UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT
UFR DE PHYSIQUE

Année : 2002

THÈSE

pour l'obtention du diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 7

Spécialité : Physique Nucléaire

Présentée et soutenue publiquement

par

Javier Castillo

le 5 juillet 2002

Production de particules doublement étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.

Directeur de thèse :

Barbara Erazmus

JURY

François	Vannucci	*Président*
Jean-Yves	Grossiord	*Rapporteur*
Jean	Letessier	*Rapporteur*
Alphonse	Capella	*Examinateur*
Peter G.	Jones	*Examinateur*
Barbara	Erazmus	*Directeur*

Remerciements

Je remercie Hans Gutbrod, Claude Lebrun et Jacques Martino, directeurs successifs de SUBATECH de m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire et de m'avoir permis de réaliser cette thèse dans les meilleures conditions possibles. Je suis très reconnaissant envers ceux qui ont accepté d'évaluer ce travail et qui m'ont gratifié de leurs précieux conseils : François Vannucci qui a présidé le jury, Jean-Yves Grossiord et Jean Letessier qui ont accepté la dure tâche d'en être les rapporteurs, Alphonse Capella et Peter Jones (thanks Peter for reading it in french), sans oublier Barbara ma directrice de thèse.

Pendant ces trois années de thèse, j'ai été accueilli par les membres du groupe hadrons : Abdel Boucham, Laurent Conin, Barbara Erazmus, Ludovic Gaudichet, Lotfi Lakehal-Ayat, Lilian Martin, Walter Pinganaud, Olivier Ravel, Gaël Renault, Fabrice Retière et Christelle Roy, merci à vous tous de votre accueil et vos conseils. Merci Barbara d'avoir encadrée cette thèse, de m'avoir guidée tout au long des ces trois années et surtout d'avoir acceptée ma façon indépendante et parfois têtue de travailler. Merci Abdel d'avoir guidé les analyses des tests de détecteurs lors des trois premiers mois de cette thèse. Merci Lilian et merci Christelle pour toutes nos discussions pendant ces trois années, pour tous vos conseils et suggestions, pour toute votre aide. Christelle a acceptée la tâche la plus ingrate qui soit, lire, corriger, relire et recorriger cette thèse, et bien sûr tout ceci toujours au dernier moment ! Merci, pour toutes tes corrections qui ont certainement amélioré la qualité de cette thèse, et si thèse est maintenant lisible c'est surtout grâce à toi.

I would like to thank the STAR collaboration for providing the data of great quality used for the analysis presented in this thesis. In particular, this analysis was performed within the Strangeness Physics Working Group, where I benefit of great discussions, suggestions and lots of help, thanks to all of you strangers. More than a working group, I found in the Strangeness PWG a lot of friends that made this work a lot more fun, Peter, Helen, Rene, Boris, Matt, Curtis, Lee, Christophe and Gene, all my thanks go to you guys !

Au cours de ces trois années, j'ai eu l'opportunité et la chance de bénéficier de plusieurs séjours surtout au BNL, mais aussi au LBNL, merci Barbara de m'en avoir donné l'opportunité, and thanks to John Harris, Tim Hallman and Hans Georg Ritter for making this possible too. During those stays I was lucky enough to work with Spiros Margetis, Peter Jacobs and Nu Xu, from whom I learned so much and to whom I would like to give all my thankfulness.

Bien que souvent en cavale, j'ai eu la chance à SUBATECH de rencontrer une bande de joyeux thésards (certains devenus PostDocs) et de bénéficier de leur amitié : François, Hajo, Ludovic, Arnaud, María Jesús, Raquel, Tanguy et ceux qui en plus ont du me supporter au bureau (nombreux car on aime bien déménager au labo ;-)) : Laurent, Marc, Walter, Fabrice (le râleur), David, Fabrice (le vendéen mais aussi râleur) et Gaël. Merci à vous tous d'avoir rendu la vie au labo plus agréable et surtout merci pour avoir rendu la vie hors du labo aussi sympa ! Je pense particulièrement aux soirées avec Fabrice, Laurent et Marine ainsi qu'avec Gaël et Catherine. Fabrice Gastineau a non seulement été celui qui m'a supporté (et vice versa...) le plus longtemps dans le même bureau, mais a aussi partagé avec moi les joies de la rédaction de la thèse, les rendant ainsi bien plus supportables, merci Fabrice pour ton amitié.

Merci Louis, Christianne, Nicolas, Eric et Anne-Sophie Brocardi, de m'avoir accueilli si chaleureusement parmi vous. Muchisimas gracias a mis tíos Beatriz y Alberto por toda la ayuda y todo el apoyo que me han brindado con tanto cariño. Gracias a toda mi familia, abuelos, tíos, primos, sobrinos, a mi hermano y a mi tío Roberto por todo el apoyo y amor que siempre me han dado, y sobre todo mil gracias a mi mami a quien le debo todo, gracias mami !

Gracias Mercedes por tu apoyo durante este último año, por la felicidad y el amor que me has dado.

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux

Chapitre 1

Introduction

Le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP) fait l'objet de nombreuses études aussi bien théoriques qu'expérimentales depuis plus d'une vingtaine années. C'est un état de la matière hadronique qui est supposé avoir existé lors des premiers instants de l'univers après le big bang, et est aussi supposé exister dans le coeur des étoiles à neutrons.

C'est l'étude de ce plasma de quarks et de gluons qui est la motivation principale pour le travail qui sera décrit dans ce document. Afin de mieux comprendre l'approche expérimentale suivie pour l'étude décrite dans cette thèse, nous allons décrire brièvement le contexte théorique dans lequel s'insère la recherche du QGP.

1.1 Les particularités de QCD

La Chromo-Dynamique Quantique (QCD) est la théorie qui décrit l'interaction forte entre quarks (constituants élémentaires de la matière nucléaire). Le vecteur de l'interaction forte est le gluon, analogue du photon pour l'interaction électromagnétique, à ceci près que, comme les quarks, il est porteur d'une charge de couleur et donc l'interaction entre gluons est possible. Cette particularité de l'interaction forte est à la base du phénomène de confinement des quarks à l'intérieur des hadrons. En effet, lorsque deux quarks reliés par un échange de gluons s'éloignent l'un de l'autre, la "corde" de gluons finit par se casser créant à chaque point de cassure une paire $q\overline{q}$, empêchant ainsi les deux quarks initiaux de s'isoler, c'est le phénomène de confinement.

Au contraire à faible distance r de séparation entre quarks (ou grand transfert d'impulsion Q^2), la constante de couplage de QCD $\alpha_s(r)$ tend vers 0, les quarks et gluons peuvent alors être considérés comme libres. La constante de couplage de

QCD α_s peut s'écrire sous la forme :

$$\alpha_s(Q^2) \propto \frac{1}{ln(Q^2/\Lambda^2_{QCD})} , \tag{1.1}$$

où Λ_{QCD}, qui est un paramètre de renormalisation, peut être vu comme l'échelle de l'interaction forte. Pour $Q^2 \gg \Lambda^2_{QCD}$, la constante de couplage α_s tend vers zéro, c'est le phénomène de liberté asymptotique.

Finalement, si nous considérons un milieu de matière hadronique dense et chaud, chaque quark peut être considéré comme étant entouré de nombreux gluons colorés qui créent un écran autour de lui, c'est le phénomène d'écrantage de Debye. Si la densité de gluons est suffisamment élevée, l'écrantage sera suffisamment fort et les quarks et gluons du milieu seront alors libres. Cet état déconfiné de la matière hadronique est appelé le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP).

1.2 Diagramme des phases de QCD

La vision du diagramme de phases de QCD est en constante évolution, et certains aspects relèvent plus des spéculations que des certitudes. L'une des visions les plus récentes est donnée par la figure 1.1, où est représentée la température T en fonction du potentiel chimique baryonique. Trois zones peuvent être distinguées : la matière nucléaire, le gaz hadronique et le plasma de quarks et de gluons. Le passage de la phase de gaz hadronique à la phase de QGP peut se faire de deux façons différentes (ou un mélange des deux) : soit en comprimant le gaz hadronique, ce qui revient à augmenter le potentiel baryonique, soit en le chauffant. L'état de plasma de quarks et de gluons présent dans le coeur des étoiles à neutrons correspond à une faible température et un potentiel baryonique élevé, au contraire celui ayant existé aux premiers instants de l'univers correspond à une température élevée et un faible potentiel baryonique. Les zones du diagramme des phases couvertes par les différentes expériences de collisions d'ions lourds utilisées pour découvrir et étudier le QGP sont représentées sur la figure 1.1.

Les incertitudes plus importantes sur ce diagramme des phases concernent principalement, la valeur de la température critique T_c de transition de phase (à $\mu_B = 0$) et la nature même de la transition de phase, qui peut être du premier ou second ordre ou même une transition douce (cross-over). La meilleure méthode pour étudier la transition de phase est fournie par les calculs de QCD sur réseau [8]. La QCD sur réseau est une technique numérique pour effectuer des calculs de QCD dans le régime non-perturbatif. Les quarks sont placés sur un réseau à quatre di-

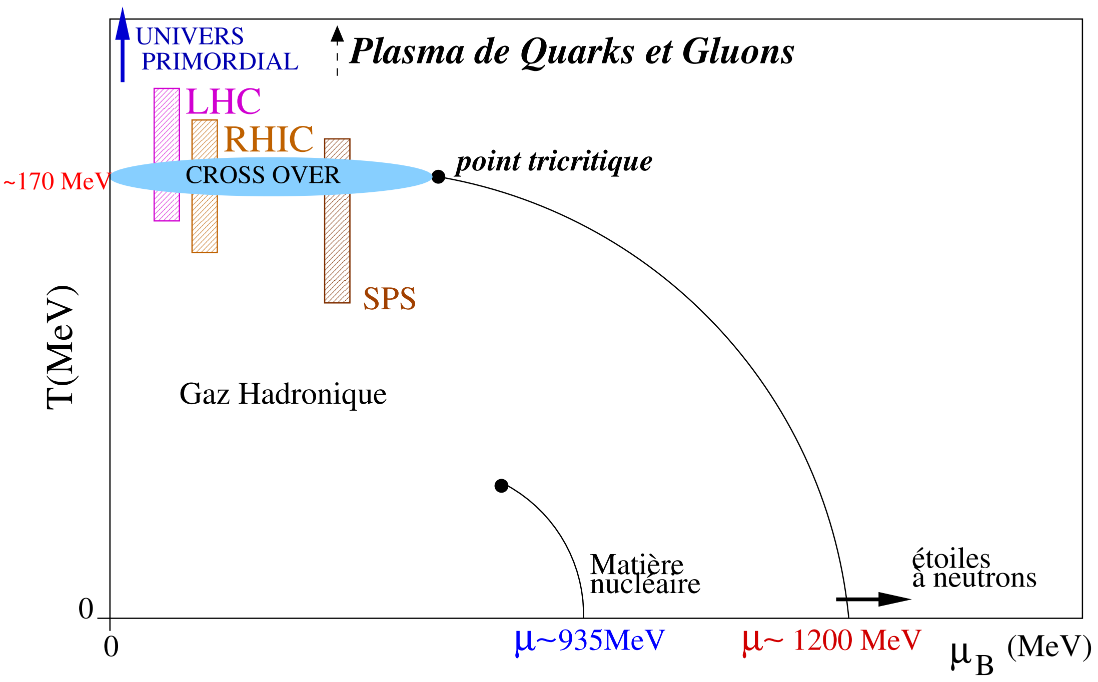

FIG. 1.1 – Diagramme de phases de QCD.

mensions (3 d'espace et 1 de temps) reliés par des gluons, l'interaction entre quarks étant alors calculée de façon numérique. En pratique, les calculs de QCD sont limités à l'axe $\mu_B = 0$ et ce principalement à cause des limites des machines de calcul disponibles. Même à potentiel chimique nul, les calculs de QCD sur réseau dépendent du nombre de saveurs de quarks considérés ainsi que de la masse de ceux-ci. Cela peut être observé sur la figure 1.2, où est représentée l'évolution de la densité d'énergie du système avec la température pour trois hypothèses de calcul différentes : deux saveurs de quarks légers (u et d), deux quarks légers plus un quark plus lourd (s) et trois quarks légers. Une augmentation rapide de la densité d'énergie est observée à proximité de la température critique T_c, c'est la transition de phase. La valeur de la température critique est comprise entre $T_c \sim 175$ MeV dans le cas où seulement deux quarks légers sont considérés et $T_c \sim 150$ MeV lorsque trois quarks légers sont pris en compte [1]. La densité d'énergie critique ϵ_c correspondante est alors environ 0.7 GeV/fm^3.

Des calculs récents de QCD sur réseau avec un potentiel chimique non-nul [9] suggèrent que pour des faibles densités baryoniques le passage de l'état de gaz hadronique à celui de plasma de quarks et de gluons serait de type transition douce (cross-over). Au contraire pour des potentiels baryoniques plus élevés la transition de phase serait plutôt du premier ordre. Ceci indiquerait l'existence d'un point tri-critique dans l'espace des phases. Les erreurs sur ces calculs sont encore impor-

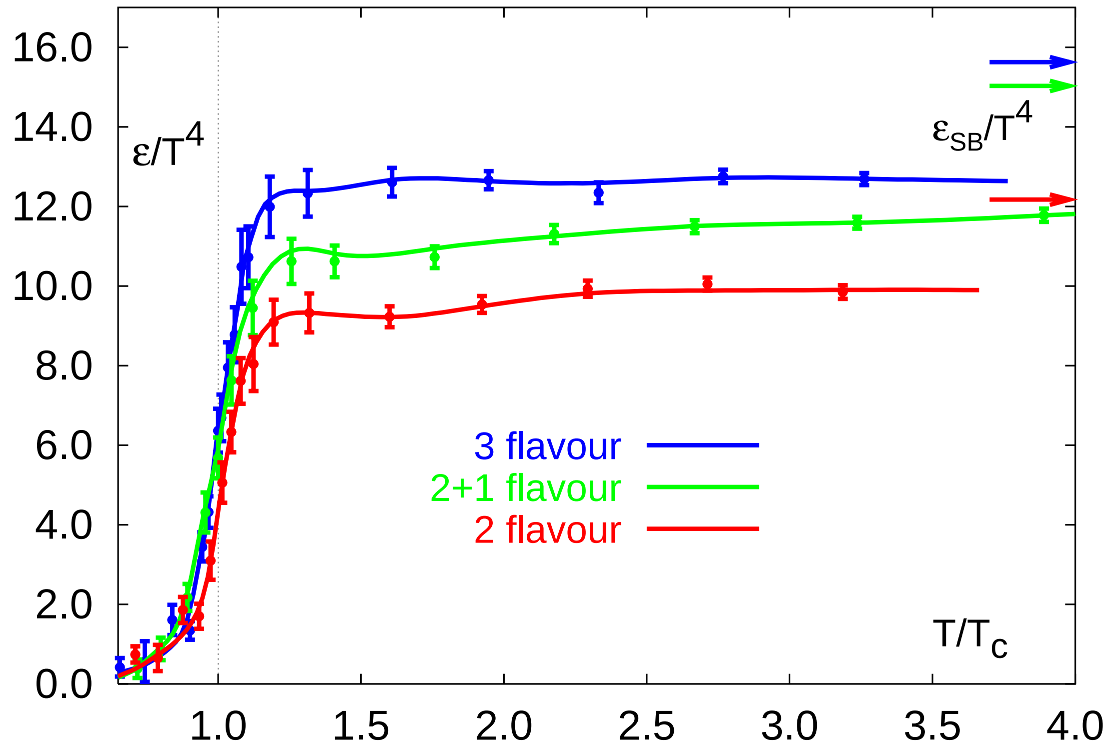

FIG. 1.2 – Evolution de la densité d'énergie avec la température, à partir des calculs de QCD sur réseau. Figure extraite de [1]

tantes et des progrès sont encore nécessaires.

1.3 Restauration partielle de la symétrie chirale

A température nulle, le vide de QCD est constitué de nombreux condensats de quarks $< q\overline{q} >$ ce qui brise la symétrie chirale. En effet, en se déplaçant, un quark interagit avec les condensats $< q\overline{q} >$ du vide, ce qui lui procure une masse effective supérieure à la "masse nue" des quarks. Au contraire, à haute température les condensats $< q\overline{q} >$ sont dissociés, la symétrie chirale est donc restaurée et les quarks retrouvent leur "masse nue".

La conséquence principale de cette restauration partielle de la symétrie chirale est donc la diminution de la masse des quarks u, d et s de leur "masse constituante" ($m_u \sim m_d \sim 400$ MeV et $m_s \sim 600$ MeV) à leur "masse nue" qui est d'environ 5 MeV pour les quarks u et d, et d'environ 150 MeV pour le quark s. Ceci se traduirait expérimentalement par une diminution des seuils de production de paires quark - anti-quark (notamment $s\overline{s}$) dans le QGP, ainsi que par la modification par le milieu de la masse et la largeur des mésons vecteurs de faible masse [3]. Les calculs de QCD sur réseau montrent que cette restauration partielle de la symétrie chirale a lieu environ à la même température critique que la transition à la phase déconfinée [10].

1.4 Objectifs de ce travail

Expérimentalement, le seul moyen dont nous disposons pour espérer créer le QGP en laboratoire, et donc pouvoir l'étudier, sont les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le scénario prévu pour des collisions d'ions lourds ultra-relativistes conduisant à la formation du QGP sera expliqué dans le chapitre 2, alors que différentes observables proposées pour mettre en évidence la formation du QGP et en étudier ses propriétés seront décrites dans le chapitre 3.

L'objectif de cette thèse est d'apporter une contribution à la recherche de la phase déconfinée de QCD et à sa compréhension. Parmi ses nombreuses signatures nous avons étudié la production d'étrangeté et plus particulièrement la production de (anti-)baryons doublement étranges Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$, dans les collisions Au+Au à une énergie dans le centre de masse de la collision et par paire de nucléons ($\sqrt{s_{NN}} =$) de 130 GeV. Le chapitre 4 présente les bases théoriques qui motivent ce choix, ainsi que les principes des modèles théoriques qui seront utilisés afin de comprendre les résultats obtenus. Les données utilisées pour cette étude ont été collectées par le détecteur STAR lors de la première année de fonctionnement du collisioneur RHIC (chapitre 5).

La première étape dans l'obtention des résultats est la reconstruction d'un événement (collision Au+Au) par le détecteur STAR, les différents algorithmes utilisés à cet effet sont décrits dans le chapitre 6. Les détails spécifiques à l'analyse des Ξ sont discutés dans le chapitre 7. Le chapitre 8 présente la technique utilisée afin d'obtenir les corrections des effets d'acceptance du détecteur et d'efficacité de reconstruction. La production des particules Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ ainsi qu'une interprétation des résultats dans le cadre des modèles théoriques précédemment décrits seront données dans le chapitre 9.

Finalement, les conclusions et perspectives de cette étude seront présentées dans le chapitre 10.

Chapitre 2

Collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont, à l'heure actuelle, le seul moyen expérimental possible pour créer et étudier l'état de plasma de quarks et de gluons prédit par les calculs de QCD sur réseau [11][12][13]. Il existe deux types de machines qui accélèrent des noyaux lourds à des vitesses proches de celle de la lumière, celles qui fonctionnent en mode cible fixe et les collisionneurs.

Pour être en mesure de pouvoir étudier le QGP, il est tout d'abord indispensable de comprendre la dynamique de l'évolution de la collision, ainsi que les paramètres initiaux de celle-ci tels que la centralité, le degré de "stopping" et la densité d'énergie atteints lors de la collision. Ces différents points sont discutés dans le présent chapitre. Plusieurs variables cinématiques sont utiles et utilisées pour décrire et étudier ces collisions. Ces variables sont récapitulées dans l'annexe A.

2.1 Obtenir les collisions

Il existe actuellement trois machines délivrant des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, qui sont par ordre d'énergie atteinte dans le centre de masse, le "Alternative Gradient Synchroton" (AGS), le "Super Proton Synchroton" (SPS) et le "Relativistic Heavy Ion Collider" (RHIC). L'AGS et le RHIC sont situés au Brookhaven National Laboratory (BNL), New York. Le SPS quant à lui est situé au Centre Européan pour la Recherche Nucléaire (CERN) à la frontière franco-suisse. L'AGS et le SPS fonctionnent en mode cible fixe, un seul faisceau d'ions y est accéléré et dirigé sur une cible fixe. Au contraire le RHIC est un collisionneur où deux faisceaux d'ions sont accélérés dans deux anneaux concentriques. Les collisionneurs

Accélérateur	Faisceau	Cible	$E_{faisceau}$ (A GeV)	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	ϵ (GeV/fm^3)
AGS, BNL	^{197}Au	^{197}Au	11.6	4.9	1
SPS, CERN	^{208}Pb	^{208}Pb	158	17.3	2.5
RHIC, BNL	^{197}Au		65 100	130 200	5
LHC, CERN	^{208}Pb		2760	5500	10

TAB. 2.1 – Caractéristiques des accélérateurs utilisés pour l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes

ont l'avantage de pouvoir délivrer des collisions avec des énergies dans le centre de masse plus élevées. Un second collisionneur, le "Large Hadron Collider" (LHC), est en cours de réalisation au CERN avec un démarrage prévu en 2007. Les caractéristiques[1] des différentes machines utilisées pour obtenir des collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont regroupées dans le tableau 2.1.

2.2 Évolution de la collision

L'évolution d'une collision où la phase de QGP a été produite est représentée dans la figure 2.1, et peut être vue comme la succession de plusieurs étapes :

- **Phase de pré-équilibre**. Lors de la collision entre deux noyaux, les nucléons de ceux-ci interagissent les uns avec les autres, de nombreux quarks et gluons sont produits par des collisions inélastiques entre les partons (quarks et gluons) initiaux. Dans la zone de réaction ainsi créée ces partons secondaires vont à leur tour interagir entre-eux. Cette interaction entre partons va ralentir le système et ainsi créer avec ces quarks "arrêtés" un surplus de quarks par rapport aux anti-quarks, c'est le phénomène de "stopping", le potentiel chimique est alors fixé. A ce niveau de la collision les degrés de liberté pertinents pour décrire le système sont partoniques.
- **Plasma de quarks et gluons**. Si la densité d'énergie du système est suffisamment élevée, ce système partonique atteindra l'équilibre thermique au bout d'un temps $\tau_0 \sim 1$ fm/c [14], le QGP sera alors créé. Cette phase est généralement décrite par un modèle hydrodynamique avec une équation d'état du QGP et ses conditions initiales de température et potentiel chimique. La phase de QGP est supposée durer environ 5 fm/c. En effet, à cause de la pression interne, le système continue son expansion et donc sa densité d'énergie

[1] La notion de densité d'énergie (ϵ) sera discutée dans le paragraphe 2.3.2.

diminuera, le système passera alors par une phase mixte où partons et hadrons cohabiteront puis en se refroidissant davantage l'hadronisation sera complète au bout d'environ 10 fm/c.

– **Gaz hadronique**. L'expansion du système continue, cette fois sous la forme d'un gaz hadronique, jusqu'à ce que la densité d'énergie ne soit plus suffisante pour que des collisions inélastiques continuent à avoir lieu. La distribution des particules entre les différents états hadroniques est fixée à cet instant. Ce phénomène est connu sous le nom de freeze-out chimique et est caractérisé par la température T_{ch}, du système à cet instant. Le sytème continuant son expansion, sa densité d'énergie continue à décroître jusqu'à ce qu'elle ne soit plus suffisante pour que des collisions élastiques entre hadrons aient lieu. La distribution en impulsion des particules est alors fixée. La température du système à cet instant est définie comme la température de freeze-out thermique T_{th}.

Les hadrons peuvent alors évoluer librement jusqu'aux détecteurs.

2.3 Les propriétés de la collision

Une collision d'ions lourds ultra-relativistes est caractérisée par sa centralité ainsi que par la densité d'énergie atteinte laquelle ne peut pas être mesurée directement. Des modèles doivent donc être utilisés pour l'estimer.

2.3.1 Centralité de la collision

De façon simplifiée, une collision d'ions lourds ultra-relativistes peut être décrite par un modèle *participants-spectateurs* illustré par la figure 2.2. Les nucléons des noyaux incidents sont classés en participants s'ils sont dans la zone de recouvrement des deux noyaux ou en spectateurs sinon.

D'une part, les nucléons participants créent la zone de réaction qui peut être caractérisée par une densité d'énergie initiale ϵ_0, laquelle va se traduire expérimentalement par une énergie transverse dégagée donnée ainsi qu'une multiplicité de particules produites donnée. D'autre part, les nucléons spectateurs sont quant à eux peu perturbés par la collision et seront porteurs de l'information complémentaire à celle portée par les nucléons participants. Ainsi la centralité de la collision peut être déterminée indifféremment à partir de l'information fournie par les nucléons participants ou par celle venant des nucléons spectateurs. En effet la centralité de la

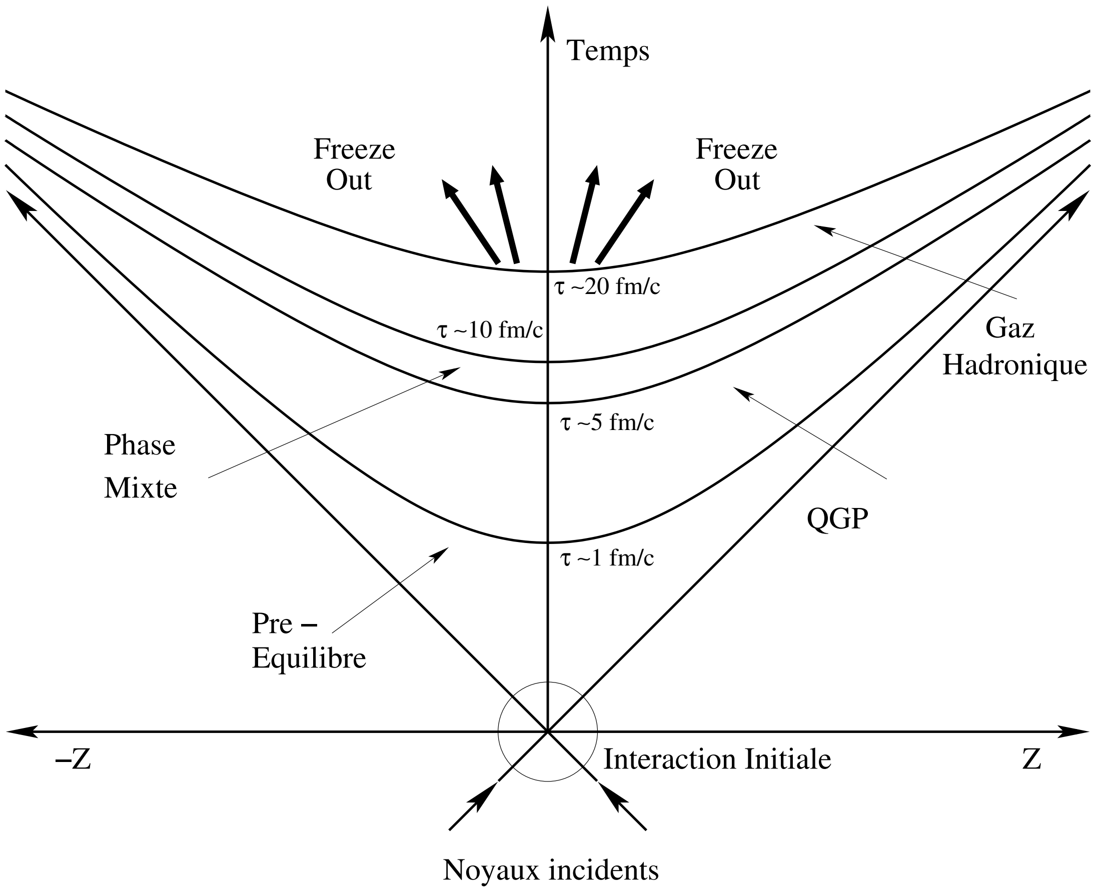

FIG. 2.1 – Évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra relativistes.

collision est définie par le paramètre d'impact b (voir figure 2.2) qui ne peut pas être mesuré directement. La géométrie de la collision doit donc être déduite indirectement, par exemple à partir de l'énergie transverse et/ou longitudinale ou à partir du nombre de particules produites.

Les collisions à faible paramètre d'impact sont appelées collisions centrales, alors que celles à grands b sont nommées collisions périphériques. Les collisions sont généralement classées par tranches de centralité suivant différents critères (multiplicité, énergie transverse, énergie longitudinale, nombre de nucléons participants ...) qui peuvent tous être reliés à la fraction de la section efficace géométrique, où 0% représente une collision à paramètre d'impact nul et 100% une collision au point d'effleurement. À priori la formation du QGP est attendue pour les collisions où la quantité d'énergie déposée est la plus importante, c'est-à-dire pour les collisions les plus centrales. Ainsi nous parlerons souvent d'une coupure en centralité à 10%, ce qui correspond à sélectionner 10% de la section efficace inélastique avec la plus grande quantité d'énergie déposée.

2.3.2 Densité d'énergie

Lors d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes, les nucléons participants créent la zone de la réaction, qui peut être caractérisée par sa densité d'énergie initiale ϵ_0, et sa densité baryonique ρ. Lors de la collision, les nucléons participants interagissent entre eux et transforment donc une partie de leur énergie longitudinale en énergie transverse. Lors de cette interaction les nucléons incidents vont être "transportés" depuis leur rapidité initiale y_b ($|y_b| \sim 5$ au RHIC) à une rapidité plus faible. Si le degré de stopping est important alors la densité baryonique du système créé est aussi importante. Au contraire si le degré de stopping est faible alors la densité baryonique sera faible.

Dans ce dernier cas, la densité d'énergie du système créé peut alors être calculée à partir de la densité d'énergie transverse par unité de pseudo-rapidité ($\frac{dE_\perp}{d\eta}$) mesurée expérimentalement, en utilisant le scénario de Bjorken [15], à partir de la relation

$$\epsilon_0 = \frac{dE_\perp}{d\eta} \frac{1}{\pi R^2 \tau} , \tag{2.1}$$

où R est le rayon du volume participant, et τ le temps de formation du QGP. La valeur de τ n'est pas connue mais $\tau = 1$ fm/c est couramment utilisée.

Finalement, le degré de stopping détermine aussi le potentiel chimique baryonique (μ_B) du système créé. En effet, suivant le degré de stopping de la collision, le

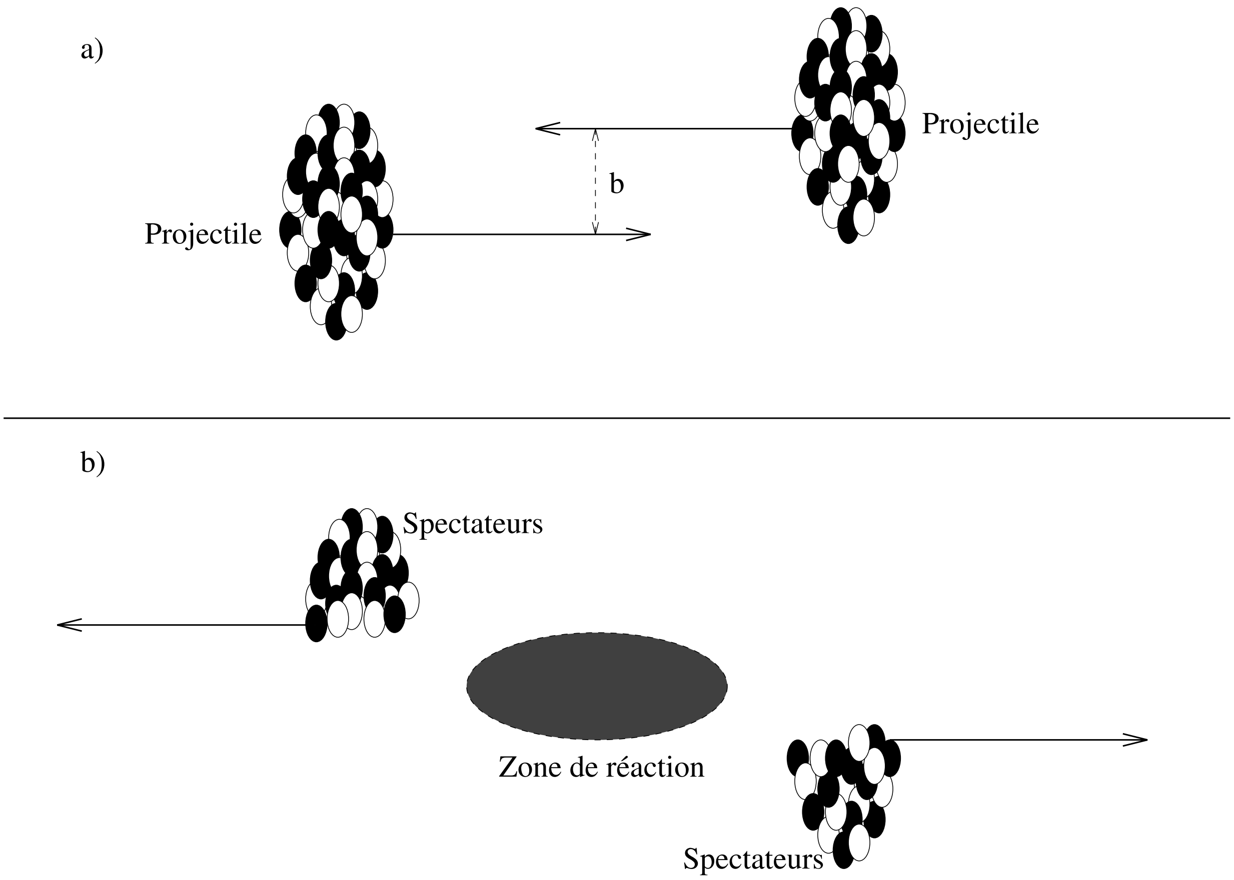

FIG. 2.2 – Vue schématique d'une collision noyau-noyau dans le centre de masse du système ; a) avant et b) après l'impact. La centralité de la collision est définie par le paramètre d'impact b.

système créé lors de celle-ci aura un excès plus ou moins important de quarks (u et d) par rapport aux anti-quarks ($\overline{u}$ et $\overline{d}$). Cet excès est uniquement dû à l'apport de quarks u et d des nucléons incidents. En effet, par conservation du nombre baryonique toute production de quarks par le système se fait par paires $q\overline{q}$. Ainsi plus le degré de stopping sera important, plus l'excès de quarks u et d sera grand et plus le potentiel chimique sera élevé.

2.3.3 Déterminer le degré de stopping

Expérimentalement le degré de stopping est obtenu à partir de la distribution en rapidité de la densité nette de baryons. En effet, si avant la collision les nucléons ont une rapidité y égale à celle des noyaux incidents, la distribution en rapidité après la collision, dépendra du stopping subi par les noyaux incidents. La distribution de rapidité baryonique nette dN_{Net}/dy qui est obtenue par la différence de la distribution en rapidité baryonique totale dN_B/dy et de la distribution en rapidité des anti-baryons $dN_{\overline{B}}/dy$, nous renseigne sur la densité baryonique atteinte lors de la collision. En effet dN_B/dy inclut les nucléons "initiaux" ainsi que ceux produits. Au contraire tous les anti-baryons sont produits par la collision, et sont au même nombre que les baryons produits à cause de la conservation du nombre baryonique. Cette distribution de rapidité baryonique nette caractérise la différence entre le nombre de quarks et le nombre d'anti-quarks présents dans le système, et permet donc de mesurer son potentiel chimique μ_B.

Chapitre 3

Signatures du QGP

C'est comme si pour mettre en évidence l'existence de l'état liquide de l'eau, les expérimentateurs faisaient des collisions de sacs remplis de glaçons, et regardaient les débris de la collision depuis la lune !

C'est avec ces termes (aux oublis et erreurs de traduction près) qu'un certain porte-parole d'une certaine expérience concurrente (certains disent complémentaire) a introduit la recherche du QGP aux étudiants assistant à une certaine grande conférence du domaine. En effet, la phase de plasma de quarks et gluons à une durée très courte de l'ordre de quelques fm/c seulement. Il est donc impossible de la détecter directement. Expérimentalement les détecteurs n'ont accès qu'aux produits de l'hadronisation du QGP ou éventuellement à des particules créées dans le QGP et n'ayant pas été perturbées par la phase hadronique. Pour déterminer si la phase de QGP a eu lieu ou non il faut donc pouvoir reconstruire des observables physiques ayant survécu à la phase hadronique finale.

Plusieurs signatures ont été proposées et étudiées tout au long des quelques vingt ans de cette quête du "graal" QGP. Certaines de ces signatures sont décrites dans ce chapitre. Pour une "review" complète et récente des signatures du QGP, la lectrice ou le lecteur est invité(e) à parcourir les références [16][17].

Il est important de noter que parmi la multitude de signatures proposées il n'existe pas (encore) de signature miracle, qui à elle seule prouverait l'existence du QGP. L'observation de plusieurs signatures ainsi qu'une étude systématique de celles-ci en fonction de l'énergie et la centralité de la collision sont nécessaires pour mettre en évidence la formation du QGP.

3.1 Mesure des photons thermiques

Les photons n'interagissant que par la force électromagnétique, ils quittent la source pratiquement sans interagir et donc en emportant l'information thermodynamique de celle-ci au moment de leur création.

Cependant les photons peuvent être produits aussi bien pendant la phase partonique initiale que pendant la phase de QGP ou même pendant la phase de hadronique. Les photons issus du QGP doivent donc être différenciés des autres sources de bruit.

Dans un QGP les photons sont émis comme radiation d'un plasma en équilibre thermique. Etant donné l'excès de gluons dans un QGP, une augmentation de photons est attendue du fait qu'ils peuvent être produits par des processus d'annihilation (eq. 3.1) et par diffusion Compton des gluons (eq. 3.2) :

$$q+\overline{q} \rightarrow \gamma + g \quad , \tag{3.1}$$

$$g+q \rightarrow \gamma + q \quad . \tag{3.2}$$

Ces photons thermiques portent des informations thermodynamiques sur le QGP. En effet, leur taux de production ainsi que leurs distributions en impulsion sont déterminés par les distributions en impulsion des quarks, anti-quarks et gluons du QGP [18]. La température du QGP étant plus élevée que celle d'un gaz de hadrons, la distribution en impulsion transverse des photons devrait présenter une augmentation pour les grandes impulsions transverses.

La mesure des photons directs est expérimentalement difficile à effectuer. En effet les sources de photons sont nombreuses, le bruit est donc très élevé. Les principales sources hadroniques de photons sont l'annihilation de pions (eq. 3.3), la diffusion compton des pions (eq. 3.4) ainsi que la décroissance des π^0 et η (eqs. 3.5,3.6) :

$$\pi + \pi \rightarrow \gamma + \rho \quad , \tag{3.3}$$

$$\pi + \rho \rightarrow \gamma + \pi \quad , \tag{3.4}$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad , \tag{3.5}$$

$$\eta \rightarrow \gamma + \gamma \quad . \tag{3.6}$$

Le spectre de photons émis lors des collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV a été mesuré par la collaboration WA98 au SPS [2]. Pour les collisions les plus centrales un excès de photons à haute impulsion transverse, par rapport à ceux provenant de sources purement hadroniques est observé (figure 3.1(b)) [2]. En revanche, l'excès n'est pas présent pour les collisions périphériques (figure 3.1(a)). Ceci pourrait être une indication d'un changement des mécanismes de production des photons en allant des collisions périphériques à celles plus centrales pour lesquelles la formation du QGP est attendue.

3.2 Signaux leptoniques

De même que pour les photons, les signaux leptoniques présentent cet avantage qu'ils quittent la zone d'interaction presque complètement inchangés. En effet ils ne sont sensibles qu'à la force électro-faible.

3.2.1 Augmentation de di-leptons à faible masse invariante

La collaboration NA45 (CERES) a mesuré la production de paires e^+e^- dans des collisions Pb+Au à une énergie du faisceau de 158 GeV par nucléon au SPS. Dans la région de masse invariante $0.25 < m_{ee} < 0.70$ GeV/c^2, une augmentation de la production de paires e^+e^- par rapport à la production par des sources hadroniques connues est observée [19]. La figure 3.2 montre une augmentation de di-leptons aux faibles masses invariantes pour des collisions Pb+Au alors qu'un tel excès n'est pas observé dans des collisions p+Be [20]. Cette augmentation n'a pu jusqu'à présent être expliquée sans introduire des modifications des propriétés des mésons vecteurs, et notamment du ρ, par le milieu environnant. Il a été suggéré que dans le plasma, la masse du ρ serait diminuée et sa largeur augmentée à cause de la restauration de la symétrie chirale [21] [22] .

3.2.2 Suppression des charmonia

Les états liés $c\overline{c}$, sont connus sous le nom de charmonia. La suppression de charmonia a été proposée comme signature de la création du QGP par Matsui et Satz [23] en 1986. La suppression des états liés $c\overline{c}$ serait due au phénomène d'écrantage de couleur (ou écrantage de Debye). Une paire $c\overline{c}$, créée initialement dans le plasma principalement par fusion de gluons ($g + g \to c + \overline{c}$), ne formera pas un état lié $c\overline{c}$ si le rayon d'écrantage de couleur devient plus petit que le rayon de l'état charmonium créé . Les quarks c et $\overline{c}$ ainsi dissociés vont se combiner avec des quarks u et d lors de la phase d'hadronisation, ce qui est appelé production de charme ouvert. Cette suppression des paires $c\overline{c}$ est dite "anormale" en opposition à la suppression des charmonia par absorption nucléaire.

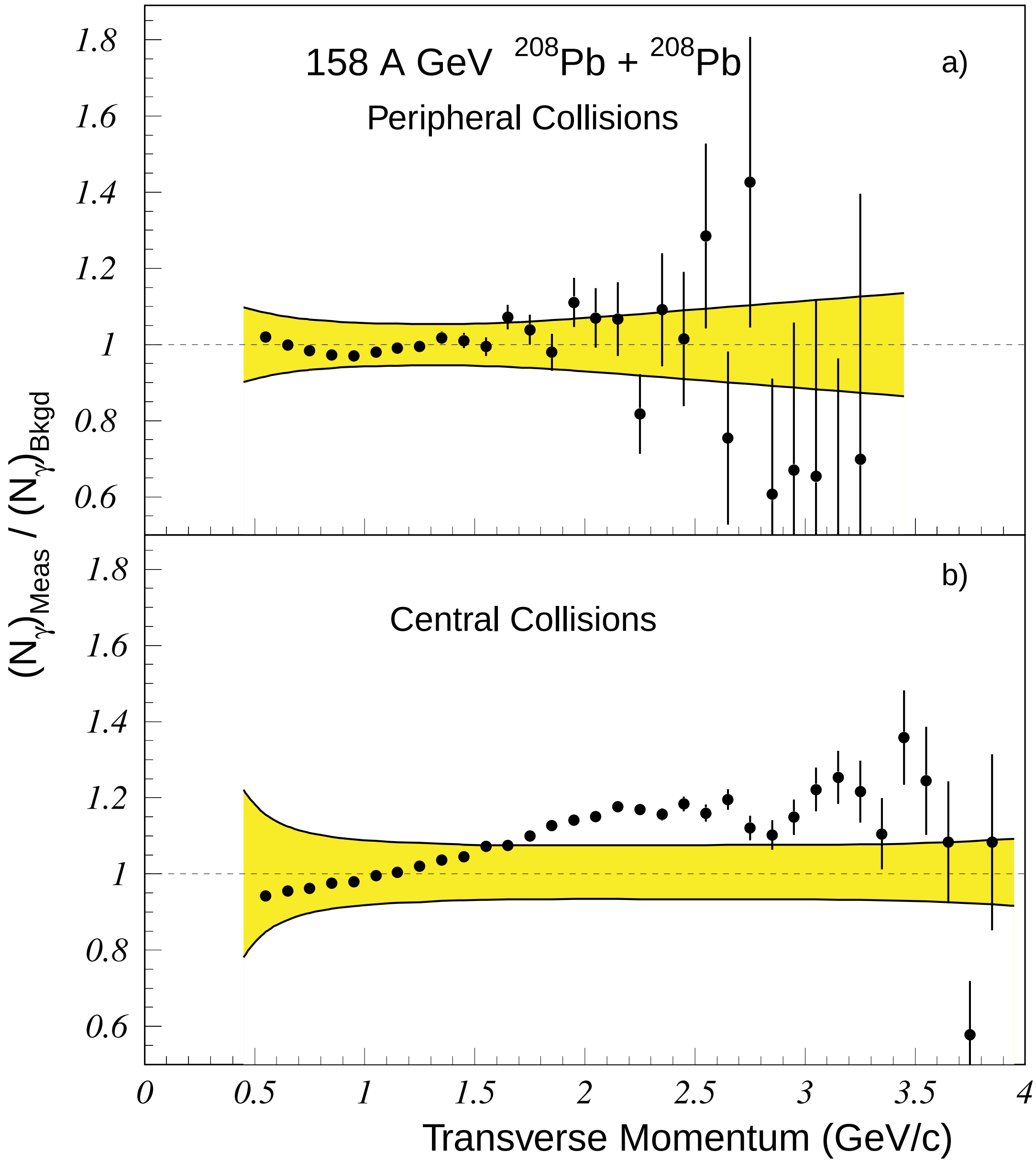

FIG. 3.1 – Rapport des photons mesurés sur le bruit calculé en fonction de l'impulsion transverse, pour des collisions (a) périphériques et (b) centrales. Les erreurs statistiques sont reportées sur les points alors que les erreurs systématiques sont représentées par la zone hachurée. Figure extraite de [2]

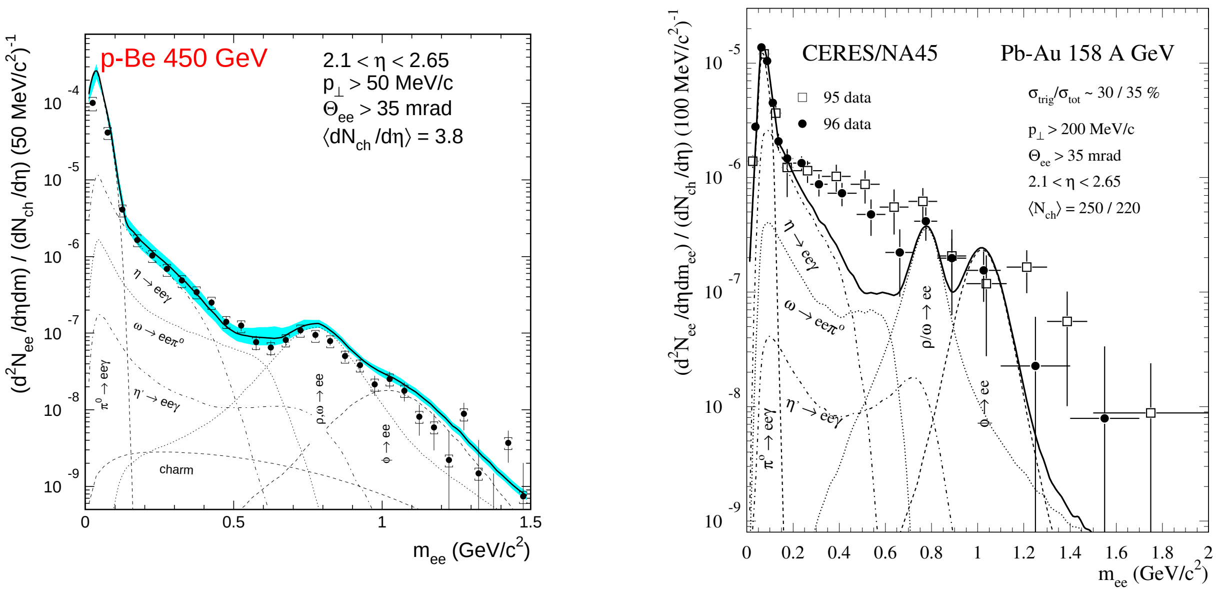

FIG. 3.2 – Distribution en masse invariante des paires e^+e^- mesurée par la collaboration CERES pour des collisions (gauche) p+Be et (droite) Pb+Au.

Étant donné que cette dissociation est dépendante de l'énergie de liaison de l'état charmonium considéré, les différents états charmonia seront dissociés à différentes températures du plasma. Ainsi les états moins liés χ et ψ' seront dissociés dès que la température atteint T_c alors que l'état J/ψ sera dissocié à une température $T \sim 1.2T_c$ [24] [25] .

La collaboration NA50 a reporté une suppression "anormale" du J/ψ dans des collisions centrales Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV au SPS [26]. La figure 3.3 montre les taux de production de J/Ψ mesurés, normalisés par rapport à ceux attendus si la seule source de suppression était l'absorption par la matière nucléaire pour différents systèmes p+A et A+B. Si la suppression mesurée pour des systèmes p+A et S+U est compatible avec une absorption nucléaire du J/ψ, cette dernière n'est plus suffisante pour expliquer la suppression mesurée pour les collisions Pb+Pb les plus centrales.

Ces résultats sont compatibles avec la suppression attendue pour un QGP. Cependant plusieurs modèles purement hadroniques ont tenté de reproduire ces résultats avec plus ou moins de succès [27][28][29].

