), devraient également permettre une augmentation plus importante que celle que nous pourrions atteindre avec une modification du *XiFinder*.

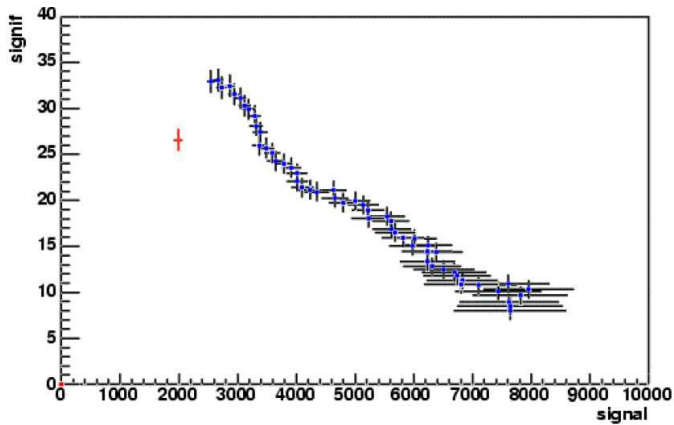


FIG. A.12 – Significance en fonction du signal pour les différentes coupures ADL (en bleu) et pour les coupures « classiques » (en rouge).

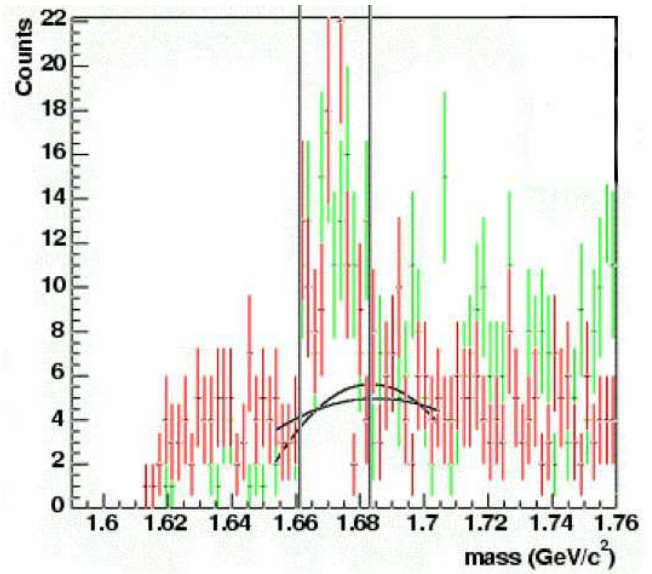


FIG. A.13 – Distribution en masse invariante de Ω obtenue avec 48 coupures ADL dans le XiFinder (en vert), comparée à celle obtenue avec les coupures « classiques ». Les lignes indiquent l'estimation du bruit de fond sous le pic avec un polynôme du troisième degré.

En conclusion, ces études sur le *XiFinder* étaient utiles, mais elles n'ont finalement pas abouti à un résultat qui aurait justifié une modification du *XiFinder*. Une telle modification aurait entraîné une phase de vérifications assez fastidieuses. Nous avons jugé que l'investissement de ce temps et des ressources n'étaient pas justifiés par l'amélioration atteinte.

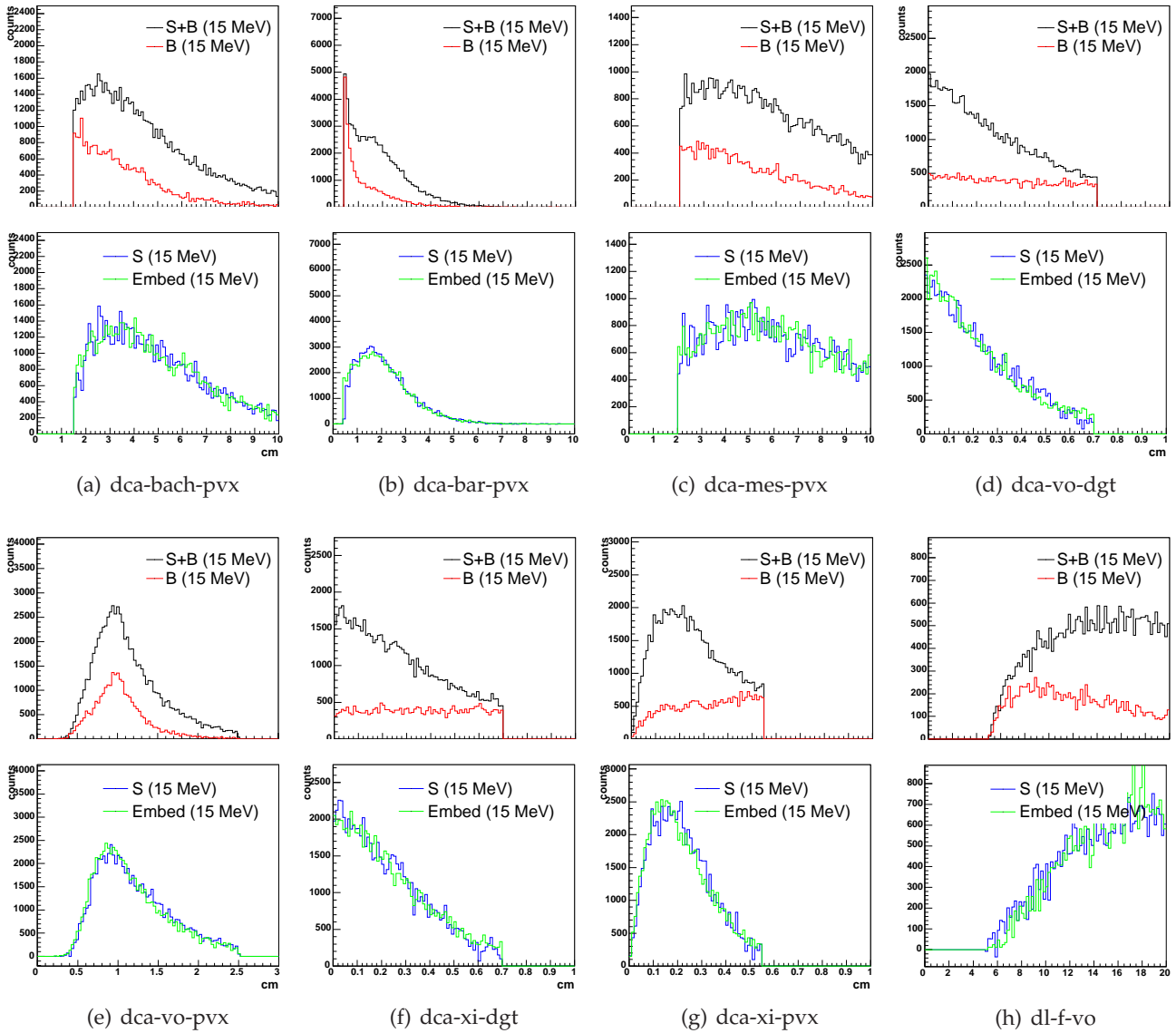
Distributions *embedding* - données réelles

Nous donnons ici l'ensemble des distributions de comparaison ayant servi à vérifier la qualité de l'*embedding*. Pour s'assurer que la valeur de l'efficacité obtenue avec l'*embedding* soit en effet représentative de l'efficacité dans les données réelles, il faut que les distributions des différentes variables sur lesquelles s'effectuent les sélections soient les mêmes dans les deux cas.

Les Fig.B.1 à B.12 montrent l'ensemble de ces comparaisons. Pour chacune des variables les graphiques viennent en binôme :

- Celui du haut donne : i) l'estimation de la distribution de l'ensemble du bruit et du signal ($S + B$, en noir) dans un domaine de $15 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse de la particule considérée (Ξ ou Ω) et ii) l'estimation de la distribution correspondante pour le signal (S , en rouge, voir aussi paragraphe III.8.2.3 page 83).
- Celui du bas donne alors la comparaison proprement dite, avec la distribution du signal des données réelles en bleu et celle de l'*embedding* en vert.

Les Fig.B.1 à B.6 donnent les comparaisons pour les Ξ après l'application des coupures obtenues par une analyse « classique » (Fig.B.1 à B.3) et une analyse discriminante linéaire (Fig.B.4 à B.6), alors que les Fig.B.7 à B.12 donnent les graphiques pour les Ω , aussi pour l'analyse « classique » (Fig. B.7 à B.9) et pour l'ADL (Fig.B.10 à B.12). Les notations et les définitions des différentes variables sont données au chapitre III.

B.1 Sélection « classique » : Ξ FIG. B.1 – Première partie de la comparaison pour les sélections « classiques » : Ξ

DISTRIBUTIONS EMBEDDING - DONNÉES RÉELLES

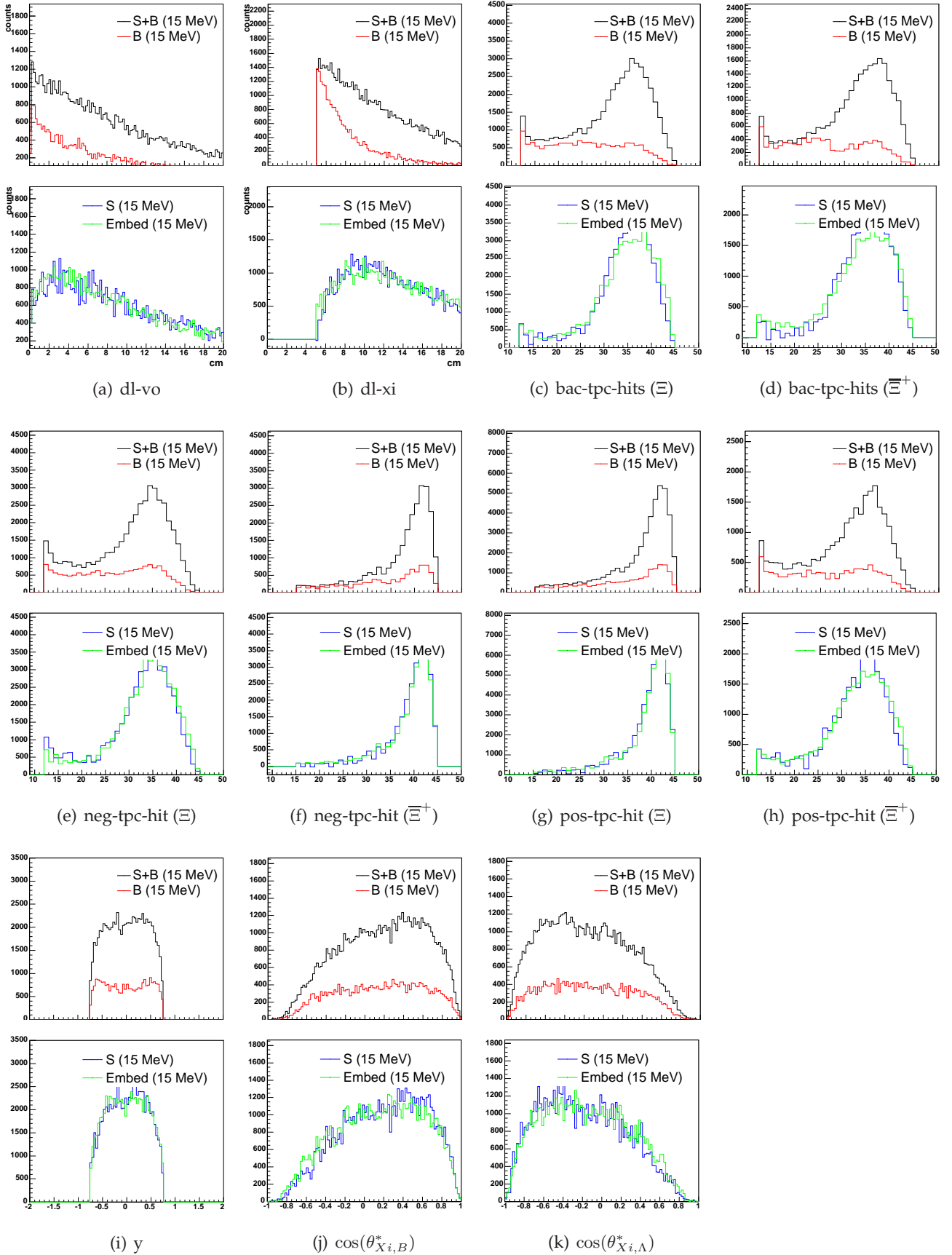
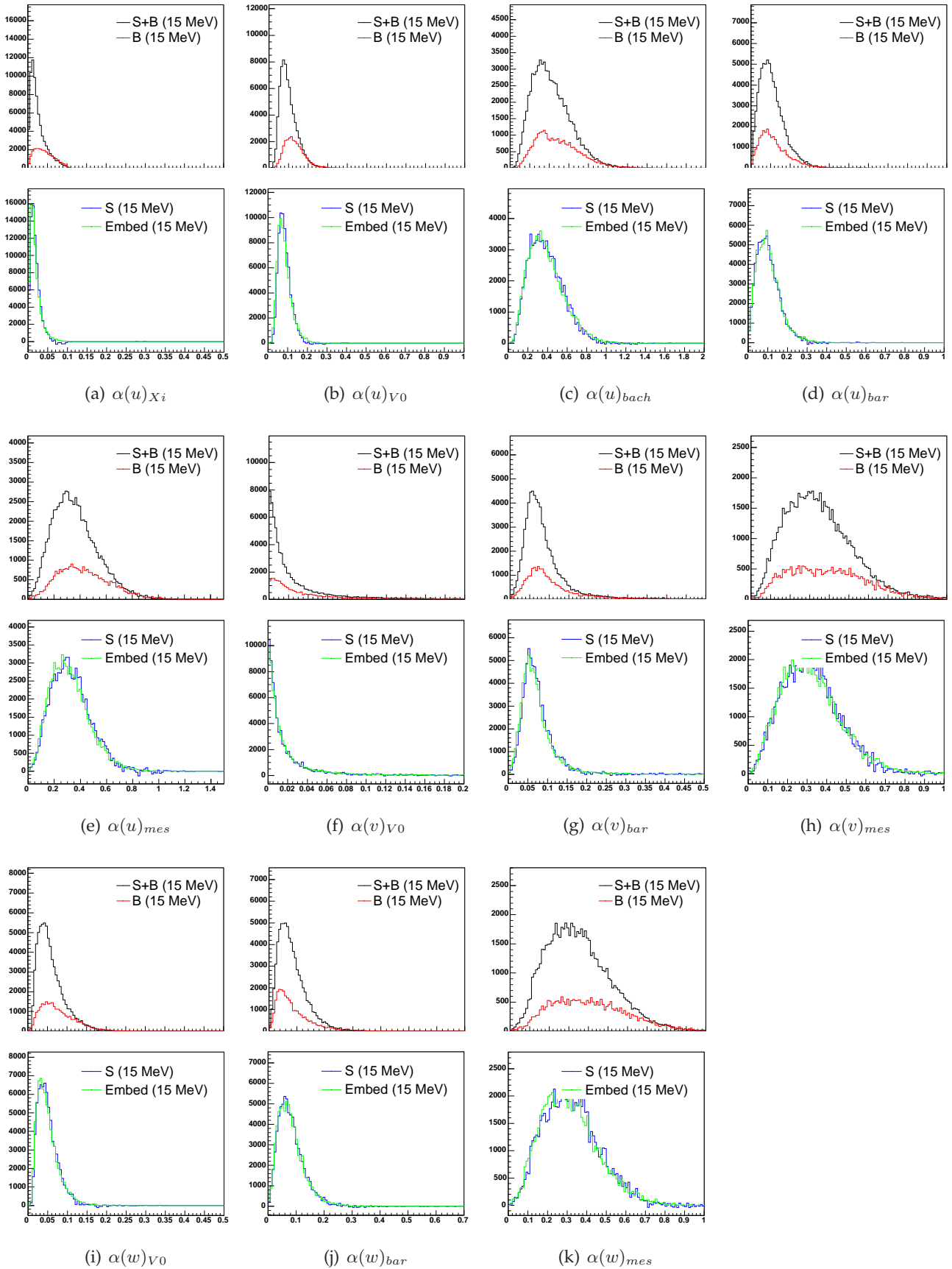


