Production d'étrangeté dans les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV

par Xavier Lopez

Membres du jury : J. Aichelin
A. Baldit
N. Bastid
P. Crochet
C. Guicheney
N. Herrmann

Table des matières

Introduction

Les collisions d'ions lourds à haute énergie de faisceau sont le seul moyen dont on dispose en laboratoire pour étudier la matière nucléaire dans des domaines de hautes températures et/ou de hautes densités. L'évolution du système excité ainsi créé, va se traduire par la production de particules qui, une fois détectées, pourront nous renseigner sur les caractéristiques physiques du milieu étudié. Les accélérateurs d'ions lourds (ultra)-relativistes permettent de couvrir un large domaine en énergie allant de quelques centaines de MeV à plusieurs centaines de GeV. Chacun sonde la matière nucléaire avec ses propres spécificités, permettant ainsi une compilation des résultats expérimentaux sur les propriétés de la matière nucléaire et ses possibles changements de phases.

Les expériences réalisées auprès du synchrotron à ions lourds SIS ("Schwerionensynchrotron") du GSI ("Gesellschaft für Schwerionenforschung") de Darmstadt (Allemagne) ont pour objectifs principaux l'étude de l'équation d'état de la matière nucléaire et des effets de milieu nucléaire permettant une connaissance plus approfondie des processus de création et des mécanismes de propagation des particules.

Dans le domaine en énergie du SIS, la densité de la matière nucléaire peut atteindre trois fois la densité de la matière nucléaire normale et la température environ 90 à 100 MeV. L'étude de la production et de la propagation des particules dites étranges, de part leur composition en quarks, est particulièrement intéressante car elle pourrait nous renseigner sur les effets du milieu nucléaire. Les particules étranges existent à l'état "naturel" dans notre univers. Elles pourraient être créées au cours de phénomènes violents tels que les explosions de supernovae ou encore être présentes dans le coeur des étoiles à neutrons. Les effets de milieu nucléaire pourraient être engendrés par une partielle restauration de la symétrie chirale. Aux énergies de SIS, nous nous plaçons à la limite du seuil de création des particules étranges où les effets du milieu nucléaire devraient être mis plus facilement en évidence.

Cette thèse concerne l'étude de la production des particules étranges, dans les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV mesurées avec le détecteur FOPI. Le dispositif FOPI est installé auprès du synchrotron à ions lourds SIS du GSI de Darmstadt. Nous nous limiterons à l'étude des hypérons Λ et Ξ^-. Nous nous focaliserons sur l'expérience à haute statistique entièrement dédiée à l'étude de la production et de la propagation des particules étranges dans le milieu nucléaire que la collaboration FOPI a réalisée.

Nous commencerons cette étude par une description générale des collisions d'ions lourds (ultra)-relativistes et nous présenterons les bases théoriques utilisées pour décrire ces collisions.

Dans le chapitre 2 nous présenterons les principaux résultats expérimentaux concernant la production et la propagation des particules étranges des énergies du SIS jusqu'aux énergies du RHIC ("Relativistic Heavy Ion Collider"). Nous discuterons aussi les confrontations des résultats expérimentaux aux prédictions de modèles théoriques puis nous dresserons un bilan des questions restant encore en suspend.

Le détecteur FOPI sera discuté dans le chapitre 3. Nous détaillerons aussi les caractéristiques de l'expérience dont nous avons analysé les données.

Le chapitre 4 concernera l'analyse des données expérimentales. Il sera destiné à l'étude de la production de Λ dans les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV. Les taux de production seront en particulier présentés en fonction de la centralité de la collision. Deux méthodes d'analyse seront utilisées : une méthode d'analyse standard basée sur des coupures appliquées à des variables géométriques et cinématiques discriminantes et une analyse utilisant un réseau de neurones.

Le chapitre 5 sera dédié à la mesure de l'hypéron doublement étrange Ξ^-. Une étude détaillée de la stabilité du signal et des différentes sources de bruit de fond sera présentée.

Enfin, dans le chapitre 6, tous nos résultats seront confrontés à diverses prédictions théoriques et résultats expérimentaux déjà existants afin de replacer les mesures dans un contexte plus général concernant les enjeux physiques que nous apporte l'étude de cette variété de particules.

La conclusion synthétisera tous les résultats que nous aurons présentés ainsi que les potentialités futures offertes par cette étude.

Chapitre 1

Généralités sur les collisions d'ions lourds relativistes

1.1 Matière nucléaire et collisions d'ions lourds

1.1.1 Diagramme de phases de la matière nucléaire

Les collisions d'ions lourds relativistes sont le seul moyen dont on dispose en laboratoire pour exciter la matière nucléaire. Cette excitation se traduit par l'élévation de la température et/ou de la densité du système. La matière nucléaire, bien que très différente de la matière ordinaire, en particulier de par sa densité dans l'état fondamental, pourrait se présenter en quatre phases distinctes :

- phase liquide : correspondant à des températures inférieures à 10 MeV (1 eV $\simeq$ 11000 K) et des densités voisines de la densité nucléaire normale ($\rho = \rho_0$) ;
- phase solide : pour des températures faibles et des densités élevées ($\rho \gg \rho_0$). Le coeur des étoiles à neutrons [1] pourrait, par exemple, présenter ces densités élevées ;
- phase gazeuse : pour des températures allant de 10 à 100 MeV et des densités moyennement élevées. On parle alors de gaz hadronique (GH) ;
- phase de plasma de quarks et de gluons : pour des hautes densités et/ou des hautes températures ($T > 100$ MeV). La phase de plasma de quarks et de gluons (QGP) fait l'objet, à l'heure actuelle, de nombreuses recherches quant à sa mise en évidence.

Nous pouvons noter que les modèles théoriques prévoient aussi l'existence d'autres phases comme la supraconductivité de couleur ou le "Color Glass Condensate" [2]. La figure 1.1 illustre le diagramme de phases de la matière nucléaire dans le plan température T, potentiel chimique baryonique μ_B. Les collisions d'ions lourds permettent d'explorer ce diagramme sur un grand domaine de températures et de potentiels chimiques baryoniques. Les points expérimentaux ont été obtenus auprès des accélérateurs SIS, AGS, SPS et RHIC. Nous reviendrons sur les points expérimentaux du diagramme de phases dans la section 1.1.3. Nous voyons que sur ce diagramme le "Big-Bang" est représenté pour des températures très élevées. Les derniers calculs de Chromo-Dynamique

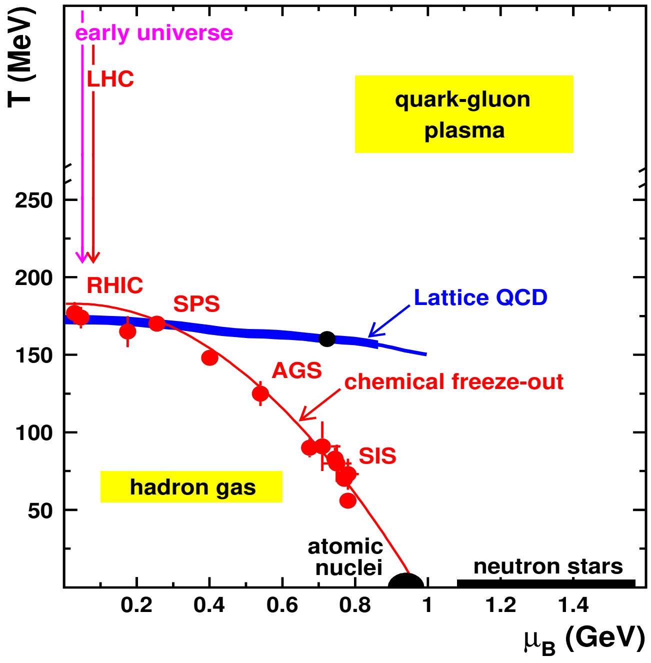

FIG. 1.1 – *Diagramme de phases de la matière nucléaire dans le plan température (T), potentiel chimique baryonique (μ_B) [3]. Les derniers calculs de QCD sur réseau sont aussi reportés sur ce diagramme [4].*

Quantique (QCD) sur réseau [4] sont aussi reportés sur la figure. Le point noir, appelé point critique, correspond à la jonction où la transition de phase de la matière hadronique vers une phase déconfinée change de régime. Pour de faibles valeurs du potentiel chimique baryonique et de hautes températures (zone située à gauche du point critique), la matière nucléaire ne subit pas à proprement parlé de transition de phase mais plutôt un "crossover" [4]. Le "crossover" est un régime où la transition d'un GH vers un QGP se ferait de manière continue (pas de discontinuité dans la fonction thermodynamique utilisée pour décrire le système). Au niveau du point critique, la transition de phase du GH vers un QGP est du second ordre (discontinuité de la dérivée seconde de la fonction thermodynamique), ce qui signifie qu'il ne peut y avoir co-existence des deux phases en ce point. Enfin pour des températures plus faibles et des valeurs du potentiel chimique baryonique élevées (zone située à droite du point critique), la transition de phases serait du premier ordre (discontinuité de la dérivée première de la fonction thermodynamique). La QCD prévoit pour un potentiel chimique baryonique nul une température de déconfinement $T = 173 \pm 15$ MeV, correspondant à une densité d'énergie $\varepsilon = 0{,}7 \pm 0{,}3$ GeV/fm^3 [4]. Cette transition de phases s'accompagnerait d'une restauration de la symétrie chirale. On peut aussi supposer que pour de hautes densités et de faibles températures la symétrie chirale soit restaurée, sans pour autant qu'il y ait déconfinement des quarks [5].

1.1.2 Equation d'état de la matière nucléaire

L'excitation de la matière nucléaire lors des collisions d'ions lourds relativistes se traduit par l'évolution de variables thermodynamiques que sont la température (T), la pression (P) et la densité baryonique (ρ). La variation de ces paramètres permet d'étudier l'équation d'état de la matière nucléaire qui relie l'énergie interne par nucléon E à la température et à la densité du milieu (Eq. 1.1). L'énergie E est reliée à la pression par la relation :

$$P = \rho^2 \frac{\partial E}{\partial T} \Big\}_{S=cste} \tag{1.1}$$

où S est l'entropie du système.
L'énergie totale du système peut se décomposer en une composante de compression et une composante thermique :

$$E(\rho,T) = E_{th}(\rho,T) + E_c(\rho,T=0) + E_0 \tag{1.2}$$

$E_{th}(\rho,T)$ est le terme d'énergie thermique comprenant un terme d'énergie cinétique et un terme d'énergie potentielle. $E_c(\rho,T=0)$ est le terme d'énergie de compression à température nulle. E_0 est l'énergie de liaison par nucléon à température nulle au point de saturation. La notion de saturation signifie que pour un noyau suffisamment lourd, le fait d'augmenter son nombre de constituants ne modifie pas la densité des nucléons dans sa partie centrale. Ayant atteint une valeur limite, cette densité de saturation ρ_0 (encore appelée densité de la matière nucléaire normale) devient ainsi indépendante de la taille du noyau. On peut alors assimiler le coeur des noyaux massifs à un système idéal de matière nucléaire infinie [6]. La densité normale ρ_0 s'écrit sous la forme :

$$\rho_0 = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \tag{1.3}$$

où $R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$ ($R_0 \simeq 1{,}2$ fm) et A sont respectivement le rayon et le nombre de nucléons du noyau.
On obtient ρ_0 = 0,17 $\pm$ 0,02 nucléons/fm^3. On a E_0 = -16 MeV pour une densité baryonique normale et E_0 est indépendante de la taille du noyau.

Au voisinage du point de saturation nous possédons une autre information donnée par le coefficient d'incompressibilité de la matière nucléaire infinie K_∞ [7]. Ce dernier fixe la courbure de l'équation d'état en ce point. K_∞ est donné par la relation :

$$K_\infty = 9\rho^2 \frac{d^2 E_c(\rho,T=0)}{d\rho^2} \Big\}_{\rho=\rho_0} \tag{1.4}$$

K_∞ mesure la résistance à la compression de la matière nucléaire. L'équation d'état de la matière nucléaire est dite dure ("hard") si la matière nucléaire est difficile à comprimer ($K_\infty \simeq 400$ MeV) et douce ("soft") dans le cas contraire ($K_\infty \simeq 200$ MeV). La figure 1.2 donne des exemples d'équation d'état à température nulle pour plusieurs valeurs de K_∞. Le coefficient d'incompressibilité donne une information sur la courbure au voisinage du point de saturation, sans toutefois nous renseigner sur le comportement de la matière nucléaire à haute densité. Ainsi, on peut imaginer que K_∞ soit élevé et

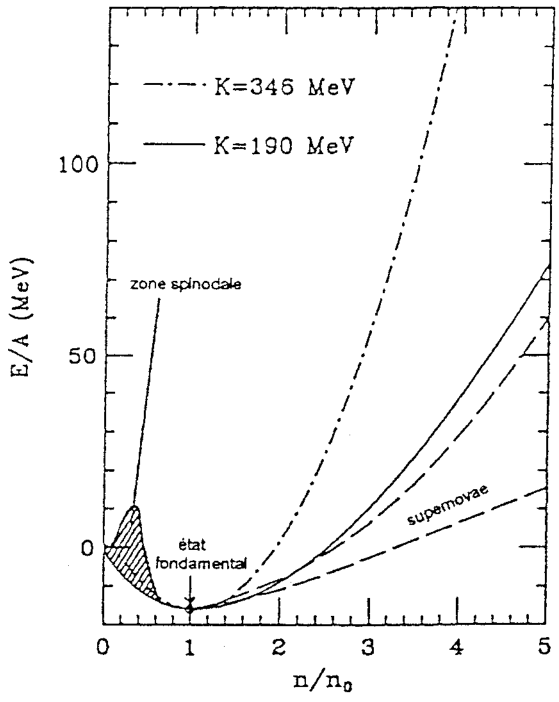

FIG. 1.2 – *Exemples d'équation d'état de la matière nucléaire à T = 0, n/n_0 est la densité nucléaire normalisée à la densité nucléaire normale [8].*

que la matière nucléaire soit facile à comprimer à haute densité et vice-versa. La zone hachurée, représentée sur la figure, correspond à une zone d'instabilité mécanique. Cette zone de basse densité est appelée zone spinodale [9]. Les fluctuations de densité, à l'intérieur de cette zone, conduisent à l'éclatement du système en divers fragments.

Dans la prochaine section, nous discuterons les moyens mis en jeu afin d'étudier la matière nucléaire dense et chaude.

1.1.3 Les collisions d'ions lourds

1.1.3.1 Les accélérateurs d'ions lourds (ultra)-relativistes

Différents accélérateurs d'ions lourds (ultra)-relativistes répartis dans le monde permettent aux physiciens de sonder la matière nucléaire à des énergies allant de quelques centaines de MeV à des centaines de GeV.

Le tableau 1.1 récapitule quelques caractéristiques des différents accélérateurs d'ions lourds : énergie cinétique maximale par nucléon ($E_{faisceau}^{cin\ (max)}$) et énergie correspondante dans le centre de masse ($\sqrt{s_{NN}}$). Dans l'ordre croissant de l'énergie atteinte dans le centre de masse, nous avons tout d'abord le Synchrotron à Ions Lourds (SIS), situé en Allemagne, à l'institut GSI de Darmstadt. L'"Alternative Gradient Synchrotron" (AGS) est installé au Brookhaven National Laboratory (BNL) de New York. Le Super Proton Synchrotron (SPS) se trouve, quant à lui, au Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN), à la frontière Franco-Suisse. Enfin le "Relativistic Heavy Ion Collider" (RHIC) se situe, comme l'AGS, au BNL. Le SIS, l'AGS et le SPS fonc-

Accélérateurs	$E_{faisceau}^{cin\ (max)}$(AGeV)	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)
SIS, GSI	2	2,7
AGS, BNL	11,6	4,9
SPS, CERN	158	17,3
RHIC, BNL	100	200

TAB. 1.1 – *Energie incidente maximale par nucléon délivrée par les accélérateurs d'ions lourds (ultra)-relativistes et énergie disponible dans le centre de masse par paire de nucléons correspondante.*

tionnent en mode cible fixe. Par contre le RHIC est un collisionneur où deux faisceaux d'ions sont accélérés dans deux anneaux concentriques. Naturellement, ces accélérateurs délivrent des faisceaux de nature différente. Une grande variété d'ions sont ainsi accélérés, allant du proton à l'Uranium. A SIS, des faisceaux d'Or peuvent être accélérés jusqu'à des énergies incidentes de 1,49 AGeV et des faisceaux de Nickel jusqu'à 1,93 AGeV. Des faisceaux de particules secondaires telles que les pions sont également produits par les accélérateurs SPS et SIS. De nombreux dispositifs expérimentaux sont installés auprès des accélérateurs, chacun comportant ses propres spécificités en terme de détection de particules et d'objectifs de physique. De manière générale, l'objectif de ces expériences est de mieux comprendre la matière nucléaire excitée en confrontant les données expérimentales à différentes prédictions théoriques. Enfin, de par la violence des collisions, les expériences actuelles se rapprochent, en terme de températures et de densités, des conditions qui régnaient juste après le "Big-Bang". Un nouveau collisionneur, le "Large Hadron Collider" (LHC), est en cours de construction au CERN. Les faisceaux d'ions lourds seront accélérés avec une énergie cinétique par nucléon dépassant le TeV. L'énergie produite dans le centre de masse pour des collisions Pb+Pb sera d'environ 5,5 TeV. Les faisceaux seront accélérés avec une telle énergie (millionième de Joule) que l'on pourrait s'attendre à des effets macroscopiques comme si par exemple on dirigeait le faisceau d'ions sur un domino. Cette énergie de collision considérable permettra d'éprouver les modèles théoriques sur un grand domaine en énergie encore inexploré.

1.1.3.2 Les points expérimentaux du diagramme de phases

Les données expérimentales représentées sur la figure 1.1 ont été obtenues auprès des accélérateurs RHIC, SPS, AGS et SIS. Nous avons vu qu'en utilisant le formalisme thermodynamique, l'équation d'état de la matière nucléaire est décrite à partir des variables d'état : température et densité. Cependant, le potentiel chimique baryonique est utilisé, plutôt que la densité baryonique, dans la représentation du diagramme de phases. En effet, employer la densité baryonique nécessite de faire une hypothèse sur le volume de la zone d'interaction (voir Annexe A1), entraînant donc un degré d'incertitude supplémentaire sur l'interprétation de la mesure.

Ces mesures sont représentatives du "freeze-out" chimique. A ce stade de la réaction (voir section 1.2.1), le contenu chimique des hadrons est figé. On remarque que, indépendamment des énergies incidentes des collisions, les points expérimentaux se répartissent sur une même courbe correspondant à une valeur moyenne de l'énergie des particules divisée par la valeur moyenne du nombre de hadrons $\left(\frac{<E>}{<N>}\right)$ de 1 GeV [10]. Il existe une corrélation entre le gel chimique (fin des collisions inélastiques) des particules et une diminution rapide de leurs énergies. Ainsi, d'un point de vue phénoménologique on peut considérer que $\frac{<E>}{<N>} \simeq 1$ GeV correspond au moment où les collisions inélastiques cessent.

Nous voyons que plus l'énergie de la collision est grande, plus la température est élevée. Inversement, le potentiel chimique baryonique diminue lorsque l'énergie incidente augmente. Ceci peut s'expliquer avec le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire : plus l'énergie de la collision est grande et plus les noyaux sont transparents. Une quantité reliée à la densité baryonique sera donc d'autant plus faible que la transparence est grande.

Aux énergies de SIS, la matière nucléaire excitée se situe loin de la zone de transition de phase d'un gaz hadronique vers celle d'un plasma de quarks et de gluons. Cependant, le système atteint des densités baryoniques élevées. On s'attend alors à observer des phénomènes précurseurs d'une restauration partielle de la symétrie chirale. Une possible restauration de la symétrie chirale se manifesterait par des effets du milieu nucléaire sur la production et la propagation des particules. Ces effets de milieu seront discutés plus en détail dans le chapitre 2. Dans la prochaine section, nous verrons comment la matière nucléaire est modélisée et nous étudierons son comportement face aux excitations obtenues lors des collisions.

1.2 Caractéristiques des collisions

1.2.1 Echelle de temps et classification des collisions

Aux énergies de SIS, les collisions d'ions lourds se situent dans un régime intermédiaire entre la formation d'un noyau composé qui se désexcite par évaporation et la désintégration totale du système en un gaz de hadrons. On peut décomposer la collision en trois phases :

- phase d'échauffement et de compression due à l'interpénétration des deux noyaux. La densité atteint 2 à 3 fois la densité de la matière nucléaire normale et la température quelques dizaines de MeV ;
- phase d'expansion intervenant environ 15 fm/c (1 fm/c $\simeq 3{,}3 \times 10^{-24}$ s) après le contact. Elle se termine lorsque les nucléons n'interagissent plus entre eux ;
- phase de rupture correspondant à la dissociation du système en agrégats et composants divers. Il y a émission de particules légères, de fragments lourds et de masse intermédiaire.

Une collision dure environ 150 - 200 fm/c.

Lorsque deux noyaux entrent en collision, la nature de l'événement dépend du paramètre d'impact (b). b correspond à la distance séparant les lignes de vol des centres des deux noyaux. Il nous renseigne donc sur la centralité de la collision et est compris entre 0 (collisions très centrales) et la somme des deux rayons des noyaux entrant en collision (collisions très périphériques). Suivant le paramètre d'impact réduit $b^0 = b/b_{max}$ on distingue 4 types de collisions :

- collisions très centrales : b^0 est très proche de zéro ;
- collisions centrales : $0 < b^0 \leq 0{,}2$;
- collisions semi-centrales : $0{,}2 < b^0 \leq 0{,}6$;
- collisions périphériques : $0{,}6 < b^0$.

Le paramètre d'impact réduit est utilisé ici pour s'affranchir de la taille des noyaux entrant en collision.

1.2.2 Concept participant-spectateur

Parmi les différents modèles existant, les plus simples sont les modèles géométriques qui permettent un partage des régions participante et spectatrices (figure 1.3). Ce

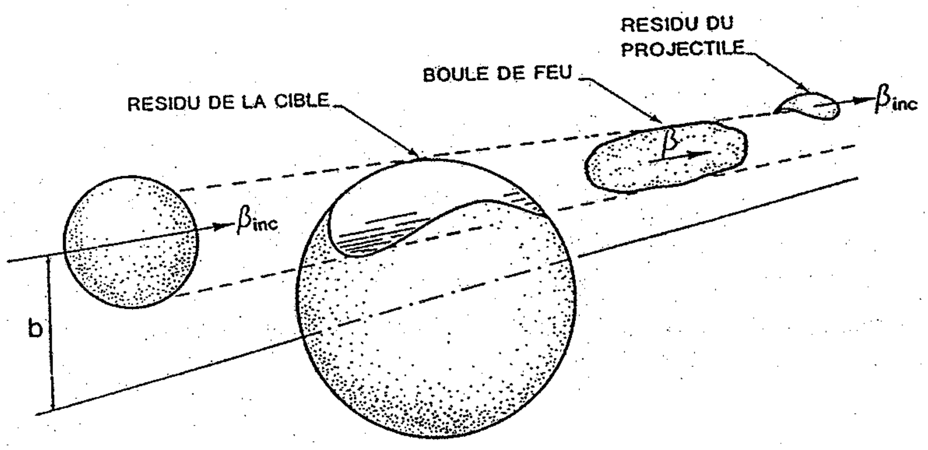

FIG. 1.3 – *Schéma du modèle participant-spectateur. Adapté de la réference [11].*

scénario est utilisé dans les modèles type boule de feu [11] où l'on peut distinguer différentes sources :

- la boule de feu est la zone de recouvrement des noyaux projectile et cible. Les nucléons sont les participants. Plus la collision sera centrale et plus la température de la boule de feu sera élevée. C'est dans cette zone que sont principalement produites les particules secondaires ;
- les résidus de la cible et du projectile, spectateurs de la collision, se désexcitent par évaporation.

Les modèles dynamiques décrivent, contrairement aux précédents, l'évolution du système en fonction du temps. Deux approches distinctes sont envisagées selon que l'on traite la collision de manière macroscopique (hydrodynamique) ou microscopique. Les modèles microscopiques de transport comme QMD ("Quantum Molecular Dynamics") [12], VUU ("Vlaslov-Uehling-Uhlenbeck") [13] et BUU ("Boltzmann Uehling Uhlenbeck") [14] sont actuellement les plus complets pour décrire l'ensemble des processus des réactions d'ions lourds relativistes. Ces modèles seront décrits plus en détail dans la section 1.3.2. Différentes observables physiques peuvent nous renseigner sur les conditions de production et de propagation des particules dans le système qui dépendent de la centralité des collisions.

1.2.3 Comportement collectif de la matière nucléaire

1.2.3.1 Collisions semi-centrales

Il est important de souligner le comportement collectif de la matière nucléaire, appelé aussi "flow" de particules (figure 1.4).

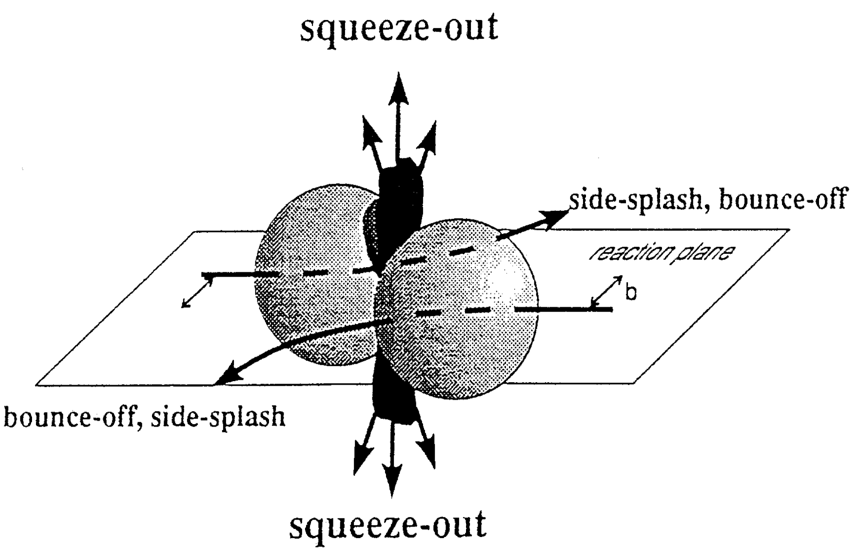

FIG. 1.4 – *Comportement collectif de la matière nucléaire par rapport au plan de la réaction. Adapté de la réference [15].*

Pour les collisions semi-centrales, l'écoulement de la matière nucléaire se fait par rapport au plan de la réaction qui est le plan contenant les vecteurs vitesse du projectile $\overrightarrow{v_0}$ et paramètre d'impact $\vec{b}$. C'est un plan de symétrie avant la réaction qui est conservé tout au long de la réaction. Comme le montre la figure 1.4, on peut distinguer essentiellement deux composantes de "flow" :

- le "flow" latéral ou "sideward flow" [16] correspond à une émission de matière dans le plan de réaction suivant une direction privilégiée. L'écart entre cette direction d'émission et l'axe du faisceau est l'angle de "flow" θ_F. Nous distinguons "l'éclaboussement" ("side-splash") des particules issues de la zone des participants, caractérisé par un angle θ_s, du rebondissement des particules provenant de la zone des spectateurs, le "bounce-off", qui se fait dans une direction proche de l'axe longitudinal avec un angle θ_b plus faible que θ_s ;
- le "squeeze-out" [17] (ou "flow" elliptique) est représentatif de l'écoulement de la matière dans le plan perpendiculaire au plan de réaction. Dans cette direction,

les interactions entre participants et spectateurs sont minimales, les informations ainsi extraites sont davantage représentatives de la zone de matière dense et chaude.

L'étude du "flow" des particules permet d'obtenir de précieuses informations quant à la nature même du système excité. Ceci sera étudié plus en détail dans le chapitre 2 où nous verrons l'importance des effets du milieu nucléaire sur la propagation des particules.

1.2.3.2 Collisions centrales

Lors des collisions centrales, la notion de plan de réaction disparaît et l'émission de matière est azimutalement symétrique. Les différentes composantes de l'écoulement de la matière nucléaire, comme le "flow" latéral ou le "flow" elliptique, sont réunies dans un seul processus, le "flow" radial [18, 20, 19]. Le "flow" radial sera discuté plus en détail dans les chapitres 4 et 6. Les collisions centrales sont particulièrement intéressantes pour mettre en évidence le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire. La densité de la boule de feu pendant la phase de compression peut atteindre trois fois la densité nucléaire normale. De plus les collisions centrales permettent de minimiser les effets de surface et de taille finie des noyaux. L'énergie dégagée lors des collisions permet de créer une grande variété de particules contenant différentes saveurs de quarks. Les différents mécanismes de production de particules seront discutés dans la prochaine section.

1.2.4 Production de particules, seuil de production

Pour des collisions de faibles énergies incidentes (inférieures à $\simeq$ 400 AMeV), un nombre important de fragments de masse intermédiaire ($3 \leq Z \leq 20$) est produit [21]. L'origine de ces fragments peut s'expliquer, en partie, par le concept de zone spinodale (voir section 1.1.2), zone instable, qui conduit à l'éclatement du système en divers fragments. Lorsque l'énergie cinétique des nucléons incidents augmente, la production de fragments diminue et les canaux de production de particules secondaires s'ouvrent et se diversifient jusqu'à la production de particules étranges. L'énergie seuil de production d'une particule correspond à l'énergie cinétique qu'il faut fournir à un nucléon pour "ouvrir" le canal de création de la particule dans une collision nucléon-nucléon (voir Annexe A2). Naturellement, lors des collisions d'ions lourds, d'autres processus permettent la création de particules. Les interactions de particules secondaires, telles que les pions et les résonances, avec les nucléons et entre elles ouvrent ainsi de nombreux canaux de production. La production de particules sous le seuil de création est ainsi possible dans les collisions noyau-noyau. Elle résulte notamment d'effets collectifs, et aussi d'effets du milieu nucléaire. La prochaine section a pour but d'introduire les représentations utilisées pour décrire la variété des particules produites lors des collisions d'ions lourds. Ensuite nous nous attarderons sur les modèles utilisés pour décrire les collisions noyau-noyau (modèles dynamiques) et prédire les taux de production des particules créées (modèles dynamiques et thermiques).

1.3 Approches théoriques des collisions d'ions lourds

1.3.1 Le modèle des quarks et les particules étranges

Le modèle des quarks permet une représentation des hadrons en fonction de leurs constituants. Ce modèle peut correctement rendre compte des masses des hadrons et des résonances [22]. Il est communément admis qu'il existe six saveurs de quarks. Le tableau 1.2 dresse les propriétés de ces quarks [23].

Propriétés \ Quarks	d	u	s	c	b	t
Q : charge électrique	-1/3	2/3	-1/3	2/3	-1/3	2/3
I_z : isospin (composante suivant z)	-1/2	1/2	0	0	0	0
s : étrangeté	0	0	-1	0	0	0
c : charme	0	0	0	1	0	0
b : beauté	0	0	0	0	-1	0
t : top	0	0	0	0	0	1

TAB. 1.2 – *Nombres quantiques associés aux différentes saveurs de quarks.*

Pour la description des particules étranges, nous pouvons nous limiter à 3 saveurs de quarks, les quarks up (u), down (d) et étrange (s). En effet, bien que la masse du quark s soit bien supérieure à celle des quarks u et d, la production des quarks c, b et t reste marginale dans les collisions d'ions lourds relativistes (aux énergies de SPS, de l'AGS et de SIS).

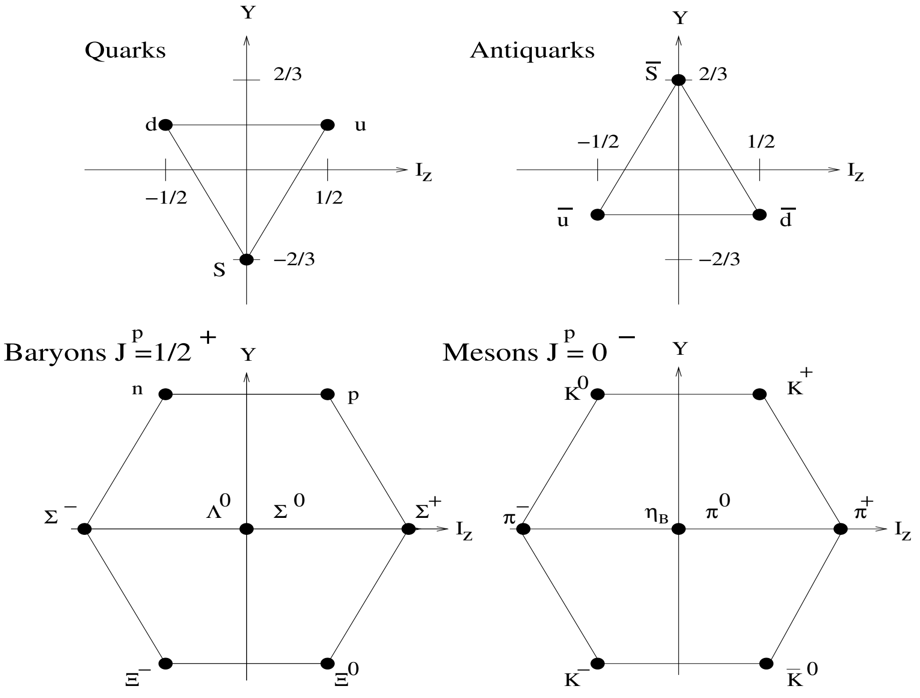

FIG. 1.5 – *Représentations fondamentales (haut) et principaux (premiers) multiplets de hadrons (bas) dans le groupe $SU_{(3)}$ saveur.*

Le groupe $SU_{(3)}$ saveur permet une classification des hadrons suivant leur spin et leur parité (J^p) à partir de deux représentations fondamentales dans le plan hypercharge (Y = nombre baryonique + étrangeté) et I_z (troisième composante de l'isospin). Le schéma 1.5 montre les deux représentations fondamentales de $SU_{(3)}$ ainsi que les multiplets de hadrons qui nous intéressent, à savoir un multiplet de baryons (Λ, Ξ^-, ...) et un multiplet de mésons (K^+, K^-, ...). Les mésons sont formés d'une paire quark-antiquark et les baryons de trois quarks.

Particules	Composition en quarks	Masse (GeV/c^2)	Temps de vie $c\tau$(cm)	Principal canal de désintégration (%)
Ω	sss	1,672	2,461	ΛK^-(67,8)
Ξ^-	dss	1,321	4,91	$\Lambda\pi^-$(99,9)
Λ	uds	1,115	7,89	$p\pi^-$(63,9)
K^0_S	$d\overline{s}$ / $\overline{d}s$	0,497	2,68	$\pi^+\pi^-$(68,6)
K^+	$u\overline{s}$	0,494	371,3	$\mu^+\nu_\mu$ (63,5)
K^-	$\overline{u}s$	0,494	371,3	$\mu^-\nu_\mu$ (63,5)

TAB. 1.3 – *Caractéristiques de quelques particules étranges [24].*

Le tableau 1.3 regroupe les caractéristiques des principales particules étranges. $c\tau$ représente le temps de vie de la particule. Le rapport d'embranchement correspond à la probabilité que la particule ait la filiation citée. La désintégration des états fondamentaux des baryons étranges se réalise à travers la désintégration par interaction électrofaible. Le temps de vie des particules que nous considèrerons plus loin (essentiellement Λ et Ξ^-) est suffisamment long pour que nous puissions distinguer expérimentalement le vertex de désintégration de la particule du vertex primaire (centre de la collision) où la particule a été créée (voir chapitre 4).

Ce modèle de quarks a permis bon nombre de prédictions, sur l'existence de particules, validées par les mesures expérimentales. Nous allons maintenant aborder les principes sous-jacents de modélisation des collisions d'ions lourds relativistes en terme de production et de propagation des particules.

1.3.2 Modèles dynamiques

Pour déterminer les propriétés de la matière nucléaire, les prédictions de modèles réalistes, décrivant les effets dynamiques et statistiques de la collision, sont comparées aux données expérimentales. Différents modèles sont donc utilisés et chacun comporte ses propres caractéristiques.

1.3.2.1 Modèles de transport : VUU, BUU, QMD

Les modèles les plus couramment utilisés aux énergies de SIS sont les modèles VUU ("Vlaslov-Uehling-Uhlenbeck") [13], BUU ("Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck") [14] et QMD ("Quantum Molecular Dynamics") [12]. Le problème majeur dans la tentative de description des collisions d'ions lourds relativistes est le nombre de participants et donc d'interactions mises en jeu. Nous savons qu'au delà de deux corps, nous ne pouvons résoudre de manière analytique le problème, à savoir décrire de manière exacte les processus mis en jeu.

Les modèles VUU et BUU ne diffèrent que par les méthodes de calcul numérique employées. L'équation de base des modèles VUU et BUU est l'équation de Landau-Vlasov [25]. Cette équation ramène le problème à N corps à l'évolution de la fonction de distribution à un corps $f(\vec{r},\vec{p},t)$. Dans le cas classique cette équation s'écrit :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m}\vec{\nabla}_r - (\vec{\nabla}_r U) \cdot \vec{\nabla}_p\right) f(\vec{r},\vec{p},t) = I_c \tag{1.5}$$

Dans l'équation 1.5 on fait l'approximation de champ moyen local U. En général, on choisit pour U un potentiel de Skyrme [26] dépendant de la densité :

$$U(\rho) = \alpha \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) + \beta \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} \tag{1.6}$$

Les paramètres α, β et γ de ce potentiel sont ajustés pour reproduire les propriétés de la matière nucléaire à l'équilibre ainsi qu'une valeur du coefficient d'incompressibilité K_∞. I_c est le terme de collision, appelé terme de "Uehling-Uhlenbeck". Finalement, cette équation est résolue par la méthode de "particules test", ce qui revient à considérer, pour chaque paramètre d'impact, un ensemble de collisions en parallèle. Les analyses événement par événement sont donc exclues. Cette somme d'événements peut être illustrée avec la fonction densité de Wigner à un corps [13, 14] :

$$f(\vec{r},\vec{p},t) = \lim_{n\to\infty} \frac{1}{n(A_T + A_p)} \times \sum_{i=1}^{n(A_T+A_p)} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t))\delta(\vec{p} - \vec{p}_i(t)) \tag{1.7}$$

Cette fonction décrit n événements parallèles où A_T et A_p représentent le nombre de nucléons du projectile et de la cible. $\vec{r}_i(t)$ et $\vec{p}_i(t)$ sont les coordonnées de la particule i dans l'espace de phases. Les conditions utilisées pour décrire les collisions nucléon-nucléon tiennent bien sûr compte de la multiplicité de ces collisions de part l'approximation du champ moyen local [27]. Ces modèles décrivent correctement les phénomènes dynamiques ("flow", pouvoir d'arrêt, ...), mais la formation des fragments est au delà de leurs possibilités. Cependant, certains calculs récents introduisent un critère de coalescence [27] autorisant la formation de fragments.

Une approche de la collision allant plus loin que la description de deux corps en interaction est offerte par la Dynamique Moléculaire Quantique (QMD) [12]. Ainsi, les processus faisant intervenir plusieurs corps sont explicitement traités et en particulier la formation de fragments complexes (Z > 2). Les fragments sont cependant formés en fin de collision selon un critère de coalescence dans l'espace des positions. Les nucléons sont assimilés à des fonctions d'onde gaussiennes. L'avantage de ces modèles où l'on ne fait pas l'approximation du champ moyen réside dans le fait que les nucléons évoluent sous l'action d'un potentiel d'interaction à 2 et 3 corps et d'un terme de collision. De plus, ces dernières versions incluent le traitement de la dépendance en impulsion des interactions (potentiel MDI) [12, 28]. Ce potentiel, ajouté au potentiel de Skyrme (équation 1.6), dépend de la densité et s'écrit :

$$U_{MDI} = \delta\ ln^2 \left(\epsilon\ (\Delta p)^2 + 1\right) \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \tag{1.8}$$

Les paramètres δ et ϵ sont obtenus par ajustement des mesures expérimentales à la partie réelle du potentiel optique [12, 28].

Notons que les dernières versions des modèles de type VUU et BUU [29] prennent aussi en compte l'effet de la dépendance en impulsion des interactions.

Les modèles de type QMD permettent les simulations événement par événement. Avec la célérité de la lumière et la constante de Planck égales à l'unité, le nucléon est représenté par la fonction [28] :

$$\phi_i(\vec{x_i},\vec{r_i},\vec{p_i},t) = \left(\frac{2}{L\pi}\right)^{\frac{3}{4}} e^{-(\vec{x_i}-\vec{r_i}(t))^2/L} \ e^{i\vec{x_i}\vec{p_i}(t)} \tag{1.9}$$

Le paramètre L correspond à la largeur de la gaussienne. La fonction d'onde totale de N corps est le produit direct des états décrits dans l'équation 1.9 :

$$\Phi = \Pi_i \ \phi_i(\vec{x_i},\vec{r_i},\vec{p_i},t) \tag{1.10}$$

Nous voyons que nous traitons ici le produit des états liés par un paramètre et non leur somme comme dans l'équation 1.7.

Différentes versions du modèle de base (QMD) ont été développées, certaines étant plus particulièrement adaptées à un domaine en énergie incidente. La version IQMD [28, 30] ("Isospin Quantum Molecular Dynamics"), par exemple, est une amélioration du modèle de base incluant une prise en compte plus complète des effets d'isospin et les particules Δ et π sont traitées explicitement. Cette version est très souvent utilisée pour l'étude des effets collectifs de la matière nucléaire aux énergies intermédiaires. Cependant ce modèle trouve ses limites dans la description des interactions des particules lors de collisions ultra-relativistes. Les modèles RBUU [31] ("Relativistic Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck"), RQMD [32] et UrQMD [33, 34] ("Relativistic" et "Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics") peuvent simuler des collisions à très haute énergie de faisceau. Le domaine d'énergie dans le laboratoire couvert par le modèle UrQMD s'étend de quelques centaines de MeV à plus de 200 GeV. Les principales améliorations apportées à ces modèles sont le traitement de la dynamique covariante (l'invariance de Lorentz est imposée à l'hamiltonien) et l'extension du terme de collision contenant des résonances baryoniques lourdes et des particules étranges.

Dans les collisions d'ions lourds aux énergies de SIS, la densité de la région participante atteint deux à trois fois la densité de la matière nucléaire normale. Cette densité élevée offre la possibilité d'étudier les effets d'une partielle restauration de la symétrie chirale qui changeraient les propriétés des hadrons dans la matière dense [35, 36]. Les modèles de type VUU, BUU et QMD tiennent compte de ces effets de milieu [37, 38] en introduisant un potentiel attractif ou répulsif des particules avec le milieu. La confrontation de ces différents modèles aux données expérimentales sera discutée dans les chapitres 2 et 6.

Un autre type de modèles connaît un essort grandissant depuis ces dernières années. Il s'agit des modèles thermiques. Ces modèles sont basés sur la description statistique à l'équilibre thermique des multiplicités de particules. La prochaine section est dédiée à la description de ces modèles et à leurs spécificités.

1.3.3 Modèles thermiques

Dans le concept où les "freeze-out" chimique et thermique [39, 40] sont utilisés pour décrire l'évolution dans le temps des particules créées lors de la collision, l'étude des rapports de particules révèle l'information au sujet du "freeze-out" chimique. Nous rappelons que le "freeze-out" chimique correspond au moment où les collisions inélastiques cessent et les taux de particules sont gelés. Le contenu chimique du système est établi et il est juste suivi par des collisions élastiques. Ensuite, quand le système est suffisament dilué, le "freeze-out" thermique prend place. Le concept des deux "freeze-out" aide à comprendre la différence entre la température obtenue en considérant les taux de production des particules ("freeze-out" chimique) et celle obtenue en considérant leur impulsion ("freeze-out" thermique). Dans ce dernier cas on pourrait alors parler de température cinétique.

La mesure des taux de production des particules peut être reproduite au moyen de modèles thermiques. Les hypothèses diffèrent selon que l'on se place hors équilibre chimique [41] ou à l'équilibre chimique [42, 43, 44] de la matière hadronique au "freeze-out". L'hypothèse hors équilibre chimique est cependant faite dans un formalisme où il y a équilibre thermique. Ces modèles permettent de reproduire les abondances relatives des divers types de particules produites au moyen de deux paramètres principaux : la température et le potentiel chimique baryonique. L'accord entre les prédictions de ces modèles et les données expérimentales (incluant les particules étranges) est remarquable. Cependant ces modèles ne permettent pas, par définition, de décrire les taux de production de certaines résonances et nous discuterons de ce point dans le chapitre 2.

Suivant l'énergie de la collision, différents formalismes [41, 42, 43] sont utilisés pour évaluer la température et le potentiel chimique baryonique. Nous verrons aussi comment ces modèles tentent de tenir compte des possibles effets du milieu nucléaire. La confrontation de ces différents modèles aux données expérimentales sera discutée dans le chapitre 2.

1.3.3.1 Analyse thermique des rapports de particules : formalisme grand canonique

Les modèles thermiques basés sur le formalisme grand canonique sont utilisés pour décrire les rapports des taux de production des particules dans les collisions à haute énergie [44]. Une approche simplifiée consiste à considérer que le "freeze-out" chimique se fait dans un volume statique. Les multiplicités des hadrons d'espèce i sont obtenues en utilisant l'expression d'un gaz idéal :

$$N_i = V g_i \int_0^\infty d^3p f_i(p) \tag{1.11}$$

V correspond au volume du système hadronique au "freeze-out". g_i est le facteur de dégénérescence de spin.
La fonction $f_i(p)$ est directement reliée à la statistique de Bose-Einstein ou de Fermi-Dirac :

$$f_i(p) = \frac{1}{2\pi^3} \left[exp\left(\frac{E_i(p) - \mu_i}{T} \right) + \epsilon \right]^{-1} \tag{1.12}$$

avec $\epsilon = 1$ pour les fermions et $\epsilon = -1$ pour les bosons et $E_i(p) = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$.

Le potentiel chimique μ_i correspond à une combinaison linéaire des potentiels chimique baryonique, de l'étrangeté et de la troisième composante de l'isospin. Si nous avions à considérer d'autres saveurs de quarks, le charme par exemple, nous devrions alors inclure dans cette combinaison linéaire le potentiel chimique charmé [45]. Si nous nous limitons au trois premières saveurs de quarks (u, d, s) nous avons :

$$\mu_i = \mu_B B_i + \mu_S S_i + \mu_I I_i \tag{1.13}$$

Afin d'évaluer le potentiel chimique de l'étrangeté, de l'isospin et les nombres quantiques respectifs les conditions suivantes sont imposées :

- conservation de l'étrangeté du système : $\sum_i S_i N_i = 0$, ce qui signifie qu'il y a autant de quarks $\bar{s}$ que de quarks s ;
- le rapport entre la charge électrique et le nombre de baryons est le même que pour le système entrant en collision : $\frac{\sum_i Q_i N_i}{\sum_i B_i N_i} = \frac{Z}{A}$;
- utilisation de la formule de Gell-Mann-Nishijima : $Q_i = I_i + \frac{B_i + S_i}{2}$ pour déterminer les différents nombres quantiques de la particule.

C'est la version la plus simple utilisée pour prédire des rapports de particules. Les lois de conservation sont appliquées strictement à l'espace de phases complet [46]. D'autres modèles, utilisant la formule de Cooper-Frye [47, 48], prennent en compte l'expansion de la boule de feu. De plus si nous considérons le rapport des particules ayant des vitesses de propagation identiques, les termes d'expansion s'annulent et nous retrouvons l'expression obtenue dans l'hypothèse d'une boule de feu statique.

Afin d'évaluer correctement les rapports des particules, il faut tenir compte des processus de désintégration (notamment par interaction faible). Finalement, le rapport des particules i et j s'écrit [49] :

$$R = \frac{N_i + \sum_k b(k \to i) N_k + \sum_{kl} b(k \to l) b(l \to i) N_k + ...}{N_j + \sum_k b(k \to j) N_k + \sum_{kl} b(k \to l) b(l \to j) N_k + ...} \tag{1.14}$$

Les sommes sur k et l incluent toutes les résonances et b est le rapport d'embranchement. Les seuls paramètres libres de cette description sont donc le potentiel chimique baryonique μ_B et la température T. Dans le cas où la production de l'étrangeté n'est pas arrivée à sa saturation, il est introduit un troisième paramètre, γ_s appelé facteur de saturation de l'étrangeté [41, 50, 51]. L'équation 1.11 devient :

$$f_i(p) = \frac{1}{2\pi^3} \left[\gamma_s^{-s_i} exp\left(\frac{E_i(p) - \mu_i}{T}\right) + \epsilon \right]^{-1} \tag{1.15}$$

$\gamma_s = 1$ signifie que l'espace de phases de la production d'étrangeté est saturé (équilibre complet).

Enfin, pour tenir compte d'une modification de la masse des particules, le terme de masse présent dans l'énergie (équation 1.12) est modifié [52] :

$E_i^\star(p) = \sqrt{p_i^2 + m_i^{\star 2}}$
La masse des mésons et des baryons est modifiée à l'aide de deux paramètres dépendant du système et de l'énergie considérés : $m_M^\star = x_M \ m_M$ et $m_B^\star = x_B \ m_B$.

La confrontation des prédictions issues de ce type de modèle aux résultats expérimentaux obtenus au RHIC et au SPS sera discutée dans le chapitre 2.

Cette description de l'équilibre chimique du système, utilisant le formalisme grand canonique, ne s'applique que pour une production de particules étranges par événement supérieure à un. Dans le cas contraire, lorsque la production de particules étranges est marginale, la conservation de l'étrangeté doit être traitée de manière locale [53].

1.3.3.2 Analyse thermique des rapports de particules : formalisme canonique

L'ensemble canonique doit être utilisé pour décrire de manière statistique la production de particules dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (SIS, AGS), dans les collisions périphériques aux énergies de SPS [54], ou dans les collisions leptoniques et hadroniques (p+p, p+A, ...) [54]. L'exacte conservation des nombres quantiques réduit sévèrement l'espace de phases disponible pour la production de particules. Ceci se comprend par le fait que, dans un petit volume d'interaction et avec un faible nombre de particules créées, il faut prendre en compte la production de particules et la production d'antiparticules pour vérifier les lois de conservation. Pour le traitement de la production de particules étranges, nous parlons alors de suppression canonique. Pour illustrer la suppression canonique de l'étrangeté, nous allons considérer la production de K^+ dans un système de pions thermalisés de volume V à la température T. Pour une température importante, la production de K^+ est proche de l'équilibre et les taux de production sont évalués avec la description grand canonique décrite précédemment [55, 56] :

$$n_{K^+}^{GC} = \frac{m_{K^+}^2}{2\pi^2} + T \times K_2(\frac{m_{K^+}}{T}) \tag{1.16}$$

Cette expression est une autre manière d'écrire l'équation (1.11). K_2 représente la fonction de Bessel modifiée. Pour de faibles températures, les taux de production de kaons et d'antikaons sont très faibles : pour satisfaire la condition de neutralité de la production d'étrangeté, les $K^\pm$ doivent être produits dans un volume de l'espace de phases où ils sont proches. Dans ce cas, l'ensemble canonique permet de tenir compte de la nature locale de leur production [55] :

$$n_{K^+}^{C} = \frac{m_{K^+}^2}{2\pi^2} + T \times K_2(\frac{m_{K^+}}{T}) \times \left[\frac{V_0 m_{K^-}^2}{2\pi^2} - T \times K_2(\frac{m_{K^-}}{T})\right] \tag{1.17}$$

Le premier terme correspond à la valeur obtenue en prenant la description grand canonique du système. Le second terme décrit la suppression canonique lorsque nous imposons aux kaons et antikaons d'être produits dans un espace proche, de manière locale et non globale. Le paramètre V_0 introduit la corrélation dans les espaces où sont produits les $K^\pm$.

En conclusion, deux origines de la suppression canonique de l'étrangeté peuvent être avancées. La production par paire particule-antiparticule va restreindre l'espace de phases. Les paires particule-antiparticule sont produites dans un volume proche et cela induit une conservation locale des lois énoncées précédemment. Il est important de souligner que pour l'estimation des rapports de particules ayant la même composition chimique (par exemple le rapport $\frac{\Sigma^+ + \Sigma^-}{\Lambda + \Sigma^0}$), la suppression canonique s'élimine : même pour de faibles énergies incidentes, le traitement utilisant l'ensemble grand canonique est donc suffisant. Dans le chapitre 2 nous reviendrons sur cette suppression canonique de l'étrangeté en comparant les prédictions de ce modèle aux résultats expérimentaux obtenus auprès des accélérateurs AGS et SIS.

Chapitre 2

Physique de l'étrangeté dans les collisions d'ions lourds relativistes

L'étude des particules étranges est particulièrement intéressante car une augmentation de leur production pourrait être une signature expérimentale de la formation d'un plasma de quarks et de gluons (QGP) dans les collisions d'ions lourds aux énergies du SPS et du RHIC [57, 59, 62]. Aux énergies de SIS nous étudions plus particulièrement les propriétés des particules étranges produites au voisinage du seuil de création. A ces énergies, l'étude de la production et de la propagation de l'étrangeté pourrait permettre de mettre en évidence des effets du milieu nucléaire qui seraient engendrés par une possible restauration partielle de la symétrie chirale [61].

La première partie de ce chapitre sera dédiée à la production de l'étrangeté dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes (SPS et RHIC). Dans un second temps, nous verrons les enjeux de la production de l'étrangeté à plus basse énergie (SIS et AGS). Enfin, nous terminerons ce chapitre par les objectifs de la présente étude.

2.1 Production d'étrangeté et signature d'un QGP

2.1.1 Aspects théoriques

Afin de comprendre comment une hausse de la production de particules étranges pourrait être interprétée comme une possible signature expérimentale d'un plasma de quarks et de gluons [59, 62], il convient de comparer la production d'étrangeté dans un gaz de hadrons (GH) à celle dans un plasma de quarks et de gluons (QGP). Pour cette comparaison, nous considérons les domaines en énergie du SPS et du RHIC.

Les quarks étranges sont formés par annihilation des paires de quarks légers $q\overline{q}$ ($q = u,d$) et par fusion de gluons. A partir des sections efficaces de ces deux processus, on peut calculer le temps d'équilibration chimique de l'étrangeté, temps correspondant à la saturation de la production [63]. Aux énergies du SPS, pour une température de l'ordre de 160 MeV (collisions centrales Pb+Pb), les sections efficaces conduisent à un temps d'équilibration chimique de l'ordre de 5 à 6 fm/c, ce qui correspond à la durée de vie estimée du plasma. La concentration de paires $s\overline{s}$ a donc le temps d'atteindre son maximum avant l'hadronisation. De plus, la valeur effective de la masse du quark étrange dans la matière hadronique (~ 400 MeV/c^2, proche de la masse du K^-) devrait diminuer lorsque le quark est déconfiné ($\sim$ 150 MeV/c^2, voir masse du quark libre [23]). Cela favoriserait sa production dans le QGP d'un point de vue énergétique. De plus, la formation d'(anti)hypérons par recombinaison des quarks u, d et s, lors de l'hadronisation du QGP, sera facilitée par ces fortes concentrations en paires $s\bar{s}$.