Pour des collisions à des énergies plus élevées comme celles atteintes au LHC ou même au RHIC, certains auteurs [30] prédisent une augmentation de la production du J/Ψ par le QGP par rapport à celle dans un gaz hadronique. En effet l'argument précédent suppose que le nombre de paires $c\bar{c}$ produites par collision est petit, et donc que la probabilité de recombinaison d'un quark c avec un quark $\bar{c}$ n'ayant pas

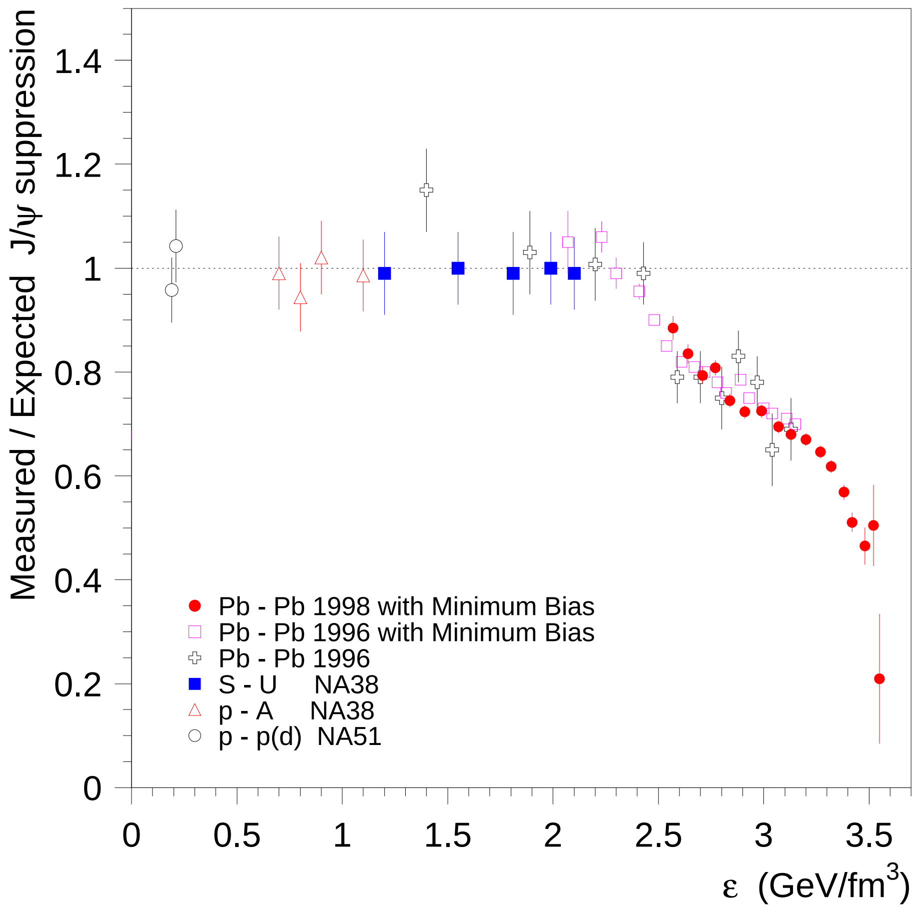

FIG. 3.3 – Production de J/Ψ normalisé par la production attendue si la seule source de suppression de J/Ψ était l'absorption nucléaire, en fonction de la densité d'énergie dans différentes collisions p+A et A+B, mesuré par la collaboration NA50 au SPS. Une suppression anormale est observée pour des collisions centrales Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV

été produit au même point est faible. Si le nombre de paires $c\bar{c}$ devient important, alors la probabilité de recombinaison de quarks et anti-quarks ne provenant pas de la même paire devient elle aussi importante.

3.3 Suppression de Jets à haute impulsion transverse

Un parton traversant le QGP, qui est un milieu dense et chaud où les quarks et gluons sont déconfinés, donc un système coloré, va subir une perte d'énergie par radiation de gluons. Par contre si le système traversé était neutre de couleur, l'interaction du parton serait faible et le système serait alors transparent pour lui. La transparence ou non du système créé lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes peut être testée par des partons produits par la collision elle-même. En effet pendant les premiers instants de la collision, des jets de partons sont créés par des collisions dures. Si ces partons perdent de l'énergie dans le système, alors l'hadron "dominant" créé lors de l'hadronisation du jet aura une énergie plus faible. Les hadrons à très haute impulsion transverse fournissent donc une mesure de l'opacité du milieu créé. Le spectre en impulsion transverse des hadrons sera alors déplacé vers les faibles impulsions transverses.

Les premières indications de la suppression de jets à haute impulsion transverse ont été obtenues par les collaborations STAR et PHENIX pour des collisions centrales Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV [31] [32]. La figure 3.4 montre le rapport du nombre d'hadrons chargés produits par collision binaire dans des collisions Au+Au divisé par le même nombre obtenu pour des collisions p+p (à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) [33] et extrapolé à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV en fonction de l'impulsion transverse. Si le milieu créé lors des collisions Au+Au centrales au RHIC était transparent, le spectre à haute impulsion transverse devrait être proportionnel à celui obtenu pour des collisions p+p, et donc le rapport précédent serait égal à 1.

3.4 Mesures du Flot Elliptique

L'anisotropie azimuthale de la distribution en impulsion transverse pour des collisions non-centrales est espérée être sensible aux premiers instants de l'évolution de la collision. Cette anisotropie peut être écrite sous la forme d'un développement

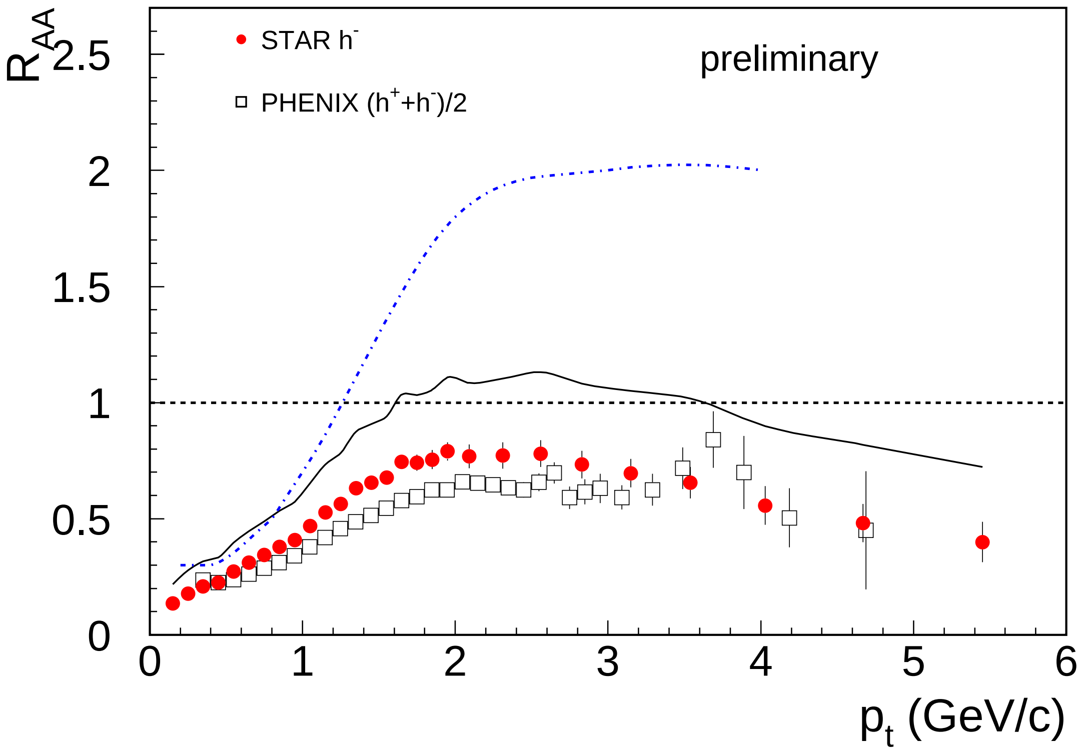

FIG. 3.4 – Rapport du nombre d'hadrons chargés par collision binaire pour des collisions Au+Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV sur celui obtenu pour des collisions p+p (à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) extrapolés à la même énergie. La ligne continue représente la limite des erreurs systématiques sur ce rapport, alors que la ligne pointillée est la moyenne des mesures au SPS. Figure extraite de [3]

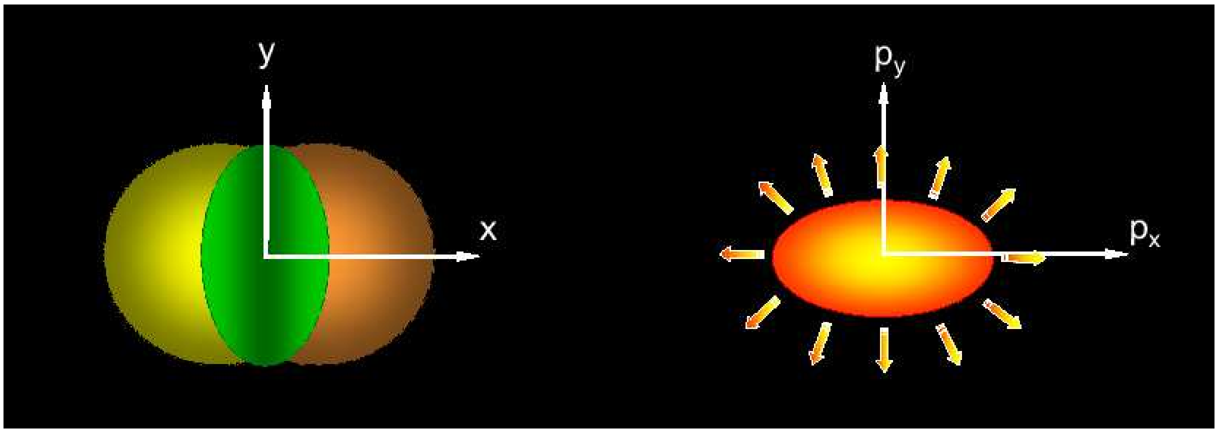

FIG. 3.5 – Asymétrie de la distribution de matière dans des collisions à paramètre d'impact non nul. A gauche, dans l'espace des coordonnées de position et à droite dans l'espace des impulsions.

de Fourier :

$$\frac{d^2N}{dp_\perp^2 d\phi} = \frac{dN}{2\pi dp_\perp^2}[1 + 2\sum_n v_n \cos(n\phi)] \ , \qquad (3.7)$$

où le second coefficient, $v2$, est appellé flot elliptique. Cette observable est importante car elle est sensible à la rediffusion des constituants (partons) dans le milieu dense et chaud créé par la collision. Pour des collisions à paramètre d'impact non-nul, la zone de recouvrement des noyaux à une forme d'amande comme indiqué par la figure 3.5. La rediffusion entre constituants va transformer cette anistropie d'espace en une anisotropie en impulsion. Aux premiers instants de l'évolution du système, l'anisotropie d'espace et donc la différence de gradient de pression sont importantes, mais au fur et à mesure que le système s'étend, celui-ci devient plus sphérique et la force d'expansion s'atténue d'elle-même. La valeur du flot elliptique observé reflète donc l'intensité de la rediffusion aux premiers instants de la collision.

Le flot elliptique a été étudié intensivement ces dernières années à l'AGS, au SPS et au RHIC. Les dernières mesures de flot elliptique pour des collisions Au+Au au RHIC montrent un grand degré de thermalisation du système créé lors des collisions les plus centrales. En effet les calculs hydrodynamiques reproduisent mieux les différents résultats que les calculs de modèles purement hadroniques [34]. Ceci est l'opposé de ce qui avait été observé pour des collisions à plus faible énergie. Par exemple, la figure 3.6 montre la dépendance en centralité du flot elliptique $v2$ pour les hadrons négatifs dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, mesurée par la collaboration STAR. La forme de cette dépendance est compatible avec les calculs hydrodynamiques [35][36] (représentés par les rectangles ouvertes) et pour

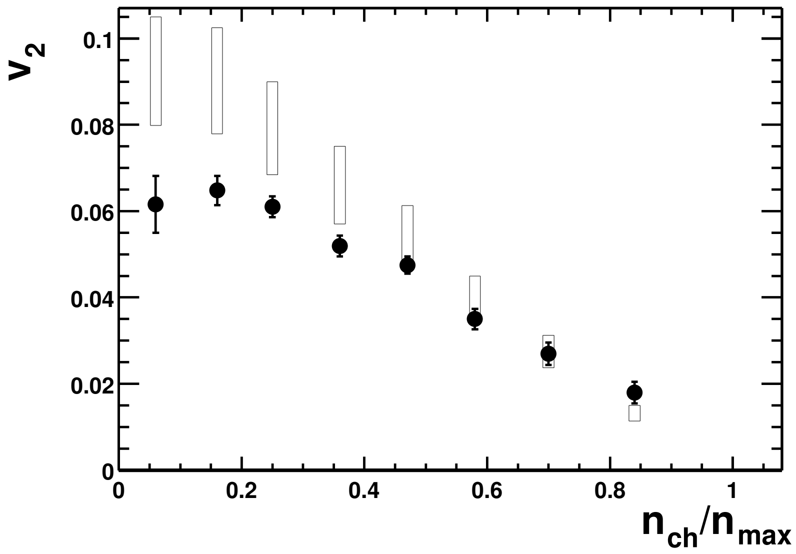

FIG. 3.6 – $v2$ en fonction de la centralité de la collision, mesuré par la collaboration STAR pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.

les collisions les plus centrales, ces calculs sont en parfait accord avec les mesures expérimentales du $v2$, ce qui montre le haut degré de thermalisation atteint lors de ces collisions.

3.4.1 Flot elliptique des particules étranges

Des mesures du flot transverse à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV au SPS ainsi qu'à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV ont montré un comportement différent des baryons étranges et surtout des baryons multi-étranges par rapport aux particules non-étranges [37][38]. Pour expliquer cette différence, un scénario physique où les hyperons ne participent pas à l'expansion collective et donc se découplent plus tôt du système à cause de leur faible section efficace d'interaction hadronique, a été proposé [39]. Cette explication suggère que des informations sur les premiers instants de la collision pourront être obtenues en étudiant le flot elliptique des hypérons. D'autre part, les premiers résultats sur le flot elliptique des particules étranges K^0_S, Λ et $\overline{\Lambda}$ au RHIC [40], montrent une saturation de $v2$ en fonction de l'impulsion transverse pour $p_\perp > 2$ GeV/c. Il a été suggéré que ce comportement à $p_\perp > 2$ GeV/c dans le modèle pQCD est relié au phénomène de perte d'énergie aux premiers instants de la collision (supression de jets à haute impulsion transverse), où la densité partonique est très élevée [41].

3.5 Augmentation de la production d'étrangeté

Une des premières signatures proposées pour montrer le passage par un état de plasma de quarks et gluons est l'augmentation de la production d'étrangeté par le QGP, relativement à la production par un gaz hadronique. Cette signature a été proposée dès 1982 par J. Rafelski et B. Mueller[42]. Elle repose sur le fait que les processus de production d'étrangeté dans un QGP auraient des seuils plus faibles que ceux dans un gaz hadronique, et donc atteindraient l'équilibre plus rapidement.

L'augmentation de la production d'étrangeté comme signature du QGP ainsi que les différents mécanismes de production d'étrangeté lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, seront discutés en détail dans le chapitre 4.

Chapitre 4

Production d'Étrangeté

La masse du quark étrange (s) étant comprise entre celle des quarks légers u et d, et celle des quarks c, b ou t, les particules étranges présentent l'avantage (par rapport aux particules formées uniquement de quarks u et d) d'être majoritairement produites tôt dans la collision et de manière plus abondante que les particules charmées par exemple. La multitude d'états possibles pour l'étrangeté (résonances aux courtes durées de vie, particules décroissant principalement par interaction faible, particules constituées uniquement de (anti-)quarks s, ...) offrent alors une grande variété d'outils pour tester les caractéristiques du système formé pour les collisions d'ions lourds. Dans ce chapitre, nous allons décrire plusieurs aspects de la production d'étrangeté lors de ces collisions d'ions lourds ultra-relativistes, puis nous discuterons une sélection de modèles théoriques utilisés pour décrire cette production.

4.1 Gaz hadronique ou Plasma de quarks et gluons

L'argument principal qui a conduit à la proposition de l'augmentation de la production d'étrangeté comme signature du plasma de quarks, est le suivant : le temps nécessaire pour que la concentration d'étrangeté atteigne l'équilibre chimique serait plus court dans un QGP que dans un gaz hadronique. Expérimentalement cela peut être déterminé en comparant la production d'étrangeté dans un système où l'on s'attend à la formation du QGP (forte densité d'énergie) à celle obtenue dans un système où la formation du QGP est improbable (collisions p+p, p+A ou A+A périphériques). Nous allons tout d'abord décrire les mécanismes de production d'étrangeté dans un QGP puis dans un gaz hadronique. Enfin nous discuterons des études menées au SPS par les collaborations WA97 et NA57 avec l'objectif de mettre en évidence cette augmentation de la production d'étrangeté.

4.1.1 Production d'étrangeté dans un QGP

Dans un plasma de quarks et de gluons, l'étrangeté est produite par création de paires $s\overline{s}$, bénéficiant de deux avantages : d'une part la température élevée du QGP, et d'autre part la forte densité gluonique du système.

La température du QGP, supérieure à la température critique $T_c \sim 175$ MeV [43], est suffisamment élevée pour qu'une restauration partielle de la symétrie chirale [44] ait lieu. Les masses des quarks légers seraient alors négligeables et celle du quark s d'environ 150 MeV/c^2. La valeur du seuil de production d'une paire $s\overline{s}$ par la réaction d'annihilation de quarks

$$q + \overline{q} \rightarrow s + \overline{s} \tag{4.1}$$

serait alors de l'ordre de deux fois la masse du quark s, soit environ 300 MeV seulement.

D'autre part, la densité gluonique élevée du QGP fournit des nouveaux canaux de production d'étrangeté. Des paires $s\overline{s}$ peuvent être produites par des réactions de fusion de gluons

$$g + g \rightarrow s + \overline{s} \tag{4.2}$$

dont les sections efficaces sont environ un ordre de grandeur plus importantes que celles d'annihilation de quarks [45]. Grâce à la forte densité gluonique et à la grande dégénérescence des gluons, les processus de fusion de gluons permettraient à la concentration d'étrangeté d'atteindre sa valeur à l'équilibre après un temps $\tau \sim 6$ fm/c [46], ce qui est comparable avec la durée de vie estimée de la phase de QGP (voir chapitre 2.2) lors des collisions d'ions lourds ultra- relativistes.

4.1.2 Production d'étrangeté dans un gaz hadronique

L'approche utilisée par J. Rafelski et al. [42][46][47] consiste à considérer comme point de départ un gaz hadronique à l'équilibre thermique, constitué uniquement de hadrons non étranges, puis à calculer le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre chimique par interactions hadroniques comme celles données par les équations 4.3 à 4.8. Comme l'étrangeté est conservée par interaction forte, elle peut être, soit créée par paires hadron étrange - hadron anti-étrange, soit échangée, soit annihilée. Tous ces processus hadroniques doivent être pris en compte dans les calculs d'évolution de la concentration d'étrangeté. Des exemples de processus de création sont :

$$N + N \to N + K + \Lambda \ , \quad E_{seuil} \sim 700MeV \ , \tag{4.3}$$

$$N + N \to N + N + \Lambda + \overline{\Lambda} \ , \quad E_{seuil} \sim 2200MeV \ , \tag{4.4}$$

$$\pi + \pi \to K + \overline{K} \ , \quad E_{seuil} \sim 720MeV \ , \tag{4.5}$$

$$\pi + N \to K + \Lambda \ , \quad E_{seuil} \sim 540MeV \ , \tag{4.6}$$

$$\pi + \Lambda \to K + \Xi \ , \quad E_{seuil} \sim 560MeV \ , \tag{4.7}$$

$$\pi + \Xi \to K + \Omega \ , \quad E_{seuil} \sim 710MeV \ , \tag{4.8}$$

les processus de création des anti-baryons (multi)-étranges étant les conjugués de ceux décrits ci-dessus. Nous pouvons constater d'une part, que les seuils de ces réactions sont élevés et d'autre part, que la production de particules multi-étranges Ξ et Ω nécessite 2 et 3 réactions en chaîne respectivement et donc un temps de formation plus long. La création des baryons multi-étranges est donc défavorisée. De plus, la création d'anti-baryons étranges doit faire intervenir des anti-nucléons (ou alors débuter par le processus 4.4, lequel est très coûteux en énergie) qui sont en nombre plus faible dans un système où la densité baryonique est élevée, comme au SPS. Cet argument est moins valable au RHIC car la densité baryonique y est moins elevée.

Les auteurs de [46] estiment qu'il faudrait un gaz hadronique d'une durée de vie bien supérieure au temps estimé pour le freeze-out du système créé lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

Si le système créé lors des collisions d'ions lourds passe par un état de plasma de quarks et de gluons, la quantité d'étrangeté produite par la collision sera donc plus importante que dans le cas où le QGP n'a pas été formé et que le système, après la phase de pré-équilibre, passe directement à l'état de gaz hadronique. De plus cette augmentation de la production d'étrangeté devrait être d'autant plus importante que le contenu en quark étrange du hadron considéré est élevé. Ainsi la plus forte augmentation est attendue pour les Ω.

4.1.3 Confrontation avec l'expérience

La production d'étrangeté a été étudiée de façon intensive depuis le début du fonctionnement des accélérateurs d'ions lourds AGS et SPS. Les baryons étranges étant supposés être plus sensibles que les mésons étranges à l'augmentation de la production d'étrangeté dans le plasma, la collaboration WA97 s'est concentrée

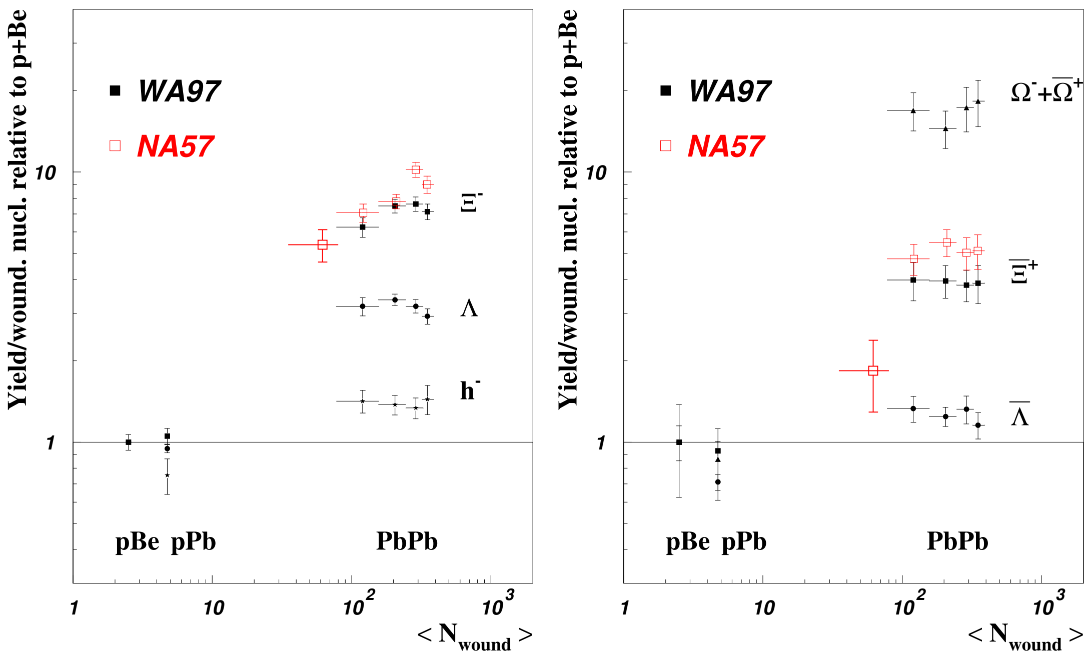

FIG. 4.1 – Augmentation de la production d'étrangeté par nucléon participant dans des collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{\rm NN}} = 17.3$ GeV par rapport à celle dans p+Be, mesurée par les collaborations WA97 (symboles fermés) et NA57 (symboles ouverts).

sur la mesure de l'augmentation de la production de baryons étranges dans les collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{\rm NN}} = 17.3$ GeV par rapport à celle dans les collisions p+Be [48].

La figure 4.1 montre l'augmentation de la production des hypérons et anti-hypérons par nucléon participant dans des collisions Pb+Pb par rapport à celle dans les collisions p+Be, en fonction de la centralité de la collision (définie ici par le nombre de nucléons participants [49]), mesurées par la collaboration WA97 (symboles fermés). Nous pouvons observer que effectivement l'augmentation est d'autant plus importante que le baryon est étrange, jusqu'à un facteur ~ 15 pour les $\Omega^- + \overline{\Omega}^+$, et que cette augmentation est constante dans le domaine en centralité couvert par l'expérience WA97 (40% de la section hadronique totale). L'expérience NA57, qui succéda à l'expérience WA97 avait une couverture en centralité plus large, lui permettant de rajouter un cinquième point correspondant à des collisions plus périphériques [50]. Les résultats préliminaires de la collaboration NA57 pour les Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ sont représentés sur la même figure par les symboles ouverts. Dans la zone de recouvrement des deux expériences, les mesures de NA57 présentent des valeurs systématiquement supérieures à celles de WA97. Le nouveau point plus périphérique montre une augmentation de la production des anti-baryons $\overline{\Xi}^+$, telle que définie plus haut, moins importante que dans les collisions plus centrales, ce qui suggère qu'il existe une centralité limite à partir de laquelle l'augmentation commence.

Deux précautions doivent être prises. D'une part ce phénomène n'est observable actuellement que pour les $\overline{\Xi}^{+}$, l'évolution pour les Ξ^{-} étant plutôt continue. Ceci doit donc être étudié davantage, en incluant l'analyse des autres hypérons. D'autre part, la collaboration NA49 a mesuré la production d'hypérons étranges dans des collisions p+p, p+Pb et Pb+Pb, et observé une augmentation de la production d'étrangeté dans les collisions p+Pb (pour lesquelles la phase de QGP n'est pas attendue) par rapport à celles dans des réactions p+p [51]. Le fait de voir déjà une augmentation de p+p à p+A montre l'importance de définir rigoureusement la référence par rapport à laquelle on déterminera si oui ou non l'augmentation d'étrangeté peut être attribuée à la formation du QGP. De plus, J. Rafelski et al. [52] insistent sur le fait que la référence pour une comparaison des résultats en A+A devrait toujours être des systèmes de collisions type N+A.

4.2 Modèles théoriques de production de particules

L'évolution des collisions d'ions lourds ultra-relativistes (chapitre 2.2), traverse plusieurs étapes aux degrés de liberté et processus physiques dominants très différents, dont les frontières sont souvent très floues (si jamais elles existent). Le modèle "parfait" devrait donc être capable de décrire avec précision chacune de ces étapes, d'éteindre un processus physique ici pour en allumer un autre là-bas au grès des passages des frontières ou peut être évoluer lentement de l'un à l'autre. Ce modèle bien sur n'existe pas, ou plutôt si, c'est la QCD mais ... Alors chacun choisit son étape préférée et essaye de la décrire du mieux possible, en échange il doit sacrifier une étape ici et faire une approximation là-bas. A la fin, la panoplie de modèles disponibles peut être schématiquement classée en deux catégories : les modèles microscopiques et les modèles thermiques. Les modèles microscopiques s'attachent à décrire en détail les processus de production de particules et ainsi expliquer les résultats expérimentaux. Au contraire les modèles thermiques utilisent les lois de la physique statistique pour décrire l'état du système au moment du freeze-out.

Dans cette section nous allons décrire un choix arbitraire de modèles de production de particules, le critère de sélection étant tout simplement : "ont-ils des prédictions fiables de la production des Ξ dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV"? Leurs prédictions sur la production des particules Ξ^{-} et $\overline{\Xi}^{+}$ seront présentées et discutées dans le chapitre 9.

4.2.1 Dual Parton Model

Le modèle DPM (Dual Parton Model) de A. Capella et al. [53][7] décrit les collisions d'ions lourds ultra-relativistes (les collisions p+p et p+A également) de façon microscopique, c'est-à-dire en étudiant la dynamique de chacun des constituants du système. Dans sa version la plus récente, le modèle comporte deux phases distinctes, la première décrit l'interaction initiale des noyaux incidents et calcule les densités de rapidité hadroniques initiales. La deuxième phase décrit les interactions hadroniques de l'état final qui, à partir des densités initiales calculées précédemment, vont déterminer les taux de production hadroniques.

Dans le cadre du modèle DPM, qui est un modèle de cordes, la production des hadrons lors des interactions p+p est dominée par la fragmentation de deux cordes $qq - q$ (diquark-quark) produisant deux baryons dans les régions de fragmentation des nucléons incidents. Les collisions noyau-noyau sont alors décrites par une superposition de collisions nucléon-nucléon entre les nucléons participants. Cependant la plupart des modèles de cordes qui tentent de décrire ainsi les collisions noyau-noyau ne parviennent pas à reproduire la quantité de stopping observée (sous-estimée par les modèles). La particularité du modèle DPM réside dans la façon utilisée pour créer plus de stopping, et qui consiste à autoriser l'interaction simultanée d'un nucléon d'un des deux noyaux incidents avec deux nucléons de l'autre noyau, et qui suppose donc la cassure du diquark du premier nucléon. Ainsi la section efficace $p + p$ peut alors être séparée en deux contributions, l'une préservant le diquark (DP), et l'autre le cassant (DB), ce qui résulte en une augmentation plus importante de la section efficace noyau-noyau grâce à la contribution des mécanismes DB qui augmente plus rapidement avec le nombre de nucléons participants que la contribution des mécanismes DP [54].

La distribution en rapidité du nombre net de baryons peut alors être écrite, pour un paramètre d'impact b donné, comme la somme des contributions du mécanisme DP et du mécanisme DB sous la forme :

$$\frac{dN^{AA\rightarrow\Delta B}}{dy}(y,b) = n_A(b)\left[\frac{1}{\nu(b)}\left(\frac{dN^{\Delta B}_{DP}}{dy}(y)\right)_{\nu(b)} + \frac{\nu(b)-1}{\nu b}\left(\frac{dN^{\Delta B}_{DB}}{dy}(y)\right)_{\nu(b)}\right] \quad , \qquad (4.9)$$

où chaque nucléon interagit en moyenne avec $\nu(b)$ nucléons de l'autre noyau [7]. Le nombre de baryons de chaque espèce est alors obtenu à partir de la relation précédente en attribuant un poids à chaque hadron en fonction de leur composition chimique et d'un paramètre de suppression d'étrangeté.

Les densités hadroniques ainsi obtenues servent ensuite de conditions initiales pour les équations d'évolution des densités hadroniques utilisées pour décrire les interactions de l'état final, lesquelles s'écrivent [7] :

$$\tau\frac{d\rho_i}{d\tau} = \sum_{kl}\sigma_{kl}\rho_k\rho_l - \sum_{k}\sigma_{ik}\rho_i\rho_k \quad , \tag{4.10}$$

où τ est le temps propre, ρ_i la densité de hadrons de type i et les σ_{kl} les sections efficaces des processus considérés. Le premier terme de droite représente la production de particules de type i par l'interaction des particules de type k et l, alors que le second terme de droite représente la perte des particules de type i due à leur interaction avec des particules de type k. Les interactions de l'état final considérées, sont de deux sortes : soit des interactions de production d'étrangeté (eq. 4.11), soit des interactions d'échange d'étrangeté (eq. 4.12) :

$$\pi + N \rightleftarrows K + \Lambda\ , \quad \pi + \Lambda \rightleftarrows K + \Xi\ , \quad \pi + \Xi \rightleftarrows K + \Omega \quad , \tag{4.11}$$

$$\pi + \Lambda \rightleftarrows K + N\ , \quad \pi + \Xi \rightleftarrows K + \Lambda\ , \quad \pi + \Omega \rightleftarrows K + \Xi \quad . \tag{4.12}$$

Les interactions de production d'étrangeté auront pour effet d'augmenter le nombre d'hypérons. En effet, pour toutes les réactions de l'équation (4.11) les densités des particules des membres de gauche sont plus élevées que celles des membres de droite : l'effet des réactions inverses (donc de destruction d'étrangeté) sera faible. La contribution des réactions d'échange d'étrangeté (4.12) sera au contraire négligeable car le produit des densités de particules de l'état initial est comparable à celui des particules de l'état final. L'effet global des interactions de l'état final est donc une augmentation du nombre d'hypérons étranges, augmentation qui est d'autant plus importante que le baryon est étrange. En effet, les baryons multi-étranges sont créés par une chaîne de deux ou trois réactions, l'effet précédent s'accumulant alors à chaque étape, de plus leurs densités initiales sont les plus faibles.

Deux comportements de cette augmentation sont très particuliers à ce modèle. D'une part l'augmentation des baryons étranges est plus importante que celle des anti-baryons étranges, car la densité de baryons initiale est supérieure à celle de anti-baryons. D'autre part, le gain d'hypérons par les interactions de l'état final augmente avec la centralité car le terme de production de particules de l'équation 4.10 fait intervenir des produits de densité de particules, et augmente donc de façon quadratique avec la centralité de la collision.

4.2.2 Modèle de coalescence de quarks

Le modèle ALCOR (ALgebraic COalescence Rehadronization) [55] est un modèle qui suppose comme point de départ pour la formation des hadrons que tous les quarks et anti-quarks constituants des hadrons finaux sont présents dans l'état initial en équilibre thermique. L'hadronisation par coalescence de quarks est supposée être un processus soudain, *i.e.* plus rapide que les processus de re-interaction hadronique. ALCOR est donc un modèle de redistribution des quarks et anti-quarks dans les différents états accessibles.

Le modèle nécessite de connaître le nombre de quarks et anti-quarks de l'état initial, ceux-ci sont estimés à partir de trois paramètres qui seront ajustés aux données expérimentales. Le premier paramètre utilisé (D) est une mesure de la quantité de stopping de la collision ou plus précisément, de la fraction de baryons à mi-rapidité provenant des noyaux incidents. Ceci est déterminé par la valeur expérimentale du rapport K^+/K^-. Les deux autres paramètres représentent le nombre de paires de quarks légers et de quarks étranges produites par la collision, $N_{u\overline{u}}$ et $f_s = N_{s\overline{s}}/(N_{u\overline{u}}N_{d\overline{d}})$ qui sont déterminés à partir des taux de production des pions et kaons négatifs [4]. Une fois l'ajustement des paramètres réalisé, la re-répartition des quarks et anti-quarks peut être faite afin de prédire les autres résultats expérimentaux tels les rapports de particules, Ξ^-/π^- par exemple.

Finalement, le modèle ALCOR ne fait aucune hypothèse sur la façon dont le système a atteint l'état initial considéré (gaz de quarks et anti-quarks), en particulier il ne renseigne en aucune façon sur le passage ou non par une phase de plasma de quarks et de gluons.

4.2.3 Modèles thermiques

Les modèles thermiques de production de particules décrivent le système créé lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes en utilisant les lois de la physique statistique, et ainsi déterminent le degré d'équilibre thermique et chimique atteint dans ce système. Ce genre de modèles (aux multiples variantes) a été largement utilisé pour décrire les collisions d'ions lourds ultra-relativistes [56][57][58][59][60], avec généralement beaucoup de succès.

Dans sa plus simple version, le modèle thermique suppose que la matière hadronique créée par la collision forme un gaz parfait en équilibre thermique et chimique, pouvant alors être décrit par sa température T et les potentiels chimiques baryonique μ_B, d'étrangeté μ_S et de troisième composante d'isospin μ_I. La densité de hadrons d'une espèce i donnée dans le système est obtenue à partir de la relation [60],

$$n_i = g_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{(E_i(p)-\mu_i)/T} \pm 1} \quad , \tag{4.13}$$

où g_i est la dégénérescence de spin, et

$$\mu_i = \mu_B B_i - \mu_S S_i - \mu_I I_i \quad , \tag{4.14}$$

où B_i, S_i et I_i sont respectivement les nombres quantiques baryonique, d'étrangeté et de troisième composante d'isospin de la particule de type i. Le volume V du système ainsi que les potentiels chimiques μ_S et μ_I sont fixés par les lois de conservation du nombre baryonique, de l'étrangeté et de la charge. Ainsi les seuls paramètres libres du modèle sont alors la température T et le potentiel chimique baryonique μ_B. Dans toutes les versions du modèle, le nombre total de hadrons de type i mesurés est la somme de ceux directement produits par le système plus ceux provenant de la désintégration des hadrons plus lourds. Les contaminations dues aux produits de décroissance des particules par interaction faible sont plus difficiles à traiter, car dépendantes de l'acceptance de chaque détecteur. Lorsque l'information nécessaire pour la fixer n'a pas été déterminée expérimentalement, chaque auteur teste généralement plusieurs degrés de contamination.

Plusieurs raffinements peuvent être apportés au modèle, comme l'introduction d'un volume d'exclusion pour les hadrons. En effet, pour tenir compte de la répulsion nucléaire entre hadrons à courte distance, un volume d'exclusion est associé à chaque hadron[61]. Si les volumes d'exclusion des hadrons de type différent devraient être a priori différents, l'approche couramment utilisée consiste à utiliser le même volume pour tous les hadrons [60].

Si le modèle thermique décrit précédemment suppose que tous les hadrons forment un seul système à l'équilibre thermique et chimique, Becattini et Cleymans [58][57] autorisent la formation de plusieurs systèmes, chacun avec ses propre température et potentiel chimique baryonique.

Finalement J. Rafelski et J. Letessier [62] utilisent une forme différente de l'équation 4.13 en introduisant la fugacité définie comme :

$$\lambda_i = e^{\frac{\mu_i}{T}} \tag{4.15}$$

pour décrire la production de particules ou anti-particules ($\lambda_{\bar{i}} = \lambda_i^{-1}$). Les fugacités peuvent s'exprimer en fonction de celles de ces quarks constituants par exemple, $\lambda_{\Xi^-} = \lambda_s \lambda_s \lambda_d$.

De plus, J. Rafelski et J. Letessier [59] envisagent la possibilité que l'équilibre chimique du système créé ne soit pas complet, notamment dans le cas de l'étrangeté qui n'aurait pas le temps suffisant pour l'atteindre, et introduisent un nouveau paramètre γ_s représentant la fraction d'équilibre d'étrangeté atteint ($\gamma_s = 1$ signifie un équilibre complet).

Dans tous les cas, la suite est la même, les paramètres du modèle sont alors obtenus en utilisant les résultats expérimentaux des rapports de particules. L'ajustement des paramètres du modèle est réalisé en minimisant, par une méthode des moindres carrés, la différence entre les divers rapports mesurés et leurs valeurs calculées par le modèle. Les lois de conservation utilisées, étant des lois globales, il faudrait en principe utiliser des rapports intégrés sur 4π. Cependant pour des systèmes fortement invariants de Lorentz (ce qui est le cas des collisions Au+Au au RHIC) les lois sont localement conservées, des rapports à mi-rapidité peuvent alors être utilisés.

Il faut garder à l'esprit que par définition, les modèles thermiques ne permettent pas de déterminer si la phase de QGP a eu lieu plus tôt dans l'évolution du système. En effet par définition, un système en équilibre thermique oublie tout de son passé. Néanmoins ils peuvent nous renseigner sur le degré d'équilibre atteint, ainsi que sur les conditions de température et densité baryonique atteintes dans la collision. Cela permettrait de les situer par rapport aux conditions critiques attendues pour la formation du plasma. D'autre part, toute déviation de ce comportement thermique mettant en cause ses hypothèses de base serait riche en renseignements sur la dynamique du système.

Dans le chapitre 9, nous ferons une comparaison des prédictions des modèles précédemment discutés avec les résultats expérimentaux obtenus par l'analyse décrite dans ce document.

Chapitre 5

L'expérience STAR au RHIC

5.1 Le Collisioneur d'Ions Lourds Ultra Relativistes RHIC

Situé au Brookhaven National Laboratory (BNL) aux États Unis, le RHIC est une nouvelle machine principalement dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. L'année 2000 était la première année de fonctionnement de cette nouvelle machine. Le RHIC a été conçu pour accélérer principalement des ions Au(79+) cependant il pourra aussi accélérer d'autres ions. Les ions Au pourront être accélérés avec une luminosité nominale de l'ordre de $10^{27}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ à des énergies par faisceau variant de 30 à 100 GeV par nucléon, ce qui correspond à des énergies dans le centre de masse par paire de nucléon ($\sqrt{s_{NN}}$) comprises entre 60 et 200 GeV. Il est donc capable de fournir des collisions à une énergie d'un ordre de grandeur plus important que les machines précédentes (AGS, SPS). Hormis le programme d'ions lourds, le RHIC a aussi la capacité de produire des faisceaux de protons polarisés ou non, avec une luminosité maximale de l'ordre de $10^{32}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ pour une énergie maximale par faisceau de 250GeV. La possibilité d'accélérer des protons et la présence de deux anneaux indépendants permettront de combiner des nucléons et des ions pour obtenir des réactions p+p et p+A, qui servent de référence pour comprendre les résultats obtenus avec les données A+A. Le programme de protons polarisés a pour but de comprendre la contribution des différentes saveurs de quarks et de gluons au spin total du nucléon. Le RHIC, dont la place dans le complexe accélérateur de BNL est illustré par la figure 5.1, est constitué de deux anneaux synchrotrons supraconducteurs concentriques de 3.8 km de circonférence, chaque anneau accélère les ions ou protons en sens opposé. Les ions composant

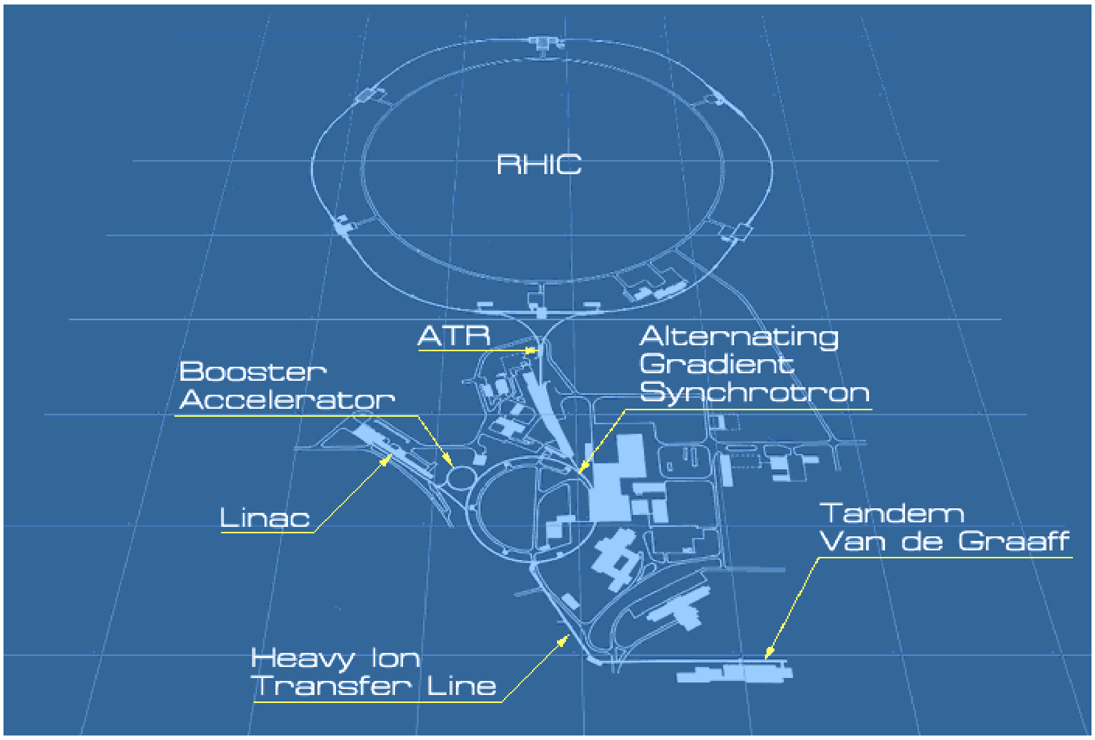

FIG. 5.1 – Descriptif du collisionneur RHIC

le faisceau sont produits par l'accélérateur Tandem de type "Van de Graaf", puis transportés par la ligne de transfert (Heavy Ion Transfer Line) et réaccélérés par le Booster, injectés dans l'AGS où ils sont accélérés jusqu'à 11 GeV par nucléon pour être finalement injectés dans le RHIC pour accélération à l'énergie nominale. Les faisceaux de protons (pour les études de type p-p ou p-A) sont délivrés par l'accélérateur linéaire (LINAC) avec une énergie allant jusqu'à 200 MeV avant leur injection dans le Booster. Les trajectoires des ions dans les anneaux se croisent en six points d'interaction, parmi lesquels quatre sont actuellement utilisés par quatre expériences, BRAHMS, PHOBOS, PHENIX et STAR.

5.1.1 Les expériences auprès du RHIC

Les quatre expériences installées auprès du RHIC, sont dediées principalement à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

BRAHMS (Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers) [63] a pour objectif principal la mesure des hadrons chargés dans un grand domaine de rapidité et d'impulsion transverse. BRAHMS est constitué d'un spectromètre mobile à petite acceptance couvrant les grandes rapidités, ainsi que d'une chambre à projection temporelle situé à mi-pseudorapidité.

PHOBOS [64] est constitué principalement d'un télescope de détecteurs au silicium, permettant la mesure de particules à faible impulsion transverse ainsi qu'un taux d'acquisition de données élevé. Le télescope couvre un grand domaine d'acceptance qui permet la mesure de spectres de particules ainsi que des corrélations entre elles.

L'expérience PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) [65] est une des deux grandes expériences du RHIC, comportant environ 400 physiciens. Outre la mesure de hadrons dans un domaine spécifique en rapidité, une des particularités de PHENIX est sa capacité à mesurer des particules se désintégrant dans des canaux leptoniques et électromagnétiques. PHENIX peut mesurer le ϕ par l'intermédiaire de son canal leptonique $\phi \to e^+e^-$ ou les pions neutres via $\pi^0 \to \gamma\gamma$ grâce à des calorimètres électromagnétiques installés à mi-rapidité. D'autre part, l'état lié $c\bar{c}$ (J/Ψ) est accessible via $J/\Psi \to \mu^+\mu^-$ grâce aux deux spectromètres de détection de muons installés aux rapidités avant et arrière.

Finalement, STAR, l'autre grande expérience installée auprès du RHIC, regroupe des physiciens au sein d'une collaboration de taille sensiblement égale à la collaboration PHENIX. STAR se consacre à la mesure des hadrons dans un grand angle solide et permet l'étude d'observables événement par événement. Le descriptif de son dispositif expérimental fait l'objet de la section suivante.

Comme RHIC est principalement dédié aux collisions d'ions lourds ultra-relativistes, et grâce à la large gamme de mesures, complémentaires pour certaines et redondantes pour d'autres, accessibles aux quatre expériences qui y sont installées, une vision claire et complète des collisions d'ions lourds au RHIC devrait pouvoir être obtenue.

5.2 L'expérience STAR

L'un des atouts majeur de STAR est de couvrir une large acceptance $(y, p_\perp)$ associée à une couverture azimutale complète. STAR est constitué de plusieurs détecteurs ou sous-systèmes qui ont été ou seront installés progressivement sur une période de quatre ans, et dont la configuration finale est illustrée par la Figure 5.2. La majorité des sous-systèmes sont à l'intérieur d'un grand aimant solénoïdal pouvant fournir un champ magnétique d'une intensité maximale de 0.5 T. Dans sa configuration de l'année 2000, les différents sous-systèmes installés étaient, outre l'aimant, la Chambre à Projection Temporelle (TPC), deux Calorimètres hadroniques à Zéro Degré (ZDC), le Cylindre Central du système de déclenchement

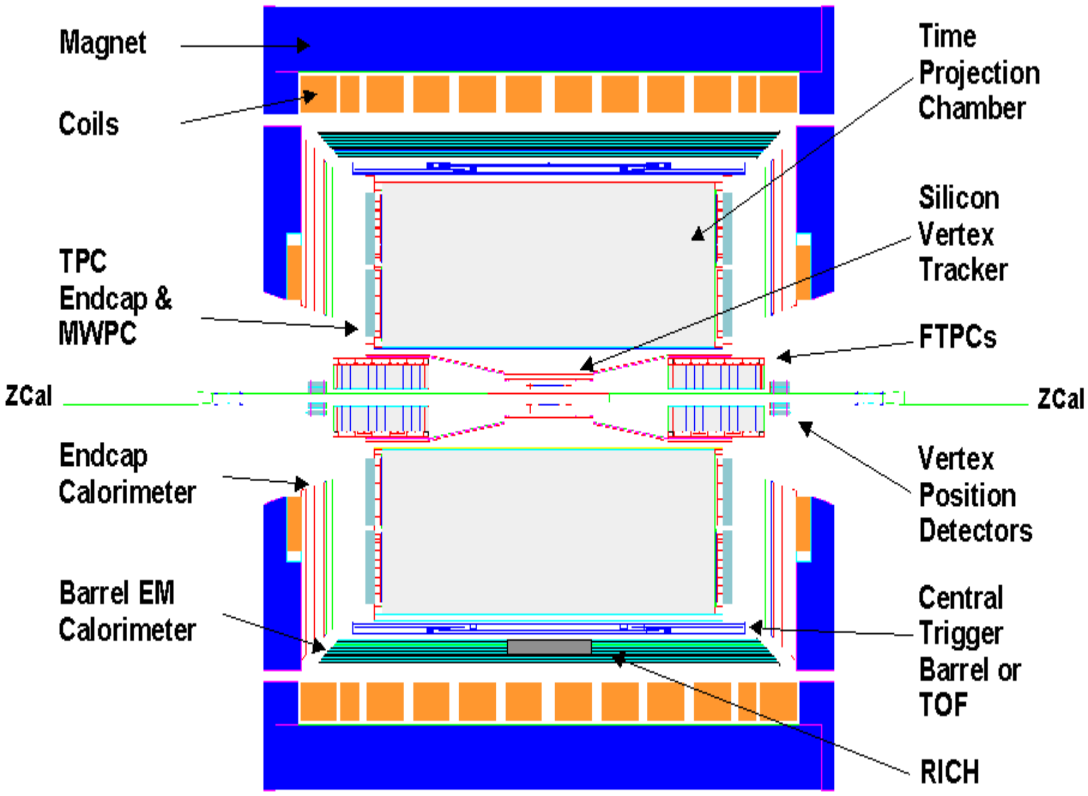

FIG. 5.2 – Coupe longitudinale du détecteur STAR. Le principal détecteur de trajectographie, la TPC, mesure 4.2 m de long et 4 m de diamètre

(CTB), et un Imageur à Anneaux Cherenkov (RICH). Seules les données provenant des quatre premiers sous-systèmes cités ont été considérées pour mener à bien les analyses présentées dans ce document.