FIG. B.2 – Deuxième partie de la comparaison pour les sélections « classiques » : Ξ


 FIG. B.3 – Troisième partie de la comparaison pour les sélections « classiques » : Ξ

B.2 Sélection ADL : Ξ

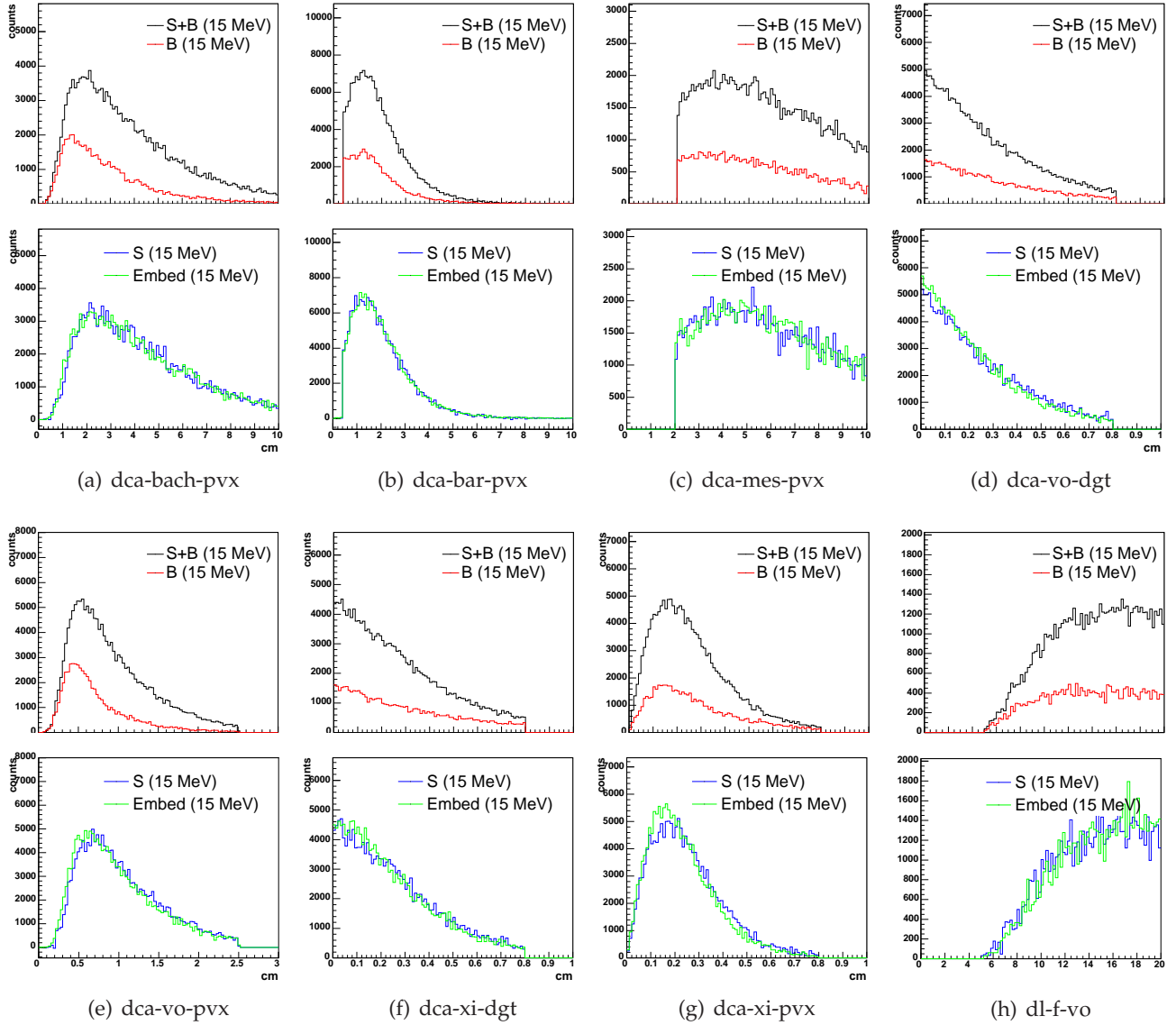
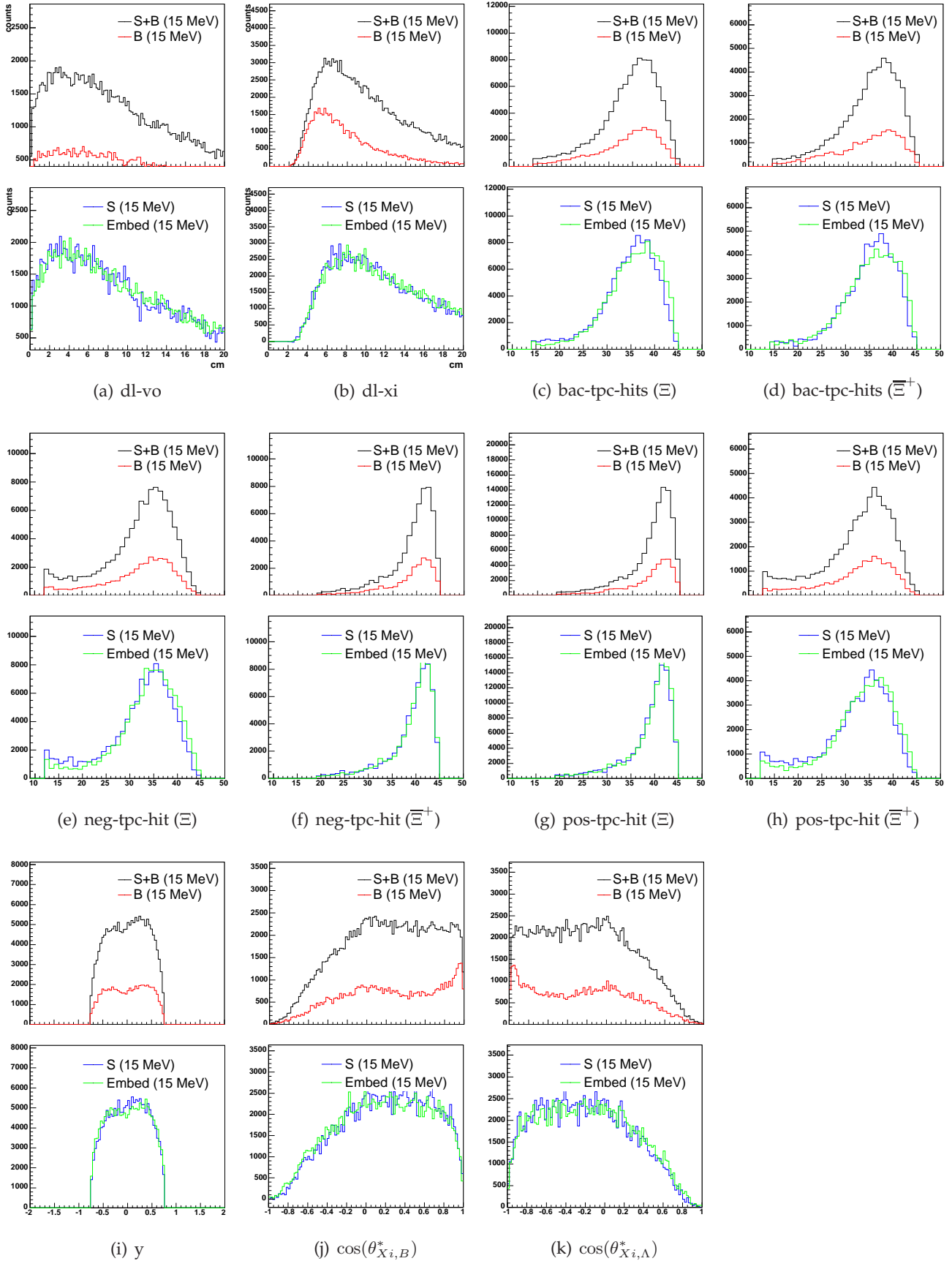


FIG. B.4 – Première partie de la comparaison pour les sélections ADL : Ξ


 FIG. B.5 – Deuxième partie de la comparaison pour les sélections ADL : Ξ

DISTRIBUTIONS EMBEDDING - DONNÉES RÉELLES

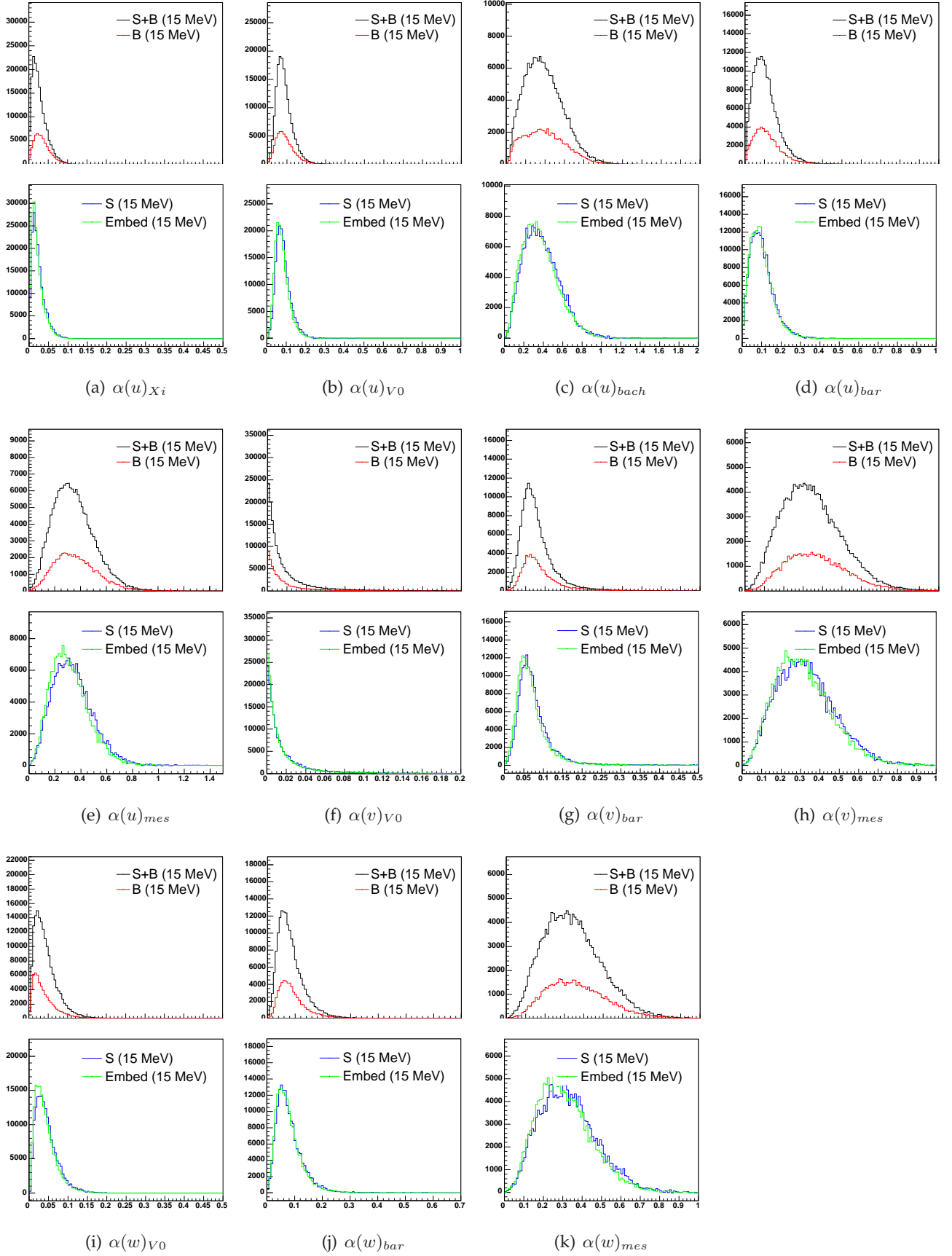
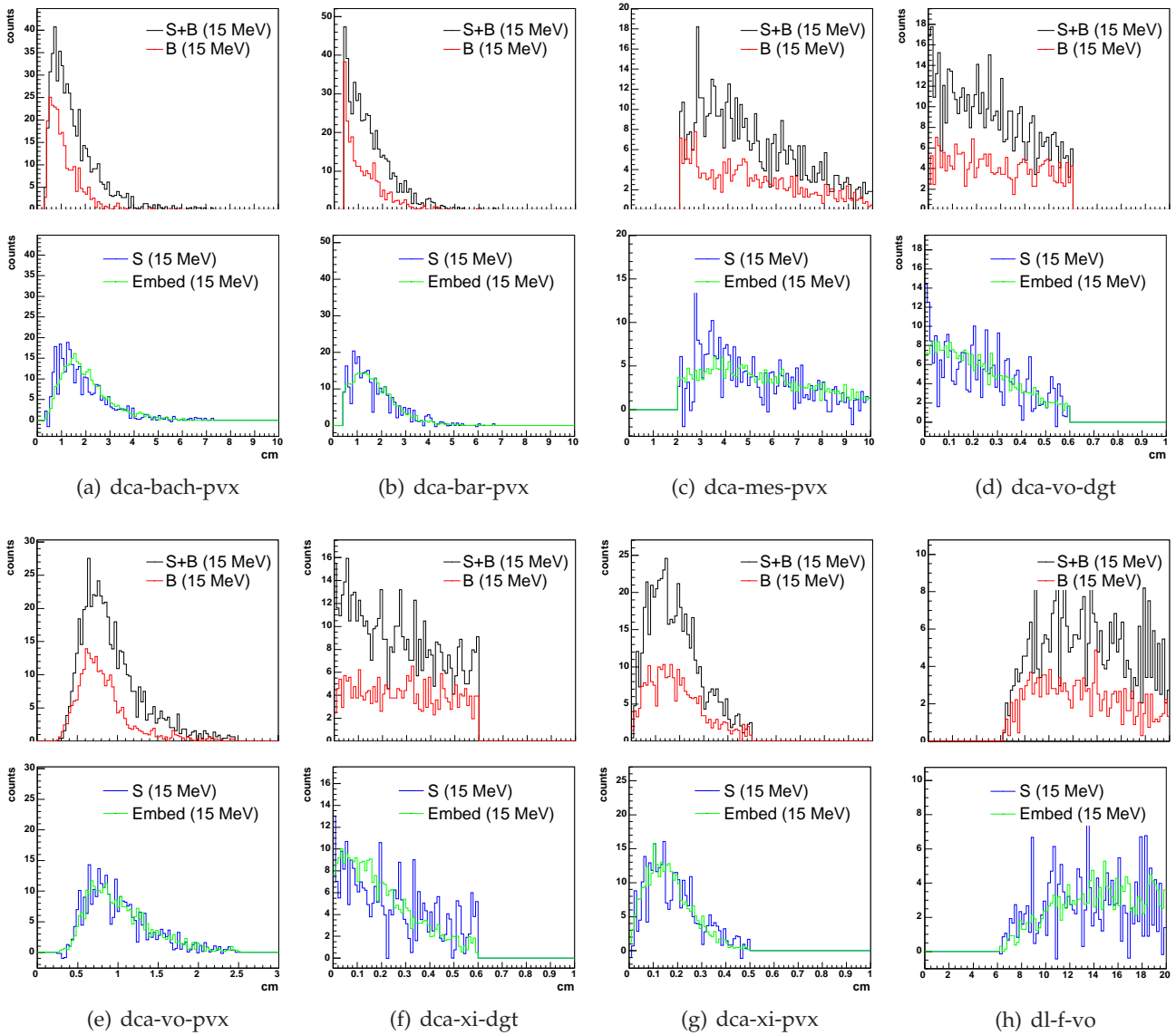