Il est intéressant de comparer cette hausse de production à la formation de baryons étranges dans un gaz hadronique. Tout d'abord, le temps de vie du GH est d'environ 30 fm/c. L'équilibration chimique du quark s devrait être beaucoup plus lente que dans le QGP, puisque la concentration en hypérons n'a pas le temps de saturer à sa valeur d'équilibre. Ensuite, la formation de particules multi-étranges est moins probable en raison du temps de leur processus de création. Les productions directes des hypérons (par exemple N+N$\rightarrow$ $K + K + \Xi$+N, où N désigne un nucléon) sont très couteuses en énergie. Il est donc plus probable que ces particules lourdes soient créées via des processus indirects. Les réactions suivantes montrent comme exemple les différentes étapes nécessaires à la formation du Ω dans un GH :

$\pi + \mathrm{N} \rightarrow K + \Lambda$

$\pi + \Lambda \rightarrow K + \Xi$

$\pi + \Xi \rightarrow K + \Omega$

Pour former un Ω ou un $\bar{\Omega}$, il faut une séquence de trois réactions successives. Cette séquence nécessite un temps supérieur au temps de vie du gaz hadronique [63]. En ce qui concerne les hypérons lourds (Ξ et Ω), l'équilibre chimique est donc loin d'être atteint. La conséquence en est une différence de concentration entre les particules étranges lourdes et légères dans le gaz hadronique et dans le QGP.

Nous pouvons donner, avec les inégalités suivantes, les différences majeures entre la production d'étrangeté dans un QGP et dans un GH :

- dans un QGP : $\dfrac{\Omega}{\Xi} \simeq \dfrac{\Xi}{\Lambda}$
- dans un GH : $\dfrac{\Omega}{\Xi} < \dfrac{\Xi}{\Lambda}$
- la production d'étrangeté dans un QGP et dans un GH évolue suivant :
  $\left(\dfrac{\Omega}{\Xi}\right)_{QGP} > \left(\dfrac{\Omega}{\Xi}\right)_{GH}$ et $\left(\dfrac{\Xi}{\Lambda}\right)_{QGP} > \left(\dfrac{\Xi}{\Lambda}\right)_{GH}$

Nous obtenons finalement : $\dfrac{(\Omega/\Xi)_{QGP}}{(\Omega/\Xi)_{GH}} > \dfrac{(\Xi/\Lambda)_{QGP}}{(\Xi/\Lambda)_{GH}} > 1$

La mesure des rapports Ω/Ξ et Ξ/Λ et ceux de leurs antiparticules donnerait donc de sérieuses indications quant au scénario de la collision. Cependant, il est indispensable d'étudier des réactions p+p et p+A, aussi bien aux énergies du SPS que du RHIC, pour quantifier l'accroissement normal de l'étrangeté.

Une autre hypothèse peut aussi être utilisée pour mettre en évidence la formation du plasma de quarks et de gluons. Elle est basée sur le Rapport des Contenus en Quarks des particules (Quark Counting Ratio [60]). Cette théorie, utilisant le modèle de coalescence des quarks [64], fait l'hypothèse que l'équilibre chimique de l'étrangeté est atteint lors de la phase de plasma de quarks et de gluons et surtout que les quarks sont proches dans l'espace de phases. Ainsi, le rapport des particules obtenu lors de l'hadronisation peut être assimilé aux produits des rapports de leurs constituants. Le but est d'obtenir un lien entre ces différents rapports, à partir d'une observable commune qui peut être mesurée expérimentalement. Voici, à titre d'exemple, comment les rapports $\bar{\Lambda}/\Lambda$ et $\bar{\Xi}/\Xi$ sont prédits par ce modèle [60, 64] :

$$\frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}\left[\frac{\bar{u}\bar{d}\bar{s}}{uds}\right] = \left(\frac{u}{\bar{u}}\right) \times \left(\frac{\bar{s}}{s}\right) \times \left(\frac{\bar{p}}{p}\right)\left[\frac{\bar{u}\bar{u}\bar{d}}{uud}\right] = D \times \frac{\bar{p}}{p} \quad \text{(rapport prédit } \tfrac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}\text{)}$$

$$\frac{\bar{\Xi}}{\Xi}\left[\frac{\bar{d}\bar{s}\bar{s}}{dss}\right] = \left(\frac{u}{\bar{u}}\right) \times \left(\frac{\bar{s}}{s}\right) \times \left(\frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}\right)\left[\frac{\bar{u}\bar{d}\bar{s}}{uds}\right] = D \times \frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda} \quad \text{(rapport prédit } \tfrac{\bar{\Xi}}{\Xi}\text{)}$$

$$D = \left(\frac{u}{\bar{u}}\right) \times \left(\frac{\bar{s}}{s}\right) = \frac{K^+}{K^-}\left[\frac{u\bar{s}}{\bar{u}s}\right] \quad \text{(rapport mesuré } \tfrac{K^+}{K^-}\text{)}$$

Nous voyons ici que l'observable commune aux rapports $\bar{\Lambda}/\Lambda$ et $\bar{\Xi}/\Xi$ est le rapport K^+/K^- que l'on peut mesurer expérimentalement. Si les rapports prédits ($\bar{\Lambda}/\Lambda$ et $\bar{\Xi}/\Xi$) peuvent être effectivement déduits de la mesure du rapport K^+/K^-, alors l'hypothèse d'une saturation de l'étrangeté dans la phase plasma s'en trouvera renforcée et on pourra donc prétendre à sa mise en évidence. Dans la prochaine section, les principaux résultats concernant la production d'étrangeté aux énergies du SPS et du RHIC seront présentés. Nous confronterons ensuite ces résultats aux prédictions des différents modèles décrits dans le chapitre précédent.

2.1.2 Principaux résultats expérimentaux

2.1.2.1 Production de particules au SPS et au RHIC

La figure 2.1 présente les résultats concernant la mesure de l'étrangeté au SPS, obtenus par la collaboration WA97 [58]. Cette figure représente, pour une énergie de faisceau de 158 AGeV, l'augmentation de la production d'étrangeté dans les collisions Pb+Pb par rapport à celle dans les collisions p+Pb en fonction du nombre de quarks étranges. Cette normalisation est utilisée car, dans les collisions p+Pb, nous sommes sûrs que la matière nucléaire n'atteint pas la phase de plasma.

Les résultats sont présentés pour les hadrons chargés négativement, les K_s^0, les Λ et les Ξ (partie gauche) et pour les antihypérons $\bar{\Lambda}$ et $\bar{\Xi}$ et $\Omega + \bar{\Omega}$ (partie droite). Nous remarquons que l'augmentation de l'étrangeté est d'autant plus forte que les particules contiennent des quarks étranges. De plus, de récents résultats obtenus par la collaboration NA57 [74] montrent que la sensibilité à la centralité des collisions augmente avec le contenu en quark s des particules. Ces résultats sont directement en accord avec les hypothèses de J. Rafelski et B. Müller [62] dans un scénario où la matière nucléaire serait passée par une phase de déconfinement.

La figure 2.2 [65] illustre l'augmentation de l'étrangeté, mesurée par différentes expériences fonctionnant au RHIC [66, 67, 68] (collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV) et au SPS (collisions Pb+Pb à 158 AGeV mesurées par les collaborations WA97 [69], NA49 [70] et NA44 [71]).

Nous remarquons tout d'abord que les rapports entre antiparticule et particule augmentent avec le nombre de quarks étranges. Les rapports obtenus au RHIC sont

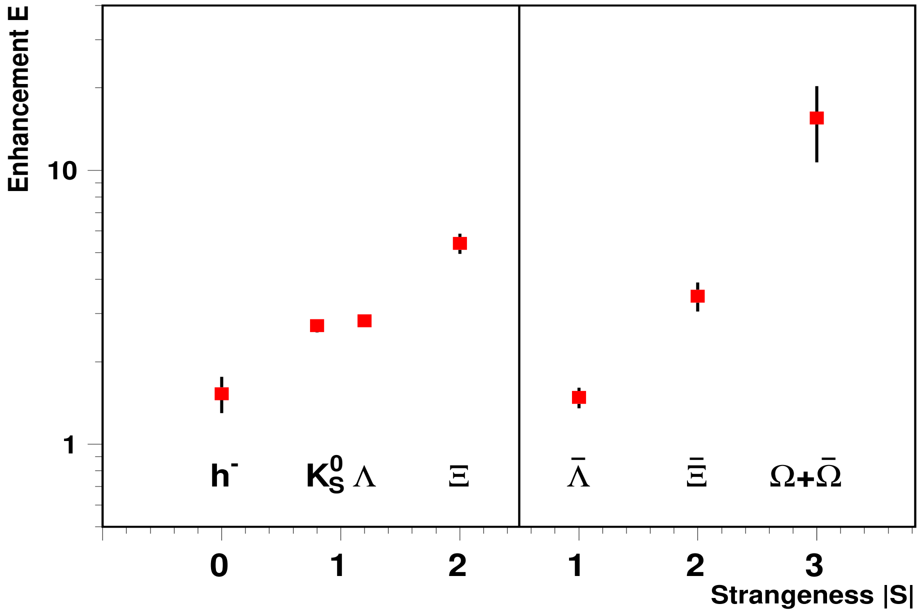

FIG. 2.1 – *Production de hadrons étranges mesurés par WA97 [58]. Ce diagramme représente, en fonction du nombre de quarks étranges, l'augmentation de la production de particules étranges dans les collisions Pb+Pb par rapport à celle dans les collisions p+Pb pour une énergie incidente de 158 AGeV.*

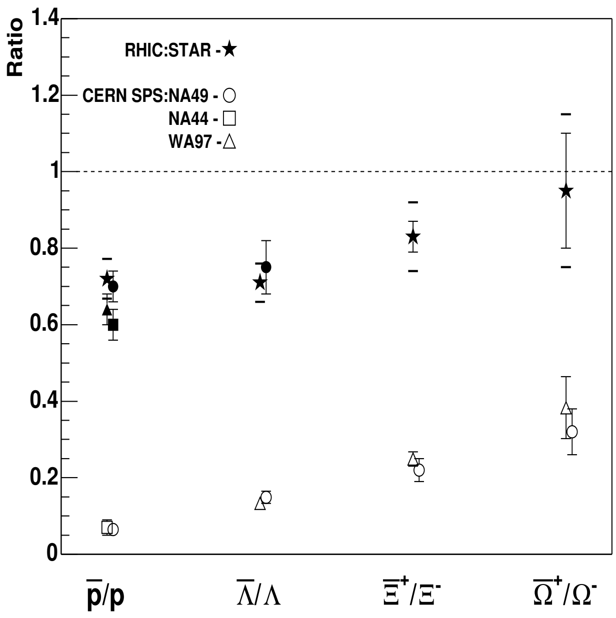

FIG. 2.2 – *Rapports $\frac{\bar{p}}{p}$, $\frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}$, $\frac{\bar{\Xi}}{\Xi}$ et $\frac{\bar{\Omega}^+}{\Omega^-}$ mesurés au RHIC [66, 67, 68] et au SPS [69, 70, 71] (les barres d'erreurs représentent les erreurs statistiques, les tirets représentent les erreurs systématiques [65]).*

très proches de l'unité, ce qui tendrait à confirmer l'hypothèse de la saturation de la production d'étrangeté due à la formation du plasma de quarks et de gluons.

RAPPORTS	RHIC	SPS
K^+/K^-	1,092 ± 0,023	1,76 ± 0,06
$\frac{\bar{\Lambda}/\Lambda}{\bar{p}/p}$	0,98 ± 0,09	2,07 ± 0,21
$\frac{\bar{\Xi}/\ \Xi}{\bar{\Lambda}/\ \Lambda}$	1,17 ± 0,11	1,78 ± 0,15
$\frac{\Omega^+/\ \Omega^-}{\bar{\Xi}/\ \Xi}$	1,14 ± 0,21	1,42 ± 0,22

TAB. 2.1 – *Rapport $\frac{K^+}{K^-}$ comparé à des rapports donnant les mêmes contenus en quarks, pour les données de RHIC [66, 67, 68] (Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 130 GeV) et de SPS [69, 70, 71] (Pb+Pb à 158 AGeV).*

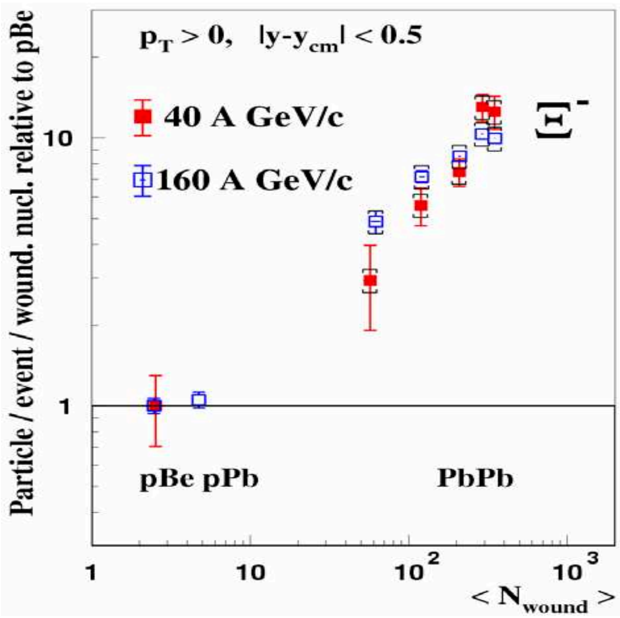

FIG. 2.3 – *Comparaison de l'augmentation de la production de Ξ^- dans les collisions Pb+Pb à 40 AGeV (symboles pleins) et 160 AGeV (symboles ouverts) par rapport à celle dans les collisions p+Be en fonction du nombre de nucléons participants [72].*

Si nous comparons le rapport K^+/K^- avec des rapports de particules donnant les mêmes saveurs de quarks (tableau 2.1), nous voyons que l'hypothèse du rapport des contenus en quarks semble valable au RHIC. L'évaluation du rapport K^+/K^- faisant intervenir les (anti)hypérons semble stable. Par contre, les rapports de particules mesurés au SPS varient d'environ 30%. Nous pouvons conclure que les hypothèses du modèle de coalescence ainsi que celles prédites par J. Rafelski et B. Müller sont vérifiées au RHIC.

La figure 2.3 présente l'augmentation de la production de Ξ^- par nucléon participant dans les collisions Pb+Pb par rapport à celle dans les collisions p+Be en fonction de la centralité (définie par le nombre de nucléons participants "N$_{wound}$"), pour des faisceaux de 40 AGeV et 160 AGeV [72]. Pour les collisions les plus centrales, l'augmentation de la production de Ξ^- est plus importante à 40 AGeV qu'à 160 AGeV. Cette augmentation de l'étrangeté est prédite par les modèles thermiques prenant en compte la suppression canonique [54, 55]. Un récent résultat, obtenu par la collaboration NA49, fait état d'une valeur maximale du rapport entre particules étranges et particules non-étranges pour des collisions Pb+Pb à 30 AGeV ($\sqrt{s_{NN}}$= 7,7 GeV) [73]. L'hypothèse avancée pour expliquer cette augmentation est que le système se rapproche, dans sa phase hadronique, du point critique de QCD en terme de température et de potentiel chimique baryonique [73] (voir diagramme de phases, chapitre 1).

Finalement, les résultats obtenus au SPS montrent que, si la phase de plasma n'est pas atteinte, comme le suggère le tableau 2.1, des indices d'un changement de phase sont observés dans ce domaine en énergie.

2.1.2.2 Confrontation des résultats expérimentaux avec les prédictions de modèles thermiques

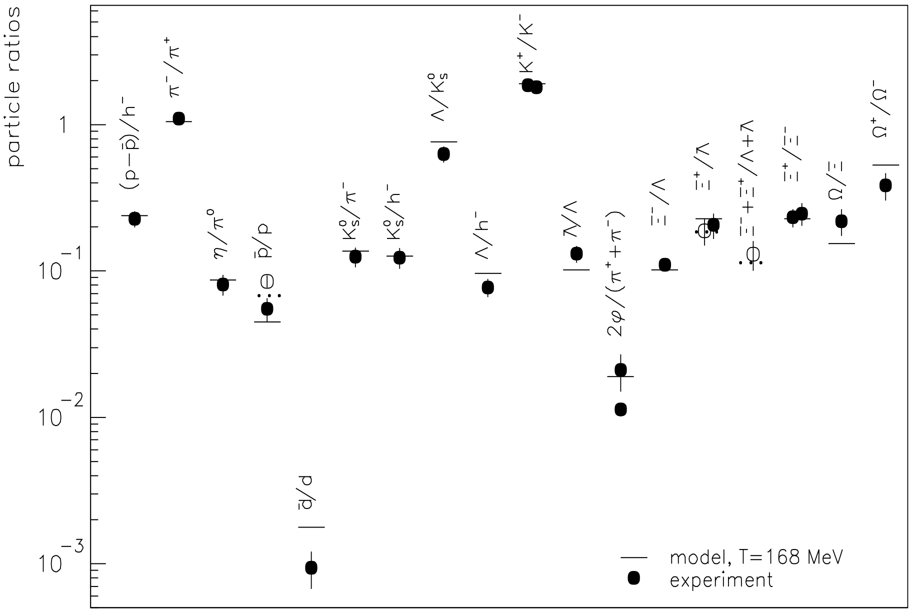

FIG. 2.4 – *Comparaison des prédictions d'un modèle thermique [81] avec les résultats expérimentaux obtenus par les collaborations WA97 [69, 75, 76], NA49 [77, 78], NA44 [79] et NA50 [80].*

La figure 2.4 montre l'ajustement des données expérimentales obtenues par les collaborations WA97 [69, 75, 76], NA49 [77, 78], NA44 [79] et NA50 [80] par un modèle thermique utilisant le formalisme grand canonique [81]. Les valeurs des potentiels chimiques baryonique, de l'étrangeté et de l'isospin sont respectivement : μ_B = 266 MeV, μ_S = 71,1 MeV et μ_I = -5 MeV. Enfin, la température du système est ajustée à 168 MeV. Nous voyons que le modèle reproduit les différents rapports de particules. Nous pouvons noter que la température est proche de la température critique de 173 MeV prédite par la Chromodynamique Quantique pour un potentiel chimique baryonique nul comme condition de transition de phase d'un gaz hadronique vers un plasma de quarks et de gluons. Cette observation pourrait indiquer que le système soit "passé" par une phase de déconfinement.

La figure 2.5 présente l'ajustement des rapports de particules mesurés au RHIC [65, 66, 67, 68] avec un modèle thermique [82] utilisant une description grand canonique du système thermalisé. La température et le potentiel chimique baryonique sont ajustés respectivement à 176 MeV et 41 MeV pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV et à 177 MeV et 29 MeV pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Nous voyons que la plupart des résultats expérimentaux sont reproduits par le modèle thermique.

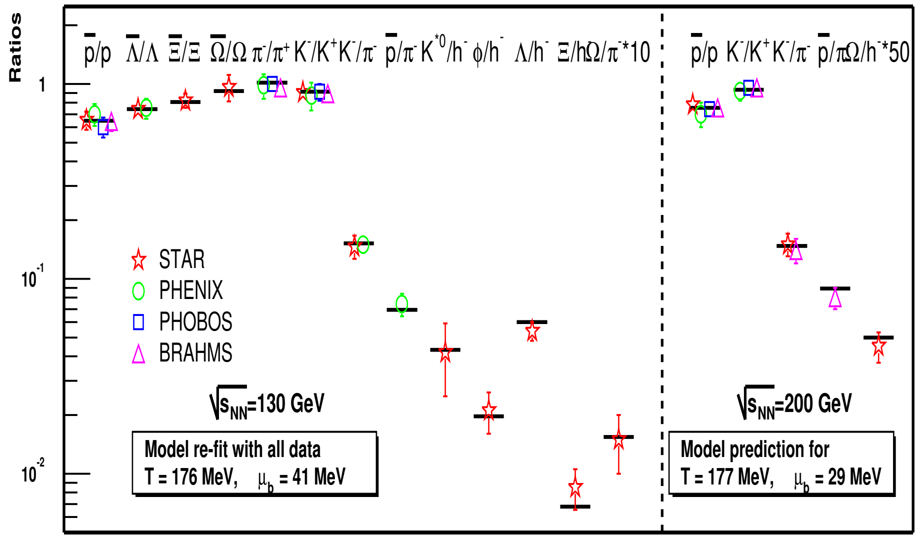

FIG. 2.5 – *Comparaison des données expérimentales de RHIC [65, 66, 67, 68] avec les prédictions d'un modèle thermique [82].*

Notons cependant, que les taux de production d'autres particules, comme les Λ_{1520} [70, 84], ne peuvent être ajustés par ce type de modèle [83]. Par définition, les modèles thermiques reproduisent les rapports de particules au "freeze-out" chimique. La mesure d'une particule qui se désintégre entre les deux "freeze-out" (chimique et thermique), ne pourra donc pas être fidèlement reproduite par ces modèles.

Finalement, en ce qui concerne les paramètres libres des modèles thermiques utilisés pour ajuster les données expérimentales, nous pouvons remarquer que le potentiel chimique baryonique diffère selon qu'on se place aux énergies du SPS ou du RHIC. Ceci s'explique par le fait que les collisions sont beaucoup plus violentes au RHIC qu'au SPS et donc que le degré de transparence est plus élevé. Enfin, si des phénomènes précurseurs d'un changement de phase peuvent être mis en avant aux énergies du SPS, la tendance de la saturation de l'étrangeté est confirmée aux énergies de RHIC avec la validation des hypothèses mentionnées dans la section 2.1.1. On peut donc émettre l'hypothèse que la matière nucléaire passerait par une phase de déconfinement aux énergies de RHIC.

2.2 Restauration de la symétrie chirale

Dans les collisions d'ions lourds relativistes de plus basse énergie (énergies de l'AGS et du SIS), l'étude de la production et de la propagation des particules étranges devrait nous renseigner sur les effets du milieu nucléaire. Ces effets du milieu nucléaire pourraient être engendrés par une restauration partielle de la symétrie chirale. Les principes sous-jacents à la restauration de la symétrie chirale seront abordés dans la prochaine section. La mise en évidence expérimentale de ces effets de milieu sera discutée dans la section 2.2.2.

2.2.1 Aspect théorique

La Chromodynamique-Quantique (QCD) prévoit la diminution de la masse des particules due à la diminution progressive du condensat de quarks dans un milieu dense et chaud. Le condensat de quarks $<\overline{q}q>$ décrit la densité de paires quarks - antiquarks. La figure 2.6 montre l'évolution du condensat de quarks en fonction de la densité baryonique et de la température. Nous voyons que la valeur du condensat diminue pour des hautes températures et/ou des hautes densités.

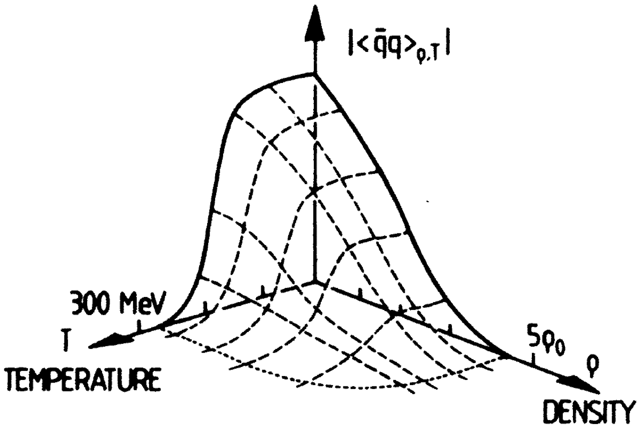

FIG. 2.6 – *Condensat de quarks en fonction de la température T et de la densité baryonique ρ [85].*

Une restauration partielle de la symétrie chirale pourrait entraîner une diminution de la masse des particules avec la baisse de la valeur du condensat de quarks. Pour bien comprendre ce phénomène, prenons la forme simplifiée du lagrangien de QCD [63] :

$$L_{QCD} = i\overline{\psi}\gamma^{\mu}(\partial_{\mu} - igA_{\mu})\psi - m\overline{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^{a}_{\mu\nu}F^{\mu\nu}_{a} \quad (2.1)$$

Le premier terme est composé de l'énergie cinétique d'un champ d'un quark et de l'interaction entre le champ du fermion ψ et le champ des gluons A_{μ}. Nous avons ensuite le terme de masse des quarks puis l'énergie cinétique du champ des gluons et leurs auto-interactions.

Un quark peut exister dans un état de chiralité droit (le spin du quark est orienté dans le même sens que son moment de spin) ou gauche (le moment de spin est orienté en sens opposé). Le premier terme ne couple que les états de chiralité identique :

$$i\overline{\psi}U\psi = i\overline{\psi_D}U\psi_D + i\overline{\psi_G}U\psi_G \quad avec \quad U = \gamma^{\mu}(\partial_{\mu} - igA_{\mu}) \quad (2.2)$$

Par contre, le terme de masse couple des états de chiralité différente :

$$m\overline{\psi}\psi = m(\overline{\psi_D}\psi_G + \overline{\psi_G}\psi_D) \quad (2.3)$$

Si le terme de masse est négligeable dans le lagrangien, alors il existe une symétrie chirale. Lorsque ce terme devient de plus en plus important, on brise de manière explicite la symétrie chirale. Cette brisure peut être considérée comme faible pour les quarks légers (u et d), et plus importante pour les quarks plus lourds (s). Le paramètre d'ordre $<\overline{q}q>$ (condensat) caractérise la brisure spontanée de la symétrie chirale. Nous voyons avec la figure 2.6 que le paramètre d'ordre dépend de la température et de la densité du milieu. La brisure spontanée de la symétrie chirale va entraîner une modification de la masse des particules en fonction de la densité baryonique et de la température [85]. Ce phénomène peut coïncider avec le déconfinement mais ce n'est pas une obligation. Cependant, les calculs de QCD sur réseau prévoient, à l'heure actuelle, une température et une densité qui coïncident avec celles de la transition de phase de la matière hadronique gazeuse vers un plasma de quarks et de gluons.

On comprend mieux l'incidence des condensats de quarks sur la masse des particules avec, à titre d'exemple, l'équation (2.4) où les masses des mésons $\pi^{\pm}$ et $K^{\pm}$ sont exprimées en fonction des condensats [86] :

$$m_{\pi}^2 f_{\pi}^2 = -\frac{1}{2}(m_u + m_d) < \overline{u}u + \overline{d}d > \tag{2.4}$$

$$m_K^2 f_K^2 = -\frac{1}{2}(m_u + m_s) < \overline{u}u + \overline{s}s >$$

f_{π} et f_K sont respectivement les constantes de désintégration du pion et du kaon [85, 86].

Nous verrons, dans le prochain paragraphe, comment les effets du milieu nucléaire peuvent être engendrés par une partielle restauration de la symétrie chirale.

2.2.2 Mise en évidence expérimentale des effets du milieu nucléaire

Les principaux objectifs des expériences réalisées auprès de l'accélérateur SIS dans son domaine haut en énergie (1 à 2 AGeV) sont l'étude de l'équation d'état de la matière nucléaire à haute densité baryonique et à température moyennement élevée et des propriétés des hadrons dans la matière nucléaire dense. Dans le domaine haut des énergies de SIS, la densité de la boule de feu est de l'ordre de trois fois la densité nucléaire normale [87]. Les particules étranges, kaons et Λ en particulier, sensibles à la densité du milieu (voir prochaine section), sont donc d'un grand intérêt pour l'étude de la production d'étrangeté et pour mettre en évidence des effets de la restauration de la symétrie chirale avec la hausse de la densité baryonique.

2.2.2.1 Prise en compte des effets de milieu dans les modèles de transport

A partir du lagrangien chiral et en faisant l'approximation du champ moyen, l'énergie des kaons dans le milieu nucléaire peut s'écrire [88] :

$$\omega_{K^{\pm}}(\vec{k},\rho_N) = \left[m_K^2 + \vec{k}^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f^2}\rho_S + \left(\frac{3}{8}\frac{\rho_N}{f^2}\right)^2 \right]^{1/2} \pm \frac{3}{8}\frac{\rho_N}{f^2} \tag{2.5}$$

Dans cette représentation, nous distinguons les parties scalaire et vectorielle de l'interaction des (anti)kaons avec le milieu nucléaire [113, 112]. f est la constante de désintégration du kaon, ρ_S est la densité nucléaire scalaire, ρ_N est la densité nucléaire et $\vec{k}$ est l'impulsion des kaons. Σ_{KN} est le terme d'interaction scalaire qui est attractif pour les $K^{\pm}$. Le dernier terme est l'interaction vectorielle, attractive pour les K^- et répulsive pour les K^+. Nous voyons que les propriétés (potentiel et masse effective) des $K^{\pm}$ dans le milieu vont dépendre de la densité nucléaire.

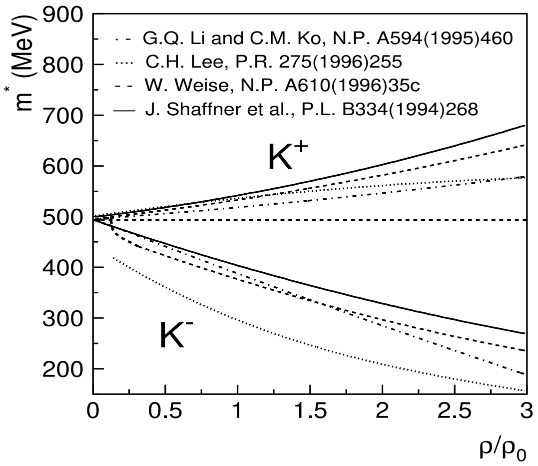

FIG. 2.7 – *Masse effective des kaons et antikaons en fonction de la densité nucléaire normalisée à la densité nucléaire normale, obtenue à partir de différents modèles théoriques [35, 89, 90, 91].*

Différentes paramétrisations de la masse effective des kaons et antikaons dans le milieu nucléaire sont présentées sur la figure 2.7 en fonction de la densité nucléaire du milieu [35, 89, 90, 91]. Cette figure suggère que la production de K^- devrait augmenter pour des hautes densités du fait de la baisse de leur masse effective. Inversement, la hausse de la masse effective des K^+ pour des densités baryoniques élevées devrait limiter leur taux de production. Comme nous pouvons le voir sur la figure, les prédictions concernant l'évolution des masses effectives des $K^{\pm}$ avec la densité nucléaire dépendent fortement des modèles.

En ce qui concerne les hypérons Λ, le potentiel Λ-nucléon peut être obtenu, à densité nucléaire normale, à partir des propriétés des hyper-noyaux [93, 94]. Cependant, seules les collisions d'ions lourds relativistes permettent d'étudier en laboratoire les propriétés des hypérons à des températures et densités plus élevées que celles des noyaux dans leur état fondamental. Diverses approches théoriques ont aussi été utilisées pour l'étude de ce potentiel [104, 106, 105]. Ce potentiel peut également être évalué à partir d'une approche simplifiée qui consiste à considérer le contenu en quarks légers du Λ [92, 123]. Ainsi le potentiel Λ-nucléon est environ 2/3 du potentiel nucléon-nucléon, ce qui est en accord avec la valeur extraite des hyper-noyaux [93, 94]. Nous pouvons donc écrire que les potentiels scalaire et vectoriel Λ-nucléon sont respectivement [104, 106, 105] :

$$\Sigma_S^{\Lambda} \simeq \frac{2}{3}\Sigma_S^N \quad et \quad \Sigma_V^{\Lambda} \simeq \frac{2}{3}\alpha\Sigma_V^N \tag{2.6}$$

Σ_S^N et Σ_V^N sont respectivement les potentiels nucléon-nucléon scalaire et vectoriel.

Le paramètre α permet d'étudier la sensibilité du "flow" et de la production des Λ au potentiel Λ-nucléon. Le potentiel des Λ dans le milieu peut s'écrire [104, 106, 105] :

$$U_\Lambda(\vec{k},\rho_N) = \left((m_\Lambda - \Sigma_S^\Lambda)^2 + \vec{k}^2\right)^{1/2} + \Sigma_V^\Lambda - (m_\Lambda^2 + \vec{k}^2)^{1/2} \tag{2.7}$$

Les potentiels Λ-nucléon (équation 2.7) et K^+-nucléon (déduit de l'équation 2.5) sont présentés en fonction de la densité nucléaire réduite ρ/ρ_0 sur la figure 2.8 [104, 106]. Le potentiel Λ-nucléon, à densité nucléaire normale, obtenu à partir des hyper-noyaux est symbolisé par le point plein [93].

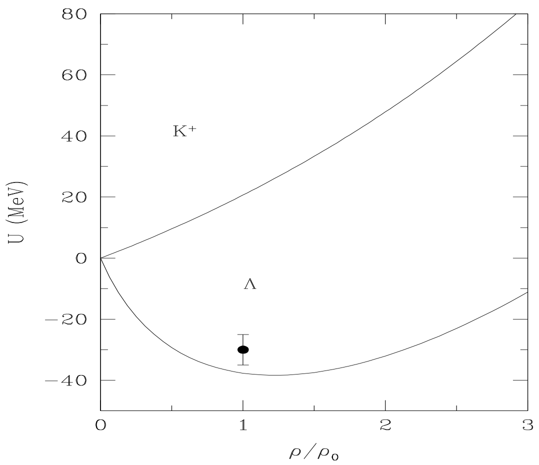

FIG. 2.8 – *Potentiels Λ-nucléon (avec $\alpha = 1$) et K^+-nucléon en fonction de la densité nucléaire réduite (courbes) [104] et potentiel Λ-nucléon à $\rho = \rho_0$ déduit de la structure des hyper-noyaux (point plein) [93].*

Nous voyons que pour des densités nucléaires de l'ordre de celles atteintes aux énergies de SIS, le potentiel Λ-nucléon est attractif tandis que le potentiel K^+-nucléon est répulsif. Ces différences affecteront les distributions en impulsion, mais aussi les taux de production de ces particules comme nous le verrons dans les prochaines sections.

Aux énergies du RHIC et du SPS, l'énergie disponible dans le centre masse est largement suffisante pour créer des kaons et des Λ au dessus du seuil. Les effets de milieu inhérents aux potentiels seront donc de moindre importance. Dans le domaine haut en énergie des faisceaux délivrés par le SIS, on se place sous le seuil de création du K^- et au voisinage du seuil de création des K^+ et des Λ (voir Annexe A2). En outre, les densités baryoniques atteintes sont de l'ordre de deux à trois fois la densité de la matière nucléaire normale, et cela pendant un temps relativement long [87]. Nous sommes dans des conditions favorables pour mettre en évidence des effets de milieu sur la production et la propagation des particules étranges.

2.2.2.2 Principaux résultats concernant la production des $K^\pm$ et des ϕ

Une grande partie du programme de physique des collaborations KaoS et FOPI a été dédiée à l'étude de l'étrangeté et notamment à l'étude de la production de $K^\pm$ dans la matière dense. La collaboration FOPI a étudié la production des kaons et antikaons dans les collisions Ru+Ru à 1,69 AGeV, Ni+Ni à 1,93 AGeV, Au+Au et Ca+Ca à

1,5 AGeV [95, 96, 97, 98, 99]. La collaboration KaoS a étudié les systèmes Au+Au de 0,5 AGeV à 1,5 AGeV, Ni+Ni de 1,06 à 1,93 AGeV et C+C de 0,8 à 2 AGeV [100, 101, 102, 103].

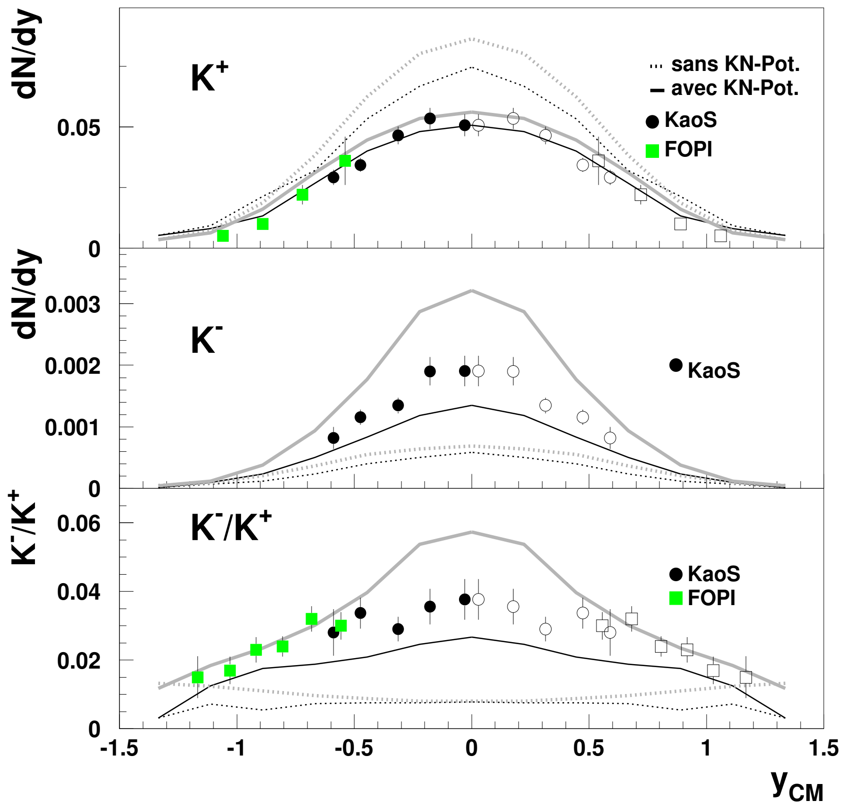

FIG. 2.9 – *Distributions en rapidité des K^+ (haut), des K^- (milieu) et rapport K^-/K^+ en fonction de la rapidité réduite (voir annexe A3), pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV (b < 4,4 fm). Les points expérimentaux ont été mesurés par les collaborations FOPI (carrés pleins) [97, 99] et KaoS (cercles pleins) [102]. Les points représentés par les symboles ouverts sont la reflection des points mesurés dans l'hémisphère arrière du centre de masse. Les prédictions du modèle RBUU (courbes grises) [104] et (courbes noires) [124] sont représentées par les lignes pleines (avec effet de milieu) et en pointillés (sans effet de milieu). La figure est extraite de [100].*

La figure 2.9 présente les résultats concernant les distributions en rapidité des K^+ (haut) et des K^- (milieu) obtenus par les collaborations FOPI (carrés) [97, 99] et KaoS [102] (cercles) pour des collisions centrales (b < 4,4 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV. L'évolution du rapport K^-/K^+ est montrée dans la partie basse de la figure. Les différentes prédictions du modèle de transport RBUU (courbes grises) [104] et (courbes noires) [124] avec effets de milieu (traits pleins) et sans effets de milieu (pointillés) sont également reportées sur la figure. Les différences entre les prédictions des deux versions du modèle pourraient être attribuées à l'utilisation de sections efficaces différentes. La distribution en rapidité des K^+ est en parfait accord avec la version du modèle prenant en compte les effets de milieu. Bien que l'ajustement du modèle soit moins bon pour les K^- (surestimé avec la version de G.Q. Li et al. [104] et sous-estimé avec celle de W. Cassing et al. [124]), c'est encore le scénario avec effets de milieu qui est le plus proche des données expérimentales.

L'étude du rapport K^-/K^+ permet de mettre plus facilement en évidence les effets du milieu nucléaire de par le signe opposé des potentiels K^+-nucléon et K^--nucléon. On remarque que le rapport K^-/K^+ augmente vers les rapidités intermédiaires car c'est dans cette région que la densité de la matière nucléaire est la plus élevée et donc que l'amplitude des potentiels $K^{\pm}$-nucléon est la plus grande (figure 2.7). Cette augmentation peut s'expliquer par le fait que bien que les K^- aient un seuil de création plus élevé que les K^+, le potentiel K^--nucléon est fortement attractif, contrairement à celui des K^+. Le modèle RBUU, avec effets de milieu, prédit une forte sensibilité du rapport K^-/K^+ à la rapidité du centre de masse, et est le plus proche des données. Nous pouvons aussi noter que l'évolution du rapport K^-/K^+ en fonction de la rapidité réduite est la même pour les deux versions du modèle [104, 124].

Le rapport K^-/K^+ en fonction du nombre de nucléons participants est présenté sur la figure 2.10 (gauche) pour les collisions Ni+Ni et Au+Au à 1,5 AGeV [107]. Les prédictions d'un modèle thermique [108] sont aussi reportées sur la figure. Nous voyons que le rapport mesuré expérimentalement n'est pas sensible à la centralité des collisions Ni+Ni et peut être considéré comme pratiquement constant pour les collisions Au+Au, excepté pour les collisions les plus centrales.

Le modèle thermique statistique [108] prévoit un rapport K^-/K^+ indépendant du nombre de participants, en accord avec les résultats expérimentaux excepté pour les collisions centrales Au+Au. Le résultat expérimental suggère que les kaons et antikaons sont à l'équilibre chimique, bien que les K^- soient produits largement sous leur seuil de création.

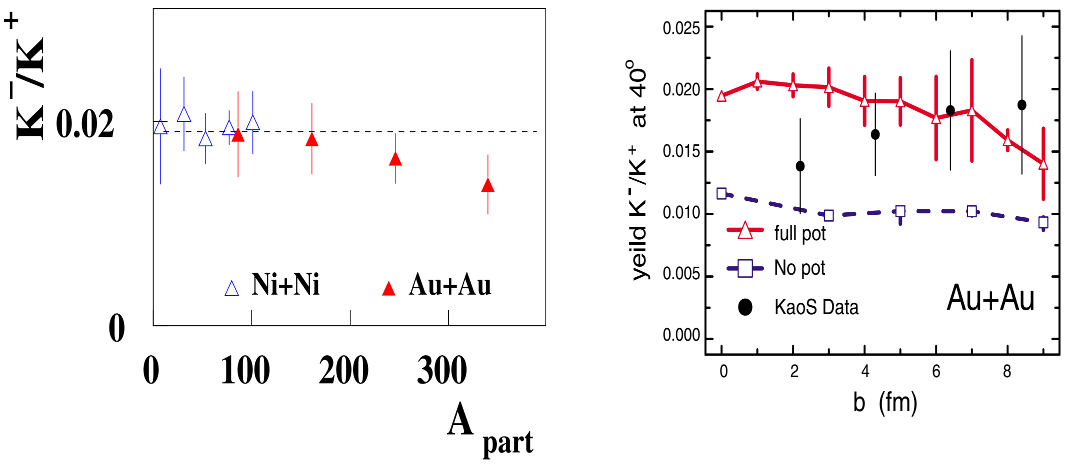

FIG. 2.10 – *Partie gauche : rapport $\frac{K^-}{K^+}$ en fonction du nombre de participants pour les systèmes Ni+Ni (symboles ouverts) et Au+Au (symboles fermés) à 1,5 AGeV [107]. La ligne en pointillé représente le calcul d'un modèle thermique statistique [108]. Partie droite : rapport $\frac{K^-}{K^+}$ en fonction du paramètre d'impact pour des collisions Au+Au à 1,5 AGeV [107] et prédictions du modèle IQMD [109] avec (triangles) et sans (carrés) effets de milieu.*

La partie droite de la figure 2.10 présente le rapport $\frac{K^-}{K^+}$ en fonction du paramètre d'impact pour les collisions Au+Au à 1,5 AGeV [107] et les prédictions du modèle IQMD avec et sans effets de milieu [109]. Nous remarquons que le modèle incluant les effets de milieu (triangles), reproduit correctement le rapport $\frac{K^-}{K^+}$ sauf pour les collisions les plus centrales Au+Au. Nous avons vu que ce rapport augmente dans la région des rapidités intermédiaires, zone de haute densité (figure 2.9). On s'attend donc à observer une augmentation de ce rapport pour les collisions les plus centrales. La diminution observée peut s'expliquer de la manière suivante [109]. Le processus NN $\rightarrow$ NNK^+K^- n'est pas le seul processus de création des K^-, le processus $\Lambda(\Sigma)\pi \rightarrow K^-$N joue aussi un rôle important dans la création des K^-. La production des K^- est donc fortement corrélée à celle des K^+ car les Λ et les K^+ sont créés essentiellement suivant le même processus : NN $\rightarrow \Lambda(\Sigma)K^+$N. On peut donc en déduire que les taux de production de K^- dépendent du potentiel K^--nucléon mais aussi du potentiel K^+-nucléon. Ce processus d'échange d'étrangeté pourrait permettre de valider l'hypothèse que les kaons et antikaons sont à l'équilibre chimique aux énergies de SIS.

La décroissance des mésons ϕ est une autre source de production de K^- à prendre en considération dans l'étude de leur production. Le ϕ ($s\bar{s}$) est une résonance qui se désintègre à 49% en paires K^+K^- et a été mesuré pour la première fois, sous son seuil de création, par la collaboration FOPI. Le taux de production des ϕ dans les collisions centrales ($b <$ 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV est : $P(\phi) = (1{,}2 \pm 0{,}4 \pm 0{,}6) \times 10^{-3}$ [110]. Le rapport ϕ/K^- pour les collisions centrales Ni+Ni à 1,93 AGeV est alors : $\dfrac{P(\phi)}{P(K^-)} = 0{,}44 \pm 0{,}15 \pm 0{,}21$ [110].

Cela veut dire qu'environ 20% des K^- produits viennent de la désintégration du méson ϕ. Dans la plupart des modèles de transport, le processus de désintégration du ϕ n'est pas pris en compte [111]. L'étude de la production de la résonance ϕ pourrait donc apporter quelques réponses concernant la production des kaons (antikaons) dans le milieu nucléaire excité. De plus, le méson ϕ subirait aussi des effets du milieu nucléaire [112]. Ainsi, plus la variété de particules étudiées est large et plus les contraintes apportées aux modèles en terme de processus de création seront fortes.

2.2.2.3 Production de kaons et équation d'état de la matière nucléaire

Les modèles de transport prévoient une forte sensibilité de la production de K^+ au coefficient de compressibilité de la matière nucléaire dans les collisions d'ions lourds à des énergies proches de leur seuil de création [114]. Cette sensibilité est due aux mécanismes de production des kaons : collisions multiples et secondaires (N+N, π+N, ...). Ces processus dépendent de la densité baryonique, elle-même étant reliée à la compressibilité de la matière nucléaire. Des résultats récents obtenus avec un modèle de transport [115] pour des collisions Au+Au à une énergie proche du seuil de création des kaons montrent que le taux de production de kaons augmente d'un facteur 2 suivant que l'on considère une équation d'état douce ou dure. En conséquence, les taux de production des K^+ sont sensibles aux effets du milieu et à la compressibilité de la matière nucléaire. Cependant, on s'attend à une plus forte sensibilité des K^+ à la compressibilité de la matière nucléaire qu'aux effets de milieu aux énergies proches de leur seuil de création [116, 117]. En comparant les taux de production des K^+ dans un système lourd (Au+Au) où les densités atteintes sont très élevées [12] et dans un système léger (C+C) où les densités sont plus faibles [117], nous devrions pouvoir apporter des contraintes sur le coefficient de compressibilité de la matière nucléaire.

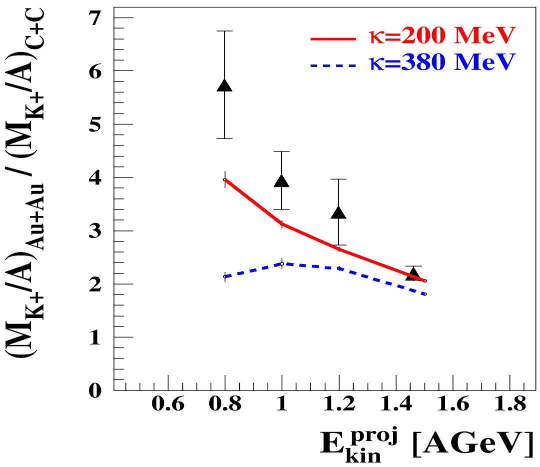

FIG. 2.11 – *Multiplicité des K^+ dans les collisions Au+Au par rapport à celle mesurée dans les collisions C+C en fonction de l'énergie cinétique du projectile [116] et prédictions obtenues avec une EoS douce (ligne) et dure (pointillés) [117].*

Cette étude, effectuée par la collaboration KaoS, est résumée sur la figure 2.11 qui montre le rapport entre les multiplicités des K^+ mesurées pour les collisions Au+Au et celles obtenues pour les collisions C+C en fonction de l'énergie cinétique du projectile [116]. Les prédictions de modèle IQMD obtenues avec une EoS douce (ligne) et dure (pointillés) [117] sont également présentées sur cette figure. Nous voyons que les résultats expérimentaux sont en faveur d'une équation d'état douce de la matière nucléaire.

Nous avons aussi vu que la production des kaons et antikaons est sensible aux effets de milieu. Toutefois, l'accord avec les modèles incluant les effets de milieu dépend fortement des sections efficaces des mécanismes de production. La section suivante expose l'étude du “flow” des particules étranges qui apporte une contrainte supplémentaire aux paramètres des modèles.

2.2.2.4 Propagation des particules étranges dans le milieu nucléaire

A) “Flow” intégré des K^+, Λ et K^0_S

La figure 2.12 présente le “flow” latéral (émission dans le plan de la réaction) des Λ, K^+ et K^0_S en fonction de la rapidité réduite pour les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV [118].

Nous remarquons que les Λ se propagent dans la même direction que les protons. Par contre, on remarque que les K^+ ont un “flow” latéral nul. Cette tendance est reproduite par la version du modèle RBUU [119] prenant en compte un potentiel scalaire et vectoriel kaon-nucléon. Nous pourrions penser que l'absence de “flow” pour les K^+ soit due à des effets coulombiens. Cette hypothèse est toutefois écartée en examinant le “flow” des K^0_S (partie basse de la figure) dont le profil est comparable à celui des K^+. Les résultats sont donc en faveur d'effets de milieu pour les K^+ et les K^0_S.

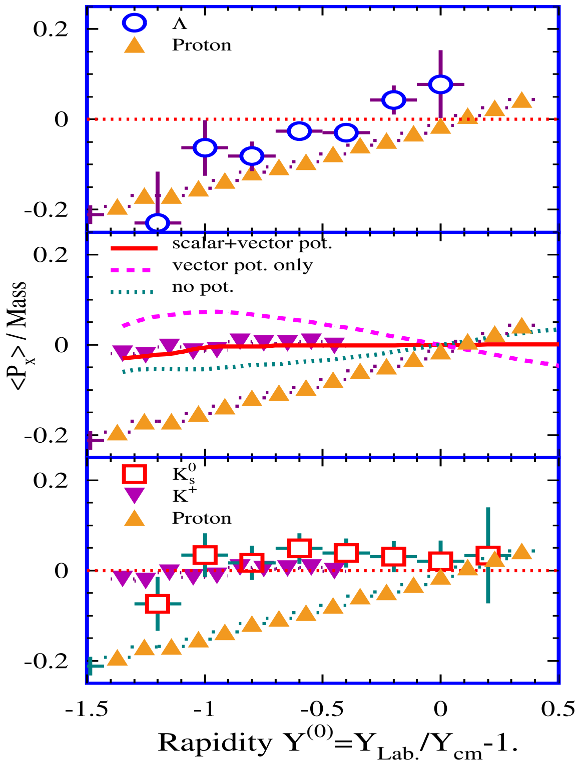

FIG. 2.12 – *Comparaison du "flow" latéral des protons et des Λ (haut) pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV [118] ; prédictions du modèle de transport RBUU [119] pour différents potentiels kaon-nucléon et comparaison avec les données du "flow" latéral des protons et des K^+ pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV [118](milieu) ; comparaison du "flow" latéral des protons, des K^+ et des K^0_S [118] (bas).*

Il est important de souligner que le "flow" des K^+ dépend aussi des processus $\Delta N \rightarrow K^+$ et $\pi N \rightarrow K^+$ et donc du temps de vie de la résonance Δ [121]. Ainsi, il faut noter que le modèle IQMD avec une équation d'état douce et prenant en compte la dépendance en impulsion de l'interaction [121] permet de reproduire les résultats expérimentaux obtenus par la collaboration FOPI [120], en prenant comme paramètre libre le temps de vie des résonances Δ.

La figure 2.13 représente le "flow" latéral des Λ en fonction de la rapidité réduite pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV et un paramètre d'impact inférieur à 4 fm [120]. Les prédictions théoriques sont issues du modèle RBUU [123]. La courbe en pointillés représente le "flow" latéral des Λ primaires. La courbe en tirets fait état du "flow" des Λ après interaction ("rescattering") avec les particules du milieu (essentiellement les nucléons). Enfin, la courbe en traits pleins représente le "flow" des Λ après interaction avec le milieu et en faisant l'hypothèse d'un potentiel Λ-nucléon attractif. La statistique des Λ mesurés est faible, il n'est pas possible d'écarter de manière définitive une des différentes versions du modèle. Nous pouvons toutefois noter que les Λ ont un "flow" comparable à celui des protons, ce qui semble conforter l'hypothèse de l'existence d'un potentiel attractif entre les Λ et les nucléons. Cependant, les différences entre les versions du modèle sont faibles et des données plus précises sont nécessaires pour conclure sur l'existence d'un potentiel Λ-nucléon.

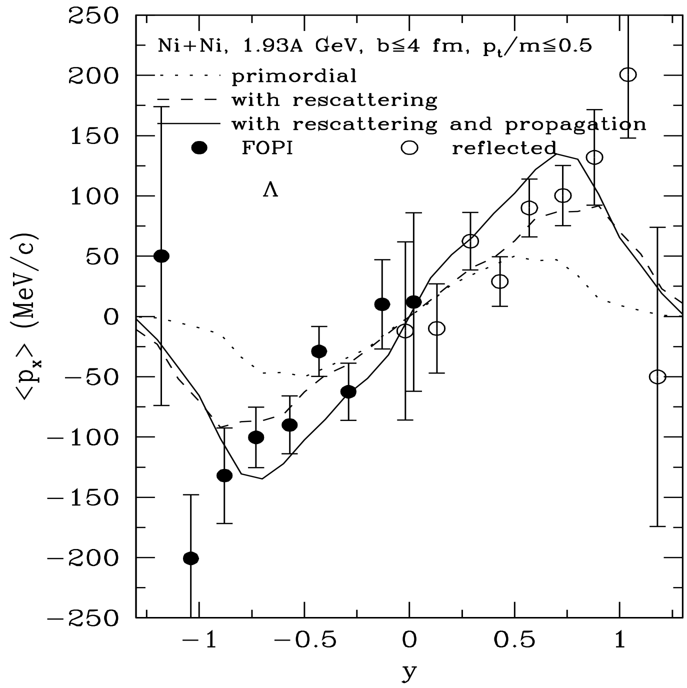

FIG. 2.13 – *"Flow" des Λ mesuré par la collaboration FOPI pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV [120] (points) et prédictions du modèle RBUU [123] (tirets, pointillés et trait plein).*

B) "Flow" différentiel des K^+

Une étude complète du "flow" des K^+ a été réalisée dans le but de valider l'hypothèse d'un potentiel K^+-nucléon répulsif. L'étude du "flow" différentiel consiste en une décomposition des distributions azimutales par rapport au plan de réaction en séries de Fourier et permet d'extraire les différentes composantes du "flow" en balayant simultanément plusieurs régions de l'espace de phases. Avec $\phi' = \phi - \phi_r$, où ϕ_r est l'angle azimutal du plan de la réaction on a [122] :

$$\frac{dN}{d\phi'} \simeq 1 + 2v_1 cos(\phi') + 2v_2 cos(2\phi') \tag{2.8}$$

Les composantes de "flow" latéral et elliptique sont respectivement quantifiées par les premier (v_1) et second (v_2) coefficients de Fourier.