5.2.1 L'aimant

L'aimant est d'une grande importance pour STAR. En effet c'est grâce au champ magnétique qu'il fournit et donc à la courbure qu'il inflige aux trajectoires des particules chargées, que l'impulsion de celles-ci peut être déterminée dans la TPC. L'aimant consiste en un grand solénoïde, fonctionnant à température ambiante et a été conçu pour fournir un champ magnétique uniforme et parallèle à l'axe des faisceaux, avec une intensité ajustable entre -0.5 et 0.5 T. Pour la période de prise de données de l'année 2000, la valeur du champ magnétique était fixée à $B_z = 0.25$ T, B_z étant la composante du champ parallèle à l'axe des faisceaux.

Disposer d'un champ magnétique parfaitement uniforme permet de simplifier considérablement la trajectographie dans STAR, en effet toutes les traces chargées

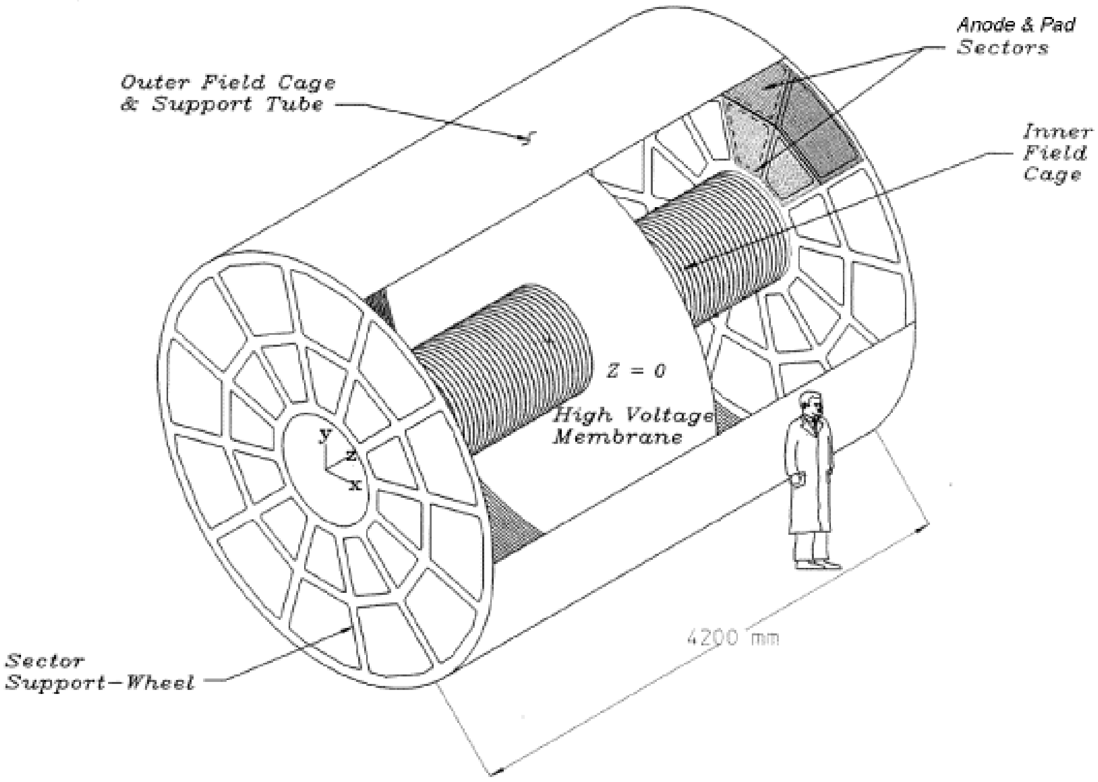

FIG. 5.3 – Vue schématique de la TPC de STAR

suivront une trajectoire hélicoïdale. Cependant toute non-uniformité du champ magnétique entraîne une distorsion des traces. Une carte du champ magnétique avec une précision de $1 - 2$ Gauss a donc été réalisée afin de pouvoir corriger la distorsion des traces, dû aux inhomogénéites du champ avec une précision de $\sim 200 - 300\mu$m. [Référence sur le champ magnétique et la carte de celui-ci]

5.2.2 La Chambre à Projection Temporelle

Le principal détecteur de trajectographie de STAR est sa Chambre à Projection Temporelle(TPC) qui a été choisie pour ses grandes acceptance et granularité permettant l'identification des particules. De plus, STAR doit être capable de supporter un environnement de très grande multiplicité. Les TPCs ont montré dans le passé, du GSI au SPS [66], leur efficacité dans ce genre d'environnement.

La TPC de STAR est un cylindre mesurant 4.2m de long, et 4m de diamètre et rempli de gaz. Le rayon interne est de 0.5 m alors que le rayon externe est de 2 m, le tout couvrant un domaine d'environ ± 1.5 unités de pseudo-rapidité η. En effet au niveau du rayon interne la TPC couvre ± 2 unités de pseudo-rapidité alors qu'au niveau du rayon externe n'est que de ± 1 unité. Or lors de la reconstruction des traces de particules chargée (que nous appellerons simplement traces dans la suite de ce document) dans la TPC, un nombre minimum de points de mesure est requis, la couverture moyenne en pseudo-rapidité étant alors comprise entre une et deux unités.

Le gaz utilisé est du P10 à pression atmosphérique, un mélange constitué de 90% de Argon (Ar) et 10% de méthane (CH_4), qui a été choisi pour diverses raisons. D'une part l'atténuation des électrons dérivant dans la TPC doit être faible, et toute autre perte d'électrons doit être minimisée pour éviter par exemple la fixation d'électrons sur des molécules d'oxygène ou d'eau, la concentration d'oxygène doit donc être inférieure à cent parties par million. D'autre part les diffusions transverse et longitudinale doivent être faibles pour assurer une séparation à deux traces satisfaisante. La vitesse de dérive des électrons détermine le taux maximum d'événements pouvant être mesuré par la TPC. Dans les conditions d'utilisation de la TPC de l'été 2000, la vitesse de dérive des électrons était de 5.44 ± 0.01 cm/μs, où 0.01 représente l'amplitude des variations observées pendant un intervalle de plusieurs journées. Cependant pour une période donnée la vitesse de dérive était mesurée avec une précision de ~ 0.001 cm/μs.

Le volume utile pour la trajectographie est divisé en deux zones dans le sens de la longueur par le plan de la cathode de haute tension, aussi appelée membrane centrale, et placée au centre de la TPC. La cathode est maintenue à -31 kV de façon à créer un champ électrique longitudinal entre la membrane centrale et les deux extrémités de la TPC qui sont connectées à la terre. Le volume utile de la TPC est délimité par les "cages de champ" interne et externe, qui sont constitués d'anneaux de 11.5 mm d'épaisseur harmonisant la chute de tension sur toute la longueur de la TPC, ceci permettant de maintenir un champ électrique uniforme de 148 V/cm. Les deux "cages de champ" sont très minces, avec des longueurs de radiation respectivement de 0.62% et 1.26% pour les "cages de champ" interne et externe.

Les électrons créés lors du passage des particules dans le volume actif, dérivent par l'action du champ électrique vers les extrémités de la TPC. Une fois arrivés à la fin de la zone de dérive, délimitée par le plan de masse, les électrons sont accélérés par la grille d'anodes maintenue à 1265 V. Lors de cette re-accélération une avalanche est produite, les ions migrant vers le plan connecté à la terre, le signal induit étant lui recollecté par un plan de *pads* placé derrière la grille des anodes. Le signal induit est proportionnel à l'ionisation initiale. Pour éviter que les ions positif retournent dans le volume de dérive, une grille *porte* fonctionnant à -135 V

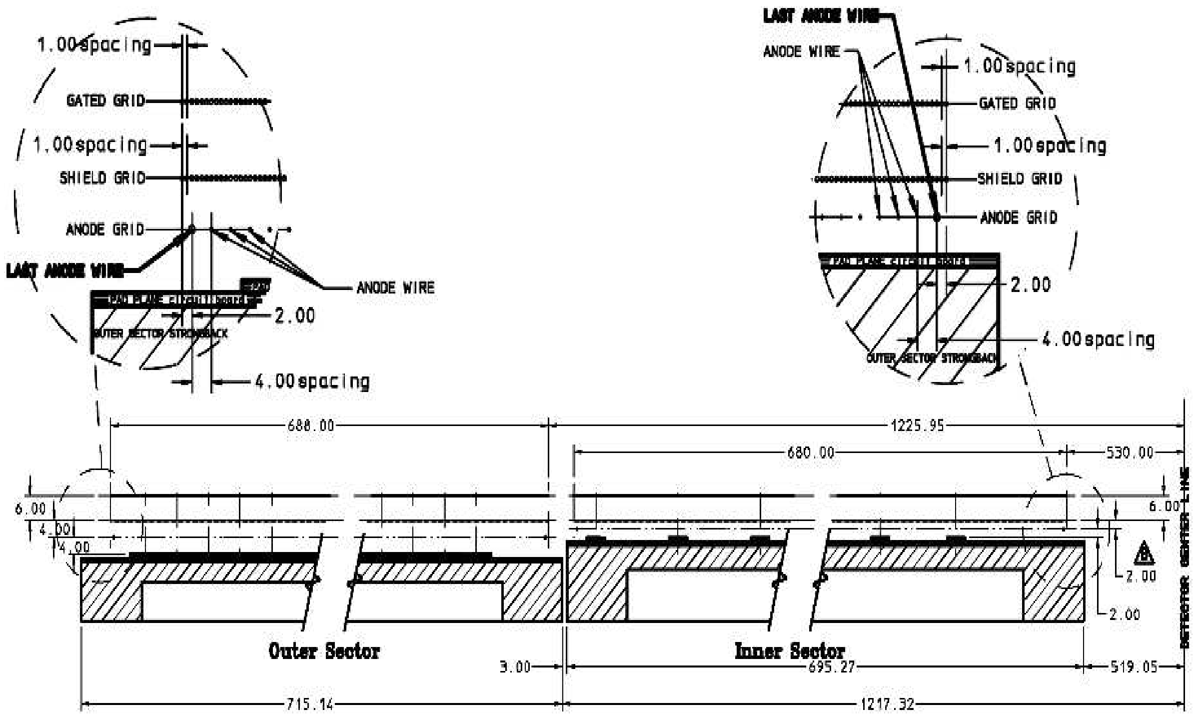

FIG. 5.4 – Arrangement des grilles de fils d'un des 24 secteurs de la TPC de STAR

est placée avant le plan de terre et peut être ouverte ou fermée si nécessaire. La figure 5.4 montre les positions relatives des différentes grilles de fils d'un secteur des plans de lecture de la TPC.

Chaque surface de lecture placée en bout de la TPC est divisée en 12 secteurs principaux, qui sont eux mêmes subdivisés en un secteur interne et un secteur externe. Les *pads* sont arrangés en lignes, le secteur interne comporte 13 lignes de *pads* et le secteur externe 32 comme peut être observé dans la figure 5.5. Les *pads* du secteur interne mesurent 2.85 mm par 11.5 mm, et ont été choisis pour fournir la meilleure séparation à deux traces dans une région où la densité de traces est élevée car proche du vertex primaire. Comme la densité de traces est plus faible a l'extérieur de la TPC, les *pads* du secteur externe sont plus grands, ils mesurent 6.2mm par 19.5mm. A l'opposé du secteur interne, les *pads* du secteur externe couvrent la totalité de l'espace disponible ce qui les rend plus performants pour la mesure de la perte d'énergie et donc pour une meilleure identification des particules. Chaque secteur principal comporte 5690 *pads*, ce qui fait un total de $\sim$ 137000 voies à lire, chacune d'elles étant divisée en 512 paquets en temps, soit $\sim$ 70 millions d'échantillons ou pixels.

Le signal mesuré dans chaque *pad* est amplifié par des circuits intégrés de type

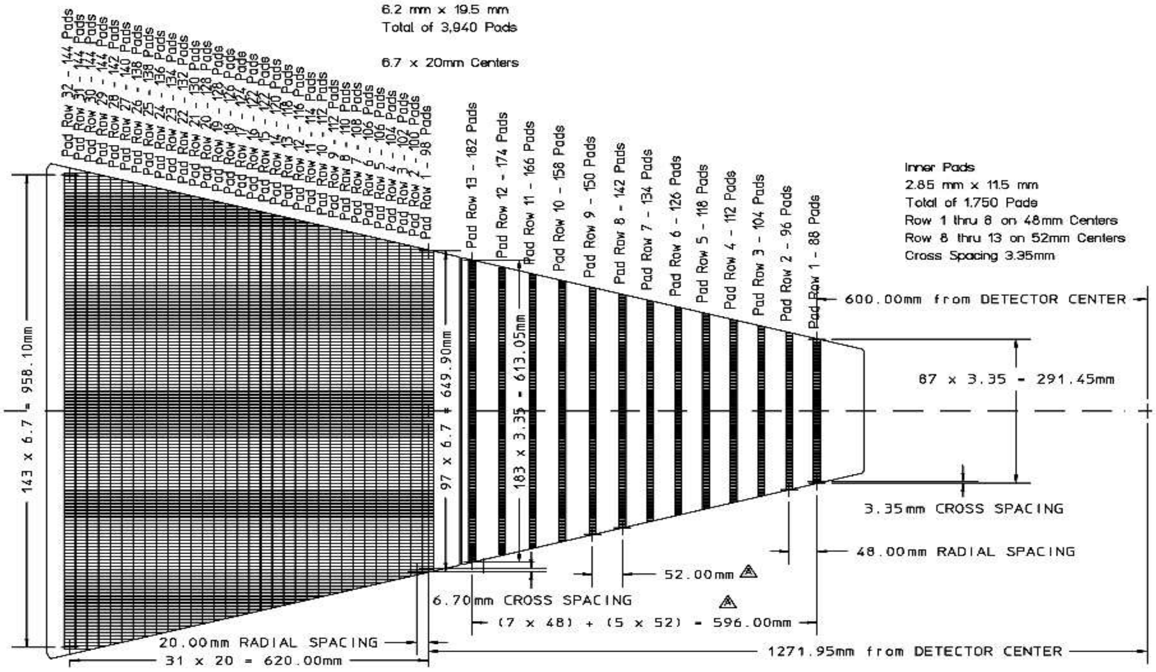

FIG. 5.5 – Vue schématique d'un des 24 secteurs de la TPC de STAR

CMOS. Chaque circuit intègré possède 16 voies d'entrée. Un premier circuit intègre les fonctions de préamplification et de mise en forme des signaux. Le second circuit regroupe la mémoire analogique ou "Switched Capacitor Array" (SCA) et le Convertisseur Analogique Digital (ADC). Les données traitées par cette chaîne d'électronique dite frontale sont par la suite envoyées vers le système d'acquisition des données (DAQ) par des fibres optiques. Le système d'acquisition est conçu pour pouvoir lire un événement de type collision centrale Au+Au par seconde.

5.2.3 Le système de déclenchement de STAR

Compte tenu de la fréquence de croisement des faisceaux (10 kHz) du RHIC, et du taux de lecture limité de STAR (de l'ordre du Hertz), les événements à enregistrer doivent être sélectionnés en ligne en fonction des besoins en terme de type d'évenements intéressant, retenu pour la période de prise de données au niveau des phénomènes physiques à étudier. C'est là qu'entre en jeu le système de déclenchement de STAR, qui dans sa configuration de l'année 2000 était basé sur deux sous-systèmes, les ZDCs et le CTB. D'une part, pour pouvoir déterminer l'évolution des diverses observables en fonction de la centralité de la collision, le système de déclenchement doit pouvoir fournir un set d'événements MinBias.

D'autre part, comme la formation du QGP n'est attendue que dans les collisions à petits paramètres d'impact, il est impératif d'avoir la possibilité de sélectionner seulement ce genre de collisions, d'ailleurs minoritaires, appelées événements centraux.

5.2.3.1 Les ZDCs

Deux calorimètres hadroniques à zéro degré ou ZDC, sont placés le long de l'axe du faisceau à environ 18 m en amont et en aval du centre de la TPC. Les ZDCs ont une faible acceptance $\sim$ 2mrad et détectent les neutrons spectateurs de la collision, *i.e.* ceux émis par les fragments des noyaux ne participant pas à la collision. Contrairement à ce qui se passe dans les expériences sur cible fixe, en mode collisionneur, la trajectoire des protons spectateurs est déviée par les mêmes dipoles qui servent à courber le faisceau. Par conséquent, seuls les neutrons peuvent donc être détectés par les ZDCs.

5.2.3.2 Le CTB

Le CTB est constitué par 240 lattes de scintillateurs arrangées de forme cylindrique et entourant la totalité de la TPC à environ 2m de l'axe des faisceaux sur une longueur de $\sim$ 4m. Le CTB mesure la multiplicité des particules chargées émises dans le domaine $-1 < \eta < 1$ pour une collision ayant lieu au centre de la TPC. La couverture en angle azimutal est totale.

Comme la multiplicité d'un événement est, au premier ordre, inversement proportionnelle au paramètre d'impact b de la collision, l'intensité du signal total mesuré par le CTB fournit une mesure de la centralité de la collision.

5.2.3.3 La logique du système de déclenchement

Pour l'année 2000, les deux types de déclenchement utilisés par STAR étaient dits de niveau 0. Le système de déclenchement de niveau 0 dans STAR n'utilise que les informations provenant des deux ZDCs, du CTB, ainsi que de l'horloge interne du RHIC déterminant la position des paquets d'ions dans les anneaux . La décision sur la pertinence d'une collision doit être faite pendant l'intervalle de temps séparant deux croisements de paquets qui est de 110 ns, puis transmise au reste de l'électronique du système de déclenchement en moins de 200 ns après la collision.

La sélection des événements MinBias, est réalisée par un déclenchement quand il y a coïncidence des signaux, au dessus du seuil, mesurés par les deux ZDCs et provenant du même croisement de paquets d'ions. Le seuil dans les ZDCs était réglé de façon à pouvoir détecter des neutrons spectateurs individuels.

La figure 5.6 (a) montre la corrélation entre la somme des signaux mesurés par les deux ZDCs et la multiplicité mesurée par le CTB, pour une sélection d'événements à biais minimum, décrite précédemment. Nous pouvons observer que plus la multiplicité de la collision mesurée par le CTB est élevée, plus le nombre de neutrons spectateurs mesuré par les ZDCs est faible. Cependant, pour des faibles multiplicités, donc pour des collisions à grand paramètre d'impact où les fragments spectateurs sont plus stables, la dissociation des neutrons est moins importante et donc le signal mesuré par les ZDCs est également faible.

Pour pouvoir obtenir une distribution d'événements centraux, c'est-à-dire à faible paramètre d'impact, en plus de la coïncidence des signaux dans les ZDCs, un seuil minimum est appliqué sur la multiplicité mesurée par le CTB. Le seuil a été réglé de façon à sélectionner 15% des plus hautes multiplicités mesurées par le CTB.

La figure 5.6 (b) montre à nouveau la somme des signaux mesurés par les deux ZDCs en fonction de la multiplicité mesurée par le CTB, cette fois pour la sélection d'événements centraux.

Pendant le temps de dérive des électrons dans la TPC, qui est de 40 μs, le système de déclenchement de niveau 1, peut encore décider de garder ou rejeter l'événement. Par exemple, la décision pourrait être prise en fonction de la position du vertex primaire déterminée par la différence de temps entre les signaux détectés par les ZDCs. Ceci permettrait de rejeter des interactions faisceau-gaz ou des collisions ayant lieu en dehors de la zone couverte par la TPC.

Le temps de digitalisation des données de la TPC, qui est de 8 ms peut encore être utilisé pour rejeter des événements, par le système de déclenchement de niveau 2, basé sur des algorithmes plus sophistiqués.

Finalement, STAR possède un système de déclenchement de niveau 3 capable de prendre des décisions dans les 10ms suivant la collision. Pendant ce temps, une reconstruction des traces en temps réel peut être faite, et utilisé pour obtenir la position précise du vertex primaire ou encore déterminer la présence ou non de particules à très haute impulsion transverse.

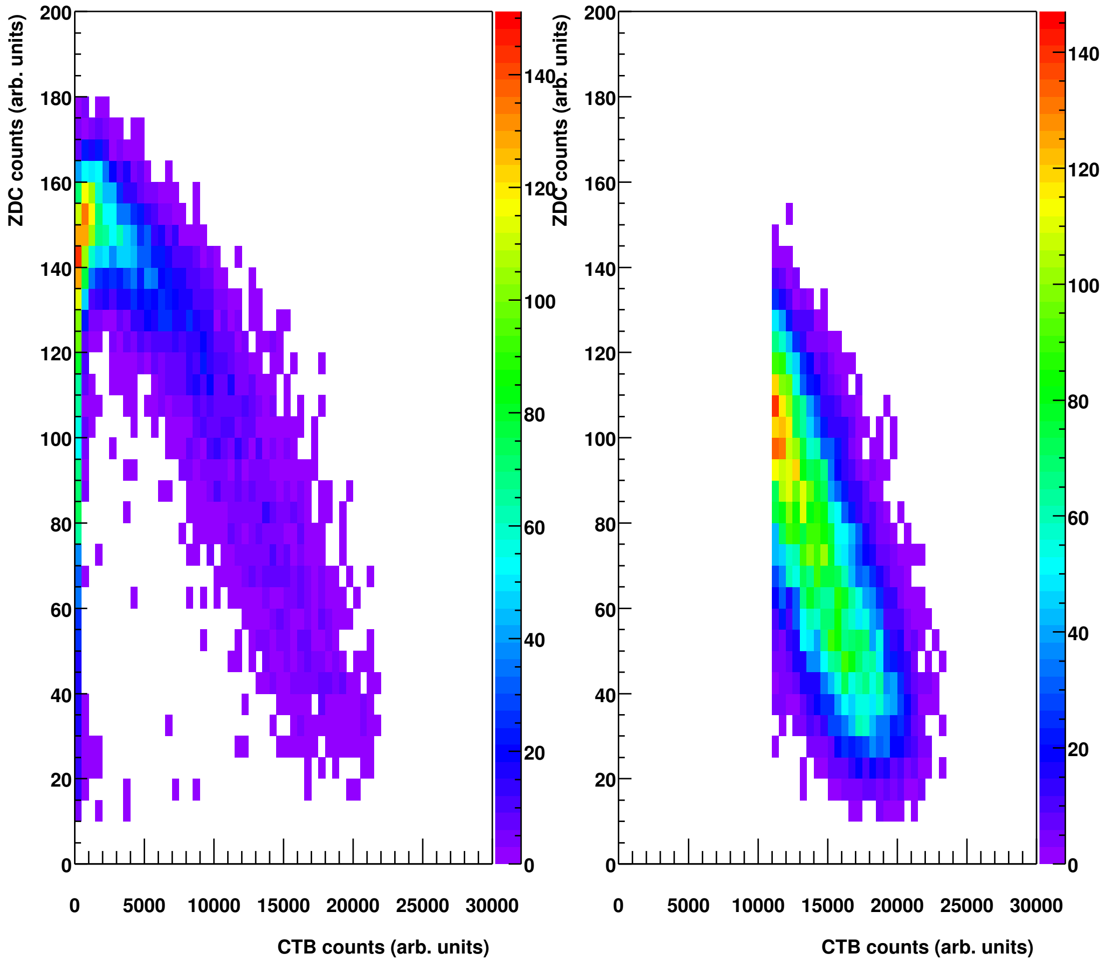

FIG. 5.6 – Signal mesuré par les ZDCs en fonction de celui mesuré par le CTB, pour (a) une sélection d'événements MinBias et pour (b) une sélection d'événements centraux.

5.2.4 Les détecteurs de vertex

La TPC présente deux limitations majeures au niveau de la trajectographie. La première apparaît dans la reconstruction de traces à faible impulsion transverse. En effet la distance entre le premier point de mesure de la TPC et l'axe des faisceaux (60 cm), et le champ magnétique appliqué font que les traces à faible impulsion transverse ($<$ 100 MeV), ne peuvent être ou sont mal reconstruites. D'autre part, une des grandeurs indispensables pour presque toutes les analyses est la Distance de plus Courte Approche (DCA) des traces au vertex primaire. Son calcul nécessite l'extrapolation de la trace depuis la TPC jusqu'au vertex primaire, l'incertitude de cette extrapolation est donc très importante.

Les détecteurs de vertex ont pour objectif de palier à ces difficultées, pour cela ils sont conçus avec un bonne résolution en position ainsi qu'un grande granularité, ce qui permet leur emplacement à proximité du vertex primaire.

5.2.4.1 Le SVT

Le SVT est un trajectographe de détecteurs au silicium [67] placé à proximité du point d'interaction. Il est constitué de 216 détecteurs au silicium à dérive répartis en 3 couches placées respectivement à environ 6, 10 et 15cm de l'axe des faisceaux. La première couche, la plus proche de l'axe des faisceaux, comporte 8 échelles de 4 modules chacune, la seconde 12 échelles de 6 modules chacune, alors que la dernière couche est constituée de 16 échelles de 7 modules chacune. Le SVT couvre le domaine $-1 < \eta < 1$, pour une collision ayant lieu au centre de la TPC, avec une couverture azimutale totale.

Le SVT possède une résolution en position de l'ordre de 20 μm ce qui permet son fonctionnement près du point d'interaction où la densité des traces est très élevée. La TPC autorisant la reconstruction des traces avec une très bonne résolution en impulsion, l'ajout de l'information du SVT permet d'obtenir aussi une très bonne résolution en position. Ainsi la résolution en position des vertex secondaires est aussi améliorée.

5.2.4.2 Le SSD

Le détecteur au silicium à micropistes (SSD) [68] a été conçu et est en cours de réalisation aux laboratoires SUBATECH de Nantes, IReS de Strasbourg et l'Institut of de Physique de l'Ecole Polytechnique (WUT) de Varsovie. Le SSD sera la quatrième couche du détecteur de vertex de STAR, et placé à environ 23 cm de l'axe

Caractéristiques	Valeur
Surface totale	75×42 mm^2
Épaisseur	$300 \pm 15\mu$m
Nombre de pistes	768 par face
Pas inter-pistes	95μm
Angle stéréoscopique	35 mrad
Largeur des pistes	$\simeq 15\mu$m

TAB. 5.1 – Caractéristiques géométriques des détecteurs SSD.

des faisceaux. Il couvrira un domaine $-1.4 < \eta < 1.4$ pour une collision ayant lieu au centre de la TPC, la couverture en angle ϕ étant complète. Il est constitué de 20 échelles comportant chacune 16 modules de détection. Pour permettre une mesure en deux dimensions une technologie double face a été choisie, les pistes d'une face faisant un angle de 35 mrad avec les pistes de l'autre face. Les principales caractéristiques des détecteurs du SSD sont résumées dans le tableau 5.1.

Le SSD a été conçu avec deux objectifs principaux. En premier lieu, le SSD donnera une meilleure autonomie pour la reconstruction des traces à basse impulsion transverse qui n'atteignent pas la TPC. En rajoutant un quatrième point possible le nombre de traces reconstruites est accru, la résolution en impulsion est aussi améliorée. Le second objectif est d'améliorer la qualité de la reconstruction des trajectoires composées de deux morceaux de trace laissées dans la TPC et dans le SVT. En effet l'ajout d'un point intermédiaire entre la TPC et le SVT facilite la reconstruction complète des traces. Par la même occasion la qualité des traces secondaires reconstruites est aussi ameliorée, notamment la résolution en position, et donc l'efficacité de reconstruction des vertex secondaires est augmentée [WalterTh].

5.2.5 Les autres sous-systèmes de STAR

5.2.5.1 Les Chambres à Projection Temporelle à l'avant (FTPC)

Deux FTPCs sont placées à l'avant et à l'arrière du point d'interaction. Elles couvrent les domaines d'acceptance $2.5 < |\eta| < 4$ avec une couverture azimuthale complète. Le gaz utilisé par les FTPCs est un mélange de Argon à 50% + CO_2 à 50%. Le volume utile des FTPCs s'étend de $r = 8$ à $r = 30$ cm et de $z = 160$ jusqu'à $z = 260$ cm, où r est le rayon mesuré à partir de l'axe nominale des faisceaux et z est la position longitudinale mesurée a partir de du centre de l'aimant.

Les deux FTPCs sont placées à l'intérieur du champ magnétique créé par l'aimant, ce qui permet la séparation des traces positives et négatives. Une particule traversant complètement une des FTPCs aura au maximum 10 points de mesure, ce qui permet d'effectuer la trajectographie des traces ainsi que l'identification des particules par la mesure de la perte d'énergie. Cependant, l'identification est plus difficile car l'impulsion moyenne des particules est plus élevée que dans la TPC centrale.

5.2.5.2 Le RICH

Le RICH est placé entre le CTB et l'aimant, et couvre une surface de 1 m $\times$1 m. Le RICH a été conçu pour mesurer et identifier les particules à grande impulsion transverse. L'information concernant l'impulsion de la particule est fournie par la TPC, cette information est ensuite utilisée pour chercher des photons cherenkov compatibles avec une hypothèse de masse de particule donnée. En effet pour une particule de masse et impulsion données, dont la trajectoire est orthogonale au RICH, les photons cherenkov vont se retrouver sur un cercle de rayon bien défini. Sous l'effet du champ magnétique les trajectoires des particules ne sont pas orthogonales au RICH, les photons cherenkov ne seront plus sur un cercle mais sur une zone pouvant être déterminée analytiquement.

5.2.5.3 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (EMC) est divisé en deux parties, l'une etant placée dans la région centrale, à environ 2.25 m de l'axe des faisceaux, couvrant la même zone d'acceptance que la TPC. L'autre sera placée sur un plan situé à 1.1 m du centre de la TPC, couvrant la zone $1.05 < \eta < 2$.

Les observables physiques accessibles avec le EMC sont assez variées. Outre la mesure de l'énergie transverse dégagée par la collision, le EMC permettra la mesure des différentes particules décroissant par des canaux électroniques ($\gamma \rightarrow e^+e^-$ ou $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$) ainsi que celle des particules à haute impulsion transverse.

5.2.5.4 Les détecteurs de temps de vol(ToF)

Le ToF couvrira environ une unité de rapidité et 5° d'angle azimutal. En combinant l'impulsion de la trace déterminée par la TPC avec la mesure du temps de vol, le ToF permettra l'identification des pions et kaons jusqu'à une impulsion transverse de 1.8 GeV/c et celle des protons jusqu'à 3 GeV/c.

Chapitre 6

Reconstruction des événements

Pour être en mesure de pouvoir obtenir des résultats concernant tel ou tel phénomène avec les données prises par STAR, il faut tout d'abord convertir les données brutes des différents détecteurs de trajectographie en information sur les traces de particules. Ceci est fait grâce aux algorithmes de reconstruction de STAR, que nous allons discuter dans ce chapitre. Etant donné que, pour l'année 2000, le seul détecteur de trajectographie était la TPC, nous allons uniquement nous intéresser aux codes de reconstruction dans la TPC. La reconstruction d'un événement se fait en plusieurs étapes qui peuvent être regroupées comme suit :

- Reconstruction des clusters. Il s'agit de reconstruire à partir des données brutes des points de mesure en coordonnées d'espace.
- Trajectographie. Il faut d'abord regrouper en traces les points de mesure laissés par une même particule traversant la TPC, puis en déterminer les paramètres cinématiques.
- Reconstruction du point d'interaction primaire. Une sélection de traces reconstruites est utilisée pour déterminer la position du point d'interaction des faisceaux (vertex primaire).
- Détermination des traces primaires. La position du vertex primaire est utilisée pour déterminer parmi les traces reconstruites lesquelles sont issues directement de la collision.
- Reconstruction des points de décroissance des particules étranges (vertex secondaires). Les traces sont utilisées pour reconstruire les points de décroissance des particules étranges neutres (K^0_S, Λ et $\overline{\Lambda}$) par leur géométrie de décroissance de type $V0$, qui donne le nom sous lequel ces particules seront référées dans ce document. Certains de ces $V0$ sont ensuite utilisés pour reconstruire des particules multi-étranges ($\Xi^-, \overline{\Xi}^+, \Omega^-$ et $\overline{\Omega}^+$) par leur géométrie de décroissance

de type *Cascade*.

Les types de décroissance ainsi que les étapes de la reconstruction sont discutées en détail par la suite.

6.1 Reconstruction des clusters

La première étape de la reconstruction consiste à reconstruire les points de mesure. Lors du passage des hadrons chargés dans la TPC, ceux-ci laissent une trace d'ionisation tout le long de leur parcours. Les électrons et positrons ainsi produits dérivent et diffusent sous l'influence des champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$. Au niveau des plans de lecture, placés aux deux extrémités de la TPC, le signal est induit dans une série de *pads* ce qui échantillonne, en pixels, le flux continu d'ionisation. Deux coordonnées d'espace de la position d'un pixel sont fixées par la position dans le plan de lecture du *pad* où le signal a été induit. La troisième coordonnée est donnée par le temps d'arrivée du signal. Comme cela a été précisé dans la section 5.2.2, avec 5690 *pads* par secteur et 512 paquets en temps d'arrivée du signal par *pad*, la TPC possède environ 70 millions de pixels.

L'algorithme de clusterisation (on entend par cluster le groupement de plusieurs pixels comportant du signal provenant de la même trace) utilise un système de coordonnées locales, ou l'axe x est tangent à la ligne de *pads*, l'axe y est l'axe radial et perpendiculaire à la ligne de *pads* et l'axe z étant l'axe des faisceaux. L'algorithme de clusterisation cherche à regrouper des pixels dont le signal est au dessus d'un seuil, et voisin dans les directions des temps et de la ligne de *pads*. L'algorithme cherche d'abord des clusters correspondant à un seul point de mesure puis ceux correspondant à des multiples points de mesure qu'il tente de déconvoluer. Les coordonnées x et z du cluster sont déterminées avec un ajustement gaussien à deux dimensions de la distribution des signaux. La coordonnée y est définie simplement par le centre de la ligne de *pads* dans cette direction.

6.2 Reconstruction des traces

Une fois les données brutes converties en points dans l'espace, ceux-ci sont regroupés par l'algorithme de trajectographie en traces des particules chargées. Les propriétés cinématiques doivent ensuite être déduites à partir des propriétés géométriques de la trace reconstruite. Finalement afin de permettre l'identification des particules, la perte d'énergie associée à la trace est déterminée.

6.2.1 Trajectographie dans la TPC

Les algorithmes trajectographie nécessitent un segment initial pour reconstruire une trace. Ce segment de trace est obtenu en regroupant des points proches les uns des autres, dans les lignes de *pads* les plus externes de la TPC, *i.e.* ceux étant les plus éloignés du point de collision où le taux d'occupation est le plus faible et donc l'association de points de mesure est plus aisée . A partir de ce segment initial, une technique dite de "*follow your nose*" est utilisée pour regrouper les points en segments de trace. En effet, le segment initial est prolongé vers l'intérieur de la TPC par une extrapolation linéaire utilisant la pente locale au niveau du point le plus interne de la TPC. A chaque nouvelle ligne de *pads* atteinte, un point est recherché à proximité de l'extrapolation. Une fois l'extrapolation d'un segment initial terminée, les points lui ayant été associés sont retirés de la collection de points de la TPC. Ce processus est ensuite répété avec les segments initiaux restants.

Quand tous les segments ont été formés à partir des segments initiaux, ceux-ci sont extrapolés aussi bien vers l'intérieur que vers l'extérieur pour essayer de leur associer des nouveaux points ou de les regrouper. Pour cette étape une hypothèse sur la forme de la trace en hélice est utilisée. En effet, à cause du champ magnétique uniforme et parallèle à l'axe des faisceaux créé par l'aimant, les particules chargées décrivent une trajectoire hélicoïdale. Avec une meilleure représentation de la trajectoire d'une particule chargée, des nouveaux points peuvent être associés aux segments préalablement reconstruits s'ils se trouvent à proximité de l'hélice et qu'ils n'appartiennent pas à un autre segment. Si les traces avec une impulsion transverse supérieure à environ 1 GeV/c, sont généralement reconstruites en un seul segment, celles d'impulsion inférieure, donc de courbure plus importante, sont fréquemment divisées en plusieurs segments. Le code de trajectographie compare à cette étape là les paramètres de l'hélice pour différents segments, qu'il regroupe en une seule trace si les paramètres sont compatibles entre eux. Après toutes ces étapes de la trajectographie, une trace est considérée comme trouvée et exploitable si elle comporte au moins 5 points de mesure.

6.2.2 Ajustement des paramètres de la trace par la méthode de Kalman

L'étape suivante consiste à déterminer, avec précision les propriétés cinématiques de la trace, c'est-à-dire son impulsion. L'ajustement des paramètres de la trace est fait grâce à la méthode de Kalman qui prend en compte la diffusion coulombienne de la particule ainsi que la perte d'énergie associée à la trace dans les matériaux traversés.

La méthode de Kalman peut se diviser en deux étapes dont les objectifs sont différents, l'étape de filtre et celle d'ajustement des paramètres. Lors de la première, étape, l'objectif est d'éliminer les points qui ont une faible probabilité d'appartenir à la trace. Les traces préalablement reconstruites sont parcourues depuis les lignes de *pads* les plus externes et extrapolées vers l'intérieur en tenant compte de la diffusion coulombienne et de la perte d'énergie de particule. La distance entre chaque point associé à la trace et l'extrapolation au niveau de la ligne de *pads* est calculée et testée. Des coupures sont appliquées pour éliminer les intrus. Après chaque extrapolation vers la ligne de *pads* suivante, les paramètres de la trace sont recalculés en incluant le point de cette ligne de *pads*, si celui-ci n'a pas été rejeté. Cette étape est répétée mais cette fois en parcourant la trace en sens inverse.

Lors de la deuxième étape, la trace est à nouveau parcourue de l'extérieur vers l'intérieur et ses paramètres réajustés toujours en tenant compte de la diffusion coulombienne et de la perte d'énergie de la particule dans les matériaux traversés. Un des avantages de cette méthode est que l'impulsion de la trace peut être calculée avec précision tout le long du parcours. Ceci est notamment important pour la reconstruction des vertex secondaires et des particules s'y étant désintégrées, car l'impulsion de la trace peut être calculée localement et en particulier, au niveau du point de décroissance.

Les traces ainsi obtenues sont appelées traces globales. En effet c'est à ce stade là que les informations des différents détecteurs de trajectographie sont regroupées en une seule trace. Pour l'année 2000, le seul détecteur de trajectographie était la TPC, et donc les traces globales sont restreintes que à celles reconstruites dans ce seul détecteur.

6.2.3 Identification des particules par leur perte d'énergie

Les particules chargées traversant la TPC peuvent être identifiées grâce à la mesure de leur perte d'énergie par unité de longueur $\frac{dE}{dx}$. Le signal mesuré par la TPC pour chaque point de mesure est proportionnel à l'énergie déposée par la particule dans le gaz de la TPC. La trace associée à une particule ayant traversé complètement la TPC possède au maximum 45 mesures de dépôt d'énergie qui sont distribuées selon une loi de probabilité de type Landau. La particularité de cette distribution est qu'elle comporte une queue qui décroît lentement, la dispersion autour de la valeur moyenne est en théorie infinie et très large en pratique. Afin

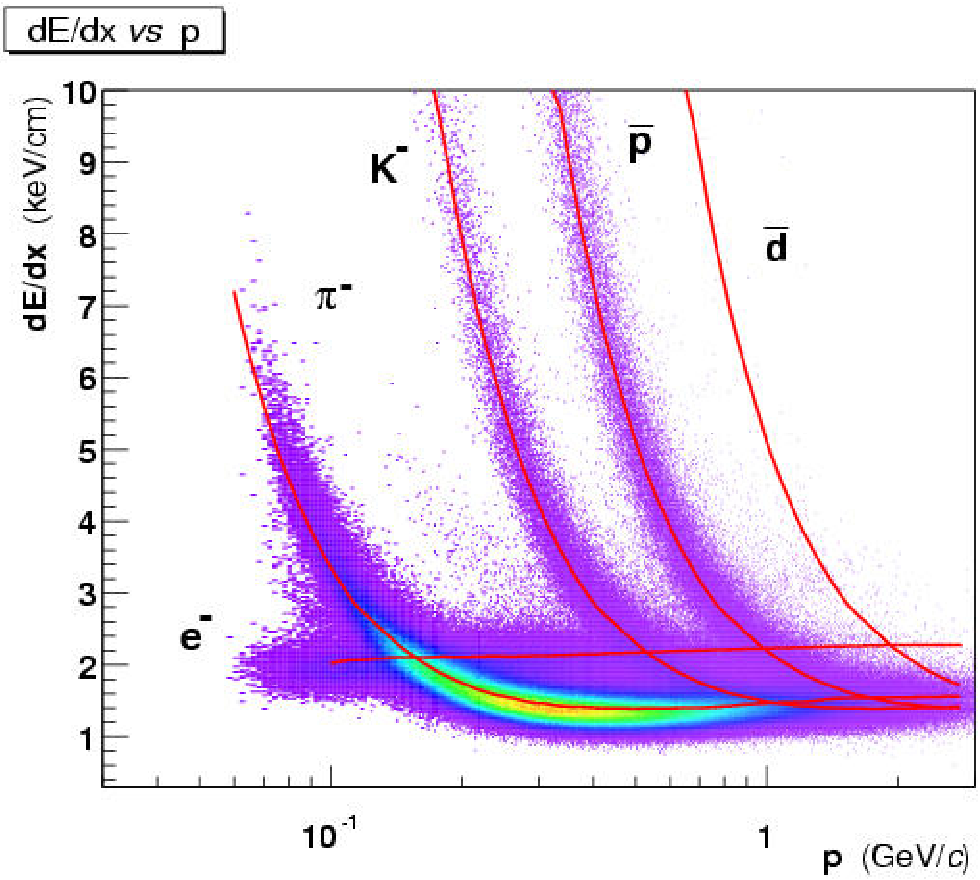

FIG. 6.1 – Identification des particules par leur perte d'énergie ($\frac{dE}{dx}$) dans la TPC. La perte d'énergie de la particule est representée en fonction de son impulsion. Quatre nuages de points sont clairement repérables, correspondant aux e^-, π^-, K^- et $\overline{p}$. Les courbes montrent les valeurs théoriques de la $\frac{dE}{dx}$ dans le gaz de la TPC.

de réduire les fluctuations dues à la longue queue de la distribution de Landau, une technique est utilisée et consiste à tronquer la distribution. STAR a choisi de tronquer à 70%, c'est-à-dire à éliminer les 30% des mesures d'ionisation les plus élevées. En utilisant les valeurs restantes la *moyenne tronquée* est calculée, cette valeur est à la base de l'identification des particules chargées dans la TPC.

La figure 6.1 montre la moyenne tronquée de la perte d'énergie dans la TPC des particules négatives en fonction de leur impulsion. Les lignes sur cette figure sont les courbes théoriques de Bethe-Bloch calculant la perte d'énergie des particules dans le gaz de la TPC en fonction de leur impulsion. L'écart de la mesure à la valeur théorique représentée par ces courbes, ou nombre de déviations standards (sigmas) sera utilisé pour identifier la particule. En effet, pour une impulsion donnée, la distribution de ces écarts présente une distribution de type gaussien.

6.3 Reconstruction du vertex primaire

Pour les données de l'année 2000, la détermination du point d'interaction (vertex primaire) de chaque collision dans STAR est faite à partir des traces globales reconstruites dans la TPC. Afin de déterminer la position du vertex primaire, il faut disposer d'une première estimation préliminaire de celle-ci. Pour la déterminer il faut tout d'abord remarquer que la position du point d'interaction est mieux déterminée dans le plan transverse (RMS ~ 0.5 mm) que selon la direction z (RMS ~ 90 cm). Les positions x et y de l'estimation du point d'interaction sont donc fixées pour tous les événements et correspondent à l'axe nominal des faisceaux, déterminé par la reconstruction préliminaire des événements. La position suivant l'axe z est déterminée en extrapolant les traces pour retrouver le point de Distance de plus Courte Approche (point de DCA) avec l'axe nominal des faisceaux dans le plan transverse. A chaque trace globale correspond donc une coordonnée z de son point de DCA avec l'axe nominal des faisceaux, et la valeur plus fréquente est utilisée pour l'estimation du point d'interaction primaire.

Les traces globales sont alors extrapolées vers ce point, et une minimisation de la somme des DCAs est effectuée, sur la base de la méthode des moindres carrés, afin de déterminer de façon plus précise la position du vertex primaire. Cependant, comme un événement contient en plus des traces primaires des traces secondaires, ne pointant pas vers le point d'interaction des faisceaux, la distribution des DCAs va être déformée par ces dernières. Les traces ayant les plus grandes DCAs sont donc rejetées à chaque itération de la méthode.

6.3.1 Les Traces Primaires

La position du vertex primaire peut ensuite être utilisée comme point supplémentaire afin de re-ajuster les paramètres des traces étant sensées y provenir. L'application de cette contrainte supplémentaire permet de mieux déterminer l'impulsion de la trace. Les traces choisies pour appliquer cette contrainte supplémentaire sont celles qui ont une DCA au vertex primaire inférieure à 3 cm. Si le re-ajustement est réussi, une copie de la trace est faite avec les nouveaux paramètres. Ainsi il y a deux collections de traces, les traces globales qui contiennent l'information obtenue par la méthode de Kalman et les traces primaires dont l'information provient du re-ajustement avec la contrainte du vertex primaire. Pour les données de l'année 2000, le modèle d'hélice a été utilisé pour le re-ajustement des paramètres des traces primaires, cependant pour les données de l'année 2001, la méthode de Kalman sera

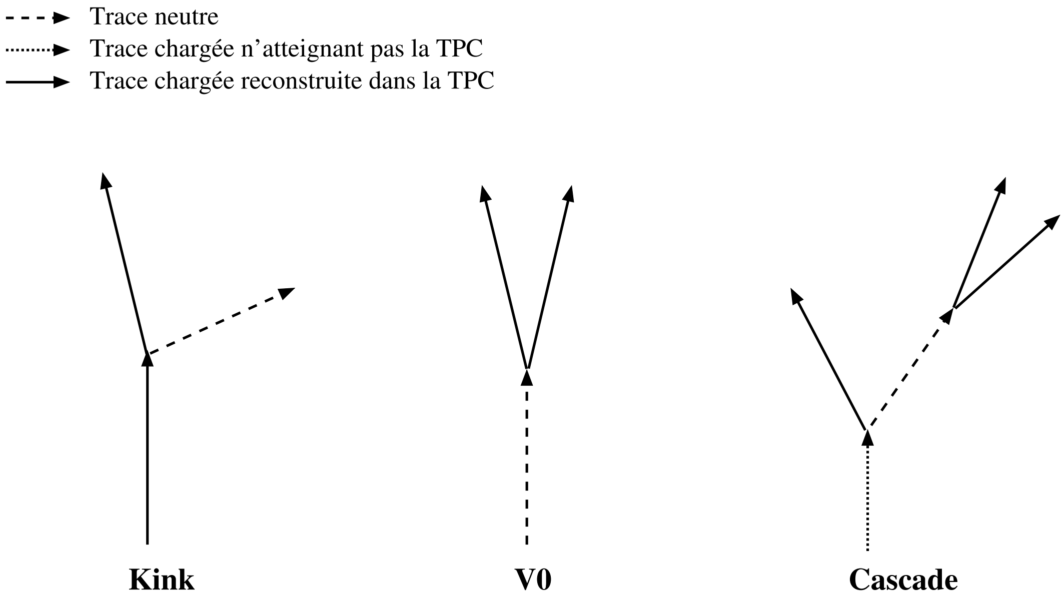

FIG. 6.2 – Vue schématique de la géométrie de la décroissance des vertex de type **Kink** (gauche), **V0** (centre) et **Cascade** (droite).

aussi appliquée pour celles-ci.

6.4 Reconstruction des vertex secondaires

Une partie du code de reconstruction de STAR est spécifiquement dédiée à l'identification des particules étranges décroissant par interaction faible. Cette identification passe par la reconstruction géométrique des vertex secondaires dont une vue schématique est donnée par la figure 6.2 et qui sont de trois types :

- Le type **Kink**, correspond à la décroissance d'une particule chargée en une particule chargée et une particule neutre. Cette méthode est principalement utilisée pour reconstruire les K^+ et K^-.
- Le type **V0**, est le nom générique pour designer la décroissance d'une particule neutre en deux particules chargées. C'est la méthode la plus flexible pour reconstruire les K_S^0, Λ et $\overline{\Lambda}$.
- **Cascade**, comme son nom l'indique ce type de vertex désigne la décroissance en cascade d'une particule chargée en une particule chargée et une particule neutre qui va à son tour décroître en deux particules chargées. Les baryons multi-étranges, Ξ^-, $\overline{\Xi}^+$, Ω^- et $\overline{\Omega}^+$ sont ainsi reconstruits.

La reconstruction de ce genre de vertex se fait à partir des traces des particules chargées y intervenant et reconstruites dans la TPC. La plupart des traces

Particule	Quarks	Masse (GeV)	Rapport d'embranchement	$c\tau$ (m)
K^+	$u\overline{s}$	0.494	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu :\sim 63.5\%$	3.713
K^-	$\overline{u}s$	0.494	$K^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu :\sim 63.5\%$	3.713

TAB. 6.1 – Propriétés des particules de type Kink

chargées intervenant dans la reconstruction de ces vertex étant des traces secondaires (seule la trace mère d'un vertex de type **Kink** est primaire), c'est la collection de traces globales qui sera utilisée.