FIG. B.6 – Troisième partie de la comparaison pour les sélections ADL : Ξ

B.3 Sélection « classique » : Ω FIG. B.7 – Première partie de la comparaison pour les sélections « classiques » : Ω

DISTRIBUTIONS EMBEDDING - DONNÉES RÉELLES

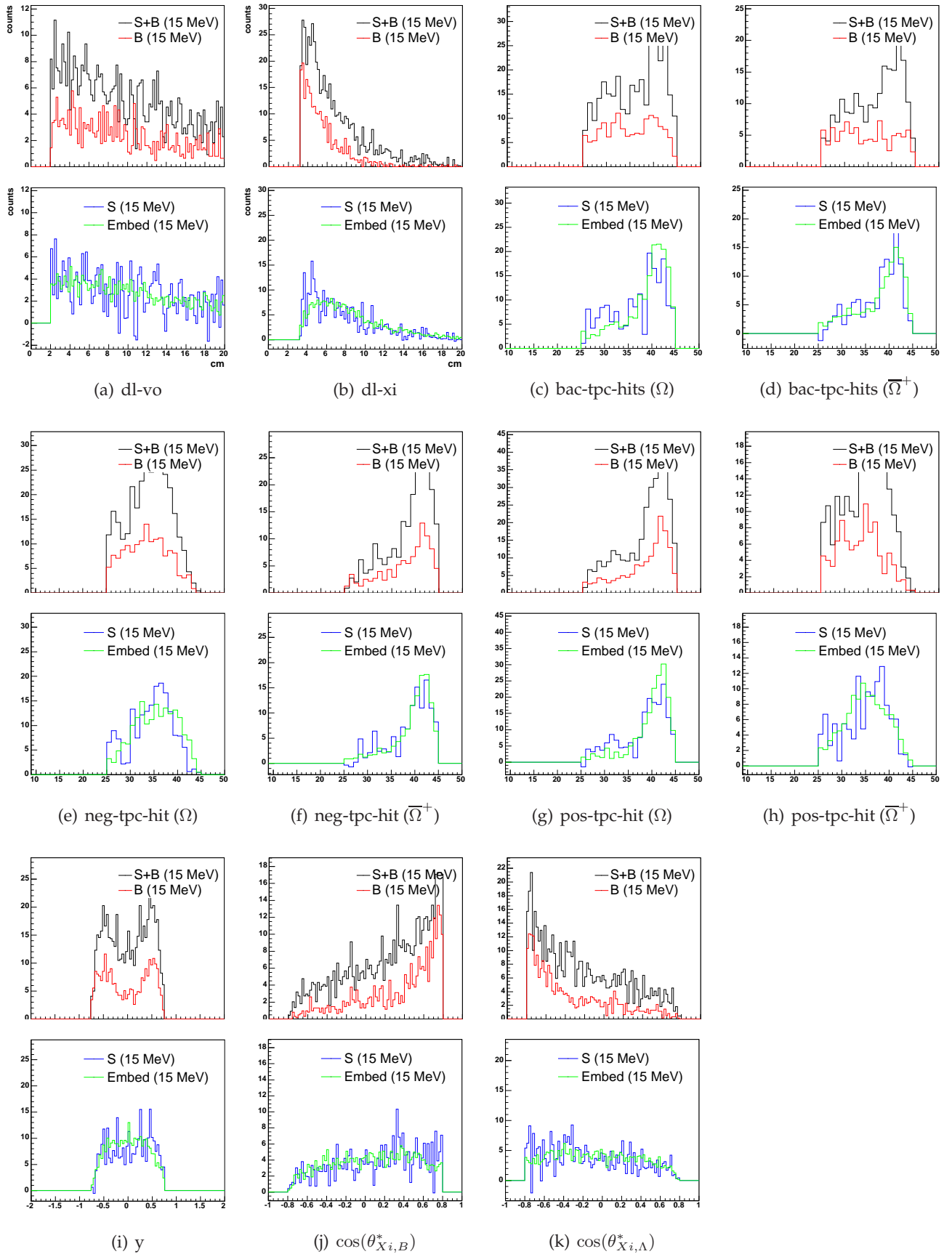
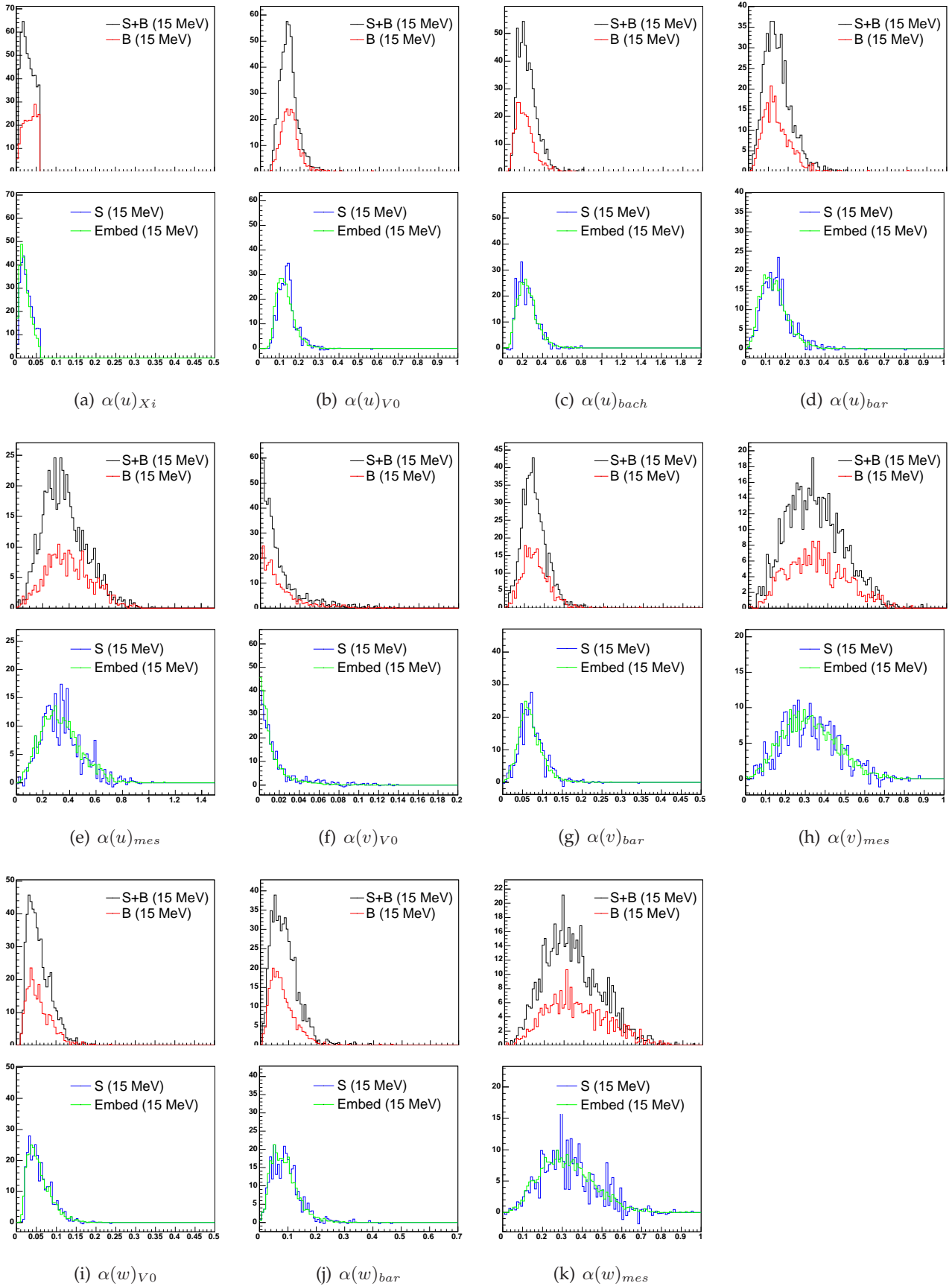


FIG. B.8 – Deuxième partie de la comparaison pour les sélections « classiques » : Ω


 FIG. B.9 – Troisième partie de la comparaison pour les sélections « classiques » : Ω

B.4 Sélection ADL : Ω

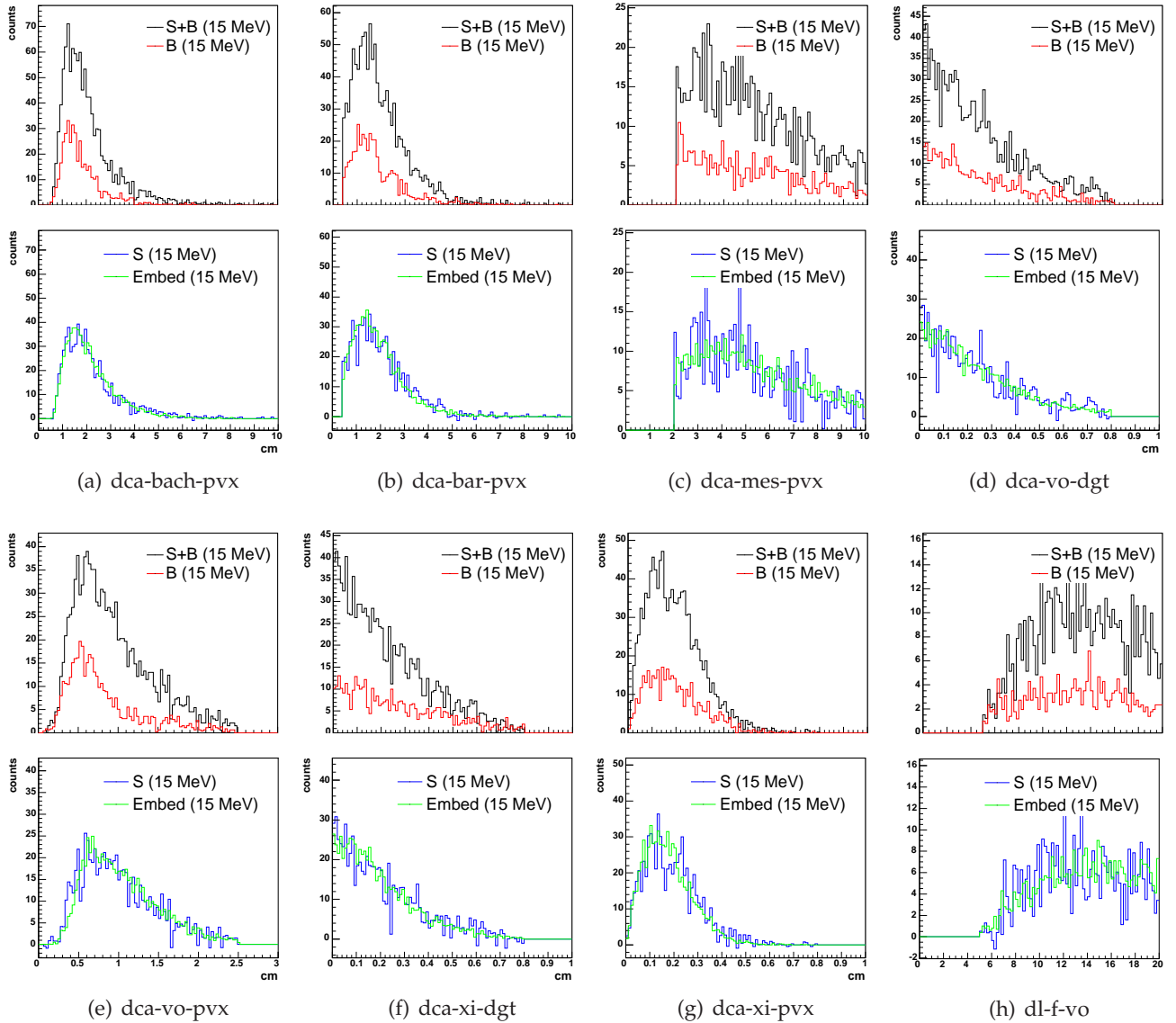
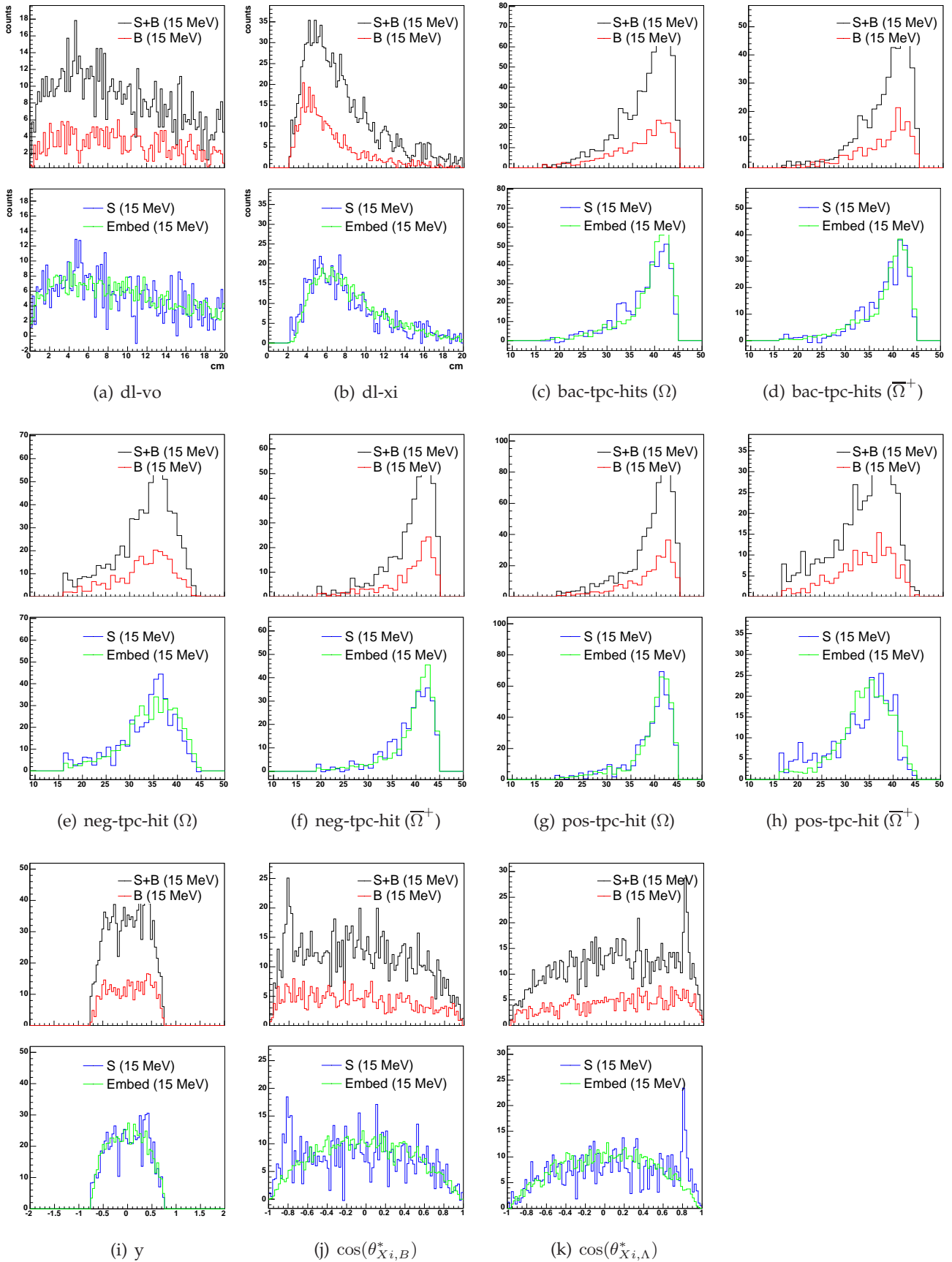