La figure 2.14 présente le "flow" latéral différentiel des K^+ (v_1 en fonction de p_t) mesuré par la collaboration FOPI (Ni+Ni à 1,93 AGeV, b < 1,7 fm) [98] et diverses prédictions du modèle BUU, avec et sans potentiel kaon-nucléon [124]. Pour comparaison, le "flow" différentiel des protons est aussi reporté sur la figure. On observe une anticorrélation entre le "flow" des K^+ et des protons à faible impulsion transverse ("antiflow" des kaons). Les données sont en faveur d'effets de milieu sur les kaons. Notons que cette tendance a aussi été mise en évidence pour les K^0_S mesurés dans les collisions Au+Au à 6 AGeV [125].

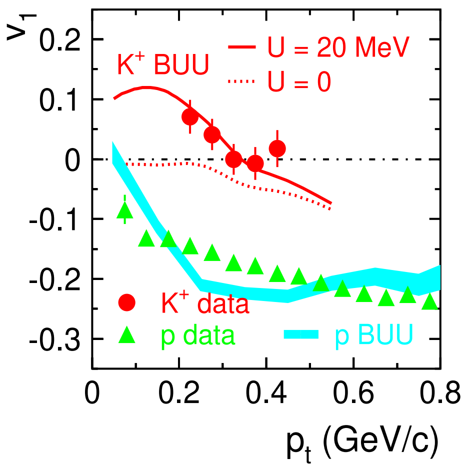

FIG. 2.14 – *"Flow" latéral des protons et des K^+ en fonction de l'impulsion transverse pour un domaine en rapidité de -1,2 < y^0 < -0,65 et des collisions centrales (b < 1,7 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV [98]. Les données sont comparées aux prédictions du modèle BUU [124].*

C) "Flow" elliptique des K^+ et des K^-

La figure 2.15 présente les distributions azimutales des π^+, K^+ et K^- [126] pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV (3,8 fm < b < 6,5 fm), pour un domaine en rapidité : 0,3 < y/y$_{faisceau}$ < 0,7 et pour un domaine en impulsion transverse : 0,2 GeV/c < p_t < 0,8 GeV/c.

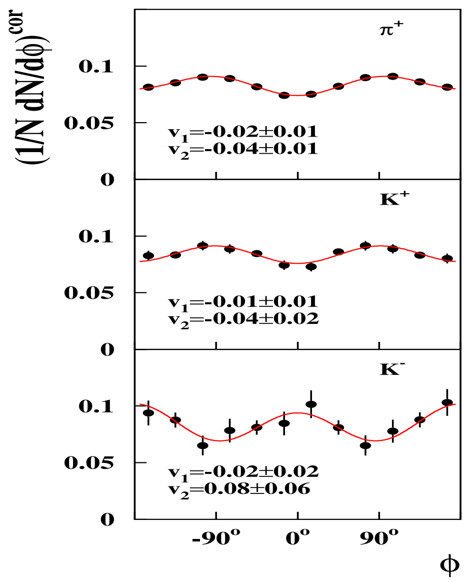

FIG. 2.15 – *Distributions azimutales des π^+, K^+ et K^- pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV (3,8 fm < b < 6,5 fm), pour un domaine en rapidité : 0,3 < $y/y_{faisceau}$ < 0,7 et en impulsion transverse : 0,2 GeV/c < p_t < 0,8 GeV/c. Les lignes correspondent à l'ajustement par l'équation 2.8 et les paramètres v_1 et v_2 sont reportés sur la figure [126].*

Les lignes correspondent à l'ajustement par des séries de Fourier (équation 2.8) et les paramètres v_1, v_2 sont reportés sur la figure. Nous remarquons que les π^+ et les K^+ sont émis de manière préférentielle hors du plan de réaction ($v_2 < 0$). Pour les pions, cette tendance s'explique par le fait que ces particules subissent de multiples collisions et sont réabsorbées dans le milieu [127].

Cette explication ne peut être retenue pour les K^+ à cause des sections efficaces d'interaction avec le milieu plus faibles. Ce résultat expérimental suggère donc une interaction répulsive entre les K^+ et les nucléons présents dans le milieu. On observe la tendance inverse pour les K^-, c'est à dire une émission prononcée dans le plan de réaction. On aurait pû s'attendre à l'effet inverse puisque les K^- possèdent une importante section efficace d'absorption dans la matière. Ce comportement a été récemment prédit par un modèle de transport [128] incluant un potentiel attractif entre les K^- et les nucléons.

2.2.2.5 Conclusions et perspectives

Nous avons vu que la plupart des résultats concernant la production et la propagation des $K^\pm$ sont en faveur d'effets de milieu nucléaire. Cependant, comme le montre la figure 2.16 [129], les conclusions dépendent des sections efficaces utilisées dans les modèles. Nous rappelons aussi que le temps de vie de la résonance Δ est déterminant dans la compréhension des processus de création des kaons. Nous voyons par exemple, que pour un même modèle (IQMD ici) différentes sections efficaces conduisent à des taux de production de K^+ différents.

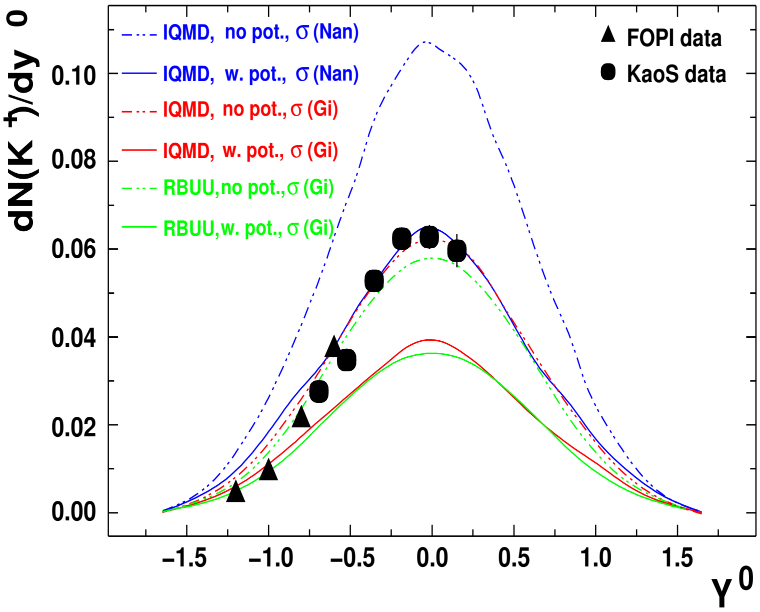

FIG. 2.16 – *Distributions en rapidité des K^+ pour des collisions centrales ($b < 4$ fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV. Les points expérimentaux de FOPI [99] et de KaoS [102] sont comparés à différents modèles de transport sans (pointillés) et avec (lignes) effets de milieu. La figure est extraite de la référence [129].*

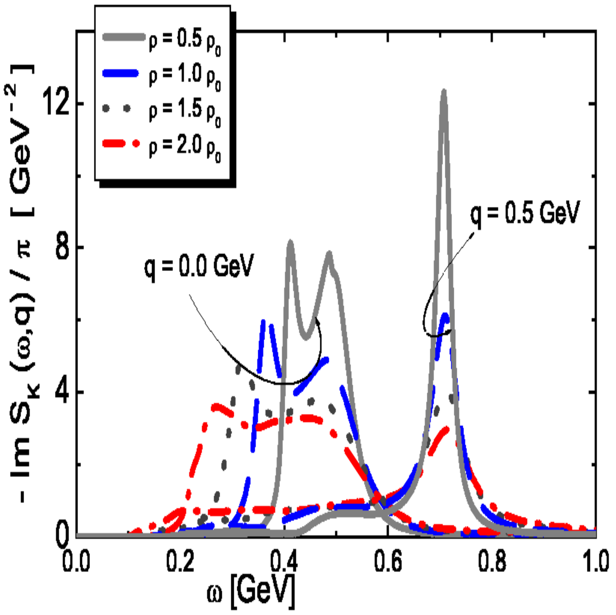

FIG. 2.17 – *Fonction spectrale des K^- pour des impulsions $q = 0$ et $q = 0.5$ GeV/c et pour différentes densités de la matière nucléaire [131].*

Au niveau théorique, il serait aussi intéressant de relier les fonctions spectrales [131] des $K^{\pm}$ aux effets de milieu pour mettre en évidence une restauration partielle de la symétrie chirale à haute densité. La figure 2.17 présente la fonction spectrale des antikaons pour différentes impulsions (q = 0 et q = 0.5 GeV/c) et pour différentes densités de la matière nucléaire [131]. On observe que la largeur de la fonction spectrale augmente avec la densité, en particulier pour de faibles impulsions. La fonction spectrale des K^- dans le milieu et l'amplitude des diffusions affectent de manière importante les processus faisant intervenir l'échange de l'étrangeté tels que πY $\rightarrow$ K^-N où Y = Λ, Σ. Il apparaît que tenir compte de la résonance Σ(1385) dans les modèles de transport est d'une importance capitale pour parvenir à une bonne compréhension des taux de production des K^- mesurés expérimentalement. Récemment les fonctions spectrales ont été implémentées dans les calculs théoriques [130] mais l'accord obtenu avec les données expérimentales suggère encore plusieurs phases de développement.[107]

Finalement, nous voyons qu'un bon nombre de questions restent en suspend. Des incertitudes subsistent en ce qui concerne la mise en évidence des effets de milieu à partir de la production et de la propagation des kaons (antikaons). Le rapport K^-/K^+ augmente vers les rapidités intermédiaires alors qu'il est constant (ou diminue) en fonction de la centralité de la collision. Cependant, l'hypothèse d'un potentiel (anti)kaon-nucléon semble justifiée pour expliquer la propagation des $K^{\pm}$ dans le milieu. Une étude détaillée du "flow" différentiel des K^-, mais aussi de la production des mésons ϕ [111] pourrait permettre de mieux comprendre les processus mis en jeu lors de leur création.

Il est important, pour une compréhension générale de la production et de la propagation de l'étrangeté aux énergies de SIS et de l'AGS, d'étendre les analyses à d'autres variétés de particules étranges telles que les hypérons Λ et Ξ^-. L'intérêt de l'étude de la production de ces deux particules fera l'objet de la prochaine section.

2.3 Production de Λ et de Ξ^- aux énergies de l'AGS et de SIS

2.3.1 Taux de production des Λ

2.3.1.1 Résultats expérimentaux à l'AGS

L'étude de l'étrangeté est une partie importante du programme de physique des collaborations E810 [132, 133] et E895 [134] à l'AGS. La collaboration E895 a étudié la production de l'hypéron Λ en fonction de la centralité pour des collisions Au+Au à 6 AGeV [134]. Les résultats de ces mesures sont reportés sur la figure 2.18. Nous voyons que ce sont les taux de production $\Lambda + \Sigma^0$ qui sont présentés et pas uniquement ceux des Λ. Ceci s'explique par le fait que le Σ^0 est une résonance qui se désintègre en un Λ et un photon à 100%. Sans l'identification de ces photons, il est impossible de distinguer un Λ primaire d'un Λ secondaire venant de la désintégration d'un Σ^0.

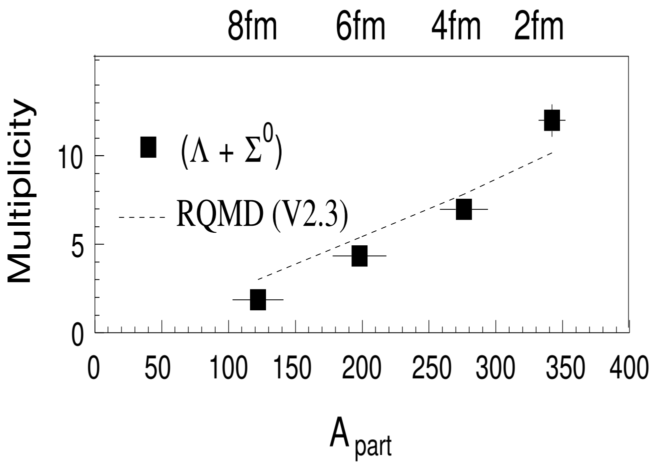

FIG. 2.18 – *Production de $\Lambda + \Sigma^0$ en fonction du nombre de nucléons participants pour les collisions Au+Au à 6 AGeV [134]. Les valeurs obtenues avec le modèle RQMD sont représentées par la ligne en pointillés [135].*

On observe une forte dépendance à la centralité du taux de production des $\Lambda + \Sigma^0$. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prédictions du modèle RQMD [135]. Nous pouvons remarquer que les taux de production ne sont pas normalisés au nombre de participants. Ainsi, l'augmentation observée pourrait être plus faible après normalisation.

2.3.1.2 Résultats expérimentaux et prédictions à SIS

L'étude de la dépendance du taux de production des Λ à la centralité de la collision n'a pas encore été réalisée aux énergies de SIS. Nous savons cependant que les Λ et les K^+ sont produits conjointement. Il est donc intéressant de s'arrêter sur la production de K^+ en fonction de la centralité de la collision. Cette étude a été réalisée par les collaborations KaoS [103] et FOPI [136] aux énergies de SIS.

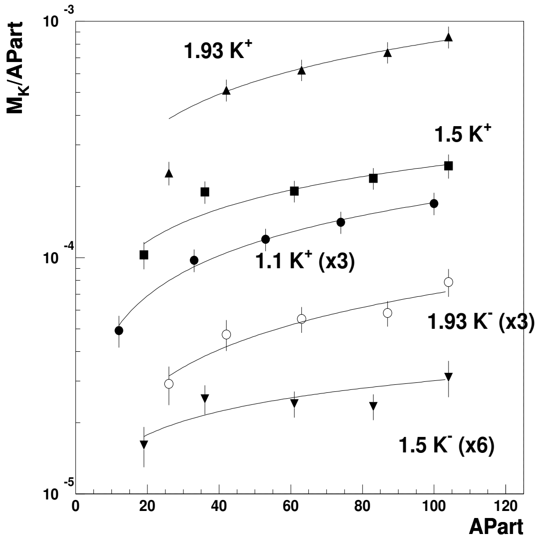

FIG. 2.19 – *Multiplicité des kaons par nucléon participant en fonction du nombre de nucléons participants pour les collisions Ni+Ni (cercles) et Au+Au (carrés) et pour différentes énergies de faisceau [103]. Les triangles pleins (partie haute) correspondent aux collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV.*

La figure 2.19 présente les multiplicités de kaons par nucléon participant en fonction du nombre de participants, pour différents systèmes et énergies incidentes. Les résultats qui nous intéressent plus particulièrement, à savoir la multiplicité des K^+ dans les réactions Ni+Ni à 1,93 AGeV [103], sont situés en haut de la figure. Nous remarquons que le taux de production de kaons augmente avec la centralité de la collision. La même tendance est observée pour d'autres systèmes et énergies de faisceau [102, 103]. La fonction utilisée pour ajuster les points expérimentaux de la figure 2.19 est :

$$M_{K^+} \propto A_{part}^{\alpha} \tag{2.9}$$

Pour le système Ni+Ni, l'ajustement est fait avec α=1,6 $\pm$ 0,2 comme valeur du paramètre de pente [102, 103].

Les prédictions du modèle de transport UrQMD [137] présentées sur la figure 2.20 concernent le taux de production des Λ dans les collisions centrales ($b_{geo} \leq$ 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV (haut) et la dépendance du taux de production à la centralité des collisions (bas). Le modèle UrQMD prédit 0,128 $\pm$ 0,005 Λ par collision centrale. Une prédiction issue d'un modèle thermique [140] fait état d'un taux de production de Λ égal à 0,1 pour les mêmes collisions centrales. Comme le montre la partie basse de la figure 2.20, le modèle UrQMD prédit un taux de production de Λ, normalisé au nombre de participants, qui augmente faiblement avec la centralité de la collision.

Les Λ mesurés à l'AGS [137] suivent une évolution en fonction de la centralité de la collision similaire à celle prédite par le modèle UrQMD pour des énergies incidentes plus faibles. Nous rappelons que le modèle UrQMD ne prend pas en compte les effets de milieu, mais il tient compte des diffusions des particules dans le milieu. De plus, nous pouvons noter que la dépendance du taux de production des Λ à la centralité de la collision prédite par le modèle est qualitativement similaire à celle qui a pu être observée pour les K^+.

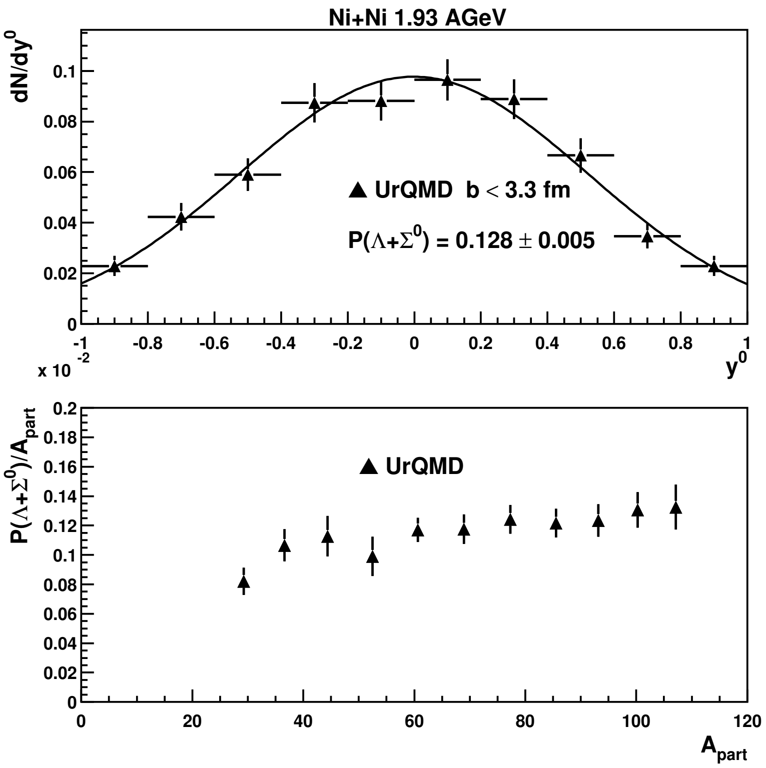

FIG. 2.20 – *Taux de production des Λ pour des collisions centrales (b < 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV et taux de production des Λ par nucléon participant en fonction du nombre de participants (bas). Les résultats proviennent du modèle UrQMD [137] (l'équation d'état choisie dans le modèle est dure).*

Les processus de création des Λ et des K^+ utilisés dans les modèles, pour des énergies allant de 1 à 2 AGeV, sont principalement [179, 180] :

$$B + B \to B + \Lambda + K^+ \qquad et \qquad \pi + B \to \Lambda + K^+ \tag{2.10}$$

Suivant le modèle utilisé, B représente un nucléon (N) ou les résonances $\Delta(1232)$ et N*(1440) (d'autres résonances lourdes sont prises en compte mais à l'énergie où nous nous plaçons, leur poids dans les calculs des taux de production reste faible [33]). Les processus dominants dans la création des Λ obtenus à partir des modèles de transport seront discutés plus en détail dans le chapitre 6.

Les sections efficaces utilisées dans ces modèles sont obtenues à partir de mesures expérimentales concernant les collisions p+p [138, 139]. Ces expériences permettent de fixer le contenu en étrangeté des nucléons, mais aussi de mieux connaître les processus de création des particules étranges. Il a été mis en évidence une suppression de la production de Σ^0 par rapport à la production de Λ [138, 139], pour des énergies proches de leur seuil de création. Les rapports des sections efficaces sont :

$$\sigma(pp \to pK^+\Lambda)/\sigma(pp \to pK^+\Sigma^0) = 28^{+6}_{-9} \tag{2.11}$$

La suppression observée pour les Σ^0 serait due à une importante conversion des Σ via la réaction ΣN $\to \Lambda p$. Ces résultats sont d'une grande importance dans le traitement des divers processus utilisés dans les modèles de transport, permettant un premier ajustement des sections efficaces des processus qui sont utilisés pour la création des particules étranges.

2.3.1.3 Objectifs de cette étude

Nous nous proposons, dans le présent travail, d'étudier la production des Λ et notamment la dépendance du taux de production à la centralité dans les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV, étude qui n'a encore jamais été réalisée dans le domaine d'énergie de SIS.

La comparaison des prédictions des modèles de transport avec les résultats expérimentaux concernant le taux de production des K^+ a montré que les résultats dépendaient des modèles. Il sera donc intéressant de comparer nos résultats à différents modèles prenant en compte ou non les effets du milieu nucléaire. Cela apportera une contrainte supplémentaire sur les mécanismes de production des Λ, et devrait également permettre d'extraire des informations sur le potentiel Λ-nucléon.

Nous avons vu que la production d'antikaons est fortement corrélée à celle des Λ, lorsque nous considérons les processus d'échange d'étrangeté tels que $\pi\mathrm{Y} \rightarrow K^-\mathrm{N}$. Ces processus seraient à l'origine de l'équilibre chimique des kaons et antikaons observé aux énergies de l'AGS et de SIS. Ainsi, la mesure du taux de production des Λ pourrait aussi permettre de mieux évaluer le taux de production des K^-, avec une meilleure compréhension des processus d'échange d'étrangeté.

Par ailleurs, nous savons que la production de quarks et d'antiquarks étranges doit s'équilibrer dans les différents processus de création des particules. On parle alors de la balance de l'étrangeté. Nous essaierons de mettre en évidence la neutralité chimique à partir des différents taux de production des particules étranges mesurés aux énergies de SIS. Cela permettra d'apporter une validation des taux de production de l'étrangeté mesurés dans ce domaine d'énergie et d'offrir une nouvelle comparaison avec les différentes prédictions des modèles théoriques.

2.3.2 Taux de production des Ξ^-

2.3.2.1 Résultats expérimentaux à l'AGS

La collaboration E895 a étudié la production des Ξ^- dans les collisions Au+Au à des énergies incidentes proches du seuil de création [134]. Ces résultats sont présentés sur la figure 2.21. Nous observons une forte dépendance à la centralité de la collision des taux de production des hypérons Ξ^- et Λ. Comme le suggère le rapport $\Xi^-/(\Lambda + \Sigma^0)$, cette dépendance est plus forte pour les Ξ^- que pour les Λ. Nous remarquons que le modèle de transport RQMD [135] reproduit parfaitement les résultats expérimentaux. Les valeurs obtenues sont aussi en bon accord avec les prédictions de modèles thermiques statistiques [141]. Il faut mentionner qu'une mesure antérieure du Ξ^- aux énergies de l'AGS [133] se situe un facteur 5 au dessus des prédictions théoriques (et donc de la mesure effectuée par la collaboration E895). Cette mesure est toutefois entachée d'une large erreur.

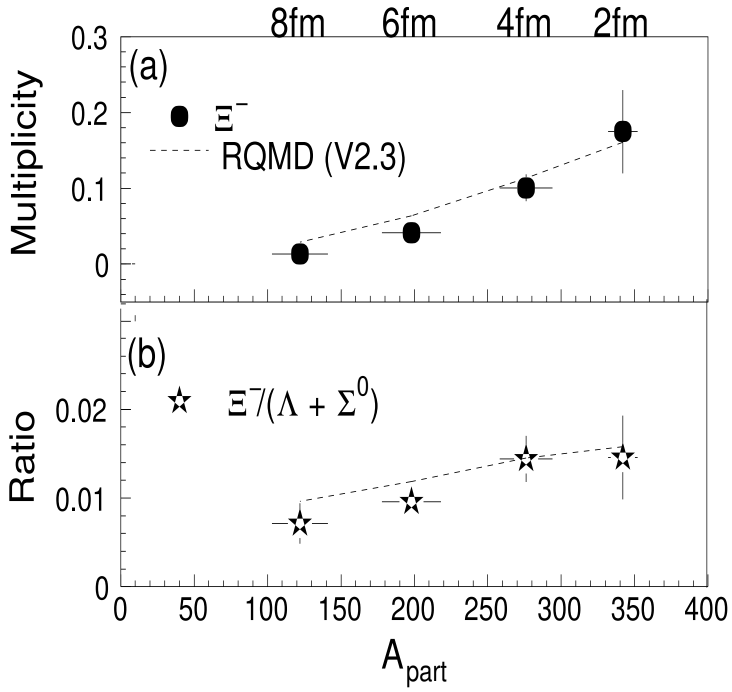

FIG. 2.21 – *Taux de production de Ξ^- (a) et du rapport $\Xi^-/\Lambda + \Sigma^0$ (b) en fonction de la centralité de la collision Au+Au à 6 AGeV [134]. Les valeurs obtenues avec le modèle RQMD sont représentées par les courbes en pointillés [135].*

2.3.2.2 Prédictions théoriques sur la production de Ξ^- aux énergies de l'AGS

La production de Ξ^- dans les collisions Au+Au à 6 AGeV a été étudiée avec le modèle de transport (UrQMD) développé par G. Zeeb et al. [144]. Ce modèle prévoit une forte sensibilité du taux de production des Ξ^- aux processus d'échange d'étrangeté. Il ne prend pas en compte un scénario où la matière passerait par une phase déconfinée. Les modèles utilisant un scénario purement hadronique dans l'évolution du système créé lors de la collision reproduisent correctement les taux de production de $K^\pm$, Λ et Ξ^- aux énergies de l'AGS [135, 144, 145] bien qu'il soit prédit que le système se rapproche du point critique en terme de densité d'énergie. Par contre, dans ce modèle, d'autres mécanismes que ceux employés dans la version de base du modèle UrQMD [144] sont nécessaires pour reproduire correctement les résultats expérimentaux.

La figure 2.22 présente les contributions des différents canaux de production du Ξ^- pris en compte dans le modèle UrQMD [144]. Comme nous pouvons le voir, une grande partie de la production de Ξ^- est attendue dans le canal méson+baryon (MB). Les contributions des canaux B+B et des décroissances des états excités du Ξ^- restent marginales.

C'est la prise en compte des processus d'échange d'étrangeté qui permet de reproduire correctement l'augmentation de la production d'étrangeté dans ce domaine d'énergie [144]. Le canal dominant méson+baryon se décompose de la manière suivante, lorsque nous considérons les processus d'échange d'étrangeté :

– 70% de ces réactions produisant un Ξ^- incluent un hypéron ;

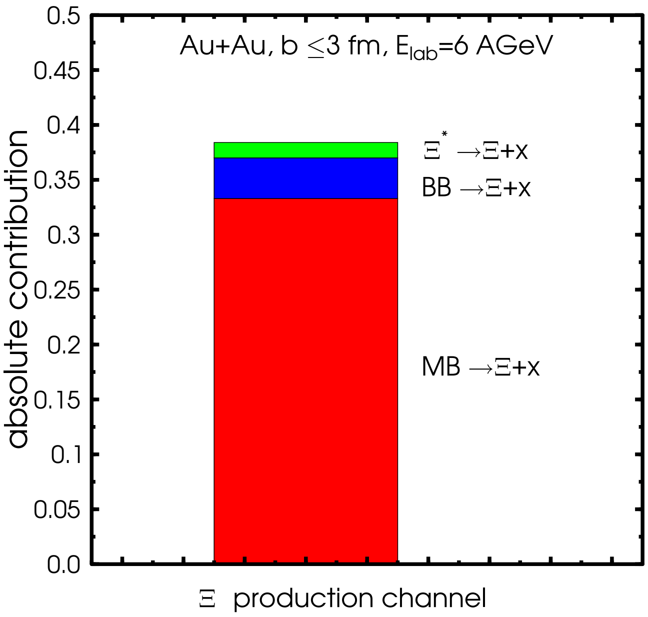

FIG. 2.22 – *Contribution des canaux de production de Ξ^- (extrait de [144]).*

- 11% de ces interactions font intervenir un processus d'échange d'étrangeté (antikaon+hypéron).

Comme nous allons le voir, tous les modèles de transport prédisent pour ce domaine d'énergie une contribution majeure des processus d'échange d'étrangeté pour la production de Ξ^-. Par contre, les sections efficaces de ces processus diffèrent suivant le type de modèle utilisé [144, 145].

Les résultats de la collaboration E895 [134] ont été également comparés au modèle de transport développé par S. Pal et al. [145]. Ce modèle de transport relativiste utilisant un scénario hadronique (ART) [145], reproduit aussi correctement les résultats de l'expérience E895 [134]. Cependant, les processus dominants utilisés pour l'échange de l'étrangeté sont différents de ceux pris en compte dans le modèle décrit précédemment. La figure 2.23 présente la dépendance en centralité des taux de production des $K^{\pm}$, $\Lambda + \Sigma^0$ (haut) et des Ξ^- (bas), prédite par le modèle ART [145] (symboles ouverts) et les résultats expérimentaux obtenus par la collaboration E895 [134] (symboles pleins). La dépendance du taux de production des Ξ^- à la section efficace de réaction $\bar{K}(\Lambda,\Sigma) \rightarrow \pi\Xi$ est aussi montrée dans la partie basse de la figure. Nous voyons que le modèle reproduit la dépendance en centralité des $\Lambda+\Sigma^0$ (haut) et des Ξ^- (bas) mesurés par la collaboration E895 [134]. De plus, ce modèle prévoit une très forte sensibilité du taux de production des Ξ^- au processus d'échange d'étrangeté antikaon+hypéron contrairement au modèle de G. Zeeb [144].

Un modèle thermique, basé sur le formalisme grand canonique [81, 145], a été utilisé pour ce domaine d'énergie dans le but d'obtenir des informations sur la possibilité d'un équilibre chimique du Ξ^- avec les particules non-étranges. Les résultats sont en désaccord avec les prédictions du modèle de S. Pal [145] pour les raisons suivantes :

- le "freeze-out" chimique intervient plus tôt pour les Ξ^- que pour les particules non-étranges ;

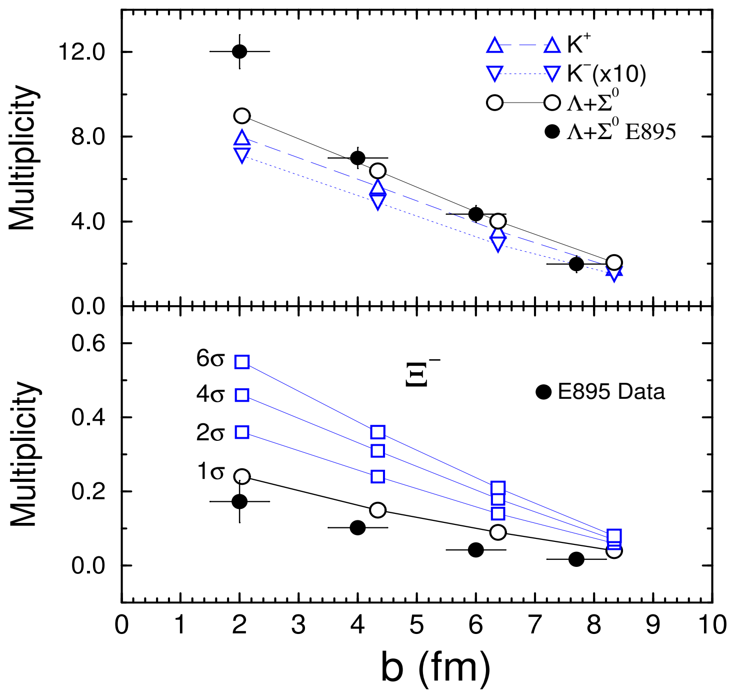

FIG. 2.23 – *Dépendance en centralité des $K^{\pm}$, $\Lambda + \Sigma^0$ (haut) et des Ξ^- (bas) prédits par le modèle ART [145] (symboles ouverts) et résultats expérimentaux obtenus par la collaboration E895 [134] (symboles pleins). La dépendance du taux de production des Ξ^- à la section efficace de la réaction $\bar{K}(\Lambda,\Sigma) \rightarrow \pi\Xi$ est aussi montrée sur la figure du bas.*

– un grand nombre de Ξ^- pourrait être produit au tout début de la collision, lorsque le système est très dense et ne pourrait pas être absorbé par la matière à cause de l'expansion rapide que subit le système.

Les différents temps de "freeze-out", calculés avec le modèle de transport ART [145], sont représentés sur la figure 2.24. On remarque que la plus grande partie des Ξ^- gèlent chimiquement entre 3 fm/c et 7 fm/c, tandis que les pions et les protons ont leur gel chimique à environ 12 fm/c. Cette différence peut s'expliquer en considérant que les hypérons ont des sections efficaces de diffusion avec le milieu plus faibles que celles des pions et des protons. Leurs interactions avec le milieu s'arrêteraient donc plus tôt.

Nous avons vu que les processus dominants prédits par les modèles de transport pour la production de Ξ^- sont ceux faisant intervenir les réactions d'échange d'étrangeté. Différents modèles de transport reproduisent correctement les résultats expérimentaux mesurés aux énergies de l'AGS [135, 144, 145]. Par contre, les processus utilisés par ces derniers sont totalement différents. Outre la nécessité d'étudier ce domaine d'énergie pour mettre ou non en évidence des phénomènes précurseurs à un changement de phase de la matière nucléaire, nous voyons clairement que les processus utilisés dans les scénarios utilisant une description purement hadronique sont mal connus. Une mesure des Ξ^- aux énergies de SIS pourrait apporter des contraintes supplémentaires aux modèles.

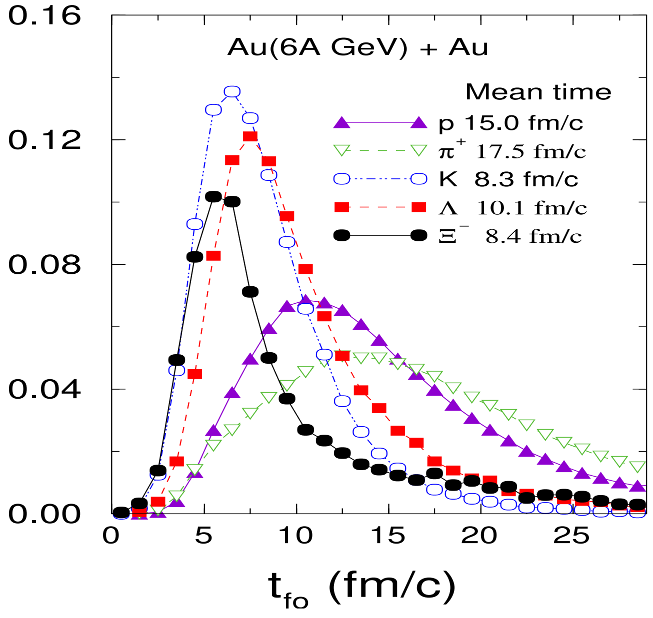

FIG. 2.24 – *Distributions en temps du "freeze-out" des hadrons prédites par le modèle ART [145], pour les collisions centrales (b < 3 fm) Au+Au à 6 AGeV.*

2.3.2.3 Prédictions théoriques sur la production de Ξ^- aux énergies de SIS

Les hypérons doublement étranges n'ont encore jamais été mesurés aux énergies de SIS. Avec une énergie de faisceau par nucléon de 1,93 AGeV, nous nous plaçons à plus de 1,5 GeV sous le seuil de création des Ξ^- (voir Annexe A2).

L.W. Chen et al. ont utilisé le modèle RVUU [143] pour étudier la production de Ξ^- dans les collisions centrales Ni+Ni à 1,93 AGeV. Les processus d'échange d'étrangeté tels que $\overline{K}\Lambda \leftrightarrow \pi\Xi$ et $\overline{K}\Sigma \leftrightarrow \pi\Xi$ sont pris en compte dans le modèle. Comme nous allons le voir, le taux de production des Ξ^- dépend fortement des sections efficaces de ces processus.

Ce modèle traite explicitement les nucléons, les pions et les résonances Δ. L'équation d'état de la matière nucléaire est choisie douce ($K_\infty = 194$ MeV). Les kaons et les hypérons sont créés via les processus : $\pi B \rightarrow KY$ et $BB \rightarrow BYK$. Les antikaons sont créés via les processus : $\pi B \rightarrow K\bar{K}B$, $BB \rightarrow BBK\bar{K}$ et $\pi\mathrm{Y} \rightarrow \bar{K}\mathrm{N}$ avec Y = Λ et Σ. Le processus d'annihilation des antikaons est inclus via la réaction $\bar{K}\mathrm{N} \rightarrow \pi\mathrm{Y}$.

Les potentiels Λ-nucléon et Σ-nucléon sont fixés à 2/3 du potentiel nucléon-nucléon (voir section 2.2.2.1). Les potentiels des (anti)kaons sont calculés suivant le modèle décrit dans [88]. Enfin le potentiel Ξ^--nucléon est fixé à 1/3 de celui du potentiel nucléon-nucléon [143].

La plupart des particules (K, Λ, Σ, $\bar{K}$, π et Δ) sont créées lorsque la matière est fortement comprimée ($\rho \simeq 2$ à 3 ρ_0) et au bout d'un temps d'environ 7 fm/c. L'abondance des Ξ^- ($\simeq 10^{-4}$) est fixée après un temps de 20 fm/c, ce qui veut dire qu'ils ne sont pas à l'équilibre chimique. De plus, ce modèle prévoit une plus forte sensibilité du taux de production de Ξ^- à l'échange de l'étrangeté dans des collisions secondaires plutôt qu'une réelle modification des taux de production à cause d'effets de milieu nucléaire. Ceci est illustré sur la figure 2.25 [143]. Les sections efficaces des processus d'échange d'étrangeté ont été modifiées (facteur multiplicatif allant de 0,5 à 2) et l'influence des effets de milieu sur les kaons sur le taux de production des Ξ^- a aussi été reportée sur la figure. Nous voyons que multiplier par 2 les sections efficaces des processus d'étrangeté entraîne une variation de l'ordre de 40% du taux de production des Ξ^- alors que la prise en compte ou non d'un potentiel kaon-nucléon entraîne une variation du taux de production de Ξ^- d'environ 16%. Ainsi, les sections efficaces des réactions d'échange d'étrangeté comme $\overline{K}\Lambda \leftrightarrow \pi\Xi^-$ et $\overline{K}\Sigma \leftrightarrow \pi\Xi^-$ vont fortement influencer la production de Ξ^-.

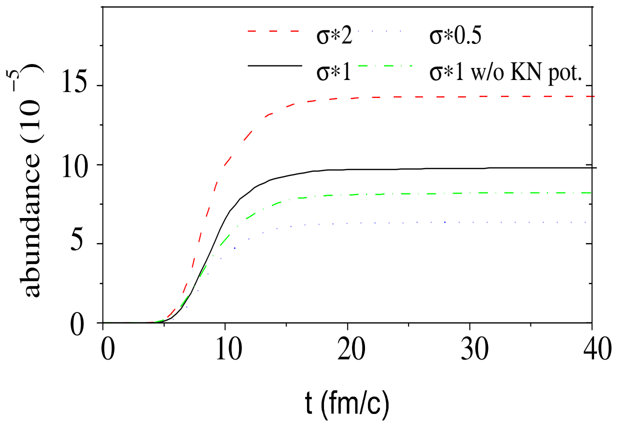

FIG. 2.25 – *Abondance des Ξ^- en fonction du temps pour des collisions centrales (b < 1 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV [143]. Les sections efficaces d'échange d'étrangeté ont été modifiées (voir texte) et les effets de milieu sur les kaons sont ou ne sont pas pris en compte.*

Le modèle thermique développé par K. Redlich [140] prédit (8,5 ± 2) × 10^{-5} Ξ^- par collision centrale (b < 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV. Les valeurs issues de deux modèles conceptuellement différents (modèle de transport et modèle thermique) sont donc en bon accord (tableau 2.3). Le modèle thermique [140, 142] utilise la suppression canonique de l'espace de phases, due à la conservation locale de la production d'étrangeté.

Particule	Modèle thermique [140]	Modèles de transport [143]
Ξ^-	(8,5 ± 2) × 10^{-5}	1 × 10^{-4}

TAB. 2.2 – *Prédictions des taux de production des Ξ^- pour des collisions centrales (b < 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV.*

La figure 2.26 présente la fonction d'excitation du rapport $\Xi^-/(\Lambda + \Sigma^0)$, mesurée auprès de différents accélérateurs. La courbe est une prédiction du rapport par un modèle thermique [141] pour les collisions Au+Au. Nous avons rajouté sur la figure les résultats issus du modèle thermique [140] pour les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV (point ouvert). Les résultats des taux de production calculés à partir des modèles de transport aux énergies de SIS [143] (Ni+Ni à 1,93 AGeV), de l'AGS [135, 144] (Au+Au à 6 AGeV) et de RHIC [144] (Au+Au à 130 GeV) sont aussi reportés sur la figure. Nous voyons que le rapport décroît lorsque l'énergie incidente diminue. Les modèles prédisent

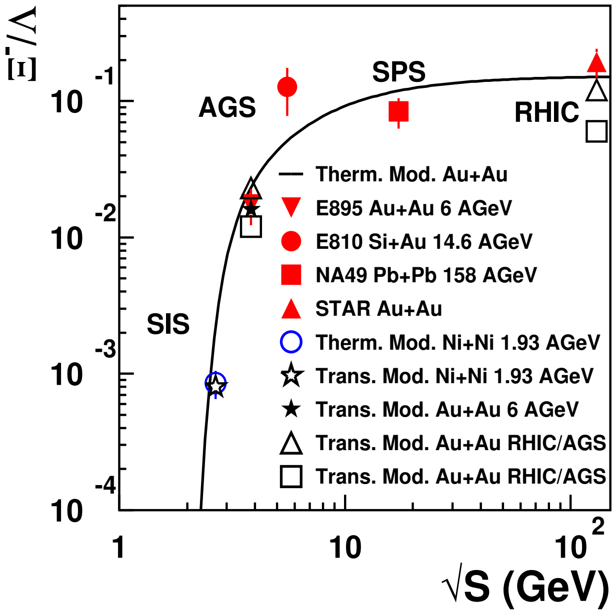

FIG. 2.26 – *Rapport $\Xi^-/(\Lambda+\Sigma^0)$ en fonction de $\sqrt{s}$ mesuré par les collaborations STAR [147], NA49 [69], E810 [133] et E895 [134] . La courbe représente pour les collisions centrales Au+Au [141, 142], les résultats obtenus à partir d'un modèle thermique. La prédiction du modèle thermique pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV [140] est représentée par un point ouvert. Les prédictions des modèles de transport sont représentées par une étoile ouverte (énergies de SIS) [143] et par une étoile pleine (énergies de l'AGS) [135]. Les prédictions du modèle UrQMD aux énergies du RHIC et de l'AGS sont représentées par des carrés (modèle de base) et des triangles ouverts (versions modifiées) [144].*

une forte diminution du taux de production des Ξ^- aux énergies de SIS. La mesure de cette particule, à SIS, devrait ainsi apporter d'importantes contraintes sur les sections efficaces des processus de création utilisés dans les modèles de transport, mais aussi sur les hypothèses introduites dans les modèles thermiques.

2.3.2.4 Objectifs de cette étude

La collaboration FOPI a réalisé en janvier-février 2003 (voir chapitre 3) une expérience (S261) destinée à la mesure de l'hypéron doublement étrange Ξ^- dans les collisions centrales Ni+Ni à 1,93 AGeV. C'est la première fois que l'on tente de mesurer cette particule sous son seuil de création.

Les processus d'échange d'étrangeté sont introduits dans les modèles de transport utilisant un scénario purement hadronique pour décrire la production d'étrangeté. Cependant, d'importantes différences concernant les sections efficaces de ces processus montrent qu'ils sont encore mal connus. La mesure du Ξ^- sous son seuil de création devrait permettre d'apporter une contrainte forte sur les mécanismes de réaction et d'obtenir des informations supplémentaires sur les effets de milieu nucléaire.

Chapitre 3

Le détecteur FOPI

3.1 Introduction

Le détecteur FOPI est installé auprès du synchrotron à ions lourds SIS ("Schwerionensynchrotron", figure 3.1) du GSI ("Gesellschaft für Schwerionenforschung") de Darmstadt (Allemagne). Il est le produit d'une collaboration internationale d'environ 80 membres venant de 12 instituts différents. L'accélérateur SIS délivre des faisceaux d'ions lourds pour des énergies allant d'environ 100 MeV à 2 GeV par nucléon mais également des faisceaux de protons et des faisceaux secondaires de pions.

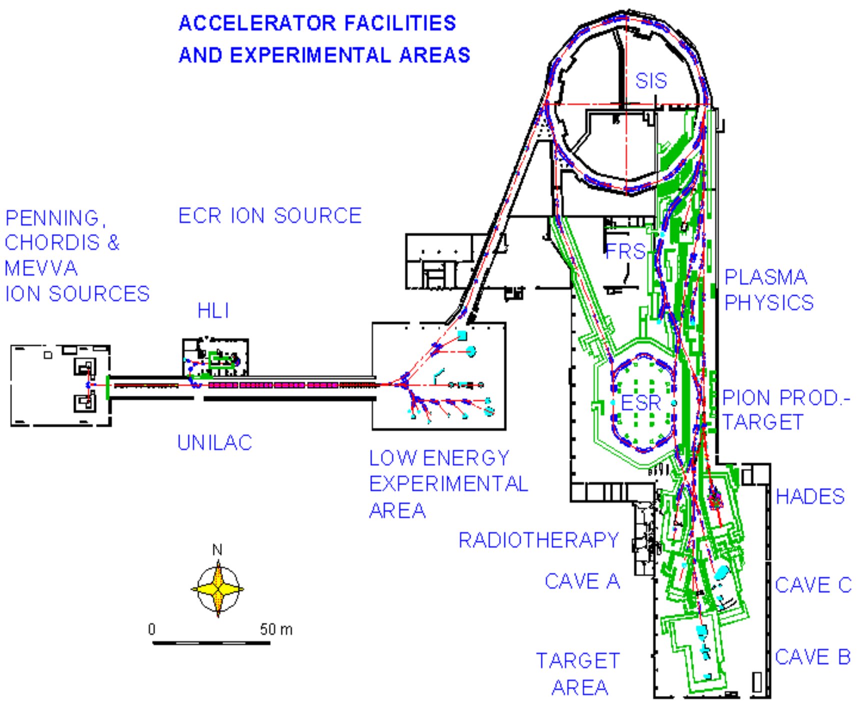

FIG. 3.1 – *Accélérateur UNILAC, SIS/ESR et aires expérimentales du GSI-Darmstadt (le détecteur FOPI se trouve dans la cave B).*

Le nom FOPI pour (Four Pi) a été choisi pour indiquer la couverture angulaire du détecteur, environ 4π. Le détecteur FOPI a été conçu pour identifier les particules chargées, les fragments légers et de masse intermédiaire ($Z \geq 3$). Il permet aussi de reconstruire des résonances telles que ϕ, K_S^0, Λ, Δ et Ξ^-.

Le programme de physique de la collaboration FOPI a débuté par l'étude de la production de fragments et de leur comportement collectif. L'étude de la composante mésonique mesurée lors des collisions d'ions lourds fait aussi l'objet de nombreuses recherches. Plus particulièrement, l'étude de la production et de la propagation de l'étrangeté est depuis 1995 une partie importante du programme de physique de FOPI. Les objectifs de ces différents programmes de physique sont : une meilleure compréhension de la matière nucléaire dense et chaude via l'étude de l'équation d'état de la matière nucléaire, la mise en évidence d'effets de milieu nucléaire permettant une connaissance plus approfondie des mécanismes de propagation et des processus de création des particules. Les systèmes étudiés ainsi que les énergies incidentes sont variés, avec des collisions :

- Ca+Ca de 0,4 à 2 AGeV ;
- Ni+Ni de 1,06 à 1,93 AGeV ;
- Ru+Ru, Ru/Zr de 0,4 à 1,69 AGeV ;
- Au+Au, Au/Ca de 0,1 à 2 AGeV.

Un des récents thèmes de physique de la collaboration FOPI concerne l'étude des hypérons Λ et K_S^0 dans le milieu nucléaire via les réactions π^-+A (C, Al, Cu, Sn, Pb) à 1,17 GeV/c.

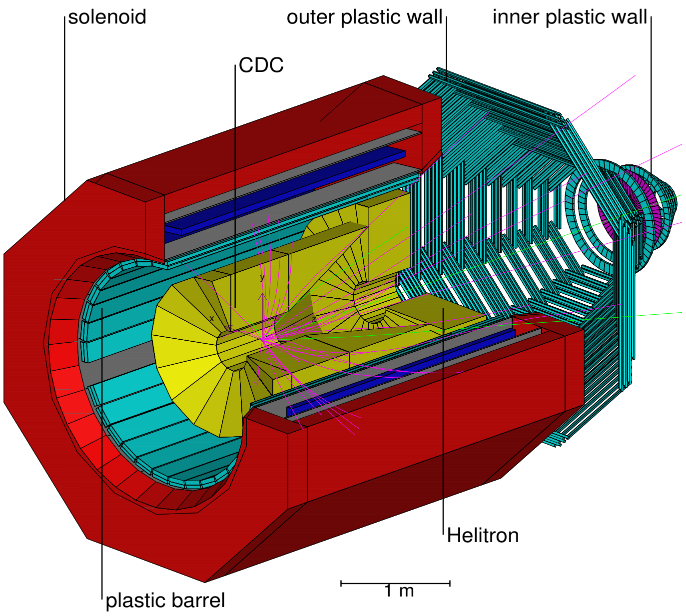

FIG. 3.2 – *Représentation schématique du détecteur FOPI.*

La figure 3.2 présente un schéma du détecteur FOPI. Le détecteur FOPI est composé de différents sous-détecteurs [148]. Ces sous-détecteurs seront détaillés dans les prochaines sections. Un intérêt particulier sera porté au sous-détecteur CDC (Chambre Centrale à Dérive) utilisé pour reconstruire des résonances. Enfin, les spécificités de l'expérience S261 réalisée au début de l'année 2003 seront discutées dans la section 3.3.

3.2 Description du détecteur

Le détecteur FOPI couvre un domaine angulaire θ_{lab} de 1,2 à 150 degrés correspondant à environ 85% de 4π sr (θ_{lab} étant l'angle polaire d'émission dans le laboratoire). De plus, il est doté d'une parfaite couverture azimutale. La figure 3.3 représente l'acceptance des pseudo-protons (particules de charge Z = 1 et 2, pondérées par la charge) dans le plan y_0 - p_t^0 (y_0 et p_t^0 correspondent respectivement à la rapidité réduite et à l'impulsion transverse normalisée à l'impulsion du projectile dans le système du centre de masse).

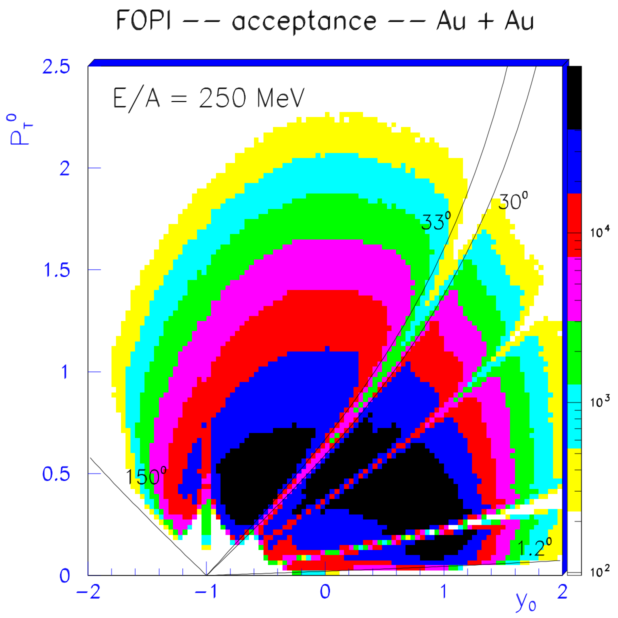

FIG. 3.3 – *Acceptance des pseudo-protons émis dans les collisions Au+Au à 250 AMeV [150].*

3.2.1 La phase I de FOPI

La phase I, opérationnelle depuis 1990 [149], est constituée des sous-détecteurs Mur interne et Mur externe. Elle est destinée à la mesure des fragments légers (Z = 1, 2) et des fragments de masse intermédiaire (Z $\geq$ 3). Elle couvre un domaine angulaire θ_{lab} de 1,2 à 30 degrés. Le mur de scintillateurs plastiques est divisé en deux parties :

- **le Mur Interne** se compose de 252 scintillateurs plastiques répartis sur 7 couronnes concentriques. Ce sous-détecteur couvre un domaine angulaire polaire de 1,2 à 7,5 degrés. Chaque module est lu par un photomultiplicateur et délivre l'information sur la perte d'énergie de la particule (ΔE) et son temps de vol (ToF). La précision sur la mesure de l'angle polaire est d'environ 0,85 degrés. L'angle azimutal des particules est donné par le numéro de la couronne et du module touché. Cet angle est mesuré avec une précision allant de $\sim$ 7 degrés (pour la plus grande couronne) à 20 degrés (pour la plus petite) La résolution en temps est d'environ 200 ps.

– **le Mur Externe**, qui a un domaine angulaire polaire allant de 7 à 30 degrés, est composé de 512 scintillateurs plastiques répartis en 8 secteurs de 64 éléments chacun. Chaque module est lu par 2 photomultiplicateurs placés aux extrémités. Chaque latte délivre donc deux signaux en énergie et en temps. La perte d'énergie ΔE d'une particule est proportionnelle à $\sqrt{E_1 \times E_2}$ et son temps de vol à $\frac{1}{2}(t_1 + t_2)$. L'angle polaire d'émission d'une particule est donné par le module touché, avec une précision de l'ordre de 0,4 degrés. L'angle azimutal est obtenu à partir de la mesure de la position de l'impact sur le scintillateur avec une précision allant de 4 à 1 degrés pour des angles polaires allant de 7 à 30 degrés. La précision de la mesure du temps de vol varie de 80 ps (scintillateurs les plus petits) à 120 ps pour les plus grands scintillateurs. Le Mur Externe est aussi utilisé dans le système de déclenchement qui inclut le signal en multiplicité des particules détectées.

La vitesse des particules est déterminée en combinant la mesure de leur temps de vol et la distance séparant la cible de leur point d'impact sur le mur. L'identification en charge des particules se fait par la mesure combinée de leur temps de vol et de leur perte d'énergie dans le scintillateur.

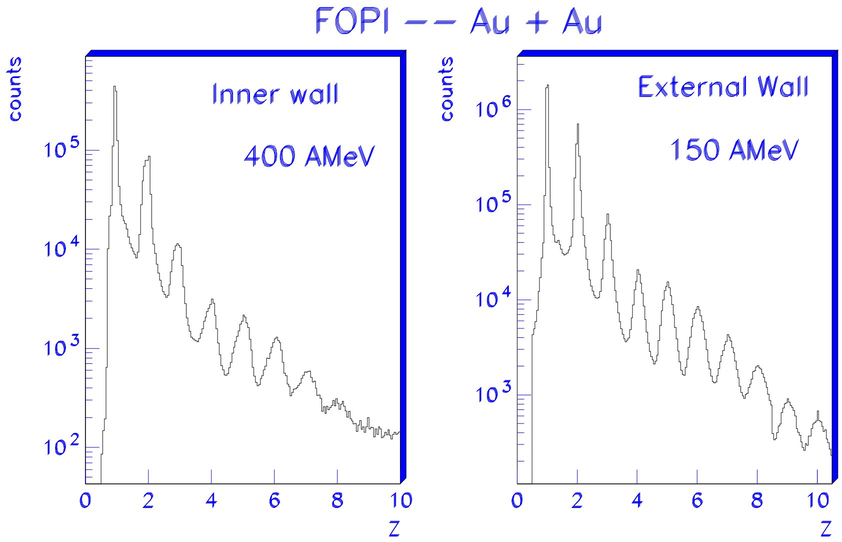

FIG. 3.4 – *Distribution de charges dans le Mur interne et la Rosace (gauche) et dans le Mur Externe et la Parabole (droite) [150].*

Pour l'identification des fragments lourds ou lents, le mur de scintillateurs plastiques fût complété par deux détecteurs de “clusters”, la Rosace et la Parabole [149]. Le Mur Interne, complété par la Rosace, permet d'identifier les charges Z = 1 à $\sim$ 10. Le Mur Externe, complété par la Parabole, fournit une identification jusqu'à Z $\simeq$ 12. La figure 3.4 [150] donne un exemple de distributions de charges obtenues dans les Murs Interne et Externe.