6.4.1 Le vertex de type Kink

Cette méthode est surtout utilisée pour reconstruire des kaons chargés grâce à sa géométrie de la décroissance dans le canal $K \rightarrow \mu + \nu$ dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 6.1. Elle est signée par la décroissance en vol d'une trace chargée dans le volume actif de la TPC en une trace chargée et une trace neutre. La trace fille chargée suivra une direction légèrement inclinée par rapport à celle de la trace mère. La trace neutre ne peut bien sûr pas être détecté par la TPC. L'intérêt de cette méthode d'identification des kaons chargés par rapport à celle utilisant la perte d'énergie dans la TPC est qu'un domaine plus grand en impulsion transverse est accessible. En effet pour la méthode du $\frac{dE}{dx}$, l'identification peut être faite pour des $p_\perp < 0.6$ GeV, alors qu'avec la méthode dite des Kinks la limite supérieure en impulsion transverse n'est due que aux contraintes statistiques. Les données de l'année 2000 ont permis l'identification des kaons chargés jusqu'à $p_\perp < 2.0$ GeV/c.

6.4.2 Le vertex de type V0

Les V0s étant des particules neutres, elles ne peuvent pas être reconstruites directement dans la TPC. D'autre part, ces particules ont une distance de décroissance assez courte ($c\tau = 2.68$ cm pour les K^0_S et $c\tau = 7.68$ cm pour les Λ et $\overline{\Lambda}$). Ces particules décroissent alors majoritairement avant d'atteindre le volume de trajectographie de la TPC. Elles peuvent alors être reconstruites par la géométrie de leur décroissance en deux particules de charge opposée. Les propiétés des particules ainsi reconstruites sont résumées dans le tableau 6.2.

Les traces des particules filles de la décroissance étant des traces secondaires, la collection de traces globales est utilisée pour la reconstruction des vertex secondaires V0s. Un point d'origine commune possible pour chaque couple de traces

Particule	Quarks	Masse (GeV)	Rapport d'embranchement	$c\tau$ (cm)
K^0_S	$\frac{1}{\sqrt{2}}\lvert d\overline{s}+\overline{d}s\rvert$	0.498	$K^0_S \to \pi^- + \pi^+ :\sim 68.6\%$	2.68
Λ	uds	1.116	$\Lambda \to \pi^- + p :\sim 63.6\%$	7.89
$\overline{\Lambda}$	$\overline{u}\overline{d}\overline{s}$	1.116	$\overline{\Lambda} \to \pi^+ + \overline{p} :\sim 63.6\%$	7.89

TAB. 6.2 – Propriétés des particules de type V0

Particule	Quarks	Masse (GeV)	Rapports d'embranchement	$c\tau$ (cm)
Ξ^-	ssd	1.321	$\Xi^- \to \pi^- + \Lambda :\sim 99.9\%$ $\Lambda \to \pi^- + p :\sim 63.6\%$	4.92
$\overline{\Xi}^+$	$\overline{s}\overline{s}\overline{d}$	1.321	$\overline{\Xi}^+ \to \pi^+ + \overline{\Lambda} :\sim 99.9\%$ $\overline{\Lambda} \to \pi^+ + \overline{p} :\sim 63.6\%$	4.92
Ω^-	sss	1.675	$\Omega^- \to K^- + \Lambda :\sim 67.9\%$ $\Lambda \to \pi^- + p :\sim 63.6\%$	2.62
$\overline{\Omega}^+$	$\overline{s}\overline{s}\overline{s}$	1.675	$\overline{\Omega}^+ \to K^+ + \overline{\Lambda} :\sim 67.9\%$ $\overline{\Lambda} \to \pi^+ + \overline{p} :\sim 63.6\%$	2.62

TAB. 6.3 – Propriétés des particules de type cascades

de charge opposée est déterminé par le point de l'espace où les deux traces sont les plus proches l'une de l'autre (point de DCA de deux traces). Si la DCA est inférieure à une valeur limite alors le candidat V0 est retenu et sa position déterminé par ce point de DCA. L'impulsion du V0 est alors calculée à partir de l'impulsion des deux traces filles. À cause du grand nombre de traces globales dans la TPC pour chaque événement, le bruit combinatoire lié à cette méthode est très important. Pour le diminuer, une série de coupures géométriques est appliquée aux candidats V0s.

Pour plus de détails concernant les V0s et les coupures appliquées, le lecteur peut se référer à [69].

6.4.3 Les vertex de type Cascade

Les particules reconstruites par cette méthode ainsi que leurs propriétés sont récapitulées dans le tableau 6.3. Comme pour les V0s, les cascades ont des distances de décroissance assez courtes et décroissent donc majoritairement avant d'atteindre la TPC, interdisant une reconstruction directe. La méthode de reconstruction des cascades est en fait une extension de celle des V0s.

Cette reconstruction se fait en deux étapes. La première consiste à reconstruire le vertex secondaire (en ce cas tertiaire) de type V0, en utilisant la méthode décrite

	Coupure	Valeur
1	**NTHPos** et **NTHNeg**	> 10
	NTHBachelor	> 5
2	**DcaXiDaughters** (cm)	< 0.8
	DcaV0Daughters (cm)	< 0.8
3	**DcaXiToPrimVertex** (cm)	< 0.8
	DcaV0ToPrimVertex (cm)	-
	DcaBachelorToPrimVertex (cm)	-
4	**DcaBaryonToPrimVertex** (cm)	> 0.4
	DcaMesonToPrimVertex (cm)	> 2.0
5	**DecayLengthXi** (cm)	> 2.0
	DecayLengthV0 (cm)	-
6	Distance V0 - Vertex Primaire (cm)	> 5.0 cm
7	**MassV0** - m_Λ (MeV/c^2)	± 10

TAB. 6.4 – Coupures appliquées lors de la reconstruction. Voir le texte pour l'explication de ces coupures.

plus haut, à ceci près que le Λ ($\overline{\Lambda}$) recherché est une particule secondaire et peut donc avoir un DCA au vertex primaire plus grand. La coupure sur le DCA du V0 au vertex primaire est donc relâchée dans cette étape. Lors de la deuxième étape, ces candidats Λ ($\overline{\Lambda}$) sont à leur tour combinés avec une trace négative(positive), en les extrapolant vers le centre de la TPC pour trouver leur point de DCA. Une coupure supérieure est appliquée sur cette DCA pour accepter le candidat Cascade. Comme pour les V0s le bruit combinatoire associé à cette méthode est très important, des coupures géométriques supplémentaires doivent donc être appliquées aux candidats cascades.

Bien que la plupart des coupures soient appliquées au niveau de l'analyse finale, certaines coupures sont appliquées dès la reconstruction, et ceci afin de minimiser le bruit tout en diminuant le volume des données. Les differentes grandeurs utilisées pour appliquer des coupures ainsi que les valeurs de celles-ci au niveau de la reconstruction sont listées dans le tableau 6.4 et illustrées par la figure 6.3. Elles sont expliquées ci-dessous :

1. Afin d'assurer une bonne qualité des traces utilisées et de minimiser l'effet de division des traces en segments, un nombre minimum de points de mesure est requis pour les trois traces chargées dans la TPC. Lors de la reconstruction un

nombre minimum de 10 points est requis pour les deux traces chargées (**Pos** et **Neg**) issues du V0 (**NTHPos** et **NTHNeg**), alors que cette limite est laissé à 5 pour le produit chargé (**Bachelor**) de la décroissance d'une particule de type Cascade (**NTHBachelor**).

2. DCA entre les deux traces filles du Cascade (**DcaXiDaughters**) ou entre celles du V0 (**DcaV0Daughters**). Cette coupure est utilisée pour s'assurer que les traces filles du Cascade ou du V0 proviennent du même point.
3. DCA du Cascade au vertex primaire (**DcaXiToPrimVertex**). Les particules de type Cascade recherchées sont celles qui ont été créées lors de la collision, ce sont donc des particules primaires. Le cascade reconstruit doit donc provenir du vertex primaire.
4. DCA du V0 au vertex primaire (**DcaV0ToPrimVertex**). Le V0 recherché ici est une particule secondaire, et donc ne doit pas pointer vers le vertex primaire. Une limite inférieure peut donc être utilisée afin de sélectionner des V0 secondaires et non des primaires. Il en va de même pour le **Bachelor**, une limite inférieure peut donc être appliquée sur sa DCA au vertex primaire (**DcaBachelorToPrimVertex**).
5. DCA au vertex primaire des traces chargées issues de la décroissance du V0, que nous appellerons Baryon et Meson quand il sera important de distinguer entre le p ou $\overline{p}$ et le π^+ ou π^- (**DcaBaryonToPrimVertex** et **DcaMesonToPrimVertex**). Ces particules étant des particules secondaires, elles ne doivent pas provenir du vertex primaire. Une limite inférieure est donc appliquée.
6. Distance de décroissance du Cascade (**DecayLengthXi**). Comme la majorité des traces dans un événement sont des traces primaires, la majorité des croisements fortuits de traces ont lieu près du vertex primaire. Une limite inférieure est donc appliquée pour éliminer cette source de bruit combinatoire. Il en va de même pour la distance séparant le vertex primaire du point de décroissance du V0. La distance de décroissance du V0 (**DecayLengthV0**) peut aussi étre utilisée pour appliquer une coupure afin de réduire le fond combinatoire.
7. Masse reconstruite du V0 (MassV0). La mèthode de reconstruction des V0 produit aussi beaucoup de bruit combinatoire, afin d'eliminer les candidats V0 qui ne sont pas de toute evidence un vrai Λ ($\overline{\Lambda}$), une coupure est appliquée sur la masse invariante du V0.

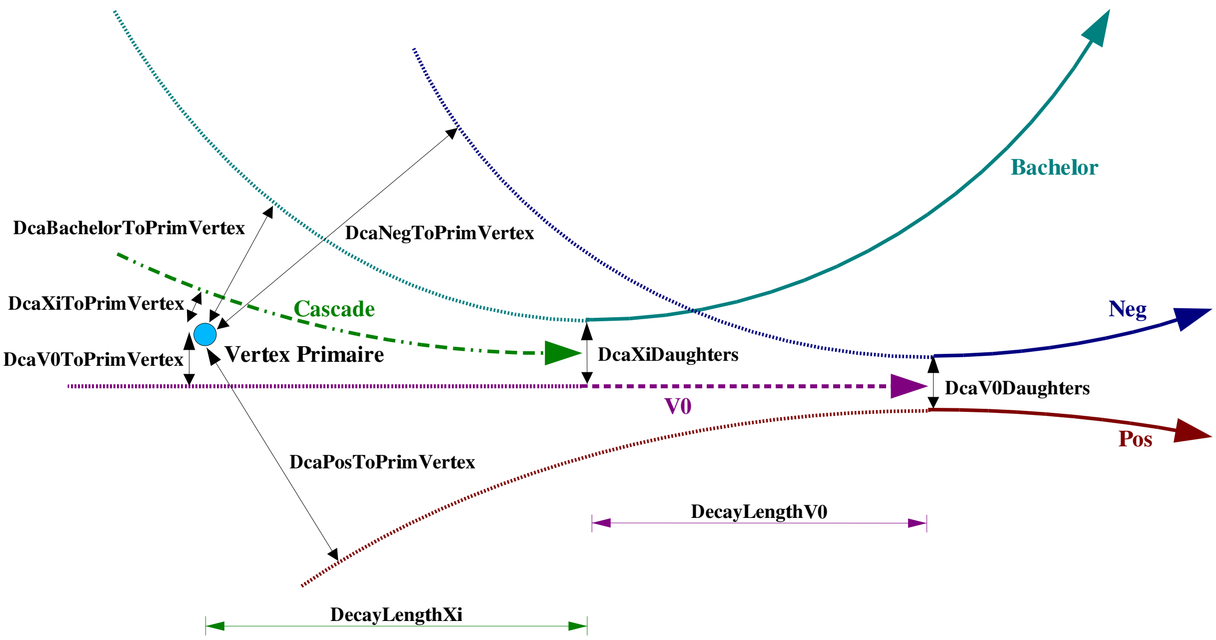

FIG. 6.3 – Géométrie de la décroissance d'une particule de type cascade. Les différentes grandeurs géométriques utilisées pour appliquer les coupures y sont indiquées. Les noms des différentes grandeurs sont expliqués dans le texte.

La figure 6.3 montre la géométrie de la décroissance des particules de type cascade. Les grandeurs géométriques utilisées pour appliquer des coupures au niveau de la reconstruction y sont illustrées.

6.5 Les DSTs et les MicroDSTs

Lorsque la reconstruction des événements est finie, les collections de traces et de vertex sont écrites dans des tables de données DST (Data Summary Table). Les DSTs sont une collection de classes C++ qui permettent un accès organisé et facile aux différentes propriétés des traces, vertex et autres. À ce niveau le volume des données est encore très élevé, 150 événements occupent environ 500 MBytes. Comme le nombre d'événements à analyser est de l'ordre de quelques centaines de milliers, l'analyse s'avère impraticable sur ces DSTs, d'autant plus que l'analyse doit souvent être refaite à plusieurs reprises. C'est pour cette raison que des MicroDSTs ne contenant que l'information relative aux particules de type cascade sont créées. Au niveau des MicroDSTs les mêmes 150 événements n'occupent plus que 2.5 MBytes.

Chapitre 7

Analyse des données

Les objectifs de cette analyse sont la mesure du rapport $\overline{\Xi}^{+}/\Xi^{-}$ mais surtout la mesure des taux de production moyen de Ξ^{-} et $\overline{\Xi}^{+}$ par événement. Le rapport $\overline{\Xi}^{+}/\Xi^{-}$ a pu être déterminé en fonction de la rapidité (y), l'impulsion transverse ($p_{\perp}$) (ou la masse transverse ($m_{\perp}$)) et la centralité de la collision. Par contre, à cause du faible nombre d'événements disponibles et du faible taux de reconstruction des particules Ξ^{-} et $\overline{\Xi}^{+}$, les taux de production des Ξ^{-} et $\overline{\Xi}^{+}$ n'ont pu être déterminés qu'en fonction de $p_{\perp}$ ou $m_{\perp}$ et pour trois classes de centralité. Ces résultats peuvent renseigner sur les mécanismes de production d'étrangeté lors de la collision. Les différentes étapes de cette analyse sont discutées dans le présent chapitre, les détails des calculs des corrections d'acceptance et d'efficacité de reconstruction seront discutés dans le chapitre 8 et les résultats obtenus ainsi qu'une discussion de ces derniers seront présentés dans le chapitre 9.

7.1 Les données utilisées

Les données utilisées pour cette analyse ont été collectées lors de la première période de prise de données du RHIC au courant de l'été 2000. Deux séries de données ont alors été enregistrées au cours de cette période, un ensemble de données *MinBias* et un autre enrichi en événements centraux ou ensemble *Central*.

7.1.1 Evénements *MinBias*

Comme décrit dans la section 5.2.3.3 une distribution d'événements *MinBias* a été sélectionnée en demandant la coïncidence des signaux détectés par les deux ZDCs. Les événements ainsi sélectionnés représentent environ 95% de la section

Classe de centralité	Nombre d'événements disponibles	σ_h	$< N_{h^-} >$
I	279683	$0\% \rightarrow 10\%$	270.6 ± 6.5
II	44988	$10\% \rightarrow 25\%$	165.2 ± 5.5
III	128682	$25\% \rightarrow 75\%$	45.0 ± 3.6

Tab. 7.1 – Définition des trois classes de centralité utilisées pour l'analyse de la production Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$.

efficace géométrique totale. Afin de réaliser une analyse en fonction de la centralité de la collision, des classes de centralité doivent être définies. Ceci est réalisé à partir de la distribution de traces chargées dans un domaine défini autour de la pseudo-rapidité centrale : $|\eta| < 0.5$ et avec $p_\perp > 0.1$ GeV. La distribution de traces chargées mesurée par la TPC à pseudo-rapidité centrale est illustrée par la figure 7.1. Cette multiplicité brute est convertie en nombre corrigé d'hadrons négatif h^-, lequel est à son tour utilisé pour calculer la fraction correspondante de la section efficace hadronique totale, σ_h [31][70].

Les trois classes de centralité utilisées pour cette analyse sont définies dans le tableau 7.1 et illustrées sur la figure 7.1. Les événements les plus intéressants étant les événements centraux, nous voulions choisir un ensemble le plus central possible, sans pour autant être pénalisé par une statistique limite, la classe I définie précédemment en est un bon compromis qui en plus facilite la comparaison avec d'autres analyses. Le choix des classes II et III a été fait de sorte à équilibrer au mieux la statistique disponible pour les événements non centraux. La table 7.1 montre la fraction de σ_h ainsi que le nombre moyen d'hadrons négatifs correspondant aux trois classes de centralité utilisées pour cette analyse.

7.1.2 Événements centraux

L'ensemble des événements centraux a été obtenu en demandant outre la coïncidence des signaux dans les deux ZDCs, un signal dans le CTB supérieur a un certain seuil. Le seuil du CTB a été placé de sorte à appliquer une coupure de centralité à 15%. Il y a donc un recouvrement entre la classe I et l'ensemble de données *Central*. Comme le nombre d'événements dans l'ensemble *Central* est plus d'un ordre de grandeur supérieur que les événements de l'ensemble *MinBias* appartenant à la classe I, seul l'ensemble *Central* sera utilisé pour extraire les résultats correspondant à cette classe la plus centrale. L'ensemble *MinBias* sera donc utilisé pour les classes II et III seulement.

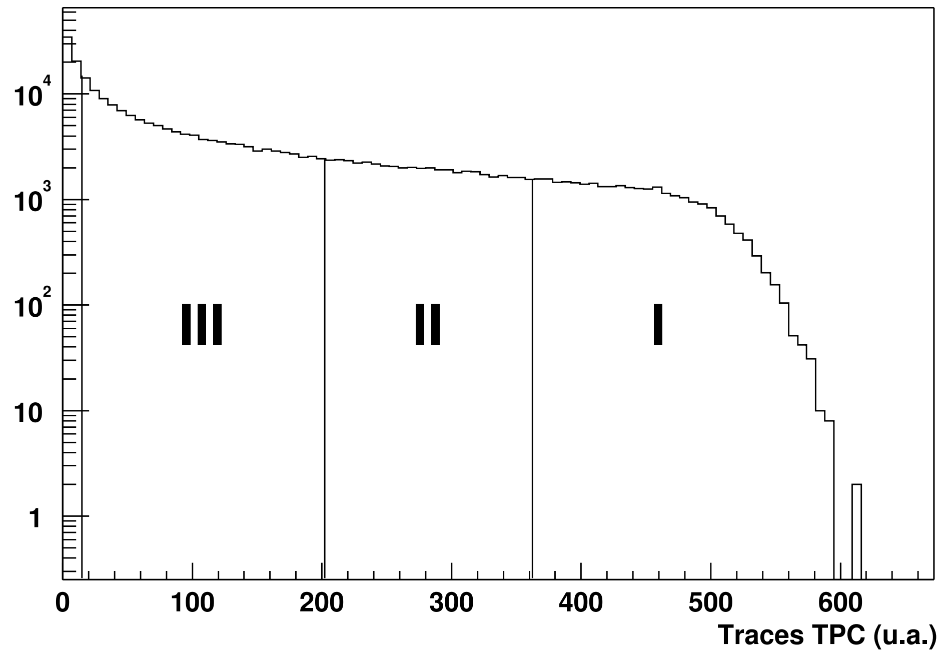

FIG. 7.1 – Définition des classes de centralité

7.2 Optimisation des coupures

Les coupures appliquées au niveau de la production des DSTs avaient pour but de réduire le nombre de candidats cascades de sorte que la taille des DSTs soit raisonnable à la fois pour le stockage et pour le temps de calcul (CPU) que prendra une analyse. Cependant, le bruit est encore trop élevé pour avoir une identification des Ξs permettant une analyse correcte. Il s'est avéré nécessaire d'appliquer des coupures encore plus contraignantes. Comme le processus d'optimisation des coupures requiert plusieurs itérations, celui-ci a été effectué à partir des MicroDSTs filtrées, c'est à dire des MicroDSTs auxquelles nous avons appliqué un jeu de coupures mais a priori suffisamment larges pour n'éliminer que très peu de bruit, pouvant ainsi déterminer des coupures plus restrictives mais judicieuses ultérieurement. Ces coupures ont également été re-évaluées à plusieurs reprises, le jeu final étant reporté dans le tableau 7.2 sous l'intitulé "filtre". Toutes les études décrites ci-aprèes utilisent donc au moins ces coupures là.

7.2.1 Identification par perte d'énergie des traces filles chargées

Les canaux de décroissance considérés sont $\Xi^- \to \Lambda + \pi^-$ suivi de $\Lambda \to p + \pi^-$ et $\overline{\Xi}^+ \to \overline{\Lambda} + \pi^+$ suivi de $\overline{\Lambda} \to \overline{p} + \pi^+$, et sont résumés dans la table 6.3 et illustrés par la figure 6.3. Les trois particules, chargées, de l'état final, sont donc (π^-, p et π^-) et (π^+, $\overline{p}$ et π^+) pour les Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ respectivement. Une première façon de réduire le bruit combinatoire consiste à identifier les trois particules de l'état final par leur perte d'énergie dans la TPC ($\frac{dE}{dx}$). Cependant, dans STAR l'identification des traces ne peut être déterminée de façon non-ambiguë que dans un domaine limité en impulsion comme cela a été décrit dans la section 6.2.3. La séparation $pion - kaon$ réalisable pour des impulsions inférieures à 600 MeV/c alors que la séparation $kaon - proton$ est possible pour $p < 1$ GeV/c (figure 6.1). Toutefois, la coupure en $\frac{dE}{dx}$ n'étant pas la seule à devoir être appliquée, elle sera par conséquent utilisée comme critère permettant d'éliminer les mesures qui apparaissent être clairement du bruit. Plus qu'une identification individuelle des produits de décroissance, c'est la compatibilité conjointe de ces derniers avec l'état final qui sera requise et décisionnelle.

La sélection des particules selon leur $\frac{dE}{dx}$ est faite en utilisant la méthode dite du *nombre de sigmas*, qui consiste à calculer le nombre de déviations standards (σ) entre la valeur mesurée et celle attendue. La valeur attendue est obtenue grâce à une parametrisation Bethe-Bloch de la perte d'énergie des particules dans le gaz de la TPC. Cette parametrisation est bien évidemment dépendante de l'impulsion et la masse de la particule. La figure 7.2 montre dans la colonne de gauche, les distributions de la perte d'énergie mesurée pour (a) les pions *bachelor*, (b) les protons et (c) pions du V0 en fonction de leur impulsion avant application de la coupure. Sur les figures de la colonne de droite nous pouvons voir le devenir de ces distributions après une coupure en $\frac{dE}{dx}$ à 3σ de la valeur attendue pour chacune des particules considerées (b,d et f). Les courbes sur la figure 7.2 correspondent aux valeurs de la $\frac{dE}{dx}$ attendues, pour les différentes masses. Prenons le cas de la bande correspondant aux protons : elle est clairement identifiée même si une contamination est encore présente pour une impulsion supérieure à 1 GeV/c, où les bandes correspondantes aux différentes particules se confondent.

Comme attendu, la coupure en $\frac{dE}{dx}$ n'est pas suffisante : en effet, la figure 7.3 montre la distribution en masse invariante des candidats Ξ^- après l'application d'une coupure à 3σ sur les trois particules filles. Si le signal est clairement visible, le rapport signal sur bruit est encore trop faible (1/100). Des coupures supplémentaires doivent donc être appliquées afin de réduire davantage le bruit, et en particulier des coupures basées sur des critères géométriques.

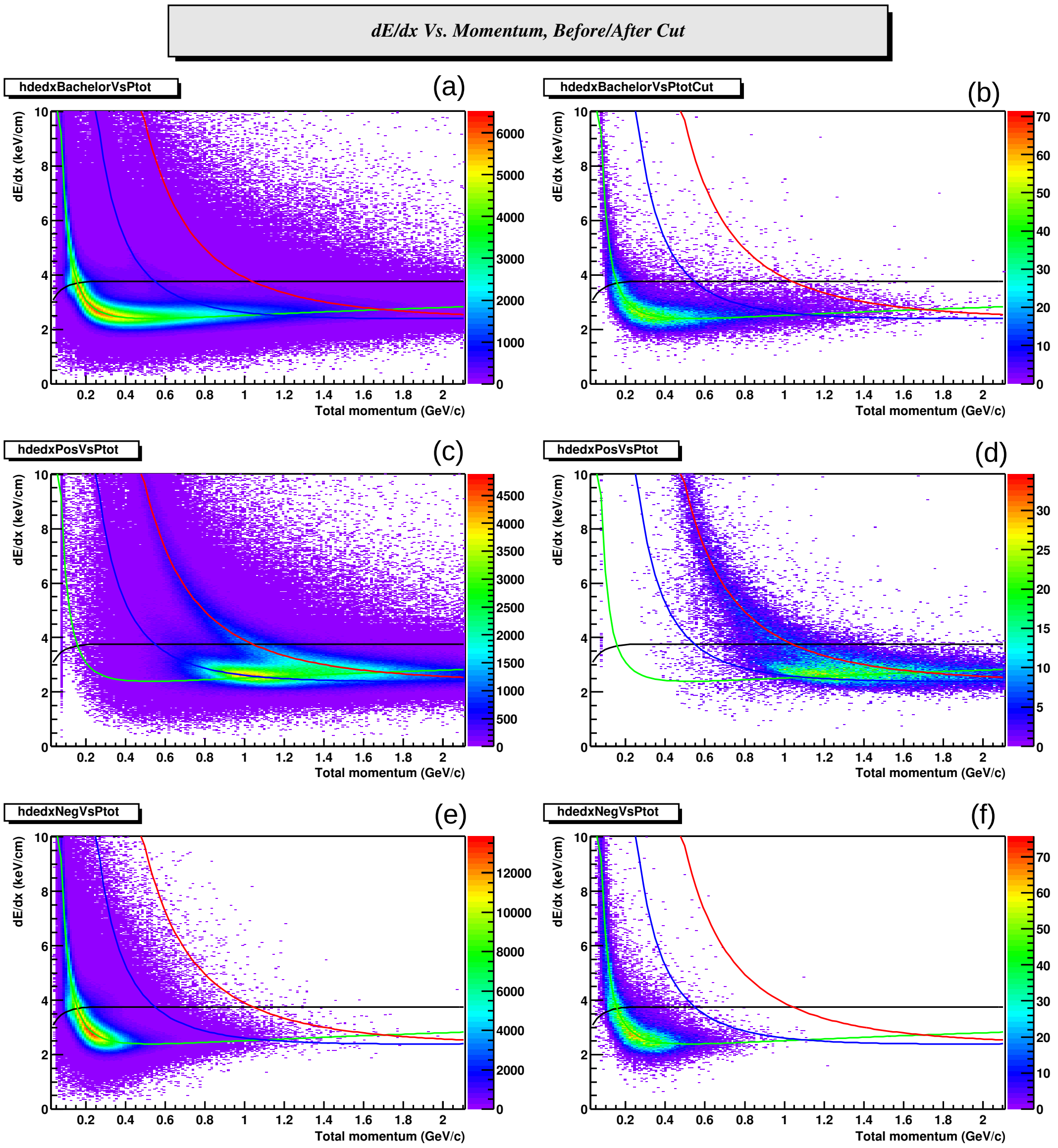

FIG. 7.2 – $\frac{dE}{dx}$ mesurée en fonction de l'impulsion de la particule, pour le *bachelor* pion, le proton du V0 et le pion du V0 (a), (c), (e) avant et (b), (d), (f) apres la coupure à 3σ respectivement.

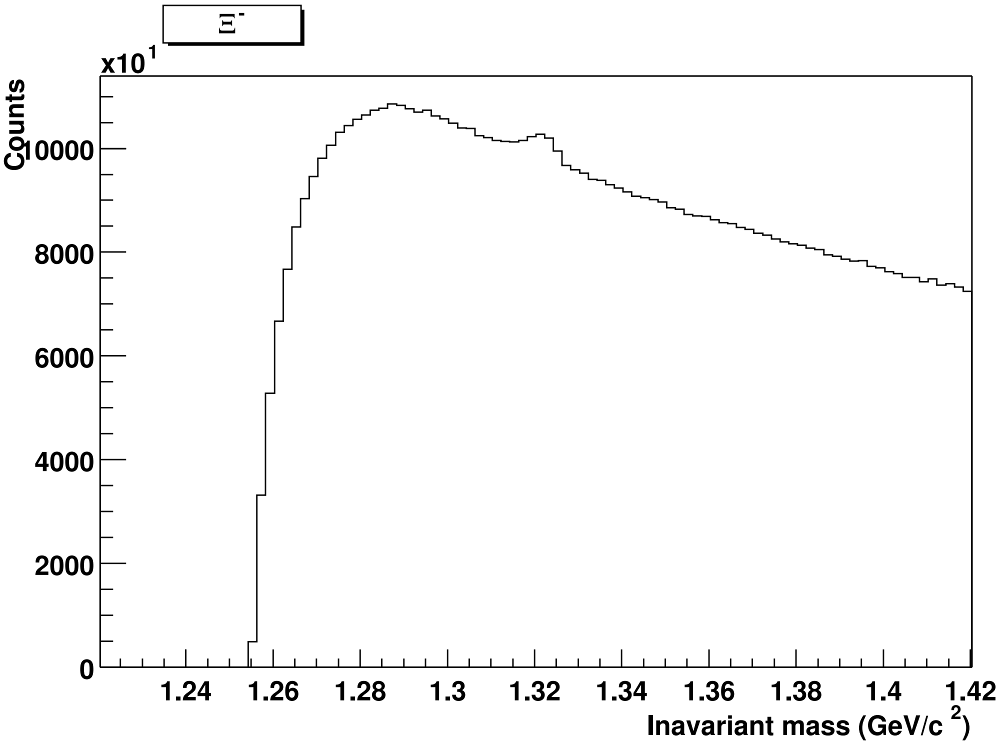

FIG. 7.3 – Masse invariante des candidats Ξ^- après application de la coupure à 3σ en $\frac{dE}{dx}$.

7.2.2 Les coupures géométriques

Les différentes variables sur lesquelles des coupures sont appliquées sont définies dans la figure 6.3 et expliquées dans la section 6.4.3. Comme nous venons de le constater, sur la figure 7.3, les coupures appliquées au niveau de la reconstruction (table 6.4), ainsi que la sélection en $\frac{dE}{dx}$ ne suffisent pas à faire ressortir clairement le signal du fond combinatoire. Le bruit doit donc être éliminé davantage tout en conservant le plus de signal possible. Il faut optimiser les valeurs des différentes coupures en faisant un compromis entre le nombre de Ξ correctement reconstruits (S), que nous voulons maximum et le rapport signal sur bruit (S/N) qui doit être maximum aussi !

Pour effectuer cette optimisation deux méthodes ont été utilisées. La première méthode permet d'estimer de façon grossière la valeur de la coupure à utiliser, alors que la deuxième est utilisée pour affiner ces valeurs.

7.2.2.1 Graphe grandeur contre masse invariante

La première méthode consiste à représenter pour tous les candidats Ξ la distribution de la masse invariante en fonction de la variable sur laquelle une coupure

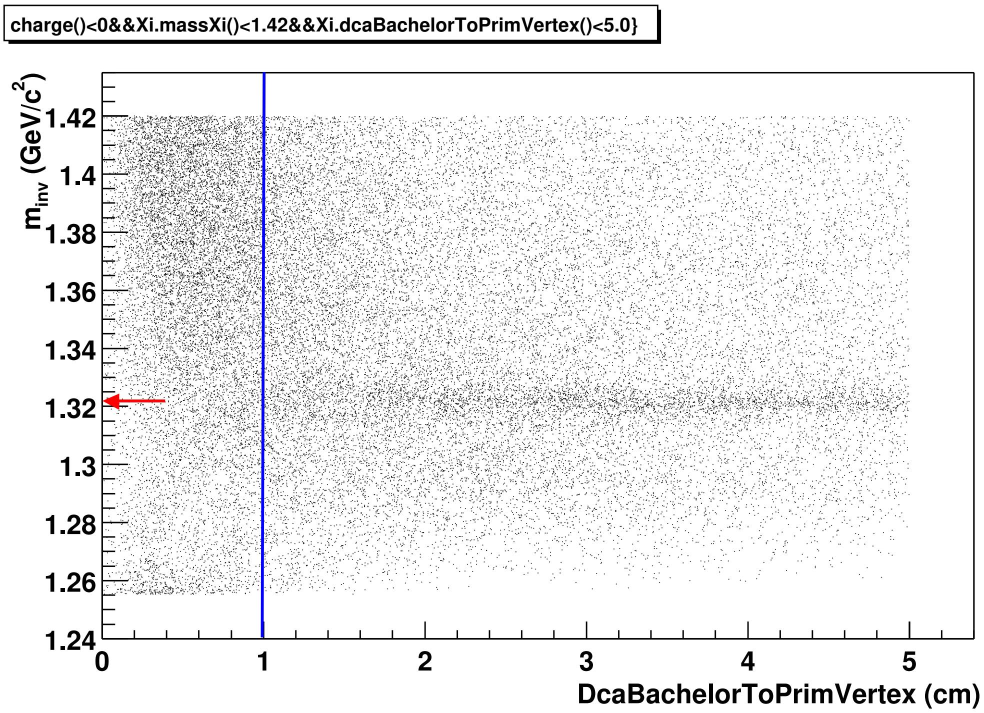

FIG. 7.4 – Masse invariante en fonction de la **DcaBacToPrimVertex** du candidat Ξ. La flèche indique la masse du Ξ alors que la droite donne la valeur susceptible de servir de critère de sélection.

est susceptible d'être appliquée. L'idée étant de pouvoir déterminer, visuellement, une zone où le signal se dégage du fond combinatoire, et inversement une autre zone où le fond combinatoire domine. Si une forte densité de points dans la région autour de la valeur de la masse du Ξ est observée alors nous pouvons raisonnablement dire que pour les valeurs correspondantes de la grandeur considérée, le signal domine sur le bruit. La zone doit donc être gardée. Ce type d'étude est appliqué pour toutes les grandeurs décrites dans la section 6.4.3.

La figure 7.4 montre un exemple d'application de cette méthode pour la coupure sur la **DcaBacToPrimVertex**, qui est donc représentée en fonction de la masse invariante du candidat Ξ^-. La flèche signale la valeur de la masse attendue [71] du Ξ^-. La droite est une tentative de délimitation de la zone au-delà de laquelle le signal est clairement identifiable. Dans le cas où le signal n'est pas visuellement remarquable pour aucune valeur de la grandeur considérée, aucune coupure supplémentaire n'est appliquée à ce niveau là. En effet, nous verrons que la deuxième méthode permettra une détermination plus efficace de la meilleure valeur à utiliser pour la coupure.

7.2.2.2 Optimisation des critères de sélection

La deuxième méthode permet d'optimiser de façon plus fine et concertée la valeur des différentes coupures utilisées. L'esprit de cette méthode est de définir le mieux possible l'effet de chaque coupure aussi bien sur le signal que sur le bruit, afin de déterminer les meilleurs critères de sélection. Pour ce faire nous allons donc étudier l'effet de chacune de ces coupures, dans un premier temps sans qu'aucune autre ne soit appliquée et dans un second temps, leur effet lorsque les autres critères de sélection sont utilisés.

L'effet d'une coupure X est étudié en examinant trois histogrammes de masse invariante des candidats Ξ. Le premier histogramme $h1$, qui servira de référence, est construit pour tous les candidats Ξ, sans appliquer aucune coupure. Le second histogramme $h2$ correspond aux candidats selectionnés après application de la coupure X uniquement, alors que le troisième histogramme $h3$ est relatif aux candidats rejetés. Ainsi les trois histogrammes sont reliés par la relation $h1 = h2 + h3$. Cet exercice est répété pour toutes les coupures décrites précédemment. Le point important à retenir est qu'une et une seule coupure est appliquée.

D'autre part, afin d'étudier l'effet d'une coupure X lorsque les autres coupures sont utilisées, trois autres histogrammes de masse invariante sont remplis. Appelons *jeu A* l'ensemble des coupures utilisées pour éliminer le bruit combinatoire, et *jeu B* celui constitué de toutes les coupures du *jeu A* sauf la coupure X étudiée. Le premier histogramme $h4$ correspond aux candidats ayant survécu à toutes les coupures du *jeu A*. Le second histogramme $h5$ est celui des candidats ayant survécu à toutes les coupures du *jeu B*, alors que le troisième histogramme $h6$ est rempli avec les candidats ayant survécu au *jeu B* mais rejetés par la coupure X. La procédure est appliquée pour toutes les coupures utilisées.

L'histogramme $h6$ permet donc de déterminer s'il est intéressant de relâcher la coupure X afin d'augmenter le signal reconstruit, ou si au contraire, aucun signal supplémentaire ne sera récupéré en relâchant cette coupure. Dans le dernier cas, il peut donc être envisagé de couper davantage afin d'éliminer encore plus de bruit.

En étudiant les six histogrammes $h1$ à $h6$ pour chacune des coupures appliquées, un nouveau jeu A' a priori plus intéressant au niveau du S/N et/ou $signal$ est défini. Ce nouvel ensemble est à son tour testé de la même façon. Un jeu de coupures est plus intéressant qu'un autre si par exemple, avec un rapport signal sur bruit identique la quantité de signal est plus elevée.

Cette étude sur un jeu de coupures déterminé à partir de la première méthode est illustré sur les figures 7.5 à 7.8. Les histogrammes $h1$, $h2$ et $h3$ sont représentés

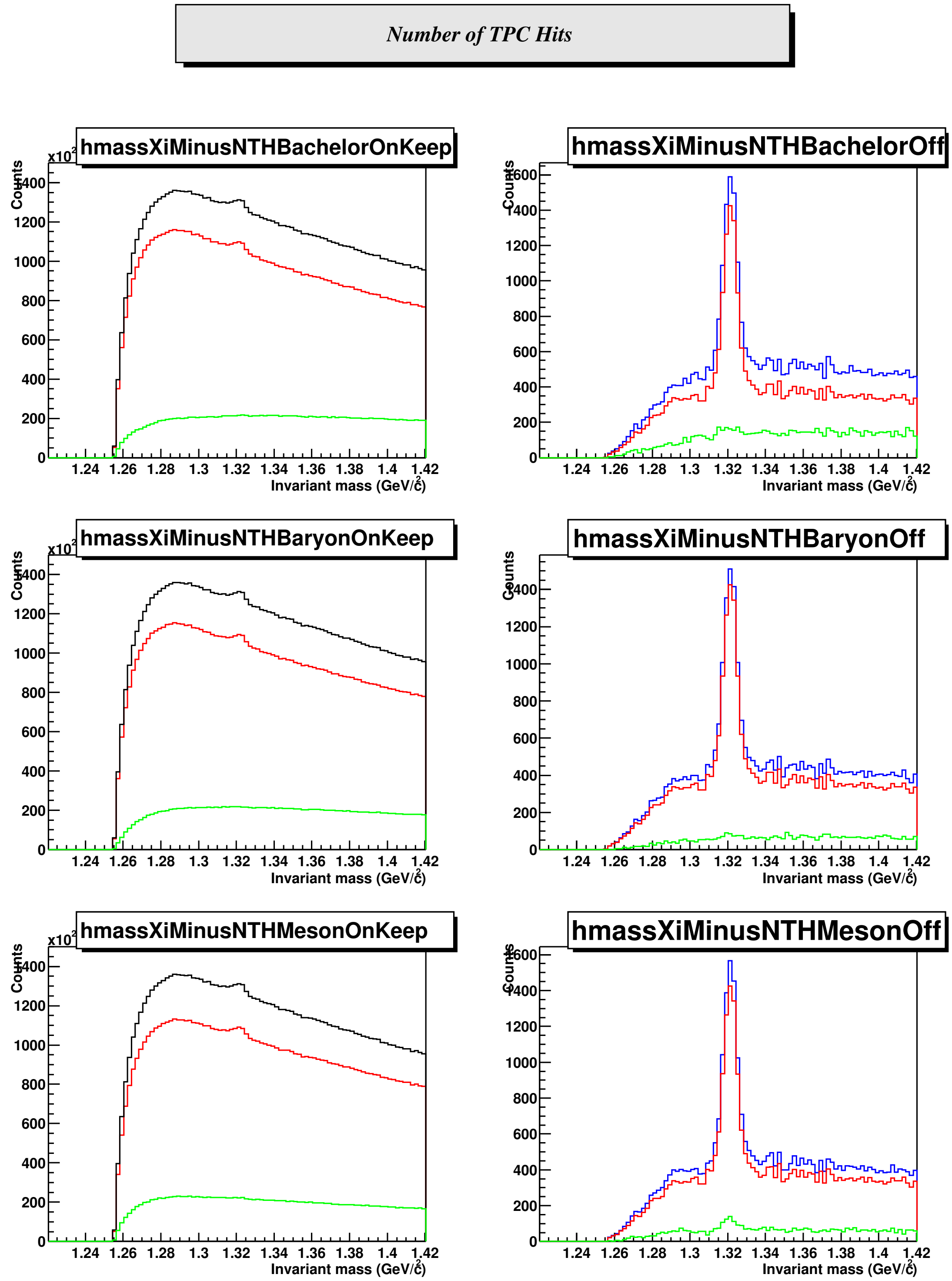

FIG. 7.5 – Etude des coupures sur, de haut en bas, le nombre de points de mesure pour le **bachelor**, **baryon** et **meson**.

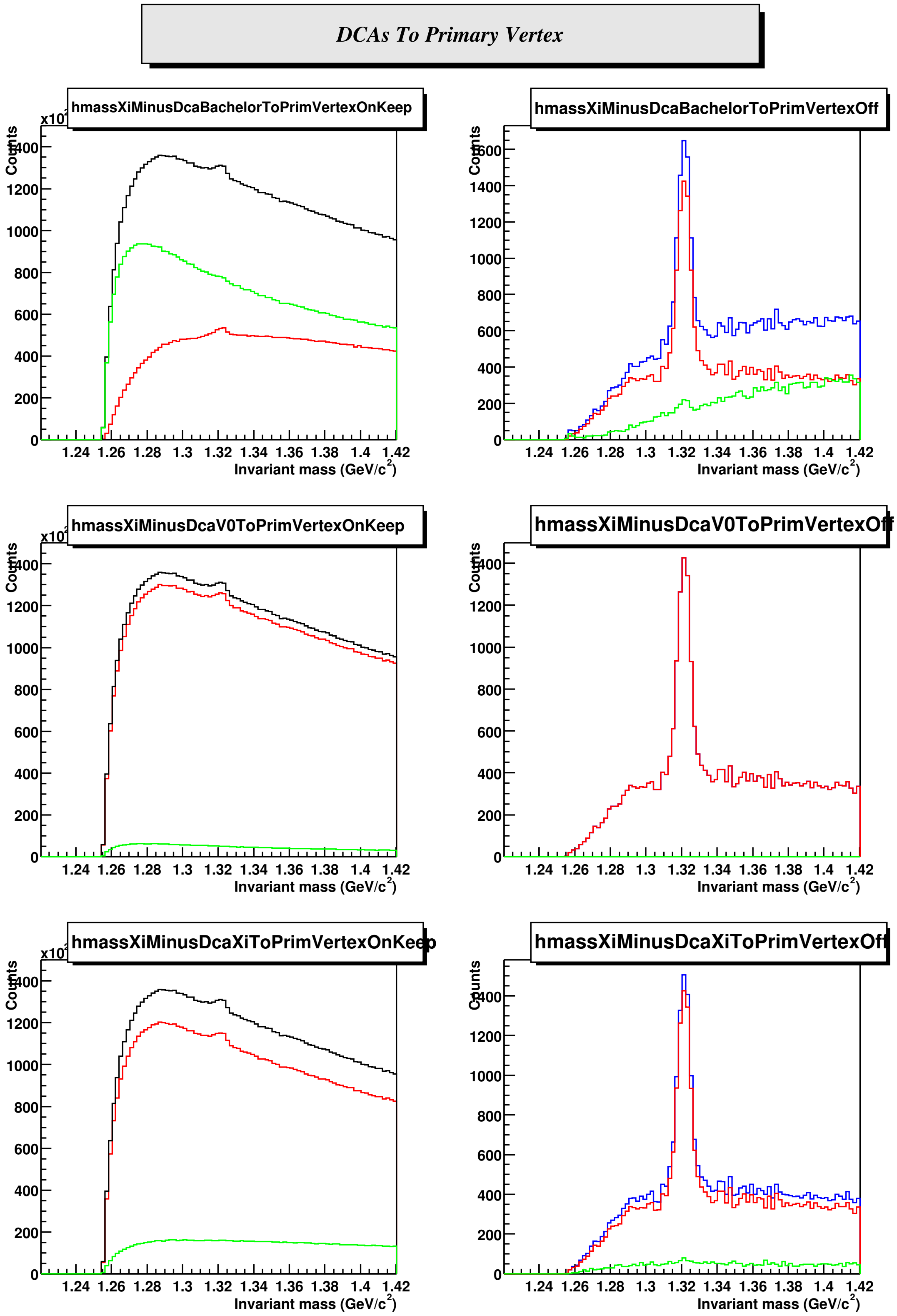

FIG. 7.6 – Etude des coupures sur, de haut en bas, DCA au vertex primaire du **bachelor**, **V0** et du Ξ.

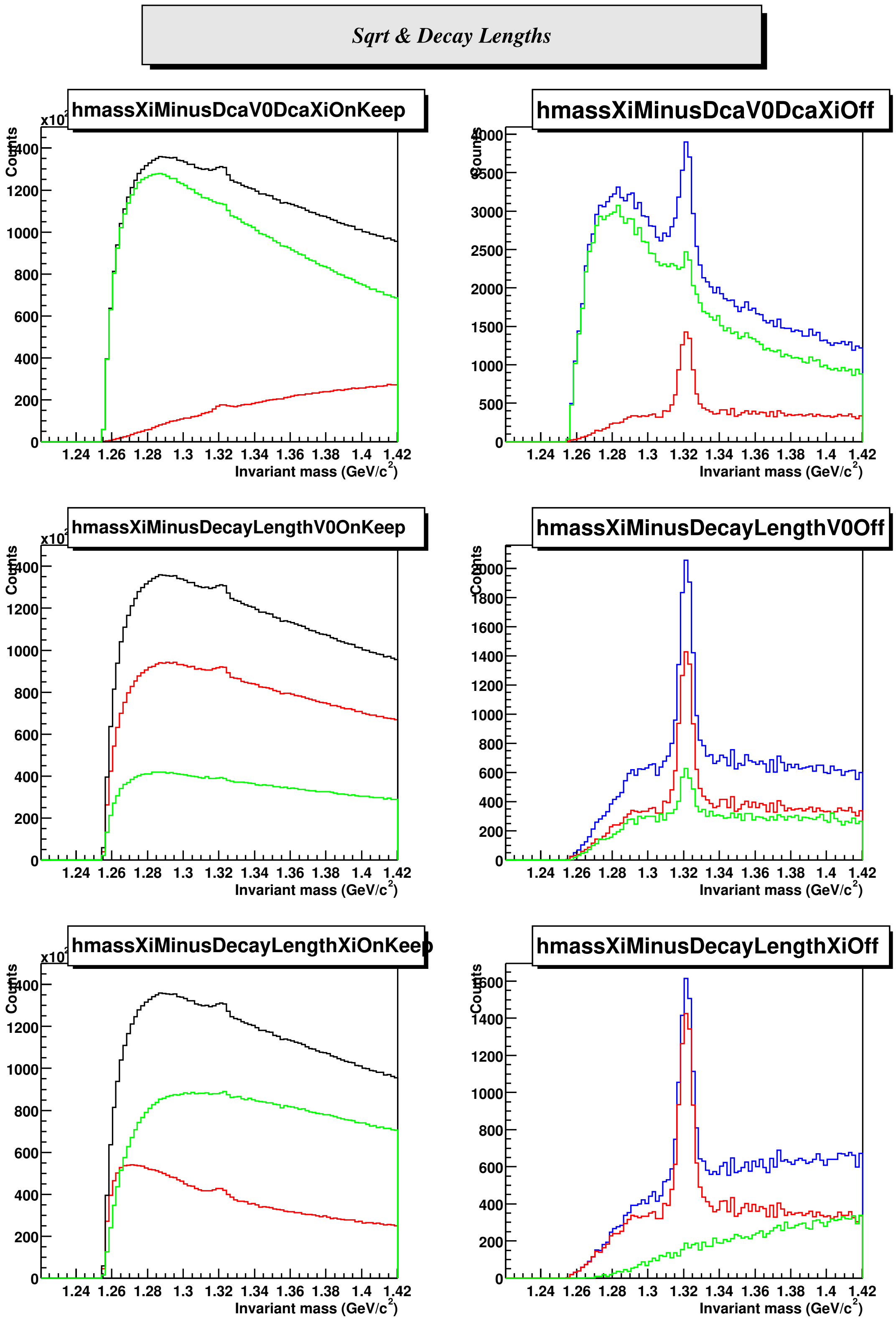

FIG. 7.7 – Etude des coupures sur, de haut en bas, la variable corrélé entre la DCA du V0 au vertex primaire et le DCA du Ξ au vertex primaire, la distance de décroissance du V0 et celle du Ξ.