FIG. B.10 – Première partie de la comparaison pour les sélections ADL : Ω


 FIG. B.11 – Deuxième partie de la comparaison pour les sélections ADL : Ω

DISTRIBUTIONS EMBEDDING - DONNÉES RÉELLES

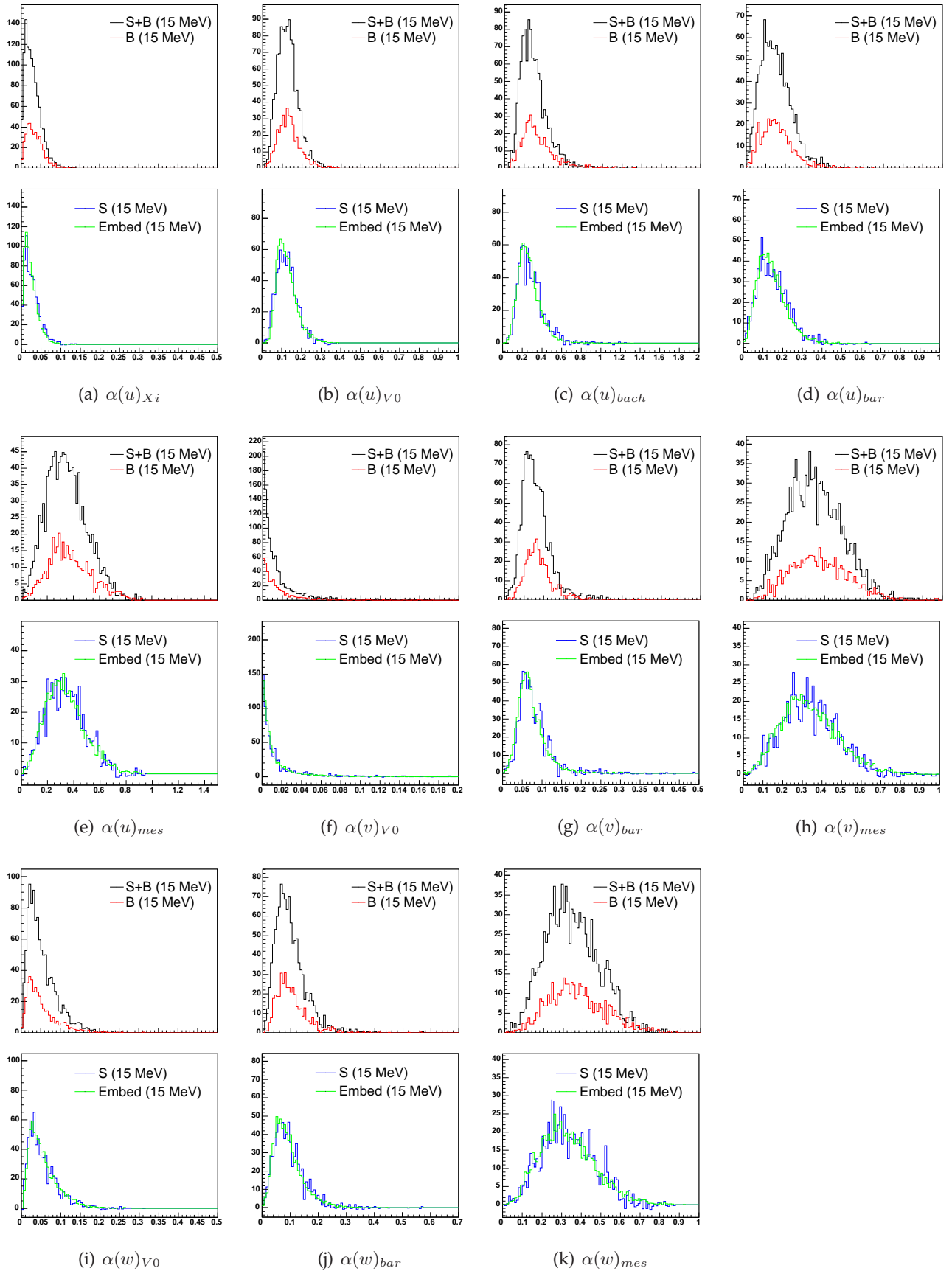


FIG. B.12 – Troisième partie de la comparaison pour les sélections ADL : Ω

Polarisation des hypérons multi-étranges

CET ANNEXE DONNE les premiers résultats de la mesure de la polarisation des Ξ dans STAR. Nous présentons la démarche pour obtenir ces résultats et les discutons par la suite.

C.1 Mesure de la polarisation ...

C.1.1 ... à l'aide du plan de production

D'habitude la mesure de la polarisation des hypérons se fait par rapport à ce qu'on appelle le plan de production. Ce plan est défini comme illustré sur la Fig.C.1 par l'impulsion de l'hypéron (\vec{p}_Ξ) et l'axe du faisceau. Les impulsions des produits de décroissance, mesurées dans le référentiel du laboratoire sont données par \vec{p}_1 et \vec{p}_2 respectivement. Une méthode pour la détermination de la polarisation consiste à mesurer l'angle d'émission défini par l'angle entre la normale au plan de production (\vec{n}_p) est le vecteur impulsion d'une des particules filles du Ξ dans le référentiel du centre de masse (\vec{p}_p^*) et de construire la distribution [Bel02] :

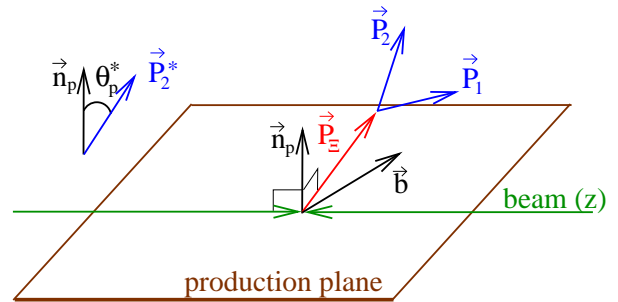


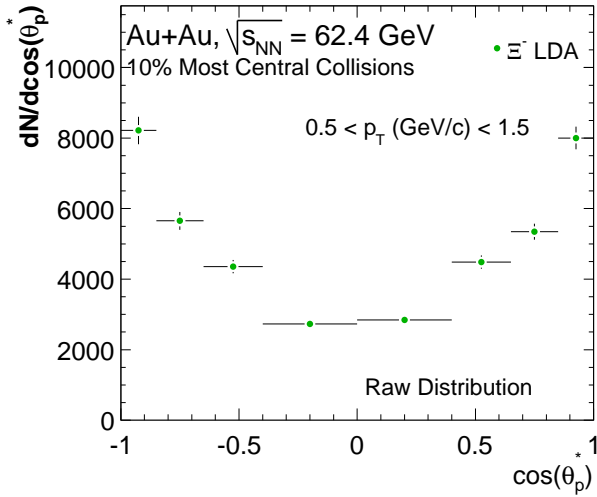
FIG. C.1 – Schéma illustrant la définition des grandeurs nécessaires à la mesure de la polarisation par rapport au plan de production. Voir texte pour plus de détails.

$$\frac{dN}{d \cos \theta_p^*} = A_p (\cos \theta_p^*) (1 + \alpha P_p \cos \theta_p^*), \quad (C.1)$$

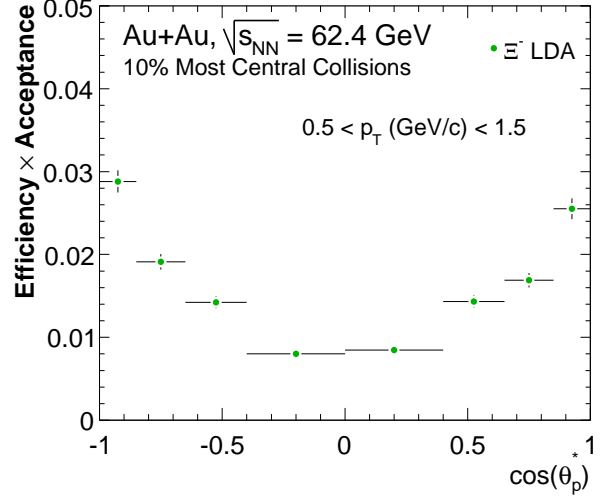
où P_p est le niveau de polarisation des Ξ par rapport au plan de production et α est le facteur d'interférence des ondes s et p (« *s-p-wave interference term factor* ») qui peut être mesuré expérimentalement et qui vaut pour les Ξ : $\alpha_\Xi = -0,458 \pm 0,012$ [Eid04]. Le terme $A_p (\cos \theta_p^*)$ est un facteur de correction que nous avons estimé à l'aide de l'*embedding* (voir § III.8.2.1 page 82).

La Fig.C.2 illustre le procédé sur l'exemple des Ξ^- des collisions centrales issue d'une analyse discriminante linéaire (ADL) (voir § III.5.3 page 64) pour l'intervalle en $p_T \in [0, 5; 1, 5]$ GeV/c. (Dans la § C.2 page 226 nous montrons les résultats pour les Ξ^- et Ξ^+ séparément dans les collisions centrales et *minbias* pour différents intervalles en p_T .) La Fig.C.2(a) montre la distribution $dN/d \cos \theta_p^*$ brute obtenue à partir des données réelles. Cette distribution est obtenue en calculant pour chaque candidat le $\cos \theta_p^*$ et en construisant dans chaque intervalle en $\cos \theta_p^*$ une distribution sur laquelle nous estimons

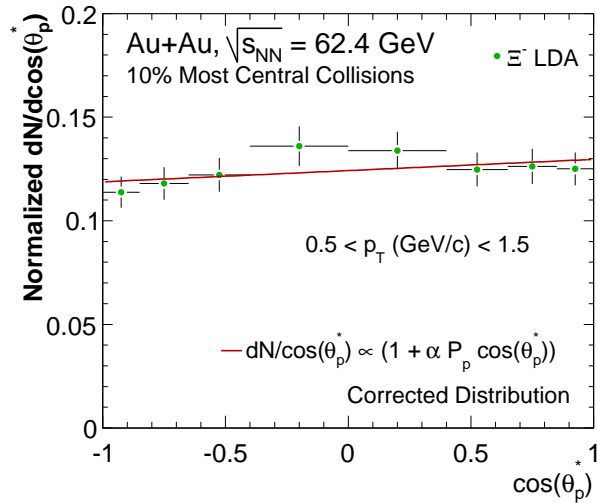
le signal à l'aide d'un ajustement par un polynôme d'ordre 3. Sur la Fig.C.2(b) le facteur de correction estimé avec de l'*embedding* est visualisé. Cette efficacité est la plus faible pour des angles d'émission qui sont tels que la particule fille est confondue avec le plan de production ($\theta_p^* = \frac{\pi}{2}$ rad). La Fig.C.2(c) donne finalement la distribution corrigée normalisée, obtenue en divisant la distribution brute par l'efficacité. L'ajustement utilisant l'Eq.C.1 pour déterminer P_p est également montré.



(a) Distribution brute



(b) Correction



(c) Distribution corrigée

FIG. C.2 – Figures illustrant le procédé pour estimer la polarisation par rapport au plan de production des Ξ^- par une analyse discriminante linéaire (ADL), sur l'exemple des collisions centrales pour des p_T compris entre 0,5 GeV/c et 1,5 GeV/c : (a) distribution $\cos \theta_p^*$ suivant des données réelles ; (b) facteur de correction estimée par l'*embedding* ; (c) distribution corrigée avec, en rouge, le résultat d'un ajustement par l'Eq.C.1.

Nous avons déterminé cette polarisation séparément pour les coupures d'une méthode « classique » et d'une analyse discriminante linéaire et obtenons une première estimation des incertitudes systématiques sur la mesure. Les résultats finaux, qui seront présentés dans la dernière section de cet annexe, sont ceux de l'ADL, où les incertitudes sont la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques.

C.1.2 ... à l'aide du plan de réaction

En 2004 S.A. Voloshin [Vol04] ainsi que Z.-T. Liang et X.-N. Wang [Lia04] suggèrent de mesurer la polarisation des particules secondaires dans des collisions non polarisées plutôt par rapport au plan de réaction que par rapport au plan de production (voir § C.2).