3.2.2 La Phase II de FOPI

La Phase II de FOPI est opérationnelle depuis 1995. Elle couvre un domaine angulaire compris entre 7,5 et 150 degrés et complète le dispositif de la phase I. Elle est composée de deux chambres à dérive (la Chambre Centrale à Dérive et l'Helitron) et d'un tonneau de scintillateurs plastiques (le “Barrel”) [151]. Les différents sous-détecteurs sont placés dans un champ magnétique homogène de 0,6 Tesla produit par un solénoïde supraconducteur. Dans cette configuration, le détecteur permet de mesurer les produits légers chargés et la composante mésonique ($\pi^{\pm}$ et $K^{\pm}$) de la réaction par l'analyse des trajectoires courbées par le champ magnétique. Il permet aussi de reconstruire des résonances (K^0_S, Λ, ϕ, ...) à partir de la mesure de leurs produits de désintégration. Le sous-détecteur le plus important pour la reconstruction des résonances est la Chambre Centrale à Dérive (il permet notamment de reconstruire le vertex de désintégration des résonances).

3.2.2.1 La Chambre Centrale à Dérive

La Chambre Centrale à Dérive (CDC) couvre un domaine angulaire allant de ~ 32 à 150 degrés. La chambre fonctionne à pression atmosphérique avec, comme mélange gazeux, 88% d'Argon, 10% d'Isobutane et 2% de Méthane.

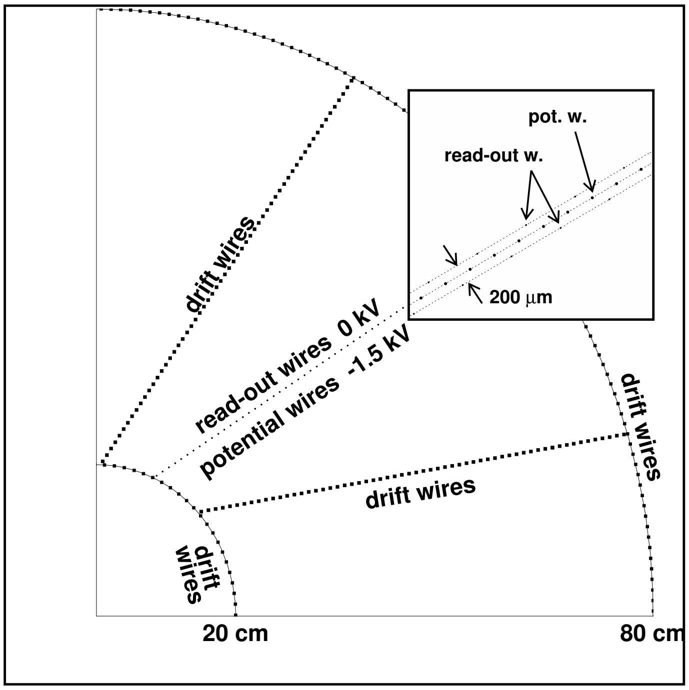

FIG. 3.5 – *Coupe transversale d'un des secteurs de la CDC avec les différents plans anodiques.*

Ce sous-détecteur est divisé en 16 secteurs (figure 3.5) qui sont composés de différents plans anodiques disposés parallèlement à l'axe du faisceau.

Les différents plans anodiques de la CDC se définissent de la manière suivante :

- au milieu de chaque secteur, un plan anodique, appelé “readout wires”, est destiné à la lecture du signal en sortie ;
- des anodes de potentiel, également au milieu de chaque secteur, ont pour rôle d'amplifier la charge ;
- des anodes de dérive créant un champ électrique homogène assurent la migration des électrons provenant de l'ionisation du gaz.

La CDC permet l'identification en masse des particules par la mesure conjointe de leur perte d'énergie par unité de longueur dans le gaz (dE/dx) et de leur rigidité magnétique. La rigidité magnétique est déterminée, à partir de la trace reconstruite, par la mesure du rayon de courbure (voir Annexe A5).

Les électrons provenant de l'ionisation du gaz (due au passage de la particule) ont une vitesse de migration constante (v_D). Etant donné que les électrons sont placés dans un champ magnétique, perpendiculaire au champ électrique de dérive, leur direction de dérive fait un angle, appelé angle de Lorentz (α_L), avec le champ électrique. Après un certain temps de migration (t_0), les électrons arrivent sur les fils sensibles. Les fils sensibles sont lus aux deux extrémités. La perte d'énergie dans le gaz est directement proportionnelle à la charge récoltée à chaque extrémité.

La position des coups ("hits") dans le plan transverse nécessite donc la détermination de v_D, α_L, t_0 et de l'anode touchée. Dans le plan longitudinal, la position des coups est déduite de la méthode de division des charges. A partir d'un nuage de points, dont on connaît maintenant les coordonnées, les traces courbées des particules chargées sont reconstruites jusqu'au vertex primaire à l'aide d'un algorithme de reconstruction de traces qui ajuste les coups mesurés dans la chambre par des fonctions circulaires dans le plan transverse et linéaires dans le plan longitudinal.

Nous ne possédons pas d'information sur le sens d'arrivée des électrons sur les fils sensibles. Ainsi une trace miroir, symétrie de la trace réelle par rapport à l'axe du fil sensible, est aussi reconstruite. Le rejet de la trace miroir est rendu possible grâce aux considérations suivantes :

- le plan anodique (de lecture en sortie) est décalé d'environ 8 degrés par rapport à l'axe du faisceau, l'ajustement de la trace réelle passera donc plus près du vertex primaire que la trace miroir ;
- certaines traces miroirs sont reconstruites en dehors du volume sensible de la CDC à cause de l'inclinaison des plans anodiques ;
- les fils sensibles sont décalés de 400 μm alternativement à droite et à gauche du plan médian permettant ainsi un meilleur ajustement des traces réelles.

En utilisant la formule de Bethe-Bloch [23] (voir Annexe A6), nous pouvons identifier la nature des particules dans le plan dE/dx et p/Z (impulsion divisée par la charge). La figure 3.6 présente le diagramme d'identification dE/dx en fonction p/Z des particules mesurées dans la CDC (gauche) et la distribution en masse correspondante (droite) pour des collisions centrales Ni+Ni à 1,93 AGeV. Les lignes correspondent à une paramétrisation de la formule de Bethe-Bloch [23] pour différents types de particules. Nous voyons que les $\pi^{\pm}$, les protons et les deutons (nous distinguons aussi les tritons et ^{3}He sur la figure) sont correctement identifiés.

Nous avons vu que les plans anodiques de la CDC sont disposés parallèlement à l'axe du faisceau. Nous disposons ainsi d'une bonne résolution dans le plan transverse puisqu'elle est de l'ordre de 400 μm. La résolution dans le plan longitudinal est de l'ordre de 10 cm. L'incertitude relative sur l'impulsion transverse (σ_{p_t}/p_t) est de l'ordre de 4% pour $p_t < 0.5$ GeV/c et de 12% pour $p_t \simeq 2$ GeV/c [151]. Enfin, l'incertitude relative sur la mesure de la perte d'énergie (σ_{dE}/dE) est de l'ordre de 25% [152].

La figure 3.7 présente une projection dans le plan transverse de la CDC d'une collision Ni+Ni à 1,93 AGeV. On distingue les limites inférieures et supérieures de la CDC entourée par le tonneau de scintillateurs plastiques ("Barrel"). Les particules

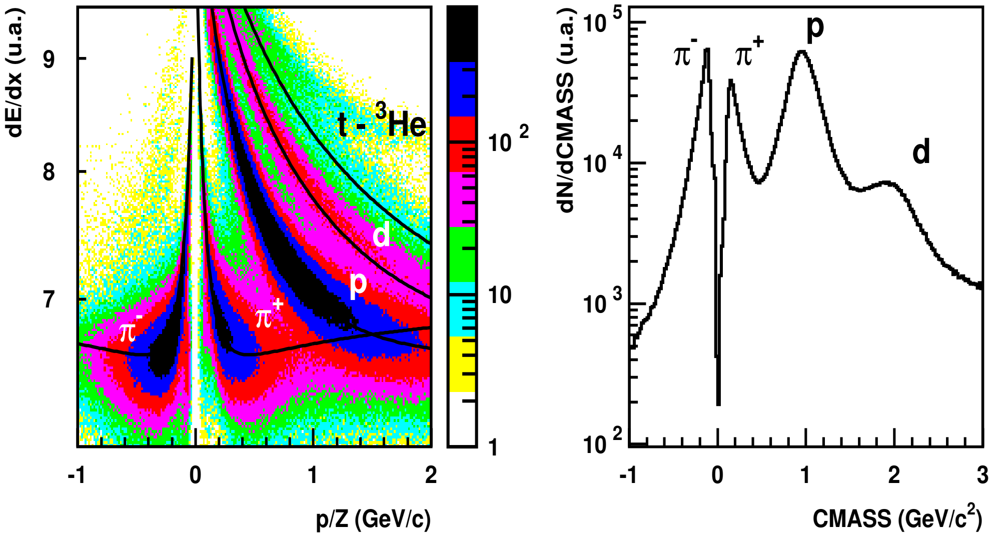

FIG. 3.6 – *Perte d'énergie (dE/dx) en fonction de l'impulsion divisée par la charge (gauche) et distribution en masse (multipliée par Z) des particules mesurées dans la CDC (droite) pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV. Les courbes (gauche) sont le résultat d'une paramétrisation de la formule de Bethe-Bloch [23].*

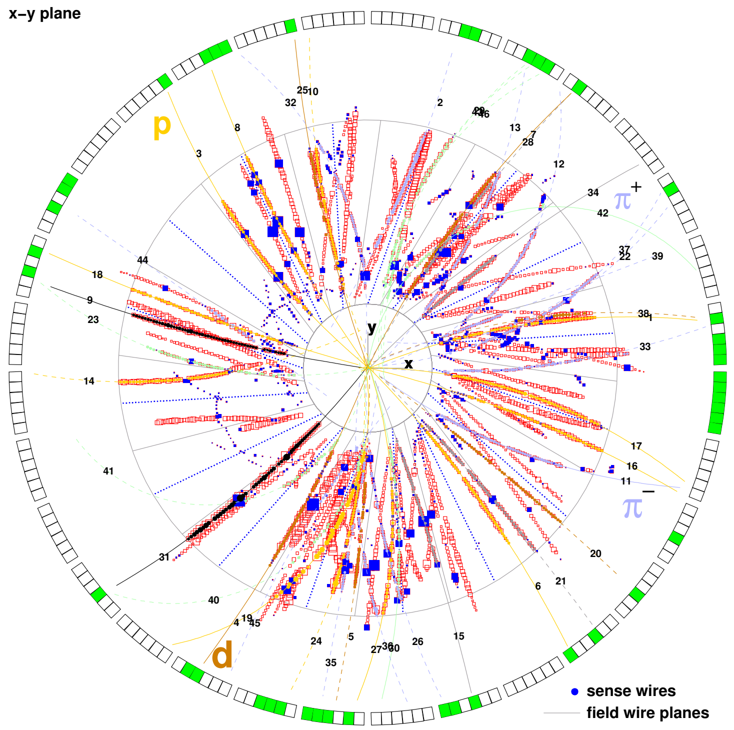

FIG. 3.7 – *Projection d'une collision Ni+Ni à 1,93 AGeV dans le plan transverse de la CDC. On distingue, en exemple, la trace d'un proton (haut, gauche), d'un π^+ (haut, droite), d'un π^- (bas, droite) et d'un deuton (bas, gauche).*

chargées positivement ont leurs traces courbées dans le sens des aiguilles d'une montre (p, π^+ et d sur la figure).

3.2.2.2 L'Helitron

La couverture angulaire de cette chambre à dérive s'étend de 8,5 à 26 degrés. La chambre est divisée en 24 secteurs composés de différents plans anodiques. Le milieu de chaque plan contient 54 anodes de potentiel. Ces anodes génèrent un champ électrique ayant pour but de multiplier les avalanches d'électrons. 53 anodes de lecture en sortie récoltent le signal des deux cotés des fils. Le gaz de la chambre est le même que celui de la CDC.

Les anodes sont disposées perpendiculairement à l'axe du faisceau, ce qui donne une bonne résolution suivant l'axe z. Les incertitudes relatives sur l'impulsion et sur la masse des particules sont respectivement $\Delta p/p \simeq 7\%$ - 8% (protons et deutons) et $\Delta m/m \simeq 6\%$ - 7% [151].

L'Helitron délivre les informations sur la perte d'énergie des particules et leur rigidité magnétique. Il complète les informations délivrées par le Mur Externe en fournissant la masse des particules. Par contre, il ne peut être utilisé pour reconstruire les vertex de désintégration de résonances car ce sous-détecteur est situé trop loin du vertex primaire (140 cm).

3.2.2.3 Le "Barrel"

Le "Barrel" est un tonneau de scintillateurs plastiques qui entoure la CDC et couvre un domaine angulaire allant de 40 à 140 degrés. Il est composé de 180 lattes de scintillateurs plastiques. Il délivre les mêmes informations que le mur de scintillateurs plastiques à savoir : la perte d'énergie, le temps de vol et la position le long de l'axe du faisceau (en z). L'incertitude sur le temps de vol des particules est comprise entre 140 et 300 ps. Il permet une mesure redondante de la masse des particules en combinant les informations délivrées par la CDC, à savoir le rayon de courbure et la perte d'énergie, et le temps de vol mesuré dans le "Barrel". Les particules sont ainsi complètement identifiées par leur masse et leur charge.

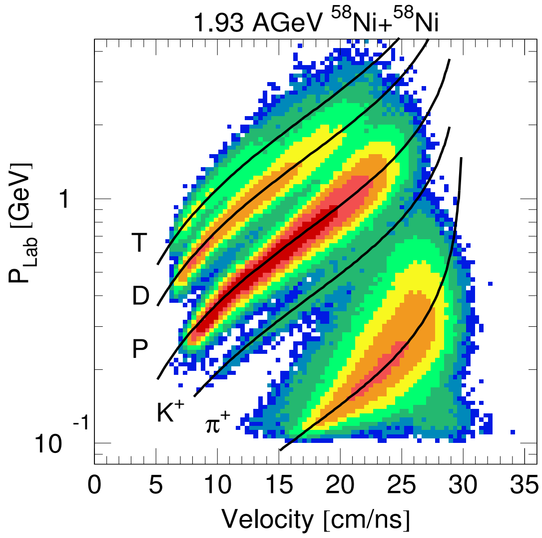

FIG. 3.8 – *Impulsion dans le laboratoire en fonction de la vitesse des particules mesurées dans la CDC et le "Barrel".*

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.8 [154], il est possible d'identifier les kaons en combinant les informations délivrées par la CDC et le "Barrel".

3.2.2.4 Le système de déclenchement

Un détecteur de déclenchement ("Start") est utilisé pour fournir un temps de référence, lorsqu'un ion arrive sur la cible, pour la mesure du temps de vol des particules mesurées dans les différents sous-détecteurs présentés précédemment. Il est constitué d'une mince feuille scintillante lue par deux photomultiplicateurs disposés perpendiculairement au faisceau. Il est placé à environ 2 mètres avant la cible. Deux autres scintillateurs, disposés 200 cm et 10 cm avant la cible (Halos), sont utilisés pour rejeter les faisceaux mal focalisés. Enfin, les taux de comptage des Halos et du "Start" sont aussi utilisés pour la normalisation des sections efficaces de collision.

Il est important de souligner le rôle du sac d'helium. Il a pour but de réduire le bruit de fond créé par les collisions entre les particules provenant du faisceau en sortie du tube (60 cm avant la cible) et les molécules d'air.

3.3 Particularités de l'expérience S261

3.3.1 Expérience S261

L'expérience S261 s'est déroulée du 16 janvier au 3 février 2003. L'accélérateur a délivré un faisceau d'ions $^{58}_{28}$Ni à une énergie cinétique par nucléon de 1,93 GeV. La valeur moyenne de l'intensité du faisceau fût de 4.10^6 ions par "pulse". La durée d'un "pulse" a varié de 10 à 12 secondes. La cible, composée de $^{58}_{28}$Ni, avait une superficie de (15×15) mm^2 et une épaisseur de 405 μm. La probabilité d'interaction des noyaux incidents sur la cible était de 1,5%. Pour le système Ni+Ni, le rayon du noyau est estimé à 4,7 fm (R = $\mathrm{R}_0 A^{1/3}$ avec R_0 = 1,2 fm). La valeur maximale du paramètre d'impact géométrique est donc de 9,4 fm, ce qui correspond à une section efficace géométrique de réaction de 2776 mb ($\sigma_{geo} = \pi \times b^2_{max}$, avec 1 mb = 10^{-24} cm^2). Les grandeurs cinématiques relatives à cette énergie incidente sont répertoriées dans l'Annexe A4.

Afin d'optimiser l'acceptance du détecteur pour la reconstruction de l'hypéron Ξ^-, compte tenu de son faible taux de production à cette énergie, la cible a été déplacée de 40 cm en amont par rapport à sa position nominale. La figure 3.9 présente un schéma de la CDC et de l'Helitron avec les différentes positions de la cible (haut) et l'acceptance géométrique du détecteur pour la reconstruction du Ξ^- (bas). L'acceptance géométrique a été calculée à l'aide d'une simulation Monte-Carlo utilisant une distribution thermique pour générer le signal du Ξ^-. Nous reviendrons sur le type de distribution thermique utilisé dans le prochain chapitre (section 4.2). On remarque que la position donnant la meilleure acceptance est celle où la cible est située à 50 cm de sa position nominale. La cible serait alors située en bordure de la CDC : des particules pourraient traverser la première face de la CDC et être une source de bruit de fond, par diffusion sur le matériau par exemple. La position adéquate adoptée fût celle où la cible est située à 40 cm de sa position nominale. La couverture angulaire des différents

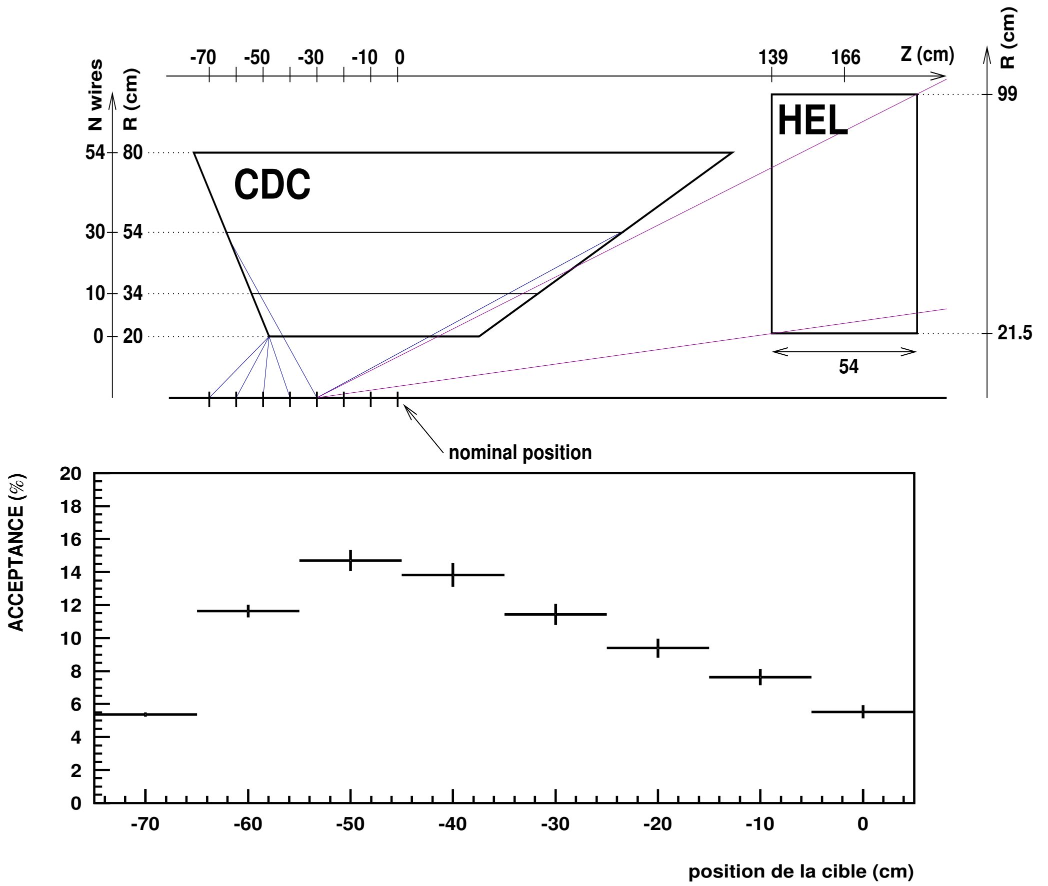

FIG. 3.9 – *Schéma de la CDC et de l'Helitron avec les différentes positions de la cible (haut) et acceptance géométrique du détecteur pour la reconstruction du Ξ^- quand tous ses produits de désintégration sont détectés dans la CDC (bas). La position 0 sur la figure du bas correspond à la position nominale de la cible.*

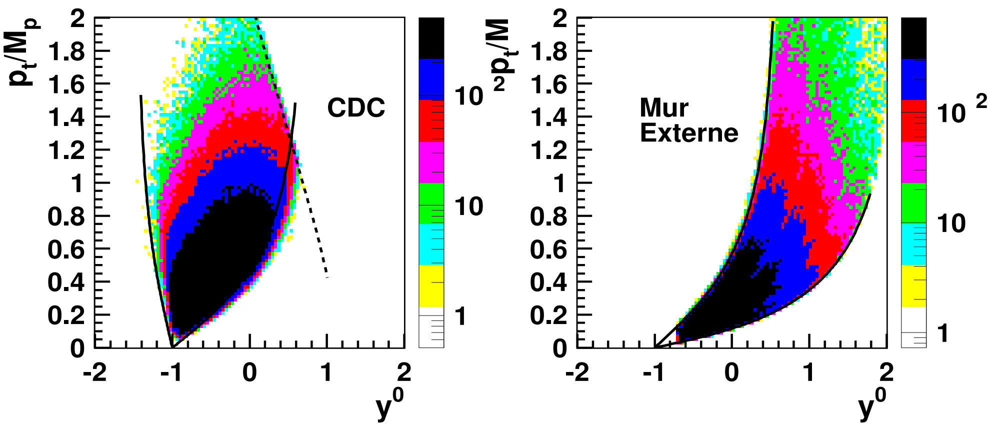

FIG. 3.10 – *Acceptance des protons dans la CDC (gauche) et acceptance des particules de charge Z = 1 dans le Mur Externe pour des collisions centrales Ni+Ni à 1,93 AGeV (expérience S261). Les courbes pleines correspondent aux nouvelles couvertures angulaires des deux sous-détecteurs. La ligne en pointillés (gauche) représente une coupure sur l'impulsion des protons ($p < 2,9$ GeV/c).*

sous-détecteurs s'en trouve modifiée :

- CDC : $23 < \theta_{lab} < 114$ degrés ;
- Helitron : $6 < \theta_{lab} < 22$ degrés ;
- Mur Externe : $6 < \theta_{lab} < 26$ degrés ;
- Mur Interne : $1 < \theta_{lab} < 6{,}6$ degrés ;
- "Barrel" : $32 < \theta_{lab} < 72$ degrés.

La figure 3.10 présente l'acceptance des protons dans la CDC (gauche) et des particules de charge Z = 1 dans le Mur Externe (droite) pour des collisions centrales Ni+Ni à 1,93 AGeV. Les courbes représentent les nouvelles couvertures angulaires de ces deux sous-détecteurs que nous avons utilisé pour les analyses présentées dans ce document. Afin que l'identification des protons dans la CDC ne soit pas contaminée par les deutons (Z = 1 et A = 2), une coupure sur leur impulsion a été effectuée ($p < 2{,}9$ GeV/c, ligne en pointillés, partie gauche)

L'acceptance globale des Ξ^- (incluant l'efficacité de reconstruction), calculée à partir d'une simulation complète (voir chapitre 4, section 4.2 pour plus de détail sur la simulation) a été estimée à 3% [140]. Le taux de production de Ξ^- est estimé à $\sim 8{,}5 \times 10^{-5}$ par collision centrale ($b_{geo} < 4$ fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV. Afin d'avoir une statistique suffisante pour mesurer cette particule, 111 millions d'événements centraux ($b_{geo} < 4{,}9$ fm) furent collectés en 12 jours de prise de données.

Nous allons résumer dans la prochaine section les améliorations et modifications qui ont été apportées au détecteur afin de pouvoir réaliser l'expérience. Nous détaillerons aussi les différentes étapes de la sélection des événements avant l'écriture des données sur support magnétique.

3.3.2 Amélioration des différents sous-détecteurs

La plupart des sous-détecteurs a subi des améliorations conséquentes en vue de l'expérience S261. Les performances des chambres à dérive ont été améliorées. En particulier, tous les fils de la CDC (~ 5000) ont été remplacés. L'electronique de lecture a été aussi remplacée. Le contrôle en ligne est plus perfectionné avec la mesure en continu des courants, de la température et de la pression des chambres à dérive.

Un nouveau tonneau de scintillateurs plastiques a été réalisé. Il est composé de 180 lattes d'une longueur de 150 cm (contre 240 cm pour le précédent). En attendant la mise en place d'un tonneau de "Glass Resistive Plate Chambers" (GRPC, voir section 3.4), ce sous-détecteur couvre les angles polaires allant de 32 à 72 degrés. La granularité est suffisante pour l'étude de systèmes légers tel que Ni+Ni à 1,93 AGeV. Grâce à un scintillateur de meilleure qualité, la résolution en temps est maintenant inférieure à 150 ps.

3.3.3 Le "trigger" (sélection des événements en ligne)

Le système de sélection en ligne a pour rôle de filtrer les événements qui nous intéressent. Différentes classes d'événements peuvent être définies en imposant des critères sur la qualité du faisceau, des conditions sur la multiplicité des particules chargées mesurées dans le mur de scintillateurs plastiques et le "Barrel" et sur les informations délivrées par la CDC. Nous avons vu que le système de déclenchement permet de discriminer les faisceaux mal focalisés (Halos). La multiplicité des particules chargées mesurées dans le mur de scintillateurs plastiques est une mesure de la centralité de la collision. En effet, pour de faibles paramètres d'impact, on doit observer une augmentation de la multiplicité des particules détectées dans le mur de scintillateurs plastiques (voir chapitre 4). Enfin, pour être sûr de ne pas enregistrer des événements avec un bruit de fond trop important, un signal provenant du "Barrel" est aussi inclus dans le système de déclenchement. Les informations provenant du système de déclenchement et du mur de scintillateurs plastiques sont disponibles après 1 μs. Par contre, celles provenant de la CDC ne sont disponibles qu'au bout d'environ 5 μs. Il faut au total 6 à 7 μs pour générer la décision finale de "trigger". Ensuite, cette information est distribuée à tous les sous-détecteurs. Le système d'acquisition des données prend 5 ms de plus et si l'événement ne doit pas être enregistré alors le "trigger" revient à son état initial. Pour enregistrer un certain type d'événement, un facteur d'échelle ("down-scale factor") est appliqué à l'événement présentant la plus grande section efficace. En effet, la probabilité de production des événements périphériques est plus grande que celle des événements centraux. Ainsi, tous les événements centraux ($\sigma_{geo} \simeq 780$ mb) sont acceptés tandis que les événements semi-centraux "medium" ($\sigma_{geo} \simeq 1720$ mb) ne sont enregistrés qu'une fois sur 16.

3.3.4 Electronique des chambres à dérive

Les chambres à dérive sont les sous-détecteurs de FOPI les plus lents. Ceci est en partie dû au long temps de dérive des électrons ($\sim 5\ \mu s$). Dans le même temps, ce sont les détecteurs qui donnent le plus grand nombre d'informations. Le signal original des chambres à dérive est digitalisé par des circuits "Flash Analog Digital Convert System" (FADC) qui fonctionnent à une fréquence de 100 MHz. De plus, les signaux analogiques sont convertis à ce niveau en signaux digitaux. Chaque module FADC comprend 8 entrées indépendantes et traite donc l'information de 4 anodes de lecture en sortie (lecture des deux cotés). Cette information est ensuite délivrée à des modules de lecture "Scanning and Sampling Module" (SSM). Chaque SSM lit et combine les données provenant de 12 FADC. Avec l'application d'une coupure de seuil sur l'amplitude des signaux délivrés par les FADC, une réduction des données allant d'un facteur 5 à 10 est effectuée au niveau des SSM. Un second niveau de réduction de données en ligne est fait au niveau des "Steuerungs und Auslese-Modul" (SAM). Chaque module SAM reçoit l'information de deux SSM. Les données sont traitées à ce niveau par deux "Digital Signal Processor" (DSP) et sont stockées dans une mémoire externe pour permettre de recueillir d'autres données. A ce stade, les données sont collectées et enregistrées via le système d'acquisition.

3.3.5 Acquisition des données

La chaîne d'électronique et de logiciel permettant de passer des signaux émis par les différents sous-détecteurs à des données mises sur support magnétique constitue le système d'acquisition des données.

Après réduction par les SAM des données venant des chambres à dérive, les informations sont collectées par plusieurs modules nommés RIO ("Power PC VME processor board"). Il en est de même pour les données des modules FASTBUS et CAMAC (données des murs de scintillateurs plastiques, du "Barrel" et des détecteurs du système de déclenchement). Les données sont ensuite transmises à l'"event builder" (reconstruction de l'événement). Cinq "event builder" ont été utilisés pour l'expérience S261. Chaque "event builder" est connecté à un serveur ayant un espace disque de 200 GBytes. Les données brutes (fichiers LMD, "List Mod Data") sont ensuite transférées vers un "tape-robot", qui offre un espace de stockage d'environ 100 TBytes.

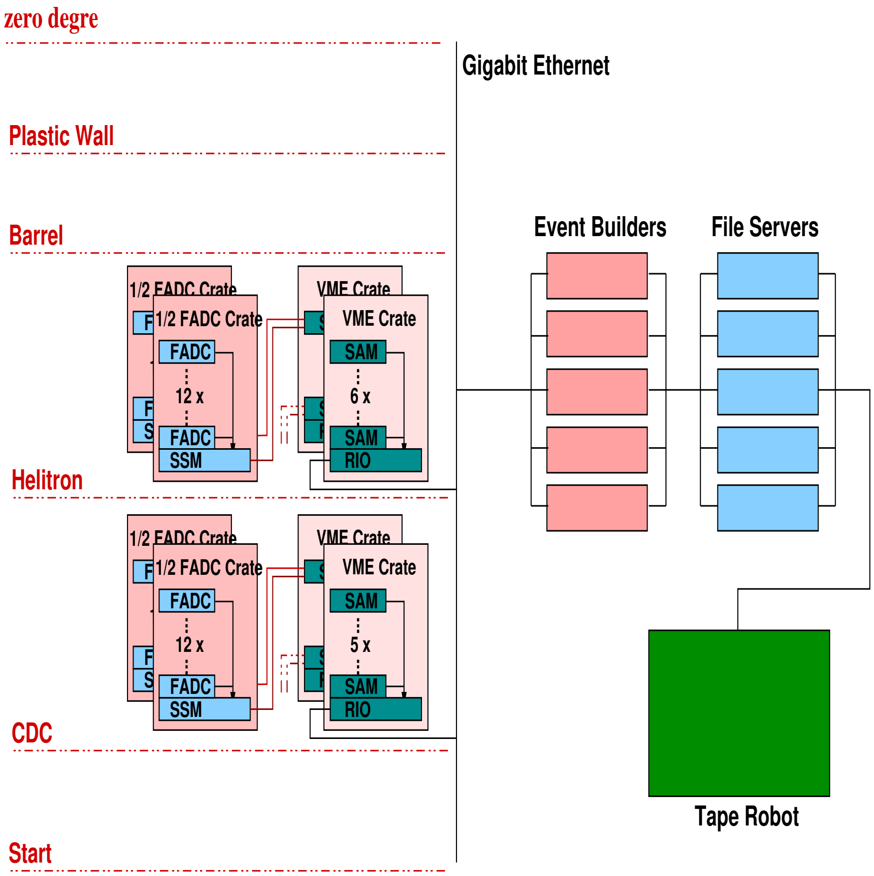

FIG. 3.11 – *Schéma de la chaîne d'aquisition des données de FOPI [153].*

La chaîne d'acquisition est présentée sur la figure 3.11 [153]. Finalement, pour 111 millions événements (centraux et semi-centraux), le volume des fichiers de type LMD est d'environ 7,5 TBytes.

Nous pouvons noter que la production de "Data Summary Tape" (DST) est effectuée après calibration des données brutes fournies par les différents sous-détecteurs. Le volume occupé par les fichiers de type DST est d'environ 1,3 TBytes pour l'ensemble de la statistique des événements collectés.

3.4 Le futur : le tonneau de “Glass Resistive Plate Chambers” (GRPC)

Pour une étude plus complète de l'étrangeté et notamment des antikaons, dont certaines propriétés restent inexpliquées (voir chapitre 2), le dispositif FOPI doit être équipé d'un nouveau système de temps de vol à haute granularité et à haute résolution temporelle. La collaboration s'est orientée vers un détecteur de type GRPC. Ce détecteur est notamment indispensable pour la détection des antikaons dans les systèmes lourds tels que Au+Au à 1,5 AGeV. Le tonneau de GRPC sera installé tout autour de la CDC et couvrira un domaine angulaire allant de 35 à 68 degrés. Ce détecteur [155, 156] sera composé de 30 modules comprenant chacun 5 GRPC. Chaque GRPC contiendra 16 bandes (“strips”). La granularité effective de l'ordre de 600, permettra d'avoir une très bonne résolution spatiale ($\sim$1 mm dans le plan transverse et environ 1,5 cm dans le plan longitudinal). La résolution en temps sera inférieure à 100 ps. Les travaux de recherche et de développement sont maintenant terminés et la production devrait commencer en début d'année 2005.

Les prochains chapitres sont dédiés à l'analyse des données de l'expérience S261 et concernent l'étude de la production de Λ et de Ξ^- dans les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV. Les résultats de ces analyses seront confrontés aux prédictions de divers modèles et résultats déjà existants.

Chapitre 4

Production de Λ dans les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV

4.1 Caractérisation des collisions

Les mécanismes de réaction dépendent fortement de la valeur du paramètre d'impact de la collision. Cependant, cette observable n'est pas directement mesurable dans une expérience. Il est donc nécessaire de définir des critères qui caractérisent la centralité de la collision. Nous présenterons dans cette partie les différentes étapes nécessaires à la caractérisation des collisions suivant leur degré de centralité. Nous terminerons cette section par une description de la méthode utilisée pour reconstruire le plan de la réaction.

4.1.1 Sélection des collisions et des particules

Un premier niveau de sélection des événements peut être effectué en imposant des conditions sur les informations délivrées par le détecteur de déclenchement "Start" (signal en temps et en énergie) et sur la position du vertex primaire, reconstruit par le programme de reconstruction des traces dans la CDC, par rapport à la position du centre de la cible. Les distributions des variables délivrées par le détecteur de déclenchement sont présentées sur la figure 4.1. La partie gauche représente le signal temps Ts (en ns). Les événements correspondant à la queue de distribution (partie gauche de l'histogramme), pourraient ne pas avoir été sélectionnés dans une fenêtre en temps correcte. Nous avons vérifié que les résultats n'étaient pas affectés par les événements tels que Ts < - 0,25 ns (ligne verticale en pointillé sur la figure). Nous n'avons donc pas appliqué de coupure sur cette variable. Le signal en énergie délivré par le détecteur "Start" (partie droite de la figure) présente une double structure. Le deuxième pic, qui contient environ 14% de la statistique totale, peut être attribué à un empilement d'événements. Nous verrons dans la section 4.3 l'influence d'une coupure sur cette variable sur la mesure des Λ.

Les distributions des positions du vertex reconstruit dans la CDC sont présentées sur la figure 4.2. Afin de réduire le bruit de fond, en particulier pour les événements les plus périphériques, nous avons imposé des coupures sur les positions du vertex dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (Vx, Vy) et suivant l'axe du faisceau (Vz). La

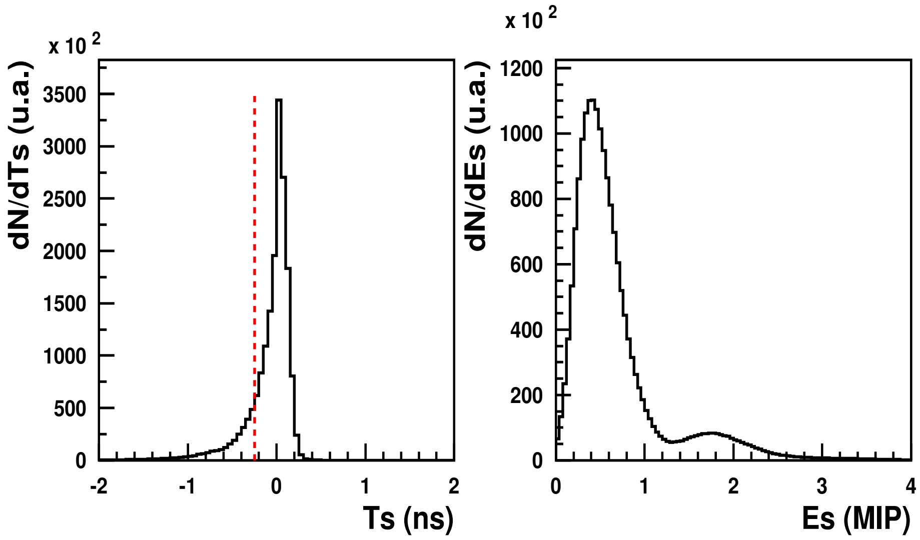

FIG. 4.1 – *Signaux en temps Ts (partie gauche) et en énergie Es (partie droite) délivrés par le détecteur de déclenchement "Start".*

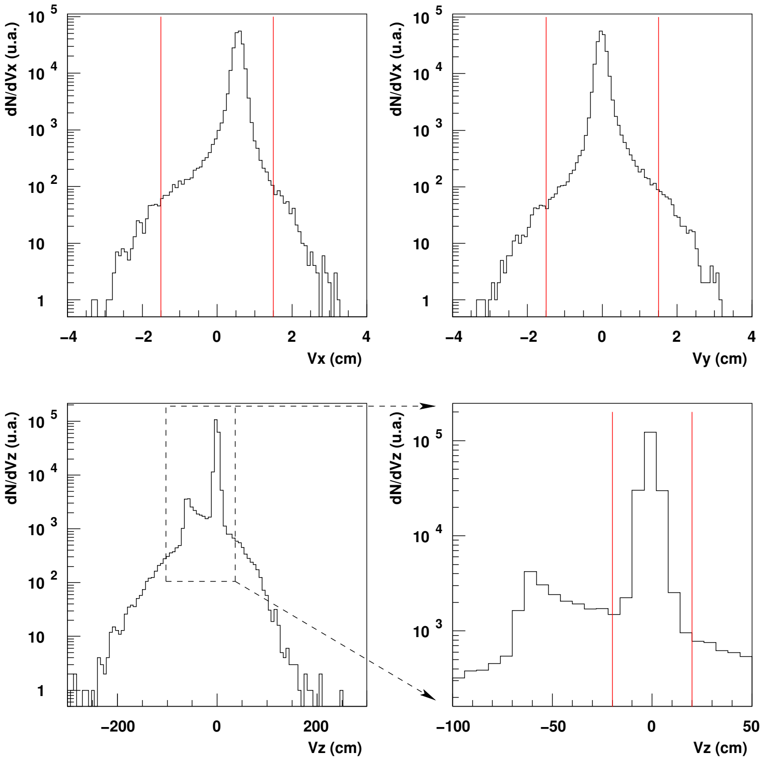

FIG. 4.2 – *Partie haute : distributions des positions du vertex reconstruit dans le plan transverse au faisceau (Vx et Vy). Partie basse : distribution de la composante du vertex reconstruit suivant l'axe du faisceau (Vz) avec un agrandissement de la région localisant la position de la cible (partie droite). Les lignes verticales représentent les coupures effectuées sur les différentes positions du vertex reconstruit.*

Sélection des événements
$\|Vx\| < 1{,}5$ cm
$\|Vy\| < 1{,}5$ cm
$\|Vz\| < 20$ cm
Sélection des particules
$0 < M_{\pi^-} < 0{,}55$ GeV/c^2
$0{,}5$ GeV/c$^2 < M_p < 1{,}5$ GeV/c^2

TAB. 4.1 – *Coupures sur les trois composantes de la position du vertex primaire et sélection en masse des pions et des protons.*

distribution Vz présente une double structure : un pic centré sur 0 (position de la cible) et un second pic centré à environ 60 cm de la cible. Cette seconde structure correspond à la fin du tube où passe le faisceau, situé à environ 60 cm avant la cible. Les valeurs des coupures pour la sélection des événements sont résumées dans le tableau 4.1.

Par ailleurs, pour la reconstruction des Λ et Ξ^-, nous avons sélectionné les produits de désintégration dans la CDC. Les coupures en masse que nous avons utilisées pour la sélection des protons et des pions sont résumées dans le tableau 4.1. Les mêmes coupures ont aussi été introduites dans la simulation.

4.1.2 Classification des collisions suivant le degré de centralité

4.1.2.1 Critères de centralité

Plusieurs observables permettant de sélectionner les collisions en fonction de leur degré de centralité sont proposées. Nous avons étudié :

- la multiplicité des fragments mesurés dans le Mur Externe (PTMUL), recalculée après avoir rejeté les électrons δ en imposant une coupure sur la valeur réelle de la charge ;
- la multiplicité des particules mesurées dans la CDC (TMUL) ;
- la multiplicité totale des particules mesurées dans le Mur Externe et la CDC (TOTMUL = PTMUL + TMUL).

Les distributions expérimentales de ces trois observables sont présentées sur la figure 4.3 pour les systèmes de déclenchement central (noté “CC”, étoiles) et “medium” (noté “MED”, triangles). Nous avons également reporté sur la figure les distributions obtenues à partir d'événements générés avec le modèle IQMD [28] et filtrés par GEANT [157] (symboles ouverts). Les caractéristiques de ce modèle de transport et du logiciel GEANT seront détaillées dans la section 4.2.

Afin de déterminer des intervalles de même centralité (même section efficace géométrique) avec les données expérimentales et simulées, les distributions des différentes observables ont été normalisées. La méthode utilisée pour la normalisation des sections efficaces est explicitée dans le prochain paragraphe.

Nous devons maintenant déterminer parmi les différents critères cités précédemment, lequel présente la meilleure corrélation au paramètre d'impact. Cette étude n'est

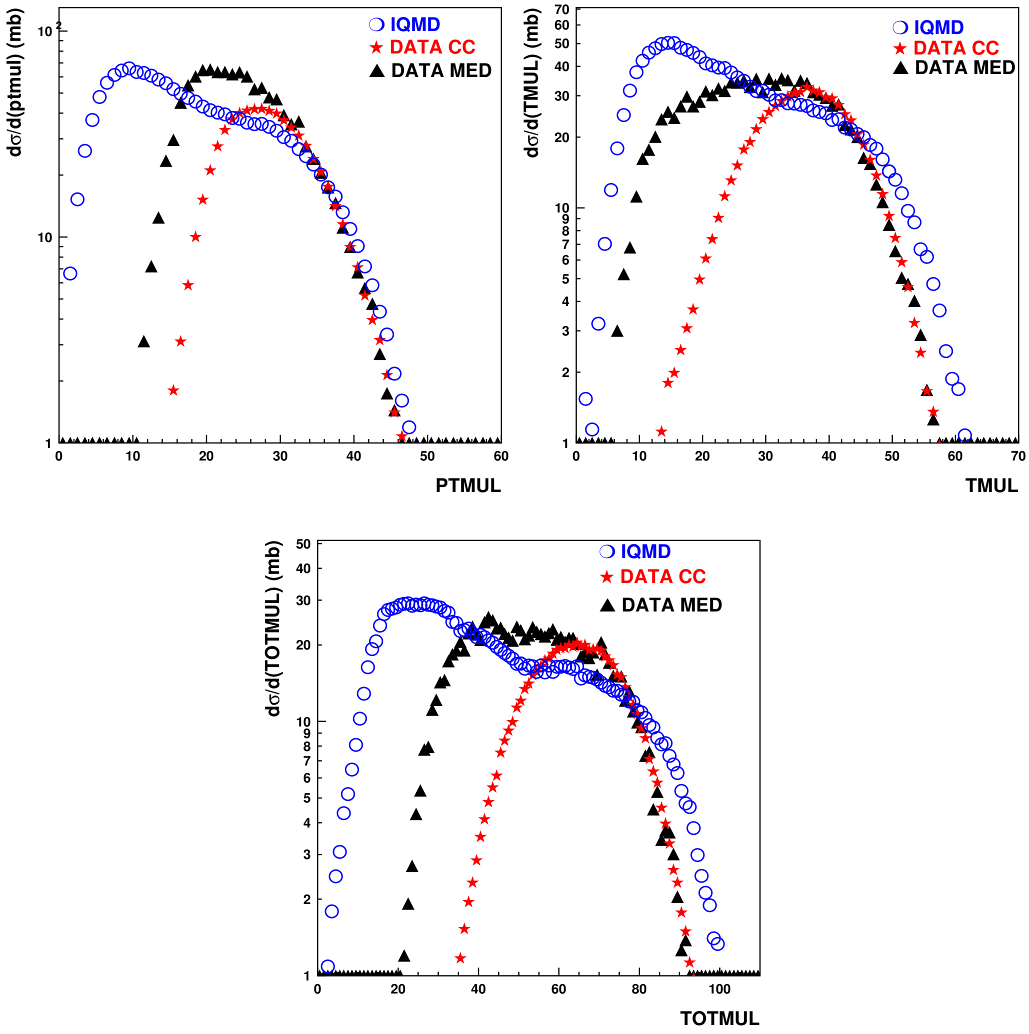

FIG. 4.3 – *Distributions des multiplicités des particules mesurées dans le Mur Externe (haut, gauche), dans la CDC (haut, droite) et des particules mesurées dans le Mur Externe et la CDC (bas). Les distributions issues de la simulation sont représentées par les cercles ouverts. Les distributions expérimentales obtenues avec le système de déclenchement central sont représentées par des étoiles et celles obtenues avec le système de déclenchement "medium" (collisions centrales et semi-centrales) sont représentées par les triangles.*

possible qu'avec un modèle théorique où le paramètre d'impact de chaque collision est connu. Nous avons utilisé des événements générés avec le modèle IQMD [28], pour un domaine en paramètre d'impact allant de 0 à 7 fm. Ces événements ont été au préalable filtrés par GEANT. La figure 4.4 présente la corrélation entre les trois observables et le paramètre d'impact. Les distributions du paramètre d'impact, pour chaque tranche en multiplicité, ont été ajustées par une gaussienne. Nous avons reporté sur la figure la valeur moyenne du paramètre d'impact et l'écart-type de la distribution.

Les trois courbes possèdent la même allure générale : plus la multiplicité des particules est grande et plus le paramètre d'impact est petit. Les grandes multiplicités sélectionnent donc des collisions centrales. Les variables PTMUL et TMUL présentent

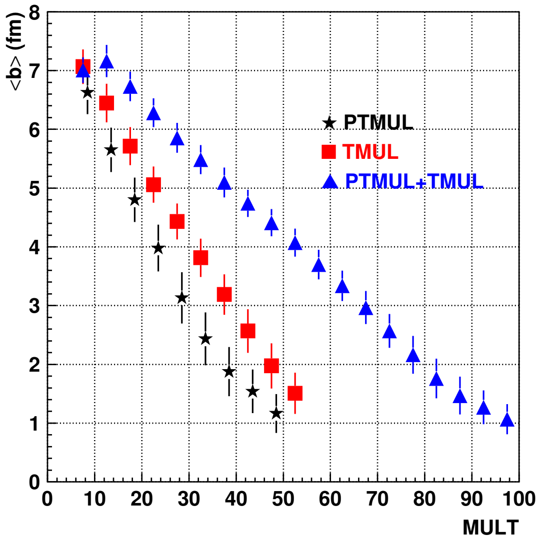

FIG. 4.4 – *Corrélation entre les trois observables utilisées pour la sélection des collisions et le paramètre d'impact. Les événements sont issus d'une simulation utilisant le modèle IQMD [28] et sont filtrés par GEANT [157].*

une corrélation similaire au paramètre d'impact. Il apparaît clairement que la multiplicité totale (TOTMUL) permet une meilleure sélection des collisions très centrales que PTMUL et TMUL. La corrélation au paramètre d'impact est aussi plus prononcée avec TOTMUL pour les collisions semi-centrales. Enfin, les fluctuations statistiques sont plus faibles lorsque nous utilisons TOTMUL.

Pour finir de s'en convaincre, il est intéressant de s'attarder sur le facteur de qualité Q_f des différentes multiplicités en fonction du paramètre d'impact [158, 159]. On définit le facteur de qualité Q_f de la manière suivante :

$$Q_f(b) = \frac{b_{max}}{2\sigma(b)} \frac{d < c(b) >}{db} \tag{4.1}$$

où $< c(b) >$ et $\sigma(b)$ sont respectivement, la valeur moyenne et l'écart-type de l'observable globale c pour un paramètre d'impact b donné. La normalisation par rapport au paramètre d'impact maximal b_{max} permet d'obtenir une quantité $Q_f(b)$ sans dimension. b_{max} est égal à la somme des rayons des deux noyaux ($\simeq$ 9,3 fm pour les collisions Ni+Ni). Le rapport $d{<}c(b){>}/db$ exprime la corrélation entre la valeur moyenne de l'observable globale c et le paramètre d'impact. Le terme $1/\sigma(b)$ est inversement proportionnel aux fluctuations statistiques du critère autour d'un paramètre d'impact moyen. En conséquence, le facteur de qualité $Q_f(b)$ est d'autant plus grand que la corrélation entre l'observable globale c et le paramètre d'impact est forte et que les fluctuations statistiques sont faibles. En développant l'expression 4.1 au premier ordre de la variation de $< c(b) >$ en fonction de b, on peut montrer que [158] :

$$Q_f(b) = \frac{b_{max}}{2\tilde{\sigma}(b)} \tag{4.2}$$

où $\tilde{\sigma}(b)$ est la largeur à mi-hauteur de la distribution correspondant à la tranche limitée par $< c(b) > \pm\ \sigma(b)$. Pour une loi gaussienne, une largeur de $2\tilde{\sigma}(b)$ correspond à 68,3% de la distribution intégrée. La demi largeur $\tilde{\sigma}(b)$ est donnée par :

$$\tilde{\sigma}(b) = \sqrt{2ln2}\sigma \qquad (4.3)$$

La figure 4.5 présente le facteur de qualité en fonction du paramètre d'impact pour les trois multiplicités définies précédemment. L'observable faisant intervenir les multiplicités des particules détectées dans la CDC et le Mur Externe donne le meilleur facteur de qualité, en particulier pour des collisions semi-centrales et périphériques.

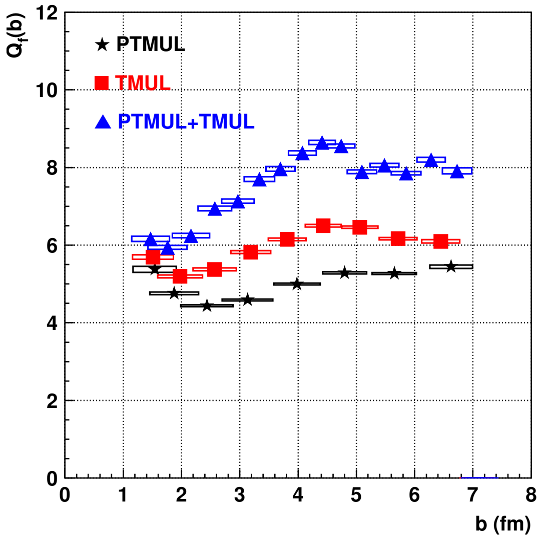

FIG. 4.5 – *Facteur de qualité en fonction du paramètre d'impact pour les trois critères de centralité. Les résultats proviennent d'une simulation utilisant le modèle IQMD [28] et sont filtrés par GEANT [157].*

Nous choisissons donc TOTMUL comme critère de centralité des événements dans la suite de la présente étude. Le prochain paragraphe est dédié aux calculs effectués pour normaliser les distributions des multiplicités.

4.1.2.2 Normalisation des sections efficaces

Afin de pouvoir étudier des classes d'événements de même centralité pour les données expérimentales et simulées, nous devons appliquer une normalisation aux distributions. La procédure de normalisation permet de passer d'un taux de comptage à une section efficace.

Normalisation des sections efficaces expérimentales

Les sections efficaces absolues sont reliées au taux de comptage dN par un facteur de normalisation K_{norm} dépendant des caratéristiques de la cible, du temps mort du système d'acquisition et du nombre de particules ayant déclenché le signal "Start" de l'expérience. Pour une prise de données i (un "run") nous avons [160] :

$$\frac{d\sigma}{dM}(mb) = K^i_{norm} \times \frac{dN}{dM}$$

dN est le nombre de particules mesurées et M est l'observable étudiée. La quantité dN prend en compte les facteurs de réduction (16 pour le système de déclenchement "medium").

K^i_{norm} est donné par l'expression suivante :

$$K^i_{norm} = \frac{1}{N_{cible} \times TV \times N_{inc}}$$

N_{cible} représente le nombre de noyaux cible par mb :

$$N_{cible} = \frac{\rho \times x \times N_A}{A} \times 10^{-27}$$

ρ est la masse volumique de la cible (en g/cm^3) et x est son épaisseur (en cm). N_A est le nombre d'Avogadro et le facteur multiplicatif 10^{-27} effectue le passage à l'unité mb. TV et N_{inc} sont respectivement le temps de vie (qui tient compte du temps mort du système d'acquisition) et le nombre de particules incidentes touchant la cible et ayant déclenché le "Start". Ces nombres sont fournis par les échelles de comptage des différents détecteurs du système de déclenchement (voir chapitre 3). Finalement, le facteur de normalisation global, pour une série de prise de données, est :

$$K_{norm} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N}(1/K^i_{norm})}$$

N est le nombre de prises de données ("runs") analysées.