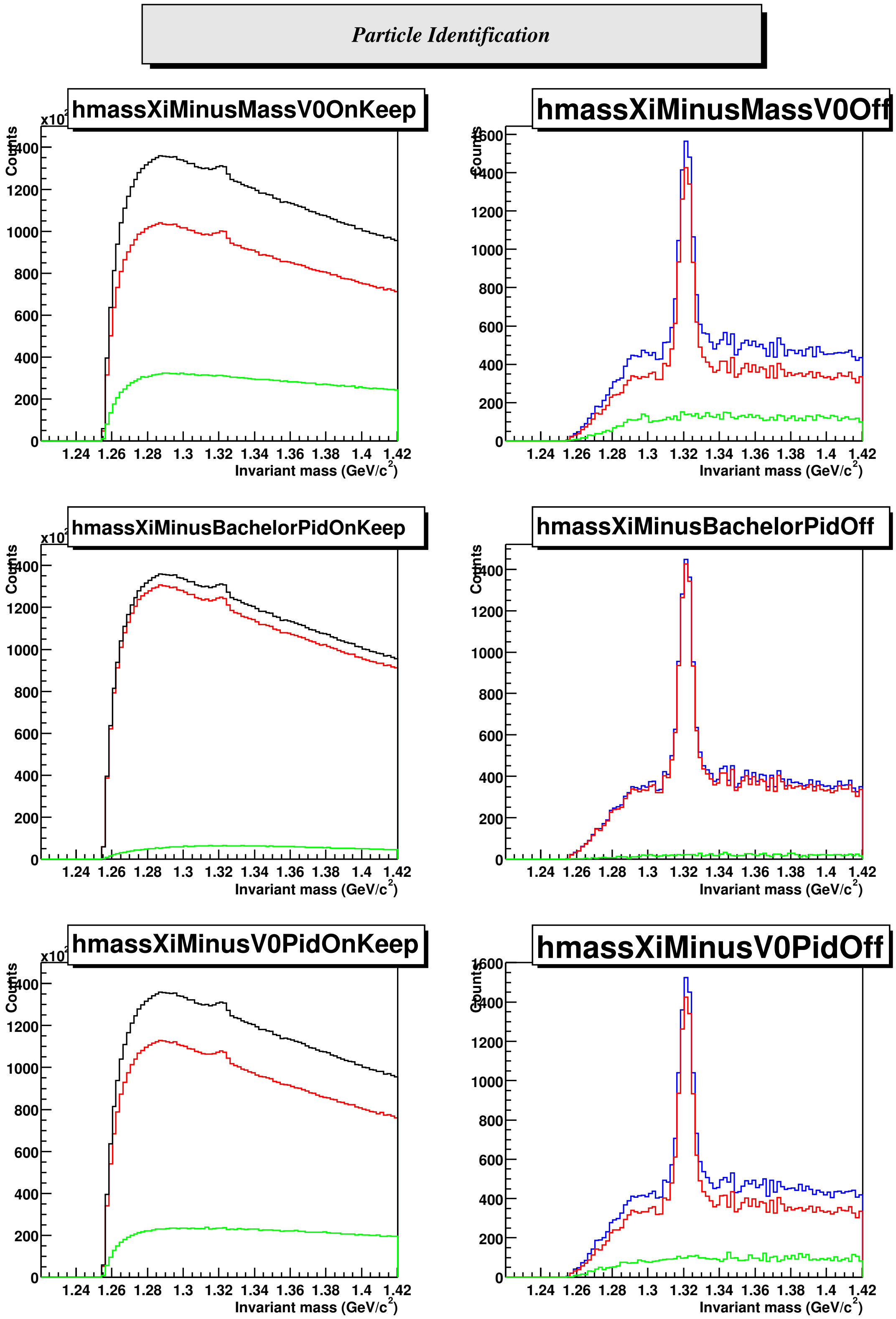

FIG. 7.8 – Etude des coupures sur, de haut en bas, la masse du V0, la perte d'énergie du **bachelor**, et les pertes d'énergies du **baryon** et **meson**.

Coupure	MuDST	Filtre	I	II	III
n points TPC du **bachelor**	> 4	> 10	> 15	> 10	> 10
n points TPC du **baryon**	> 10	> 10	> 20	> 15	> 15
n points TPC du **meson**	> 10	> 10	> 10	> 10	> 10
DcaXiDaughters (cm)	< 0.8	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7
DcaV0Daughters (cm)	< 0.8	< 0.7	< 0.7	< 0.7	< 0.7
DcaXiToPrimVertex (cm)	< 0.8	< 0.7	< 0.55	< 0.55	< 0.55
DcaV0ToPrimVertex (cm)	-	-	eq. 7.4	eq. 7.5	eq. 7.6
DcaBachelorToPrimVertex (cm)	-	-	< 1.5	< 1.0	< 1.0
DecayLengthXi (cm)	> 2.0	> 2.0	> 5.0	> 3.0	> 3.0
DecayLengthV0 (cm)	-	-	-	-	-
MassV0 (MeV)	± 10	± 10	± 7	± 7	± 7
nombre σ en $\frac{dE}{dx}$	-	5	3	3	3

TAB. 7.2 – Ensembles des coupures appliqueés pour les différentes classes de centralité

sur la colonne de gauche alors que $h4$, $h5$ et $h6$ sont sur celle de droite. $h1$ est représenté en noir, $h2$ et $h4$ en rouge, $h3$ et $h6$ en vert alors que $h5$ l'est en bleu. Par exemple la figure 7.7 indique que la coupure en **DecayLengthV0** (au milieu à droite) n'était pas intéressante. En effet $h6$ montre que la quantité de signal rejeté est trop importante par rapport au fond rejeté par son application.

Le processus est répété à plusieurs reprises jusqu'à obtenir un ensemble satisfaisant, celui ci étant un bon compromis entre la quantité de signal retenu et le rapport signal sur bruit obtenu. La quantité de signal retenu était favorisée dans la mesure où son extraction du fond combinatoire restait possible. L'étude des coupures du jeu final est illustrée par les figures 7.9 à 7.12. Ces figures montrent que du signal est rejeté par certaines coupures cependant ce signal rejeté reste faible par rapport au bruit éliminé. Les valeurs des coupures ainsi déterminées et retenues pour cette analyse sont reportées sur la table 7.2.

7.2.3 Le cas particulier de la coupure corrélée

Une des coupures utilisées a la particularité d'être une coupure corrélée entre deux grandeurs : la DCA du V0 issu du Ξ au vertex primaire et la DCA du Ξ lui meme au vertex primaire. La coupure consiste dans ce cas précis à éliminer une région du plan $\{$**DcaXiToPrimVertex**,**DcaV0ToPrimVertex**$\}$. La motiva-

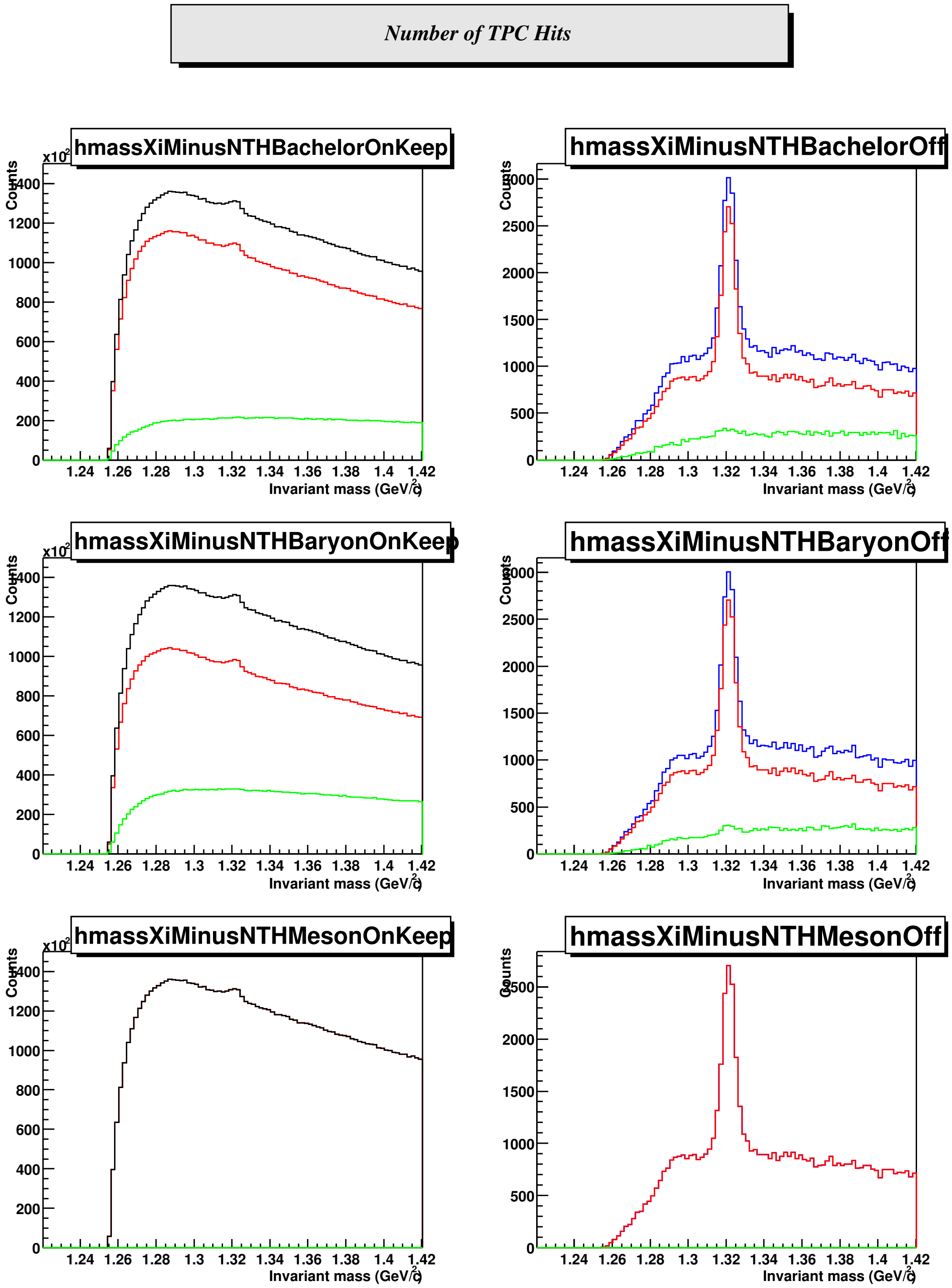

FIG. 7.9 – Etude du jeu de coupures final, de haut en bas, le nombre de points de mesure pour le **bachelor**, **baryon** et **meson**.

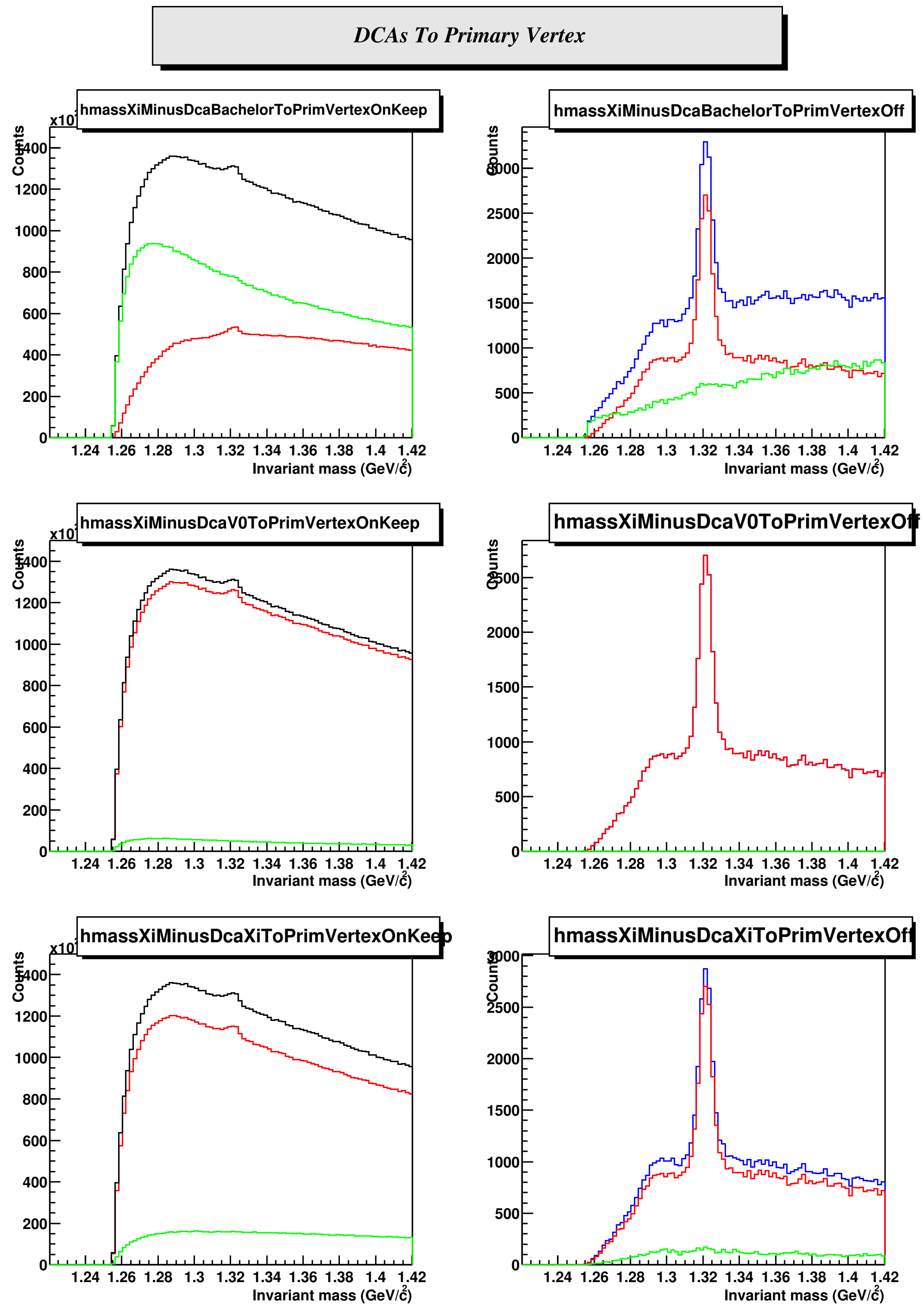

FIG. 7.10 – Etude du jeu de coupures final, de haut en bas, DCA au vertex primaire du **bachelor**, **V0** et du Ξ.

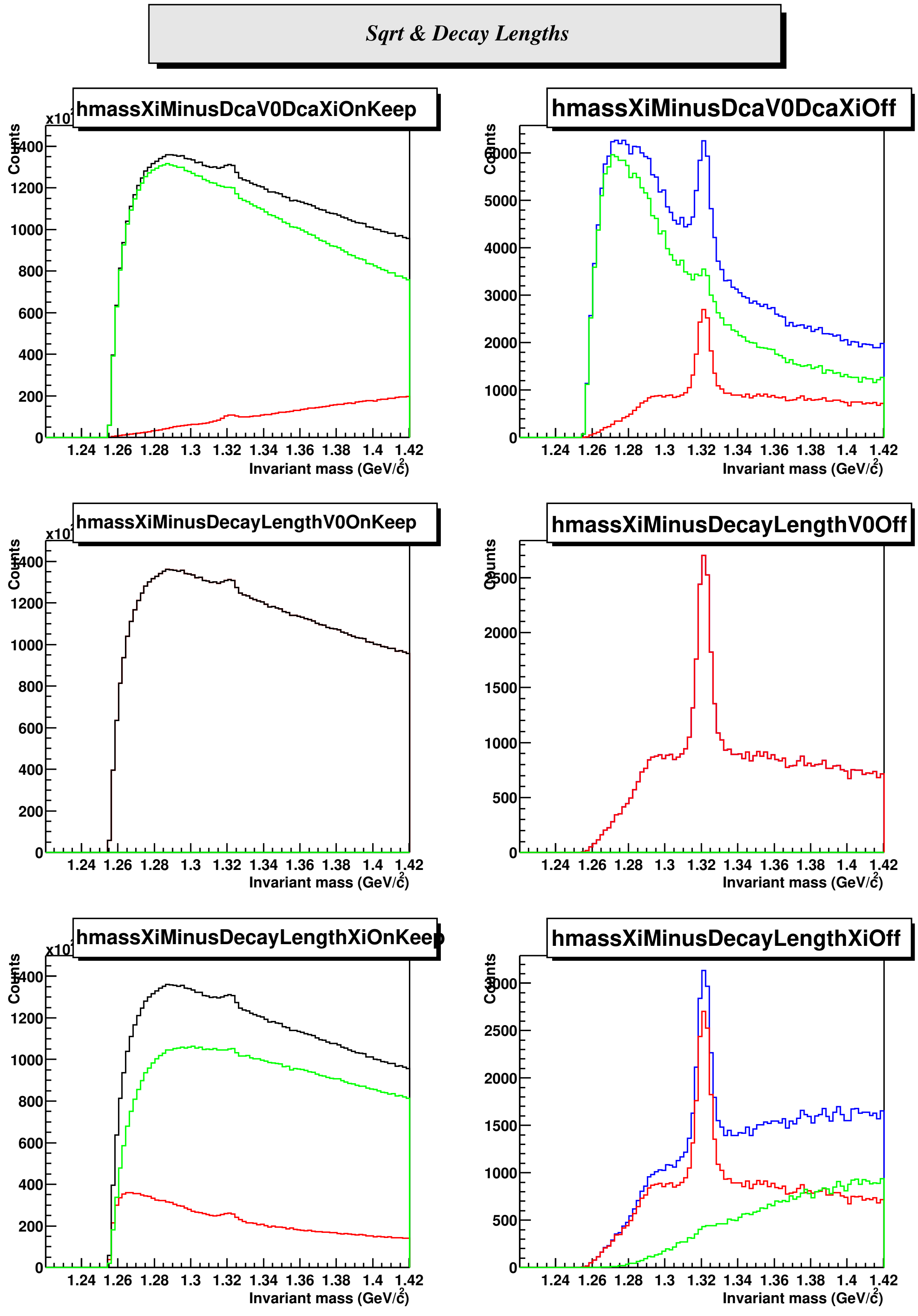

FIG. 7.11 – Etude du jeu de coupures final, de haut en bas, la variable corrélé entre la DCA du V0 au vertex primaire et le DCA du Ξ au vertex primaire, la distance de décroissance du V0 et celle du Ξ.

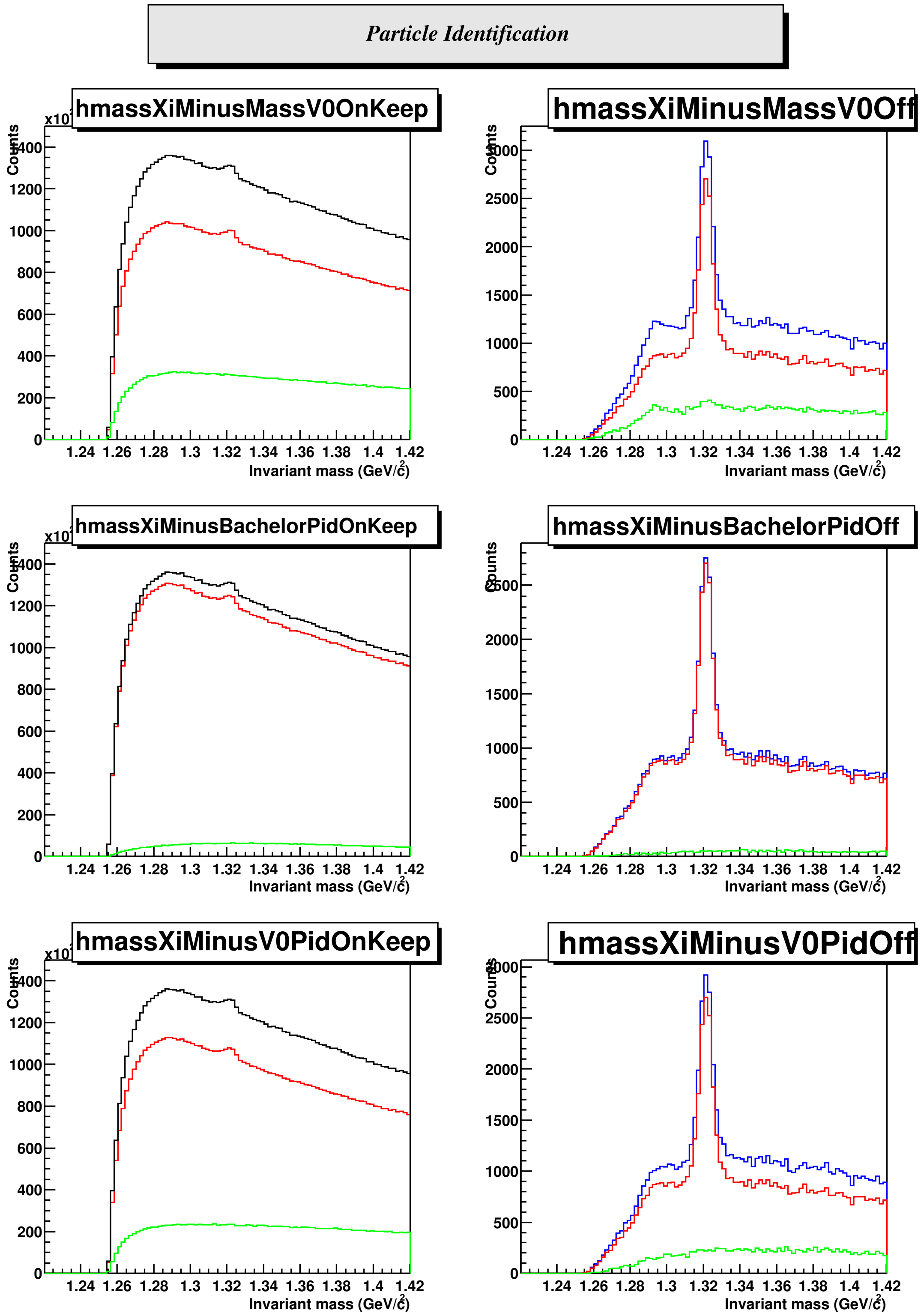

FIG. 7.12 – Etude du jeu de coupures final, de haut en bas, la masse du V0, la perte d'énergie du **bachelor**, et les pertes d'énergies du **baryon** et **meson**.

tion pour étudier la possibilité d'appliquer une coupure corrélée, est partie de la réflexion suivante :

- Le Ξ étant la particule primaire, il doit en théorie provenir du vertex primaire.
- Le V0 issu du Ξ est secondaire, et ne doit donc pas provenir du vertex primaire.
- Le V0 étant plus lourd que le pion, l'impulsion du V0 doit être plus proche de celle du Ξ.
- Si expérimentalement la **DcaXiToPrimVertex** n'est pas nulle (alors que en théorie elle l'est), c'est à cause de la résolution (en impulsion et position) limitée de la reconstruction.
- Au moment de la désintégration du Ξ le V0 sera émis approximativement selon la même direction que le Ξ. Or le Ξ étant chargé sa trajectoire avait été courbée avant sa désintégration. Le V0 lui est neutre et donc sa trajectoire ne sera pas courbée. En moyenne donc le V0 devrait avoir une DCA au vertex primaire plus élevée que celle du Ξ.
- A partir de cette constatation il serait donc préférable d'utiliser comme critère de sélection la relation $\mathbf{DcaXiToPrimVertex} < \mathbf{DcaV0ToPrimVertex}$ plutôt que de deux critères indépendants comme $\mathbf{DcaXiToPrimVertex} > c1$ et $\mathbf{DcaV0ToPrimVertex} > c2$.

En réalité de par la résolution limitée du détecteur, la complexité de la décroissance, et ses nombreuses caractéristiques (impulsion, distance de vol, géométrie de la décroissance), rendent la situation plus compliquée. Néanmoins, la possibilité d'appliquer ce type de coupure corrélée a été étudiée, et s'est avérée très intéressante.

L'étude a débutée avec la réalisation de la distribution **DcaV0ToPrimVertex** en fonction de la **DcaXiToPrimVertex** pour tous les candidats Ξ (figure 7.13). Avant l'application des coupures, le rapport signal sur bruit étant inférieur a $1 : 1000$ ce graphe est très fortement dominé par le fond combinatoire, le signal y est négligeable. Sur cette figure, une zone plus densement peuplée est observée. L'objectif de la coupure corrélée sera donc de supprimer cette zone. La forme retenue pour cette coupure est représentée par la ligne pleine sur la figure 7.13, et correspond à l'équation 7.1, déterminée après plusieurs itérations de l'étude des coupures décrite dans la section 7.2.2.2.

$$\mathbf{DcaV0ToPrimVertex} = 0.1 + \sqrt{\mathbf{DcaXiToPrimVertex}} \tag{7.1}$$

L'effet de l'application de cette coupure, qui correspond à sélectionner les candidats Ξ vérifiant l'inequation 7.2, peut être observé sur la figure 7.14. Si un faible

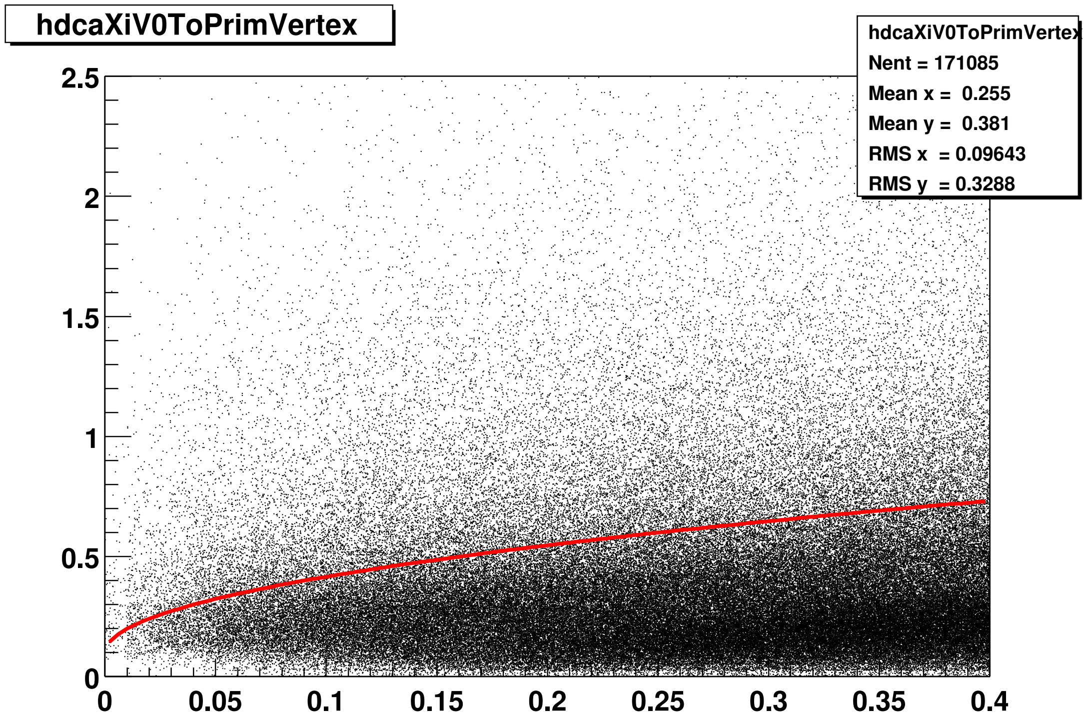

FIG. 7.13 – **DcaV0ToPrimVertex** en fonction de la **DcaXiToPrimVertex**

pourcentage de signal ($5-10\%$) est effectivement éliminé par l'application de cette coupure (courbes en vert), la quantité de bruit rejetée est beaucoup plus importante (80%). Ceci rend l'application de cette coupure intéressante au niveau du S/N ainsi que du *signal*.

$$\textbf{DcaV0ToPrimVertex} > 0.1 + \sqrt{\textbf{DcaXiToPrimVertex}} \tag{7.2}$$

L'étude des coupures a été réalisée pour plusieurs domaines en impulsion transverse des candidats Ξ afin de déterminer si une ou plusieurs coupures étaient plus pénalisantes dans un domaine en particulier. Ces études ont été réalisées pour les cinq classes : $0.0 < p_\perp < 1.0$ [1], $1.0 < p_\perp < 1.5$, $1.5 < p_\perp < 2.0$, $2.0 < p_\perp < 2.5$ et $2.5 < p_\perp < 3.5$ GeV/c ont permis de déterminer qu'une seule de ces coupures avait un effet dépendant du domaine d'impulsion transverse, c'est la coupure corrélée. Les effets de cette coupure, compte tenu des autres coupures, (histogrammes $h4$, $h5$ et $h6$) sont visibles par l'examen de la figure 7.15 pour les cinq domaines en impulsion transverse considérés. Nous pouvons constater qu'à faible impulsion transverse le signal rejeté est faible de même que le bruit rejeté, alors que aux impulsions transverses elevées ($p_\perp > 2.0$ GeV) le signal rejeté est très important, le fond restant étant très faible. La coupure peut donc être resserrée à bas $p_\perp$ afin

[1]Comme cela sera vu au chapitre 8,l'acceptance en $p_\perp$ n'est non nulle que a partir de 0.5 GeV/c

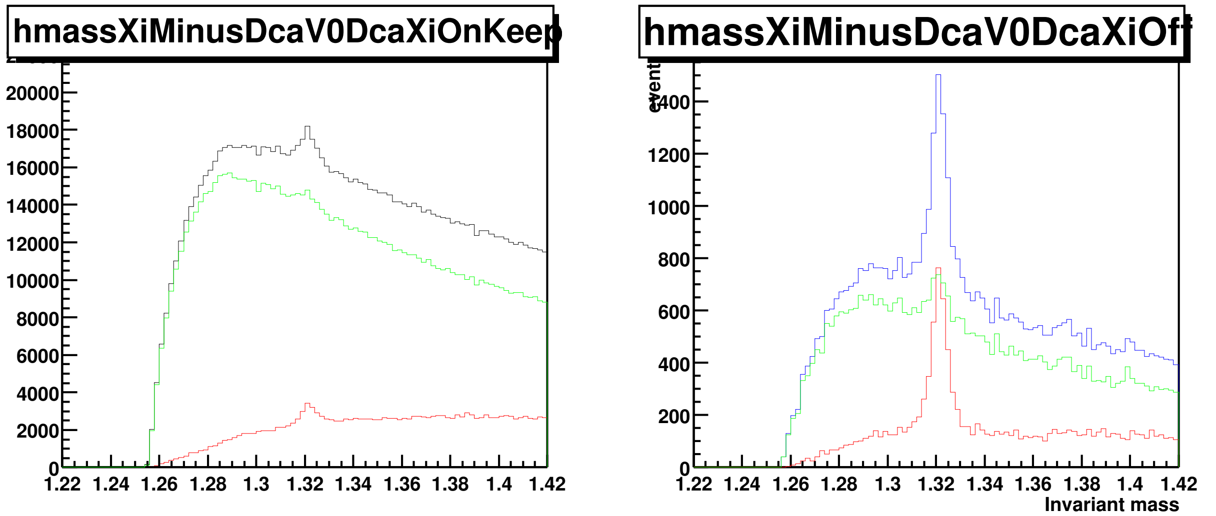

FIG. 7.14 – Étude des effets de la coupure corrélée.

de gagner au niveau du rapport S/N, et relâchée à haute impulsion transverse afin de récupérer plus de signal. Ceci est réalisé en remplaçant le terme constant ($a_0 = 0.1$) de l'équation 7.1 par un terme dépendant de l'impulsion transverse du candidat Ξ, decroissant avec l'impulsion transverse et qui tend asymptotiquement vers une valeur superieure à a_0 pour $p_\perp < 1$ GeV/c et vers une valeur inferieure pour $p_\perp > 2$ GeV/c La fonction retenue pour ce terme est donnée par l'équation 7.3, et représentée sur la figure 7.16.

$$0.4 * (1 - \frac{1}{1 + exp(-4 * p_\perp + 6)}) \tag{7.3}$$

Par conséquent la forme finale de la coupure corrélée appliquée pour les classes en centralité I et II est donnée par l'équation 7.4.

$$\begin{aligned}\mathbf{DcaV0ToPrimVertex} &> \sqrt{\mathbf{DcaXiToPrimVertex}} \\ &+0.4 * (1 - \frac{1}{1 + exp(-4 * p_\perp + 6)})\end{aligned} \tag{7.4}$$

7.2.4 Modification du jeu de coupures pour les événements non centraux

L'optimisation des coupures a été effectuée à partir des données des événements centraux. D'une part, c'est pour cette catégorie d'événements que le signal est attendu le plus important et plus il y a de signal plus l'optimisation est facile. D'autre part c'est dans les événements centraux que le fond combinatoire est plus élevé en

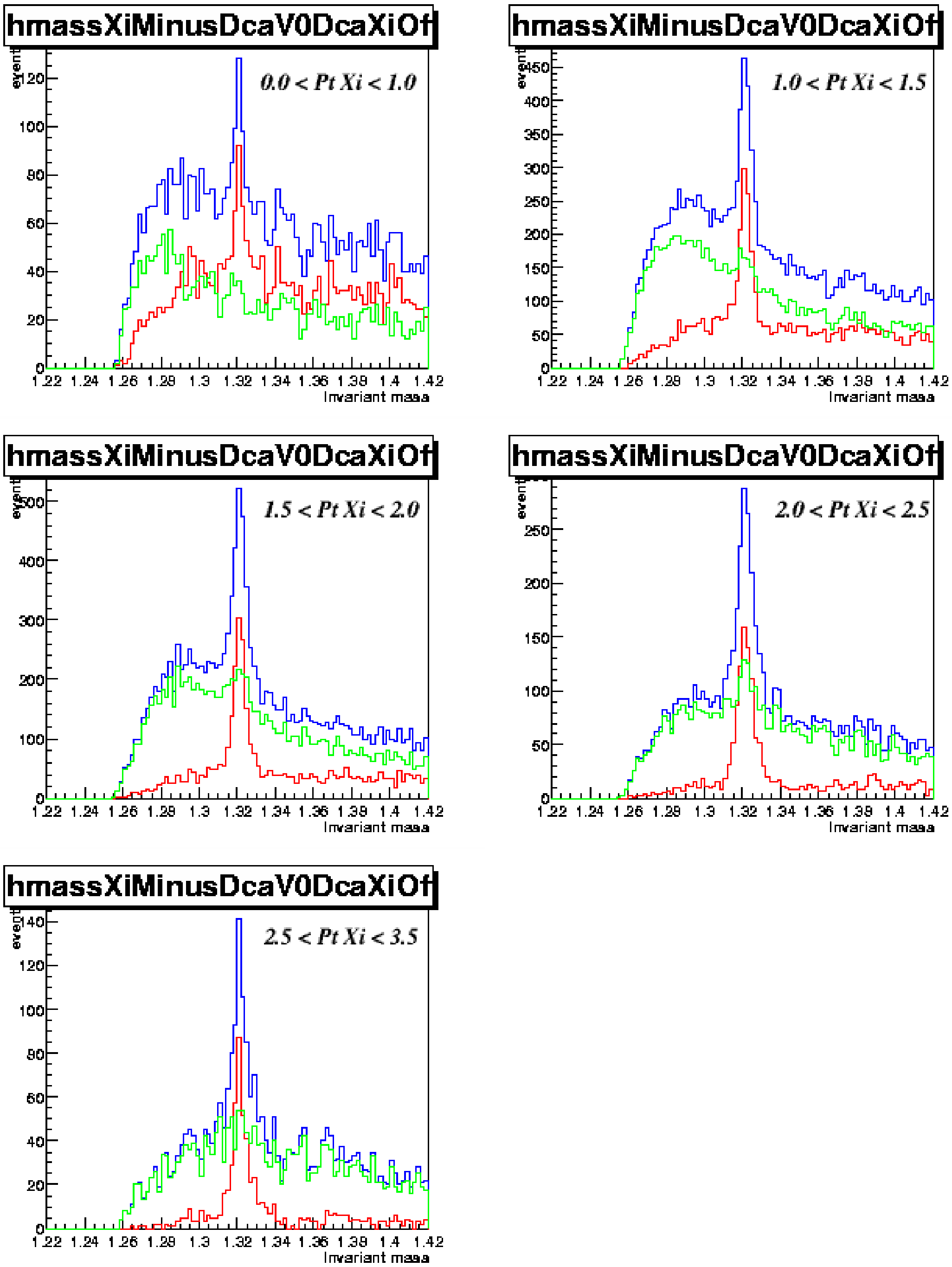

FIG. 7.15 – Effet de la coupure corrélée pour cinq domaines d'impulsion transverse des Ξ.

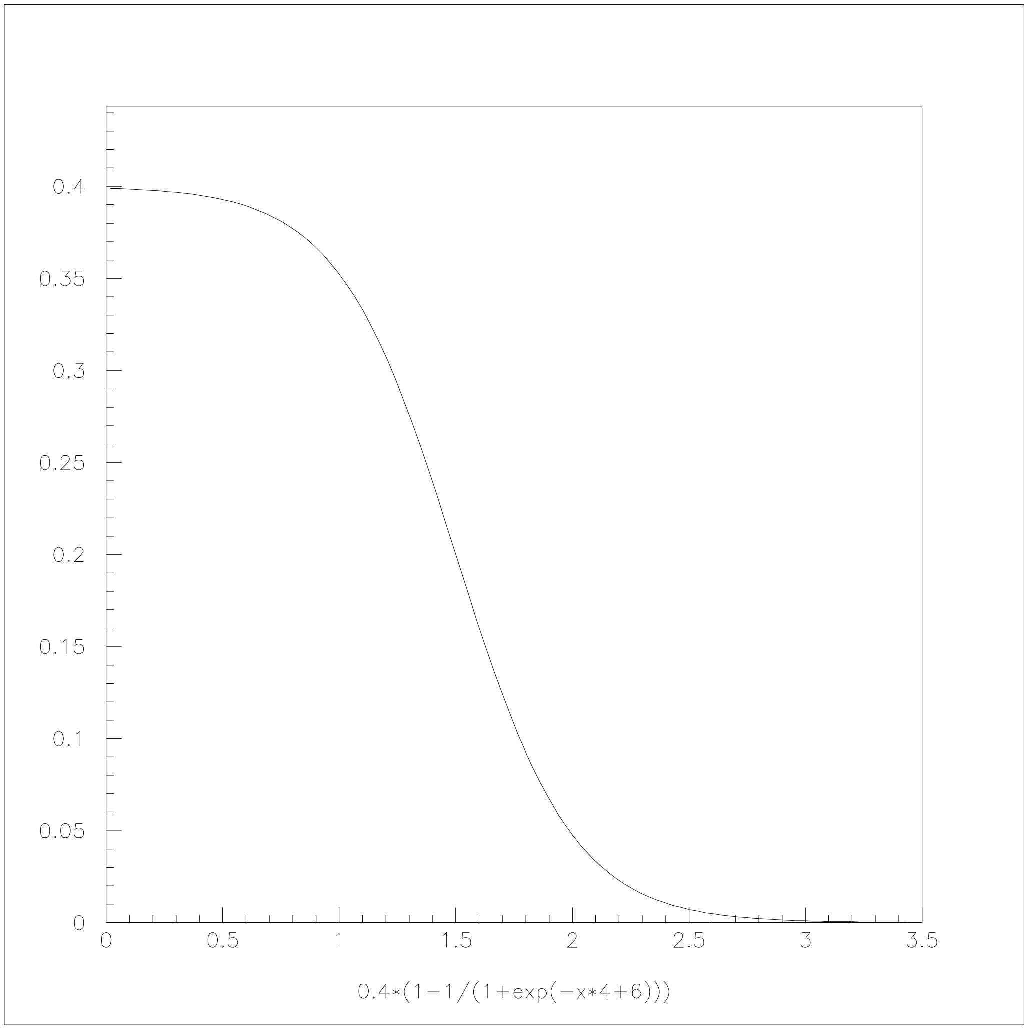

FIG. 7.16 – Forme de la dépendance en impulsion transverse de la coupure corrélée.

raison de la multiplicité plus élevée et donc c'est pour ces événements que l'optimisation des coupures est plus déterminante. A contrario, la multiplicité des classes en centralité II et III étant plus faible, le bruit combinatoire est également beaucoup plus faible. Ainsi si les coupures déterminées pour les événements centraux sont appliquées aux événements des classes II et III, le rapport signal sur bruit obtenu sera meilleur mais la fraction de signal rejeté sera la même. Ceci permet donc de relâcher les coupures pour ces classes en centralité afin d'accepter plus de signal. En effet, d'une part le nombre d'événements dans les classes II et III est plus faible et d'autre part le taux de production des particules multi-étranges est plus faible pour les collisions périphériques que pour les collisions centrales. Il est donc important de pouvoir garder le maximum de signal possible.

Le jeu de coupures determiné précédemment pour la classe I en centralité a servi de point de départ pour definir le jeu de coupures à utiliser dans les classes II et III, et à partir des études des coupures de la section 7.2.2.2, nous avons pu déterminer sur quelles coupures nous pouvions encore gagner du signal. Ainsi deux autres jeu de coupures ont été déterminés pour les classes II et III. Ceux ci sont aussi reportés dans le tableau 7.2. La coupure corrélée pour la classe II est donnée par l'équation 7.5 et par l'équation 7.6 pour la classe III.

$$\begin{aligned}\mathbf{DcaV0ToPrimVertex} &> \sqrt{\mathbf{DcaXiToPrimVertex}} \\ &\quad -0.10 + 0.4 * (1 - \frac{1}{1 + exp(-4 * p_\perp + 6)})\end{aligned} \tag{7.5}$$

$$\begin{aligned}\mathbf{DcaV0ToPrimVertex} &> \sqrt{\mathbf{DcaXiToPrimVertex}} \\ &\quad -0.15 + 0.4 * (1 - \frac{1}{1 + exp(-4 * p_\perp + 6)})\end{aligned} \tag{7.6}$$

7.3 Extraction du signal

L'application des coupures décrites dans la section précédente permet de réduire considérablement le fond combinatoire et de rendre clairement identifiable un signal de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$. La figure 7.17 montre la distribution en masse invariante des candidats (trait plein) Ξ^- et (trait pointillé) $\overline{\Xi}^+$ pour les événements de la classe I. Un signal très clair est observé autour de la masse nominale du Ξ [71]. Le nombre de particules Ξ reconstruites est déterminé à partir de la distribution en masse invariante. Pour extraire le signal il faut déterminer le nombre de candidats dans le

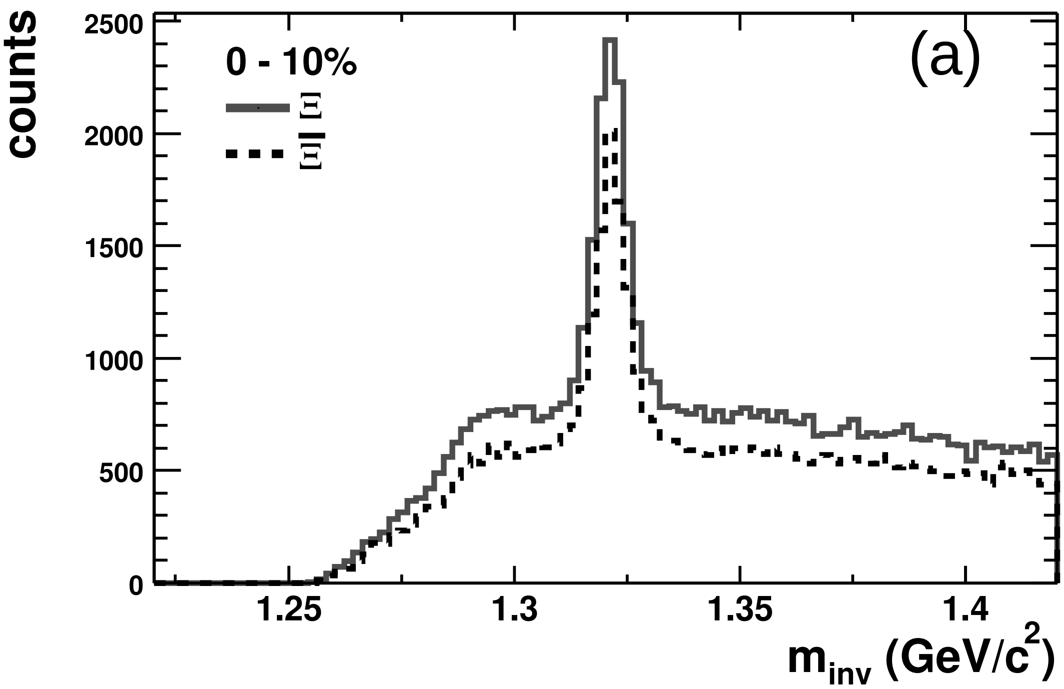

FIG. 7.17 – Masse invariante des candidats Ξ^- pour les événements de la classe I.

pic et au dessus du fond combinatoire. Trois méthodes ont été testées pour extraire le signal du fond combinatoire.

7.3.1 Ajustement simultanée du signal et du bruit (SBF)

La première méthode utilisée consiste à faire un ajustement global de la distribution en masse invariante. Pour cela il faut paramètrer le bruit et le signal. Dans le cas des Ξ le bruit autour du signal étant pratiquement linéaire, un polynôme du premier degré sera utilisé. Un polynôme de degré 3 a aussi été testé sans effet notable. Le signal quant à lui est paramètré soit par une distribution de Breit-Wigner soit par une distribution de Gauss.

Un ajustement simultané du $signal{+}bruit$ est alors effectué, puis les paramètres des fonctions représentant le signal et le bruit sont extraits séparément. Le signal et le bruit sont obtenus par les intégrales de ces deux fonctions dans un domaine de masse invariante centré autour de la masse nominale du Ξ. Nous avons choisi l'intervalle de masse invariante $-15 < m_{inv} - m_{\Xi} < 15$ MeV. Cette méthode est illustrée sur la figure 7.18 dans le cas où le signal est représenté par une distribution de Breit-Wigner et sur la figure 7.19 dans le cas où le signal est représenté par une distribution Gaussienne. Dans les deux cas la somme signal plus bruit est en rouge alors que la courbe représentant seulement le bruit est en bleu. La zone sélectionnée pour effectuer l'ajustement a été choisie en fonction de la distribution du bruit à l'extérieur du pic. Dans la zone choisie, le fond combinatoire est bien représenté par un polynôme du premier degré.

Comme cela peut être observé sur les deux figures précédentes aucune des deux fonctions ne semble reproduire de manière satisfaisante la forme du signal. D'une part, la distribution de Gauss sous-estime les queues de distribution du signal, et donc sous-estime le signal lui même. Ceci a été verifié à l'aide de simulations Monte-Carlo, où, effectivement, un ajustement du signal par une distribution de Gauss échouait à reproduire les longues queues observées. D'autre part la distribution de Breit-Wigner tend à sous-estimer le bruit, ce qui a pour effet de surestimer le signal. La largeur finie du signal peut être comprise comme l'effet combiné de la résolution en impulsion limitée de la TPC (résolution dont la distribution est gaussienne) sur les trois traces chargées de l'état final du Ξ. Or la résolution en impulsion est dépendante de l'impulsion transverse, la distribution du signal est donc plutôt le résultat de la convolution d'un grand nombre de gaussiennes, cette superposition de gaussiennes, nous l'avons vu, est mal reproduite par une simple gaussienne mais aussi par une distribution de Breit-Wigner. Nous allons donc étudier une autre méthode d'extraction du signal.

7.3.2 Ajustement du bruit (BFM)

Cette méthode consiste à faire un ajustement du bruit dans les régions de la distribution en masse invariante où le signal est nul, de préférence de part et d'autre du signal. Le bruit est à nouveau représenté par un polynôme du premier degré (mais tout autre fonction pourrait être utilisée). Cet ajustement est ensuite utilisé pour estimer le bruit sous le signal en faisant une interpolation vers la zone du signal. Le nombre de Ξ reconstruits est alors obtenu en comptant le nombre total de candidats dans la région de masse invariante $-15 < m_{inv} - m_{\Xi} < 15$ MeV puis en retirant le bruit estimé par l'interpolation précédente.

La figure 7.20 illustre cette méthode, les points en vert sont ceux utilisés pour l'ajustement du bruit le résultat étant la droite en rouge. La zone en bleu représente l'aire totale regroupant le signal et le bruit dans la région en masse invariante $-15 < m_{inv} - m_{\Xi} < 15$ MeV. Cette méthode présente l'avantage qu'aucune hypothèse n'est faite sur la distribution du signal. Cependant une limitation à cette méthode est apparue lorsque la distribution en masse invariante était divisée en plusieurs classes en impulsion transverse ou en rapidité. Dans le cas où le nombre de candidats retenus est faible l'ajustement du bruit devient plus difficile, et ne

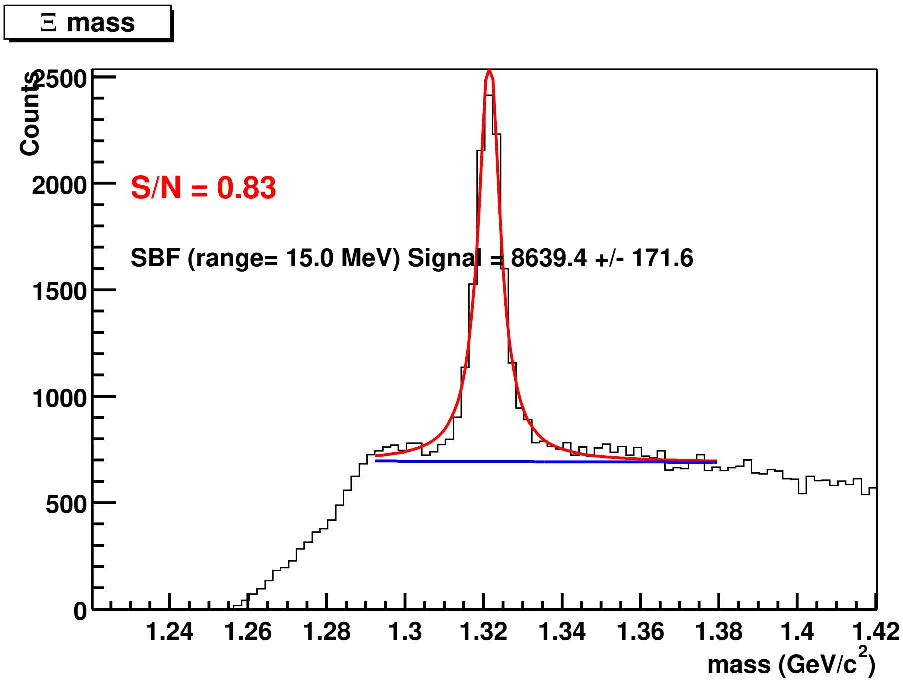

FIG. 7.18 – Extraction du signal par la méthode SBF dans le cas où le signal est représenté par une distribution de Breit-Wigner. Le $bruit$ est en bleu et la somme $signal + bruit$ en rouge.