Ce plan de réaction peut être déterminé de la même façon que pour la détermination de l'écoulement elliptique. Nous avons ici cependant employé une autre méthode, qui utilise les ZDC-SMD (voir II.2.4.2.1)¹. Les SMD, installés en 2004, constituent une amélioration des ZDC qui consiste en une segmentation dans le plan x-y. Ils se trouvent à haute rapidité et un de leurs avantages est une estimation du plan de réaction avec une contribution minimale d'effets non liés à l'écoulement. Cette estimation se fonde uniquement sur la mesure des neutrons spectateurs ce qui fait que particulièrement pour les collisions centrales la résolution pour le plan de réaction est faible. Ainsi à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV la résolution du plan d'événement de premier ordre (Ψ_1) avec les ZDC-SMD est de 18% pour les collisions les plus périphériques et diminue à 8% pour les collisions de centralité 10%-20%. Pour les collisions plus centrales, la résolution est même trop faible pour être déterminée [Wan06].

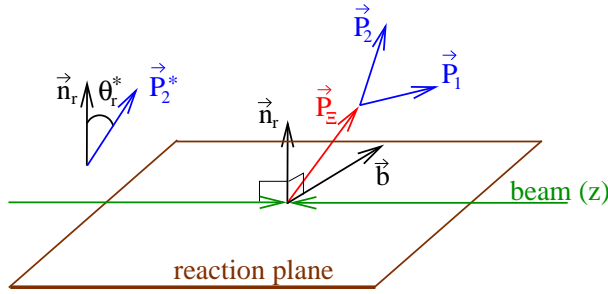


FIG. C.3 – Schéma illustrant la définition de grandeurs nécessaires à la mesure de la polarisation par rapport au plan de réaction. Voir texte pour plus de détails.

Les ZDC-SMD (voir aussi § II.2.4.2.1 page 33), de forme rectangulaire sont basés sur des *hits* et présentent 7 lames suivant la direction horizontale (x) et 8 lames suivant la direction verticale (y). Chacun de ces 56 « points » est caractérisé par une position et un dépôt d'énergie nécessaires à la détermination du plan de réaction. L'Eq.III.19 que nous avons utilisé pour la détermination du plan de réaction lors de la mesure de l'écoulement elliptique peut se mettre ici, pour le plan d'événement de premier ordre, sous la forme :

$$\Psi_1 = \tan^{-1} \left(\frac{\sum_{i=1}^7 \omega_i x_i}{\sum_{i=1}^8 \omega_i y_i} \right), \quad (\text{C.2})$$

où les x_i et y_i sont les positions des points suivant les directions x et y , et les poids ω_i sont déterminés par le dépôt d'énergie (E_i) dans chacune des cellules :

$$\omega_i = \frac{E_i}{\sum_{i=1}^{7ou8} E_i}. \quad (\text{C.3})$$

Les ZDC-SMD de chaque côté (ouest et est) de la région d'intersection de STAR permet une détermination indépendante de deux plans d'événement qui servent, comme pour l'écoulement elliptique (voir Eq. III.23 page 103), au calcul de la résolution.

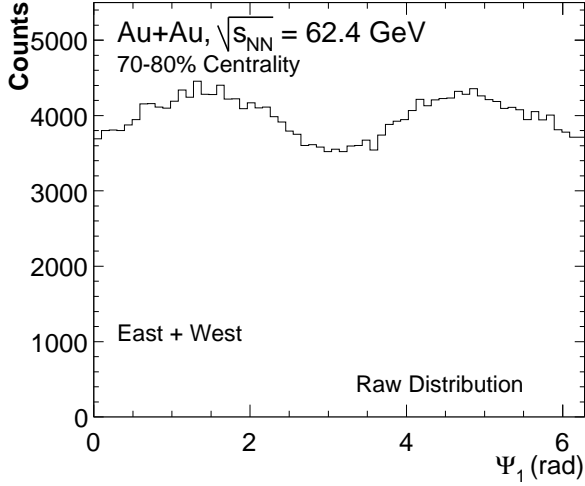
La suite du procédé est semblable à celui de § C.1.1. Le plan de réaction joue maintenant le rôle du plan de production et les différentes grandeurs sont définies par rapport à celui-ci (voir Fig.C.3). L'angle considéré, θ_r^* est cette fois-ci définit à nouveau à l'aide de l'impulsion d'une des particules filles du Ξ dans le référentiel du centre de masse de celui-ci, alors que \vec{n}_r est la normale au plan de réaction. L'Eq.C.1 peut alors être réécrite comme :

$$\frac{dN}{d \cos \theta_r^*} = A_r (1 + \alpha P_r \cos \theta_r^*), \quad (\text{C.4})$$

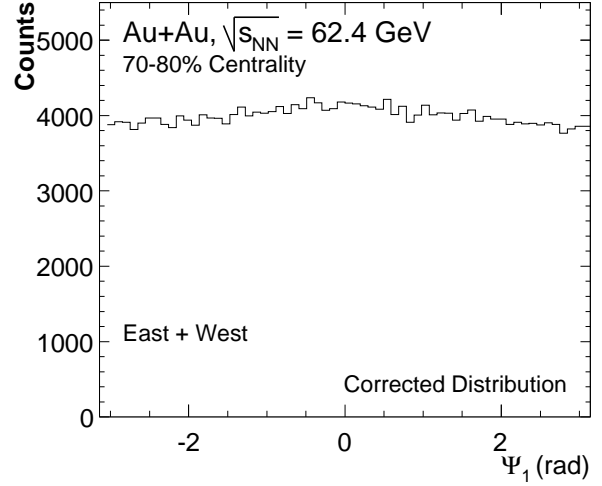
La plus grande différence entre les deux méthodes est que cette mesure n'a pas besoin de recourir à l'utilisation d'*embedding*, tout comme la mesure de l'écoulement elliptique (voir § III.9 page 100). Dans les collisions d'ions lourds non polarisées la distribution du plan de réaction (événement) doit être uniforme. Comme pour la mesure de l'écoulement elliptique, l'acceptance finie du détecteur fait que ceci n'est pas le cas. Une correction pour tenir compte de ce biais est appliquée. Pour les ZDC-SMD, de forme rectangulaire, donc non isotropes en azimuth, cette correction est indispensable. La Fig.C.4(a) montre la distribution brute de l'angle Ψ_1 du plan d'événement et fait ressortir la corrélation

¹Ce sous-détecteur a également été utilisé pour des mesures de v_1 [Ada06b]

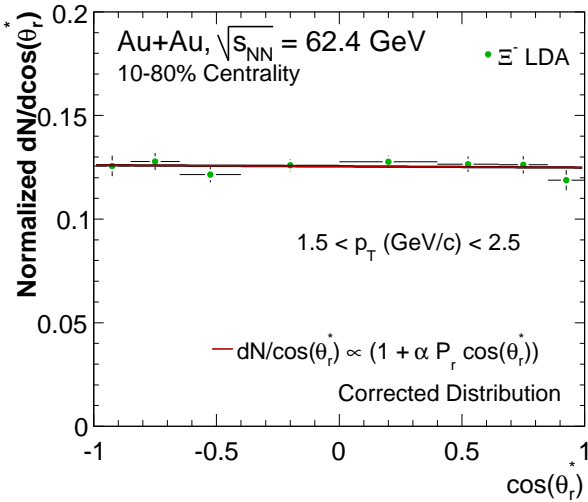
introduite par la géométrie des ZDC-SMD. Ce biais est éliminé par l'utilisation d'un poids pour chaque angle. L'effet de cette correction, déterminée en fonction de la centralité, est visible sur la distribution corrigée (Fig.C.4(b)) qui est approximativement uniforme. Sur la Fig.C.4(c) est montré l'exemple d'une distribution en $\cos(\theta_r^*)$ avec l'ajustement suivant l'Eq.C.4.



(a) Distribution Ψ_1 non corrigée



(b) Distribution Ψ_1 corrigée



(c) Distribution $dN/\cos(\theta_r^*)$

FIG. C.4 – (a) Distribution brute de l'angle Ψ_1 pour des collisions très périphériques (70-80%); (b) distribution de Ψ_1 après correction et (c) distribution normalisée en $\cos(\theta_r^*)$ des Ξ^- d'une analyse discriminante linéaire pour des $p_T \in [1, 5; 2, 5]$ GeV/c dans des collisions non-centrales (10-80%).

Comme avec le plan de production, nous avons ainsi déterminé la polarisation des Ξ^- et Ξ^+ sur plusieurs intervalles en p_T et pour deux méthodes de sélections (coupures « classiques » et ADL). À cause de la faible résolution pour les collisions centrales, nous ne présentons que les résultats pour les collisions périphériques (10%-80%).

C.2 Résultats et discussion

Des mesures dans des collisions p+p et p+A non polarisées montrent que les Λ , Ξ^- et Ξ^+ présentent une polarisation transverse négative dans la direction perpendiculaire au plan de production alors que les $\bar{\Lambda}$ et les Ω ne sont pas polarisés [Bun76]. Même si ces effets de polarisation ne sont pas complètement compris, il a été suggéré dans le cadre de modèles de recombinaison, qu'une disparition de cette polarisation dans les collisions d'ions lourds serait une signature pour la formation d'un QGP [Pan86].

Dans les modèles de fragmentation de quarks [Ans01] une telle variation de la polarisation des hypérons dans le cas d'un QGP n'est cependant pas nécessaire. Des mesures de différentes expériences montrent des polarisations (Λ , Ξ^-) à haut p_T et x_F (x de Feynman : $x_F = \frac{2p_z}{\sqrt{s_{NN}}}$) [Bel02]. La Fig.C.5 montre les résultats préliminaires de la mesure de la polarisation à l'aide du plan de production des Ξ^- et des Ξ^+ en fonction de l'impulsion transverse dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV. Ces résultats indiquent qu'indépendamment de la particule (Ξ^- ou Ξ^+), de la centralité (0-10% ou 0-80%) et de l'impulsion transverse, sur le domaine accessible, la polarisation est, dans les incertitudes assez larges, en accord avec une valeur nulle.

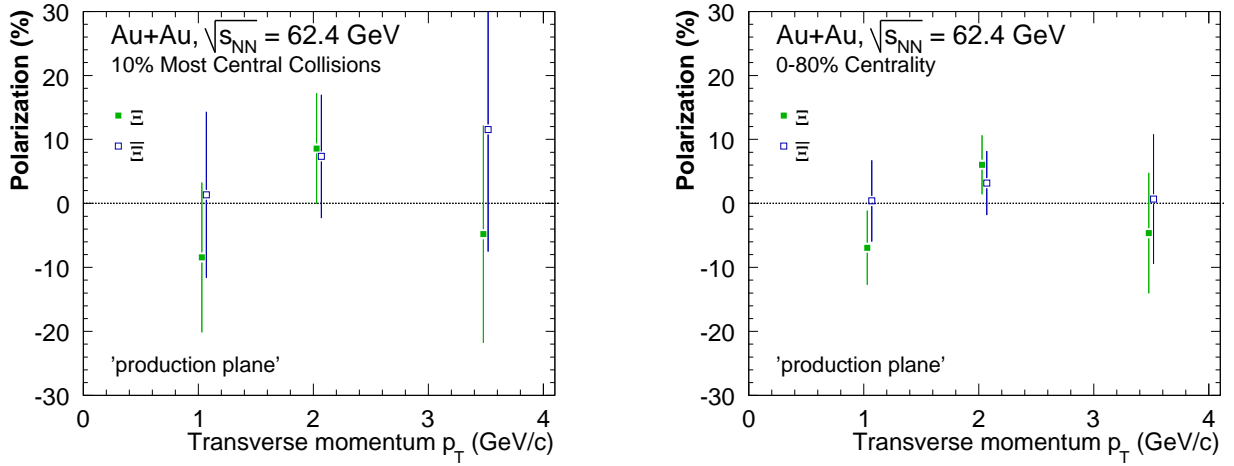


FIG. C.5 – Résultats sur la polarisation par rapport au plan de production des Ξ^- et Ξ^+ dans les collisions Au+Au centrales (à gauche) et « minbias » (0-80%) (à droite) en fonction de l'impulsion transverse.

Il faut être conscient que ces mesures se font à rapidité centrale. Avec l'énergie des collisions considérées ceci conduit à une faible couverture en x_F ($\approx 0,1$). Pour de telles valeurs de x_F la polarisation des Λ mesurée au AGS donne également une polarisation nulle [Bel02].

Comme déjà indiqué, il a été suggéré de mesurer la polarisation non pas par rapport au plan de production mais par rapport au plan de réaction. D'après S.A. Voloshin [Vol04], la polarisation des particules produites serait principalement corrélée à la direction du moment orbital des hadrons incidents. Si la polarisation est mesurée par rapport au plan de production, celle-ci serait non-nulle uniquement parce que le plan de production est lui-même corrélé au plan de réaction (qui donne l'orientation du moment orbital). Ainsi la perte de la polarisation à faible x_F vue dans différentes expériences, ne serait pas lié à une perte de la « vraie » polarisation, mais à une perte de la corrélation avec le plan de réaction pour $x_F = 0$.

Pour cette mesure par rapport au plan de réaction Z.-T. Liang et X.-N. Wang [Lia04] prédisent un certain nombre de propriétés. Une d'elles est que, dans le cas de la formation d'un QGP, les hypérons devraient être polarisés suivant la direction opposée au plan de réaction et que cette polarisation devrait être observable à faible p_T et à rapidité centrale dans des collisions non-centrales¹.

La Fig.C.6 montre le résultat préliminaire d'une telle mesure pour les Ξ^- et les Ξ^+ dans les collisions Au+Au non-centrales (10-80%) à $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV pour différents intervalles en impulsion transverse. Étant donné les incertitudes larges, la polarisation est en accord avec zéro sur le domaine en p_T accessible.

Remarquons aussi que les prédictions ne sont que de nature qualitative. Aucune valeur sur la définition de « faible p_T » ainsi que la quantité de polarisation à laquelle on devrait s'attendre

¹Elle disparaîtrait à plus grand p_T ; augmenterait avec la rapidité pour diminuer et s'annuler aux très grandes rapidités.

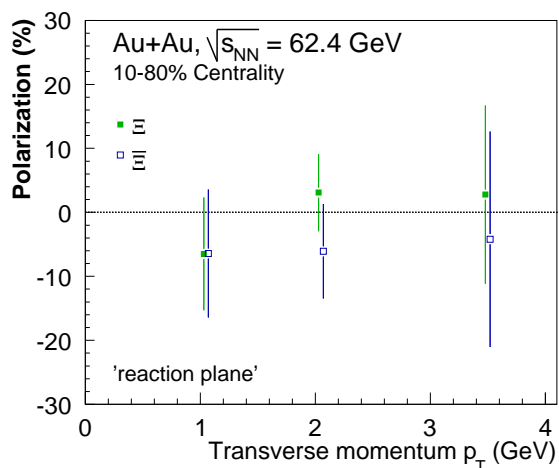


FIG. C.6 – Résultats sur la polarisation par rapport au plan de réaction des Ξ^- et Ξ^+ dans les collisions Au+Au non-centrales (10-80%) en fonction de l'impulsion transverse.

ne sont données. Il se peut donc que nos mesures ne couvrent pas un domaine à suffisamment faible impulsion transverse ou que l'effet soit trop faible pour être observé dans les incertitudes expérimentales.