Normalisation des sections efficaces dans une simulation

Le modèle IQMD génère de manière isotrope le paramètre d'impact. Ainsi la probabilité d'obtenir une collision périphérique est la même que pour une collision centrale. De façon à nous placer dans le cas d'un tirage réaliste du paramètre d'impact b, les distributions sont pondérées par le paramètre d'impact. Nous obtenons alors la relation : $\frac{dN}{db^2} \propto \frac{dN}{d\sigma} = cste$. Le coefficient de normalisation k reliant la section efficace $d\sigma$ (en mb) au comptage dN peut être calculé de la manière suivante, sachant que la section efficace totale doit être égale à la section efficace géométrique σ_{geo} [161] :

$$d\sigma = k\ dN$$

$$\int d\sigma = \sigma_{geo} = 10\pi b^2_{max} = k \int dN = kN$$

on obtient :

$$k = \frac{10\pi b^2_{max}}{N}$$

b_{max} représente le paramètre d'impact maximum et N est le nombre total d'événements simulés. Le facteur 10 assure la conversion entre les fm^2 et les mb.

4.1.2.3 Estimation du nombre de participants

Nous nous attendons à ce que le taux de production des Λ augmente pour les collisions les plus centrales. C'est un effet trivial dû simplement à l'augmentation du nombre de participants et donc de l'énergie disponible dans le centre de masse. Une meilleure représentation consiste donc à normaliser le taux production des hypérons au nombre de nucléons participants. Plusieurs modèles [162, 163, 164] peuvent être utilisés pour évaluer, à partir du paramètre d'impact, le nombre de nucléons participant à la réaction. Les modèles géométriques [162] utilisent une description sphérique du noyau. D'autres modèles utilisent une description du noyau suivant un potentiel de Wood-Saxon [163, 164]. Nous avons vérifié que les résultats donnés par les différents modèles sont en bon accord.

Le nombre de nucléons participants dans le cas d'un noyau sphérique de nombre de masse A_1 et de rayon R_1 entrant en collision, avec un paramètre d'impact b sur un noyau sphérique de nombre de masse A_2 et de rayon R_2 est donné par [162] :

$$N_1 = A_1 \; F(\nu,\beta) \tag{4.4}$$

$$\text{Avec } \nu = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \text{ et } \beta = \frac{b}{R_1 + R_2}$$

Pour un système symétrique (Ni+Ni par exemple) la fonction $F(\nu,\beta)$ s'écrit [162] :

$$F(\nu,\beta) = \frac{3}{4}(1-\nu)^2 \left(\frac{1-\beta}{\nu}\right)^2 - \frac{1}{8}\left[3(1-\nu)^{\frac{1}{2}} - 1\right]\left(\frac{1-\beta}{\nu}\right)^3 \tag{4.5}$$

Finalement le nombre de participants est :

$$A_{part} = 2A \times F(\nu,\beta) \tag{4.6}$$

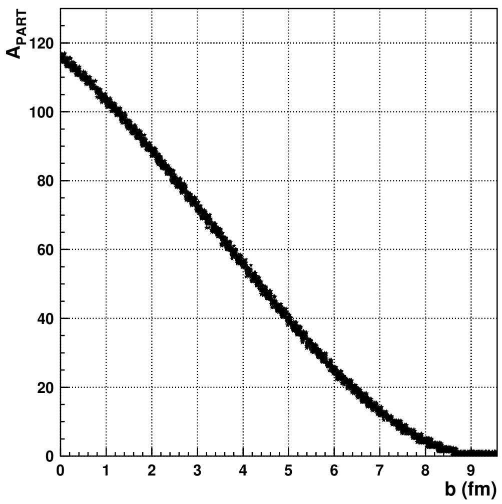

FIG. 4.6 – *Nombre total de nucléons participants dans une collision Ni+Ni en fonction du paramètre d'impact b obtenu à partir d'un modèle géométrique [162].*

La figure 4.6 représente le nombre de nucléons participants en fonction du paramètre d'impact pour la collision Ni+Ni. Nous avons utilisé le modèle géométrique décrit précédemment. Pour les collisions les plus centrales (b <1), le nombre de participants dans une collision Ni+Ni est supérieur à 100 et devient nul pour des valeurs du paramètre d'impact proches de 9 fm.

4.1.2.4 Choix des classes en centralité

La première partie de notre étude va consister à évaluer le taux de production des Λ pour une centralité des collisions : $b_{geo} \leq$ 3,3 fm ($\sigma_{geo} \simeq$ 350 mb). Pour permettre une comparaison de nos résultats avec un modèle de transport, nous nous placerons aussi dans un domaine en centralité tel que $b_{geo} \leq$ 4 fm ($\sigma_{geo} =$ 510 mb). La sélection de la centralité de ces collisions est présentée dans la première partie du tableau 4.2. Nous étudierons ensuite la dépendance du taux de production des Λ à la centralité des collisions.

Afin de mener à bien ces différentes études, il faut évaluer les tranches en multiplicité avec les données expérimentales et les données simulées. Pour des raisons de statistique, nous nous limiterons à quatre tranches en multiplicité, représentées dans la seconde partie du tableau 4.2. Sur la figure 4.3 nous voyons que la distribution de la multiplicité TOTMUL est affectée par la coupure du système de déclenchement central. Ainsi pour les événements ayant une multiplicité de particules TOTMUL $\geq$ 60 nous avons utilisé les événements sélectionnés par le système de déclenchement central (CC). Pour TOTMUL < 60 nous avons utilisé les événements sélectionnés par le système de déclenchement "medium" (MED). Les systèmes de déclenchement utilisés figurent dans la première colonne du tableau 4.2.

TOTMUL (données)	TOTMUL (simulation)	σ_{geo} (mb)	$< b_{IQMD} >$	A_{part}
62 < M (CC)	62 < M	350	2,3 ± 0,4	82 ± 6
54 < M (MED)	53 <M	510	2,7 ± 0,5	76 ± 6
76 < M (CC)	81 < M	98	1,4 ± 0,4	96 ± 6
60 < M < 77 (CC)	60 < M < 82	291	2,7 ± 0,4	77 ± 6
47 < M < 61 (MED)	43 < M < 61	290	4,1 ± 0,3	54 ± 5
33 < M < 48 (MED)	29 < M < 44	326	5,2 ± 0,3	37 ± 5

TAB. 4.2 – *Sélection des collisions avec TOTMUL (M), section efficace géométrique, paramètre d'impact issu du modèle IQMD [28] et nombre de participants [162] correspondants.*

Dans la simulation, les tranches en multiplicité sont déterminées de façon à avoir la même section efficace géométrique qu'avec les données. Les distributions en paramètre d'impact sont ajustées par une fonction gaussienne. Nous avons reporté dans le tableau la valeur moyenne et l'écart-type des distributions. Enfin, à partir du paramètre d'impact, nous avons calculé le nombre de nucléons participant à la réaction [162]. Les taux de production des Λ obtenus avec ces différentes coupures sur la multiplicité des particules seront présentés en fin de chapitre.

4.1.3 Reconstruction du plan de la réaction

La reconstruction du plan de la réaction est déterminante pour l'étude des différentes composantes de l'écoulement collectif de la matière nucléaire. En ce qui concerne notre étude, nous avons besoin de cette grandeur lors de l'évaluation du bruit de fond combinatoire (voir section 4.3).

Le plan de réaction est, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, un plan de symétrie conservé tout au long de la collision. Il est défini par la direction du faisceau et le vecteur paramètre d'impact. Nous utilisons, pour la reconstruction du plan de la réaction, la méthode des impulsions transverses [165]. Cette méthode consiste à estimer la direction du vecteur paramètre d'impact en calculant pour chaque événement un vecteur $\vec{Q}$, à partir d'une combinaison linéaire des impulsions transverses de toutes les particules détectées. Ces particules sont affectées d'un poids de signe opposé selon qu'elles sont émises vers l'avant ou vers l'arrière du centre de masse. Pour un événement de multiplicité M, le vecteur $\vec{Q}$ est défini par :

$$\vec{Q} = \sum_{\nu=1}^{M} w^{\nu} \vec{p_t^{\nu}} \tag{4.7}$$

où $\vec{p_t^{\nu}}$ est l'impulsion transverse de la particule ν et w^{ν} est le poids qui lui est associé. Les valeurs suivantes sont attribuées au poids w^{ν} :

$$w^{\nu} = \begin{cases} 1 & si \quad y_{\nu}^{0} \geq \delta \\ 0 & si \quad -\delta < y_{\nu}^{0} < \delta \\ -1 & si \quad y_{\nu}^{0} \leq -\delta \end{cases} \tag{4.8}$$

où y_{ν}^{0} est la rapidité réduite et δ un paramètre fixé à 0,25. Ce paramètre permet d'éliminer de la sommation les particules ayant une rapidité proche de celle du centre de masse. Ces particules proviennent de la région participante de la collision et sont émises de façon plus ou moins isotrope. Elles contriburaient à une mauvaise résolution dans la détermination du plan de la réaction. De plus, nous avons éliminé de la sommation les particules secondaires détectées dans la CDC (composante mésonique de la réaction) car ces particules ne nous donnent pas d'information sur les caractéristiques géométriques initiales de la réaction. On détermine l'azimut du plan de réaction reconstruit par :

$$\phi_r = arctan\left(\frac{Q_y}{Q_x}\right) \tag{4.9}$$

où Q_x et Q_y sont les coordonnées du vecteur $\vec{Q}$.

La figure 4.7 présente la distribution de l'angle azimutal du plan de réaction reconstruit à partir des données expérimentales (partie gauche) et la précision sur la détermination de ce plan de réaction (partie droite). Nous voyons que la distribution de l'angle azimutal du plan de réaction n'est pas totalement plate. Pour des valeurs positives de ϕ_r, on observe un léger excès autour de 90°. Cette tendance pourrait, en partie, être attribuée à une mauvaise focalisation du faisceau. Pour évaluer la résolution de l'angle azimutal du plan de réaction, les particules de l'événement considéré sont réparties aléatoirement en deux sous-événements. Pour chaque sous-événement, nous effectuons la reconstruction du plan de réaction et la différence des deux angles azimutaux donne une estimation des fluctuations du plan de réaction reconstruit autour du vrai plan de réaction.

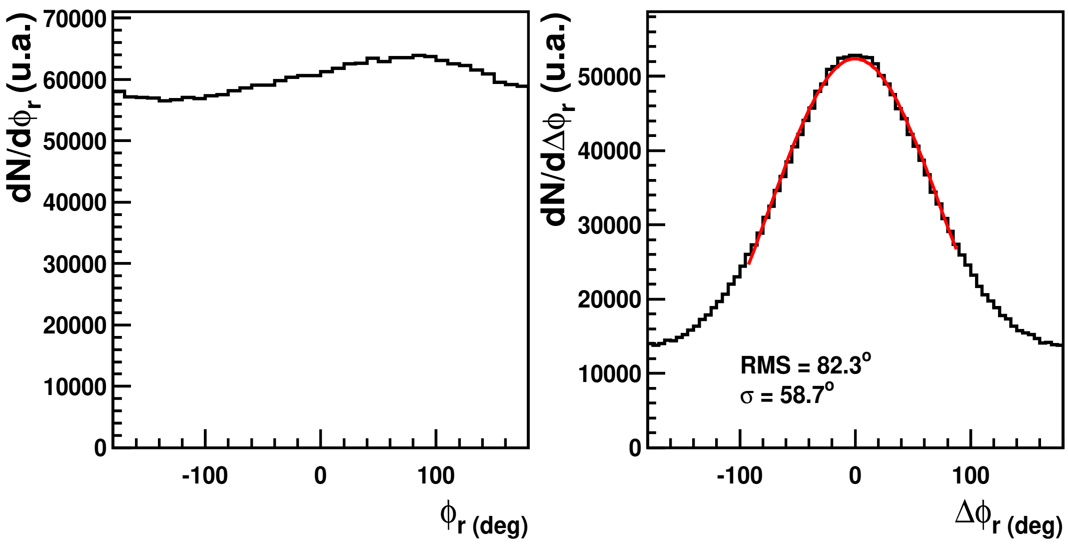

FIG. 4.7 – *Distributions de l'angle azimutal du plan de réaction reconstruit (partie gauche) et de ses fluctuations (partie droite), pour des collisions ($b_{geo} \leq 690$ mb) Ni+Ni à 1,93 AGeV.*

La largeur de la distribution donnant la résolution du plan de réaction est en accord avec une mesure déjà effectuée pour le même système et la même énergie incidente [166]. L'écart-type obtenu avec un ajustement gaussien est d'environ 60 degrés. Enfin, pour des événements plus centraux, la détermination de l'angle azimutal du plan de réaction est moins précise [166].

4.2 Simulation des collisions et du détecteur

La simulation des collisions et la mesure des particules par le détecteur nécessitent plusieurs étapes. Les collisions d'ions lourds Ni+Ni à 1,93 AGeV sont simulées à l'aide du modèle de dynamique moléculaire quantique IQMD [28] que nous avons décrit brièvement dans le chapitre 1. Nous avons choisi la version avec une équation d'état douce et utilisant un potentiel MDI. Des pions, des protons ainsi que des fragments allant jusqu'à Z = 3 sont essentiellement créés à l'énergie que nous considérons. Ces particules sont propagées vers le détecteur. La réponse du détecteur est simulée avec le logiciel GEANT du CERN [157]. Ce logiciel prend en considération toutes les caractéristiques géométriques propres au détecteur FOPI. Les processus tels que les interactions électromagnétiques, les diffusions multiples et les désintégrations des particules sont traitées par GEANT. Les données ainsi simulées sont écrites dans le même format que les données réelles, ce qui permet d'appliquer le même programme de reconstruction des traces dans la CDC et le même programme d'analyse.

Les particules étranges Λ et Ξ^- qui nous intéressent sont simulées séparément puis introduites dans les événements simulés. Nous avons utilisé une distribution thermique générant de manière isotrope dans l'espace de phases les particules étranges Λ et Ξ^-. Des résultats de la collaboration FOPI ont montré que les distributions en impulsion des particules (pions, protons, deutons, K^+, K^0_S [166, 18, 99]) mesurées lors de précédentes expériences pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV, peuvent être reproduites par une distribution de type Siemens et Rasmussen [20]. Cette distribution, caractéristique de l'émission d'une particule par une source à la température T et avec une vitesse d'expansion radiale β_f, utilise la forme des distributions de Boltzmann :

$$\frac{d^3N}{dpd^2\Omega} \propto p^2 exp(-\gamma_f \frac{E}{T}) \left(\frac{sinh(\alpha)}{\alpha}(\gamma_f + \frac{T}{E}) - \frac{T}{E} cosh(\alpha) \right) \tag{4.10}$$

$$avec \ \ \gamma_f = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_f^2}} \ \ et \ \ \alpha = \gamma_f \beta_f \frac{p}{T}$$

Les impulsions des particules sont reproduites par cette distribution pour une température $T = (90 \pm 10)$ MeV et un "flow" radial $\beta_f = (0{,}30 \pm 0{,}05)$ [18].

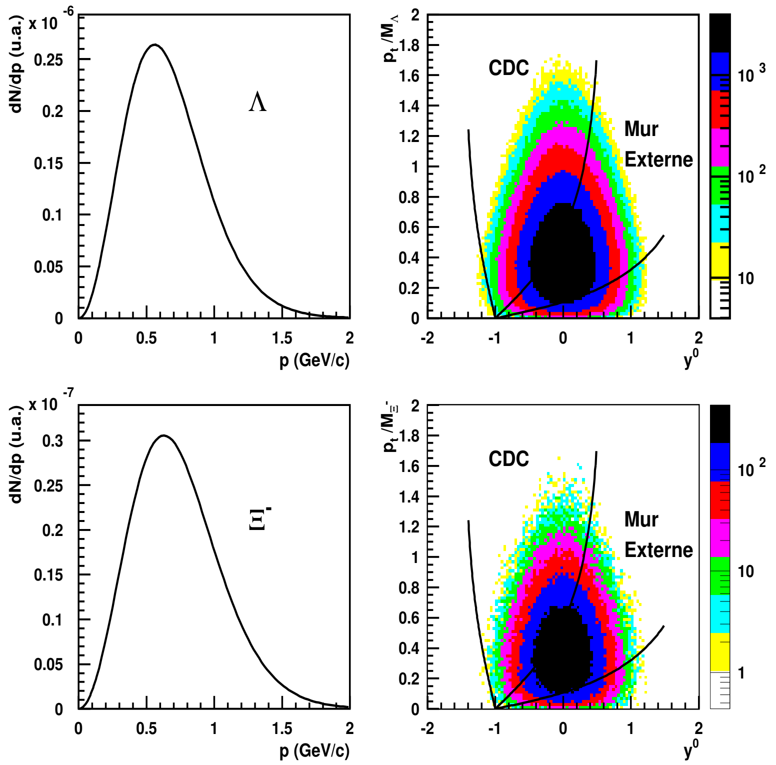

FIG. 4.8 – *Partie gauche : distributions en impulsion des Λ et des Ξ^- thermiques pour une température de 90 MeV et une vitesse de "flow" radial de 0,3. Partie droite : impulsion transverse des Λ et Ξ^- divisée par leur masse en fonction de la rapidité réduite. Les courbes représentent les couvertures angulaires de la CDC et du Mur Externe.*

Les distributions en impulsion des Λ et Ξ^- générées avec l'équation 4.10 sont montrées sur la figure 4.8 (partie gauche). Nous avons aussi reporté la répartition de ces particules dans l'espace de phases (partie droite).

Ces données sont non-filtrées par GEANT et sont également écrites dans les fichiers de simulation afin de pouvoir effectuer les calculs des corrections d'efficacité, prenant en compte l'acceptance géométrique et l'efficacité de reconstruction des traces.

Nous avons utilisé des fichiers de simulation comprenant un Λ et un K^0_S par événement pour les corrections d'efficacité des Λ reconstruits. Les K^0_S sont également générés suivant la distribution de Siemens et Rasmussen. Nous reviendrons sur les spécificités de ces données simulées utilisées pour l'étude du Ξ^- en début de chapitre 5.

4.3 Méthodes de reconstruction des Λ

Les Λ sont identifiés de manière indirecte, ceci étant dû à leur neutralité électrique et à leur faible temps de vol. Nous reconstruisons la masse invariante du Λ en mettant en coïncidence ses produits de désintégration : $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ (64%). Nous déterminons le vertex de désintégration du Λ en calculant les coordonnées des intersections des traces des pions et des protons. Cela nécessite au préalable d'avoir sélectionné uniquement les pions et les protons ayant des traces ne passant pas par le vertex primaire de la réaction. Nous avons utilisé deux types d'analyse :

- une méthode d'analyse, dite standard, consistant à reconstruire le vertex secondaire à l'aide de coupures sur des variables géométriques et cinématiques caractéristiques aux Λ ;
- une méthode d'analyse utilisant un réseau de neurones consistant à convoluer les variables dites discriminantes afin d'obtenir une seule variable utilisée pour la sélection des Λ.

Dans les prochaines sections, nous détaillerons les deux méthodes d'analyse et comparerons les résultats.

4.3.1 Méthode d'analyse standard

4.3.1.1 Variables utilisées et stratégie de coupures

Le schéma de la figure 4.9 représente les variables géométriques et cinématiques, dans le plan transverse de la CDC (haut) et dans le plan longitudinal (bas), que nous utilisons afin de discriminer les mauvaises intersections des traces (cercles) des pions et des protons (V2) du véritable vertex de désintégration du Λ (V1). La deuxième ou “fausse” intersection est prise en compte dans le bruit de fond combinatoire car à partir d'un même pion et proton nous reconstruisons deux Λ candidats. L'autre partie du bruit de fond combinatoire provient de particules secondaires venant de la désintégration d'autres particules (par exemple les K^0_S). La stratégie des coupures appliquées aux variables cinématiques et géométriques caractérisant le Λ et ses produits de désintégration aura pour but de réduire le bruit de fond combinatoire tout en préservant le maximum de signal.

La variable la plus discriminante permettant d'éliminer les faux candidats est le paramètre d'impact d_0 qui correspond à la distance minimale entre la trace de la particule et le vertex primaire [166]. Nous attribuerons les indices 1 et 2 aux variables correspondant respectivement aux pions et protons, et Λ aux variables caractérisant la particule mère.

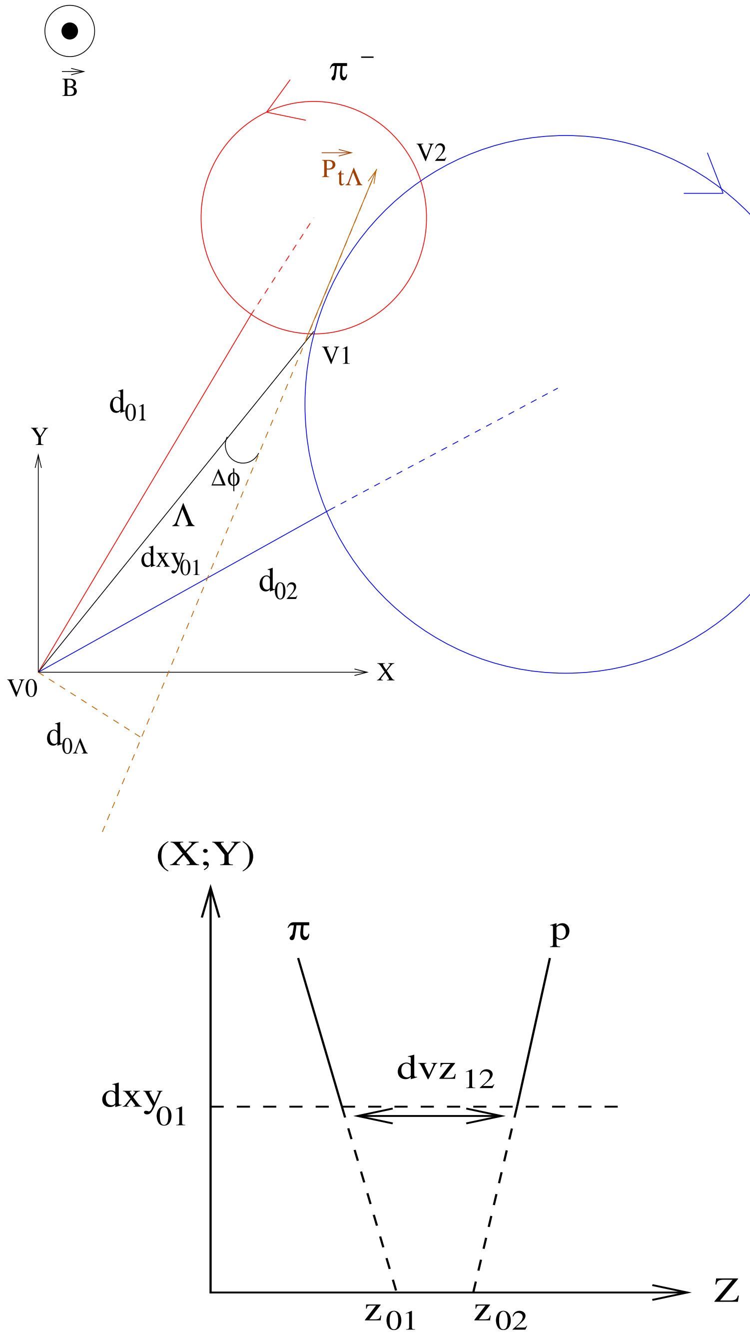

FIG. 4.9 – *Schéma de reconstruction du Λ dans le plan transverse de la CDC (haut), et variables utilisées dans le plan longitudinal (bas).*

La liste suivante précise les variables cinématiques et géométriques que nous utilisons pour la reconstruction du Λ dans le plan transverse :

- d_{01} et d_{02} : distances minimales entre les traces des produits de désintégration du Λ et le vertex primaire ;
- σ_1 et σ_2 : écarts-types des distributions des d_0 (ajustés par une gaussienne). Ces variables permettent d'améliorer la qualité des traces mesurées ;
- dxy_{01} : distance parcourue par le Λ dans le plan transverse ;

- $\Delta\phi$: appelé "pointing angle" est l'angle entre l'impulsion transverse du Λ et la droite passant par le vertex primaire et le vertex de désintégration du Λ ;
- $d_{0\Lambda}$: distance minimale entre la trace du Λ et le vertex primaire ;
- p_{t1} et p_{t2} : impulsions transverses du pion et du proton.

Nous utilisons aussi des variables donnant une information dans le plan longitudinal de la CDC :

- z_{01} et z_{02} : distances entre l'intersection des traces des produits de désintégration avec l'axe du faisceau et le vertex primaire ;
- dz_{01} : distance parcourue par le Λ dans le plan longitudinal ;
- dvz_{12} : distance entre les traces du pion et du proton au point de désintégration du Λ (V1).

Enfin nous sélectionnons les particules ayant un nombre de coups par trace suffisamment grand :

- nh_1 et nh_2 : nombre de coups des traces des pions et des protons.

Le tableau 4.3 dresse le bilan des coupures effectuées sur les variables mentionnées ci-dessus. Le choix des coupures a été fait en fonction de précédents travaux concernant la reconstruction de cet hypéron [166]. Nous rappelons que la cible a été déplacée de 40 cm en amont par rapport à sa position nominale (voir chapitre 3). En conséquence, les coupures ont subi une modification afin de tenir compte du bruit de fond additionnel dû à la nouvelle couverture angulaire de la CDC ($23° < \theta_{lab} < 114°$). Enfin, pour le choix final des coupures, nous avons recherché un compromis consistant à maximiser le rapport signal sur bruit de fond tout en gardant une statistique suffisante pour le signal.

π^-	p	Λ
$\|d_{01}\| > 1{,}4$ cm	$\|d_{02}\| > 0{,}7$ cm	$\|d_{0\Lambda}\| < 0{,}5$ cm
$p_{t1} > 0{,}1$ GeV/c	$p_{t2} > 0{,}1$ GeV/c	$\|\Delta\phi\| < 4°$
$\|z_{01}\| < 25$ cm	$\|z_{02}\| < 25$ cm	$2 < dxy_{01} < 20$ cm
$nh_1 > 24$	$nh_2 > 29$	$dz_{01} < 100$ cm
$\sigma_1 < 0{,}08$ cm	$\sigma_2 < 0{,}08$ cm	$p_{t\Lambda} > 0{,}3$ GeV/c
		$\|dvz_{12}\| < 60$ cm

TAB. 4.3 – *Variables et coupures utilisées pour la reconstruction du Λ.*

Le spectre en masse invariante des Λ, obtenu avec le lot de coupures du tableau 4.3 est présenté sur la figure 4.10 pour des collisions centrales (TOTMUL > 62, $b_{geo} < 3{,}3$ fm et $\sigma_{geo} \simeq 350$ mb).

Pour cette centralité, la coupure sur TOTMUL est identique pour les données simulées et expérimentales (voir section 4.1.2.4). Nous avons choisi cette centralité afin de comparer nos résultats avec ceux déjà existant pour cette classe d'événements (voir chapitre 6). Tous les spectres de masse invariante discutés dans ce paragraphe sont obtenus pour cette centralité de collision. La partie haute de la figure 4.10 présente

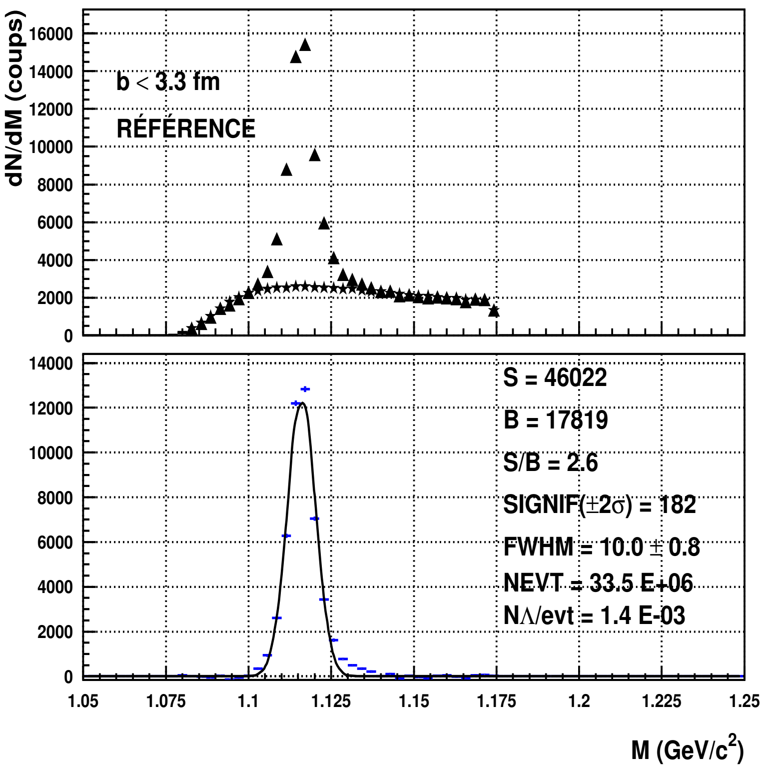

FIG. 4.10 – *Spectre en masse invariante du Λ pour les collisions centrales (b < 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV : la combinatoire est représentée par les triangles et le bruit de fond obtenu avec la méthode des événements mixés par les étoiles (haut). Résultat de la soustraction des deux courbes, avec l'ajustement par une fonction gaussienne (bas). Les principales caractéristiques de l'ajustement sont reportées sur la figure : nombre de coups du signal (S) et du bruit de fond (B) à 2 σ autour de la masse nominale, rapport signal sur bruit de fond (S/B), significance (SIGNIF), largeur à mi-hauteur (FWHM), nombre d'événements analysés (NEVT) et nombre de Λ reconstruits par événement.*

la combinatoire (triangles) et le bruit de fond (étoiles). Le bruit de fond est simulé à l'aide de la méthode des événements mixés. Cela consiste à construire un faux Λ en mettant en coïncidence un pion appartenant à un événement E_1 et un proton issu de n événements différents E_n. La centralité des événements mixés E_n doit être identique à celle de l'événement E_1. Les événements mixés sont projetés dans le plan de la réaction (voir section 4.1.3) afin que les particules provenant d'événements différents aient le même système de référence. Nous appliquons un poids à cette distribution afin d'ajuster le bruit de fond simulé au bruit de fond de la combinatoire, dans une région en masse où nous sommes sûrs de ne pas reconstruire de vrais Λ. Cette normalisation s'effectue pour des masses supérieures à 1,15 GeV/c^2. Après soustraction des deux distributions (courbe du bas) nous obtenons le signal pur qui est finalement ajusté par une gaussienne. Avec les coupures du tableau 4.3, nous reconstruisons 46000 Λ pour 33,5 millions d'événements analysés. Nous obtenons un rapport signal sur bruit de fond : S/B = 2,6. La largeur à mi-hauteur est (10,0 ± 0,8) MeV/c^2. La significance, égale à 182, est définie de la manière suivante [167] :

$$SIGNIF = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$$

Cette grandeur, sans dimension, donne des informations sur la validité du signal obtenu. Si cette variable est inférieure à 5 [167] nous sommes dans un régime purement fluctuatif et il est alors impossible d'affirmer ou d'infirmer la mesure d'un signal. Nous reconstruisons 1,4 Λ tous les 1000 événements dans l'acceptance de la CDC. Tous ces chiffres sont obtenus à 2σ autour de la masse nominale du Λ.

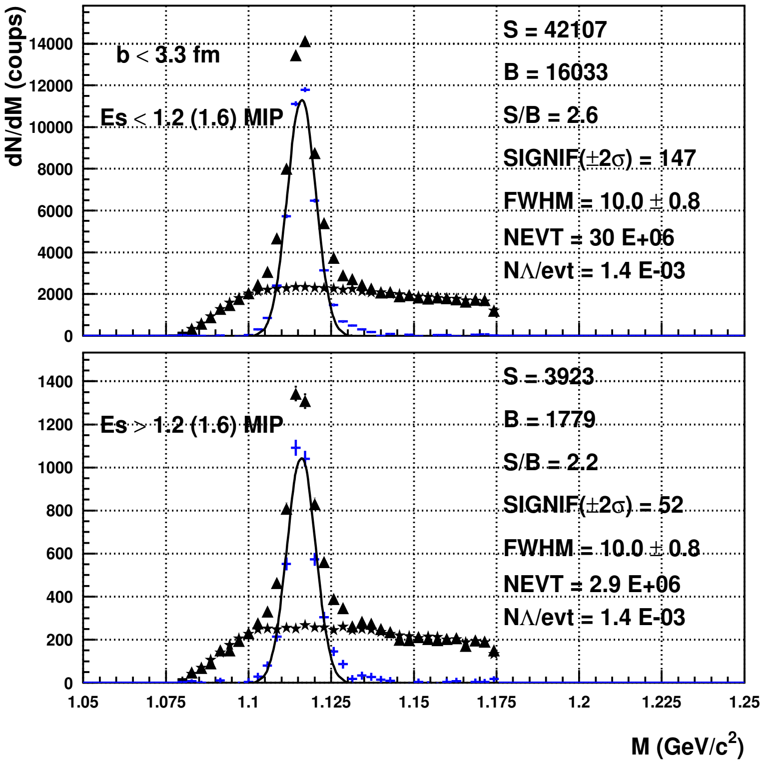

FIG. 4.11 – *Spectre en masse invariante des Λ pour différentes coupures sur le signal en énergie du détecteur "Start" (Es). La figure du haut montre le spectre de masse invariante des Λ obtenu en rejetant les événements de bruit de fond (sélection du premier pic), celle du bas présente le spectre de masse invariante obtenu en ne sélectionnant que les événements de bruit de fond (second pic). Sur une même figure nous avons représenté la combinatoire (triangles), le bruit de fond (étoiles) et le résultat final après soustraction (croix). Nous avons également reporté l'ajustement par une gaussienne.*

Nous avons vu (section 4.1.1) que certains événements peuvent avoir un bruit de fond important attribué à un empilement de plusieurs événements. Il est possible d'éliminer ces événements en appliquant une coupure sur le signal en énergie du détecteur de déclenchement "Start" (Es < 1,2 MIP ou Es < 1,6 suivant le "run" considéré). Cependant, avant d'appliquer une telle coupure, susceptible de nous faire perdre environ 14% de la statistique totale (toutes centralités confondues), nous avons reconstruit les Λ en ne considérant que les événements contenus dans le premier pic de la distribution en Es (figure 4.11, haut) ou en les rejetant (figure 4.11, bas). Le nombre de Λ reconstruits par événement est constant dans les deux cas. Par contre, lorsque nous ne sélectionnons que les événements contenus dans le second pic de la distribution en Es,

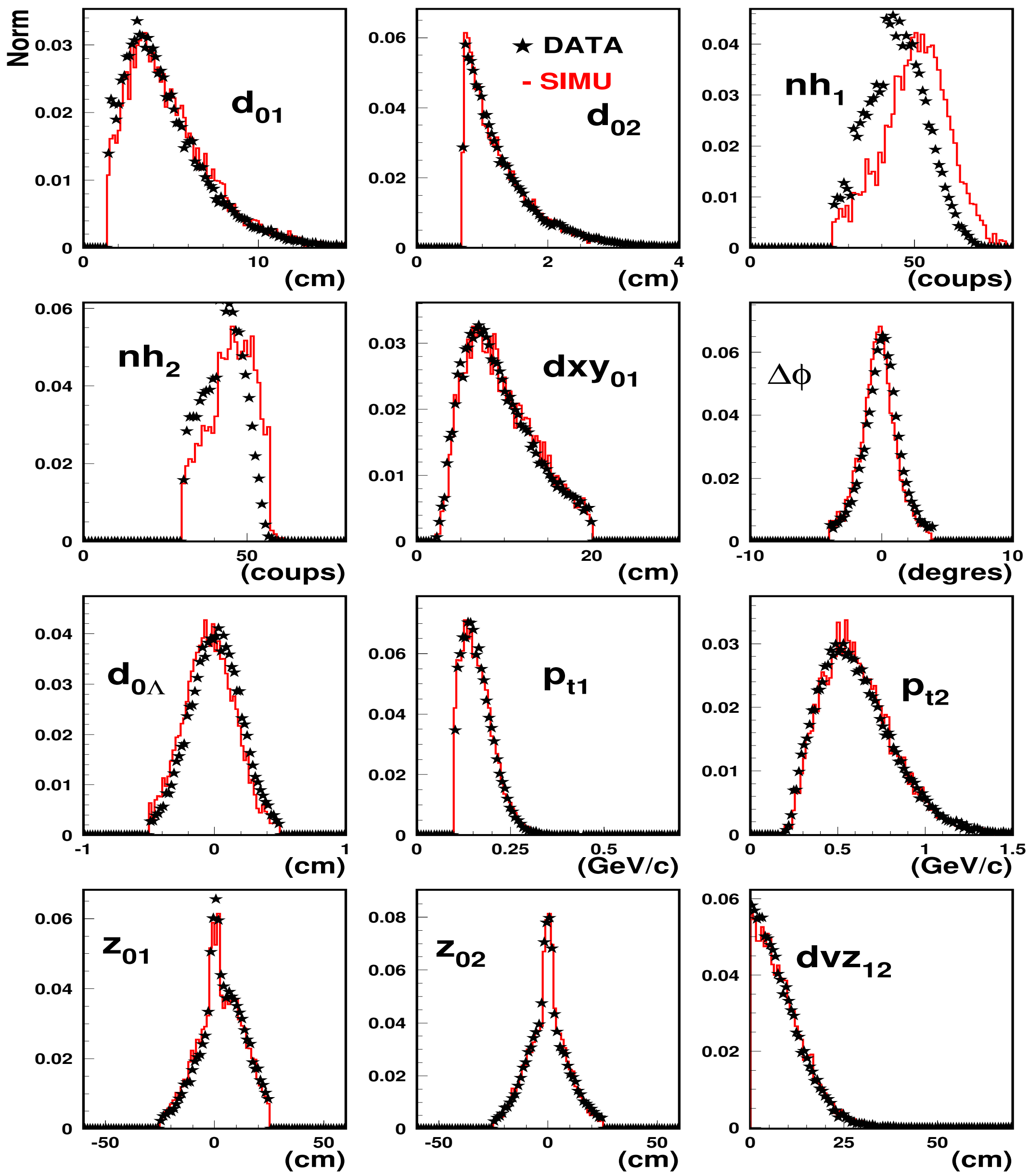

FIG. 4.12 – *Comparaison entre le signal simulé ("simu", lignes) et le signal des données ("data", étoiles). De haut en bas et de gauche à droite sont représentées les distributions des d_0 et du nombre de "hits" des traces des pions et des protons, la distance de vol des Λ dans le plan transverse, leur "pointing angle" et leur d_0, les impulsions transverses et les z_0 des pions et des protons, et pour finir la distance entre les traces des pions et des protons dans le plan longitudinal.*

le bruit de fond augmente puisque le rapport signal sur bruit de fond passe de 2,6 à 2,2. Cependant, les événements du second pic de la distribution en Es ne représentent que 9% de la statistique totale des collisions centrales ($b < 3{,}3$ fm). L'effet sur le bruit de fond total (lorsque nous n'appliquons pas de coupure sur Es) est donc négligeable. Nous pouvons nous en rendre compte en comparant les résultats de la figure 4.10 à ceux de la figure 4.11 (haut). Le rapport signal sur bruit de fond reste identique dans les deux cas. Finalement nous avons décidé de ne pas effectuer de coupure sur le signal en énergie du détecteur "Start" afin de garder le maximum de statistique.

Dans la prochaine section nous extrapolerons la mesure du taux de production des Λ (figure 4.10) à la totalité de l'espace de phases. Pour ce faire, il est nécessaire de corriger la mesure expérimentale de l'efficacité de reconstruction des Λ et de l'acceptance géométrique. Cette efficacité globale (acceptance et efficacité de reconstruction) est déterminée à partir d'une simulation (section 4.2). Il convient ainsi de s'attarder sur les différences obtenues entre le signal issu de la simulation et le signal issu des données. La figure 4.12 présente cette comparaison pour les collisions centrales ($b <$ 3,3 fm).

Pour effectuer cette comparaison nous avons appliqué une sélection sur la masse invariante des Λ (1,105 GeV/c^2 $<$ M$_\Lambda$ $<$ 1,125 GeV/c^2) et le bruit de fond a été soustrait. Nous remarquons que les differences majeures concernent les variables nh_1 et nh_2. Bien que le programme de reconstruction des traces soit le même, le nombre de coups des traces des pions et des protons issus de la simulation est plus grand que celui provenant des données. Durant la prise de données, certaines anodes de la CDC ne fonctionnaient pas, ce qui explique cette différence. La simulation reproduit parfaitement les variables déterminantes dans la reconstruction des Λ, à savoir les d_0 et $\Delta\phi$.

Maintenant que nous avons défini toutes les coupures utilisées pour reconstruire le Λ et que nous avons une simulation qui reproduit de manière réaliste les distributions des variables que nous avons mesuré, nous allons calculer le taux de production des Λ dans la totalité de l'espace de phases (4π) et par événement pour des collisions centrales.

4.3.1.2 Taux de production des Λ dans les collisions centrales ($b <$ 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV

Comme nous l'avons vu dans la section 4.2, nous utilisons le modèle IQMD [28] pour produire et propager les particules dans les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV. Le signal est généré à l'aide d'une simulation Monte-Carlo utilisant la formule de Siemens et Rasmussen (T = 90 MeV, β_f = 0,3). Nous avons généré de manière isotrope un Λ par événement. Les particules sont propagées dans le détecteur grâce au programme de simulation GEANT. Nous reconstruisons un certain pourcentage des Λ qui ont été générés. Cela permet de calculer l'efficacité globale (acceptance et efficacité de reconstruction). Nous sommes alors en mesure d'estimer le taux de production des Λ. Lors de ce calcul, nous tenons compte de la probabilité de désintégration des Λ en un π^- et un proton qui est de 64%.

Isotropie azimutale de la correction d'efficacité

Avant d'effectuer la correction en efficacité de notre mesure expérimentale, nous devons nous assurer que la propagation des particules dans le milieu ne biaise pas l'efficacité de reconstruction des Λ. Nous avons vu dans le chapitre 2, que les protons et les Λ sont émis préférentiellement dans le plan de la réaction ("flow" latéral) (figure 2.12). Or, les Λ sont générés de manière isotrope dans la simulation. Nous pourrions penser que nous avons une perte d'efficacité de reconstruction des Λ due à une augmentation de la multiplicité des traces dans le plan de la réaction. La correction d'efficacité ne serait alors pas réaliste dans et en dehors du plan de la réaction. Tout d'abord, il convient de comparer les angles azimutaux définis par rapport au plan de la réaction avec la simulation et avec les données expérimentales. La figure 4.13 montre les résultats de cette comparaison.

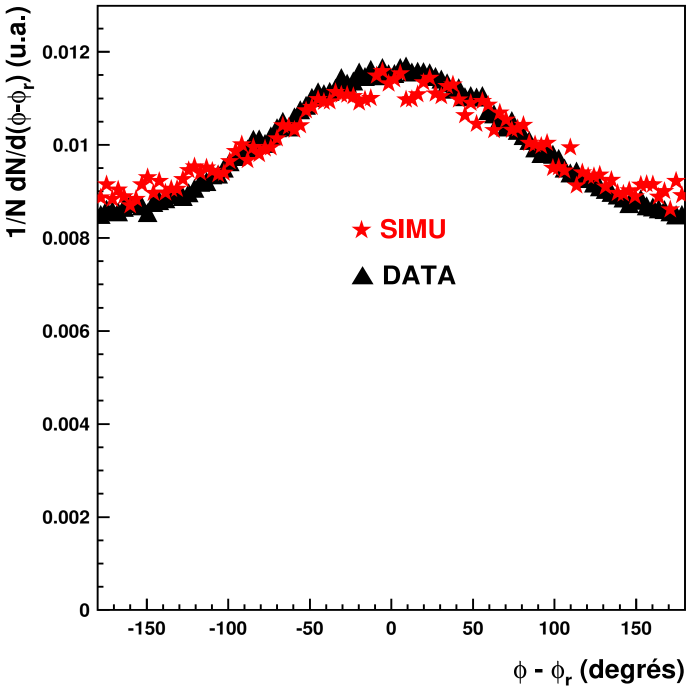

FIG. 4.13 – *Angle azimutal par rapport au plan de réaction pour les particules détectées dans la CDC, obtenu avec la simulation (étoiles) et avec les données expérimentales (triangles).*

La simulation reproduit parfaitement la tendance observée avec les données expérimentales. Comme attendu, nous observons qu'il y a plus de particules dans le plan de la réaction ([-90° ; 90°]) qu'en dehors de ce plan. Nous devons maintenant comparer l'efficacité de reconstruction des Λ dans et hors du plan de la réaction. C'est ce qui est illustré sur la figure 4.14.

Les efficacités de reconstruction des Λ sont représentées dans les cas suivants :

- sans coupures (étoiles) ;
- avec les Λ mesurés dans le plan de la réaction (carrés) ;
- avec les Λ mesurés en dehors du plan de la réaction (triangles).

Nous remarquons la même tendance pour les trois configurations étudiées, à savoir une baisse de l'efficacité globale pour les grandes multiplicités de traces. Ceci s'explique par le fait que plus il y a de traces, plus l'efficacité du programme de reconstruction de traces diminue. Il est alors plus difficile d'identifier les particules. Les variations des différentes efficacités sont toutes comprises dans les barres d'erreurs statistiques.

Finalement nous constatons que la correction d'efficacité est azimutalement isotrope. Nous ne tiendrons donc pas compte des effets collectifs lors de l'application de la correction d'efficacité aux données expérimentales.

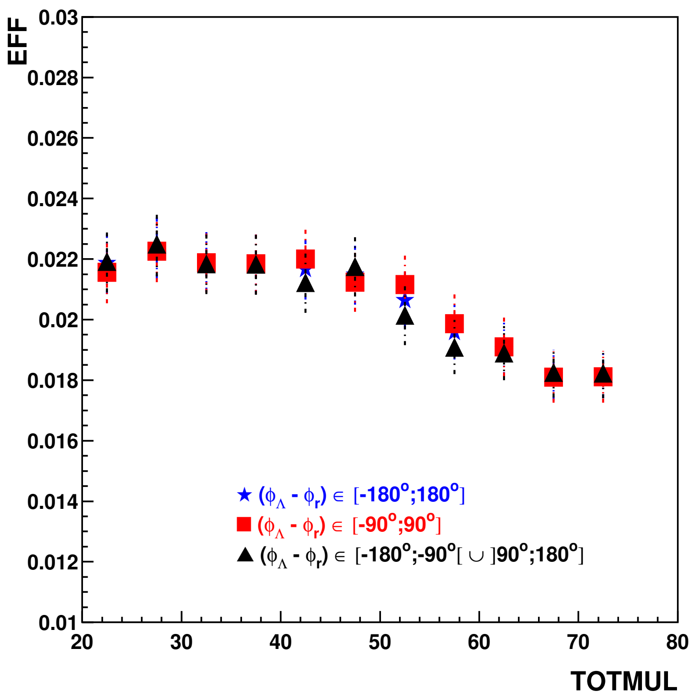

FIG. 4.14 – *Efficacité de reconstruction des Λ en fonction de la multiplicité TOTMUL, dans le plan de réaction (carrés), en dehors de ce plan (triangles) et sans projection par rapport au plan de réaction (étoiles).*

Correction d'efficacité

La correction d'efficacité globale est déterminée en fonction de la masse transverse ($m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}$, m_0 étant la masse nominale) et la rapidité réduite y^0 (voir annexe A3). La figure 4.15 présente les corrections en efficacité (en %) en fonction de $m_t - m_0$, pour cinq fenêtres en rapidité réduite. L'efficacité par tranche en rapidité est de l'ordre de 5%. Les carrés pleins représentent le domaine en $m_t - m_0$ utilisé par la suite pour extraire le taux de production des Λ et leur température.

Le domaine en $(m_t - m_0)$, effectivement utilisé pour la correction des données, est choisi en fonction de la grandeur des erreurs statistiques. Par exemple, pour des rapidités réduites de $-1 < y^0 < -0{,}8$ et au delà de $m_t - m_0 = 0{,}45$ GeV/c^2, l'allure de la distribution n'est pas réaliste. Pour ce domaine en rapidité et en $m_t - m_0$, nous ne prenons pas en compte l'efficacité de reconstruction. Nous remarquons que les barres d'erreurs statistiques diminuent lorsque nous nous rapprochons de la rapidité du centre de masse (bas de la figure 4.15). Ceci s'explique par le fait que le nombre de Λ, générés à partir de la distribution de Siemens et Rasmussen (équation 4.10), est plus important à mi-rapidité.

La statistique de Λ reconstruits dans la simulation est beaucoup plus faible que dans les données expérimentales. Les fluctuations encore présentes dans les domaines en énergie transverse que nous considérons pour appliquer la correction d'efficacité, pourraient se propager au niveau des spectres en masse transverse expérimentaux corrigés. Afin de s'affranchir de ces fluctuations statistiques, nous avons utilisé un algorithme pour “lisser” les distributions de la figure 4.15. Le résultat, après le passage de cet algorithme, est présenté sur la figure 4.16.

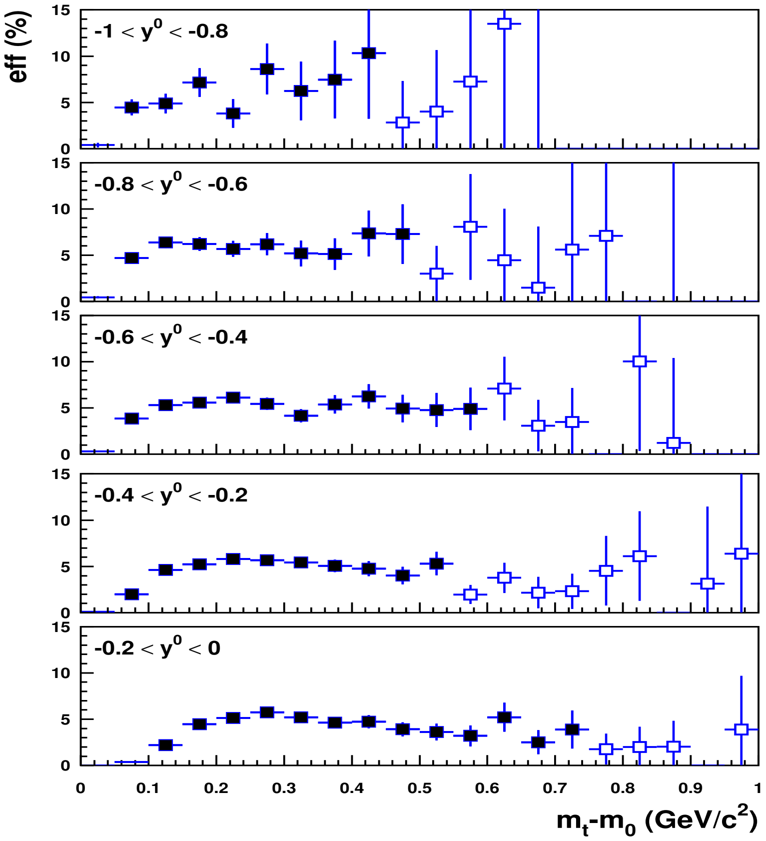

FIG. 4.15 – *Efficacité de reconstruction des Λ (en %) en fonction de $m_t - m_0$ pour des collisions centrales ($b <$ 3,3 fm) et pour des rapidités réduites allant de -1 (cible, partie haute) à 0 (centre de masse, partie basse). Les carrés pleins représentent les points utilisés pour la correction des spectres en masse transverse expérimentaux.*

En définissant par C_n la valeur de l'efficacité pour le canal n, nous recalculons les efficacités par :

$$C_n = \frac{C_{n-1} + C_{n+1}}{2}$$

Cet algorithme a été utilisé uniquement pour s'affranchir des fluctuations statistiques afin de pouvoir comparer les spectres en masse transverse avec les modèles théoriques (voir chapitre 6). Ainsi, l'erreur systématique introduite par l'algorithme est nulle lorsque nous considérons les spectres de rapidité et de température des Λ. Etant donné que les fluctuations initiales sont statistiques, et donc que les points lissés sont compris dans l'erreur statistique, les erreurs initiales ont été reportées sur les points "lissés". Finalement, c'est avec l'efficacité "lissée" par l'algorithme que nous corrigeons les spectres en masse transverse expérimentaux des Λ.

Pour calculer la production totale des Λ, nous nous plaçons dans le plan :

$$m_t - m_0 \quad \text{et} \quad \frac{1}{m_t^2}\frac{d^2N}{d(m_t - m_0)dy^0}$$

Nous utilisons cette représentation (comme dans [99]) car elle permet d'évaluer l'efficacité globale dans une matrice à deux dimensions : masse transverse et rapidité. De plus cette représentation permet d'ajuster les spectres en masse transverse corrigés de l'efficacité avec une fonction simple. En l'absence d'effets collectifs et pour un système

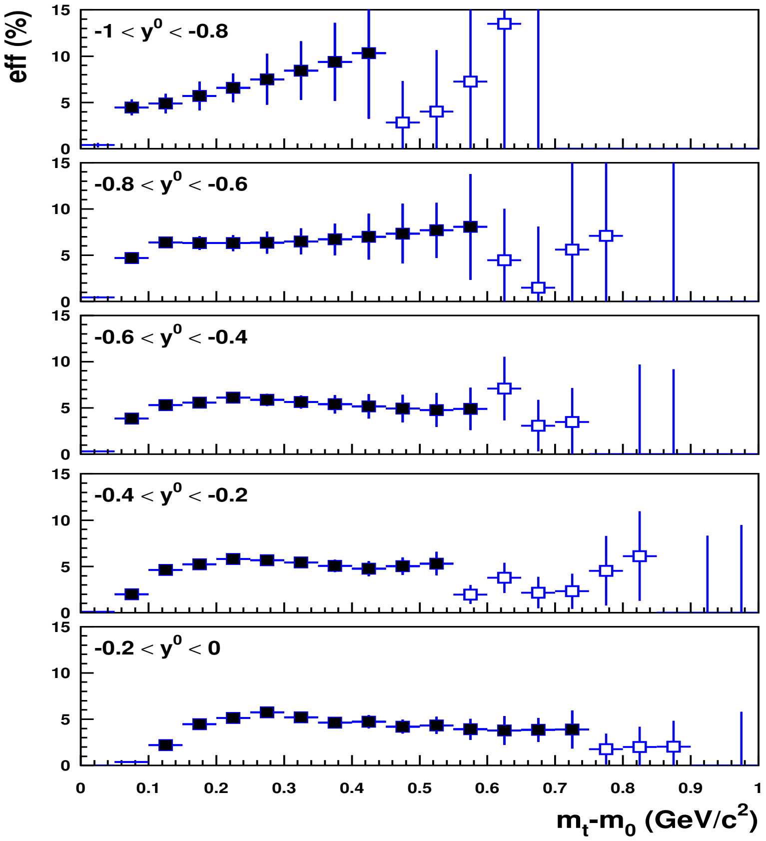

FIG. 4.16 – *Efficacité de reconstruction des Λ (en %) en fonction de $m_t - m_0$ pour différentes tranches en rapidité réduite, obtenue après lissage des distributions présentées dans la figure 4.15.*

thermalisé, l'émission des particules peut être décrite par une distribution de type Boltzmann :

$$\frac{1}{m_t^2}\frac{d^2N}{d(m_t - m_0)dy^0} = A \times exp\frac{-(m_t - m_0)}{T_B} \tag{4.11}$$

Le paramètre d'ajustement A correspond à une constante d'intégration et le paramètre T_B, appelé température de Boltzmann, correspond à l'inverse de la pente des distributions.