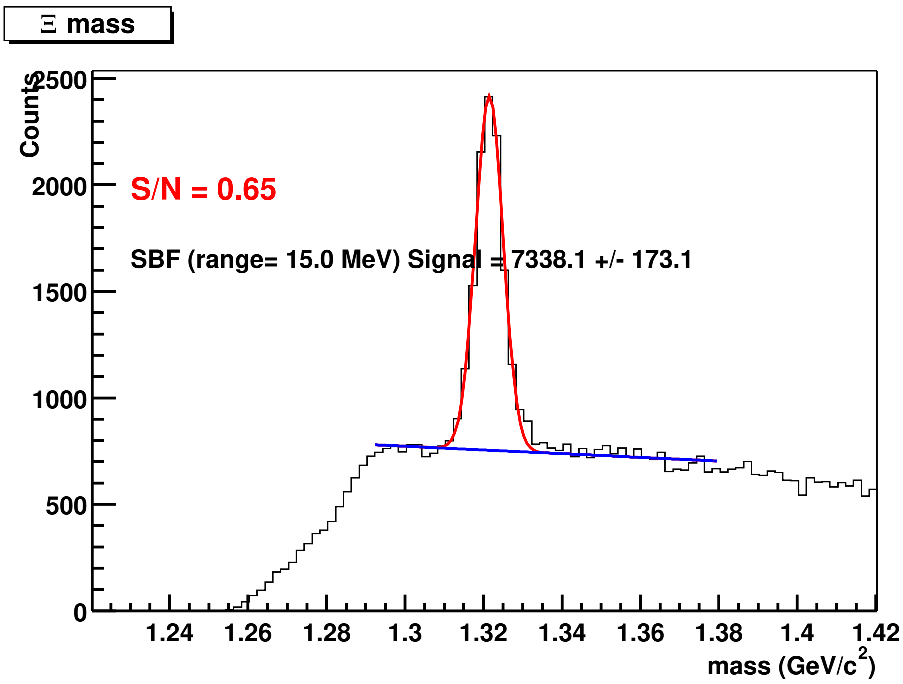

FIG. 7.19 – Extraction du signal par la méthode SBF dans le cas où le signal est représenté par une distribution de Gauss. Le *bruit* est en bleu, et la somme *signal* + *bruit* en rouge.

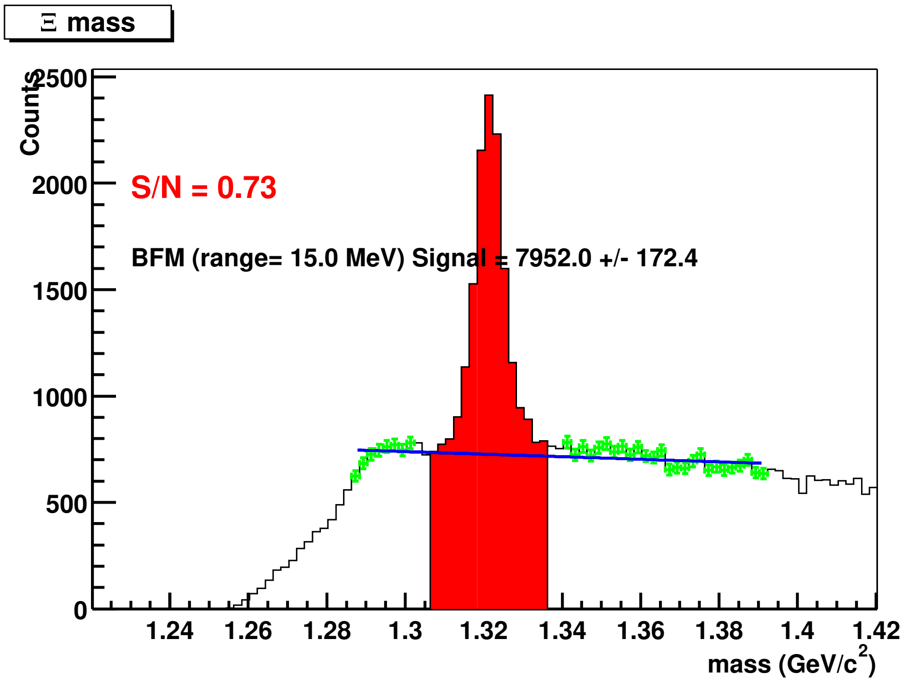

FIG. 7.20 – Extraction du signal par la méthode BFM. Les points en vert sont ceux utilisés pour l'ajustement du *bruit* dont le résultat est en bleu. La zone rouge représente le $total = signal + bruit$.

converge pas dans certains cas. Pour cette raison nous avons étudié une troisième méthode d'extraction du signal.

7.3.3 Méthode de comptage des bins (BCM)

La troisième méthode utilisée est une méthode de comptage uniquement. Le bruit sous le signal est estimé à partir de deux zones de la distribution en masse invariante de part et d'autre du signal. Ainsi deux zones de même largeur et équidistantes au pic sont choisies aussi loin que possible de la masse attendue. Le nombre de "mauvais" candidats dans ces deux régions est comptabilisé et normalisé par la largeur de la zone où le signal est extrait. Cette façon d'estimer le bruit sous le signal présuppose que le fond autour du pic a une distribution linéaire. Le signal est ensuite calculé en retirant le bruit précédemment estimé du nombre total de candidats dans la région en masse invariante $-15 < m_{\Xi} < 15$ MeV. Il est donc clair que cette méthode est équivalente à la méthode précédente dans le cas où le fond peut être représenté par un polynôme du premier degré.

La figure 7.21 montre l'application de cette méthode. Les deux zones bleues de

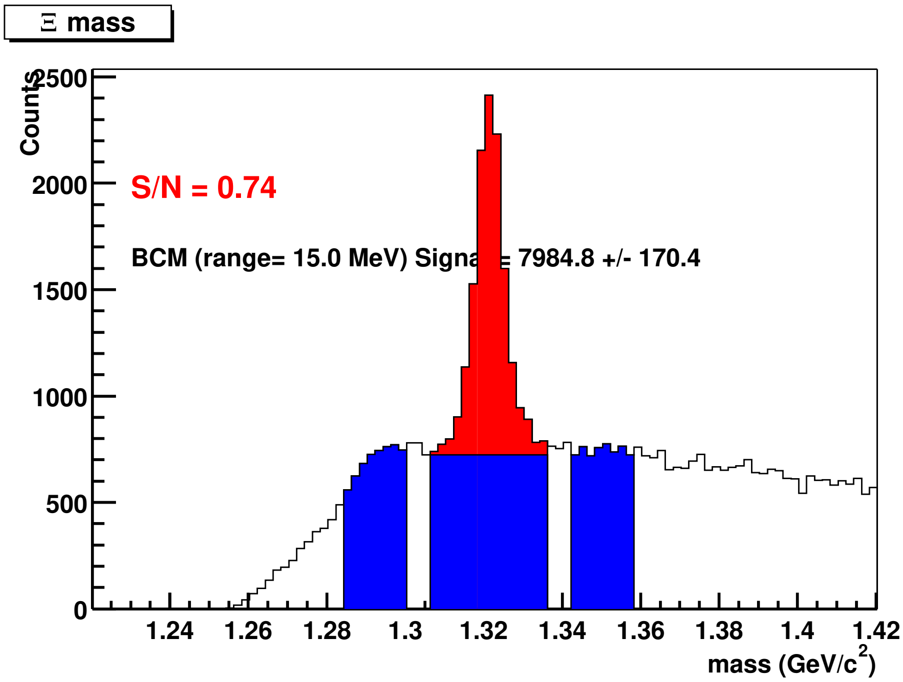

FIG. 7.21 – Extraction du signal par la méthode BCM. Les deux zones bleus latérales sont utilisées pour estimer le bruit (zone bleu centrale) sous le signal (zone rouge).

Méthode	SBF (BW)	SBF (G)	BFM	BCM
Ξ^-	8639 ± 172	7338 ± 173	7952 ± 172	7985 ± 170
$\overline{\Xi}^+$	6864 ± 152	5805 ± 153	6556 ± 153	6540 ± 151

TAB. 7.3 – Comparatif du nombre de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ extraits par les trois méthodes testées.

part et d'autre sont celles utilisées pour estimer le bruit sous le signal (zone bleu centrale), lequel est donc représenté par la zone rouge.

Le tableau 7.3 récapitule le nombre des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ reconstruits dans les événements de la classe I, extraits selon les trois méthodes exposées.

Les résultats des méthodes BFM et BCM sont comme attendu équivalents, l'une ou l'autre pourrait alors être utilisée, cependant, pour la suite de cette analyse la méthode BCM sera utilisée en raison de sa plus grande simplicité de mise en oeuvre. En effet, compter est plus simple que faire un ajustement, notamment lorsque le nombre de candidats retenus est faible.

Une étude préalable, en utilisant un jeu de coupures différent que celui retenu ici, nous avait permit d'évaluer l'erreur systématique due à la méthode d'extraction du signal à environ 2%. Le rapport signal sur bruit étant inférieur (la quantité de signal étant supérieure) avec le jeu de coupures retenu ici, nous estimons maintenant que cette erreur systématique est inférieure à 5%

Chapitre 8

Correction des données

L'un des principaux objectifs de cette étude consiste à déterminer le taux de production des particules multi-étranges Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. Pour cela il faut pouvoir traduire le nombre de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ reconstruits par cette analyse en nombre total de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ produits lors de la collision. Les corrections à appliquer aux taux de reconstruction peuvent se séparer en deux catégories qui seront expliquées par la suite, les corrections dues aux effets d'acceptance et celles dues à l'efficacité de reconstruction. La correction finale n'est rien d'autre que le produit de ces deux corrections.

Celles-ci sont calculées à partir de la technique Monte-Carlo (MC) dite d'*embedding*. Cette technique consiste à inclure des traces simulées dans des événements réels, qui seront ensuite traités par la chaîne de reconstruction de STAR, ainsi que par le code d'analyse final.

8.1 La méthode d'*embedding*

Le processus d'*embedding* commence par simuler des particules Ξ^- ou $\overline{\Xi}^+$ provenant du vertex primaire de l'événement réel dans lequel elles seront incluses. Ce point est important car la détermination de l'efficacité passe par l'application aux Ξ Monte-Carlo des coupures décrites dans la section 7.2.2 parmi lesquelles des coupures sur les distances de plus courte approche (DCA) des traces au vertex primaire. Ces particules sont simulées avec une distribution uniforme en rapidité dans le domaine $-1.2 < y < 1.2$, qui est bien plus large que le domaine utilisé pour cette analyse. La distribution en impulsion transverse des particules Ξ simulées est déterminée par le param`tre T qui est l'inverse de la pente de la distribution en masse transverse. La valeur de 350 MeV a été utilisée pour cette analyse. Il convient de noter que, comme la correction est réalisée pour différents domaines en impulsion (masse) transverse, la valeur de T utilisée pour la simulation ne doit pas être forcement identique à celle mesurée expérimentalement. Néanmoins il est préférable de simuler une distribution thermique plutôt qu'une distribution uniforme afin que les erreurs statistiques dues aux simulations Monte-Carlo dans chaque domaine en impulsion transverse soient représentatives des erreurs relatives aux données réelles.

Les particules ainsi générées sont ensuite propagées dans le dispositif expérimental, grâce au programme de simulation GEANT [72] adapté spécifiquement pour les algorithmes de STAR. GEANT est configuré avec la géométrie détaillée du détecteur STAR, les différents matériaux utilisés par les sous-systèmes de détection STAR (détecteurs, supports mécaniques, électroniques, cables, ...) ainsi qu'avec le champ magnétique. A ce niveau les algorithmes permettent la propagation des particules simulées dans le détecteur STAR, leur décroissance puis la propagation des particules filles. L'interaction de toutes ces particules avec les différents matériaux présents est aussi simulée. Afin de réduire au maximum le nombre de particules à simuler, tous les rapports d'embranchement sont mis à 100% dans les canaux qui nous intéressent (table 6.3). Les vrais rapports d'embranchement étant parfaitement connus, ceux-ci peuvent être corrigés ultérieurement.

Par ailleurs, GEANT permet également la simulation de l'ionisation du gaz de la TPC lors du passage des particules chargées. L'étape suivante consiste à simuler la réponse de la TPC à cette ionisation. Ceci comprend la dérive des électrons produits par l'ionisation depuis leur point d'origine jusqu'aux plans de lecture de la TPC, la recollection des charges, ainsi que la génération des signaux analogiques et digitaux par l'électronique de lecture de la TPC. Cette modélisation de la TPC est faite par le programme TRS (TPC Response Simulator). Les principes du programme TRS sont expliqués en détail dans la référence [73].

Les signaux ADC par *pad* et paquets de temps générés par TRS sont ensuite mélangés avec les données brutes du vrai événement. Ce nouvel événement est ensuite traité par la même chaîne de reconstruction et d'analyse utilisée pour les données réelles. Toute l'information Monte-Carlo des particules insérées dans les données réelles est aussi enregistrée dans les DST et MuDst pour chaque événement, et sera utilisée pour déterminer les corrections en acceptance et efficacité.

8.1.1 Corrections de effets d'acceptance du détecteur

Les corrections dues à l'acceptance du détecteur pourront être apportées si l'on connaît le rapport du nombre de Ξ Monte-Carlo pouvant être reconstruits et du nombre de Ξ Monte-Carlo qui ont été générés. Afin de déterminer ce rapport seule l'information Monte-Carlo est utilisée.

Les Ξ pouvant être reconstruits sont définis comme ceux qui survivent aux coupures géométriques appliquées au niveau de la reconstruction, ainsi qu'aux coupures sur le nombre de points dans la TPC requis lors de la reconstruction. Ces coupures sont récapitulées dans le tableau 6.4. L'acceptance est a priori fonction de la rapidité y et de l'impulsion (masse) transverse $p_\perp$ ($m_\perp$). Cependant comme nous avons déjà pu l'évoquer, le nombre de candidats Ξ reconstruits étant faible, ceux-ci ne peuvent pas être divisés simultanément en classes de rapidité et d'impulsion transverse. Ainsi, les corrections finales ne seront calculées qu'en fonction de l'impulsion (masse) transverse, intégrées sur le domaine de rapidité considéré pour l'analyse. Ceci suppose que la totalité des corrections soient faiblement dépendantes de la rapidité, du moins dans le domaine étudié. Nous verrons par la suite que ceci est effectivement le cas pour l'acceptance et efficacité de reconstruction des Ξ. D'autre part, les corrections en acceptance ne sont pas dépendantes de la centralité de la collision, en effet comme elles ne sont déterminées qu'à partir des informations Monte-Carlo, elles ne sont pas perturbées par la multiplicité de l'événement.

L'acceptance des Ξ^- est représentée sur la figure 8.1 en fonction de la rapidité et l'impulsion transverse. Nous pouvons observer que dans le domaine $-0.75 < y < 0.75$ l'acceptance est faiblement dépendante de la rapidité et que au contraire, elle est très fortement dépendante de l'impulsion transverse. L'acceptance intégrée en rapidité dans le domaine considéré, est représentée dans la figure 8.2 en fonction de l'impulsion transverse pour les Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$. L'acceptance est faible pour les basses impulsions transverses, puis augmente jusqu'à saturer aux environs de 50% à partir de $p_\perp > 2.0$ GeV. Ceci était attendu car les traces chargées issues des Ξ à faible impulsion transverse ont aussi une faible impulsion et donc, en raison de leur faible rayon de courbure sont peux nombreuses à atteindre la TPC. Nous pouvons aussi remarquer que, comme attendu, les acceptances des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ sont identiques.

8.1.2 Corrections dues à l'efficacité de détection

L'efficacité est calculée comme le rapport entre le nombre de Ξ reconstruits après application de toutes les coupures de l'analyse (exceptées celles sur la perte

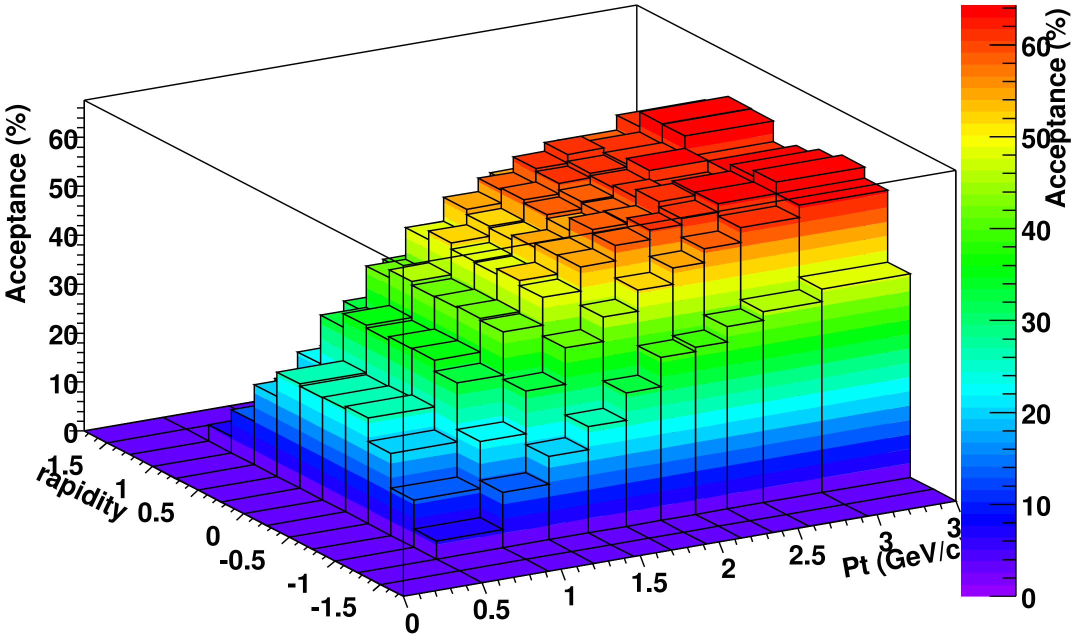

FIG. 8.1 – Acceptance des Ξ en fonction de la rapidité et l'impulsion transverse.

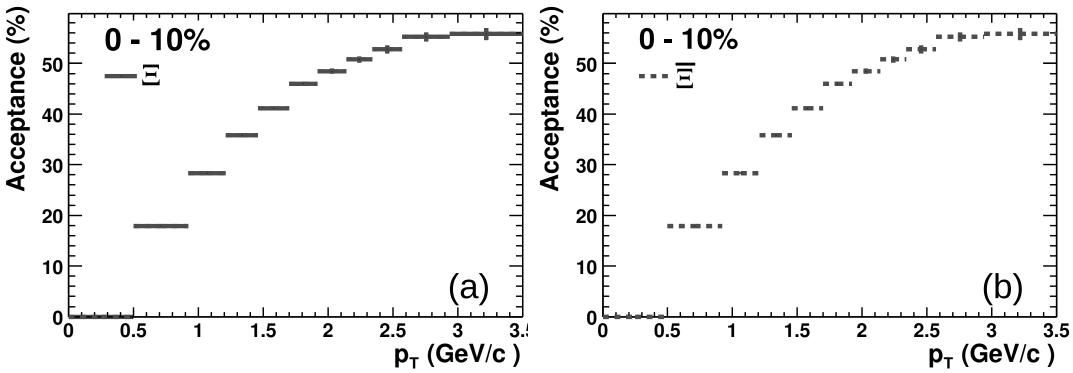

FIG. 8.2 – Acceptance des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ en fonction de l'impulsion transverse.

d'énergie des traces filles qui seront corrigées ultérieurement) et le nombre de Ξ dans l'acceptance. En opposition à l'acceptance, la détermination de l'efficacité nécessite donc aussi bien les informations Monte-Carlo que les informations sur la reconstruction. Il faut donc établir la correspondance entre les Ξ reconstruits et les Ξ Monte-Carlo générés. Cette correspondance se réalise en plusieurs étapes et commence par l'association des points de mesure dans la TPC. Un point de mesure est dit "associé" à un point Monte-Carlo s'il se trouve à moins de 0.5 cm (dans les trois directions d'espace) de ce dernier. Une fois les points reconstruits associés à des points Monte-Carlo, c'est au tour des traces reconstruites d'être associées. L'association d'une trace reconstruite avec une trace Monte-Carlo est possible si elles partagent au moins 3 points de mesure. L'étape suivante consiste à associer les vertex secondaires en commençant par les $V0$ (provenant de la décroissance des Ξ). L'association d'un $V0$ reconstruit requiert l'association des deux traces chargées filles avec les deux traces chargées filles d'un même $V0$ Monte-Carlo. Finalement pour associer un Ξ reconstruit à un Ξ Monte-Carlo il faut que le **Bachelor** et le $V0$ soient à leur tour associés aux **Bachelor** et $V0$ d'un même Ξ Monte-Carlo.

Comme l'acceptance, l'efficacité est fonction de la rapidité et de l'impulsion transverse, mais aussi de la centralité de la collision. Comme pour l'acceptance, l'efficacité utilisée sera calculée en fonction de l'impulsion transverse et intégrée en rapidité dans le domaine couvert mais ceci, pour les différents domaines en centralité considérés pour l'analyse. La figure 8.3 montre les distributions d'efficacité des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ en fonction de l'impulsion transverse pour les trois classes en centralité. Cette étude montre que l'efficacité de reconstruction des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ est fortement dépendante de la centralité de la collision.

8.1.3 Correction totale

La correction finale à appliquer aux données brutes afin d'obtenir le nombre total de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ est le produit des corrections d'acceptance et de celles d'efficacité de reconstruction. Cette correction finale peut aussi être déterminée directement par le rapport du nombre de Ξ reconstruits après application des coupures de l'analyse par le nombre de Ξ Monte-Carlo générés, et sera d'ailleurs calculée ainsi. Elle est aussi calculée en fonction de l'impulsion (masse) transverse et de la centralité puis intégrée sur le domaine de rapidité couvert. Les calculs de l'acceptance et l'efficacité de reconstruction séparés ne sont donc pas indispensables, mais sont utiles afin de mieux comprendre les corrections appliquées et la partition *acceptance-efficacité.*

Deux corrections supplémentaires doivent être appliquées en plus de l'accep-

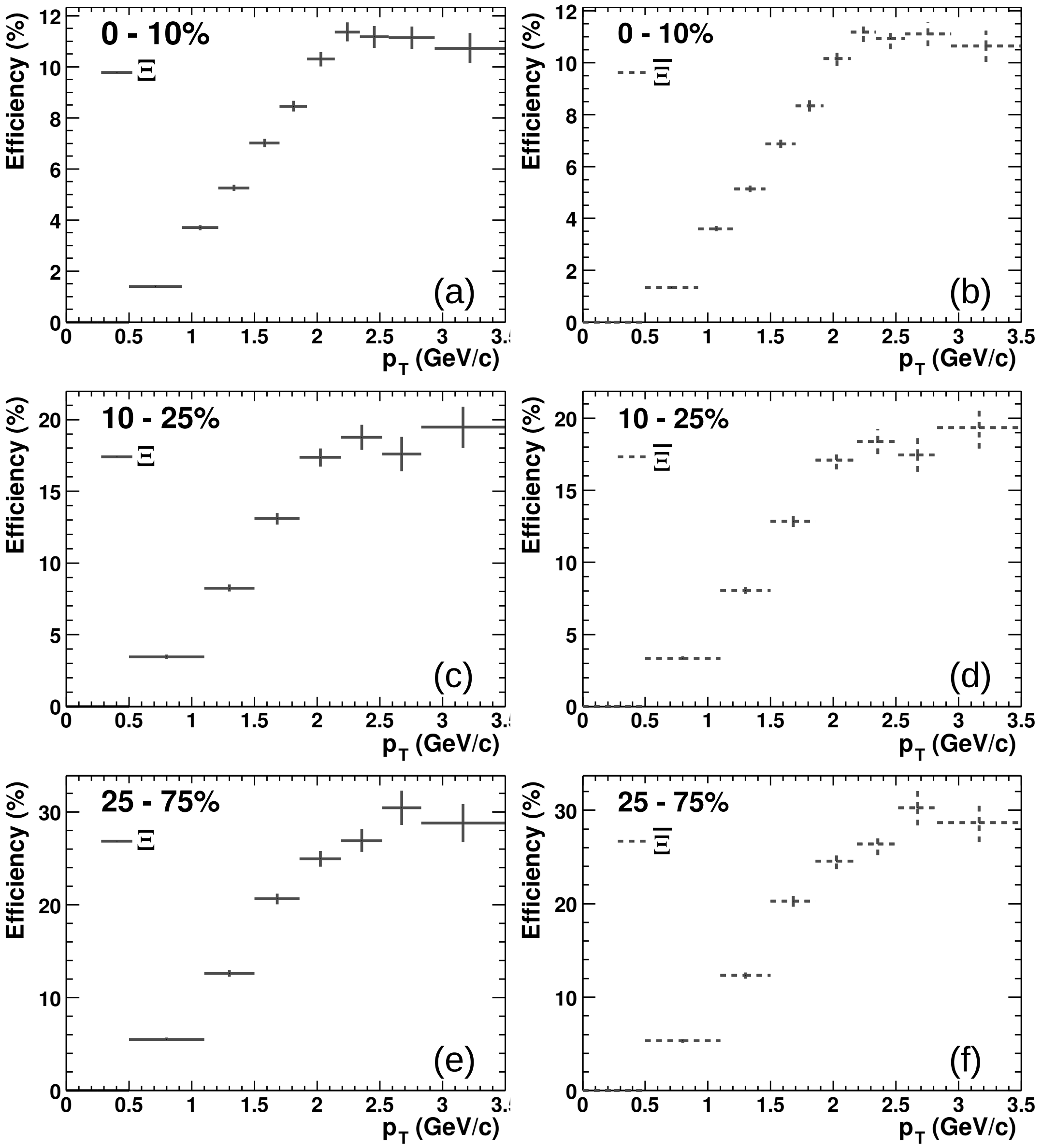

FIG. 8.3 – Efficacité de reconstruction des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ en fonction de l'impulsion transverse, pour les 3 classes en centralité utilisées dans cette analyse.

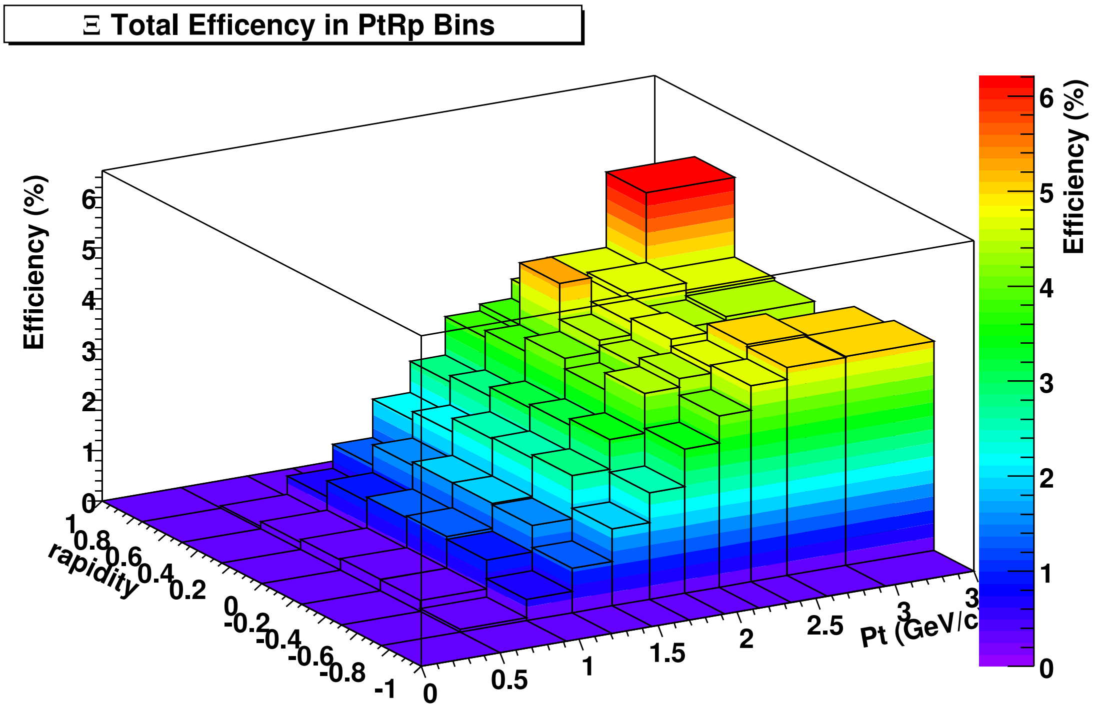

FIG. 8.4 – Efficacité totale de reconstruction des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ en fonction de l'impulsion transverse et la rapidité, pour les événements de la classe I en centralité.

tance et l'efficacité de reconstruction définies précédemment. La première déjà évoquée dans le paragraphe 8.1 consiste à prendre en compte les rapports d'embranchement des canaux de décroissance considérés. En effet, ceux-ci ont été fixés à 100% dans les simulations. Il s'agit d'appliquer un terme correctif constant à l'efficacité de reconstruction calculée auparavant. Dans le cas qui nous intéresse ce terme est $ebr = 99.9\%(\Xi \to \Lambda + \pi) \times 63.9\%(\Lambda \to proton + \pi) = 63.84\%$. L'autre correction supplémentaire est nécessaire pour corriger la coupure appliquée sur la perte d'énergie $\frac{dE}{dx}$ dans la TPC, laquelle a été expliquée dans le paragraphe 7.2.1. La coupure consiste à garder les candidats dont la valeur $\frac{dE}{dx}$ mesurée se trouve à moins de 3 sigmas (σ) de la valeur théorique attendue. Chaque coupure à 3σ sur chacune des trois traces filles correspond à garder 99.73% du signal, et donc au total "seulement" $99.73\%^3 = 99.19\%$ du signal total des Ξ est retenu après application de cette coupure. Cette correction n'est qu'un facteur correctif constant $eff_{dedx} = 99.19\%$ à appliquer sur l'efficacité de reconstruction.

Nous pouvons observer sur la figure 8.4 que effectivement les corrections totales á appliquer aux donnèes brutes sont faiblement dépendantes de la rapidité dans le domaine $-0.75 < y < 0.75$, ce qui nous permettra de corriger les distributions en impulsion et masse transverse integrées sur tout le domaine en rapidité. Ces corrections sont représentées sur les figure 8.5 et 8.6 en fonction de l'impulsion et de la masse transverse respectivement, pour les trois classes en centralité étudiées.

8.2 Contrôle de qualité des corrections

L'évaluation des corrections qui sont à apporter aux données est l'une des étapes les plus délicates pour l'obtention des taux de production réels des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$, ainsi il est important de vérifier l'exactitude de ces corrections. D'une part, il faut s'assurer que les données Monte-Carlo sont représentatives des données réelles, ce qui peut être fait en comparant les distributions des différents variables caractéristiques de la géométrie de la décroissance des Ξ dans les données réelles avec celle des données Monte-Carlo. D'autre part, la validité des corrections peut être testée en vérifiant une caractéristique bien définie et connue des particules, comme par exemple dans le cas des Ξ, leur durée de vie, qui est obtenue expérimentalement après application des corrections.

8.2.1 Reproduction des distributions réelles par les données Monte-Carlo

Une grande partie de cette analyse est basée sur l'application de coupures géométriques sur les candidats Ξ afin de réduire le fond combinatoire propre à la méthode de reconstruction. Afin d'obtenir les corrections à appliquer aux données réelles, les mêmes coupures sont appliquées sur les données Monte-Carlo de l'*embedding*. Pour que ces corrections aient un sens, il faut donc que les distributions de différentes variables utilisées pour appliquer les coupures aient la même forme pour les Ξ réels (RC) et pour les Ξ Monte-Carlo (MC).

Pour procéder à cette comparaison, il faut tout d'abord obtenir la distribution des différentes variables pour les vrais candidats Ξ. Or la méthode d'analyse utilisée ne permet pas d'identifier un par un les Ξ reconstruits. En effet, l'analyse des distributions en masse invariante des candidats Ξ permet uniquement de déterminer le nombre de Ξ reconstruits, et non de distinguer les candidats Ξ^- ou $\overline{\Xi}^+$ qui correspondent effectivement à des véritables particules, combinaisons fortuites conduisant tout de même à une masse invariante correcte.

Les distributions des différentes variables pour les vrais Ξ peuvent être estimées par une méthode similaire à celle utilisée pour obtenir le nombre de Ξ reconstruits. La distribution d'une variable X pour le signal est obtenue comme

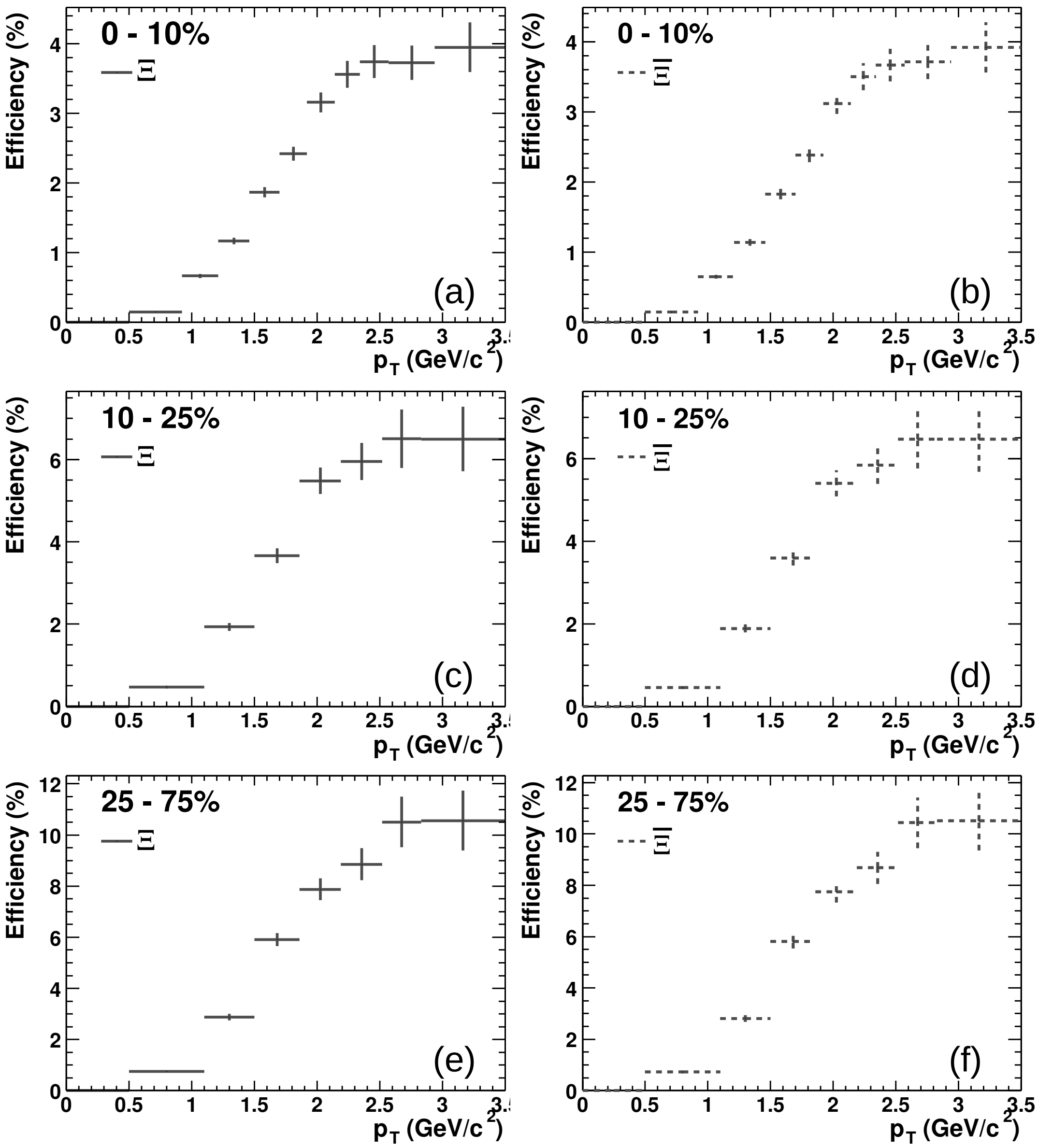

FIG. 8.5 – Efficacité totale de reconstruction des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ en fonction de l'impulsion transverse, pour les 3 classes en centralité utilisées dans cette analyse.

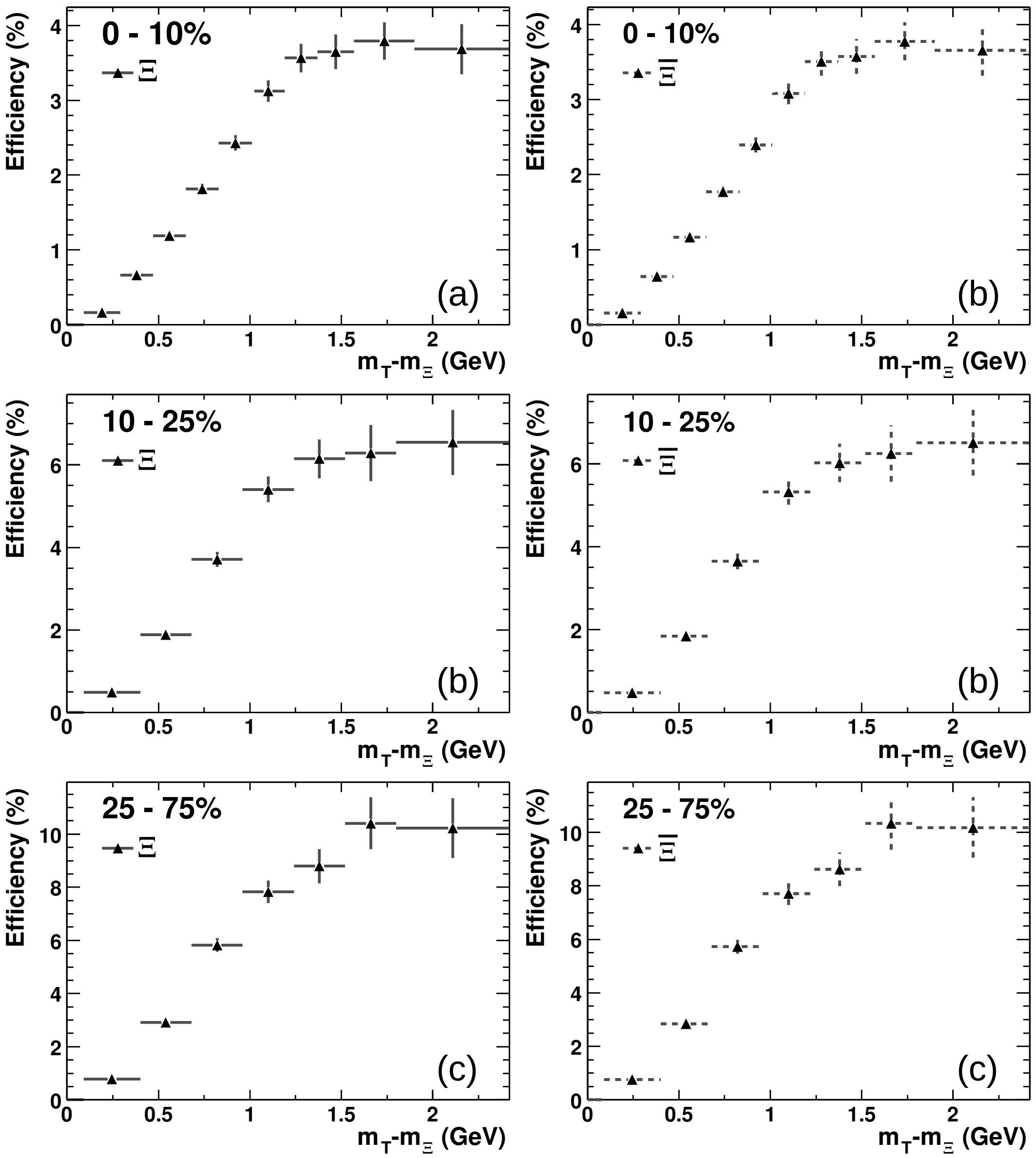

FIG. 8.6 – Efficacité de reconstruction des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ en fonction de la masse transverse moins la masse du Ξ, pour les trois classes en centralité utilisées dans cette analyse.

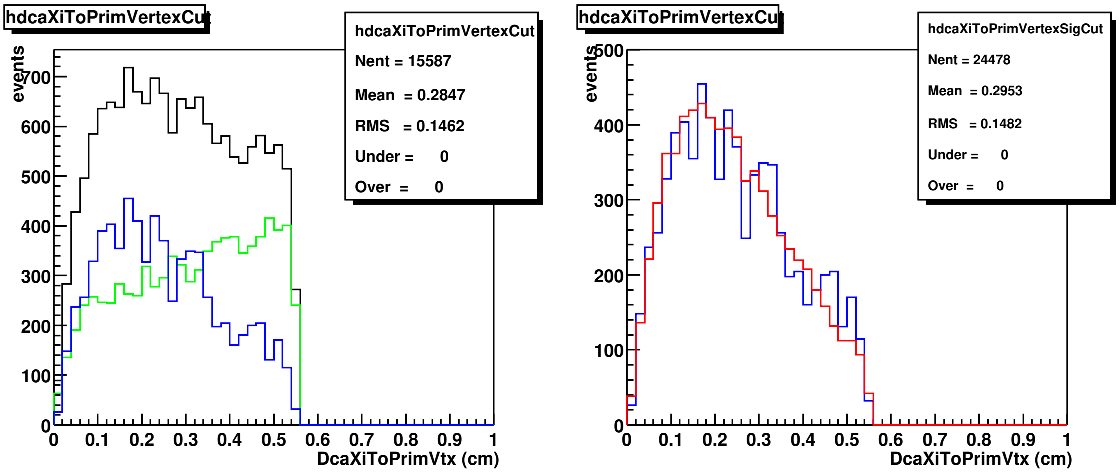

FIG. 8.7 – Distributions de la variable **DcaXiToPrimVertex** pour la comparaison des Ξ reconstruits et ceux Monte-Carlo.

la différence entre la distribution de cette variable pour tous les candidats Ξ dans la zone du pic de la distribution en masse invariante et celle obtenue pour des faux candidats (en dehors de la zone du pic). Les régions utilisées pour obtenir ces deux distributions sont les mêmes que celles utilisées pour obtenir le nombre de Ξ reconstruits par la méthode BCM (voir paragraphe 7.3.3). Cette méthode suppose que le bruit est uniquement combinatoire, et donc que la distribution d'une variable X pour des faux candidats est la même quelle que soit sa masse invariante. La partie gauche de la figure 8.7 montre comment la distribution de la variable **DcaXiToPrimVertex** est obtenue par cette méthode. En noir est représentée la distribution de cette variable pour tous les candidats Ξ^- dans la zone du pic, alors que la distribution en vert est celle obtenue pour les faux candidats des deux zones de bruit utilisées par la méthode BCM d'extraction du signal (voir figure 7.21), pondérée de façon à avoir le même nombre d'entrées dans les deux distributions. Finalement, la distribution en bleu est la différence des deux distributions précédentes et représente la distribution de **DcaXiToPrimVertex** du signal. La partie droite de la figure 8.7 superpose cette distribution (**DcaXiToPrimVertex** du signal toujours en bleu), à celle obtenue pour des Ξ^- Monte-Carlo reconstruits dans les événements d'*embedding* et représentée en rouge. Cette dernière a été pondérée de sorte à obtenir le même nombre d'entrées dans les deux distributions. L'accord entre les deux distributions est satisfaisant .

Les figures 8.8 à 8.11 montrent le même genre de comparaison pour les autres variables utilisées pour appliquer les différentes coupures. Dans tous les cas, l'accord entre les distributions réelles et les distributions Monte-Carlo est très satisfaisant. Les différences les plus marquées sont observées sur les distributions du nombre de points de mesure dans la TPC des trois traces chargées (figure 8.11). Ceci montre que les simulations ne reproduisent pas parfaitement les données réelles. Cependant le désaccord est faible et le maximum des deux distributions est bien à l'intérieur de la zone retenue par la coupure.

Le bon accord entre les données Monte-Carlo de l'*embedding* et les données réelles nous donne confiance sur les corrections obtenues à partir de l'*embedding*.

8.2.2 Calcul de la durée de vie

Une autre façon de tester les corrections obtenues à partir de l'*embedding* consiste à calculer la durée de vie des particules Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$. En effet, si le calcul de la durée de vie nécessite l'application aux données des corrections d'acceptance et l'efficacité de reconstruction, le résultat est connu d'avance [71]. La durée de vie $c\tau$ d'une particule de masse m et d'impulsion p s'étant désintégrée après avoir parcouru une distance d, est donnée par la relation 8.1.

$$c\tau = m \times \frac{d}{p} \tag{8.1}$$

Si la durée de vie moyenne de la particule est $c\tau_0$ alors la distribution de la durée de vie suit une loi exponentielle donnée par l'équation 8.2, où N_0 est le nombre initial de particules produites lors de la collision. Ainsi, afin d'obtenir cette distribution corrigée des effets d'acceptance et d'efficacité de reconstruction, comme la durée de vie dépend de l'impulsion de la particule, les corrections doivent être calculées en toute rigueur en fonction de $c\tau$ et p. Pour cette analyse, nous avons choisi plutôt de les calculer en fonction du $c\tau$ et $p_\perp$. La raison pour choisir l'impulsion transverse et non l'impulsion totale réside sur le fait que les Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ Monte-Carlo de l'*embedding* ont été simulés avec une impulsion transverse minimum de 0.3 GeV/c. Comme le paramètre de pente inverse utilisé pour l'*embedding* n'est pas le même que celui trouvé avec les vraies données (voir chapitre 9), cette coupure en impulsion transverse fausse alors la distribution en impulsion totale.

$$N(c\tau) = N_0 \times e^{-c\tau/c\tau_0} \tag{8.2}$$

Si les corrections doivent être calculées en fonction de la durée de vie et de l'impulsion transverse, alors les nombres de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ aussi doivent être extraits en classe de $c\tau$ et $p_\perp$. Afin de pallier les problèmes liés aux faibles taux de reconstruction des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$, la somme $\Xi^-+\overline{\Xi}^+$ sera utilisée. Le nombre de $\Xi^-+\overline{\Xi}^+$ reconstruits

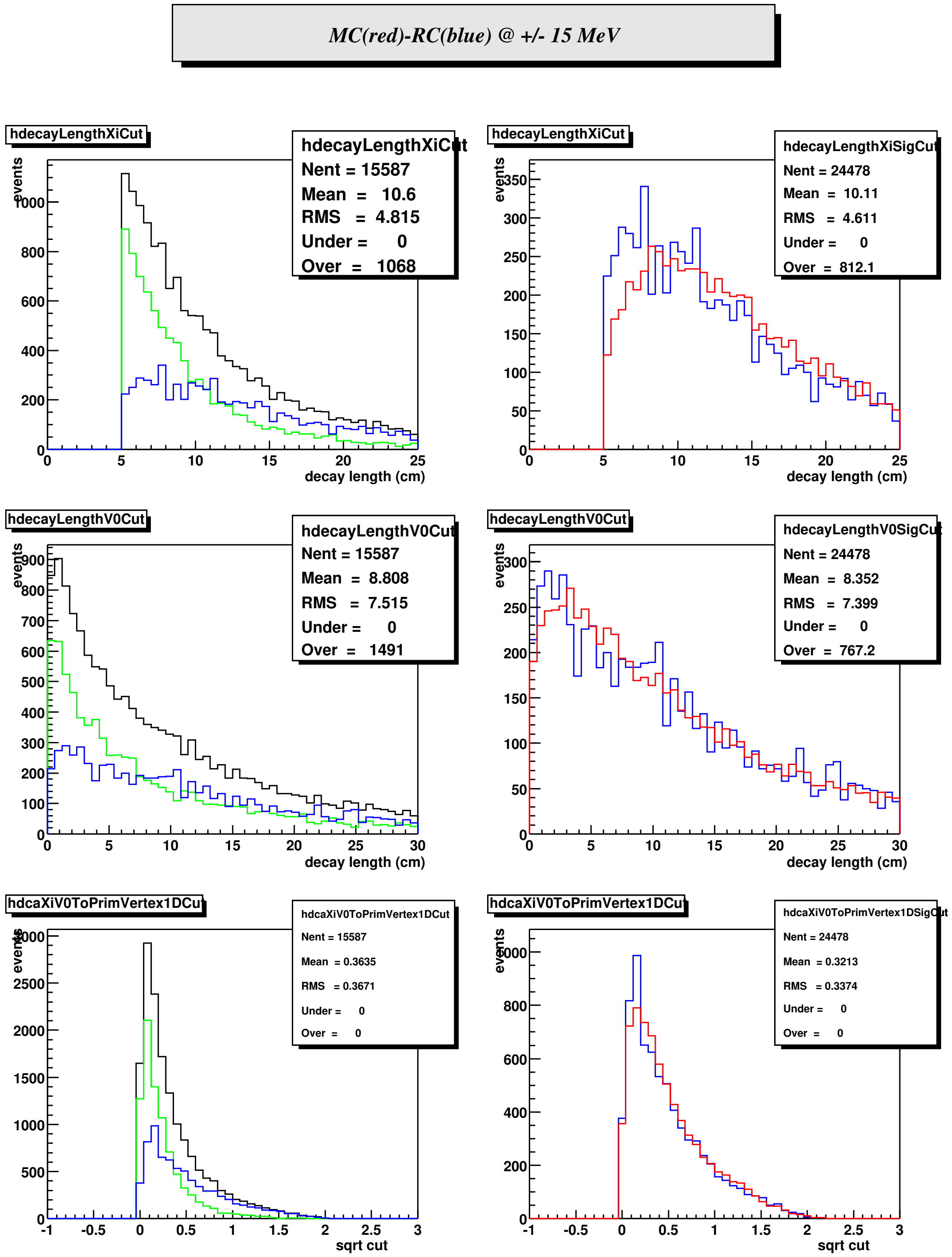

FIG. 8.8 – Comparaison des distributions des variables dans les données réelles et les simulations. De haut en bas : distances de décroissance du Ξ et du $V0$, et variable corrélée entre la DCA du $V0$ au vertex primaire et la DCA du Ξ au vertex primaire.