Bibliographie

- [Abe03] J. Abele *et al.*
The Laser System for the STAR Time Projection Chamber.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 692.
- [Abr00] M.C. Abreu, (NA50 Collaboration).
Evidence for deconfinement of quarks and gluons from J/Ψ suppression pattern measured in Pb+Pb collisions at the CERN-SPS.
Phys. Lett. **B 477** (2000) 28.
- [Ack99] K.H. Ackermann *et al.*, (STAR Collaboration).
The STAR Time Projection Chamber.
Nucl. Phys. **A 661** (1999) 681.
- [Ack03a] K. H. Ackermann *et al.*
The Forward Time Projection Chamber in STAR.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 713.
- [Ack03b] K.H. Ackermann *et al.*
STAR Detector Overview.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 624.
- [Ada02] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Elliptic Flow from two- and four-particle correlations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.
Phys. Rev. **C 66** (2002) 034904.
- [Ada03a] M. Adamczyk *et al.*, (BRAHMS Collaboration).
The BRAHMS Experiment at RHIC.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 437.
- [Ada03b] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Evidence from d+Au measurements for final-state suppression of high p_T hadrons in Au+Au collisions at RHIC.
Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304.
- [Ada03c] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Production of Charged Pions and Hadrons in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.
preprint : nucl-ex/0311017 (2003) .
- [Ada03d] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Three-Pion Hanbury Brown-Twiss Correlations in Relativistic Heavy-Ion Collisions from the STAR Experiment.
Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 262301.
- [Ada03e] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Transverse momentum and collision energy dependence of high p_T hadron suppression in Au+Au collisions at ultrarelativistic energies.
Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 172302.
- [Ada04a] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Azimuthal anisotropy and correlations at large transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 252301.
- [Ada04b] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).

- Identified particle distributions in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.*
Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 112301.
- [Ada04c] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Multistrange Baryon Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.
Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 182301.
- [Ada04d] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Particle-type dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 052302.
- [Ada05a] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Azimuthal Anisotropy in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
Phys. Rev. C **72** (2005) 014904.
- [Ada05b] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
K(892) Resonance Production in Au+Au and p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at STAR.*
Phys. Rev. C **71** (2005) 064902.
- [Ada05c] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Phi meson production in Au+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
Phys. Lett. B **612** (2005) 181.
- [Ada06a] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Direct observation of dijets in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
preprint : nucl-ex/0604018 (2006) .
- [Ada06b] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Directed Flow in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV.
Phys. Rev. C **73** (2006) 034903.
- [Ada06c] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Measurements of identified particles at intermediate transverse momentum in the STAR experiment from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
preprint : nucl-ex/0601042 (2006) .
- [Ada06d] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Measurements of Strange Particle Production in p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
preprint : nucl-ex/0607033 (2006) .
- [Ada06e] J. Adams *et al.*, (STAR Collaboration).
Scaling properties of hyperon production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
preprint : nucl-ex/0606014 (2006) .
- [Ada06f] J. Adams *et al.*
Strange baryon resonance production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV p+p and Au+Au collisions. (2006) .
preprint : nucl-ex/0604019.
- [Adc03] K. Adcox *et al.*, (PHENIX Collaboration).
PHENIX Detector Overview.
Nucl. Instrum. Meth. A **499** (2003) 469.
- [Adc05] K. Adcox *et al.*, (PHENIX Collaboration).
Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration.
Nucl. Phys. A **757** (2005) 184.
- [Adl01] C. Adler *et al.*
The RHIC Zero-Degree Calorimeters.
Nucl. Instr. and Meth. A **470** (2001) 488–499.
- [Adl02] C. Adler *et al.*, (STAR Collaboration).
Midrapidity Λ and $\bar{\Lambda}$ Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.
Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 092301.
- [Adl03a] C. Adler *et al.*, (STAR Collaboration).
Erratum : Midrapidity Antiproton-to-Proton Ratio from Au+Au $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV [Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 4778].

- Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 119903(E).
- [Adl03b] C. Adler *et al.*
The STAR Level-3 Trigger System.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 778.
- [Adl04a] C. Adler *et al.*, (STAR Collaboration).
Kaon Production and Kaon to Pion Ratio in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.
Phys. Lett. **B 595** (2004) 143.
- [Adl04b] S.S. Adler *et al.*, (PHENIX Collaboration).
Identified charged particle spectra and yields in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
Phys. Rev. **C 69** (2004) 034909.
- [Adl05a] S.S. Adler *et al.*, (PHENIX Collaboration).
Centrality dependence of direct photon production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au Collisions.
Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 232301.
- [Adl05b] S.S. Adler *et al.*, (PHENIX Collaboration).
Measurement of single electron event anisotropy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
Phys. Rev. **C 72** (2005) 024901.
- [Adl05c] S.S. Adler *et al.*, (PHENIX collaboration).
Nuclear Modification of Electron Spectra and Implications for Heavy Quark Energy Loss in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
preprint : nucl-th/0510047 (2005) .
- [Afa02] S.V. Afanasiev *et al.*, (NA49 Collaboration).
Energy Dependence of pion and kaon production in central Pb+Pb Collisions.
Phys. Rev. **C 66** (2002) 054902.
- [Agg03] M.M. Aggarwal *et al.*
The STAR Photon Multiplicity Detector.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 751.
- [Ahr03] L. Ahrens *et al.*
Commissioning Results and Applications.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 415.
- [All02] C. Allton *et al.*
The QCD thermal phase transition in the presence of a small chemical potential.
Phys. Rev. **D 66** (2002) 074507.
- [All03] C.E. Allgower *et al.*
The STAR Endcap Electromagnetic Calorimeter.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 740.
- [Alt03] C. Alt *et al.*, (NA49 Collaboration).
Directed and elliptic flow of charged pions and protons in Pb+Pb collisions at 40A and 148A GeV.
Phys. Rev. **C 68** (2003) 034903.
- [Alt05a] C. Alt *et al.*, (NA49 Collaboration).
 Ω^- and $\bar{\Omega}^+$ Production in Central Pb+Pb Collisions at 40 and 158A GeV.
Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 192301.
- [Alt05b] C. Alt *et al.*, (NA49 Collaboration).
See if it has been published in the meantime.
preprint : nucl-ex/0512033 (2005) .
- [And03a] M. Anderson *et al.*
A Readout System for the STAR Time Projection Chamber.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 679.
- [And03b] M. Anderson *et al.*
The STAR Time Projection Chamber : A Unique Tool for Studying High Multiplicity Events at RHIC.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 659.
- [And06] A. Andronic, P. Braun-Munzinger and J. Stachel.
Hadron Production in central nucleus-nucleus collisions at chemical freeze-out.

- Nucl. Phys. **A 772** (2006) 167.
- [Ane03] M. Anerella *et al.*
The RHIC Magnet System.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 280.
- [Ans01] M. Anselmino *et al.*
 Λ polarization from unpolarized quark fragmentation.
Phys. Rev. **D 63** (2001) 054029.
- [Ant79] D. Antreasyan *et al.*
Production of Hadrons at large transverse momentum in 200-, 200-, and 400-GeV $p+p$ and p -nucleus collisions.
Phys. Rev. **D 19** (1979) 764.
- [Ant04a] T. Anticic *et al.*, (NA49 Collaboration).
 Λ and $\bar{\Lambda}$ Production in Central $Pb+Pb$ Collisions at 40,80 and 158A GeV.
Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 022302.
- [Ant04b] F. Antinori *et al.*, (NA57 Collaboration).
Energy dependence of hyperon production in nucleus-nucleus collisions at SPS.
Phys. Lett. **B 595** (2004) 68.
- [Ant04c] F. Antinori *et al.*, (NA57 Collaboration).
Study of the transverse mass spectra of strange particles in $Pb+Pb$ collisions at 158-A GeV/c.
J. Phys. **G 30** (2004) 823.
- [Ant05] F. Antinori *et al.*, (NA57 collaboration).
Central-to-peripheral nuclear modification factor in $Pb+Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV.
Phys. Lett. **B 623** (2005) 17.
- [Arm06] N. Armesto, M. Cacciari, A. Dainese, C.A. Salgado and U.A. Wiedemann.
How sensitive are high- p_T electron spectra at RHIC to heavy quark energy loss?
Phys. Lett. **B 637** (2006) 362.
- [Arn84] R.G. Arnold *et al.*
Measurements of the A Dependence of Deep-Inelastic Electron Scattering from Nuclei.
Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 727.
- [Arn94] M. Arneodo.
Nuclear Effects in Structure Functions.
Phys. Rep. **240** (1994) 301.
- [Arn03] L. Arnold *et al.*
The STAR Silicon Strip Detector (SSD).
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 652.
- [Ars05] I. Arsene *et al.*, (BRAHMS Collaboration).
Quark-gluon plasma and Color Glass Condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment.
Nucl. Phys. **A 757** (2005) 1.
- [Bac00] B.B. Back *et al.*
Charged particle multiplicity near mid-rapidity in central $Au+Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 56$ GeV and 130 GeV.
Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3100.
- [Bac03] B. Back *et al.*, (PHOBOS Collaboration).
The PHOBOS Detector at RHIC.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 603.
- [Bac04] B.B. Back *et al.*, (PHOBOS Collaboration).
Collision geometry scaling of $Au+Au$ pseudorapidity density from $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ to 200 GeV.
Phys. Rev. **C 70** (2004) 021902(R).
- [Bac05] B.B. Back *et al.*, (PHOBOS Collaboration).
The PHOBOS Perspective on Discoveries at RHIC.
Nucl. Phys. **A 757** (2005) 28.

BIBLIOGRAPHIE

- [Bar03] A. Baran, W. Broniowski and W. Florkowski.
Description of the particle ratios and transverse-momentum spectra for various centralities at RHIC in a single-freeze-out model.
preprint : nucl-th/0305075 (2003) .
- [Bar04] O. Barannikova, (for the STAR Collaboration).
Probing collision dynamics at RHIC.
preprint : nucl-ex/0403014 (2004) .
- [Bas98] S.A. Bass *et al.*
Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions.
Prog. Part. Nucl. Phys. **41** (1998) 225.
- [Bec97] F. Becattini and U. Heinz.
Thermal Hadron production in p+p and p+ \bar{p} collisions.
Z. Phys. C **76** (1997) 269.
- [Bec04] F. Becattini, M. Gadzicki, A. Keränen, J. Manninen and R. Stock.
Chemical Equilibrium Study in Nucleus-Nucleus Collisions at Relativistic Energies.
Phys. Rev. C **69** (2004) 024905.
- [Bed03] M. Beddo *et al.*
The STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter.
Nucl. Instrum. Meth. A **499** (2003) 725.
- [Bel02] R. Bellwied, (for the E896 Collaboration).
The measurement of transverse polarization of Λ Hyperons in Relativistic Heavy Ion Collisions.
Nucl. Phys. A **896** (2002) 499c.
- [Bel03] R. Bellwied *et al.*
The STAR Silicon Vertex Tracker : A Large Area Silicon Drift Detector.
Nucl. Instrum. Meth. A **499** (2003) 703.
- [Ber03] F. Bergsma *et al.*
The STAR Dectector Magnet Subsystem.
Nucl. Instrum. Meth. A **499** (2003) 633.
- [Ber04] A. Bernotas and V. Šimonis.
Towards the unified description of light and heavy hadrons in the bag model approach.
Nucl. Phys. A **741** (2004) 179.
- [Bet06] S. Bethke.
Experimental tests of asymptotic freedom.
preprint : hep-ex/0606035 (2006) .
- [Bha05] R.S. Bhalerao, J.-P. Blaizot, N. Borghini and J.-Y. Ollitrault.
Elliptic Flow and incomplete equilbration at RHIC.
preprint : nucl-th/0508009 (2005) .
- [Bic04] H. Bichsel, (STAR Collaboration).
Calculated and Experimental Landau Spectra in a TPC.
STAR notes SN0439, SN0440 and SN0441 (2004) .
- [Bie03] F.S. Bieser *et al.*
The STAR Trigger.
Nucl. Instrum. Meth. A **499** (2003) 762.
- [Bie05] J. Bielcik, (for the STAR Collaboration).
Centrality dependence of heavy flavor production from single electron measurements in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au collisions.
preprint : nucl-th/0511005 (2005) .
- [Bie06] J. Bielcikova, (for the STAR Collaboration).
High- p_T azimuthal correlations of neutral strange baryons and mesons in STAR at RHIC.
preprint : nucl-ex/0603008 (2006) .
- [Bjo83] J.D. Bjorken.
Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region.
Phys. Rev. D **27** (1983) 140.

- [Ble99] M. Bleicher *et al.*
Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model.
J. Phys. **G 25** (1999) 1859.
- [BM95] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J.P. Wessels and N. Xu.
Thermal equilibrium and expansion in nucleus-nucleus collisions at the AGS.
Phys. Lett. **B 344** (1995) 43.
- [BM96] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J.P. Wessels and N. Xu.
Thermal and hadrochemical equilibration in nucleus-nucleus collisions at the SPS.
Phys. Lett. **B 365** (1996) 1.
- [BM01] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich and J. Stachel.
Hadron Production in Au+Au collisions at RHIC.
Phys. Lett. **B 518** (2001) 41.
- [Bor00] N. Borghini, P.M. Dinh and J.-Y. Ollitrault.
Is the analysis of flow at the CERN SPS reliable ?.
Phys. Rev. **C 62** (2000) 034902.
- [Bor01a] N. Borghini, P.M. Dinh and J.-Y. Ollitrault.
Flow analysis from cumulants : a practical guide.
preprint : nucl-ex/0110016 (2001) .
- [Bor01b] N. Borghini, P.M. Dinh and J.-Y. Ollitrault.
Flow Analysis from multiparticle azimuthal correlations.
Phys. Rev. **C 64** (2001) 054901.
- [Bor02] N. Borghini, P.M. Dinh, J.-Y. Ollitrault, A.M. Pozkanzer and S.A. Voloshin.
Effects of momentum conservation on the analysis of anisotropic flow.
Phys. Rev. **C 66** (2002) 014901.
- [Bor05a] N. Borghini.
Hints of incomplete thermalization in RHIC data.
preprint : nucl-th/0509092 (2005) .
- [Bor05b] N. Borghini and J.-Y. Ollitrault.
Momentum spectra, anisotropic flow, and ideal fluids.
preprint : nucl-th/0506045 (2005) .
- [Bor05c] M.S. Borysova, Yu.M. Sunyukov, S.V. Akkelin, B. Erazmus and Iu.A Karpenko.
Hydrodynamic source with continuous emission in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
preprint : nucl-th/0507057 (2005) .
- [Bra03] A. Braem *et al.*
Identification of High p_T Particles with the STAR RICH.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 725.
- [Bru04] G.E. Bruno, (for the NA57 collaboration).
New results from the NA57 experiment.
J. Phys. **G 25** (2004) S717.
- [Bru05] G.E. Bruno and A. Dainese.
First measurement of the strange particles R_{CP} nuclear modification factors in heavy-ion collisions at the SPS.
preprint : nucl-ex/0511020 (2005) .
- [Bul04] S. Bultmann *et al.*, (PP2PP Collaboration).
The PP2PP experiment at RHIC : Silicon detectors installed in Roman Pots for forward proton detection close to the beam.
Nucl. Instrum. Meth. **A 535** (2004) 415.
- [Bun76] G. Bunce *et al.*
 Λ Hyperon Polarization in Inclusive Production by 300-GeV Protons on Beryllium.
Phys. Lett. **36** (1976) 1113.
- [But05] S.A. Butsyk.
PHENIX results on open heavy flavor production and flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
preprint : nucl-ex/0510010 (2005) .