La figure 4.17 présente les spectres en masse transverse des Λ reconstruits à partir des données avant (haut) et après (bas) application de la correction d'efficacité. Nous avons ajusté les spectres avec la fonction de type Boltzmann (équation 4.11). Les régions utilisées pour l'ajustement correspondent aux symboles pleins.

Dans cette représentation, la distribution en rapidité réduite s'obtient par :

$$\frac{dN}{dy^0} = A\int m_t^2 \times exp\frac{-(m_t - m_0)}{T_B} \quad d(m_t - m_0) \tag{4.12}$$

Après intégration, nous obtenons la relation :

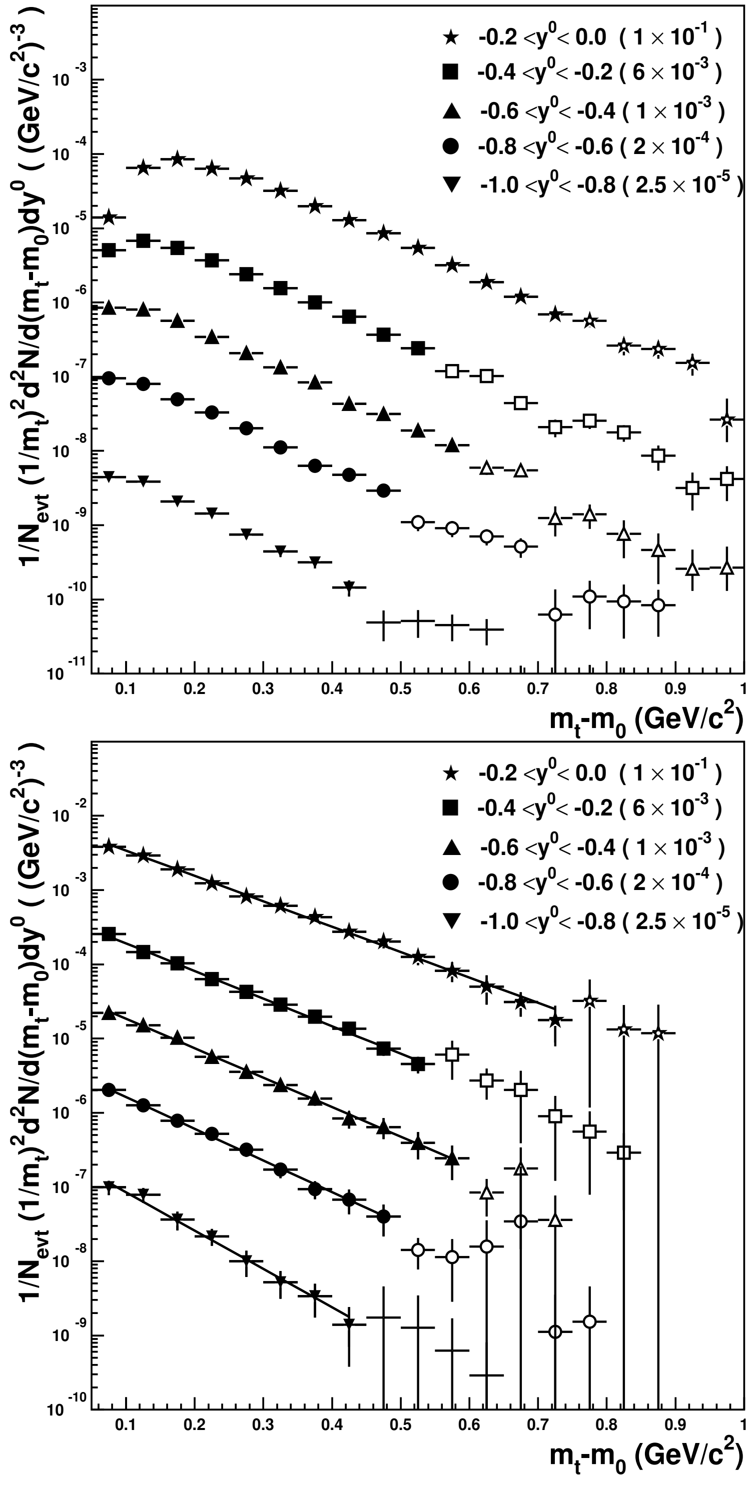

FIG. 4.17 – *Spectres en masse transverse des Λ reconstruits avec les données expérimentales, pour différents domaines en rapidité réduite, avant (haut) et après (bas) correction de l'efficacité. Les distributions sont ajustées par une fonction de type Boltzmann (équation 4.11, bas). Nous avons appliqué un facteur d'échelle aux distributions (reporté sur les figures).*

$$\frac{dN}{dy^0} = AT_B^3 \left(\frac{m_0^2}{T_B^2} + 2\frac{m_0}{T_B} + 2 \right) \tag{4.13}$$

Les deux paramètres d'ajustement (A et T_B) sont non-corrélés. Avec ΔA l'erreur sur le paramètre A et ΔT_B l'erreur sur le second paramètre, l'erreur finale $\Delta \left(\frac{dN}{dy^0}\right)$ est :

$$\Delta \left(\frac{dN}{dy^0}\right) = \sqrt{\left(\frac{\partial}{\partial A}\left(\frac{\partial N}{\partial y^0}\right)\right)^2 (\Delta A)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial T_B}\left(\frac{\partial N}{\partial y^0}\right)\right)^2 (\Delta T_B)^2}$$

Avec :

$$\frac{\partial}{\partial A}\left(\frac{\partial N}{\partial y^0}\right) = m_0^2 T_B + 2m_0 T_B^2 + 2T_B^3$$
$$\frac{\partial}{\partial T_B}\left(\frac{\partial N}{\partial y^0}\right) = A(m_0^2 + 4m_0 T_B + 6T_B^2)$$

Le résultat de l'intégration des spectres en masse transverse, pour chaque tranche en y^0, est présenté sur la figure 4.18. Il s'agit de la distribution en rapidité réduite des Λ pour des collisions centrales Ni+Ni à 1,93 AGeV ($b < 3{,}3$ fm) dans 4π. Nous avons tenu compte du rapport d'embranchement. Les points mesurés dans l'hémisphère arrière du centre de masse ont été réfléchis dans l'hémisphère avant.

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 2, il est impossible de différencier expérimentalement les Λ des Σ^0. Notre mesure prend donc aussi en compte la production de cette résonance. Finalement le taux de production des $\Lambda + \Sigma^0$ dans 4π et par événement est :

$$P(\Lambda + \Sigma^0) = \int \frac{dN}{dy^0} dy^0 = 0{,}124 \pm 0{,}004(stat)$$

Ce résultat correspond à l'intégration de la gaussienne utilisée pour ajuster la distribution $\frac{dN}{dy^0}$:

$$I = C \int exp\left(\frac{-(y^0-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) dy^0 = C\sigma\sqrt{2\pi}$$

L'erreur statistique est obtenue en calculant la matrice de variance des erreurs des 3 paramètres issus de l'ajustement gaussien. Nous avons utilisé le logiciel Minuit [168]. Avec σ_{ij} les composantes de la matrice de variance M_{ij}, il vient :

$$\Delta I = \sqrt{2\pi\sigma^2 \times \sigma_{11} + 2\pi C^2 \times \sigma_{33} + 2\pi\sigma C \times (\sigma_{13} + \sigma_{31})}$$

Dans le but d'extraire la température des Λ au "freeze-out" thermique, nous ajustons la distribution $T_B(y^0)$ par une fonction hyperbolique (figure 4.19) telle que :

$$T_B = \frac{T}{cosh(y^0)} \tag{4.14}$$

Après l'ajustement de la distribution $T_B(y^0)$ par la fonction 4.14, nous obtenons :

$T = 125 \pm 2(stat)$ MeV.

L'erreur statistique sur ce paramètre est simplement l'erreur donnée par l'ajustement.

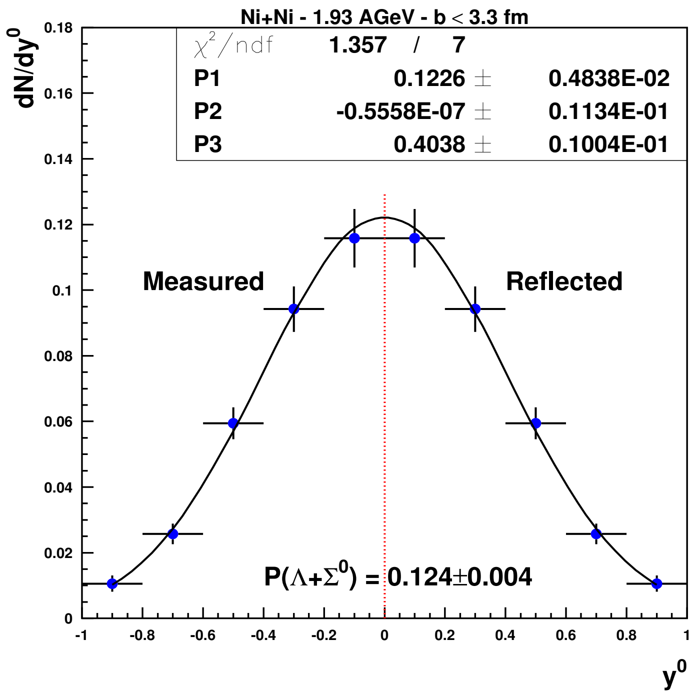

FIG. 4.18 – *Distribution en rapidité des Λ reconstruits dans les collisions centrales (b < 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV. Les paramètres de l'ajustement gaussien sont reportés sur la figure.*

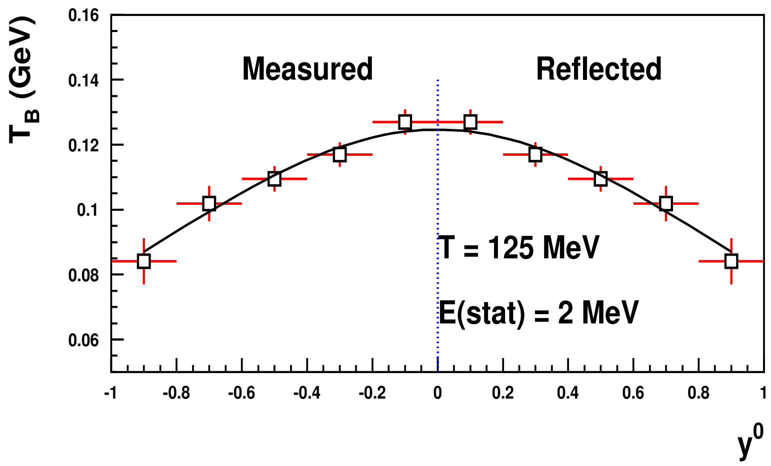

FIG. 4.19 – *Température de Boltzmann en fonction de la rapidité réduite des Λ reconstruits dans les collisions centrales (b < 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV. L'ajustement est obtenu avec la fonction 4.14.*

L'erreur finale sur la température et le taux de production des Λ doit aussi prendre en compte l'erreur systématique.

Evaluation de l'erreur systématique

Pour le calcul de l'erreur systématique un autre lot de coupures est utilisé lors de la reconstruction des Λ, pour la simulation ainsi que pour les données. Le nombre de Λ reconstruits et le rapport signal sur bruit de fond doivent changer mais le nombre total de Λ produits lors de la réaction, après application de la correction de l'efficacité, devrait rester le même. Les coupures ayant été modifiées sont celles des paramètres d'impact d_{01} et d_{02} et des distances entre les traces des produits de désintégration et le vertex primaire dans le plan longitudinal z_{01} et z_{02}. Nous n'effectuons pas de coupures sur la qualité des traces (σ_1 et σ_2). Ce jeu de coupures (tableau 4.4) est proche du précédent (tableau 4.3) car nous voulons garder un rapport signal sur bruit de fond convenable afin de ne pas introduire de fluctuations dues à la soustraction du bruit de fond.

π^-	proton	Λ
$\lvert d_{01}\rvert > 1{,}2$ cm	$\lvert d_{02}\rvert > 0{,}65$ cm	$\lvert d_{0\Lambda}\rvert < 0{,}5$ cm
$p_{t1} > 0{,}1$ GeV/c	$p_{t2} > 0{,}1$ GeV/c	$\lvert\Delta\phi_\Lambda\rvert < 4°$
$\lvert z_{01}\rvert < 30$ cm	$\lvert z_{02}\rvert < 30$ cm	$2 < dxy_{01} < 20$ cm
$nh_1 > 24$	$nh_2 > 29$	$dz_{01} < 100$ cm
		$p_{t\Lambda} > 0{,}3$ GeV/c
		$\lvert dvz_{12}\rvert < 60$ cm

TAB. 4.4 – *Coupures utilisées pour évaluer les erreurs systématiques.*

La figure 4.20 présente les spectres en masse invariante obtenus avec le lot de coupures de référence (tableau 4.3, partie haute de la figure) et avec le lot de coupures utilisé pour évaluer les erreurs systématiques (tableau 4.4, partie basse de la figure). Le dernier lot de coupures entraîne une diminution du rapport signal sur bruit de fond qui est maintenant de 1,6. La largeur du signal obtenu après soustraction du bruit de fond est toujours comprise dans les barres d'erreurs.

Avec ce nouveau lot de coupures nous obtenons :

$$P(\Lambda + \Sigma^0)_{syst} = 0{,}129 \pm 0{,}004(stat)$$

$$T_{syst} = 124 \pm 2(stat)\text{ MeV}$$

Pour évaluer l'erreur systématique sur le taux de production et la température nous procédons de la manière suivante :

$$\Delta P(\Lambda + \Sigma^0)_{syst} = \left|P(\Lambda + \Sigma^0)_{ref} - P(\Lambda + \Sigma^0)_{syst}\right|$$

$$\Delta T_{syst} = |T_{ref} - T_{syst}|$$

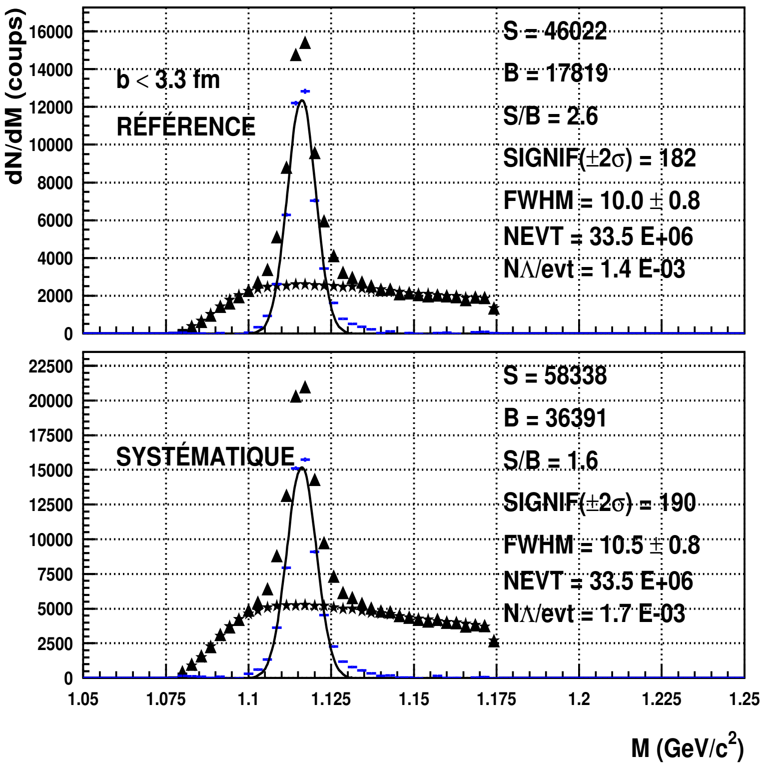

FIG. 4.20 – *Spectres en masse invariante des Λ pour les collisions centrales (b < 3,3 fm) obtenus avec le lot de coupures de référence (haut) et avec celui utilisé pour le calcul des erreurs systématiques (bas).*

où $P(\Lambda+\Sigma^0)_{ref(syst)}$ et $T_{ref(syst)}$ sont respectivement les taux de production et les températures des Λ obtenus avec le lot de coupures du tableau 4.3 (référence) ou le lot de coupures du tableau 4.4 (systématique).

L'erreur totale sur les deux quantités est :

$$\Delta P(\Lambda+\Sigma^0) = \sqrt{(\Delta P(\Lambda+\Sigma^0)_{syst})^2 + (\Delta P(\Lambda+\Sigma^0)_{stat})^2}$$

$$\Delta T = \sqrt{\Delta T_{syst}^2 + \Delta T_{stat}^2}$$

où $\Delta P(\Lambda+\Sigma^0)_{syst(stat)}$ et $\Delta T_{syst(stat)}$ sont respectivement les erreurs systématiques ou statistiques sur le taux de production et la température des Λ.

Nous obtenons comme résultat final pour les collisions centrales ($b < 3{,}3$ fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV :

$$\boxed{\begin{array}{c} P(\Lambda+\Sigma^0) = 0{,}124 \pm 0{,}006 \\ T = 125{,}0 \pm 2{,}5 \text{ MeV} \end{array}}$$

La température que nous obtenons ne tient pas compte du “flow” radial. Nous avons ajusté la distribution $T_B(y^0)$ générée avec la fonction de type Siemens et Rasmussen [20] (équation 4.10), pour une température de 90 MeV et un “flow” radial de 0,3, avec la fonction 4.14. Nous obtenons une température de 126 MeV. Nous pouvons écrire la correspondance suivante entre les différents paramètres :

$$(T = 126 \text{ MeV})_{Boltz.} \Leftrightarrow (T = 90 \text{ MeV et } \beta_f = 0{,}3)_{Siem.\ Rasm.}$$

La température obtenue à partir des données ($T = 125{,}0 \pm 2{,}5$ MeV) peut donc être directement comparée à celle introduite dans la distribution de Siemens et Rasmussen qui tient compte de la composante de “flow” radial. Nous voyons que le résultat obtenu est en accord avec la température estimée au “freeze-out” thermique pour ce domaine d'énergie [18].

Les résultats seront confrontés à diverses prédictions théoriques et à d'autres mesures réalisées dans d'autres expériences dans le chapitre 6. Nous pourrons ainsi replacer les résultats dans un contexte plus général de la production d'étrangeté dans les collisions d'ions lourds aux énergies de SIS.

L'importante statistique de Λ reconstruits a permis d'étudier la dépendance en centralité du taux de production des Λ. Les résultats obtenus sont présentés dans la prochaine section.

4.3.1.3 Taux de production des Λ en fonction de la centralité de la collision

Nous disposons d'une statistique qui permet d'étudier 4 tranches en centralité de collision (voir tableau 4.2). Le tableau 4.5 donne les taux de production des Λ et leur température pour différentes centralités (en fonction du paramètre d'impact et du nombre de nucléons participants).

b (fm)	A_{part}	$P(\Lambda + \Sigma^0)$	T (MeV)
5,2 $\pm$ 0,3	37 $\pm$ 5	0,040 $\pm$ 0,007	110 $\pm$ 5
4,1 $\pm$ 0,3	54 $\pm$ 5	0,070 $\pm$ 0,008	110 $\pm$ 5
2,7 $\pm$ 0,4	77 $\pm$ 6	0,110 $\pm$ 0,007	124 $\pm$ 3
1,4 $\pm$ 0,4	96 $\pm$ 6	0,147 $\pm$ 0,010	123 $\pm$ 3

TAB. 4.5 – *Taux de production et température des Λ pour différents domaines en centralité.*

La température des Λ est plus faible pour des collisions semi-périphériques que pour des collisions centrales. Ces différences sont cependant pratiquement contenues dans les barres d'erreurs. Cela est consistant avec les résultats obtenus à plus haute énergie qui montrent que la température reste stable en fonction de la centralité de la réaction et que le “flow” radial varie très faiblement [169].

La figure 4.21 présente le taux de production des $\Lambda + \Sigma^0$ par événement, extrapolé dans 4π, en fonction du paramètre d'impact (haut) et le taux de production par nucléon participant en fonction du nombre de nucléons participants (bas).

Le taux de production des $\Lambda + \Sigma^0$ en fonction du paramètre d'impact augmente avec la centralité de la collision. Cette augmentation est triviale car le nombre de nucléons participant à la collision augmente aussi (voir section 4.1.2.3). Le taux de production augmente plus faiblement lorsque nous nous normalisons au nombre de participants (figure du bas). Il est clair cependant que nous avons une dépendance à la centralité de la collision du taux de production des $\Lambda + \Sigma^0$. L'augmentation est d'environ 40%

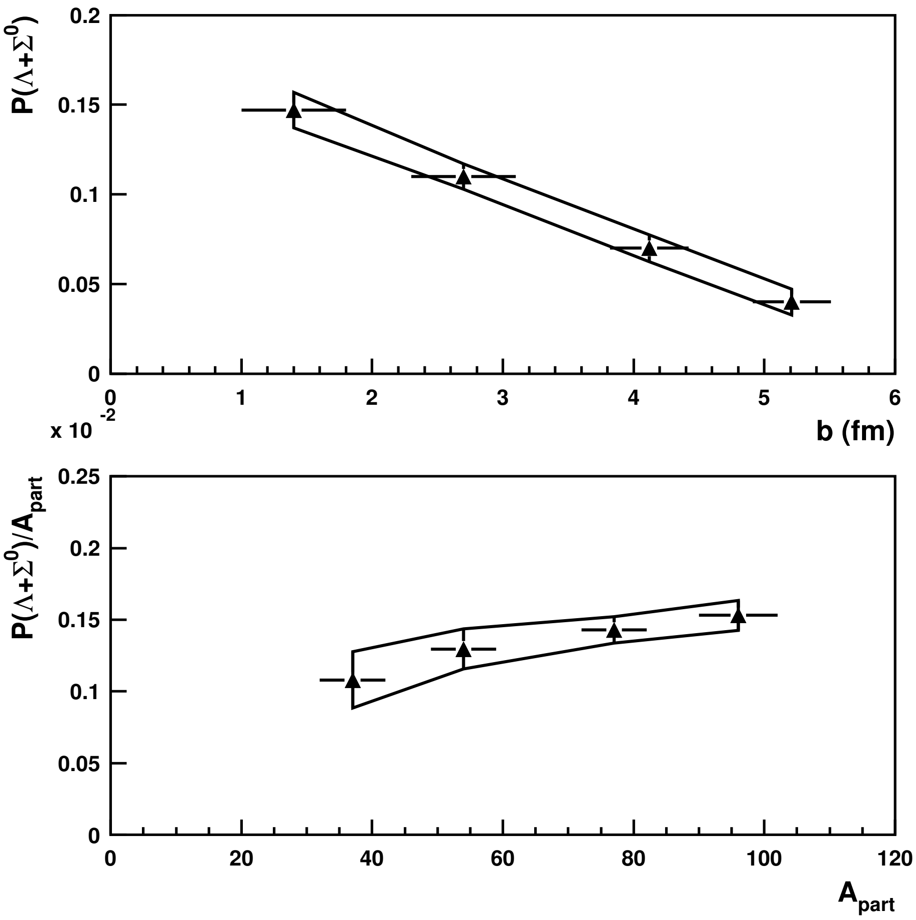

FIG. 4.21 – *Taux de production des $\Lambda + \Sigma^0$ en fonction du paramètre d'impact (haut) et taux de production des $\Lambda + \Sigma^0$ par participant en fonction du nombre de participants (bas).*

pour des paramètres d'impact variant de 5,2 fm à 1,4 fm. Ce résultat sera confronté aux prédictions de modèles théoriques et aux résultats d'autres expériences dans le chapitre 6.

Nous avons utilisé une autre méthode d'analyse pour identifier les Λ. Cette méthode utilise un réseau de neurones pour distinguer le signal du bruit de fond. La particularité de cette méthode d'analyse ainsi que les résultats obtenus pour la reconstruction des Λ seront détaillés dans la prochaine section. Enfin nous terminerons ce chapitre par une confrontation des résultats obtenus à partir des deux types d'analyse.

4.3.2 Méthode d'analyse utilisant un réseau de neurones

Nous avons utilisé un réseau de neurones multi-couches développé par le groupe ALEPH du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand [173, 174, 175]. Nous avons utilisé cet algorithme dans le but d'optimiser les résultats obtenus avec la reconstruction standard. L'utilisation de ces algorithmes est courante en physique des particules et en physique des ions lourds pour l'identification de divers signaux [176, 134]. Les réseaux de neurones sont basés sur la reconnaissance de formes et leurs

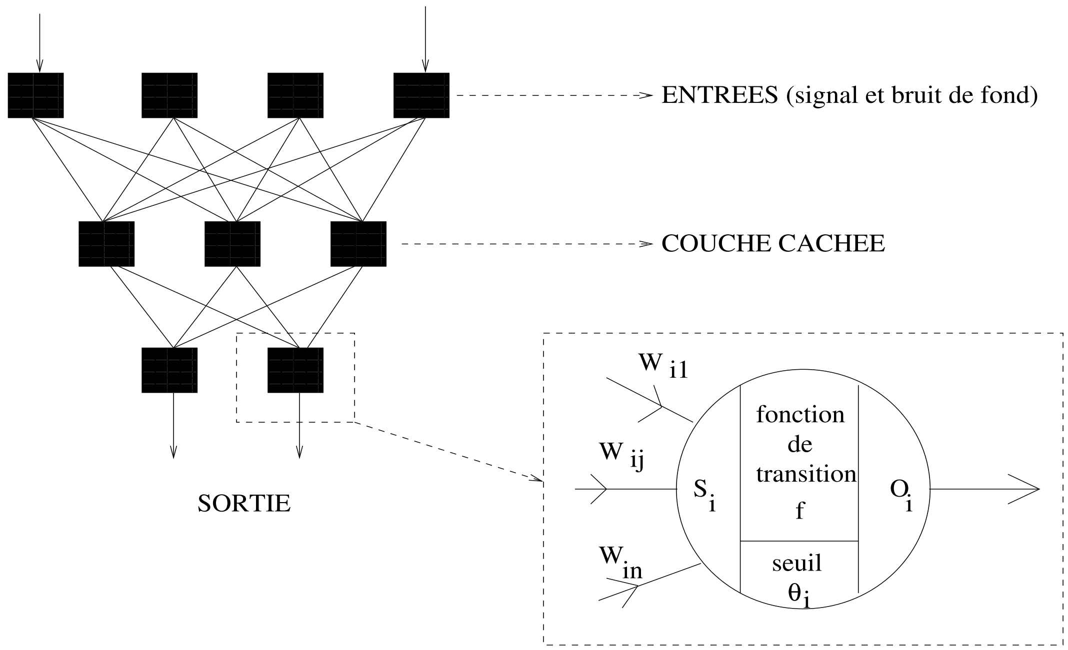

FIG. 4.22 – *Schéma du réseau multi-couches (gauche) et d'un neurone i (droite).*

champs d'application sont divers (logiciels informatiques, systèmes de déclenchement, ...). Dans notre cas, il s'agit de distinguer le signal du Λ du bruit de fond combinatoire.

4.3.2.1 Architecture du réseau de neurones

Le réseau de neurones que nous avons utilisé est un réseau multi-couches dont l'apprentissage s'effectue avec un algorithme de rétropropagation du gradient de l'erreur [175]. Comme le montre le schéma de la figure 4.22, le réseau multi-couches est composé de :

- une couche des entrées, avec un nombre de neurones correspondant aux variables physiques utilisées pour l'apprentissage ;
- une ou plusieurs couches cachées, avec un certain nombre de neurones ;
- une couche de sortie, composée de deux neurones.

Les caractéristiques du réseau (nombre de couches et de neurones par couches) dépendent du nombre de variables utilisées pour l'apprentissage. Chaque neurone de chaque couche est relié à tous les neurones de la couche suivante. L'information délivrée en sortie du réseau que l'on nommera VARNN est une combinaison non linéaire des variables d'entrée. Un neurone (sur le schéma le neurone i) est illustré dans le cadre en pointillé de la figure 4.22. Le neurone est composé de trois parties : une partie en entrée collecte les informations délivrées par tous les neurones de la couche supérieure, une partie où se fait le traitement de l'information et une partie dédiée à l'information du neurone en sortie. Un poids W_{ij} est attribué aux connexions reliant les neurones. Le traitement de l'information par un neurone i se décline de la manière suivante :

$S_i = \sum_{j=1}^{N} W_{ij} O_j$, correspond à l'information en entrée du neurone i. C'est la somme des informations en sortie de tous les neurones de la couche supérieure (neurones O_j) avec les poids W_{ij} appliqués aux connexions arrivant au neurone i.

$O_i = f(S_i - \theta_i)$, correspond à l'information en sortie du neurone i. θ_i correspond au seuil du neurone i [175]. La fonction de transition permettant le passage de l'information donnée en entrée vers celle délivrée en sortie du neurone s'écrit :

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

La fonction de transition (du type tangente hyperbolique) est dérivable et continue entre -1 et 1, ce qui permet, contrairement à la distribution de Heaviside par exemple, d'avoir un passage de l'information autre que le "oui-non" des unités logiques [175].

Les poids sont calculés en rétropropageant de la couche de sortie vers celle des entrées l'erreur quadratique commise entre la réponse calculée par le réseau et celle désirée par l'utilisateur. L'apprentissage du réseau se termine lorsque l'évaluation des poids se stabilise, c'est à dire lorsque l'erreur quadratique est minimale. Avec d_i la réponse en sortie désirée du neurone i, l'erreur s'écrit pour l'ordre de passage t dans le réseau [175] :

$$E^t = \sum_i (O_i - d_i)^2$$

Les poids sont calculés, pour l'exemple t, selon :

$$W_{ij}(t) = W_{ij}(t-1) + \Delta W_{ij}(t) + \alpha \Delta W_{ij}(t-1)$$

La correction appliquée à chaque poids W_{ij} est :

$$\Delta W_{ij}(t) = -\eta \frac{\partial E^t}{\partial W_{ij}}$$

où η et α sont deux paramètres du réseau permettant la stabilisation du calcul des poids.

Les poids sont calculés pendant l'étape de l'apprentissage du réseau. Ensuite, une étape de validation est effectuée. Cette méthode utilise les poids finals des connexions obtenus lors de l'apprentissage et il n'est fait qu'un passage dans le réseau (de l'entrée à la sortie) sur une partie des données des fichiers fournis en entrée au réseau, qui n'a pas servi à l'apprentissage. Ce test permet de valider les valeurs de la variable de sortie VARNN, pour le signal et le bruit de fond. Les conditions de la construction de la variable de sortie du réseau de neurones et la particularité des fichiers de données pour l'entraînement du réseau seront discutées dans la prochaine section.

4.3.2.2 Application à l'identification des Λ

L'apprentissage du réseau de neurones consiste à distinguer les formes des distributions des variables que nous utilisons pour reconstruire le signal, de celles venant du bruit de fond. Nous avons vu dans la section 4.3.1.1 (figure 4.12) que les distributions de la plupart des variables du signal simulé et du signal issu des données étaient en bon accord. Nous avons donc utilisé le signal simulé pour la reconnaissance du signal expérimental. Le nombre de coups attribués aux traces des particules détectées dans la CDC est une variable qui n'est pas parfaitement reproduite par la simulation. Nous ne l'avons donc pas retenue pour l'entraînement du réseau.

En ce qui concerne le fichier contenant les informations du bruit de fond, il fut tout naturel d'utiliser les données expérimentales. Nous rappelons que le bruit de fond est évalué avec la méthode des événements mixés (voir section 4.3.1.1). Les deux fichiers sont mélangés pour simuler un événement réel. On peut choisir le nombre d'itérations (mélanges) des deux fichiers afin de s'assurer que l'algorithme n'apprenne pas une séquence dominante, inhérente aux fichiers. Les deux fichiers utilisés en entrée du réseau sont composés des mêmes variables. Le choix des variables ainsi que les coupures utilisées sont d'une grande importance. Les variables doivent être particulièrement discriminantes afin que le réseau puisse effectuer un apprentissage performant. De plus, si les coupures sont trop ouvertes, alors la distinction entre le signal et le bruit de fond sera mauvaise. Par contre si les coupures sont proches de celles utilisées pour la reconstruction standard alors le gain apporté par le réseau de neurones sera très faible. Les variables et les coupures utilisées pour l'entraînement du réseau de neurones sont reportées dans le tableau 4.6.

π^-	proton	Λ
$0{,}8 < \lvert d_{01}\rvert < 20$ cm	$0{,}55 < \lvert d_{02}\rvert < 5$ cm	$\lvert d_{0\Lambda}\rvert < 1$ cm
$p_{t1} > 0{,}09$ GeV/c	$p_{t2} > 0{,}09$ GeV/c	$dxy_{01} < 30$ cm
$\lvert z_{01}\rvert < 50$ cm	$\lvert z_{02}\rvert < 50$ cm	$dz_{01} < 100$ cm
	$dr < 0$	$dvz_{12} < 60$ cm
		$\lvert\Delta\phi_\Lambda\rvert < 8°$

TAB. 4.6 – *Variables et coupures utilisées pour l'entraînement du réseau de neurones.*

Les coupures appliquées aux variables les plus discriminantes (d_0 et $\Delta\phi$) sont plus ouvertes que dans la méthode standard (voir tableau 4.3). La variable dr est une variable géométrique. Avec c_{12} la distance entre les centres des cercles des traces des pions et des protons et r_{12} la somme des rayons on a : $dr = c_{12} - r_{12}$. dr est donc négatif lorsque nous avons une intersection de traces. Avec le lot de coupures utilisé pour l'entraînement du réseau, nous avons remarqué que cette variable était discriminante. Nous l'avons donc prise en compte.

La figure 4.23 présente les distributions des variables du réseau pour le signal (triangles) et le bruit de fond (traits pleins) utilisées pour l'entraînement. Les variables sont préalablement normalisées entre -1 et 1. Nous voyons que ces 12 variables se comportent différemment pour le signal et le bruit de fond. Les caractéristiques du réseau et des fichiers que nous avons utilisé sont les suivantes :

- une couche en entrée composée de 12 neurones (un neurone pour chaque variable). Les fichiers utilisés en entrée contiennent chacun 10000 candidats (signal et bruit de fond). Le nombre d'itérations est de 1500 ;
- une couche cachée composée 10 neurones ;

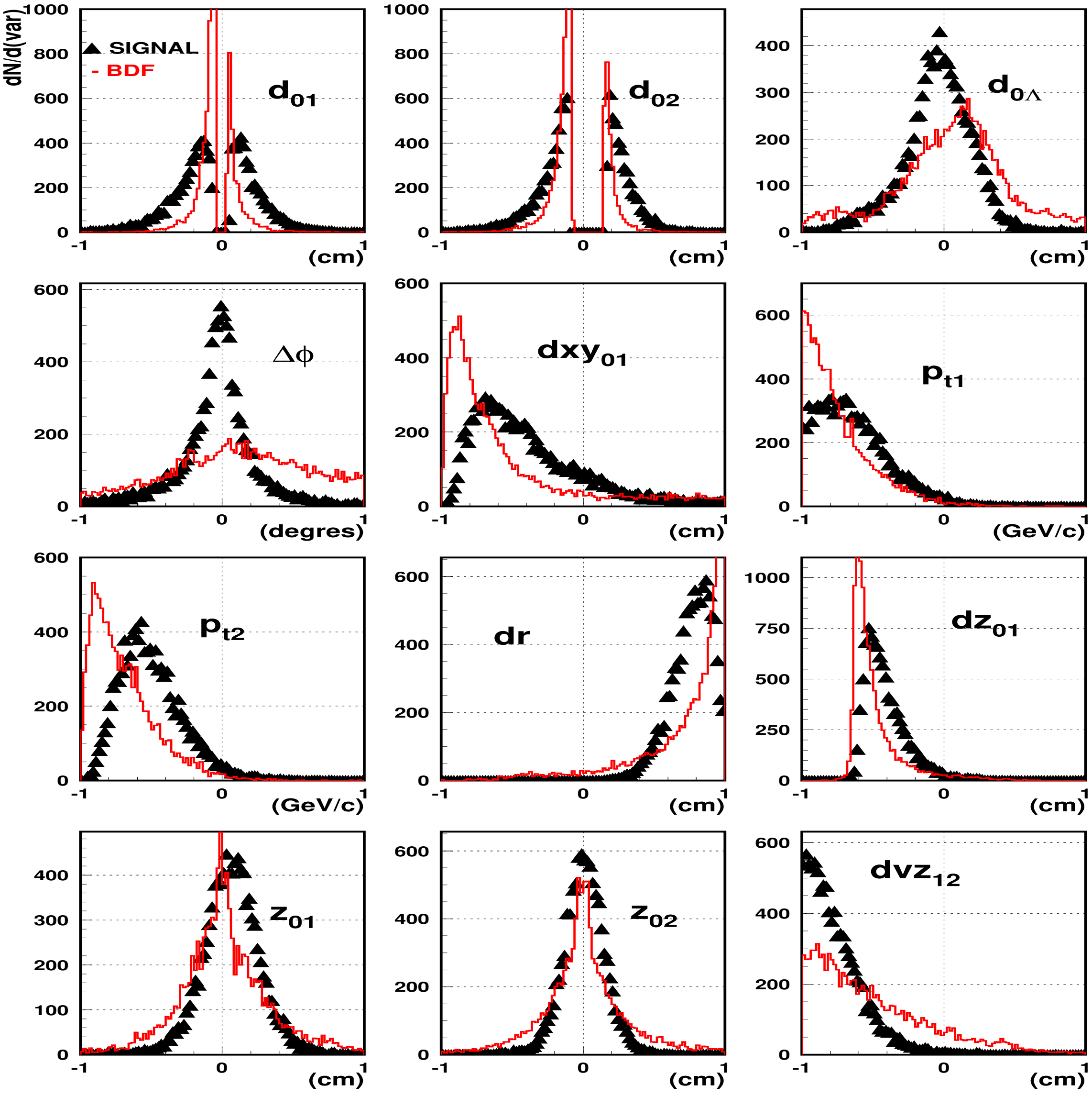

FIG. 4.23 – *Variables utilisées pour l'apprentissage du réseau. Le signal, issu de la simulation, est représenté par des triangles. Le bruit de fond, issu des données expérimentales, est représenté par les histogrammes en traits pleins.*

– une couche en sortie composée de 2 neurones (un neurone pour la reconnaissance du signal et un neurone pour la reconnaissance du bruit de fond).

Le tableau 4.7 présente le classement des variables que le réseau a effectué à partir de leur pouvoir discriminatif. Nous voyons que lors de l'apprentissage, les variables les plus discriminantes sont les d_0 des pions et des protons.

L'information en sortie du réseau (VARNN) est présentée sur la figure 4.24 (partie gauche). Nous avons deux distributions : une pour le signal (valeur moyenne proche de +1) et une pour le bruit de fond (valeur moyenne proche de -1). Ainsi, si nous appliquons une coupure proche de 1 sur la variable destinée à reconnaître le signal, alors la majeure partie du bruit de fond sera rejetée. Les courbes d'efficacité et de pureté obtenues pour différentes valeurs de VARNN sont représentées sur la partie droite de

Variables	Classement
d_{02}	27,41%
d_{01}	13,20%
dz_{01}	10,78%
dr	9,58%
p_{t2}	8,57%
$d_{0\Lambda}$	7,96%
p_{t1}	7,00%
dxy_{01}	4,29%
$\Delta\phi$	3,87%
z_{01}	3,40%
dvz_{12}	2,05%
z_{02}	1,87%

TAB. 4.7 – *Classement des variables en fonction de leur pouvoir de discrimination.*

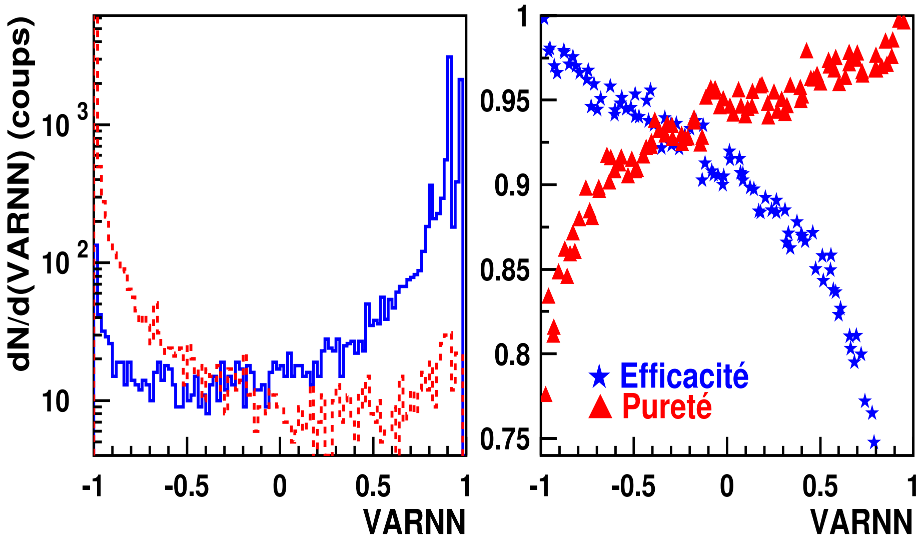

FIG. 4.24 – *Partie gauche : variables de sortie du réseau de neurones pour la reconnaissance du signal (traits pleins) et du bruit de fond (pointillés). Courbes d'efficacité (étoiles) et de pureté (triangles) pour différentes coupures sur VARNN (partie droite).*

la figure 4.24. L'efficacité est définie comme le rapport entre le nombre d'entrées dans le signal obtenu après coupure sur VARNN et le nombre total d'entrées dans le signal fourni en entrée au réseau. La pureté correspond au rapport entre le nombre d'entrées dans le signal après coupure sur VARNN et de la somme des entrées dans le signal et dans le bruit de fond. Par exemple, la coupure VARNN > -0,3 permet d'obtenir une efficacité et une pureté d'environ 92%.

La construction de la variable, avec les données expérimentales, se fait de la manière suivante : nous analysons les données expérimentales avec les coupures utilisées pour l'entraînement du réseau. Nous utilisons le fichier contenant les poids calculés lors de l'apprentissage pour construire la variable VARNN avec les données. Nous disposons ainsi d'une seule variable comprise entre -1 et 1, qui va être utilisée pour identifier les

Λ. Les résultats obtenus avec le réseau de neurones ainsi qu'une comparaison entre les deux types d'analyse sont présentés et discutés dans la prochaine section.

4.3.2.3 Comparaison des deux méthodes d'analyse

Nous allons procéder à deux types de comparaison. Nous allons d'abord déterminer le nombre de Λ reconstruits avec le réseau de neurones en nous plaçant au même taux de bruit de fond que celui obtenu avec l'analyse standard. Ensuite, avec la méthode standard et le réseau de neurones nous évaluerons le bruit de fond pour un même nombre d'entrées dans le signal. Toutes les comparaisons sont faites pour des collisions centrales ($b < 3{,}3$ fm, $\sigma_{geo} = 350$ mb) Ni+Ni à 1,93 AGeV. Le spectre en masse invariante de référence (figure 4.10) ainsi que celui obtenu avec le lot de coupures utilisé pour l'entraînement du réseau sont présentés sur la figure 4.25.

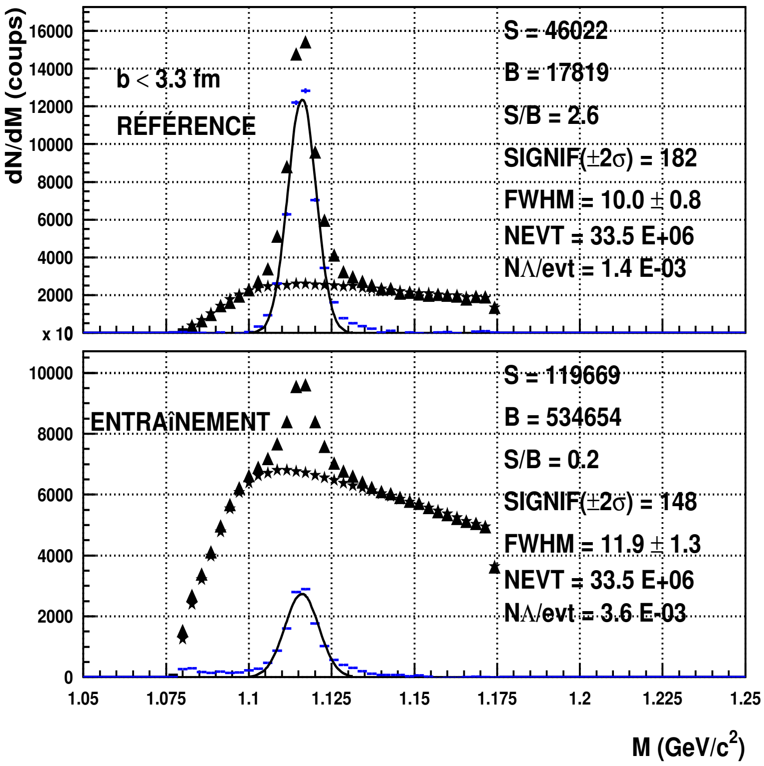

FIG. 4.25 – *Spectres en masse invariante des Λ pour les lots de coupures utilisés respectivement pour la reconstruction standard (haut, tableau 4.3) et pour l'entraînement du réseau de neurones (bas, tableau 4.6).*

La combinatoire (triangles), le bruit de fond (étoiles) et la soustraction des deux courbes dont le résultat (croix) est ajusté par une gaussienne (lignes) sont représentés sur la même figure. Nous voyons que le lot de coupures utilisé pour l'entraînement du réseau est beaucoup plus ouvert que celui utilisé pour obtenir le spectre de référence. Le rapport signal sur bruit de fond diminue d'un facteur 13 pour l'entraînement du réseau. Par contre le nombre de Λ reconstruits par événement augmente de plus d'un facteur 2. Nous voyons ainsi qu'avec le niveau de coupures utilisé pour l'entraînement du réseau de neurones nous avons une forte probabilité d'obtenir un gain statistique.

La figure 4.26 présente la comparaison entre le signal obtenu après coupure sur VARNN et celui obtenu avec la reconstruction standard, de façon à se placer à un même niveau de bruit de fond que dans la méthode standard. Cela conduit à appliquer la coupure : VARNN > 0,81. Nous voyons que nous avons le même nombre d'entrées pour le bruit de fond (calculé à 2 σ autour de l'ajustement gaussien), soit environ 18000, avec les deux analyses. Par contre, le nombre d'entrées pour le signal reconstruit est plus important lorsque nous utilisons la variable du réseau. Nous passons de 46000 à 52000 entrées, ce qui constitue un gain d'environ 13%. De plus, la largeur du signal est consistante entre les deux analyses. Il est important de souligner que ce gain dépend de la référence choisie. Il est possible, à partir d'une référence donnant un rapport signal sur bruit de fond plus faible, d'obtenir à l'aide du réseau de neurones un gain dépassant les 30% [177]. Nous avons préféré privilégier la pureté du signal, c'est pourquoi nous avons choisi une référence donnant un rapport signal sur bruit de fond élevé.

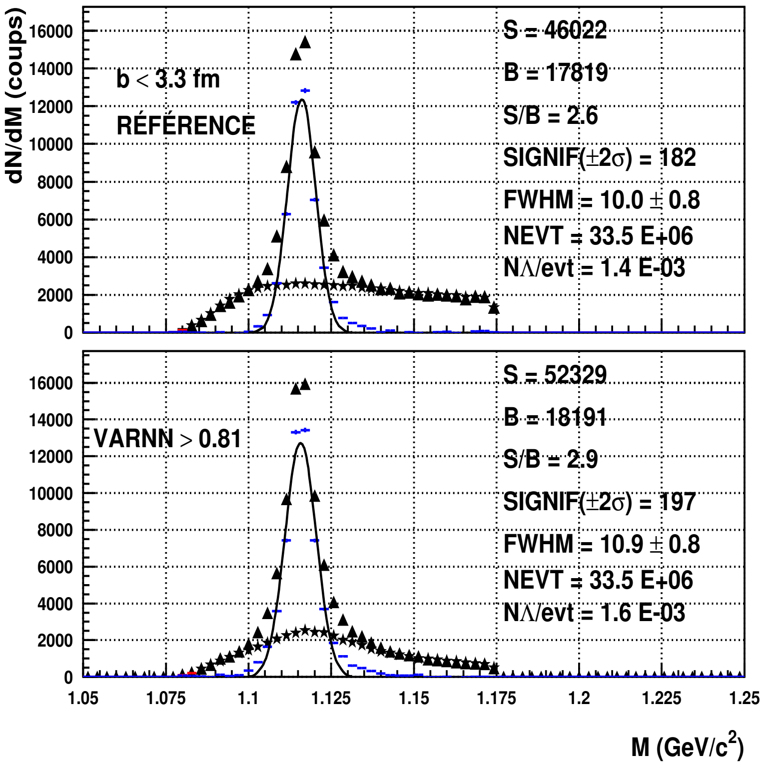

FIG. 4.26 – *Comparaison du signal obtenu avec la reconstruction standard (haut) et avec le réseau de neurones pour VARNN >0,81 (bas), pour un même taux de bruit de fond dans les deux analyses.*

Nous allons maintenant comparer le bruit de fond dans les deux analyses. Pour avoir le même nombre d'entrées dans le signal avec la reconstruction standard et le réseau de neurones, nous avons appliqué la coupure : VARNN > 0,86. Cette comparaison est présentée sur la figure 4.27. Nous voyons que pour un signal comprenant 46000 entrées, le nombre d'entrées pour le bruit de fond passe de $\sim$ 17800 avec la reconstruction standard à $\sim$ 13800 lorsque nous utilisons le réseau. Le bruit de fond diminue donc d'environ 22% avec le réseau. Le rapport signal sur bruit de fond est maintenant égal à 3,3 (2,6 avec la méthode standard). Le réseau de neurones a permis d'avoir une

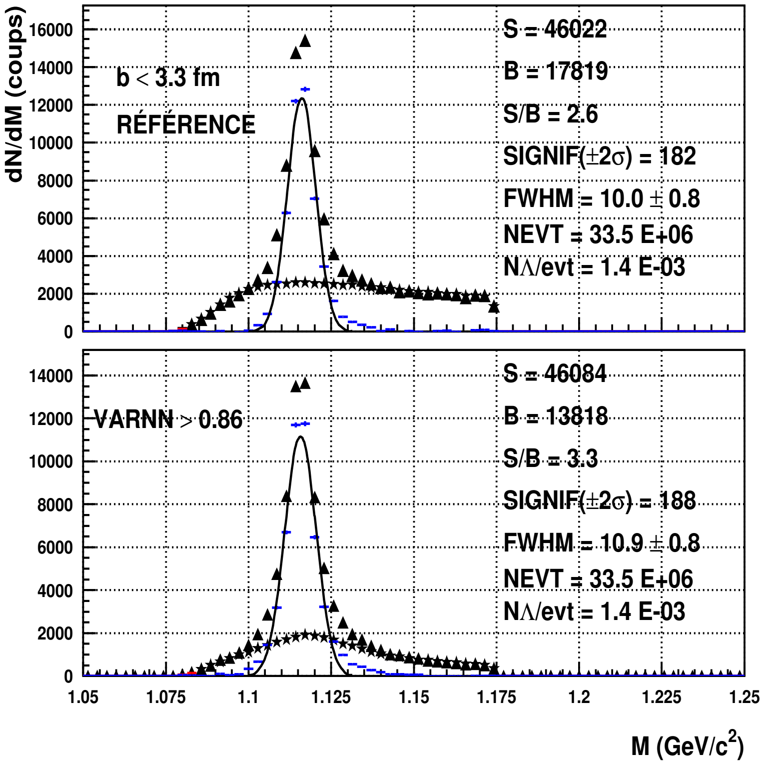

FIG. 4.27 – *Comparaison du bruit de fond obtenu avec la reconstruction standard (haut) et avec le réseau de neurones pour VARNN >0,86 (bas), pour un même signal dans les deux analyses.*

excellente pureté du signal tout en gardant la statistique de référence. Les résultats des deux comparaisons sont résumés dans le tableau 4.8.

	STANDARD	VARNN > 0,81	VARNN > 0,86
SIGNAL (S)	46022	52329	46084
BRUIT DE FOND (B)	17819	18191	13818
S/B	2,6	2,9	3,3

TAB. 4.8 – *Comparaison des résultats obtenus avec les deux analyses pour un même taux de bruit de fond (VARNN > 0,81) et pour un même nombre d'entrées dans le signal (VARNN > 0,86).*

La prochaine section sera dédiée à l'étude détaillée du gain statistique obtenu avec le réseau de neurones.

4.3.2.4 Discussion des résultats obtenus avec le réseau de neurones

Il est tout d'abord intéressant d'identifier la nature des candidats que nous avons en plus lorsque nous utilisons le réseau de neurones. C'est ce que représente le schéma de la figure 4.28.

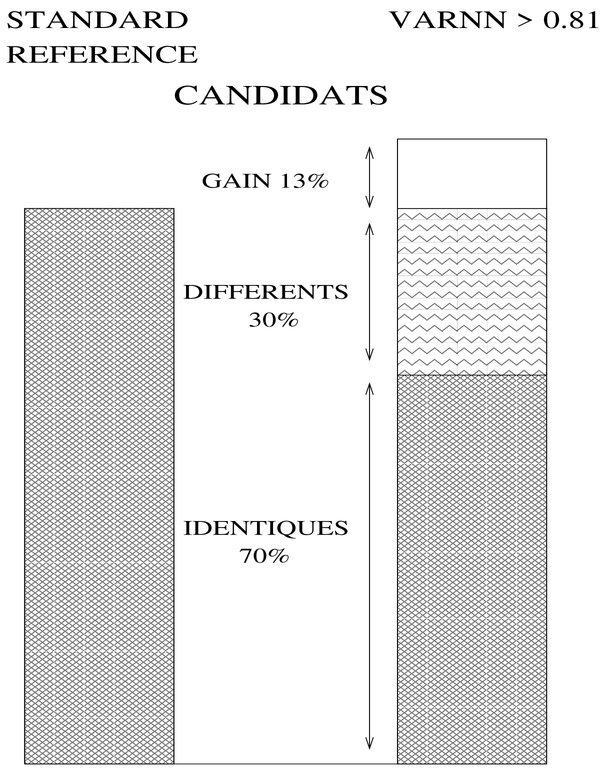

FIG. 4.28 – *Nature des candidats reconstruits avec l'analyse standard (gauche) et avec l'analyse utilisant le réseau de neurones (droite).*

Nous voyons que, outre le gain d'environ 13% obtenu avec le réseau de neurones, 30% des candidats sont différents de ceux obtenus avec l'analyse standard. La raison pour laquelle tous les candidats de la reconstruction standard ne sont pas obtenus avec le réseau de neurones est due au fait que la variable en sortie du réseau de neurones, VARNN, est une combinaison non linéaire des variables d'entrée (voir section 4.3.2.2). Pour effectuer la comparaison entre les deux analyses, nous nous plaçons à un même taux de bruit de fond. Nous devons donc appliquer une coupure sur VARNN, ce qui explique que les candidats obtenus dans les deux analyses ne sont pas les mêmes. Si VARNN était une combinaison linéaire des variables d'entrée, nous devrions alors avoir exactement les mêmes candidats (au gain près).