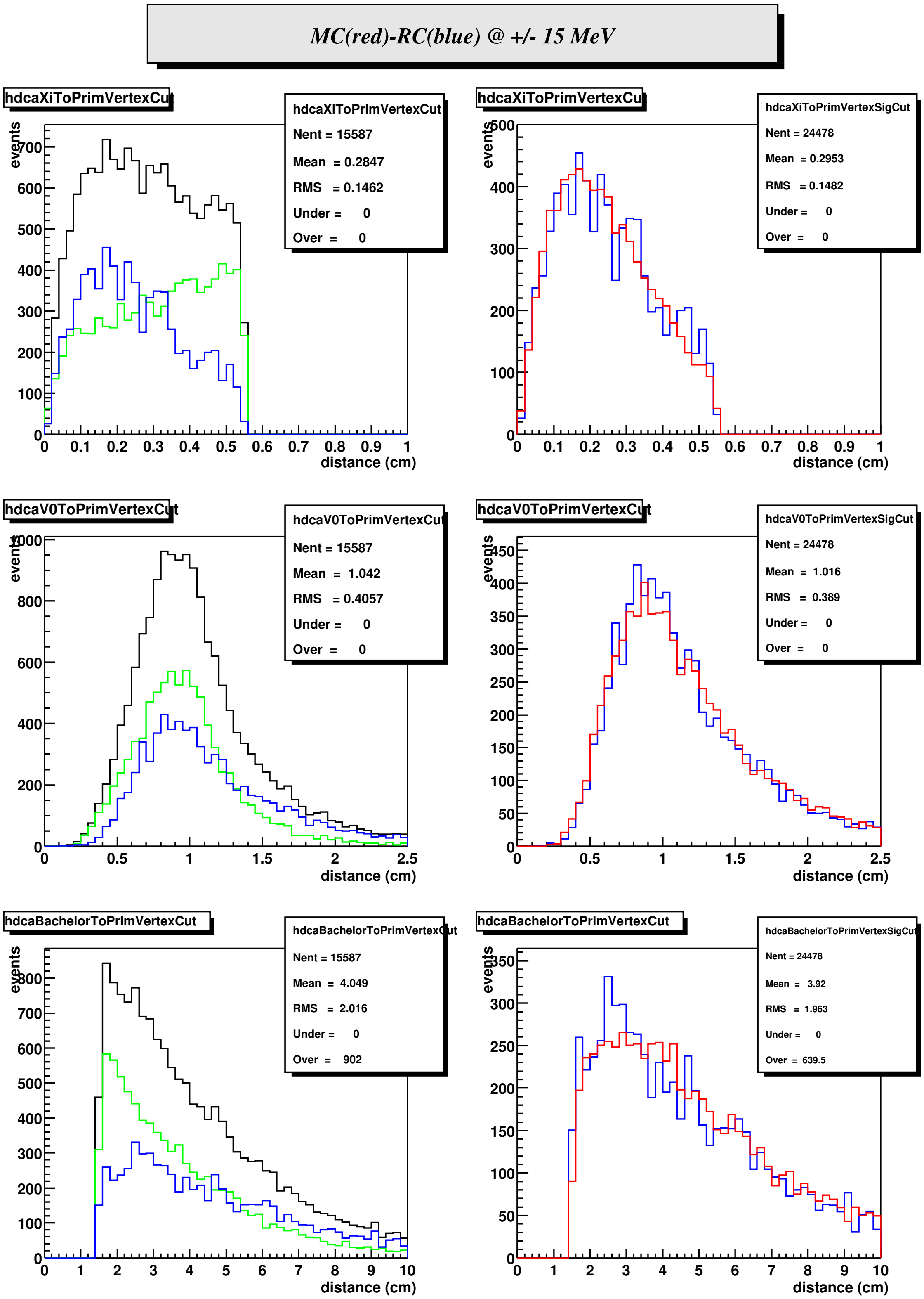

FIG. 8.9 – Comparaison des distributions des variables dans les données réelles et les simulations. De haut en bas : DCA du Ξ, du $V0$, et du **bachelor** au vertex primaire.

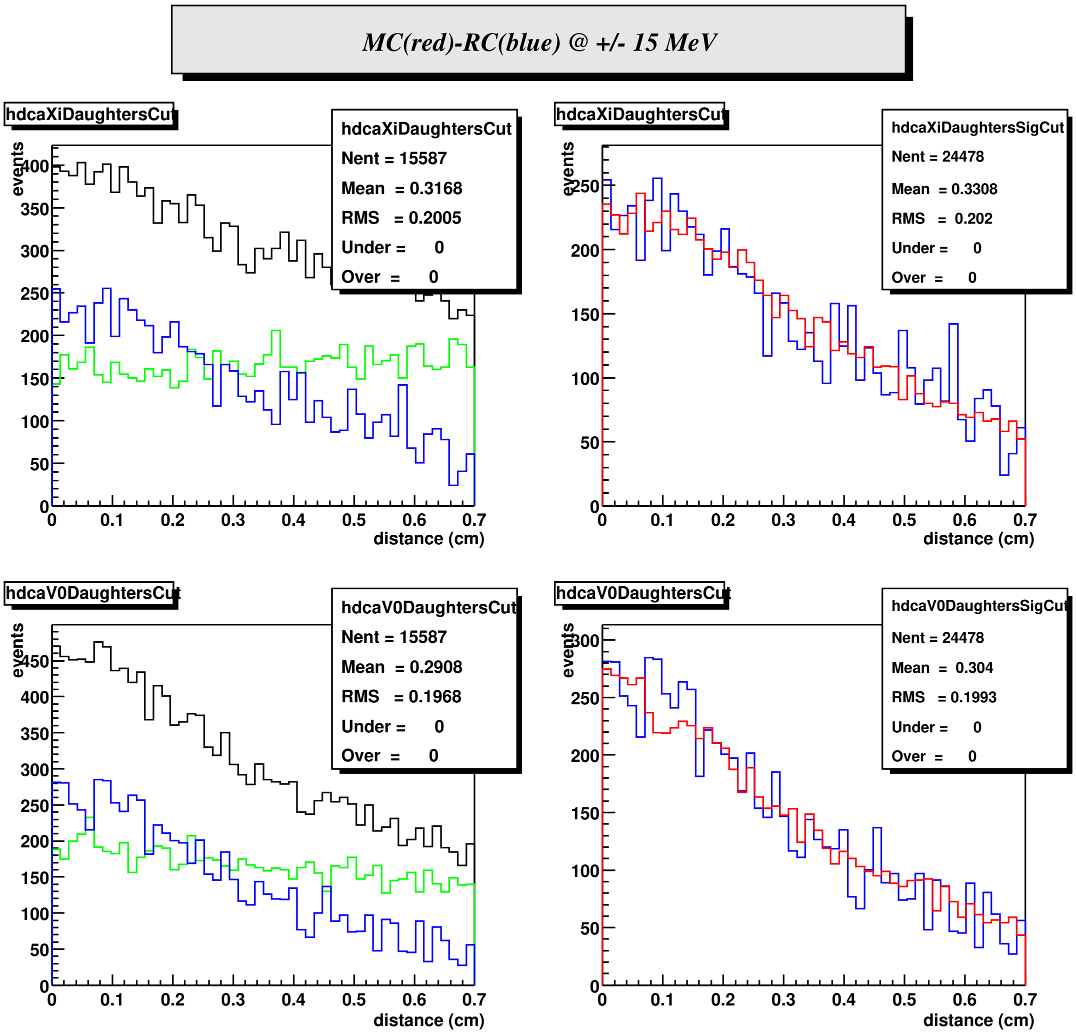

FIG. 8.10 – Comparaison des distributions des variables dans les données réelles et les simulations. De haut en bas : DCA entre les deux traces filles du Ξ et DCA entre les deux traces filles du $V0$.

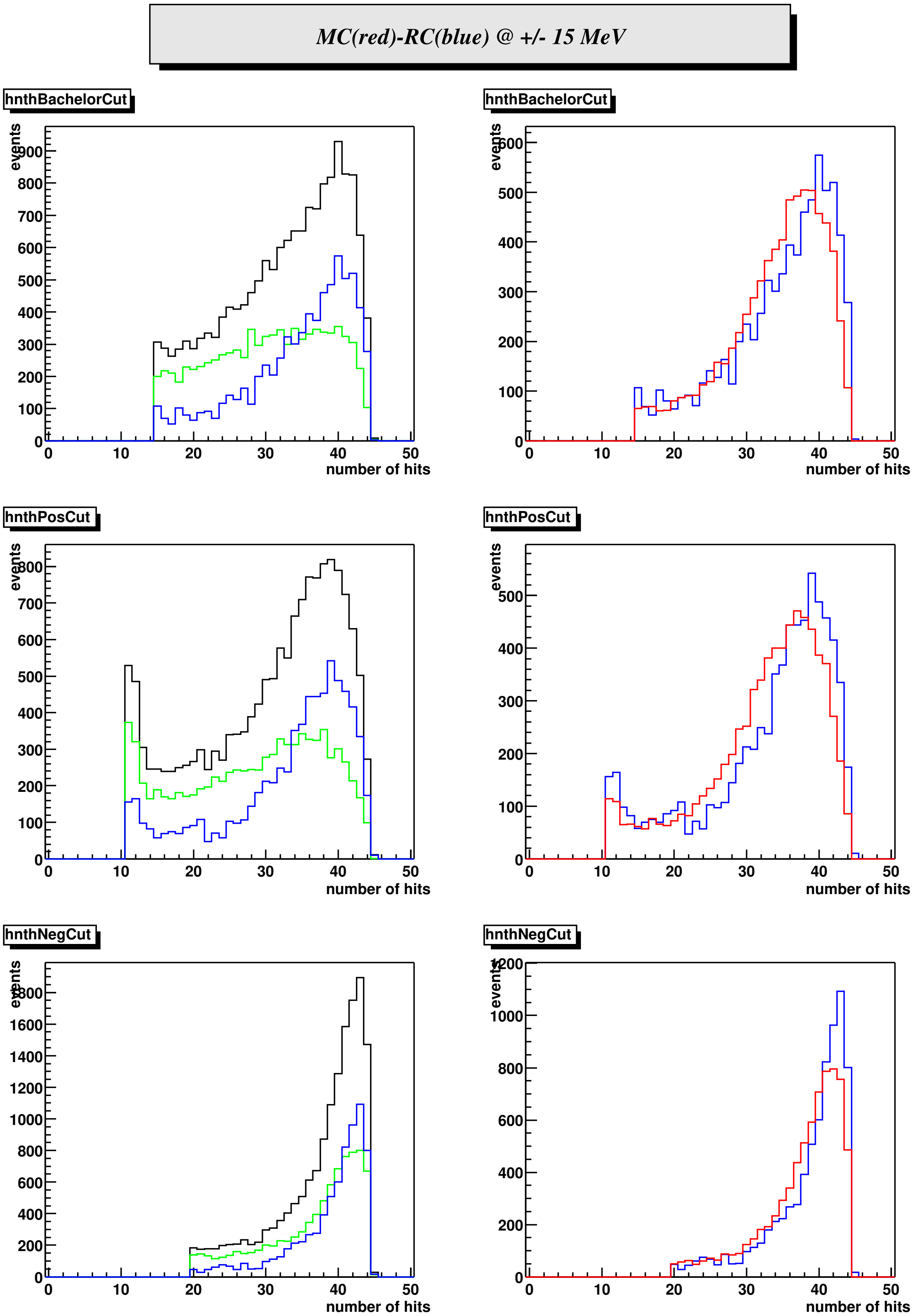

FIG. 8.11 – Comparaison des distributions des variables dans les données réelles et les simulations. De haut en bas : Nombre de points de mesure dans la TPC du **bachelor**, **baryon** et **meson**.

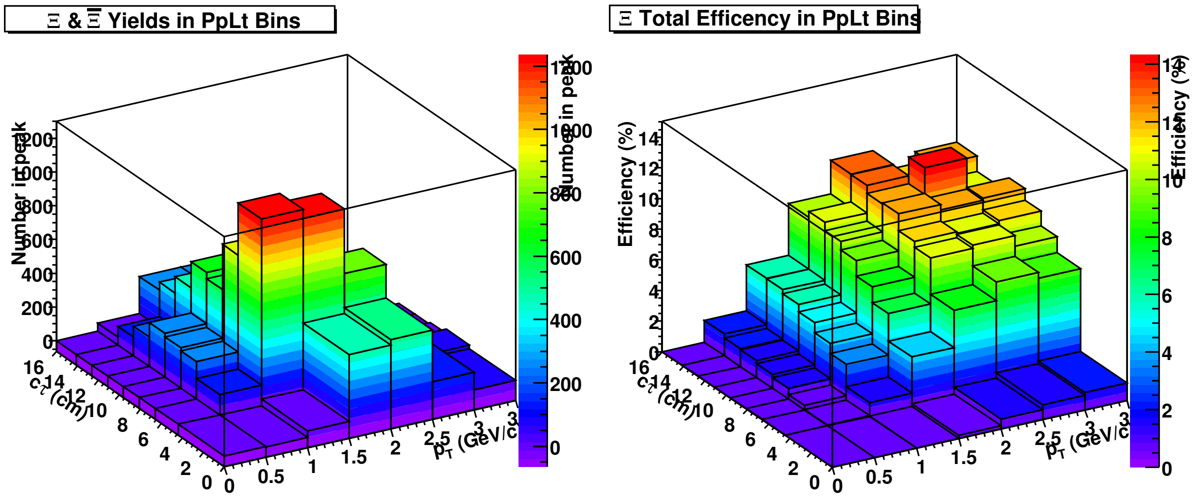

FIG. 8.12 – (a) Distribution en $c\tau$ et $p_\perp$ des $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ reconstruits dans la classe I en centralité et (b) corrections appliquées pour obtenir la distribution corrigée.

en fonction du $c\tau$ et $p_\perp$ pour la classe de centralité I est représenté sur la figure 8.12 (a), alors que la correction totale à appliquer est représentée sur la figure 8.12 (b). La distribution $c\tau$-$p_\perp$ corrigée sur la figure 8.13 est obtenue par le rapport des deux distributions précédentes. La distribution corrigée en $c\tau$ est alors obtenue en projetant les classes en impulsion transverse sur l'axe des $c\tau$. Un ajustement de la distribution corrigée en durée de vie par une loi exponentielle dont la forme est donnée par l'équation 8.2 est effectué afin d'obtenir la durée de vie moyenne.

A ce niveau une dernière précaution doit être prise. En effet, une des coupures appliquées afin de diminuer le fond combinatoire consiste à rejeter tous les candidats dont **DecayLengthXi** (ici d) est inférieure à 5 cm, compte tenu de la relation 8.1 seules les classes en $c\tau$ et $p_\perp$ telles que $p \times c\tau > 1.321 \times 5$ peuvent donc être utilisées pour le calcul de la durée de vie moyenne. Plusieurs domaines en impulsion transverse (pour la projection) et en durée de vie (pour l'ajustement) ont été étudiés afin de vérifier la stabilité des résultats et minimiser l'influence des possibles biais introduits par l'utilisation du $p_\perp$ au lieu de p et par les domaines limités en $p_\perp$ et $c\tau$. Les différents résultats obtenus sont résumés dans le tableau 8.1. La figure 8.14 montre un exemple de distribution corrigée de la durée de vie utilisée pour extraire la durée de vie moyenne à partir d'un ajustement exponentiel.

Compte-tenu des erreurs statistiques liées notamment au fait de devoir extraire le signal par classes de $c\tau$ et $p_\perp$, l'accord entre les valeurs mesurées et la valeur théorique $c\tau_0 = 4.92$ (cm) est correct. Les désaccords observés pour certains domaines de projection en $p_\perp$ et d'ajustement en $c\tau$ peuvent être dus aux possibles

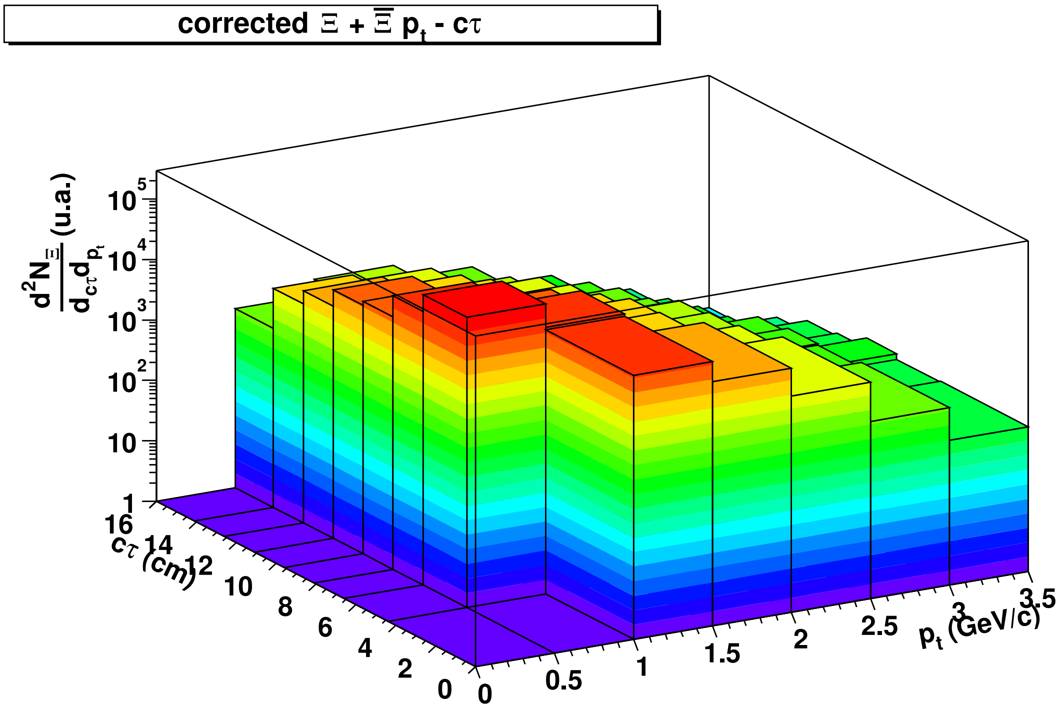

FIG. 8.13 – Distribution corrigée en $c\tau$ et $p_\perp$ des $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$.

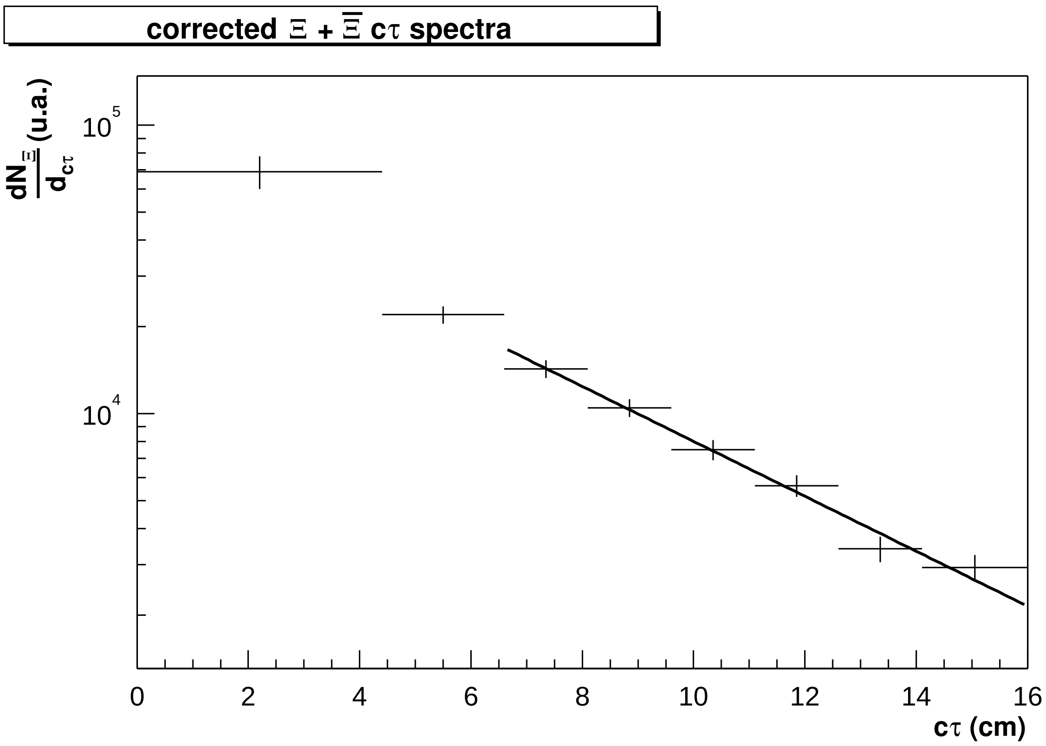

FIG. 8.14 – Distribution corrigée en $c\tau$ des $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$.

projection (GeV/c)	ajustement (cm)	$c\tau_\Xi$ (cm)
$1.0 < p_\perp < 3.5$	$6.6 < c\tau < 16$	4.11 ± 0.24
	$8.1 < c\tau < 16$	4.49 ± 0.35
$1.5 < p_\perp < 3.5$	$4.4 < c\tau < 16$	4.39 ± 0.23
	$6.6 < c\tau < 16$	4.97 ± 0.31
	$8.1 < c\tau < 16$	5.50 ± 0.56

TAB. 8.1 – Durée de vie moyenne des $\Xi^- + \overline{\Xi}^+$ obtenue pour différents domaines d'impulsion transverse (projection) et de durée de vie (ajustement).

biais introduits par les choix de ces domaines limités en $c\tau$ et $p_\perp$ pour cette analyse, ainsi que par le choix de l'impulsion transverse au lieu de l'impulsion totale pour calculer et appliquer les corrections.

Chapitre 9

Résultats et discussions

9.1 Résultats expérimentaux

9.1.1 Le rapport $\overline{\Xi}^{+}/\Xi^{-}$

Comme cela a été précisé dans le paragraphe 5, l'un des atouts majeurs du détecteur STAR, et de sa TPC en particulier, est sa couverture azimutale complète. De plus le fait que le champ magnétique appliqué soit uniforme et parallèle à l'axe des faisceaux, implique qu'il est complètement symétrique par rapport à l'axe transverse de révolution du détecteur vis-à-vis de la charge des particules détectées. L'efficacité de reconstruction d'une trace chargée positivement est donc identique à celle d'une trace de charge négative, à pseudo-rapidité et impulsion transverse identiques. En particulier, l'efficacité de reconstruction des particules Ξ^{-} et de ses anti-particules $\overline{\Xi}^{+}$ est identique. Dans ces conditions, les rapports des nombres d'anti-particules sur le nombre de particules et en particulier le rapport $\overline{\Xi}^{+}/\Xi^{-}$ peuvent être obtenus directement à partir des taux de reconstruction non corrigés.

Les taux de production des Ξ^{-} et $\overline{\Xi}^{+}$ sont obtenus à partir des distributions en masse invariante en utilisant la méthode du comptage de bins (BCM) décrite dans le paragraphe 7.3.3. Celle-ci est appliquée en intégrant sur les domaines en rapi-

	couverture
Position Z du vertex primaire (cm)	$-75 < z_{pv} < 75$
Rapidité	$-0.75 < y < 0.75$
Impulsion transverse (GeV/c)	$0.5 < p_{\perp} < 3.5$
Masse transverse (GeV)	$0.09 < m_{\perp} - m_{\Xi} < 2.42$

TAB. 9.1 – Domaines de couverture utilisés dans cette analyse.

Centralité	σ_h	$< N_{h^-} >$	N_{Ξ^-}	N_{Ξ^-}/evt	$N_{\overline{\Xi}^+}$	$N_{\overline{\Xi}^+}/evt$
I	$0\% \rightarrow 10\%$	270.6 ± 6.5	7985 ± 170	2.9%	6540 ± 151	2.3%
II	$10\% \rightarrow 25\%$	165.2 ± 5.5	1375 ± 69	3.1%	1163 ± 62	2.6%
III	$25\% \rightarrow 75\%$	45.0 ± 3.6	1150 ± 46	0.9%	980 ± 41	0.8%

TAB. 9.2 – Nombre de candidats Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ reconstruits.

dité et en impulsion transverse indiqués dans le tableau 9.1. Le rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ a été étudié en fonction de la centralité de la collision, de l'impulsion transverse et de la rapidité de la particule. Les taux de reconstruction sont donc déterminés pour différentes classes de centralité étudiées, différents domaines d'impulsion transverse ou de rapidité, et ceci à partir des distributions en masse invariante des candidats Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$. La méthode utilisée pour extraire le signal à partir des distributions en masse invariante est à nouveau la méthode BCM, qui est mieux adaptée dans le cas où la statistique de la distribution devient plus faible en raison du découpage en domaines de centralité, impulsion transverse et rapidité.

Le nombre de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ reconstruits ainsi que le taux de reconstruction par événement intégré sur tout le domaine en impulsion transverse et rapidité sont donnés dans le tableau 9.2 pour les trois classes en centralité étudiées. La centralité de la collision est ici exprimée en terme du nombre de hadrons négatifs à mi-pseudo-rapidité N_{h^-}. Le rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ ne présente pas de dépendance significative avec la centralité de la collision, du moins dans le domaine couvert (figure 9.1).

Le rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ a également été déterminé en fonction de la rapidité, pour les événements de la classe I, la distribution correspondante étant représentée sur la figure 9.2. Le rapport ne semble pas être dépendant de la rapidité, ce qui semblerait indiquer que la forme des distributions en rapidité des taux de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ est identique, quelle que soit la tranche du domaine en rapidité étudié ($|y| < 0.75$).

Cette indication est relativement surprenante car les mécanismes de production des baryons et anti-baryons sont a priori différents, et devraient conduire à des distributions en rapidité différentes pour les Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$. En effet la densité baryonique nette et donc le degré de stopping de la collision déterminent a priori la forme des distributions en rapidité des baryons et anti-baryons. D'une part une densité baryonique nette importante favorise la production de baryons par rapport à celle des anti-baryons, et d'autre part la densité baryonique nette dépend de la rapidité. Qualitativement, si le stopping n'est pas total, les baryons présents dans les noyaux incidents seront transportés plus facilement de leur rapidité ini-

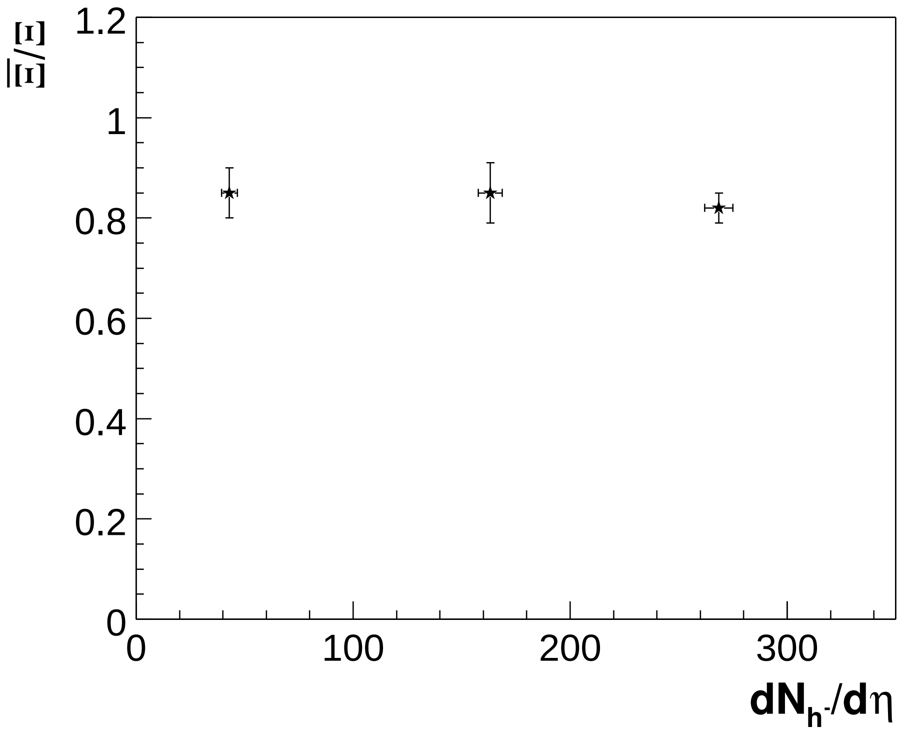

FIG. 9.1 – Rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ en fonction de N_{h^-}.

tiale ($|y| \sim 5$), à une rapidité non nulle plutôt que à mi rapidité. Ainsi la densité baryonique nette devrait être plus importante à grande rapidité, et donc les rapports anti-baryons sur baryons devraient être plus faibles à grande rapidité qu'à mi-rapidité. Ceci a été vérifié par la collaboration BRAHMS pour les protons dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV : le rapport $\overline{p}/p$ augmente effectivement de $0.41 \pm 0.04 \pm 0.06$ pour $y = 2$, à $0.66 \pm 0.04 \pm 0.06$ à mi-rapidité [63]. Cependant, cette dépendance à la rapidité est d'autant plus faible que le baryon est étrange, la production d'étrangeté se faisant forcement par paires.

L'effet qu'aucune dépendance en rapidité n'est observée dans le rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$, peut s'expliquer d'une part, en raison du domaine de rapidité couvert ($|y| < 0.75$) trop petit, et d'autre part à cause des larges erreurs statistiques qui n'offrent pas la résolution nécessaire pour l'observer. Un nombre de données plus important devrait permettre d'étudier la distribution en rapidité du rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ avec plus de précision. Les données prises en 2001 à énergie nominale de fonctionnement du RHIC ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV), représentent un facteur dix d'événements en plus, ce qui devrait permettre de faire cette étude.

Finalement la dépendance du rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ en fonction de l'impulsion transverse a été étudiée et est représentée sur la figure 9.3 pour les événements le

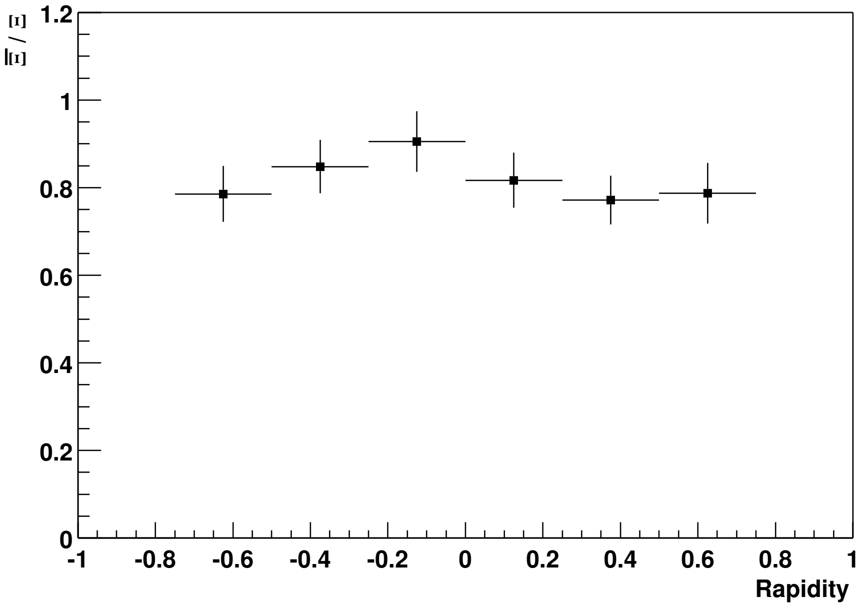

FIG. 9.2 – Rapport $\overline{\Xi}^{+}/\Xi^{-}$ en fonction de la rapidité.

plus centraux. A nouveau, le rapport $\overline{\Xi}^{+}/\Xi^{-}$ est constant en fonction de l'impulsion transverse. L'acceptance et l'efficacité de reconstruction des Ξ^{-} et $\overline{\Xi}^{+}$ ayant la même dépendance en fonction de l'impulsion transverse (figure 8.5), l'observation de la figure 9.3 laisserait indiquer que les distributions en impulsion transverse des Ξ^{-} et $\overline{\Xi}^{+}$ ont la même forme. Nous allons revenir sur ce point par la suite.

9.1.2 Distributions en impulsion et masse transverse

Pour déterminer la distribution en impulsion transverse corrigée des effets d'acceptance et d'efficacité, les taux de reconstruction des Ξ^{-} et $\overline{\Xi}^{+}$ doivent être corrigés par classes d'impulsion transverse, les corrections totales étant en effet fortement dépendantes du $p_{\perp}$ de la particule. La classe I comprenant beaucoup plus d'événements que les classes II et III (tableau 7.1), les données ont pu être séparées en 10 domaines d'impulsion transverse dans la classe I, et seulement 6 dans les classes II et III. En appliquant les corrections déterminées par la méthode d'embedding décrite dans le chapitre 8, les distributions de la figure 9.4 ont été obtenues pour les trois classes en centralité considérées.

Par ailleurs, avec l'hypothèse d'une production de particules par une source à l'équilibre thermique, Hagedorn [74] a montré que les distributions en masse transverse de la particule pouvaient être décrites par la relation 9.1, ou T est la température de la particule.

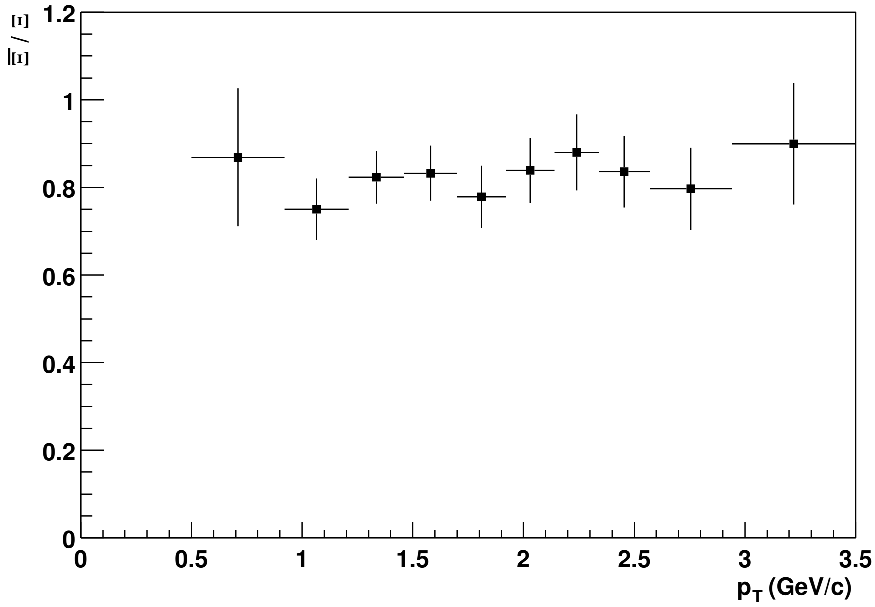

FIG. 9.3 – Rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ en fonction de l'impulsion transverse.

$$\frac{1}{2\pi p_\perp}\frac{d^2N}{dydp_\perp} = \frac{1}{2\pi m_\perp}\frac{d^2N}{dydm_\perp} \propto e^{-m_\perp/T} \tag{9.1}$$

Il peut être démontré qu'en l'intégrant sur tout le domaine de $m_\perp$, l'équation 9.1 peut être exprimée en fonction du taux de production des particules par unité de rapidité dN/dy (extrapolé sur toutes les valeurs de $m_\perp$) par l'équation 9.2.

$$\frac{1}{2\pi m_\perp}\frac{d^2N}{dydm_\perp} = \frac{1}{2\pi T(m_0+T)}\frac{dN}{dy}e^{-(m_\perp - m_0)/T} \tag{9.2}$$

La relation 9.2 présente deux intérêts particuliers : d'une part, elle permet d'obtenir avec un seul ajustement des données, les valeurs expérimentales des taux de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ par unité de rapidité dN/dy et T appelé également paramètre de pente inverse et d'autre part, elle permet une comparaison directe avec les distributions des autres particules, du fait qu'elle peut être représentée en fonction de la masse transverse moins la masse au repos de la particule ($m_\perp - m_0$). Précisons qu'en outre, cette méthode d'extraction des taux de production par unité de rapidité et de la température est la plus couramment utilisée dans la littérature ce qui permettra la comparaison des résultats avec d'autres expériences, antérieures ou actuelles.

Sur la figure 9.5 sont représentées les distributions corrigées en masse transverse des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ dans les trois classes en centralité considérées. Les ajustements de ces distributions par une fonction exponentielle dont la forme est donnée par

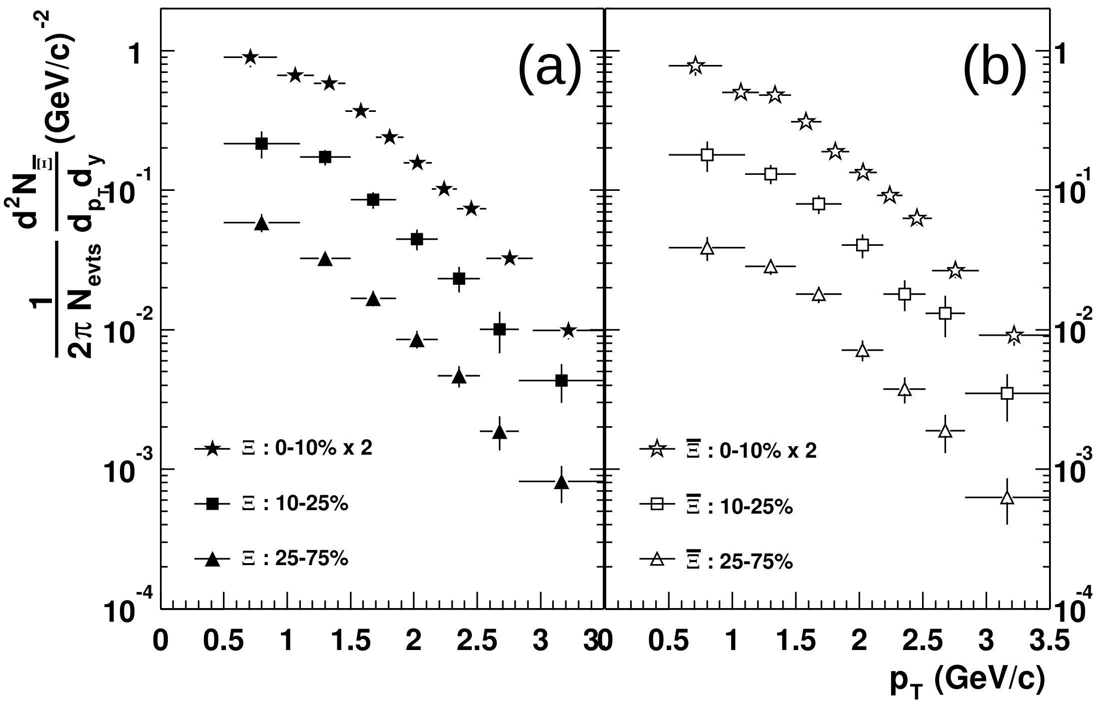

FIG. 9.4 – Distributions corrigées en impulsion transverse des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$.

l'équation 9.2, et comme paramètres libres les taux de production dN/dy et la température T, sont représentés par les lignes pleines. Les résultats de l'ajustement sont regroupés dans le tableau 9.3.

Nous pouvons immédiatement constater que les paramètres de pente inverse sont comparables pour les Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$, quelle que soit la centralité considérée. Ce comportement a également été observé pour les hyperons Λ et $\overline{\Lambda}$ [69]. Ceci confirme l'observation faite sur le rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$, qui est indépendant de l'impulsion transverse, c'est-à-dire que la forme de la distribution en impulsion (masse) transverse des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ est identique même si, encore une fois, les mécanismes de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ sont a priori différents.

Les taux de production de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ donnés dans le tableau 9.3 incluent non seulement les Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ primaires, mais aussi ceux issus de la décroissance par interaction forte ou électromagnétique des résonances Ξ plus lourdes (comme le $\Xi(1530)$) et une fraction de ceux issus de la décroissance par interaction faible des Ω^- et $\overline{\Omega}^+$. En effet, expérimentalement, il est impossible de distinguer entre un Ξ primaire et un Ξ issu de la décroissance d'un de ces états de résonance : par exemple la largeur de l'état $\Xi(1530)$ étant d'environ ~ 9 MeV, la décroissance a donc lieu à l'intérieur même du système créé. Une fraction des Ξ secondaires issus de la

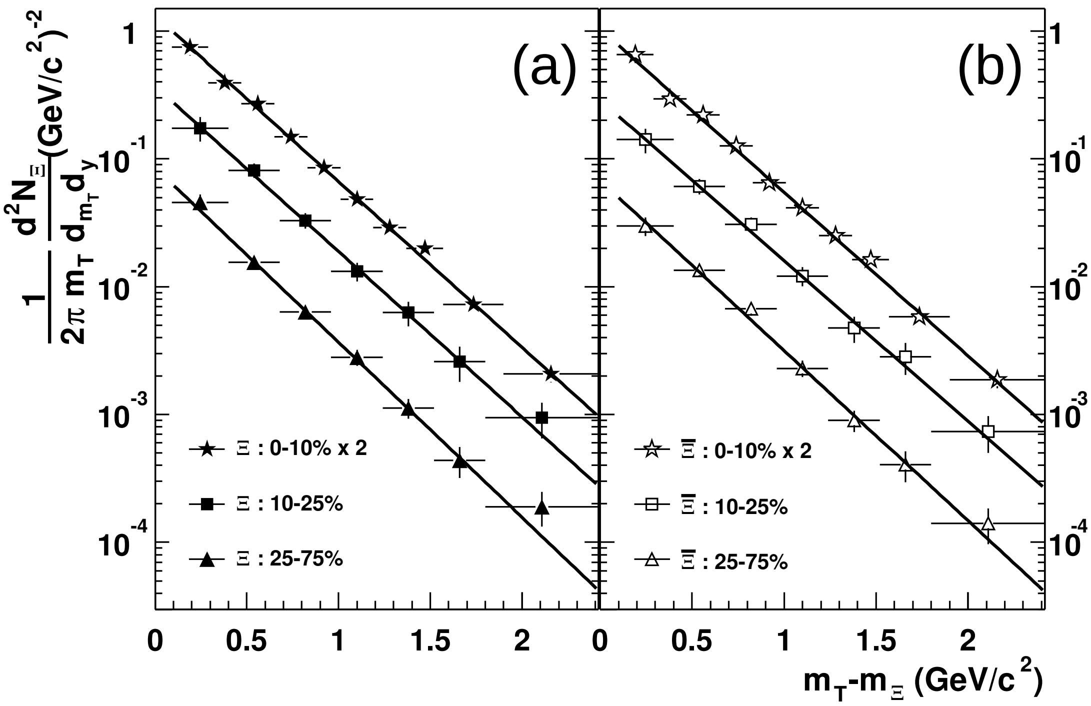

FIG. 9.5 – Distributions corrigées en masse transverse des (a) Ξ^- et (b) $\overline{\Xi}^+$ pour les trois classes de centralité.

décroissance par interaction faible des Ω sont confondus et reconstruits comme des Ξ primaires, même si, la coupure sur la distance de plus courte approche du Ξ au vertex (**DcaXiToPrimVertex**) primaire permet de rejeter une partie des Ξ secondaires. Cette contamination peut être évaluée par l'étude d'événements simulées ou mieux encore, par de événements réels enrichis par des Ω simulés (*embedding*). Cependant, la collaboration STAR a mesuré le taux de production des $\Omega^- + \overline{\Omega}^+$ à mi-rapidité : $dN_{\Omega^-+\overline{\Omega}^+}/dy = 0.64 \pm 0.13$, dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV avec une coupure en centralité de 14% [75]. De plus, compte-tenu du rapport d'embranchement du canal $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$ de 8.6%, même si la coupure sur la distance de plus courte approche du Ξ au vertex primaire ne rejetais aucun Ξ^- secondaire, la contamination sur les Ξ^- primaires serait inférieure à 2%. Elle sera donc négligée dans cette analyse.

	Centralité	I	II	III
Ξ^-	dN/dy	2.30 ± 0.09	1.29 ± 0.12	0.28 ± 0.02
	T (MeV)	335 ± 6	336 ± 18	318 ± 14
$\overline{\Xi}^+$	dN/dy	1.89 ± 0.08	1.08 ± 0.11	0.24 ± 0.2
	T (MeV)	338 ± 7	344 ± 18	325 ± 14

TAB. 9.3 – Taux de production et paramètres de pente inverse des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ à mi-rapidité, extrait à partir d'un ajustement exponentiel des distributions en masse transverse.

9.2 Discussion des résultats

9.2.1 Rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$

Le rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^- = 0.82 \pm 0.03 \pm 0.05$ mesuré lors de cette analyse, même s'il est proche, n'est toujours pas égal à 1, valeur qui signerait une densité baryonique nette à mi-rapidité nulle. Nous pouvons donc en déduire que le système créé lors des collisions Au+Au étudiées n'est donc pas encore complètement transparent.

Plus précisément les rapports anti-baryon sur baryon $\overline{B}/B$ sont directement déterminés par le degré de de stopping de la collision et donc par le potentiel baryonique (section 4.2.3). Une analyse thermique des rapports $\overline{B}/B$ mesurés au RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV a permis de déterminer la température de freeze-out chimique $T_{ch} = 174 \pm 7$ MeV et le potentiel baryonique $\mu_B = 46 \pm 5$ MeV du système créé [5]. A partir d'une seconde analyse indépendante les valeurs $T_{ch} = 165 \pm 7$ MeV et $\mu_B = 41 \pm 5$ MeV [76] ont été obtenues, ces valeurs sont compatibles avec celles obtenues à partir de l'analyse précédente. Si la valeur de la température de freeze-out chimique n'est que légèrement supérieure à celle obtenue pour des collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV au SPS ($T_{ch} = 168 \pm 3$ MeV), le potentiel chimique lui est environ 5 fois inférieur à la valeur trouvée au SPS ($\mu_B = 266 \pm 5$ MeV) [60], indiquant ainsi que la densité nette de baryons du système créé par les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV est très faible.

Comme discuté précédemment, l'effet de la densité baryonique nette non-nulle sur les rapports $\overline{B}/B$ devrait diminuer lorsque l'étrangeté du baryon considéré augmente, car le nombre de quarks de valence du baryon qui doivent être produits par la collision augmente. Les rapports $\overline{B}/B$ mesurés par la collaboration STAR [77][69][75] sont représentés dans la figure 9.6 en fonction de l'étrangeté $|S|$ du baryon, et effectivement l'augmentation des rapports $\overline{B}/B$ est observée. Ces rap-

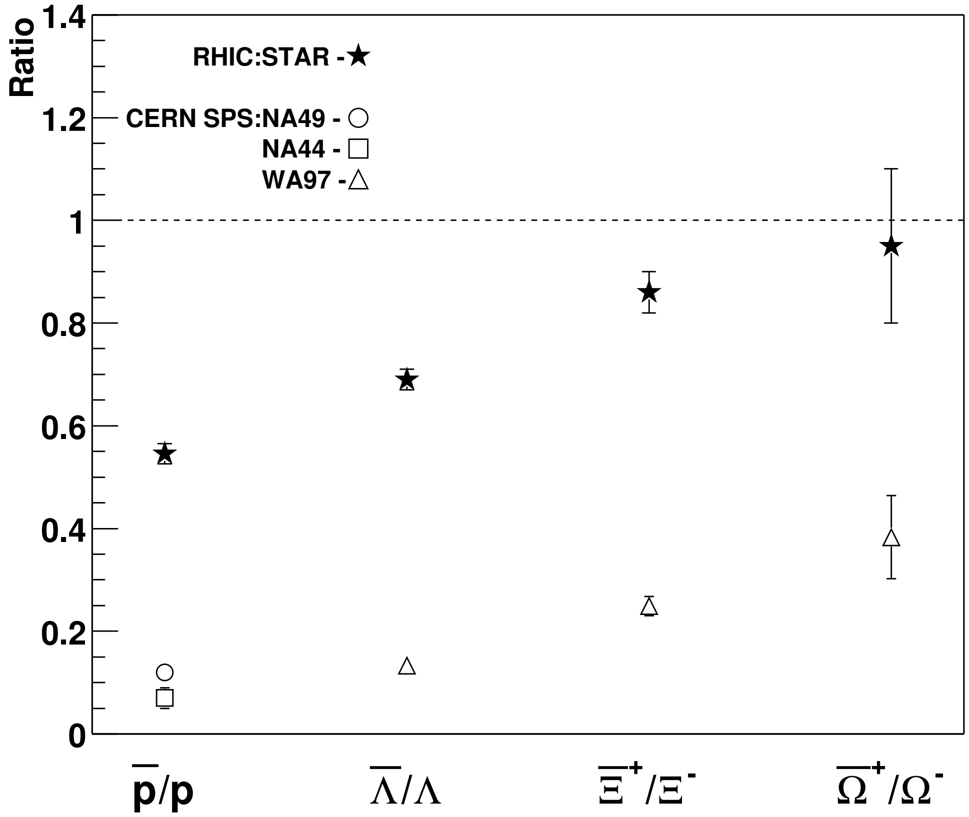

FIG. 9.6 – Rapports $\overline{B}/B$ en fonction de $|S|$

ports obtenus pour des événements avec une coupure en centralité à 10% sont corrigés des contaminations dues aux particules secondaires issues des décroissances faibles des particules plus lourdes. Les mêmes rapports mesurés au SPS par les collaborations NA44 [78], NA49 [79] et WA97 [80] sont aussi représentés sur la figure 9.6.