BIBLIOGRAPHIE

- [Cai01] H. Caines *et al.*, (E896 Collaboration).
An update on the strangeness production measurements and H_0 di-baryon search as performed by the AGS experiment 896.
J. Phys. **G 27** (2001) 311.
- [Cai04] H. Caines, (for the STAR Collaboration).
Volume Effects On Strangeness Production.
J. Phys. **G 31** (2004) S1057.
- [Cai06a] H. Caines, (for the STAR Collaboration).
The Effects of Varying the Correlation Volume on Strangeness Production in High Energy Collisions.
preprint : nucl-ex/0601014 (2006) .
- [Cai06b] H. Caines, (for the STAR Collaboration).
Is soft physics entropy driven ?.
preprint : nucl-ex/0609004; to appear in Eur. Phys. Journ. C (2006) .
- [Cap02] A. Capella, C.A. Salgado and D. Sousa.
Strange particle production at RHIC in the Dual Parton Model.
preprint : nucl-th/0205014 (2002) .
- [Cas02] J. Castillo.
Production de particules doublement étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.
Ph.D. Thesis, Université Denis Diderot, Paris VII, France (2002) .
- [Cha98] G. Chanfray.
Mésons dans la matière hadronique dense et chaude.
École Joliot Curie (1998) .
- [Cho74] A. Chodos *et al.*
New extended model of hadrons.
Phys. Rev. **D 9** (1974) 3471.
- [Cle98] J. Cleymans and K. Redlich.
Unified Description of Freeze-out Parameters in Relativistic Heavy Ion Collisions.
Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5284.
- [Cle02] J. Cleymans, B. Kämpfer and S. Wheaton.
Centrality dependence of thermal parameters in heavy-ion collisions at relativistic energies.
Phys. Rev. **C 65** (2002) 027901.
- [Cle06] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich and S. Wheaton.
Comparison of Chemical Freeze-out Criteria in Heavy-Ion Collisions.
Phys. Rev. **C 73** (2006) 034905.
- [Cos05] H. Pereira Da Costa, (for the PHENIX Collaboration).
PHENIX results on J/Ψ production in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
preprint : nucl-ex/0510051 (2005) .
- [CS05] J. Casalderrey-Solana, E.V. Shuryak and D. Teaney.
Conical flow induced by quenched QCD jets.
J. Phys. Conf. Ser. **27** (2005) 22.
preprint : hep-ph/0411315.
- [Csa03] M. Csanád, T. Csörgő and B. Lörstad.
Buda-Lund hydro model for ellipsoidally symmetric fireballs and the elliptic flow at RHIC.
preprint : nucl-th/0310040 (2003) .
- [DeT83] C.E. DeTar and J.F. Donoghue.
Bad Models of hadrons.
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33** (1983) 235.
- [Don04] X. Dong, S. Esumi, P. Sorensen, N. Xu and Z. Xu.
Resonance decay effects on anisotropy parameters.
Phys. Lett. **B 597** (2004) 328.
- [Dud] R. Duda, P. Hart and D. Stork.

- Pattern Classification.*
(Wiley Interscience).
- [Eid04] S. Eidelmann *et al.*
Particle Data Group : Review of Particle Physics.
Phys. Lett. **B 592** (2004) 1.
- [Esk05] K.J. Eskola, H. Honkanen, C.A. Salgado and U.A. Wiedemann.
The fragility of high- p_T hadron spectra as a hard probe.
Nucl. Phys. **A 747** (2005) 511.
- [Est05] M. Estienne.
Propriétés chimiques et dynamiques des collisions d'ions lourds aux énergies au RHIC par la mesure de la production des baryons doublement étranges dans l'expérience STAR.
Ph.D. Thesis, Université de Nantes, France (2005) .
- [Fai05] J. Faivre.
Reconstruction et Étude des Baryons Multi-Étranges dans les Collisions d'Ions Lourds Ultra-Relativistes à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV avec l'Expérience STAR au RHIC.
Ph.D. Thesis, Université de Strasbourg, France (2005) .
- [Fod04] Z. Fodor and S. Katz.
Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses.
J. High Energy Phys. **0404** (2004) 050.
- [Fri03a] R.J. Fries, S.A. Bass, B. Müller and C. Nonaka.
Hadron production in heavy ion collisions : fragmentation and recombination from a dense parton phase.
Phys. Rev. **C 68** (2003) 044902.
- [Fri03b] R.J. Fries, B. Müller, C. Nonaka and S.A. Bass.
Hadronization in Heavy-Ion Collisions : Recombination and Fragmentation of Partons.
Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 202303.
- [Fro05] E. Frodermann and U. Heinz.
private communication (2005) .
- [Gau03] L. Gaudichet.
Production de $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p et Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans l'expérience STAR au RHIC.
Ph.D. Thesis, Université de Nantes ; France (2003) .
- [Gla59] R.J. Glauber.
Lectures on Theoretical Physics. Vol. 1 (1959) 315.
- [Gon95] W. Gong.
The STAR- TPC slow simulator.
STAR Note SN0197 (1995) .
- [Gor95] P. Gorodetzky *et al.*
Quarz Fiber Calorimetry.
Nucl. Instrum. Meth. **A 361** (1995) 161.
- [Gra05] F. Grassi, Y. Hama, T. Kodama and O. Socolowski Jr.
Results on transverse mass spectra obtained with NeXSPheRIO.
J. Phys. **G 31** (2005) S1041.
- [Gre03] V. Greco, C.M. Ko and P. Levai.
Parton Coalescence and the Antiproton/Pion Anomaly at RHIC.
Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 202302.
- [Gre04a] V. Greco and C.M. Ko.
Effect of resonance decays on hadron elliptic flow.
Phys. Rev. **C 52** (2004) 024901.
- [Gre04b] V. Greco, C.M. Ko and R. Rapp.
Quark Coalescence for charmed mesons in ultrarelativistic heavy ion collisions.
Phys. Lett. **B 595** (2004) 202.
- [Gro73] D. Gross and F. Wilczek.

- Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories.*
Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343.
- [Gyu00] M. Gyulassy, P. Levai and I. Vitev.
Non-Abelian Energy Loss at Finite Opacity.
Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 5535.
- [Gyu04] M. Gyulassy and L. McLerran.
New Forms of QCD Matter Discovered at RHIC.
preprint : nucl-th/0405013 (2004) .
- [Hah03] H. Hahn *et al.*
The RHIC Design Overview.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 245.
- [Hal03] T. Hallman, T. Kirk, T. Roser and R.G. Milner.
RHIC II/eRHIC White Paper.
Submitted to the NSAC Sub-Committee on Future Facilities (2003) .
- [Har05] J.W. Harris *et al.*
A Comprehensive New Detector for Detailed Study of the QGP, Initial Conditions and Spin Physics at RHIC II.
Acta Phys. Hung. **A 24** (2005) 359.
- [Hei99] U.W. Heinz and B.V. Jacak.
Two particle correlations in relativistic heavy ion collisions.
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49** (1999) 529.
preprint : nucl-th/9902020.
- [Hei00] U. Heinz and M. Jacob.
Evidence for a New State of Matter : An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Programme.
preprint : nucl-th/0002042 (2000) .
- [Hei05a] M.T. Heinz.
Neutral strange particle production in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and pentaquark searches with STAR at RHIC.
Ph.D. Thesis, Universität Bern, Switzerland (2005) .
- [Hei05b] U.W. Heinz.
Thermalization at RHIC.
AIP Conf. Proc. **739** (2005) 163.
preprint : nucl-th/0407067.
- [Hir02a] T. Hirano.
Is early thermalization achieved only near midrapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.
Phys. Rev. **C 65** (2002) 011901(R).
- [Hir02b] T. Hirano and K. Tsuda.
Collective flow and two-pion correlations from a relativistic hydrodynamic model with early chemical freeze-out.
Phys. Rev. **C 66** (2002) 054905.
- [Hir05] T. Hirano and M. Gyulassy.
Perfect Fluidity of the Quark Gluon Plasma Core as Seen through its Dissipative Hadronic Corona.
preprint : hep-ph/0506049 (2005) .
- [Hir06a] T. Hirano.
Perfect Fluidity of sQGP core and dissipative hadronic corona.
preprint : nucl-th/0601006 (2006) .
- [Hir06b] T. Hirano, U.W. Heinz, D. Kharzeev, R. Lacey and Y. Nara.
Hadronic dissipative effects on elliptic flow in ultrarelativistic heavy-ion collisions.
Phys. Lett. **B 636** (2006) 299.
- [Huo01] P. Huovinen, P.F. Kolb, U. Heinz, P.V. Ruuskanen and S.A. Voloshin.
Radial and elliptic flow at RHIC : further predictions.
Phys. Lett. **B 503** (2001) 58.

- [Huo05] P. Huovinen.
Anisotropy of flow and the order of phase transition in relativistic heavy ion collisions.
Nucl. Phys. **A 761** (2005) 296.
- [Huo06] P. Huovinen and P.V. Ruuskanen.
Hydrodynamic Models for Heavy Ion Collisions.
preprint : nucl-th/0605008 (2006) .
- [Hwa03a] R.C. Hwa and C.B. Yang.
Scaling behaviour at high p_T and the p/π ratio.
Phys. Rev. **C 67** (2003) 034902.
- [Hwa03b] R.C. Hwa and C.B. Yang.
Scaling distributions of quarks, mesons, and protons for all p_T , energy and centrality.
Phys. Rev. **C 67** (2003) 064902.
- [Hwa06] R.C. Hwa and C.B. Yang.
Production of strange particles at intermediate p_T at RHIC.
preprint : nucl-th/0602024 (2006) .
- [Ian02] E. Iancu, A. Leonidov and L. McLerran.
The Colour Glass Condensate : An Introduction.
preprint : hep-ph/0202270 (2002) .
- [Iar03] M.A. Iarocci *et al.*
RHIC Cryogenics.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 264.
- [Jac96] P. Jacobs and D. Irscher.
GSTAR : a geant-based detector simulation chain for STAR.
STAR Note SN0235 (1996) .
- [Jag74] C.W. De Jager, H. De Vries and C. De Vries.
Nuclear Charge and Magnetization Density Distribution Parameters from Elastic Electron Scattering.
Atom. Data Nucl. Data Tabl. **14** (1974) 479.
- [Kan04] M. Kaneta and N. Xu.
Centrality Dependence of Chemical Freeze-out in Au+Au Collisions at RHIC.
preprint : nucl-ex/0405068 (2004) .
- [Kar02] F. Karsch.
Lattice Results on QCD Thermodynamics.
Nucl. Phys. **A 698** (2002) 199.
- [Kar03a] F. Karsch, K. Redlich and A. Tawfik.
Hadron resonance mass spectrum and lattice QCD thermodynamics.
Eur. Phys. J **C 29** (2003) 549.
- [Kar03b] F. Karsch, K. Redlich and A. Tawfik.
Thermodynamics at non-zero baryon number density : a comparison of lattice and hadron resonance gas model calculations.
Phys. Lett. **B 571** (2003) 67.
- [Kar04] F. Karsch.
Lattice QCD at nonzero chemical potential and the resonance gas model.
Prog. Theor. Phys. Suppl. **153** (2004) 106.
preprint : hep-lat/0401031.
- [Kha98] D. Kharzeev.
Theoretical Interpretations of J/Ψ Suppression : A Summary.
Nucl. Phys. **A 638** (1998) 279.
- [Kha01] D. Kharzeev and M. Nardi.
Hadron production in Nuclear Collisions at RHIC and High-Density QCD.
Phys. Lett. **B 507** (2001) 121.
- [Koc86] P. Koch, B. Müller and J. Rafelski.
Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions.
Phys. Rep **142** (1986) 167.

BIBLIOGRAPHIE

- [Koc03] V. Koch.
Some remarks on the statistical model of heavy ion collisions.
Nucl. Phys. **A 715** (2003) 108.
- [Kol99] P.F. Kolb, J. Sollfrank and U. Heinz.
Anisotropic Flow from AGS to LHC energies.
Phys. Lett. **B 459** (1999) 667.
- [Kol00] P.F. Kolb, J. Sollfrank and U. Heinz.
Anisotropic Transverse Flow and the Quark-Hadron phase Transition.
Phys. Rev. **C 62** (2000) 054909.
- [Kol03a] P.F. Kolb.
 v_4 : A small, but sensitive observable for heavy ion collisions.
Phys. Rev. **C 68** (2003) 031902(R).
- [Kol03b] P.F. Kolb and U. Heinz.
Hydrodynamic Description of Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions.
preprint : nucl-th/0305084 (2003) .
- [Kol03c] P.F. Kolb and R. Rapp.
Transverse Flow and Hadrochemistry in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV.
Phys. Rev. **C 67** (2003) 044903.
- [Kol04a] P.F. Kolb.
AZHYDRO - 2 + 1D relativistic hydrodynamics with longitudinal bjorken geometry.
<http://nt3.phys.columbia.edu/OSCAR/models/list.html#AZHYDRO> (2004) .
- [Kol04b] P.F. Kolb, L. W. Chen, V. Greco and C.M. Ko.
Momentum anisotropies in the quark coalescence model.
Phys. Rev. **C 69** (2004) 051901.
- [Kot03] L. Kotchenda *et al.*
STAR TPC Gas System.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 703.
- [Kov05] P. Kovtun, D.T. Son and A.O. Starinets.
Viscosity in Strongly Interacting Quantum Field Theories from Black Hole Physics.
Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 111601.
- [Kra06] I. Kraus, J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich and S. Wheaton.
Statistical Model Predictions for Pb+Pb Collisions at LHC.
preprint : hep-ph/0608114 (2006) .
- [Käm03] B. Kämpfer, J. Cleymans, P. Steinberg and S. Wheaton.
Strangeness saturation : Dependence on system size, centrality and energy.
preprint : hep-ph/0304269 (2003) .
- [Lan03a] J.M. Landgraf *et al.*
An Overview of the STAR DAQ System.
Nucl. Instrum. Meth. **A 499** (2003) 762.
- [Lan03b] J.S. Lange.
A Comparison between an Ultra-Relativistic Au+Au Collision and the primordial universe.
Wako 2003, Origin of matter and evolution of galaxies (2003) 497.
preprint : hep-ph/0403104.
- [Lan05] J. Landgraf *et al.*
Proposal for the TPC Electronics and Data Acquisition Upgrade for STAR : 'DAQ1000'.
STAR internal document (2005) .
- [Lee88] K.S. Lee, M. Rhoades-Brown and U. Heinz.
Quark-Gluon Plasma Versus Hadron Gas : What Can We Learn From Hadron Abundances ?.
Phys. Rev. **C 37** (1988) 1452.
- [Lia04] Z.-T. Liang and X.-N. Wang.
Globally Polarized Quark-Gluon Plasma in Non-Central A+A Collisions.
preprint : nucl-th/0410079 (2004) .