La proportion de candidats communs aux deux analyses dépend de la pureté à laquelle nous nous plaçons pour effectuer la comparaison. Pour une pureté faible, autrement dit pour un taux de bruit de fond élevé, la proportion de candidats communs augmente. Ceci se comprend par le fait que le nombre total de candidats à reconstruire est fixe. Ainsi, plus on se rapproche de ce nombre en terme d'entrées dans le signal, plus le nombre de candidats restant à trouver diminue. Cette diminution entraîne une augmentation des candidats communs aux deux analyses.

La figure 4.29 présente la répartition dans l'espace de phases des candidats que nous avons obtenu avec les deux analyses. La partie basse de la figure 4.29 présente la soustraction des distributions obtenues, respectivement avec le réseau de neurones et la méthode standard. La zone où nous n'avons pas de candidats correspond à celle où les Λ reconstruits avec l'analyse standard et avec l'analyse utilisant le réseau de

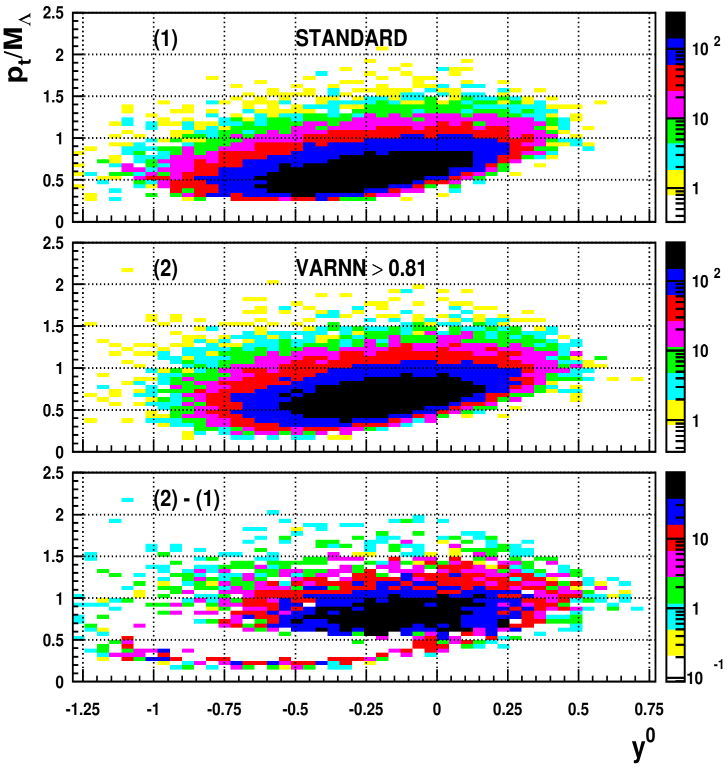

FIG. 4.29 – *Impulsion transverse divisée par la masse du Λ en fonction de la rapidité réduite obtenue avec la reconstruction standard (haut), avec le réseau de neurones pour VARNN > 0,81 (milieu) et soustraction des deux distributions (bas).*

neurones peuplent de manière identique l'espace de phases. Les candidats restants, obtenus avec le réseau de neurones, se répartissent de manière homogène dans la région des hautes impulsions transverses. Nous remarquons aussi que le réseau de neurones permet d'identifier des Λ de faibles impulsions transverses ($p_t/M_\Lambda \sim 0.2$). L'identification de Λ pour de faibles impulsions transverses n'a pas d'incidence majeure sur notre étude, le gain statistique étant faible, conséquence directe de la référence que nous avons choisi (pureté du signal obtenu avec la reconstruction standard). Ce gain pourrait cependant être d'un grand intérêt pour l'étude du "flow" différentiel des Λ.

Afin d'évaluer le taux de production et la température des Λ reconstruits avec l'analyse utilisant le réseau de neurones, nous devons corriger notre mesure expérimentale de l'efficacité globale. Dans la prochaine section nous expliquerons comment nous avons procédé et nous comparerons les résultats à ceux obtenus avec la reconstruction standard (taux de production et température).

4.3.2.5 Correction d'efficacité

Pour évaluer la correction en efficacité de l'analyse utilisant le réseau de neurones, nous devons nous assurer que VARNN est correctement reproduite par la simulation (voir section 4.2). La construction de VARNN fait intervenir un fichier obtenu avec les données expérimentales pour la reconnaissance du bruit de fond. Il faut donc vérifier que le bruit de fond est le même dans la simulation et dans les données.

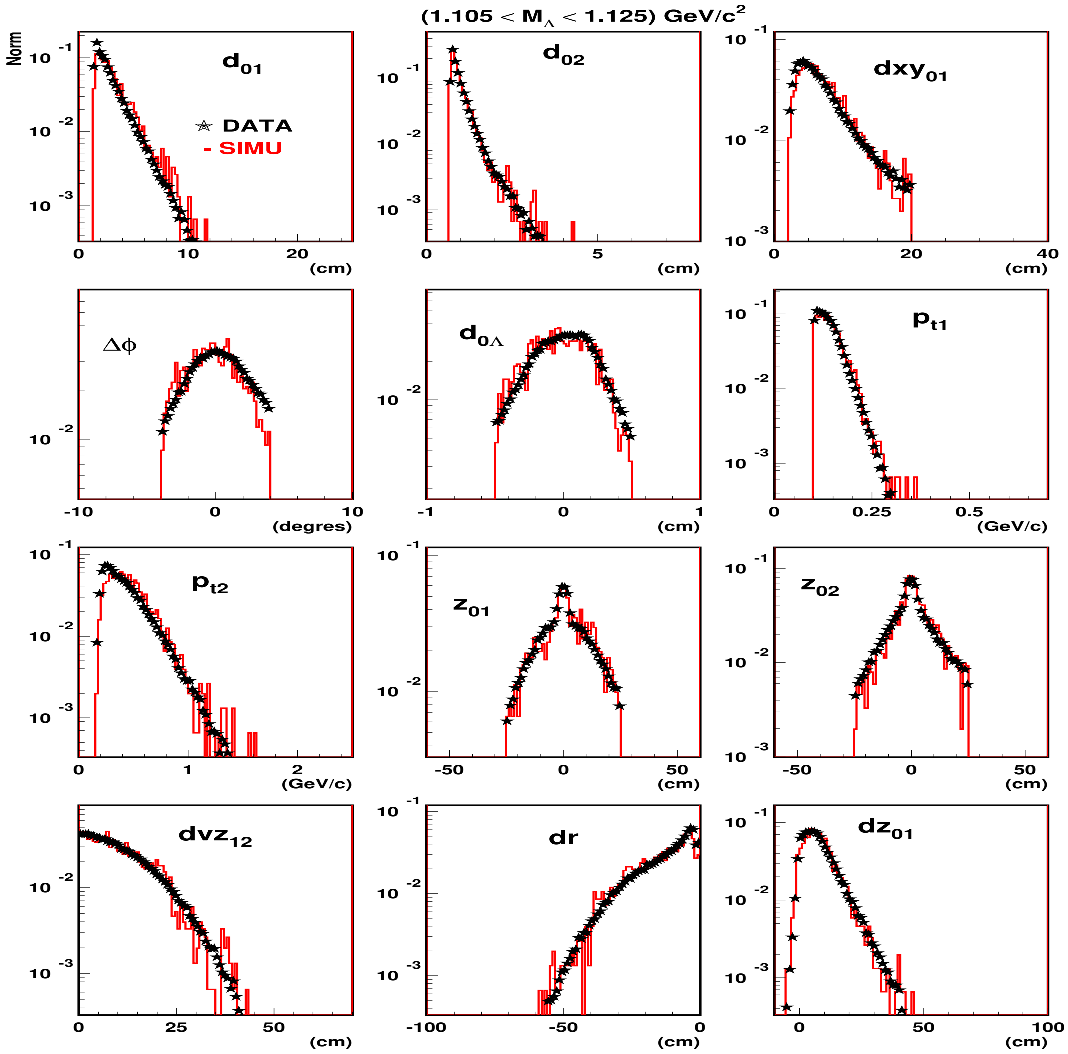

FIG. 4.30 – *Comparaison entre le bruit de fond obtenu avec la simulation (traits pleins) et avec les données expérimentales (étoiles) pour une sélection sur la masse invariante des Λ de 1,105 GeV/c^2 < M_Λ < 1,125 GeV/c^2 et avec le lot de coupures du tableau 4.3.*

La figure 4.30 présente la comparaison entre le bruit de fond issu de la simulation et des données expérimentales pour les variables utilisées pour l'entraînement du réseau de neurones. Nous avons appliqué une sélection sur la masse invariante des Λ à 2 σ autour de la masse nominale et utilisé le lot de coupures du tableau 4.3. Nous avons choisi ce lot de coupures car nous nous plaçons à un même taux de bruit de fond pour la comparaison des deux analyses. Nous voyons que les variables ont un comportement similaire dans la simulation et dans les données. Pour calculer la correction en efficacité globale de l'analyse utilisant le réseau de neurones, nous appliquerons donc la même coupure sur VARNN dans la simulation et dans les données.

La procédure de correction d'efficacité est la même que celle que nous avons utilisé dans l'analyse standard. Les spectres en masse transverse corrigés de l'efficacité et obtenus avec la reconstruction standard (figure 4.31, haut) sont comparés à ceux obtenus avec la reconstruction utilisant le réseau de neurones (figure 4.31, bas).

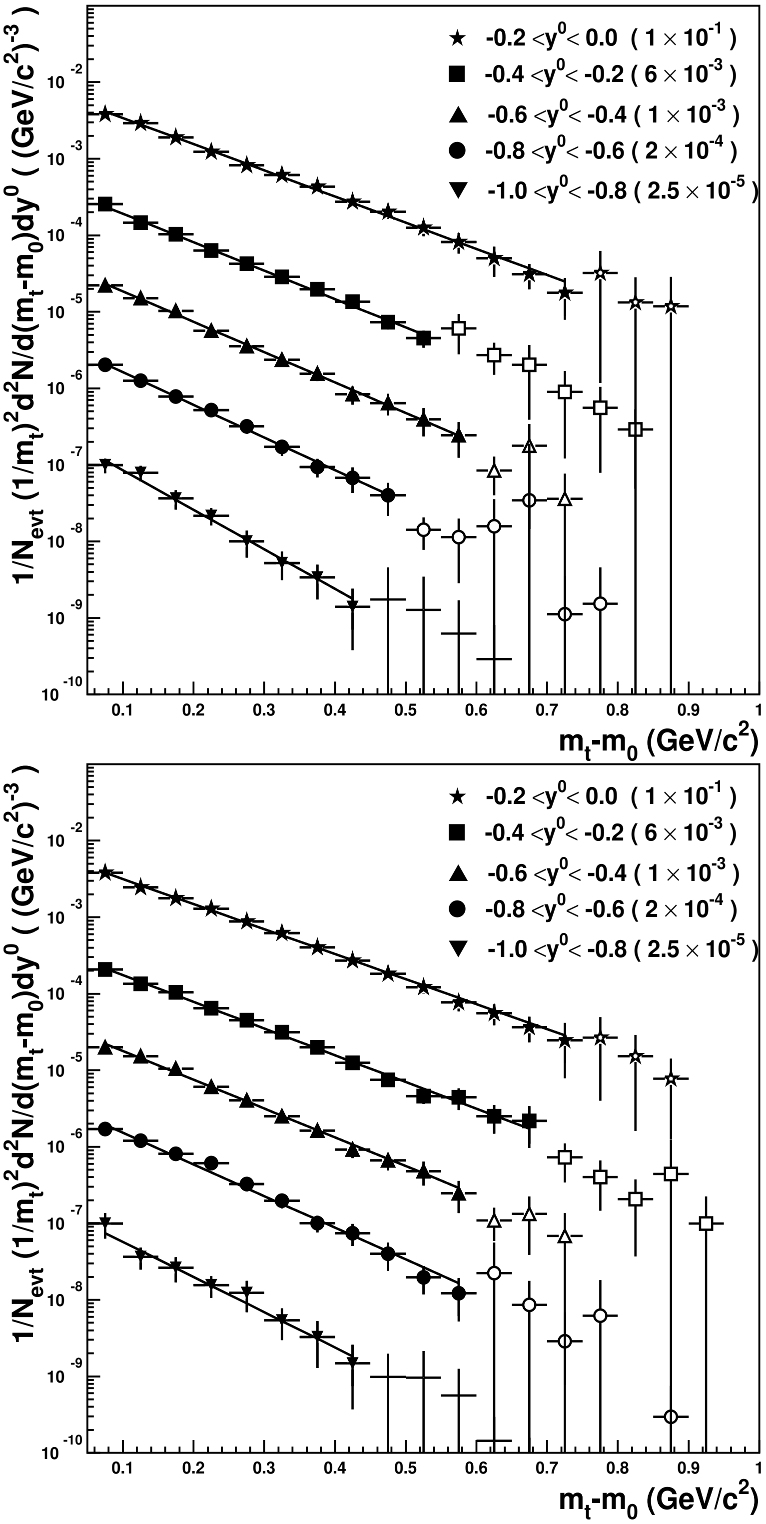

FIG. 4.31 – *Spectres en masse transverse des Λ reconstruits à partir des données corrigées de l'efficacité globale, pour différents domaines en rapidité réduite, pour l'analyse standard (haut) et pour l'analyse utilisant le réseau de neurones (bas). Les symboles pleins représentent la zone utilisée pour l'ajustement par la fonction de type Boltzmann (équation 4.11).*

Les distributions sont ajustées par la fonction de type Boltzmann (équation 4.11). Nous pouvons remarquer que le gain de 13% se répartit aléatoirement sur les différents domaines en rapidité. La statistique est plus importante dans les tranches $-0{,}4 < y^0 < -0{,}2$ et $-0{,}8 < y^0 < -0{,}6$ et donc cette analyse permet d'ajuster les distributions sur un domaine en masse transverse plus grand.

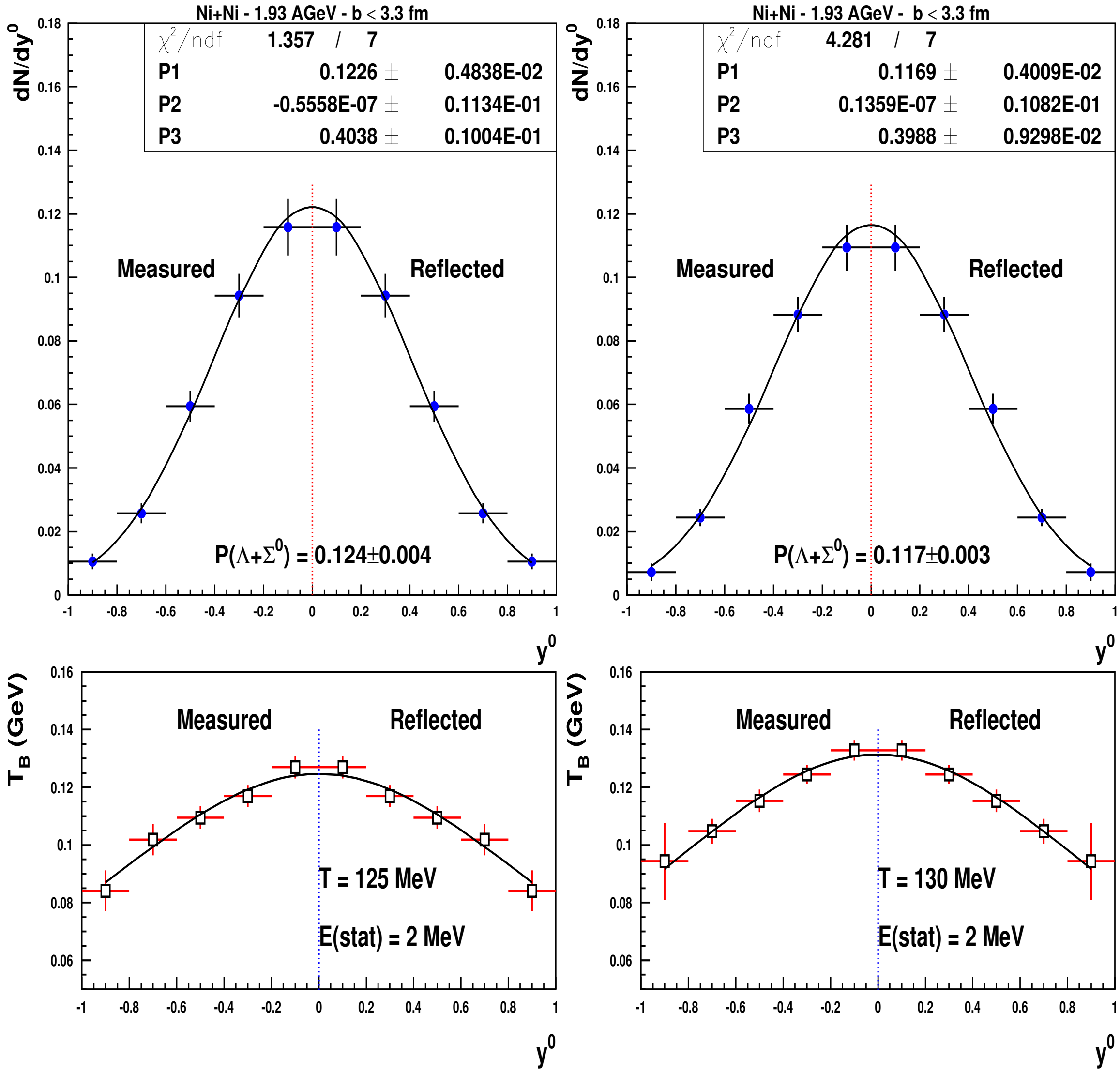

FIG. 4.32 – *Distributions en rapidité (haut) et température (bas) des Λ obtenues à partir de la reconstruction standard (gauche) et avec l'analyse utilisant le réseau de neurones (droite) pour des collisions centrales ($b < 3{,}3$ fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV.*

La figure 4.32 présente les distributions dN/dy^0 et les températures obtenues avec les deux analyses. Les distributions dN/dy^0 sont ajustées par une fonction gaussienne et les distributions des températures en fonction de y^0 sont ajustées par la fonction 4.14. Les résultats de l'intégration de l'ajustement gaussien sont reportés directement sur les figures présentant les distributions dN/dy^0. La valeur du paramètre d'ajustement des températures est aussi reportée sur les distributions des températures T_B. Nous remarquons que le taux de production est plus faible lorsqu'on utilise VARNN. Cependant les différences sont comprises dans les barres d'erreurs statistiques calculées pour les deux analyses. La température des Λ determinée avec le réseau de neurones est plus élevée. Cependant, comme nous le verrons plus loin, les valeurs sont comprises dans les barres d'erreurs totales (statistiques et systématiques). Enfin, les écart-types déduits des ajustements des distributions dN/dy^0 sont identiques pour les deux analyses.

Afin de pouvoir conclure sur la comparaison entre les deux analyses il faut évaluer les erreurs systématiques sur les valeurs du taux de production et de la température obtenues avec le réseau de neurones.

Evaluation de l'erreur systématique

De part le caractère non linéaire de la variable en sortie du réseau, il n'est pas aisé de choisir une nouvelle coupure sur cette variable. Le choix de la nouvelle coupure sur VARNN est donc directement lié aux résultats obtenus avec la reconstruction standard lorsque nous avons calculé les erreurs systématiques. Nous avions alors adopté un nouveau lot de coupures (tableau 4.4) qui nous plaçait à un certain niveau de pureté. Dans le souci de pouvoir comparer les résultats finals obtenus avec les deux analyses, nous allons donc nous plaçer au même taux de bruit de fond que celui obtenu avec la reconstruction standard pour le calcul des erreurs systématiques. Les erreurs issues des deux analyses seront ainsi directement comparables.

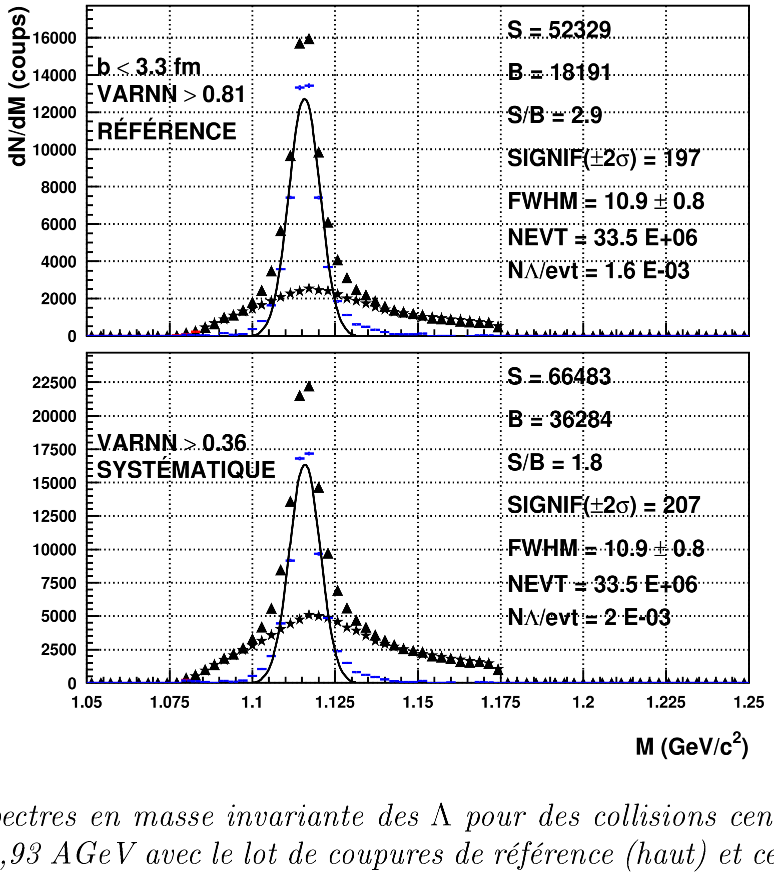

FIG. 4.33 – *Spectres en masse invariante des Λ pour des collisions centrales (b < 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV avec le lot de coupures de référence (haut) et celui utilisé pour le calcul de l'erreur systématique (bas).*

La figure 4.33 présente les spectres en masse invariante des Λ avec la coupure de référence (VARNN > 0,81, partie haute) et celle utilisée pour évaluer l'erreur systématique (VARNN > 0,36, partie basse). Nous voyons qu'avec cette dernière coupure, nous nous plaçons au même taux de bruit de fond que celui obtenu avec la reconstruction standard pour le lot de coupures du tableau 4.4 (figure 4.20, bas).

Nous utilisons la même procédure qu'avec la méthode standard pour les calculs du taux de production et de la température. Nous obtenons avec la nouvelle coupure sur VARNN :

$$P(\Lambda + \Sigma^0)_{syst} = 0{,}119 \pm 0{,}002(stat)$$

$$T_{syst} = 129 \pm 2(stat) \text{ MeV}$$

Les résultats finals des deux analyses concernant le taux de production et la température des Λ pour les collisions centrales ($b < 3{,}3$ fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV sont alors :

Standard	$P(\Lambda + \Sigma^0) = 0{,}124 \pm 0{,}006$ $T = 125{,}0 \pm 2{,}5$ MeV
Réseau de neurones	$P(\Lambda + \Sigma^0) = 0{,}117 \pm 0{,}004$ $T = 130{,}0 \pm 2{,}5$ MeV

L'erreur systématique sur le taux de production des Λ obtenue avec l'analyse utilisant le réseau de neurones est plus faible que celle obtenue avec la reconstruction standard. Nous remarquons que la différence entre les deux analyses, en ce qui concerne le taux de production est d'environ 6%. Cette différence est comprise dans les barres d'erreurs obtenues avec les deux analyses. Au niveau de l'évaluation de la température, la différence entre les deux analyses est de l'ordre de 4%. La différence est aussi comprise dans les barres d'erreurs obtenues avec les deux analyses.

On peut donc conclure que les résultats concernant le taux de production et la température des Λ sont stables et cela avec deux méthodes d'analyse complètement différentes. Les erreurs systématiques et statistiques obtenues avec l'analyse utilisant le réseau de neurones sont plus faibles que celles obtenues avec l'analyse standard. La reconstruction des Λ avec le réseau de neurones va permettre d'effectuer une étude détaillée des spectres en masse transverse avec différents modèles de transport (voir chapitre 6).

4.3.2.6 Taux de production et température des Λ en fonction de la centralité de la collision

Nous avons utilisé les mêmes tranches en centralité qu'avec la méthode standard (tableau 4.2). Les résultats sont reportés dans le tableau 4.9.

Nous observons la même évolution de la température qu'avec l'étude utilisant la méthode standard. La température des Λ est plus faible pour des collisions semi-périphériques que pour des collisions centrales.

La figure 4.34 présente la comparaison des résultats obtenus avec les deux analyses en ce qui concerne le taux de production des Λ en fonction de la centralité de la collision. Nous voyons que les résultats sont en très bon accord. C'est finalement l'analyse avec le réseau de neurones qui est retenue pour la discussion des résultats (chapitre 6).

b (fm)	A_{part}	$P(\Lambda + \Sigma^0)$	T (MeV)
5,2 ± 0,3	37 ± 5	0,034 ± 0,005	112 ± 5
4,1 ± 0,3	54 ± 5	0,060 ± 0,005	120 ± 4
2,7 ± 0,4	77 ± 6	0,103 ± 0,005	130 ± 3
1,4 ± 0,4	96 ± 6	0,140 ± 0,008	128 ± 3

TAB. 4.9 – *Taux de production et température des Λ pour différents domaines en centralité.*

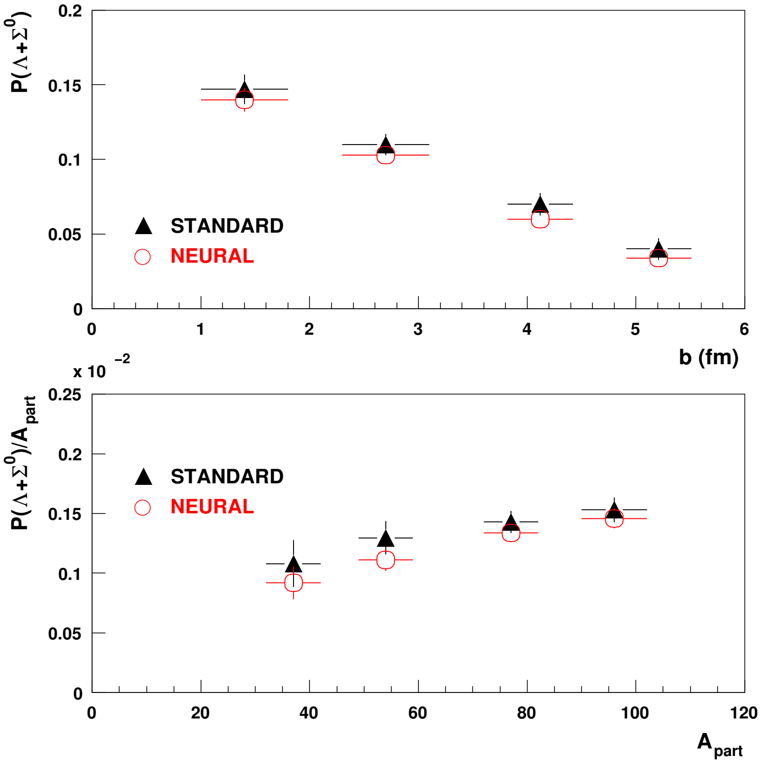

FIG. 4.34 – *Taux de production des $\Lambda + \Sigma^0$ en fonction du paramètre d'impact (haut), et taux de production par participant en fonction du nombre de participants (bas). Les résultats obtenus avec la reconstruction standard sont représentés par les triangles et ceux obtenus avec le réseau de neurones par des cercles.*

Les réseaux de neurones ont été utilisés avec succès pour la première fois dans une analyse de données collectées par la collaboration FOPI. Nous avons obtenu un gain sur le signal de près de 13% (à même taux de bruit de fond que dans l'analyse standard) et une réduction du bruit de fond d'environ 22% (pour le même signal reconstruit que dans la méthode standard). Le gain sur le signal a permis de minimiser les incertitudes sur la mesure des taux de production des Λ et d'étudier les spectres en masse transverse sur un domaine plus grand. Enfin, les taux de production et les températures des Λ que nous avons déterminé à partir de deux analyses différentes sont en bon accord pour un domaine en paramètre d'impact allant de 1,4 à 5,2 fm. De plus, le réseau de neurones permet d'identifier des candidats de faibles impulsions transverses. Cela est d'un grand intérêt pour les études de "flow" différentiel [98, 184].

Chapitre 5

Reconstruction de Ξ^- dans les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV

5.1 Sélection des collisions et des particules

Pour la sélection des événements, nous utilisons les mêmes variables que pour l'analyse des Λ primaires (chapitre 4, section 4.1). Etant donné que le taux de production de Ξ^- est supposé faible ($\sim 8{,}5 \times 10^{-5}$ [140]), nous devons très attentivement comprendre et estimer toutes les sources de bruit de fond. Nous avons vu que le signal en énergie du détecteur de déclenchement "Start" présente une double structure associée à du bruit de fond (empilement d'événements). Nous n'avons pas appliqué de coupure sur cette variable lorsque nous avons reconstruit les Λ primaires. Nous disposions d'une statistique pour le signal suffisamment élevée pour qu'il n'en soit pas affecté. Par contre, nous nous attendons, au vu des prédictions faites par les modèles, à une faible statistique pour le signal de Ξ^-. C'est pourquoi nous avons rejeté tous les événements susceptibles de générer un bruit de fond supplémentaire pour l'analyse des Ξ^- (Es < 1,2 MIP ou Es < 1,6 MIP suivant l'événement).

Sélection des événements
$\lvert Vx \rvert < 1{,}5$ cm
$\lvert Vy \rvert < 1{,}5$ cm
$\lvert Vz \rvert < 20$ cm
Es < 1,2 MIP ou Es < 1,6 MIP
TMUL < 51
Sélection des particules
$0 < M_{\pi^-} < 0{,}5$ GeV/c^2
$0{,}59$ GeV/c^2 $< M_p <$ $1{,}39$ GeV/c^2

TAB. 5.1 – *Coupures sur les trois composantes de la position du vertex primaire, le signal en énergie du détecteur de déclenchement, la multiplicité des traces dans la CDC et sélection en masse des pions et des protons.*

Les événements présentant un très grand nombre de traces dans la CDC sont aussi susceptibles de générer dans notre analyse un important bruit de fond. Nous avons donc imposé une valeur limite à la multiplicité des traces des événements considérés. La reconstruction du Ξ^- se fera pour des collisions centrales ($1 < b < 4{,}2$ fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV.

Un second niveau de sélection des événements a été fait en se référant au bruit de fond obtenu avec la reconstruction de Λ primaires. Nous avons rejeté les événements présentant un bruit de fond anormalement important à 2σ autour de la masse nominale du Λ. L'augmentation du bruit de fond est en partie due aux fluctuations sur l'identification en masse des protons. Au total environ $20{\cdot}10^6$ d'événements ont été rejetés.

Le tableau 5.1 présente les coupures sur les variables que nous utilisons pour la sélection des collisions. Nous avons également reporté la sélection en masse des particules que nous utilisons pour reconstruire le Ξ^-.

5.2 Simulation des collisions et du signal

Nous avons utilisé le même type de simulation que pour la reconstruction des Λ (chapitre 4, section 4.2). Les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV sont simulées à l'aide du modèle IQMD [28] et nous utilisons le logiciel GEANT [157] pour simuler la réponse du détecteur. Le paramètre d'impact des collisions couvre un domaine allant de 0 à 4,1 fm. Nous utilisons une distribution de type Siemens et Rasmussen (T = 90 MeV et β_f = 0,3) [20] pour générer le signal de Ξ^- (chapitre 4, figure 4.8). Ce signal est superposé à l'événement IQMD à raison d'un Ξ^- par événement. Nous adopterons les notations suivantes :

- Ξ^-+IQMD : signal thermique d'un Ξ^- dans un événement simulé IQMD ;
- Λ+IQMD : signal thermique d'un Λ dans un événement simulé IQMD ;
- K^0_S+Λ+IQMD : signal thermique d'un Λ et d'un K^0_S dans un événement simulé IQMD.

Pour reconstruire le Ξ^-, nous considérons le canal suivant :

$$\begin{array}{l} \Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^- \ (100\%) \\ \qquad\quad \downarrow \\ \qquad\quad p + \pi^- \ (64\%) \end{array}$$

Le Ξ^- se désintègre en un Λ et un π^- avec un rapport d'embranchement de 100%. Puis, le Λ se désintégre en un π^- et un proton avec une probabilité de 64%. Nous reconstruisons donc maintenant une cascade. Ainsi, de nombreuses sources de bruit de fond sont susceptibles d'être présentes dans le bruit de fond combinatoire.

Nous allons dans un premier temps décrire la méthode de reconstruction de Ξ^- et la stratégie de coupures utilisée. Les différentes sources de bruit de fond liées à ce type d'analyse seront discutées dans la section 5.4. Nous présenterons ensuite les différentes méthodes utilisées afin d'éprouver les résultats de nos analyses. Enfin nous terminerons ce chapitre par une discussion sur l'évaluation du taux de production des Ξ^- dans les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV.

5.3 Variables utilisées et stratégie de coupures

La reconstruction du Ξ^- dans le plan transverse de la CDC est schématisée sur la figure 5.1. V0 correspond au vertex primaire, V1 représente le vertex de désintégration du Ξ^- et V2 le vertex de désintégration du Λ.

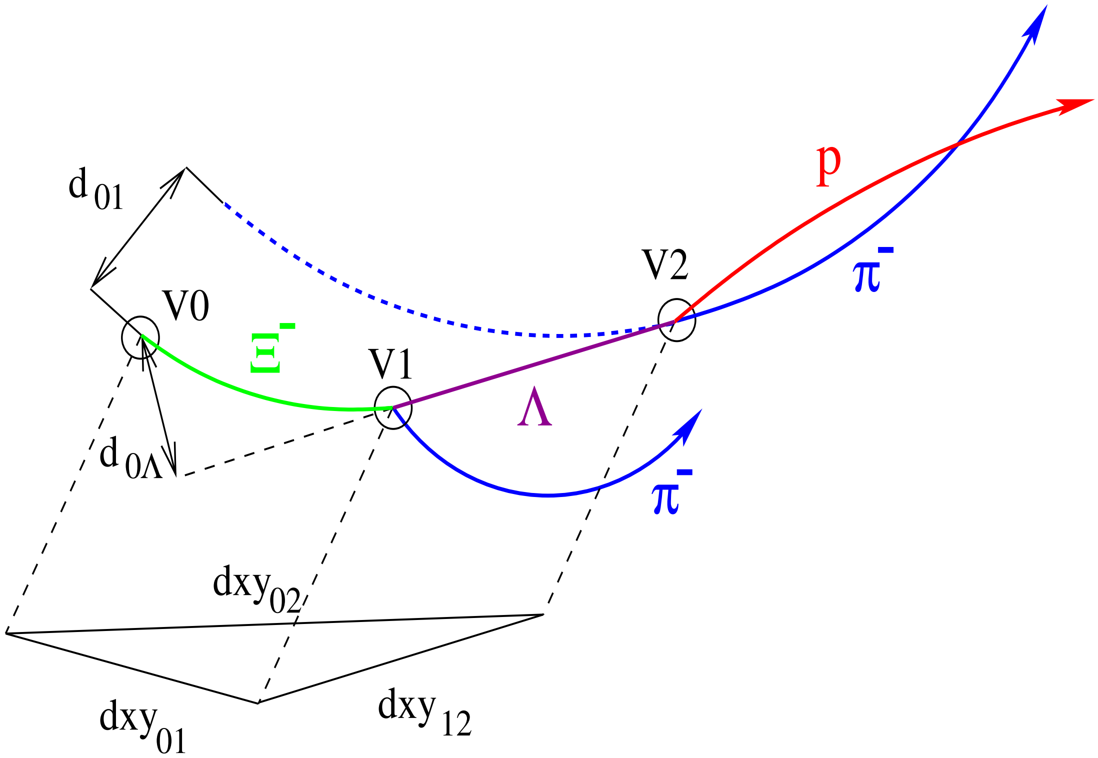

FIG. 5.1 – *Illustration des variables géométriques utilisées pour la reconstruction du Ξ^- dans le plan transverse de la CDC.*

Les variables les plus discriminantes, tout comme pour la reconstruction de Λ primaires, sont les paramètres d'impact d_0 des différentes particules. De plus, dans cette topologie de reconstruction, la distance entre le vertex de désintégration du Λ et le vertex primaire est d'une importance capitale, comme nous le verrons dans les prochaines sections.

Nous attribuerons les indices 1 et 2 aux variables correspondant respectivement au pion et au proton venant de la désintégration du Λ. L'indice 3 sera utilisé pour les variables caractérisant le pion venant de la désintégration du Ξ^-. Les indices Λ et Ξ seront attribués aux variables correspondant aux particules mères. Enfin, nous noterons les pions venant de la désintégration du Λ et du Ξ^- respectivement π_1 et π_3.

La liste suivante précise les variables cinématiques et géométriques que nous utilisons pour la reconstruction du Ξ^- dans le plan transverse de la CDC :

- d_{01}, d_{02} et d_{03} : distances minimales entre les traces des produits de désintégration et le vertex primaire ;
- σ_1, σ_2 et σ_3 : écart-types des distributions des d_0 (ajustés par une gaussienne). Les coupures sur ces variables permettent d'améliorer la qualité des traces ;

- dxy_{01} : distance entre le vertex primaire et le vertex de désintégration du Ξ^- ;
- dxy_{12} : distance entre le vertex de désintégration du Ξ^- et le vertex de désintégration du Λ ;
- dxy_{02} : distance entre le vertex primaire et le vertex de désintégration du Λ ;
- $\Delta\phi_\Lambda$: angle entre l'impulsion transverse du Λ et la droite passant par le vertex primaire et le vertex de désintégration du Λ ;
- $\Delta\phi_\Xi$: angle entre l'impulsion transverse du Ξ^- et la droite passant par le vertex primaire et le vertex de désintégration du Ξ^- ;
- $d_{0\Lambda}$: distance minimale entre la trace du Λ et le vertex primaire ;
- $d_{0\Xi}$: distance minimale entre la trace du Ξ^- et le vertex primaire ;
- p_{t1}, p_{t2} et p_{t3} : impulsions transverses des produits de désintégration.

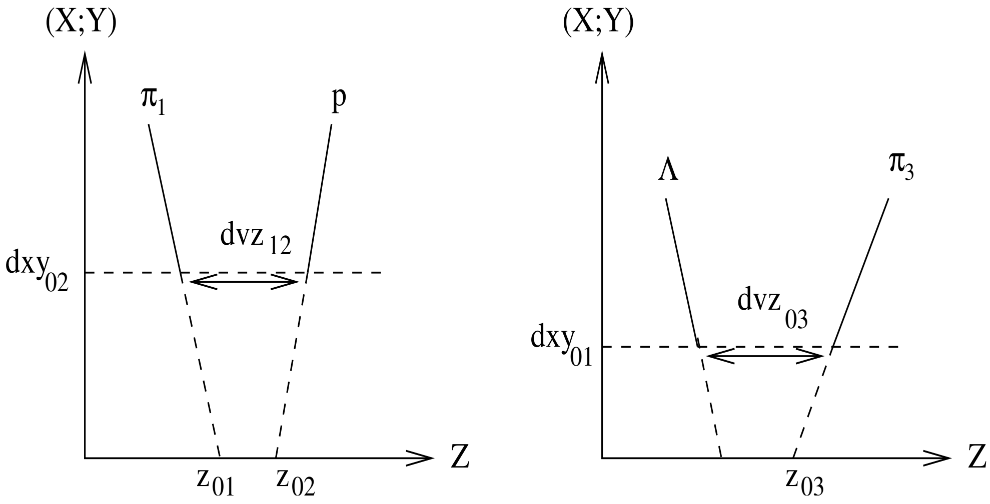

FIG. 5.2 – *Variables utilisées pour la reconstruction du Ξ^- dans le plan longitudinal.*

Nous utilisons aussi des variables donnant une information dans le plan longitudinal de la CDC. Ces variables, représentées sur les schémas de la figure 5.2, sont :

- z_{01}, z_{02} et z_{03} : distances entre l'intersection des traces des produits de désintégration avec l'axe du faisceau et le vertex primaire ;
- σz_1, σz_2 et σz_3 : écart-types des distributions des z_0 (ajustement par une gaussienne). Les coupures sur ces variables permettent d'améliorer la qualité des traces ;
- dvz_{12} : distance entre les traces du pion et du proton du Λ au point de désintégration du Λ (V2) ;
- $dvz_{\Lambda 3}$: distance entre les traces du Λ et du pion venant de la désintégration du Ξ^- au point de désintégration du Ξ^- (V1).

Enfin nous imposons une condition sur le nombre de coups par trace des particules :

- nh_1, nh_2 et nh_3 : nombre de coups des traces des produits de désintégration.

Nous reconstruisons d'abord un Λ candidat (section 4.3.1), puis nous calculons les intersections entre la trajectoire du Λ reconstruit et celle d'un second pion candidat. Cela est fait dans le but d'obtenir les grandeurs cinématiques des produits de désintégration au vertex du Ξ^- où on calcule sa masse invariante. La topologie de décroissance du Ξ^- ainsi que la précision des distances mesurées dans les plans transverse et longitudinal ont conduit à utiliser des corrélations entre les différentes variables caractérisant la géométrie de la reconstruction. Tout d'abord nous avons considéré des corrélations entre les distances des vertex de désintégration :

$dxy_{02} > dxy_{01}$ et $dxy_{02} > dxy_{12}$

Ces corrélations seront prises en compte pour tous les résultats présentés dans la suite de notre étude.

Pour simuler le bruit de fond combinatoire, nous avons utilisé la méthode des événements mixés. Nous recontruisons d'abord un "vrai" Λ candidat (pion et proton appartenant au même événement), puis nous le mixons avec un pion (π_3) appartenant à un autre événement. Afin de ne pas introduire de biais dans l'évaluation du bruit de fond de la combinatoire, nous imposons pour la sélection du π_3, qu'il n'ait pas été utilisé dans la combinatoire au niveau de la reconstruction d'un Λ, lequel a ensuite donné un candidat Ξ^-. La multiplicité des événements mixés est du même ordre ($\pm$ 5) que celle de l'événement courant. Enfin, nous imposons à chacun des événements mixés de ne contenir qu'un seul Ξ^- candidat. Comme pour l'analyse des Λ, les événements mixés sont projetés dans le plan de la réaction.

5.3.1 La variable θ^*

En plus des variables citées dans la précédente section, nous avons utilisé la variable θ^*_Λ [169]. Cette variable correspond à l'angle entre l'impulsion du Ξ^- dans le laboratoire et l'impulsion du Λ dans le centre de masse du Ξ^- (notée $\vec{p}^*_\Lambda$). La figure 5.3 présente un schéma illustrant cette variable.

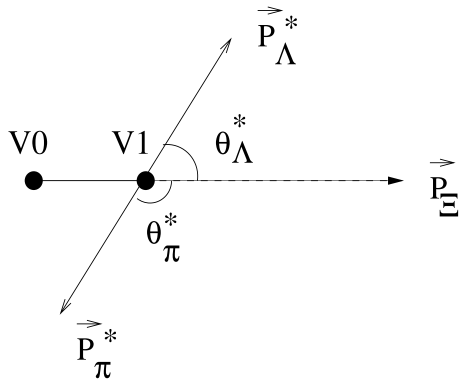

FIG. 5.3 – *Schéma représentant les variables θ^* des produits de désintégration du Ξ^-.*

Dans le centre de masse de la particule mère (un Ξ^- sur la figure 5.3), les produits de désintégration sont émis à 180°. L'angle entre l'impulsion du Ξ^- dans le laboratoire et l'impulsion du Λ dans le centre de masse, permet de relier cinématiquement la particule mère à son produit de désintégration. La figure 5.4 présente la distribution de $cos(\theta^*_\Lambda)$ pour des Ξ^- générés à partir de la distribution Siemens et Rasmussen (haut). La partie

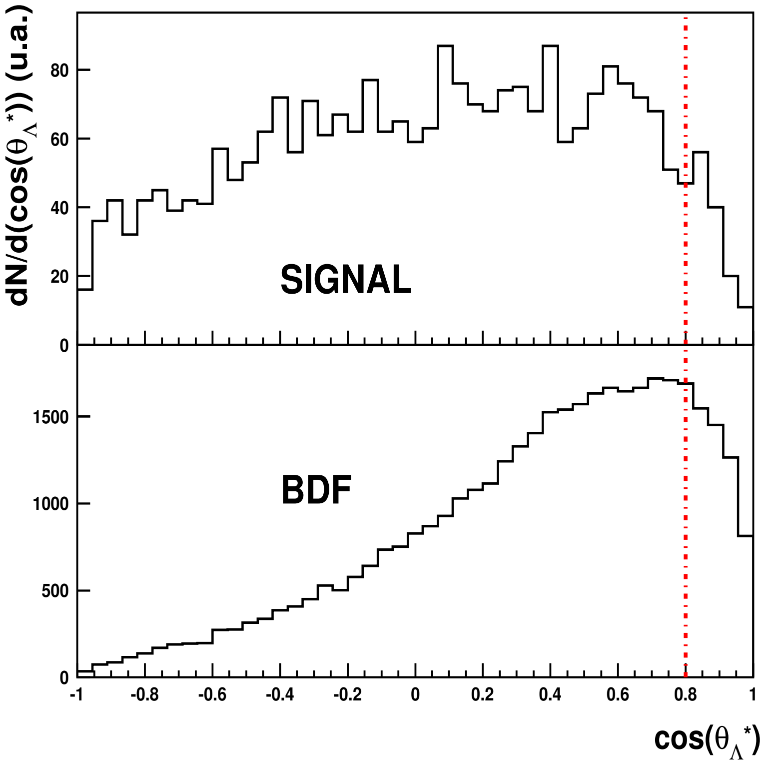

FIG. 5.4 – *Distributions de $cos(\theta^*_\Lambda)$ pour du signal pur (haut) et pour du bruit de fond (bas).*

basse de la figure présente le bruit de fond obtenu avec la méthode des événements mixés.

Nous voyons que les distributions issues du signal et du bruit de fond sont différentes. La distribution du signal se répartit de manière uniforme entre -1 et 1 alors que celle du bruit de fond montre un excès pour des valeurs proches de 1. Ainsi, en appliquant la coupure : $cos(\theta^*_\Lambda) < 0{,}8$ (ligne verticale sur la figure 5.4), nous devrions être en mesure de supprimer une partie du bruit de fond obtenu dans la combinatoire sans perdre beaucoup de signal. Nous pouvons noter que cette variable est couramment utilisée pour la reconstruction de cascades telles que Ξ et Ω par la collaboration STAR [169, 170].

5.3.2 Corrélation des variables géométriques

La figure 5.5 présente la distribution des $d_{0\Lambda}$ en fonction des $d_{0\Xi}$ pour le signal (haut) et pour le bruit de fond (bas). Ces distributions ont été obtenues dans les mêmes conditions que celles de la figure 5.4.

Nous voyons que le signal du Ξ^- se répartit majoritairement dans des domaines où $|d_{0\Lambda}|$ est supérieur à $|d_{0\Xi}|$ (au-dessus de la droite sur la figure). Par contre, le bruit de fond peuple de manière indifférenciée les zones délimitées par la droite $|d_{0\Lambda}| = |d_{0\Xi}|$. Finalement nous avons appliqué la coupure suivante : $|d_{0\Lambda}| > |d_{0\Xi}|$. Ce type de coupure a aussi été utilisé dans d'autres analyses [169].

Le tableau 5.2 dresse le bilan des coupures effectuées pour la reconstruction des

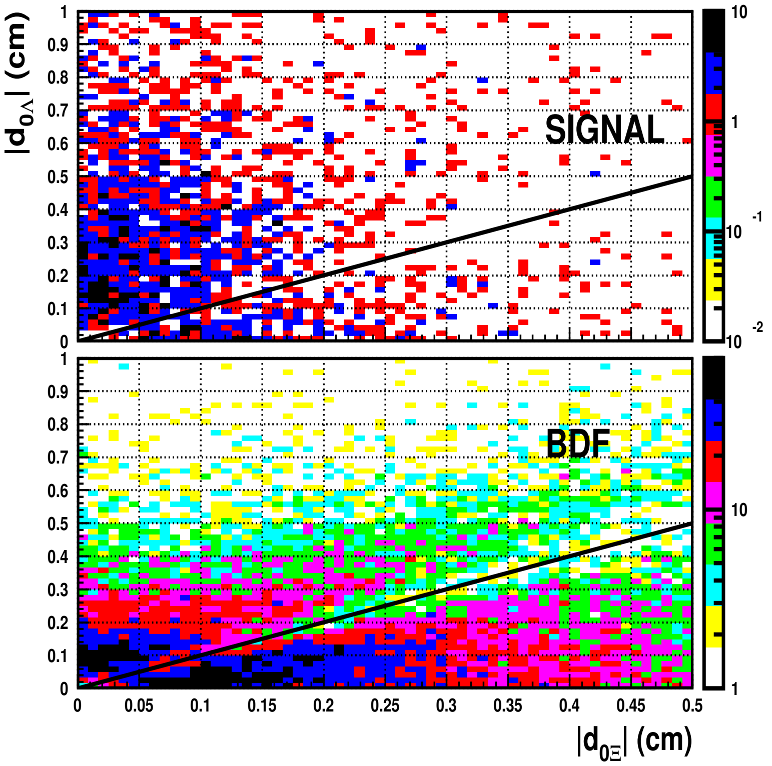

FIG. 5.5 – *Distributions des $d_{0\Lambda}$ en fonction des $d_{0\Xi}$ pour le signal (haut) et pour le bruit de fond (bas). Les droites correspondent à $|d_{0\Lambda}| = |d_{0\Xi}|$.*

Ξ^-. Avant d'appliquer le lot de coupures du tableau 5.2 aux données expérimentales et simulées, il convient d'appréhender plus en détail les différentes sources de bruit de fond intervenant dans la reconstruction du Ξ^-.

π_1	proton	π_3
$2 < \|d_{01}\| < 20$ cm	$0{,}5 < \|d_{02}\| < 5$ cm	$0{,}3 < \|d_{03}\| < 10$ cm
$\sigma_1 < 0{,}1$ cm	$\sigma_2 < 0{,}1$ cm	$\sigma_3 < 0{,}1$ cm
$p_{t1} > 0{,}1$ GeV/c	$p_{t2} > 0{,}3$ GeV/c	$p_{t3} > 0{,}1$ GeV/c
$\|z_{01}\| < 50$ cm	$\|z_{02}\| < 50$ cm	$\|z_{03}\| < 50$ cm
$\sigma z_1 < 20$ cm	$\sigma z_2 < 20$ cm	$\sigma z_3 < 20$ cm
$nh_1 > 24$	$nh_2 > 24$	$nh_3 > 24$

Λ	Ξ^-	Géométrie
$0 < \Delta\phi_\Lambda < 20$ °	$0 < \Delta\phi_\Xi < 15$ °	$6 < dxy_{02} < 35$ cm
$0 < \|d_{0\Lambda}\| < 5$ cm	$0 < \|d_{0\Xi}\| < 0{,}5$ cm	$\|dvz_{12}\| < 30$ cm
$cos(\theta^*_\Lambda) < 0{,}8$	$0 < dxy_{01} < 15$ cm	$\|dvz_{\Lambda 3}\| < 30$ cm
$0 < dxy_{12} < 20$ cm		$\|d_{0\Xi}\| < \|d_{0\Lambda}\|$
$(1{,}106 < \mathrm{M}_\Lambda < 1{,}126)$ GeV/c^2		

TAB. 5.2 – *Variables et coupures utilisées pour la reconstruction du Ξ^-.*

5.4 Les différentes sources de bruit de fond

5.4.1 Les Λ primaires

La source de bruit de fond majeure dans les données provient de la présence de Λ primaires. Nous avons vu que différents modèles théoriques prédisent un rapport $P(\Lambda)/P(\Xi^-)$ de l'ordre de 1000 pour les collisions centrales ($b <$ 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV (chapitre 2, section 2.3.2.3). Ainsi, lors de la reconstruction du Ξ^-, il est aisé de confondre un Λ secondaire (issu de la désintégration du Ξ^-) avec un Λ primaire surpeuplant la première phase de la combinatoire. La reconstruction suivante est susceptible de créer un "faux" pic.

Nous considérons un pion π_1 et un proton p comme produits de décroissance d'un Λ réel (noté par le couple (π_1, p)). Soit un pion π_n, correspondant à un pion de l'événement autre que π_1, que nous utilisons pour reconstruire un Ξ^- candidat (noté $(\pi_1, p)\pi_n$). La combinaison échangeant les pions π_1 et π_n au niveau de la reconstruction de la masse invariante du Ξ^- $((\pi_n, p)\pi_1)$ crée un signal corrélé avec une masse d'environ 1,29 GeV/c^2. Le couple proton du Λ et π^- du Λ associé au Ξ^- candidat est responsable de la création de ce "faux" pic.

Cette topologie n'est pas reproduite par la méthode des événements mixés. En effet, pour évaluer le bruit de fond, nous reconstruisons un Λ dans un événement et nous le mixons avec un pion venant d'un autre événement. Nous ne pouvons donc pas avoir de corrélation entre le proton du Λ et le pion du Λ associé au Ξ^- candidat.

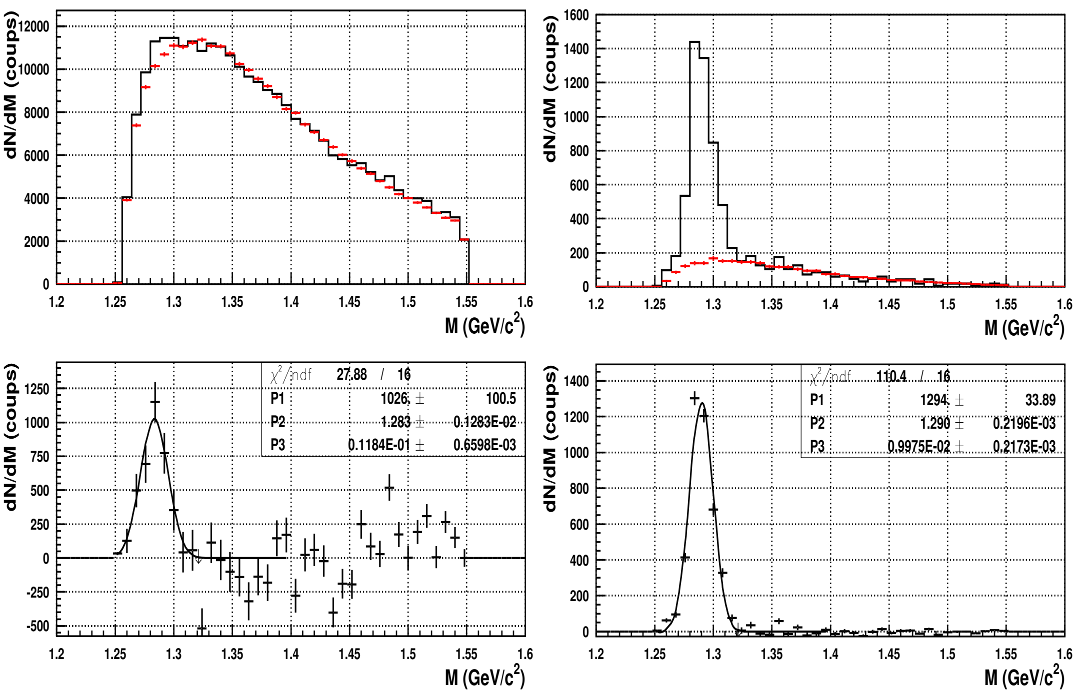

FIG. 5.6 – *Spectres en masse invariante du Ξ^- à partir d'une simulation Λ+IQMD. Partie gauche : coupures "ouvertes" appliquées aux variables du tableau 5.2. Partie droite : contrainte appliquée à la sélection du pion π_3 (voir texte). La combinatoire et le bruit de fond sont représentés respectivement par la ligne en trait plein et par les croix (haut). Le résultat après soustraction des deux distributions (bas) est ajusté par une gaussienne.*

La figure 5.6 représente les spectres en masse invariante des Ξ^- obtenus avec la simulation Λ+IQMD dans les deux cas suivants :

- les coupures appliquées aux variables du tableau 5.2 ont été "relachées" (figure 5.6, partie gauche) ;
- nous avons spécifié de ne prendre comme pions venant de la décroissance du Ξ^- candidat que des pions venant de la décroissance d'un Λ ($\pi_3 \rightarrow \pi_1$). C'est la topologie de reconstruction du "faux" pic (figure 5.6, partie droite).