Encore plus intéressante est l'évolution linéaire des rapports $\overline{B}/B$ en fonction de $|S|$ observée sur la figure 9.6. En effet, ce comportement est prédit par un modèle de coalescence des quarks [55]. Dans le cadre de ce modèle, les taux de production des baryons sont reliés au nombre de quarks de chaque type présents dans le système et les rapports $\overline{B}/B$ sont donc simplement exprimés en fonctions des quarks de valence qui les constituent. Ainsi les rapports $\overline{B}/B$ sont simplement reliés par la relation 9.3, où le paramètre D, n'est rien d'autre que le rapport K^+/K^-.

$$\frac{p(uud)}{\overline{p}(\overline{uud})} \times \frac{\overline{\Lambda}(\overline{u}\overline{d}\overline{s})}{\Lambda(uds)} = \frac{\Lambda(uds)}{\overline{\Lambda}(\overline{u}\overline{d}\overline{s})} \times \frac{\overline{\Xi}^+(\overline{d}\overline{s}\overline{s})}{\Xi^-(dss)} = \frac{\Xi^-(dss)}{\overline{\Xi}^+(\overline{d}\overline{s}\overline{s})} \times \frac{\overline{\Omega}^+(\overline{s}\overline{s}\overline{s})}{\Omega^-(sss)} = \frac{K^+(u\overline{s})}{K^-(\overline{u}s)} = D \quad . \tag{9.3}$$

A partir de cette relation, les valeurs obtenues pour les rapports $\overline{B}/B$ peuvent être utilisées pour prédire le rapport $K^+/K^- = 1.13$ [4] (ou paramètre D). De même, si nous nous intéressons particulièrement au rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$, les valeurs mesurées des rapports $\overline{p}/p$ et $\overline{\Lambda}/\Lambda$ peuvent être utilisées pour prédire la valeur du rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ grâce à la relation 9.4 :

$$\frac{\overline{\Xi}^+(\overline{dss})}{\Xi^-(dss)} = \frac{\overline{\Lambda}^2(\overline{uds})^2}{\Lambda^2(uds)^2} \times \frac{p(uud)}{\overline{p}(\overline{uud})} \quad . \tag{9.4}$$

La valeur ainsi obtenue $\frac{\overline{\Xi}^+}{\Xi^-} \sim 0.86$ est en accord avec la valeur obtenue dans cette analyse, ce qui montre que le "simple" modèle de coalescence de quarks décrit correctement les rapports anti-baryon sur baryon au RHIC.

Il faut cependant noter que dans le cadre d'un modèle thermique [5] qui, contrairement au modèle de coalescence de quarks, suppose le système en équilibre chimique, la même évolution des rapports $\overline{B}/B$ est prédite dans le cas ou l'étrangeté est localement conservée. Le paramètre D est alors donné par la relation 9.5 ($\mu_s = 0$ si l'étrangeté est localement conservée) :

$$D = e^{(2\mu_B - 6\mu_s)/3T} \quad . \tag{9.5}$$

L'accord entre la valeur $D \sim 1.19$ obtenue pour les valeur de T_{ch} et μ_B déterminées par le modèle thermique de Braun-Munzinger et al. [5], et celle du modèle de coalescence de quarks ($D \sim 1.13$) [4], montre que les rapports $\overline{B}/B$ ne permettent pas de discriminer entre ces deux modèles de production de particules.

9.2.2 Production relative des Ξ

Comme discuté précédemment, les rapports anti-baryon sur baryon, sont généralement utilisés afin de déterminer les paramètres de base de différents modèles statistiques de production de particules. Cependant, ils ne sont généralement pas assez contraignants pour pouvoir distinguer deux modèles correspondant à des hypothèses différentes. L'avantage des rapports $\overline{B}/B$ est leur relative simplicité de mesure par un détecteur complètement symétrique comme STAR, (ils peuvent être déterminés sans correction d'acceptance et efficacité). Au contraire le pouvoir de résolution des rapports $\overline{B}/B$ vis-á-vis des modèles statistiques de production de particules est faible. D'une part ces modèles attribuent aux différentes particules un volume, afin de tenir compte des effets de répulsion nucléaire entre particules à faible distance, qui est le même pour toutes les particules. Si cette hypothèse peut être valable entre particules et ses anti-particules ou entre particules de masse et/ou composition chimique similaire, elle est moins justifiable pour des particules fortement différentes (en masse et/ou composition chimique). D'autre part, les rapports précédents contraignent surtout le potentiel baryonique mais laissent plus de liberté au paramètre de température [5].

Les rapports entre particules fortement différentes de part leur masse et leur composition chimique sont donc plus indiqués pour contraindre ces modèles, voire les mettre à défaut.

9.2.2.1 Comparaison avec les résultats du SPS

Entre les réactions Pb+Pb au SPS et celles de Au+Au au RHIC, l'énergie des collisions dans le centre de masse a été presque décuplée. A priori les conditions de température et densité d'énergies plus extrêmes devraient être plus favorables pour l'apparition de nouveaux processus de production de particules. L'étude de l'évolution des taux de production de particules avec l'énergie de la collision pourrait donc révéler l'apparition de ces nouveaux mécanismes.

Les taux de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ pour les collisions étudiées au RHIC augmentent de 50% pour les Ξ^- et d'un facteur 5 pour les $\overline{\Xi}^+$ par rapport à ceux mesurés dans les collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 17.3$ GeV par la collaboration WA97 au SPS [81], ce qui peut être expliqué simplement par une augmentation de l'énergie disponible.

Comparer les taux de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ par rapport à ceux des autres particules produites permet de s'affranchir de l'effet de cette augmentation d'énergie. Sur la figure 9.7 sont représentés à gauche les taux de productions des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ relatifs à ceux des hadrons négatifs, mesurés au SPS et au RHIC. Nous pouvons observer que le rapport Ξ^-/h^- semble être constant avec l'énergie de la collision. Cet effet peut être expliqué comme la superposition de deux phénomènes : d'une part une augmentation de la production d'étrangeté par le système due à l'augmentation de la température de celui-ci et d'autre part la diminution du potentiel chimique baryonique μ_B (lequel a comme effet de favoriser la production d'antiparticules) [82]. Le rapport $\overline{\Xi}^+/h^-$ lui augmente d'un facteur 3 : dans ce cas outre la compétition évoquée plus haut, la diminution du potentiel chimique baryonique aura pour effet de favoriser aussi la production des $\overline{\Xi}^+$ et expliquer l'augmentation du rapport $\overline{\Xi}^+/h^-$.

La figure 9.7 (b) montre l'évolution avec l'énergie de la collision, des taux de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ par rapport à ceux des Λ et $\overline{\Lambda}$ respectivement. De façon simpliste et qualitative, ces rapports sont des mesures indirectes des rapports s/u et $\overline{s}/\overline{u}$. Le rapport Ξ^-/Λ augmente d'un facteur deux en passant des collisions Pb+Pb

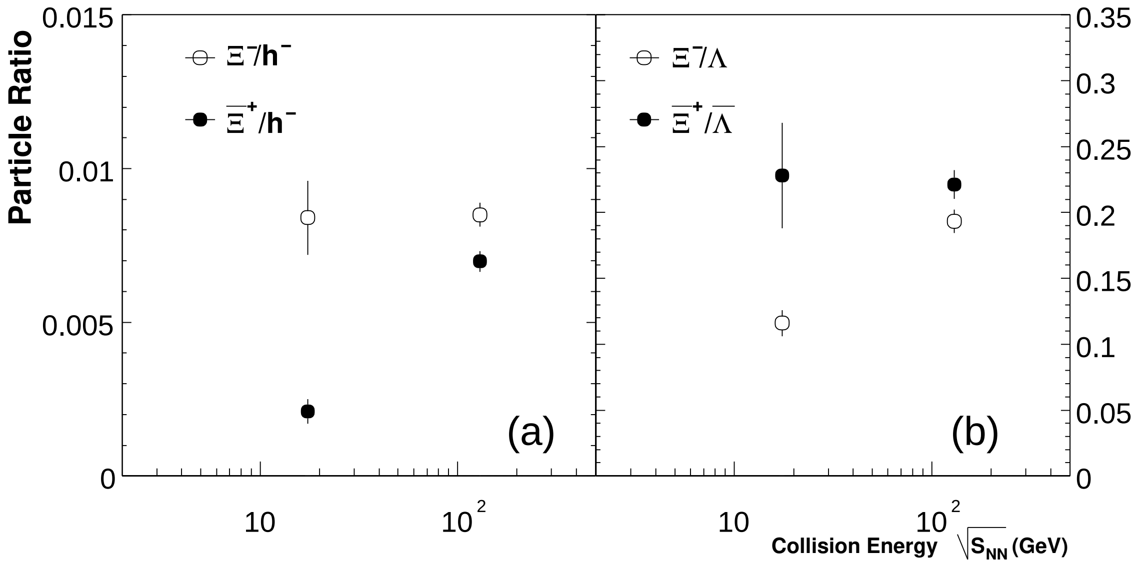

FIG. 9.7 – Evolution des rapports (a) Ξ/h^- et (b) Ξ/Λ avec l'énergie de la collision.

à $\sqrt{s_{\rm NN}} = 17.3$ GeV [81] aux collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}} = 130$ GeV, alors que le rapport $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$ reste constant. Les rapports Ξ^-/Λ et $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$ ont été corrigés des contaminations par les Λ secondaires issus de la désintégration faible des Ξ^- en $\Lambda + \pi^-$ et des Ω^- en $\Lambda + K^-$. Pour les Λ et $\overline{\Lambda}$ mesurés au SPS par la collaboration WA97, nous avons utilisé les valeurs supérieures de cette contamination estimées à 5% et 10% respectivement [48]. Cette contamination s'élève à 27% aussi bien pour les Λ que les $\overline{\Lambda}$ mesurés par STAR [83].

Il est intéressant de noter que le rapport $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$ sature en fonction de l'énergie de la collision, ce qui pourrait être interprété comme une saturation de la production d'étrangeté relative à la production d'anti-quarks légers. En effet aussi bien les $\overline{\Xi}^+$ ($\overline{d}\overline{s}\overline{s}$) que les $\overline{\Lambda}$ ($\overline{u}\overline{d}\overline{s}$) sont entièrement produits dans le système (dans le sens où aucun des quarks de valence n'étaient présents dans les noyaux incidents). Aussi ce rapport peut être vu comme une approximation du facteur de Wroblewski [84] défini par :

$$\lambda \equiv \frac{2\langle s\overline{s}\rangle}{\langle u\overline{u}\rangle + \langle d\overline{d}\rangle} \tag{9.6}$$

, où les moyennes se réfèrent au nombre de paires quark - anti-quark formées par le système. Ce rapport est donc une mesure de la production relative d'étrangeté. Dans le cadre d'un modèle thermique de production de particules [82], ce facteur est prédit décroître vers une certaine limite lorsque l'énergie croît de celle du SPS à celle du RHIC. Ceci est interprété comme le résultat de la compétition entre la diminution du potentiel baryonique et l'augmentation (faible aux énergies considérées) de la température.

Cet effet a aussi été évalué pour le rapport Ξ^-/π^- ($\overline{\Xi}^+/\pi^+$) ce qui nous permettra de faire une comparaison plus précise de nos résultats avec le modèle dans le paragraphe suivant.

9.2.2.2 Comparaison avec des modèles de production de particules

Dans le cadre d'un modèle thermique de production des particules, et utilisant des rapports de particules préalablement mesurés au RHIC (notamment les rapports du nombre d'anti-particules sur le nombre de particules), pour fixer les deux paramètres libres T_{ch} et μ_B, Braun-Munzinger *et al.* ont calculé le rapport $\overline{\Xi}^+/\pi^+ = 6.51\ 10^{-3}$ à mi-rapidité pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{\rm NN}} = 130$ GeV [5]. En utilisant des résultats préliminaires des taux de production des π^- à mi-rapidité mesurés par STAR [70] et le rapport $\pi^-/\pi^+ = 1.00 \pm 0.01 \pm 0.02$ mesuré par la collaboration PHOBOS [85], nous avons pu obtenir le rapport $\overline{\Xi}^+/\pi^+ = 7.24 \pm 0.35\ 10^{-3}$ pour les collisions de la classe I en centralité. Le modèle sous-estime ce rapport d'environ 10% ce qui correspond à deux déviations standards de différence par rapport à la valeur mesurée. Comme discuté par les auteurs de [5], ce rapport des taux de production de particules fortement différentes (en masse et en composition chimique) devrait fournir une contrainte supplémentaire au modèle principalement sur la température de freeze-out chimique (voir figure 3. de l'article).

Le rapport Ξ^-/π^- est quant à lui prédit par un autre modèle de production de particules, le modèle de coalescence de quarks, qui est un modèle d'hadronisation dynamique. La valeur prédite par ce modèle ($\sim 15\ 10^{-3}$) [4] surestime d'environ 70% la valeur expérimentale ($\Xi^-/\pi^- = 8.81 \pm 0.40\ 10^{-3}$).

A l'opposé du modèle thermique de P. Braun-Munzinger *et al.* qui suppose un équilibre thermique et chimique, J. Rafelski et J. Letesier, n'imposent pas l'équilibre chimique dans leur modèle. Ceci est réalisé en introduisant deux paramètres supplémentaires qui mesurent le degré d'équilibre atteint. Les auteurs ont effectué trois analyses des rapports de particules préliminaires obtenus au RHIC : soit en imposant l'équilibre chimique et la conservation de l'étrangeté (équivalent du modèle thermique discuté précédemment), soit uniquement la conservation d'étrangeté, soit sans imposer aucune de ces deux contraintes [86]. Les résultats de leurs ajustements (qui peuvent être observés dans le tableau 3 de cet article), montrent la nécessité de retirer la contrainte sur l'équilibre chimique afin de pouvoir reproduire les valeurs expérimentales des rapports Ξ/Λ. Dans ce cas, les valeurs obtenues pour

Rapport	Mesuré	Thermique [5][87]	Coalescence [4]	Hadronisation soudaine [6]	DPM [7]
Ξ^-/h^-				$10.4\ 10^{-3}$	$8.9\ 10^{-3}$
Ξ^-/π^-	$8.81 \pm 0.40\ 10^{-3}$	$7.2\ 10^{-3}$	$15\ 10^{-3}$		
$\overline{\Xi}^+/\pi^+$	$7.24 \pm 0.35\ 10^{-3}$	$6.51\ 10^{-3}$			
Ξ^-/Λ	0.193 ± 0.009	0.123	0.188	0.176	0.154
$\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$	0.221 ± 0.011	0.145		0.200	

TAB. 9.4 – Comparaison des rapports Ξ/π et Ξ/Λ avec les prédictions ou calculs des modèles de production de particules.

les rapports $\Xi^-/\Lambda = 0.176$ et $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda} = 0.200$ sous-estiment de 9% et 11% les valeurs expérimentales reportées dans le présent document ($\Xi^-/\Lambda = 0.193 \pm 0.009$ et $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda} = 0.221 \pm 0.011$). Ce dernier ajustement résulte en une température de freeze-out chimique ($T = 158$ MeV) qui est compatible avec un scénario d'hadronisation soudaine du système.

Les valeurs numériques expérimentales des rapports utilisées dans cette section ainsi que les prédictions ou calculs des différents modèles de production de particules sont regroupés dans le tableau 9.4 et illustrés par la figure 9.8. Les résultats d'un modèle purement hadronique, le Dual Parton Model(DPM) qui sera discute dans le paragraphe 9.2.3 sont aussi inclus. Le graphe de gauche de cette figure présente la comparaison des rapports Ξ^-/π^- et Ξ^-/h^- alors que le graphe de droite montre la comparaison du rapport Ξ^-/Λ. Dans ce dernier cas, la valeur expérimentale est corrigé de la contamination par les Λ secondaires issus de la désintégration faible des Ξ^- en $\Lambda + \pi^-$ et des Ω^- en $\Lambda + K^-$. Ainsi pour les résultats des modèles théoriques, les carres creux représentent ce rapport non corrige, ou non complètement corrige, alors que les carres pleins représentent ce rapport corrige.

9.2.3 Dépendance du taux de production des Ξ avec la centralité

La discussion précédente utilisait uniquement les taux de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ obtenus pour la classe I en centralité. La dépendance des taux de production avec la centralité présente néanmoins un intérêt considérable. Un changement brusque de son comportement pourrait alors être interprété comme une modification des mécanismes de production des baryons multi-étranges à partir d'un degré

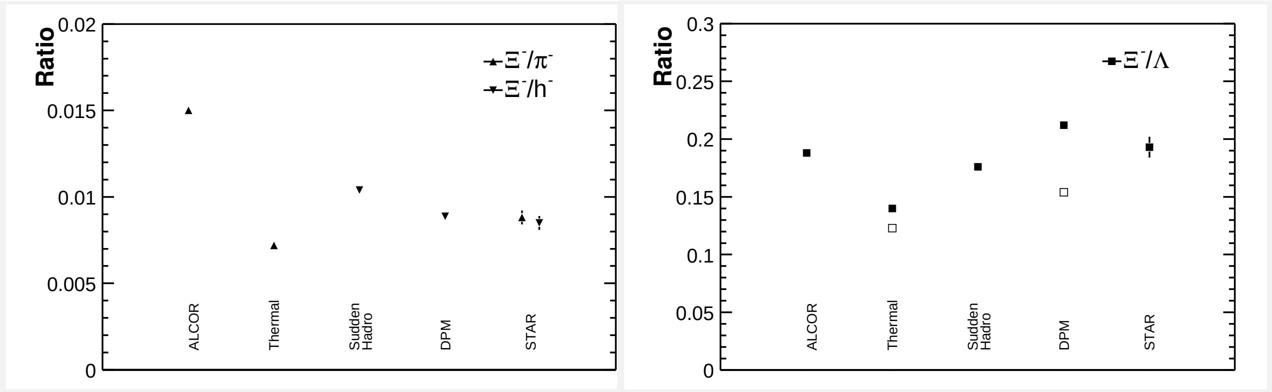

FIG. 9.8 – Comparaison des rapports valeurs expérimentales obtenues avec cette analyse des rapports Ξ^-/π^-, Ξ^-/h^- et Ξ^-/λ avec les résultats des différents modèles de production de particules : modèle de coalescence de quarks (ALCOR)[4], modèle thermique en équilibre chimique (Thermal)[5], modèle d'hadronisation soudaine (Sudden Hadro)[6] et un modèle purement hadronique (DPM)[7]. Voir le texte pour une description des modèles et des symboles.

de centralité de la collision donnée.

Les taux de production par unité de rapidité des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ à mi-rapidité sont représentés sur la figure 9.9 en fonction du taux de production d'hadrons négatifs par unité de pseudo-rapidité. Les résultats obtenus sont compatibles avec une évolution linéaire du nombre de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$en fonction du nombre de hadrons négatifs. Ceci est montré par les lignes pleines sur la figure de gauche qui représentent un ajustement des données par un polynôme du premier degré. A titre indicatif, les résultats de l'ajustement sont donnés par les équations 9.7 et 9.8.

$$dN_{\Xi^-}/dy = 8.9 \pm 0.4\ 10^{-3}\ \times\ dN_{h^-}/d\eta\ -\ 0.12 \pm 0.04 \tag{9.7}$$

$$dN_{\overline{\Xi}^+}/dy = 7.3 \pm 0.4\ 10^{-3}\ \times\ dN_{h^-}/d\eta\ -\ 0.09 \pm 0.03 \tag{9.8}$$

Les courbes de la figure 9.9 à droite montrent les prédictions du "Dual Parton Model" par A. Capella et al. [7] sur les taux de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$. La forme concave de la dépendance du nombre de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ produits avec le nombre de hadrons négatifs est caractéristique du modèle et est due aux interactions dans l'état final, qui sont :

$$\pi + N \rightleftarrows K + \Lambda\ ,\ \ \pi + \Lambda \rightleftarrows K + \Xi\ ,\ \ \pi + \Xi \rightleftarrows K + \Omega \tag{9.9}$$

Ces interactions augmentent le nombre de particules étranges car les concentrations initiales des particules des membres de gauche de ces réactions sont plus importantes que celles des particules des membres de droite. Cet effet est d'autant

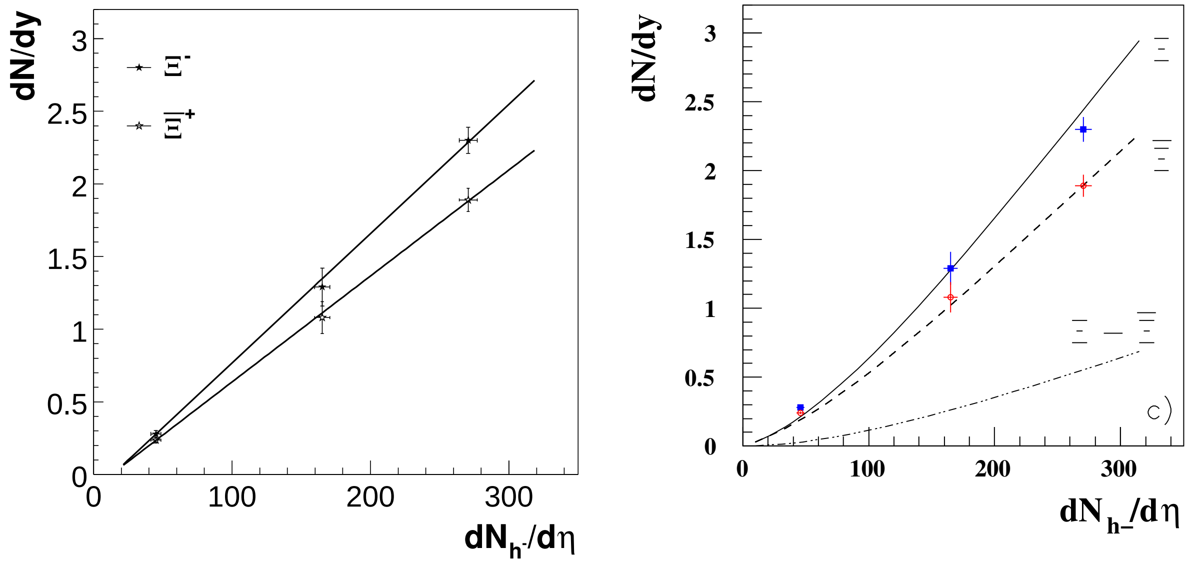

FIG. 9.9 – Taux de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ en fonction de $dN_{h^-}/d\eta$. La figure de gauche montre un ajustement linéaire des données, alors que la figure de droite montre les prédictions du modèle DPM [7].

plus important que le baryon est étrange car il s'accumule à chaque étape de la chaîne de réactions nécessaires à le produire. L'augmentation serait aussi plus importante pour les baryons étranges que pour les anti-baryons étranges, à cause de la densité baryonique nette finie de l'état initial.

Le modèle semble être qualitativement en accord avec les résultats obtenus pour les trois classes en centralité, cependant les données ne permettent pas de discriminer entre la forme concave prédite par le modèle et une simple dépendence linéaire. Une meilleure précision des données est donc requise pour pouvoir tester correctement les prédictions de ce modèle. A nouveau, ceci devrait être permis par les données prises à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV par STAR en 2001.

9.2.4 Comportement collectif

Toujours dans le cadre d'une production thermique des particules, la forme de la distribution en impulsion ou masse transverse traduit l'effet de la production par une source à l'équilibre thermique à une température T_{th} (température au freeze-out thermique) et celui d'un comportement collectif ou flot transverse des particules. Ainsi, dans le cas ou la distribution en masse transverse est représentée par une fonction exponentielle (eq. 9.3), le paramètre T obtenu peut être vu comme la somme de la température du système au moment du freeze-out thermique et d'une

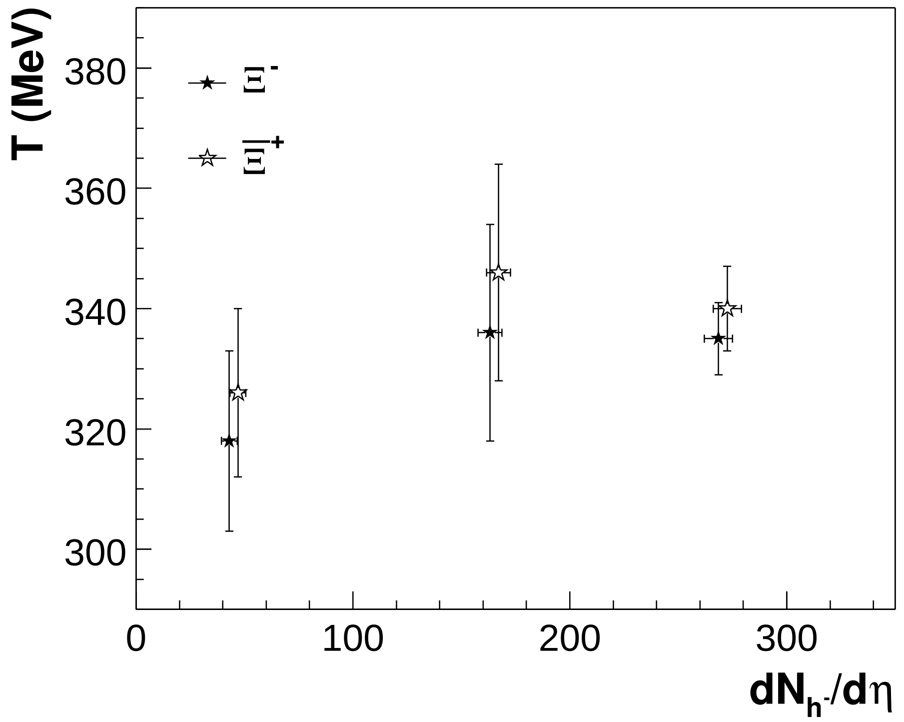

FIG. 9.10 – Paramètre de pente inverse T des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ en fonction de $dN_{h^-}/d\eta$.

composante due au flot transverse qui est proportionnel à la masse de la particule étudiée.

L'évolution du paramètre de pente inverse des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ est représentée en fonction de la centralité de la collision sur la figure 9.10. Outre le fait que les Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ ont la même température quelque soit la centralité, nous pouvons aussi remarquer que celle-ci est très peu dépendante de la centralité, et compte-tenu des erreurs statistiques elle peut être considérée constante. Ceci pourrait être interprété comme une indication que ni la température au freeze-out du système ni la quantité de flot transverse dépendent de la centralité de la collision, du moins dans le domaine de centralitè couvert. Cependant, la résolution dont nous disposons du fait des faibles statistiques ne nous permet pas d'être concluant sur ce point. Avec environ dix fois plus d'événements collectés pendant la période de prise des données de l'année 2001, ce point pourra être étudié.

Néanmoins, même si les erreurs statistiques sont importantes, la valeur mesurée de la température des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ pour les événements de la classe plus périphérique est inférieure a celle des classes plus centrales. Ceci est observé pour les Λ [69] et les $\overline{p}$ [88] mesurés par la collaboration STAR.

Le paramètre de pente inverse mesuré pour la classe I en centralité est reporté

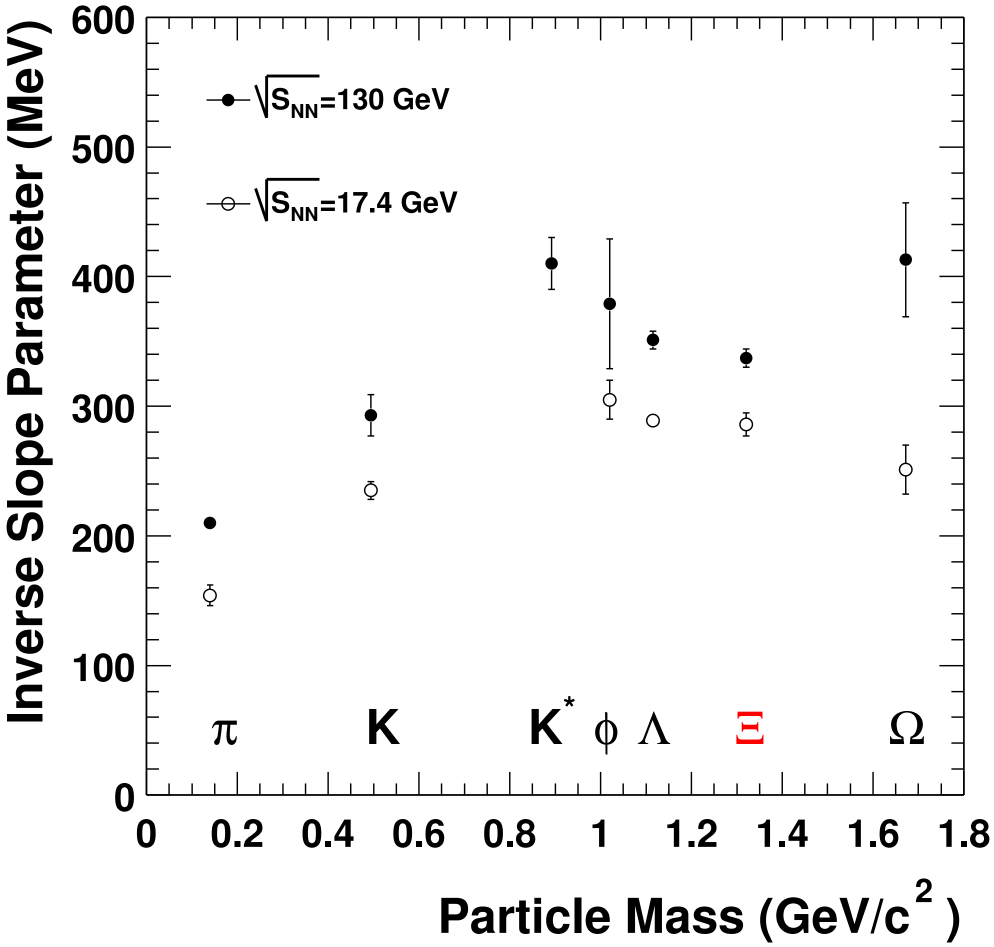

FIG. 9.11 – Systématique du paramètre de pente inverse des particules mesures au RHIC et au SPS en fonction de leur masse.

sur la figure 9.11 où sont représentés les paramètres de pente inverse des particules mesurées par la collaboration STAR [70] [89] [90] [91] [83] [75] en fonction de la masse des particules. Les valeurs mesurées au SPS [92] [93] [94] sont aussi reportées sur cette figure. Il est intéressant de remarquer que le même comportement des paramètres de pente inverse en fonction de la masse de la particule est observé aussi bien au SPS qu'au RHIC, avec cependant des valeurs systématiquement plus élevées au RHIC qu'au SPS. Un premier groupe de particules présente une augmentation linéaire de T en fonction de la masse, ce qui est indicatif d'un flot transverse intense. En effet comme cela a été discuté précédemment, le paramètre de pente inverse est la combinaison d'une composante thermique et d'une composante de mouvement collectif transverse dont l'effet est proportionnel à la masse de la particule.

Cependant, si cette image d'émission de particules par une source à l'équilibre thermique et en expansion semble bien décrire le comportement des particules telles les π, K, K^* au RHIC, il apparaît aussi que le comportement des ϕ, Λ mais surtout les Ξ et les Ω devient de cette tendance. En effet tant au SPS comme au RHIC, le paramètre de pente inverse pour ces dernières particules sature avec la masse. Le fait que les Ξ ne suivent pas cette évolution linéaire, et donc qu'ils ne participent pas au comportement collectif avec les autres particules peut être interprété comme une indication que les Ξ se sont découplés du système plus tôt au cours de la réaction que les autres particules [37] [39]. Ceci est donc incompatible avec l'idée d'une hadronisation simultanée des différentes espèces de particules, et donc déterminée par une seule température de freeze-out thermique pour toutes les particules.

Chapitre 10

Conclusions et Perspectives

Nous avons mesuré les taux de production des particules doublement étranges Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. Dans les collisions les plus centrales, les nombres de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ produits à mi-rapidité sont supérieurs à ceux produits dans les collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV, l'augmentation est d'un facteur 1.5 et 5 respectivement. Le rapport du nombre de $\overline{\Xi}^+$ sur le nombre de Ξ^- a été utilisé, ainsi que d'autres rapports anti-baryon sur baryon, par des modèles thermiques à l'équilibre thermique [5][76] pour déterminer la température de freeze-out chimique ($T_{ch} \sim 174$ MeV) et le potentiel chimique baryonique ($\mu_B \sim 46$ MeV) caractérisant le système créé. La température de freeze-out chimique obtenue au RHIC est sensiblement proche de la température critique de transition de phase du QGP au gaz hadronique, ce qui suggère que le système déconfiné hadronise à la température critique. La valeur du potentiel chimique baryonique est 5 fois plus faible que celle mesurée au SPS, ceci est une indication que la densité nette de baryons à mi-rapidité est faible.

L'évolution de la production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ relativement à la production de hadrons négatifs avec l'énergie dans le centre de masse de la collision (du SPS au RHIC), peut être expliquée par la compétition entre deux phénomènes. D'une part, l'augmentation de la production d'étrangeté due à l'augmentation de la température du système créé et d'autre part l'augmentation relative de la production d'anti-baryons (par rapport aux baryons) due à la diminution du potentiel chimique baryonique du système. Les rapports Ξ^-/π^- et $\overline{\Xi}^+/\pi^+$ ne semblent pas être compatibles avec l'image d'une hadronisation d'un système à l'équilibre chimique parfait (voir paragraphe 9.2.2). Néanmoins, un scénario d'hadronisation soudaine d'un système où l'étrangeté est sursaturée [86] semble être compatible avec les résultats obtenus pour les rapports Ξ^-/Λ et $\overline{\Xi}^+/\overline{\Lambda}$. L'étrangeté serait donc abondamment produite par le système, ceci est compatible avec la formation du plasma de quarks et de gluons. Cependant, les taux de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ sont bien reproduits par un modèle purement hadronique [7]. Ce modèle purement hadronique prédit une évolution non-linéaire du nombre de Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ avec le nombre de hadrons négatifs (figure 9.9), et ceci est compatible avec les résultats obtenus dans cette étude. Cependant, en raison des incertitudes, les résultats sont aussi compatibles avec une simple évolution linéaire, des résultats plus précis sont requis pour pouvoir confirmer ou infirmer la validité du modèle DPM.

Finalement, le paramètre de pente inverse de la distribution en masse transverse des Ξ montre une déviation par rapport à l'évolution linéaire de ce paramètre en fonction de la masse de la particule. Ceci contredit l'image d'une émission simultanée de toutes les particules par une source en équilibre thermique en expansion. Les Ξ semblent donc se découpler plus tôt du système et porteraient donc l'information sur les premiers instants de la collision.

L'image d'une émission des particules à partir d'une source unique à l'équilibre thermique et chimique ne semble donc pas être capable de décrire tous les résultats présentés dans ce document. Néanmoins à eux seuls, ces résultats ne suffisent pas à donner une image plus claire du système créé lors des collisions d'ions lourds étudiées. Nous discutons dans la suite, différentes mesures qui pourraient aider à mieux comprendre le système créé.

Une des limitations majeures des mesures présentées dans ce travail de thèse était le faible nombre d'événements disponibles. Pendant l'année 2001 le RHIC a délivré des collisions Au+Au à son énergie nominale de fonctionnement ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). La collaboration STAR a enregistré environ 4 millions d'événements centraux et environ 5 millions d'événements MinBias. Ceci représente plus de 10 fois le nombre d'événements disponibles pour mener à bien cette étude. Les données de l'année 2001 devraient donc permettre de faire une étude systématique du rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ et des distributions en impulsion ou en masse transverse des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ en fonction de la rapidité et de la centralité de la collision. Notamment la mesure des taux de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ en fonction de la centralité de la collision devrait avoir la précision nécessaire pour confirmer ou infirmer la prédiction du modèle DPM.

En 2001, des collisions p+p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ont aussi été enregistrées par la collaboration STAR. Ces données peuvent être utilisées comme référence pour les mesures de production d'étrangeté dans les collisions Au+Au. Les collisions p+A ou d+A prévues seront aussi utiles dans ce sens là.

La valeur du paramètre de pente inverse T des Ξ dévie de la tendance linéaire dictée par l'image de flot transverse des particules émises par le système, ce qui suggère que les Ξ découplent plus tôt du système. La valeur observée pour les Ω indiquerait qu'après la saturation, une nouvelle augmentation de T en fonction de la masse de la particule a lieu. Ceci pourrait s'expliquer par la création de flot transverse lors de la phase partonique du système. Afin d'explorer cette voie, la mesure de la distribution en impulsion (masse) transverse de particules plus lourdes telles les mésons charmés D et les J/Ψ est requise. D'autre part, des mesures récentes de flot elliptique des particules étranges neutres K^0_S et Λ ont montré la présence de flot elliptique important, lequel est formé lors de la phase partonique du système (voir chapitre 3.4.1). La prolongation de cette étude aux Ξ et à plus long terme aux Ω devrait confirmer la présence d'un fort comportement collectif dans la phase partonique du système. Des mesures préliminaires du flot elliptique des Ξ avec les données à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV ont démontré la faisabilité de cette mesure et nous ont permis d'établir qu'avec dix fois plus d'événements que ceux disponibles pour l'année 2000, le flot elliptique des Ξ pourrait être déterminé.

Finalement, les mesures les plus prometteuses pour l'avenir seront certainement les mesures correles de plusieurs observables, un exemple en est la mesure du flot elliptique des baryons étranges. La mesure des corrélations Ξ - π à faible impulsion relative est un autre bon exemple. En effet ces corrélations pourraient mettre en évidence une différence spatio-temporelle d'émission des particules Ξ par rapport aux pions.

Annexe A

Grandeurs cinématiques

Les particules produites lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont caractérisées par leur vecteur impulsion $\overrightarrow{p}$, qui peut tre décomposé en deux composantes longitudinale ($p_{||}$) et transverse ($p_{\perp}$) par rapport à l'axe des faisceaux et un angle azimuthal (ϕ).

La rapidité (y), définie par l'équation (A.1) :

$$\mathbf{y} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\mathrm{E} + p_{||}}{\mathrm{E} - p_{||}} \right) \quad , \tag{A.1}$$

oú E est l'énergie de la particule, est couramment utilisée pour mesurer la composante longitudinale de l'impulsion. En effet y est une quantité additive de lorentz, et donc la forme d'une distribution en y ne change pas en passant du referenciel du laboratoire à celui du centre de masse de la collision. La rapidité est définie de telle sorte qu'une particule émise au repos dans le referenciel du centre de masse de la collision ait une rapidité nulle.

Une quantité analogue à la rapidité, la pseudo-rapidité (η) est utilisée lorsque la masse de la particule n'est pas connue. La pseudo-rapidité est définie par la relation (A.3) :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\mathbf{p} + p_{||}}{\mathbf{p} - p_{||}} \right) \tag{A.2}$$

$$= \ln(\cot \frac{\theta}{2}) \quad . \tag{A.3}$$

Une autre quantité couramment utilisée est la masse transverse ($m_{\perp}$) définie par la relation (A.4) :

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2} \quad , \tag{A.4}$$

où m_0 est la masse au repos de la particule. Les distributions en masse transverse permettent une comparaison plus aisée entre particules de masse différente.

Bibliographie

[1] F. Karsch, Nucl. Phys. **A698**, 199 (2002).

[2] M. M. Aggarwal *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2595 (2000).

[3] J. L. Nagle and T. S. Ullrich, Preprint nucl-ex/0203007 (2002).

[4] T. S. Biro, P. Levai, and J. Zimanyi, J. Phys. **G28**, 1561 (2002).

[5] P. Braun-Munzinger *et al.*, Phys. Lett. B **518**, 41 (2001).

[6] J. Rafelski, J. Phys. **G28**, 1833 (2002).

[7] A. Capella *et al.*, Preprint nucl-th/0205014 (2002).

[8] K. G. Wilson, Phys. Rev. D **10**, 2445 (1974).

[9] C. R. Allton *et al.*, Preprint hep-lat/0204010 (2002).

[10] F. Karsch, Nucl. Phys. **A590**, 367c (1995).

[11] L. D. McLerran and B. Svetitsky, Phys. Lett. **B98**, 195 (1981).

[12] J. Kuti, J. Polonyi, and K. Szlachanyi, Phys. Lett. **B98**, 199 (1981).

[13] J. Engels, F. Karsch, H. Satz, and I. Montvay, Phys. Lett. **B101**, 89 (1981).

[14] C. Kuhn, École Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1998).

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

[16] J. W. Harris and B. Muller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46**, 71 (1996).

[17] S. A. Bass, M. Gyulassy, H. Stocker, and W. Greiner, J. Phys. **G25**, R1 (1999).

[18] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions* (World Scientific, Singapore, 1994).

[19] B. Lenkeit for the CERES Collaboration, Nucl. Phys. A **661**, 23c (1999).

[20] G. Akachiev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1272 (1995).

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

[22] S. Scherer *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **42**, 279 (1999).

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

[24] F. Karsch, M. T. Mehr, and H. Satz, Z. Phys. **C37**, 617 (1988).

[25] F. Karsch and H. Satz, Z. Phys. **C51**, 209 (1991).

[26] M. C. Abreu *et al.*, Phys. Lett. B **477**, 28 (2000).

[27] N. Armesto *et al.*, Nucl. Phys. **A698**, 583 (2002).

[28] C. Spieles *et al.*, Phys. Rev. **C60**, 054901 (1999).

[29] J. Geiss *et al.*, Phys. Lett. **B447**, 31 (1999).

[30] R. L. Thewes *et al.*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys **27**, 715 (2001).

[31] C. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 112303 (2001).

[32] K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 022301 (2002).

[33] C. Albajar *et al.*, Nucl. Phys. **B335**, 261 (1990).

[34] R. J. M. Snellings, A. M. Poskanzer, and S. A. Voloshin, STAR-NOTE-388 (1999).

[35] P. F. Kolb, J. Sollfrank, and U. W. Heinz, Phys. Lett. **B459**, 667 (1999).

[36] P. F. Kolb, J. Sollfrank, and U. W. Heinz, Phys. Rev. **C62**, 054909 (2000).

[37] N. Xu, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **28**, 2121 (2001).

[38] L. S. Barnby for the STAR Collaboration, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **28**, 1535 (2001).

[39] H. van Hecke *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5764 (1998).

[40] C. Adler *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett. (2002).

[41] M. Gyulassy, I. Vitev, and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. **86**, 2537 (2001).

[42] J. Rafelski and B. Mueller, Phys. Rev. Lett. **48**, 1066 (1982).

[43] F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert, Nucl. Phys. **B605**, 579 (2001).

[44] F. Karsch, Preprint hep-lat/9903031 (1999).

[45] T. Altherr and D. Seibert, Phys. Rev. C **49**, 1684 (1994).

[46] P. Koch *et al.*, Phys. Rep. **142**, 169 (1986).

[47] J. Rafelski, Phys. Rep. **88**, 331 (1982).

[48] F. Antinori *et al.*, Eur. Phys. J. **C14**, 633 (2000).

[49] F. Antinori *et al.*, Nucl. Phys. **A661**, 357 (1999).

[50] F. Antinori *et al.*, Nucl. Phys. **A698**, 118 (2002).

[51] S. V. Afanasiev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1965 (2001).

[52] J. Rafelski, J. Letessier, and G. Torrieri, Phys. Rev. **C64**, 054907 (2001).

[53] A. Capella, U. Sukhatme, C.-I. Tan, and J. Tran Thanh Van, Phys. Rep. **236**, 225 (1994).

[54] A. Capella and C. Salgado, Phys. Rev. **C60**, 0549906 (1999).

[55] T. S. Biro *et al.*, Phys. Lett. B **347**, 6 (1995).

[56] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, and N. Xu, Phys. Lett. **B365**, 1 (1996).

[57] J. Cleymans, Preprint nucl-th/9704046 (1997).

[58] F. Becattini *et al.*, Eur. Phys. J. C **5**, 143 (1998).

[59] J. Letessier, J. Rafelski, and A. Tounsi, Phys. Lett. **B410**, 315 (1997).

[60] P. Braun-Munzinger *et al.*, Phys. Lett. B **465**, 15 (1999).

[61] G. D. Yen, M. I. Gorenstein, W. Greiner, and S.-N. Yang, Phys. Rev. **C56**, 2210 (1997).

[62] J. Rafelski, Phys. Lett. B **262**, 333 (1991).

[63] I. G. Bearden and others (The BRAHMS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 112305 (2001).

[64] B. Back for the PHOBOS Collaboration, Nucl. Phys. A **661**, 690 (1999).

[65] J. Lajoie for the PHENIX collaboration, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **27**, 645 (2001).

[66] S. Afanasiev *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A430**, 210 (1999).

[67] S. Pandey for the STAR Collaboration, Nucl. Phys. A **661**, 686 (1999).

[68] L. Arnold *et al.*, To be published in Nucl. Instrum. Meth (2002).

[69] M. Lamont, PhD Thesis, University of Birmingham (2002).

[70] M. C. de la Barca Sánchez, PhD Thesis, Yale University (2001).

[71] C. Caso *et al.*, Eur. Phys. J. C **3**, 1 (1998).

[72] R. Brun *et al.*, GEANT user guide, CERN Report DD/EE/84-1 (1987).

[73] H. Long, PhD Thesis, University of California, Los Angeles (2002).

[74] R. Hagedorn, Riv. Nuovo Cimento **6**, 1 (1983).

[75] B. Hippolyte, Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg (2002).

[76] W. B. W.F̃lorkowski and M. Michalec, Preprint nucl-th/0106009 (2001).

[77] C. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 4478 (2001).

[78] M. Kaneta *et al.*, J. Phys. **G23**, 1865 (1997).

[79] J. Bachler *et al.*, Nucl. Phys. **A661**, 45 (1999).

[80] R. Caliandro for the WA97 Collaboration, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys **25**, 171 (1999).

[81] F. Antinori for the WA97 Collaboration, Nucl. Phys. A **661**, 130c (1999).

[82] P. Braun-Munzinger *et al.*, Nucl. Phys. **A697**, 902 (2002).

[83] C. Adler *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett. (2001).

[84] A. Wroblewski, Acta Phys. Pol. **B16**, 379 (1985).

[85] B. Back *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 102301 (2001).

[86] J. Rafelski and J. Letessier, Nucl. Phys. **A702**, 304 (2002).

[87] D. Magestro, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **28**, 1745 (2001).

[88] C. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 262302 (2001).

[89] C. Adler *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett. (2002).

[90] C. Adler *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett. (2002).

[91] E. Yamamoto, PhD Thesis, University of California, Los Angeles (2002).

[92] I. G. Bearden *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2080 (1997).

[93] H. Appelshauser *et al.*, Nucl. Phys. A **638**, 431c (1998).

[94] F. Antinori *et al.*, Eur. Phys. J. **C14**, 633 (2000).

Résumé

L'étude de la production d'étrangeté dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes est un des outils possibles pour mettre en évidence la formation d'un nouvel état déconfiné de la matière nucléaire : le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP). C'est dans ce cadre que nous présentons la première étude de la production de particules doublement étranges, Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$, dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV mesurées par le détecteur STAR au RHIC.

Après une introduction aussi bien théorique que expérimentale du contexte et de l'intérêt de cette mesure dans le cadre de la recherche du QGP, nous décrivons de façon détaillée la méthode de reconstruction des baryons multi-étranges, dans la Chambre à Projection Temporelle (TPC) de STAR, via la géométrie de leur décroissance. Nous discutons l'optimisation des critères de sélection utilisés afin d'améliorer la qualité du signal observé, ainsi que le calcul des corrections des effets d'acceptance du détecteur et d'efficacité de reconstruction, afin d'obtenir les distributions en impulsion transverse des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$.

Le rapport $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ mesuré est plus élevé d'un facteur 4 que celui mesure à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV au CERN-SPS, indiquant ainsi une forte diminution de la densité baryonique nette à mi-rapidité. Les taux de production des Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ par unité de rapidité à mi-rapidité, augmentent linéairement avec la centralité de la collision. Pour les collisions les plus centrales, ces taux de production sont de 2.30 ± 0.09 Ξ^-/evt. et 1.89 ± 0.08 $\overline{\Xi}^+$/evt. Nous avons obtenu le même paramètre de pente inverse pour les Ξ^- et $\overline{\Xi}^+$ indépendamment de la centralité de la collision. Finalement, ce paramètre de pente semble dévier d'une image de flot transverse commun avec les particules plus légères émises par la collision.

Abstract

The study of strangeness production in ultra-relativistic heavy ions collisions is one possible tool used to probe the formation of the new deconfined state of nuclear matter : the Quark Gluon Plasma (QGP). Within this framework, we present the first study of multi-strange baryons Ξ^- and $\overline{\Xi}^+$ production, in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV measured by the STAR experiment at RHIC.

After an introduction, both theoretical and experimental, of the context and interest of such a measurement, we describe how multi-strange baryons are reconstructed in the STAR Time Projection Chamber (TPC) using the topology of their decay. We discuss the optimization of the selection criteria used for increasing the quality of the observed signal, and we explain the calculation of the detector acceptance and efficiency corrections used for obtaining the corrected Ξ^- and $\overline{\Xi}^+$ transverse momentum spectra.

The measured $\overline{\Xi}^+/\Xi^-$ ratio is almost a factor 4 larger than the one measured at $\sqrt{s_{NN}} =$ 17.3 GeV at CERN-SPS, indicating a strong decrease of the net-baryon density at mid-rapidity. The invariant yields of Ξ^- and $\overline{\Xi}^+$ at mid-rapidity increase linearly with the centrality of the collision. For the most central collisions we found those yields to be 2.30 ± 0.09 Ξ^-/evt. and 1.89 ± 0.08 $\overline{\Xi}^+$/evt. Independently of the collision centrality, we obtained the same inverse slope parameter for Ξ^- and $\overline{\Xi}^+$. Finally, this inverse slope parameter seems to deviate from a picture of transverse flow together with lighter particles produced in the collision.

Discipline : Physique Nucléaire

Mots clés : étrangeté, plasma de quarks et de gluons, QGP, STAR, RHIC, rapports de particules

---

SUBATECH (UMR 6457) : 4, rue Alfred Kastler - 44307 Nantes