- [Lik94] D. Liko.
Track Fitting in the STAR Detector using the Kalman Filter Method.
STAR Note SN0087 (1994) .
- [Llo05] W.J. Llope *et al.*
The Large-Area Time-of-Flight Upgrade for STAR.
Nucl. Instrum. Meth. **B 241** (2005) 306.
- [Lut88] P. Lutz.
Un exemple d'analyse multidimensionnelle : l'analyse discriminante.
Cours de l'école de Gif (1988) .
- [Mag04] D. Magestro, (for the STAR Collaboration).
High- p_T correlations in STAR - What we've learned, and new results.
Hard Probes (2004) .
- [Mil06] M.L. Miller, (for the STAR Collaboration).
First Measurement Of The Jet Cross Section In Polarized p+p Collisions At $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
preprint : hep-ex/0604001 (2006) .
- [Mol02] D. Molnar and M. Gyulassy.
Saturation of Elliptic Flow and the Transport Opacity of the Gluon Plasma at RHIC.
Nucl. Phys. **A 697** (2002) 495.
- [Mol03] D. Molnar and S.A. Voloshin.
Elliptic Flow at Large Transverse Momenta from Quark Coalescence.
Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 092301.
- [Mol05] D. Molnar and P. Huovinen.
Dissipation and Elliptic Flow at Relativistic Energies.
Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 012302.
- [Mol06] L. Molnar.
Systematics of Identified Particle Production in p+p, d+Au and Au+Au Collisions at RHIC Energies.
Ph.D. Thesis, Purdue University, Indiana, USA (2006) .
- [New05] Brookhaven National Laboratory News.
RHIC Scientists Serve Up 'Perfect' Liquid.
http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/PR_display.asp?prID=05-38 (2005) .
- [Nog04] L.V. Nogach, (for the STAR Collaboration).
STAR Forward π^0 Detector.
Czech. J. Phys. **53** (2004) B151.
- [Non00] C. Nonaka, E. Honda and S. Muroya.
(3+1)-dimensional relativistic hydrodynamical expansion of hot and dense matter in ultra-relativistic nuclear collision.
Eur. Phys. J. **C 17** (2000) 663.
- [Non05] C. Nonaka and S.A. Bass.
3-D hydro + cascade model at RHIC.
preprint : hep-ph/0510038 (2005) .
- [Non06] C. Nonaka and S.A. Bass.
Space Time Evolution of Bulk QCD matter.
preprint : nucl-th/0607018 (2006) .
- [Old05] M. Oldenburg, (for the STAR Collaboration).
Azimuthal Anisotropy of Identified Hadrons in 200 GeV Au+Au Collisions.
preprint : nucl-ex/0510026 (2005) .
- [Oll92] J.-Y. Ollitrault.
Anisotropy as a signature of transverse collective flow.
Phys. Rev. **D 46** (1992) 229.
- [Pan86] A.D. Panagiotou *et al.*
 Λ nonpolarization : Possible signature of quark matter.
Phys. Rev. **C 33** (1986) 1999.

BIBLIOGRAPHIE

- [Pin00] W. Pinganaud.
Contributions au développement du détecteur au silicium à micropistes de l'expérience STAR au RHIC.
Ph.D. Thesis, Université de Nantes, France (2000) .
- [Pop05] V. Topor Pop, M. Gyulassy, J. Barrette and C. Gale.
Strong Color Field Baryonic Remnants in Nucleus-Nucleus Collisions at 200A GeV.
preprint : hep-ph/0505210 (2005) .
- [Pos98] A.M. Poskanzer and S.A. Voloshin.
Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions.
Phys. Rev. C **58** (1998) 1671.
- [Raf82] J. Rafelski and B. Müller.
Strangeness Production In the Quark-Gluon Plasma.
Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066.
- [Raf05a] J. Rafelski and J. Letessier.
Soft Hadron Relative Multiplicities at LHC.
preprint : nucl-th/0506140 (2005) .
- [Raf05b] J. Rafelski, J. Letessier and G. Torrieri.
Centrality dependence of bulk fireball properties in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au collisions.
Phys. Rev. C **72** (2005) 024905.
- [Rap02] R.F. Rapp.
Hadrochemistry and evolution of (anti)baryon densities in ultrarelativistic heavy-ion collisions.
Phys. Rev. C **66** (2002) 017901.
- [Rap06] R.F. Rapp (2006) .
private communication.
- [Red05] K. Redlich.
private communication (2005) .
- [Ret04] F. Retiere and M.A. Lisa.
Observable implications of geometrical and dynamical aspects of freeze-out in heavy-ion collisions.
Phys. Rev. C **70** (2004) 044907.
- [San05] A. Sandacz, (for the PP2PP Collaboration).
Results from PP2PP experiment at RHIC.
preprint : hep-ex/0510032 (2005) .
- [Sat03] H. Satz.
Limits of confinement : The first 15 years of ultrarelativistic heavy ion studies.
Nucl. Phys. A **715** (2003) 3.
- [Sau00] A.C. Saulys.
Track Fitting in the STAR Detector using the Kalman Filter Method.
<http://www.star.bnl.gov/STAR/comp/reco/Kalman/StarKalman.ps> (2000) .
- [SB04] J. Schaffner-Bielich.
What is so special about strangeness in hot matter ?.
J. Phys. G **30** (2004) R245.
- [Sch93] E. Schnedermann, J. Sollfrank and U. Heinz.
Thermal phenomenology of hadrons from 200A GeV S+S collisions.
Phys. Rev. C **48** (1993) 2462.
- [Sch06] T. Schuster and A. László.
High p_T Spectra of Identified Particles Produced in Pb+Pb Collisions at 158A GeV Beam Energy.
preprint : nucl-ex/0606005 (2006) .
- [Set02] R. Seto.
Future Measurements at RHIC.
preprint : nucl-th/0204003 (2002) .
- [Sha05] Ming Shao.
private communication (2005) .

- [Shu78] E.V. Shuryak.
Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions.
Phys. Lett. **B 150** (1978) 150.
- [Shu92] E. Shuryak.
Two-stage equilibration in high energy heavy ion collisions.
Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 3270.
- [Sol97] J. Sollfrank *et al.*
Hydrodynamical description of 200A GeV/c S+Au collisions : Hadron and Electromagnetic Spectra.
Phys. Rev. **C 55** (1997) 392.
- [Sor95] H. Sorge.
Flavor production in Pb (160A GeV) on Pb collisions : Effect of color ropes and hadronic rescattering.
Phys. Rev. **C 52** (1995) 3291.
- [Spe03] J. Speltz.
Mesure de la production d'hypérons multi-étranes dans l'expérience STAR au RHIC.
Master Thesis, Université Louis Pasteur, Strasbourg (2003) .
- [Spe05a] J. Speltz, (for the STAR Collaboration).
Energy Dependence Systematics of Strange and Multi-Strange Particle Production.
preprint : nucl-ex/0512037 (2005) .
- [Spe05b] J. Speltz, (for the STAR Collaboration).
Investigating multi-strange baryon production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV and its excitation function in high-energy heavy-ion collisions.
J. Phys. **G 31** (2005) S1025.
- [STARTUWG06] STAR Tracking Upgrade Working Group.
STAR Inner and Forward Tracking Upgrade.
STAR internal document (2006) .
- [Str92] P.B. Straub *et al.*
Nuclear Dependence of High- x_t hadron and high- τ hadron-pair production in p+A interactions at $\sqrt{s} = 38.8$ GeV.
Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 452.
- [Sui01] C. Suire.
Conception et réalisation de modules de détection pour le trajectographe interne de l'expérience STAR.
Ph.D. Thesis, Université de Strasbourg, France (2001) .
- [Sur06] B. Surrow.
erRHIC - A precision electron-proton/ion collider facility at Brookhaven National Laboratory.
preprint : hep-ex/0602009 (2006) .
- [Tak05] J. Takahashi, (for the STAR Collaboration).
 K_S^0 , Λ and $\bar{\Lambda}$ measurements from 62.4 GeV Au+Au collisions in STAR.
J. Phys. **G 31** (2005) S1061.
- [Tea01a] D. Teaney, J. Lauret and E.V. Shuryak.
Flow at the SPS and RHIC as a quark gluon plasma signature.
Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 4783.
- [Tea01b] D. Teaney, J. Lauret and E.V. Shuryak.
A Hydrodynamic description of heavy ion collisions at the SPS and RHIC.
preprint : nucl-th/0110037 (2001) .
- [Tea03] D. Teaney.
Effect of shear viscosity on spectra, elliptic flow, and Hanbury Brown-Twiss radii.
Phys. Rev. **C 68** (2003) 034913.
- [Tor04] G. Torrieri, S. Steinke, W. Broniowski, W. Florkowski, J. Letessier and J. Rafelski.
SHARE : Statistical Hadronization with Resonances.
preprint : nucl-th/0404083 (2004) .
- [Tor06] G. Torrieri, S. Leon, J. Letessier and J. Rafelski.
SHAREv2 : Fluctuations and a comprehensive treatment of decay feed-down.
preprint : nucl-th/0603026 (2006) .

BIBLIOGRAPHIE

- [Tou02a] A. Tounsi and K. Redlich.
Canonical constraints on particle production.
J. Phys. **G 28** (2002) 2095.
- [Tou02b] A. Tounsi and K. Redlich.
Strangeness enhancement and energy dependence in heavy ion collisions.
Eur. Phys. J. **C 24** (2002) 589.
- [Tou03] A. Tounsi, A. Mischke and K. Redlich.
Canonical aspects of strangeness enhancement.
Nucl. Phys. **A 715** (2003) 565.
- [Vit02] I. Vitev and M. Gyulassy.
High- p_T Tomography of $d+Au$ and $Au+Au$ at SPS, RHIC, and LHC.
Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 252301.
- [Vit03] I. Vitev and M. Gyulassy.
High- p_T pion quenching versus anti-baryon enhancement in nucleus-nucleus collisions.
Nucl. Phys. **A 715** (2003) 779.
- [Vol04] S.A. Voloshin.
Polarized Secondary Particles in Unpolarized High Energy Hadron-Hadron Collisions ?.
preprint : nucl-th/0410089 (2004) .
- [Wan91] X.-N. Wang and M. Gyulassy.
HIJING : A Monte Carlo model for multiple jet production in $p+p$, $p+A$ and $A+A$ collisions.
Phys. Rev. **D 44** (1991) 3501.
- [Wan06] G. Wang.
Correlations relative to the reaction plane at the relativistic heavy ion collider based on transverse deflection of spectator neutrons.
Ph.D. Thesis, Kent State University, Kent, Ohio, USA (2006) .
- [Whe04] S. Wheaton and J. Cleymans.
THERMUS - A Thermal Model Package for ROOT.
preprint : hep-ph/0407174 (2004) .
- [Wic05] S. Wicks, W. Horowitz, M. Djordjevic and M. Gyulassy.
Elastic, Inelastic, and Path Length Fluctuations in Jet Tomography.
preprint : nucl-th/0512076 (2005) .
- [Wil74] K.G. Wilson.
Confinement of Quarks.
Phys. Rev. **D 10** (1974) 2445–2459.
- [Wil00] G. Wilk and Z. Włodarczyk.
Interpretation of the Nonextensivity Parameter q in Some Applications of Tsallis Statistics and Lévy Distributions.
Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2770.
- [Wit06] R. Witt.
A Complete Onium Program with R2D at RHIC II.
preprint : nucl-ex/0605019 (2006) .
- [Wro85] A. Wroblewski.
On The Strange Quark Suppression Factor In High-Energy Collisions.
Acta. Phys. Polon. **B 16** (1985) 379.
- [Xu06] Z. Xu *et al.*
A Heavy Flavor Tracker for STAR, Proposal to the STAR experiment.
LBNL-PUB-5509 (2006) .

Caractérisation d'un état dense de quarks et de gluons grâce aux fonctions d'excitation des hyperons multi-étranges mesurées avec l'expérience STAR au RHIC

Résumé :

Dans ce travail, nous caractérisons la production des baryons multi-étranges Xi et Omega dans des collisions Au+Au produites au RHIC où l'on attend l'éventuelle formation d'une matière de quarks et de gluons déconfinés (QGP). Nous analysons avec l'expérience STAR les collisions obtenues à une énergie de 62 GeV, intermédiaire entre celle atteinte au SPS (17 GeV) et l'énergie nominale du RHIC (200 GeV). Les spectres en impulsions transverses, les taux de production et l'écoulement elliptique sont mesurés avec différentes méthodes permettant une estimation pertinente des incertitudes systématiques. Ces résultats sont comparés à des modèles statistiques et hydrodynamiques que nous avons adaptés à l'énergie de 62 GeV. Les propriétés chimiques et dynamiques du milieu ainsi obtenues indiquent la formation d'un milieu au moins partiellement thermalisé et suggèrent la formation d'un état comparable à 62 GeV et à 200 GeV.

Mots-clés :

étrangeté, hyperons multi-étranges, plasma de quarks et de gluons, collisions d'ions lourds ultra-relativistes, RHIC, STAR, hydrodynamique, fonction d'excitation, 62 GeV

Characterisation of a dense state of quarks and gluons by the multi-strange hyperons excitation functions as measured with the STAR experiment at RHIC

Abstract :

In this work, we characterize the production of the multi-strange baryons Xi and Omega in Au+Au collisions at RHIC, where the possible formation of a matter of deconfined quarks and gluons (QGP) is expected. We analyze with the STAR experiment, the collisions obtained at an energy of 62 GeV, intermediate between the one reached at the SPS (17 GeV) and the nominal energy of RHIC (200 GeV). Transverse momentum spectra, yields and elliptic flow are measured with different methods allowing for a relevant estimation of systematic errors. The results are compared to statistical and hydrodynamic models that we have adapted for their use at 62 GeV. The so obtained chemical and dynamic properties of the created medium indicate the formation of a thermalized, at least partially, medium and suggests the formation of a comparable matter at 62 GeV and at 200 GeV.

Keywords :

strangeness, multi-strange hyperons, quark gluon plasma, ultra-relativistic heavy ion collisions, RHIC, STAR, hydrodynamics, excitation function, 62 GeV