Les distributions après soustraction du bruit de fond sont ajustées par une gaussienne (bas). Le spectre en masse invariante avec coupure lâche (gauche) présente un important signal centré à $\sim$ 1,29 GeV/c^2. Pour finir de se convaincre de la topologie de reconstruction responsable de ce "faux" pic, nous avons utilisé une condition sur la nature des pions π_3 comme cela a été mentionné précédemment. Après soustraction des deux distributions nous obtenons un signal centré à 1,29 GeV/c^2 (figure 5.6, bas, droite).

Ainsi, le "vrai" signal de Ξ^-, centré sur sa masse nominale (1,321 GeV/c^2), pourrait être fortement pollué par le "faux" pic. Afin de minimiser cette composante nous avons appliqué des coupures plus fortes sur les variables discriminantes (illustrées dans le tableau 5.2). En imposant une limite inférieure à la distance entre la trace du Λ et le vertex primaire ($|d_{0\Lambda}| > |d_{0\Xi}|$), nous rejetons un grand nombre de Λ primaires, et donc nous limitons cette mauvaise topologie de reconstruction dans la combinatoire.

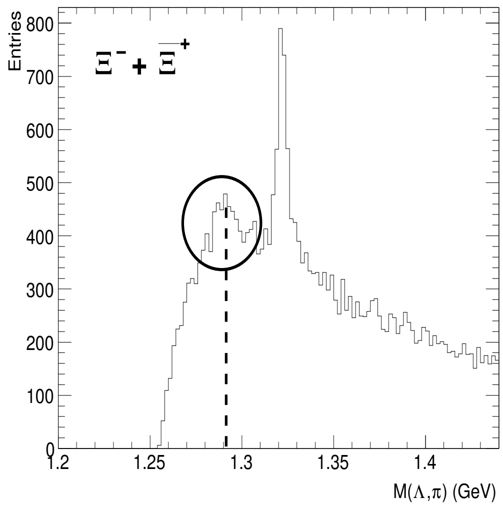

FIG. 5.7 – *Spectre en masse invariante des $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ mesuré par la collaboration NA49 pour des collisions Pb+Pb à 30 AGeV [171]. Nous avons entouré le "faux" pic centré sur la masse de 1,29 GeV/c^2 .*

Enfin, la création du "faux" signal dans l'analyse des Ξ^- n'est pas propre aux données de FOPI, elle peut être observée avec les données des collaborations NA49 [171] et STAR [147]. Un exemple est présenté sur la figure 5.7 pour des collisions centrales Pb+Pb à 30 AGeV.

5.4.2 Le multi-comptage

Le multi-comptage de candidats reconstruits dépend de la sélectivité des coupures. En effet, sans appliquer de coupures et en considérant uniquement trois traces (deux pour le Λ, une pour le Ξ^- et en excluant l'échange des pions π_1 et π_3), pour reconstruire un Λ, nous avons deux candidats potentiels puisque deux intersections de traces. Ce qui, propagé à la reconstruction de la masse invariante du Ξ^-, donne quatre signaux candidats, chaque Λ reconstruit faisant deux intersections avec la trace d'un second pion. Le lot de coupures présenté dans le tableau 5.2 a été ajusté pour limiter la sélection de plusieurs candidats par événement. La proportion des événements présentant un multiple comptage et obtenue avec ce lot de coupures représente environ 9% de la statistique totale des candidats issus des données expérimentales. La nature des candidats comptés plusieurs fois dans un même événement se décline de la manière suivante :

- le Λ secondaire est combiné deux fois avec le même pion ;
- le Λ secondaire est combiné avec deux pions π_3 différents ;
- deux candidats Ξ^- sont obtenus à partir de deux Λ différents.

Nous ne pouvons pas, parmi ces événements, distinguer un vrai candidat d'un faux candidat. Pour palier à ce biais, les événements présentant des topologies de reconstruction à multiples comptages sont tout simplement rejetés.

5.4.3 Les intersections de traces

La sélection du pion π_3 dans l'évaluation du bruit de fond est faite en utilisant un autre événement que celui considéré dans la combinatoire. Ainsi, l'environnement du pion π_3, à savoir la densité de traces de l'événement, peut être totalement différent pour l'événement courant (combinatoire) et pour celui utilisé pour évaluer le bruit de fond. Les caractéristiques propres à la particule, comme par exemple le nombre de coups par trace (nh), seraient alors différentes pour les deux pions π_3 retenus dans la combinatoire et dans le bruit de fond. Nous rejetons donc tous les candidats de la combinatoire et du bruit de fond lorsque la trace d'un π_3 croise la trace du pion et/ou du proton d'un Λ candidat, dans le volume sensible de la CDC.

Maintenant que nous avons considéré les étapes nécessaires à la reconstruction du Ξ^- et à l'évaluation du bruit de fond, les prochaines sections sont dédiées à la présentation et à la discussion des résultats.

5.5 Signal des données expérimentales et simulées

La figure 5.8 présente les spectres en masse invariante issus des données simulées (gauche) et expérimentales (droite) obtenus avec le lot de coupures du tableau 5.2. Le bruit de fond a été normalisé dans le domaine en masse $1{,}4\ \mathrm{GeV}/c^2 < M_{\Xi^-} < 1{,}7\ \mathrm{GeV}/c^2$.

Le résultat de l'ajustement gaussien après soustraction du bruit de fond est reporté directement sur les figures avec : la valeur moyenne, l'écart-type, le nombre d'entrées, le rapport signal sur bruit de fond et la significance (à 2 σ autour de la masse nominale

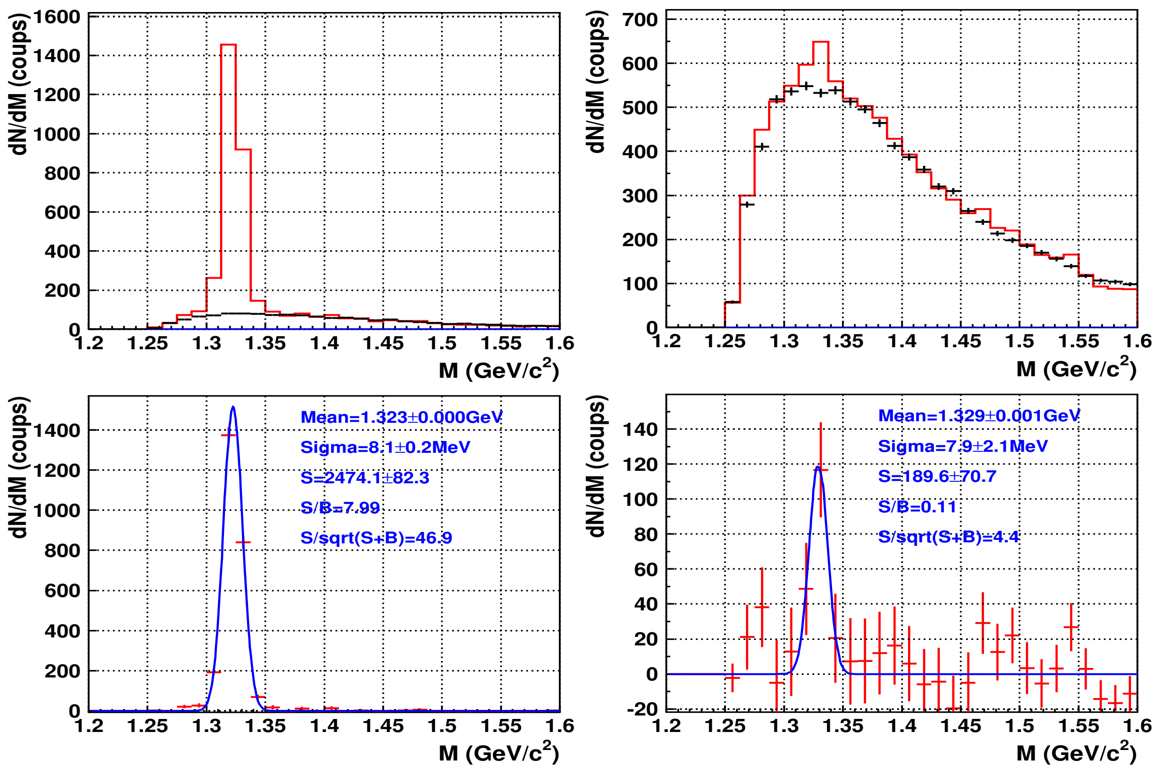

FIG. 5.8 – *Spectres en masse invariante des Ξ^- obtenus avec la simulation (gauche) et avec les données expérimentales (droite) pour des collisions centrales Ni+Ni à 1,93 AGeV et avec le lot de coupures du tableau 5.2. La combinatoire est représentée par les histogrammes en traits pleins, le bruit de fond par les tirets. La distribution du signal pur après soustraction du bruit de fond (bas) est ajustée par une gaussienne.*

du Ξ^-). Nous remarquons que le bruit de fond est pratiquement nul dans la simulation. Cela est dû au fait que nous avons un Ξ^- par événement et aucun Λ primaire. Le signal obtenu à partir des données simulées est décalé par rapport à la masse nominale du Ξ^- (1,321 GeV/c^2). Nous observons la même tendance mais plus prononcée avec les données expérimentales. La valeur moyenne passe de 1,323 GeV/c^2 pour la simulation à 1,329 GeV/c^2 pour les données. Cet effet n'est pas totalement compris à l'heure actuelle mais il pourrait venir d'une décalage de la masse des Λ reconstruits en fonction des coupures sur les variables d_0 [172]. Les largeurs du signal que nous obtenons avec les données expérimentales et la simulation sont consistantes lorsque nous tenons compte des barres d'erreurs. Nous obtenons à partir des données expérimentales un signal de 190 $\pm$ 70 entrées pour $56{\cdot}10^6$ événements analysés. L'erreur statistique de notre mesure est de 37%. Le rapport signal sur bruit de fond est de 11%. Enfin, la significance est de 4,4. Il faut noter que cette quantité dépend en particulier du choix du nombre de canaux que nous utilisons dans notre représentation des spectres en masse invariante et du domaine en masse que nous considérons pour normaliser le bruit de fond. Cela entraîne une variation de la significance de l'ordre de 20%. Nous avons vu dans le chapitre 4 (section 4.3), qu'une significance inférieure à 5 ne permet pas d'affirmer de manière claire si nous sommes en présence d'un signal réel ou de fluctuations statistiques [167]. Le résultat de notre mesure nous place à la limite de cette considération.

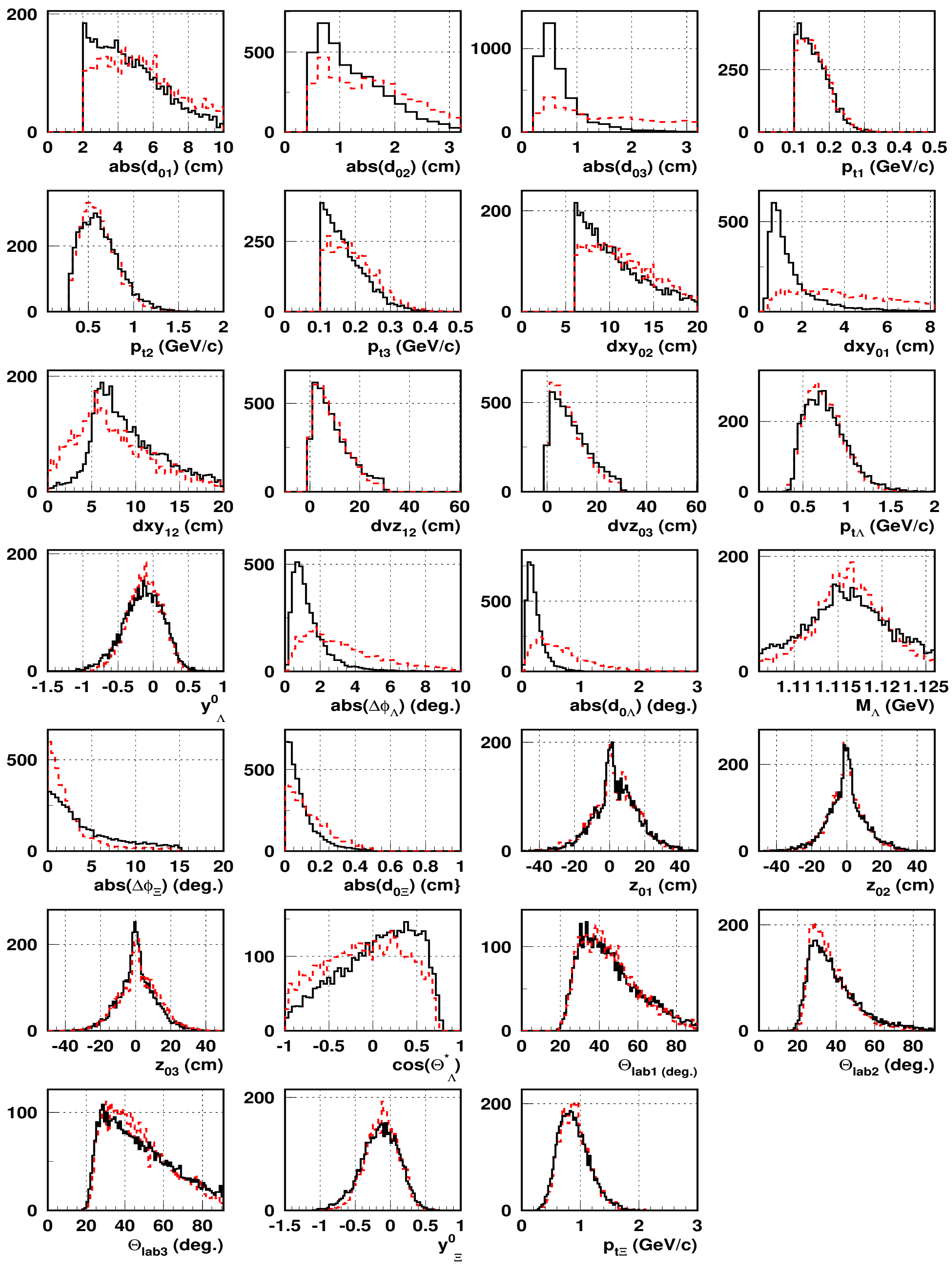

Fig. 5.9 – Comparaison entre le signal obtenu avec la simulation (tirets) et le bruit de fond obtenu avec les données expérimentales (traits pleins) pour une sélection sur la masse invariante des Ξ^- de 1,31 GeV/c^2 < M_{Ξ^-} < 1,335 GeV/c^2 et avec le lot de coupures du tableau 5.2.

Afin de tester la validité des coupures effectuées, nous allons maintenant comparer les variables discriminantes issues des données et de la simulation qui sont utilisées pour reconstruire le Ξ^-. Cette comparaison est représentée sur la figure 5.9 pour les distributions issues du signal simulé (tirets) et pour le bruit de fond (traits pleins) issu des données expérimentales. Pour cette comparaison, nous avons appliqué une coupure sur la masse invariante du Ξ^- telle que : 1,31 GeV/c^2 $< M_{\Xi^-} <$ 1,335 GeV/c^2. Nous nous sommes servis de ce type de comparaison afin d'optimiser les valeurs des coupures que nous employons (lot de coupures du tableau 5.2), avec comme objectif de minimiser le bruit de fond tout en gardant un signal conséquent. Nous pouvons difficilement appliquer des coupures plus fortes sur les variables discriminantes sans rejeter aussi du signal, comme le suggère les distributions présentées sur la figure 5.9. En conséquence, la significance que nous avons obtenu avec le lot de coupures du tableau 5.2 est difficilement améliorable.

Notre mesure expérimentale ne permet pas d'affirmer clairement la mise en évidence d'un signal. Nous pouvons en revanche tester la stabilité du signal que nous avons obtenu.

5.6 Etude de la stabilité du signal de Ξ^-

Nous allons procéder dans cette section à une série de tests destinés à valider la mesure expérimentale d'un signal réel. Nous étudierons d'abord la répartition du signal en fonction de la statistique des événements analysés. Nous testerons ensuite notre reconstruction en fonction de coupures sur la masse invariante du Λ. Enfin, nous terminerons cette étude par une vérification de l'effet des coupures du tableau 5.2 sur des données simulées.

5.6.1 Stabilité du signal en fonction du nombre d'événements

Nous devons nous assurer que la statistique du signal des données est répartie de manière homogène sur l'ensemble des événements analysés. Pour ce faire nous avons divisé la statistique en deux. Cette vérification est purement qualitative. En effet, lorsque nous considérons l'ensemble des événements analysés, le nombre d'entrées dans le signal est faible et les erreurs statistiques dominent notre mesure.

La figure 5.10 présente les résultats de cette étude pour la masse invariante des Ξ^- reconstruits à partir de la première (gauche) et seconde (droite) partie de la statistique des événements analysés. Chaque partie de la statistique représente environ $28{\cdot}10^6$ événements. Les résultats après soustraction du bruit de fond sont reportés, pour les deux analyses, sur le bas de la figure.

Nous remarquons que les candidats se répartissent uniformément suivant la statistique des événements analysés. Le nombre d'entrées du signal est du même ordre de grandeur dans les deux analyses. La somme des entrées des deux signaux correspond, en valeur moyenne, au nombre d'entrées de notre signal de référence. Notons que d'importantes fluctuations apparaissent dans les spectres en raison de la faible statistique des candidats retenus. C'est pourquoi les ajustements gaussiens donnent des largeurs qui ne correspondent pas à celles escomptées et, au niveau de statistique où nous nous

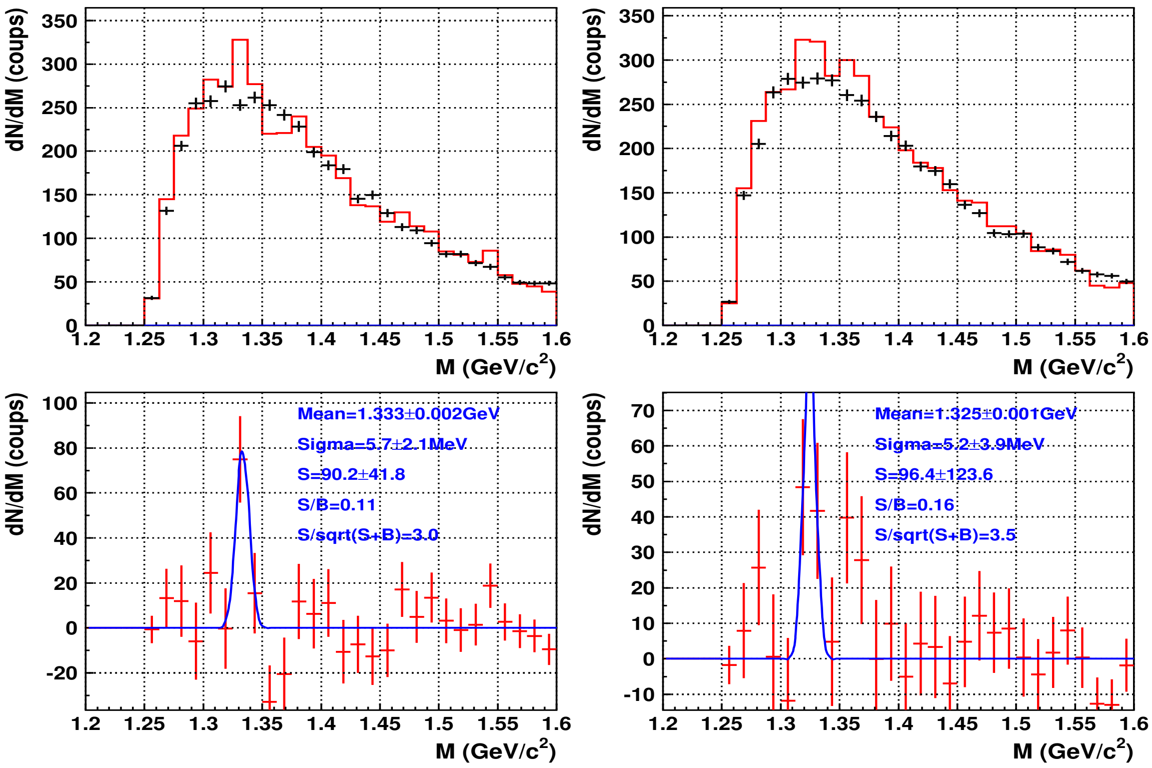

FIG. 5.10 – *Spectres en masse invariante obtenus avec les données expérimentales pour la première moitié (gauche) et seconde moitié (droite) de la statistique des événements analysés. La combinatoire est représentée par les histogrammes en traits pleins, le bruit de fond par les tirets. La distribution du signal pur après soustraction du bruit de fond (bas) est ajustée par une gaussienne.*

plaçons, l'interprétation de ces spectres reste limitée.

5.6.2 Effets des coupures sur du bruit de fond

Nous avons testé notre reconstruction en ne sélectionnant que du bruit de fond au niveau des Λ. Ceci dans le but d'établir si, dans les données, nous reconstruisons des Ξ^- à partir de faux Λ. La sélection en masse des Λ est telle que :

$(1{,}096 < M_\Lambda < 1{,}106)$ GeV/c^2 $\cup$ $(1{,}126 < M_\Lambda < 1{,}136)$ GeV/c^2.

Ce domaine en masse exclut celui que nous considérons avec le lot de coupures du tableau 5.2. La figure 5.11 présente le spectre en masse invariante des Ξ^- reconstruits à partir des données et avec cette nouvelle sélection en masse des Λ.

Nous constatons une absence totale de signal de Ξ^-. Le lot de coupures du tableau 5.2 ne crée donc pas de faux signal à partir des données. Ce résultat est donc en faveur de la mise en évidence d'un signal dans les données expérimentales.

Avec le grand nombre de variables utilisées pour la reconstruction du Ξ^- et les coupures très restrictives que nous y appliquons, nous pourrions créer une structure artificielle au niveau de la masse nominale du Ξ^-. Une dernière étape de validation du signal consiste donc à appliquer le lot de coupures du tableau 5.2 à une simulation ne comprenant que du bruit de fond. C'est pourquoi nous avons testé le lot de coupures

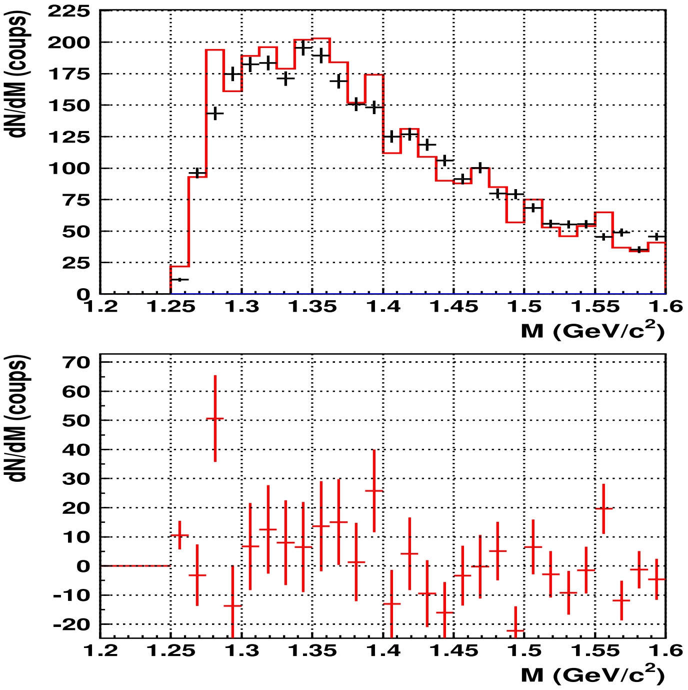

FIG. 5.11 – *Spectre en masse invariante des Ξ^- reconstruits à partir des données et pour une sélection en masse des Λ : (1,096 < M_Λ < 1,106) GeV/c^2 $\cup$ (1,126 < M_Λ < 1,136) GeV/c^2. La figure du haut présente la combinatoire (traits pleins) et le bruit de fond (croix). Le résultat après soustraction du bruit de fond est présenté sur la figure du bas.*

du tableau 5.2 sur des fichiers de simulation Λ+K_S^0+IQMD. Le résultat est présenté sur la figure 5.12 (partie gauche).

Nous ne mettons pas en évidence de signal centré sur la masse nominale des Ξ^-. Nous remarquons aussi un excès de coups dans la région en masse centrée à 1,29 GeV/c^2. Nous en avons vu l'explication dans la section 5.3.1.

Nous avons reporté le spectre de masse invariante de référence issu des données sur la partie droite de la figure. La statistique de bruit de fond que nous avons autour de la masse nominale du Ξ^- pour les données simulées et expérimentales est du même ordre. On identifie clairement, sur le spectre issu des données, la structure située à gauche du signal de Ξ^- (les trois premiers canaux à partir de 1,25 GeV/c^2). Les tendances de cette structure sont tout à fait comparables avec celles que nous obtenons avec la simulation. Cependant l'amplitude du "faux" pic dans les données est beaucoup moins marquée. Ceci s'explique par le fait que pour la simulation le nombre de Λ et de K_S^0 est surestimé. En effet, nous avons considéré le même nombre de Λ et de K_S^0 par événement. Or dans les collisions Ni+Ni le rapport estimé et mesuré $P(\Lambda + \Sigma^0)/P(K_S^0)$ est de l'ordre de 2,7 (voir chapitre 6, section 6.1.3 pour plus de détail). En d'autres termes la présence d'un pion venant de la désintégration d'un K_S^0 est surestimée d'un facteur 2,7. Cette surestimation favorise donc la création d'un "faux" pic. Or, nous voyons que même en surestimant le nombre de particules secondaires par événement, nous n'avons pas de contribution du "faux" pic autour de la masse nominale du Ξ^-. On peut donc conclure que le pic de Ξ^- dans les données ne provient pas de la queue de distribution du

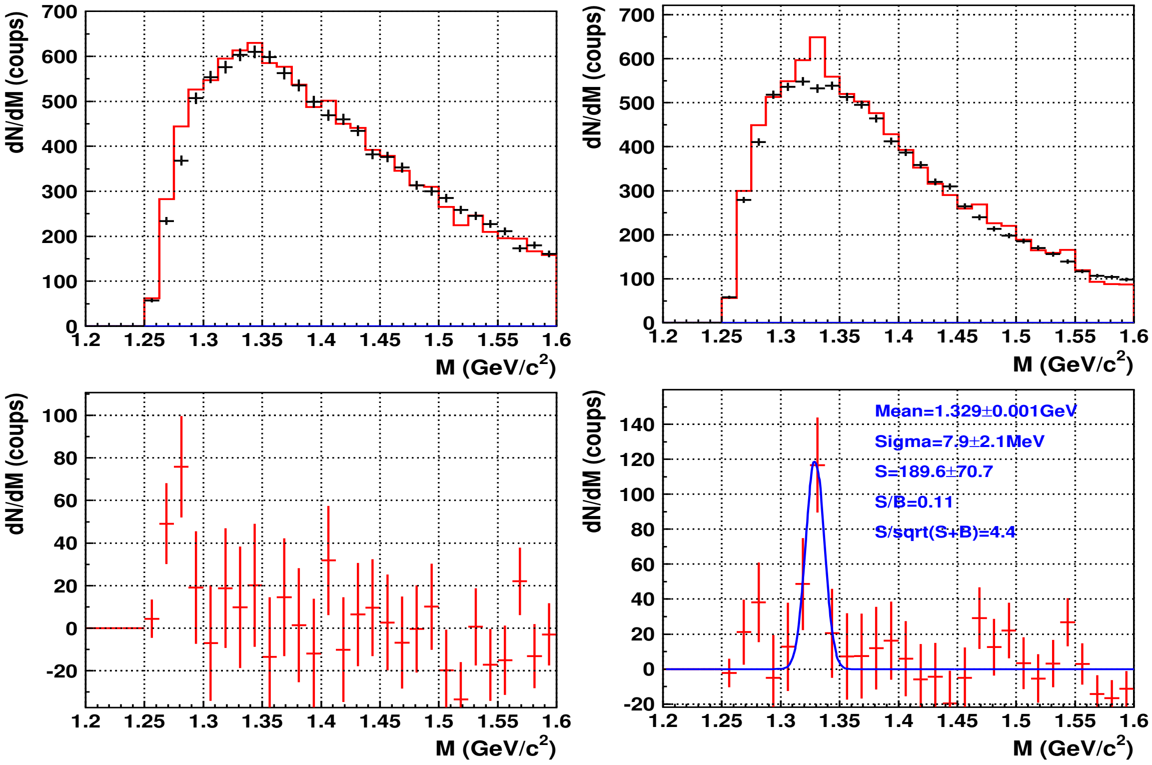

FIG. 5.12 – *Spectres en masse invariante obtenus avec les données simulées comprenant un Λ et un K^0_S par événement (gauche) et spectre en masse invariante de référence issu des données (droite, présenté sur la figure 5.8). La combinatoire est représentée par les histogrammes en traits pleins et le bruit de fond par des tirets (haut). La distribution du signal pur après soustraction du bruit de fond est présentée sur la partie basse.*

“faux” pic.

Finalement les différents tests que nous avons effectué afin d'éprouver la validité du signal reconstruit à partir des données expérimentales sont concluants. Les candidats que nous reconstruisons se répartissent de manière homogène en fonction de la statistique. Le domaine en masse des Λ que nous considérons est déterminant pour l'obtention d'un signal. Enfin le lot de coupures que nous avons utilisé ne crée pas artificiellement de signal.

Dans la prochaine section, nous discuterons des effets d'une correction d'efficacité sur notre mesure.

5.7 Taux de production des Ξ^-

Nous sommes confrontés à plusieurs problèmes dans la tentative d'une extrapolation de notre mesure à la totalité de l'espace de phases. Nous disposons d'un signal statistiquement faible et malgré les différentes constatations que nous avons pû émettre sur sa nature, ce signal est à la limite de la significance. La faible statistique de notre mesure ne permet pas de sous-diviser le signal afin d'appliquer une correction d'efficacité dans une matrice $(y^0, m_t - m_0)$, comme nous l'avons fait pour les Λ primaires. Ainsi nous devons appliquer un facteur correctif global à notre mesure pour l'extrapoler à la totalité de l'espace de phases. Ce facteur correctif serait donc appliqué de manière "aveugle" dans le sens où nous ne serions pas en mesure de vérifier les hypothèses de départ faites pour justement évaluer le facteur correctif. Pour l'analyse des Λ primaires, nous avons pu vérifier que la température de Boltzmann des Λ que nous avons mesuré était correctement reproduite par la température et le "flow" radial utilisés dans la distribution de Siemens et Rasmussen.

L'efficacité globale est déterminée à partir de la simulation. Les paramètres que nous utilisons pour générer notre signal sont d'une grande importance. Etant donné que nous ne pouvons les vérifier de manière expérimentale, nous introduisons une erreur conséquente dans la correction d'efficacité de notre mesure. Dans le cadre de l'hypothèse où les Ξ^- peuvent être reproduits par la distribution de Siemens et Rasmussen, nous avons calculé l'acceptance géométrique des Ξ^- pour différentes valeurs de température et de "flow" radial. L'acceptance géométrique signifie que nous n'avons pas utilisé le filtre GEANT pour obtenir la réponse du détecteur. Nous avons utilisé du signal pur et appliqué les coupures suivantes :

- coupures sur les angles polaires d'émission des particules afin de reproduire la couverture angulaire de la CDC ;
- coupures en d_0 et p_t (voir tableau 5.2).

La figure 5.13 présente l'évolution de l'acceptance géométrique pour différentes hypothèses de température et "flow" radial. Nous voyons que pour une température de 100 MeV l'acceptance varie d'environ 30% lorsque le "flow" radial passe de 0,2 à 0,3. Pour un "flow" radial égal à 0,3, l'acceptance varie aussi de 30% lorsque l'on fait varier la température de 100 à 120 MeV.

Nous voyons clairement qu'une variation des paramètres utilisés dans la distribution de Siemens et Rasmussen modifie de manière importante l'évaluation de l'acceptance géométrique.

Il convient aussi de s'attarder sur les différences que nous pourrions obtenir en ce qui concerne l'acceptance géométrique, avec un modèle thermique et un modèle de transport.

La figure 5.14 présente les distributions en impulsion transverse et en rapidité des Ξ^- obtenues à partir de la distribution de Siemens et Rasmussen (T = 90 MeV et β = 0,3) et du modèle de transport RVUU [155] (collisions centrales (b <4 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV). Nous voyons que les estimations des deux modèles varient de près de 10%, ce qui représente une variation de 15% sur l'acceptance géométrique.

Finalement le calcul de l'efficacité globale que nous devons appliquer à la mesure de notre signal dépend du modèle que nous utilisons pour l'évaluer. De plus si on se limite à un seul modèle, nous voyons que les hypothèses de départ ont une grande influence sur le calcul de l'efficacité de notre mesure. Avec un signal à la limite de la significance, il n'est pas possible d'extrapoler notre mesure à la totalité de l'espace de phases. L'erreur sur le calcul de la correction d'efficacité ajoutée à celle de notre mesure ne permettrait pas d'évaluer correctement le taux de production de Ξ^-. Cependant, nous avons pu mettre en évidence un excès de coups dans la région de la masse nominale du Ξ^-. Nous avons utilisé différents tests afin d'éprouver la stabilité de notre mesure et les résultats furent tous concluants. Etant donné que nous sommes juste à la limite de la mise en évidence

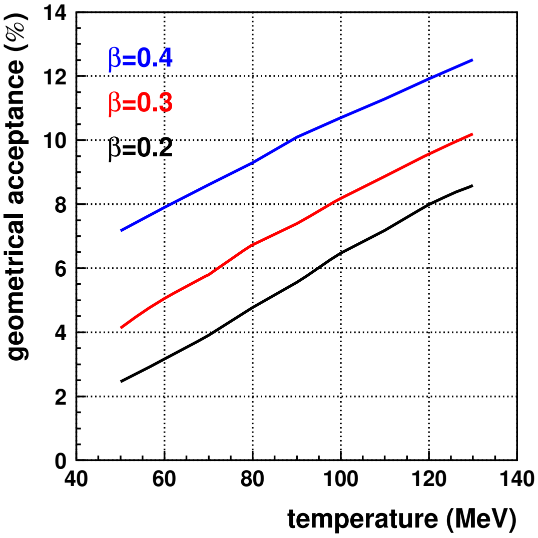

FIG. 5.13 – *Acceptance géométrique des Ξ^- calculée à partir de la distribution de Siemens et Rasmussen en fonction de la température pour trois valeurs de "flow" radial. De haut en bas les courbes sont obtenues respectivement avec un "flow" radial de 0,4, 0,3 et 0,2.*

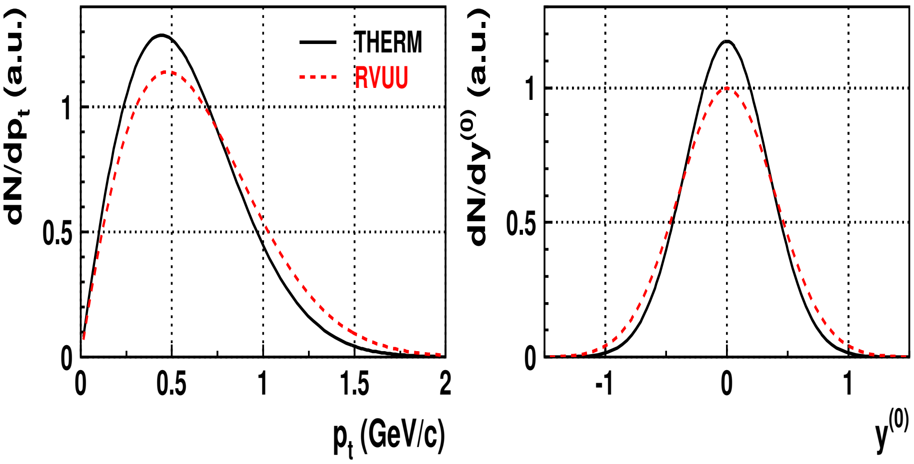

FIG. 5.14 – *Distributions en impulsion transverse (gauche) et en rapidité réduite (droite) des Ξ^- prédites par la distribution de Siemens et Rasmussen (traits pleins) et le modèle RVUU [143](tirets).*

certaine du Ξ^- aux énergies de SIS, un nombre d'événements collectés supérieur et une réduction minime du bruit de fond suffirait à la mise en évidence certaine de la production de cet hypéron. C'est l'objet de la nouvelle proposition d'expérience faite par la collaboration FOPI pour mesurer les "clusters" d'antikaons et les résonances baryoniques telles que les Ξ^- sous leur seuil de création. Les caractéristiques de cette proposition d'expérience seront discutées en fin de chapitre 6.

Chapitre 6

Interprétation des résultats

6.1 Production des Λ dans la réaction Ni+Ni à 1,93 AGeV

Cette section est dédiée à la comparaison des résultats expérimentaux obtenus pour les Λ aux prédictions de divers modèles théoriques et à des mesures expérimentales obtenues par d'autres collaborations. Nous rappelons que tous les résultats concernant notre étude ont été obtenus avec l'analyse utilisant le réseau de neurones.

6.1.1 Production des Λ dans les collisions centrales ($b <$ 3,3 fm) et prédictions des modèles de transport

Nous allons comparer les taux de production, les températures et les largeurs des distributions dN/dy^0 des Λ avec les prédictions des modèles de transport UrQMD (version 1.3) [137] et IQMD [28] incluant ou non les effets de milieu sur les kaons (noté "avec ou sans M.E."). Les prédictions des modèles de transport sont extraites de [178].

Les prédictions du modèle UrQMD dont nous disposons, ont été obtenues pour une équation d'état de la matière nucléaire dure. Ce modèle ne prend pas en compte les effets de milieu. En ce qui concerne le modèle IQMD, nous disposons de la version utilisant une équation d'état douce. Les effets de milieu sont traités par l'application d'un potentiel kaon-nucléon (voir chapitre 2, section 2.2.2). Nous avons sélectionné dans les modèles les Λ et Σ^0, puisque nous ne pouvons distinguer expérimentalement ces derniers des Λ. Dans la suite du chapitre, nous noterons Λ les particules Λ et Σ^0.

Cette comparaison est présentée pour les collisions centrales ($b <$ 3,3 fm, $\sigma_{geo} \simeq$ 350 mb) Ni+Ni à 1,93 AGeV. Les distributions expérimentales dN/dy^0 ("data") sont comparées aux prédictions des différents modèles IQMD et UrQMD sur la figure 6.1 (partie gauche). Les distributions ont été ajustées par une gaussienne et nous avons suivi la procédure détaillée dans le chapitre 4 (section 4.3) pour le calcul des taux de production. Les températures de Boltzmann (second paramètre d'ajustement de l'équation 4.11) des Λ en fonction de la rapidité, obtenues avec les modèles et les données sont reportées dans la partie droite de la figure 6.1. Nous avons ajusté ces distributions par la fonction 4.14. Les valeurs numériques des taux de production, des largeurs des distributions dN/dy^0 et des températures effectives de ces différentes

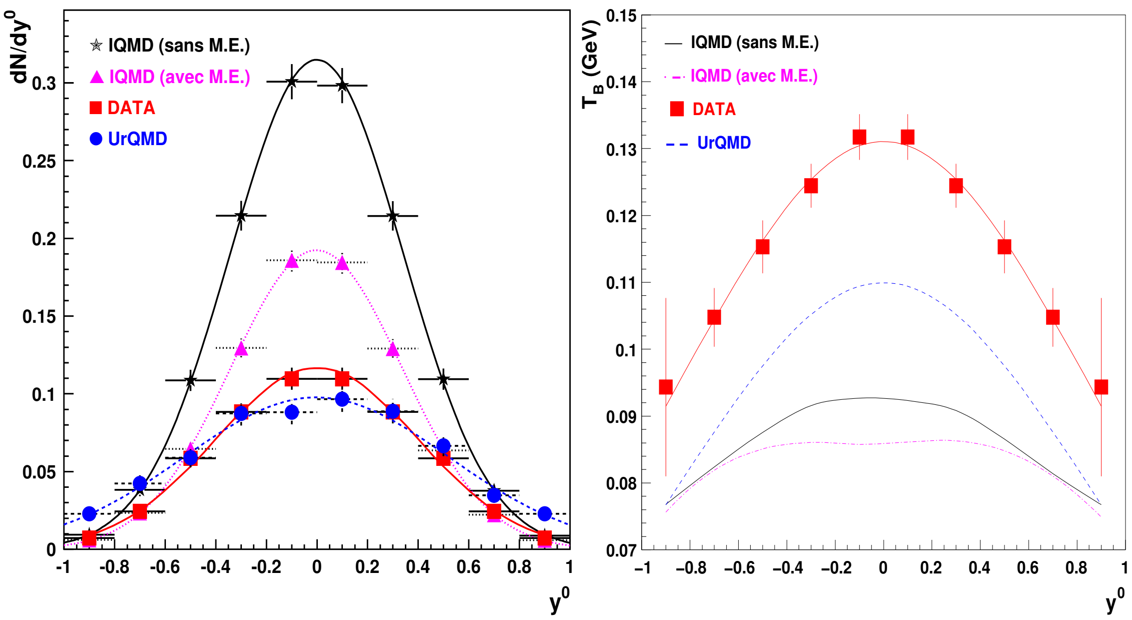

FIG. 6.1 – *Partie gauche : distributions expérimentales dN/dy^0 des Λ (carrés) et prédictions des modèles UrQMD (cercles) [137], IQMD [28] avec (triangles) et sans (étoiles) effets de milieu, pour des collisions centrales ($b <$ 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV. Partie droite : températures expérimentales de Boltzmann en fonction de y^0 des Λ (carrés) et prédictions des modèles UrQMD (pointillés) et IQMD avec (tirets) et sans (trait plein) effets de milieu.*

comparaisons sont répertoriées dans le tableau 6.1.

	$P(\Lambda + \Sigma^0)$	$\sigma(dN/dy^0)$	T (MeV)
Données	0,117 ± 0,004	0,400 ± 0,010	130,0 ± 2,5
Modèle UrQMD	0,128 ± 0,005	0,524 ± 0,020	110 ± 2
Modèle IQMD (sans M.E.)	0,268 ± 0,005	0,340 ± 0,005	95 ± 2
Modèle IQMD (avec M.E.)	0,163 ± 0,003	0,340 ± 0,005	90 ± 2

TAB. 6.1 – *Taux de production des Λ, largeurs des distributions de rapidité réduite et températures pour des collisions centrales ($b <$ 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV obtenus avec les données expérimentales et les prédictions des modèles UrQMD [137] et IQMD [28] avec ou sans effets de milieu.*

Le modèle UrQMD surestime légèrement le taux de production des Λ mesuré expérimentalement. Les différences concernant les taux de production sont pratiquement comprises dans les barres d'erreurs statistiques du modèle et les barres d'erreurs totales (statistiques et systématiques) des données. Cependant, la largeur de la distribution dN/dy^0 expérimentale est plus faible que celle prédite par le modèle UrQMD. De plus le modèle ne reproduit pas la température que nous avons mesuré.

En ce qui concerne les prédictions du modèle IQMD, nous pouvons observer la tendance inverse. Les taux de production sont largement surestimés (en particulier pour la version ne prenant pas en compte les effets de milieu) tandis que les largeurs des distributions dN/dy^0 sont plus faibles que celle mesurée expérimentalement. Lorsque le modèle prend en compte des effets de milieu sur les kaons, le taux de production des Λ diminue.

Enfin, la comparaison des températures montre que les modèles sous-estiment de manière importante la température que nous obtenons expérimentalement. Les prédictions du modèle IQMD donnent à peu près les mêmes températures que nous tenons compte ou non des effets de milieu sur les kaons.

Finalement, le modèle IQMD avec ou sans effets de milieu ne permet pas de reproduire nos résultats expérimentaux tant en terme de taux de production que de température. Le taux de production que nous avons mesuré est proche des prédictions du modèle UrQMD.

Nous avons vu que la prise en compte des effets de milieu sur les kaons entraîne une diminution du taux de production des Λ. Cette tendance s'explique par le fait que la production des Λ est liée à celle des K^+. Les K^+ subissent un potentiel répulsif, ce qui entraîne une diminution de leur taux de production due à la hausse de leur masse effective pour des densités élevées (chapitre 2, section 2.2.2). Le taux de production des Λ subit donc indirectement la même tendance.

En ce qui concerne les différences obtenues avec les deux modèles, nous avons vu que dans la version du modèle IQMD utilisée, l'équation d'état de la matière nucléaire est choisie douce (contrairement au modèle UrQMD). Il y a donc plus d'énergie fournie au système pour les processus de création de particules. Cette constatation pourrait expliquer, en partie, la surestimation du taux de production prédite par le modèle IQMD. Cependant, la matière étant plus comprimée, les valeurs des potentiels kaon-nucléon augmentent aussi (chapitre 2, figure 2.7) et donc le nombre de K^+ diminue plus fortement. Néanmoins, on s'attend à une plus forte sensibilité des K^+ à l'équation d'état de la matière nucléaire qu'aux effets de milieu aux énergies proches de leur seuil de création [116, 117].

Une autre explication pourrait venir des différentes sections efficaces de production des Λ utilisées dans ces deux modèles.

Le Λ est principalement produit, pour des énergies allant de 1 à 2 AGeV, via les réactions [179, 180] :

$$B + B \rightarrow B + \Lambda + K^+ \qquad et \qquad \pi + B \rightarrow \Lambda + K^+ \tag{6.1}$$

B représente un nucléon (N) ou la résonance $\Delta(1232)$ lorsque qu'on considère le modèle IQMD. Le modèle UrQMD fait intervenir en plus la résonance N*(1440) dans les processus de création des particules (d'autres résonances lourdes sont prises en compte mais à l'énergie où nous nous plaçons, leur poids dans les calculs de taux de production reste faible [33]).

Il a été montré que les Λ sont produits majoritairement dans les canaux N+$\Delta \rightarrow \Lambda$ plutôt que N+N $\rightarrow \Lambda$ [33, 181, 182] (ici N représente un nucléon ou un pion). Environ 60% des Λ sont créés via la réaction N+Δ, 25% via les réactions Δ+Δ et seulement 15% des kaons et Λ viennent des processus N+N. Les Δ ont une masse plus importante que les nucléons. Ainsi, pour de faibles énergies incidentes, les collisions N+Δ pour la création de l'étrangeté deviennent prépondérantes par rapport aux collisions nucléon-nucléon. Le temps de vie des Δ et leur nombre aura donc une grande influence sur la prédiction des taux de production du Λ.

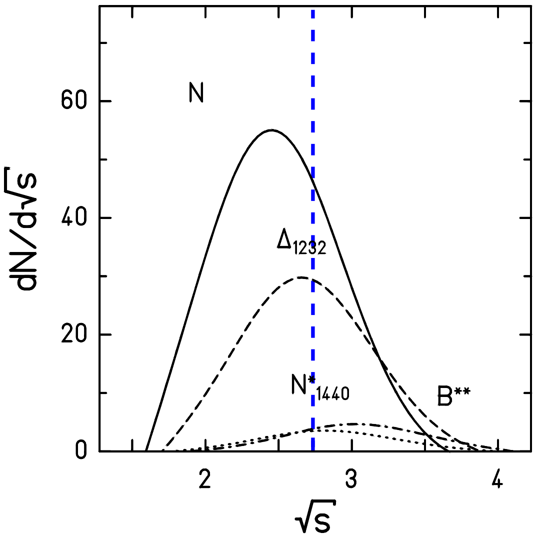

FIG. 6.2 – *Fonction d'excitation des taux de production des nucléons et des résonances prédite par le modèle RQMD [33] pour les collisions Ni+Ni. Les nucléons (N) sont représentés par une courbe en trait plein, les résonances Δ, N^* et B^{**} respectivement par des tirets, pointillés et tirets-pointillés. La ligne verticale représente l'énergie du centre de masse pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV.*

Nous avons vu que le modèle UrQMD prend en compte la résonance N^*, mais aussi d'autres résonances lourdes [33]. La figure 6.2 présente le taux de production des particules intervenant dans les processus de création des Λ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse pour des collisions Ni+Ni. Ce spectre correspond aux prédictions du modèle RQMD [33]. L'énergie du centre de masse à laquelle nous nous plaçons pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV est de 2,67 GeV. Nous voyons que, pour cette énergie (ligne verticale sur la figure), la production des résonances Δ et N^* est pratiquement à son maximum. Nous avons vu que les processus faisant intervenir la résonance Δ sont déterminants pour évaluer le taux de production des Λ. L'énergie totale du système étant fixée, la production des résonances N^* va se faire au dépend de l'énergie associée à la production de Δ dans le modèle UrQMD. Ainsi la prise en compte ou non de la résonance N^* va modifier le taux de production des Λ. Cette constatation pourrait être une seconde explication (en plus des différentes compressibilités utilisées) de la baisse du taux de production de Λ, observée entre les prédictions du modèle IQMD (utilisant les résonances Δ) et celle du modèle UrQMD (utilisant les résonances Δ et N^*). Cette explication a été retenue pour l'interprétation des différences entre les π^0 (venant pour une partie de la désintégration du Δ) mesurés par la collaboration TAPS [183] et les prédictions des modèles UrQMD et IQMD [33].

En terme de particules utilisées pour le calcul des sections efficaces de création des Λ, le modèle UrQMD [33] est plus complet, et c'est avec ce dernier que nous obtenons une estimation du taux de production des Λ la plus proche de celle mesurée expérimentalement. Cependant, l'équation d'état est choisie dure, nous pourrions donc nous attendre, dans le cas inverse, à une surestimation du taux de production des Λ par ce modèle. Le modèle IQMD, qui utilise une équation d'état douce, surestime le taux de production des Λ, bien qu'il tienne compte des effets de milieu sur les kaons. Ainsi une version IQMD avec une équation d'état dure et la prise en compte des effets de milieu pourrait permettre une estimation du taux de production des Λ plus proche des données. Néanmoins nous pouvons conclure, au vu des estimations par les modèles des largeurs des distributions en dN/dy^0 et des températures des Λ, qu'aucun ne reproduit fidèlement toutes les tendances que nous avons observées expérimentalement.

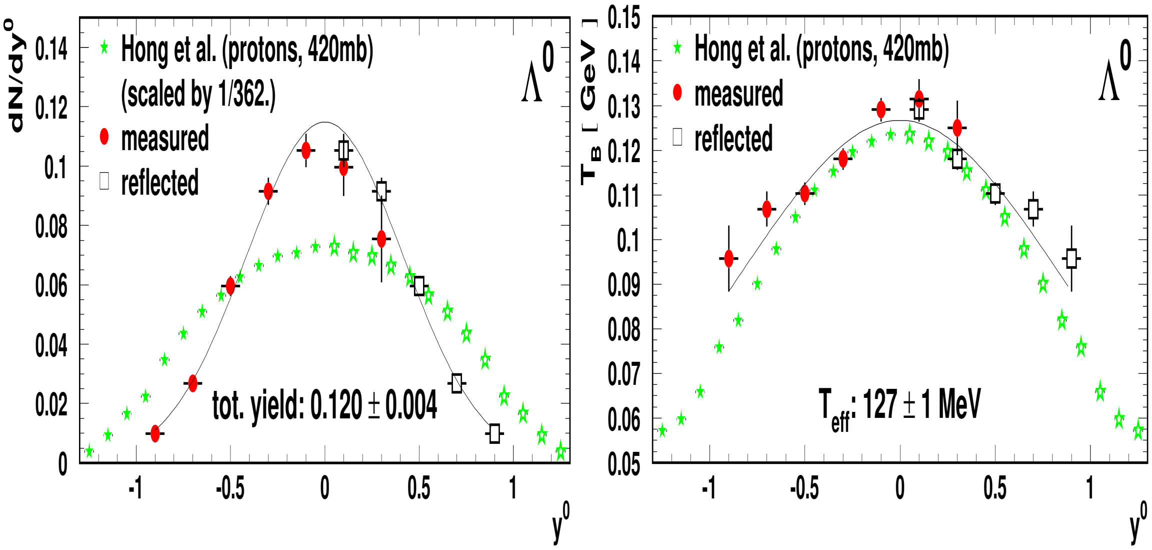

FIG. 6.3 – *Partie gauche : distributions expérimentales dN/dy^0 des Λ [184] (carrés) et des protons (étoiles) [18] pour des collisions centrales Ni+Ni à 1,93 AGeV. Partie droite : températures expérimentales de Boltzmann en fonction de y^0 des Λ [184] (carrés) et des protons [18] (étoiles).*

La figure 6.3 présente une comparaison des distributions en rapidité (gauche) et des températures (droite) des Λ et des protons [18] pour des collisions centrales Ni+Ni à 1,93 AGeV [184]. Un facteur d'échelle a été appliqué à la distribution en rapidité des protons afin de rendre la comparaison plus aisée. Les résultats concernant les Λ ont été obtenus pour une centralité de collision $b_{geo} < 3{,}3$ fm, ceux des protons pour une centralité de collision $b_{geo} < 3{,}7$ fm. Il a été cependant montré, que la température des protons varie peu pour des collisions plus centrales [18]. Nous pouvons donc comparer les distributions des deux particules. Nous observons que les protons ont la même température que les Λ pour des rapidités proches de la rapidité du centre de masse. Par contre, pour des rapidités voisines des rapidités du projectile et de la cible, les protons ont une température plus faible. Cela est dû aux protons de faibles impulsions transverses, indiquant la présence de nucléons spectateurs à la collision. De même, nous observons une différence entre les distributions en rapidité des Λ et des protons. La distribution en rapidité des protons est plus large que celle des Λ. Les interactions des protons avec la matière nucléaire spectatrice peut être une explication de la différence entre les deux distributions. Les Λ sont produits dans la boule de feu et interagissent avec le milieu nucléaire environnant, ce qui leur confère donc une largeur de distribution en rapidité plus faible.

6.1.2 Comparaison des spectres en masse transverse des Λ avec les modèles de transport

Nous avons vu lors de la précédente comparaison que les modèles UrQMD [137] et IQMD [28] ne reproduisaient pas la température effective des Λ. L'évaluation de cette température correspond à l'ajustement par la fonction 4.14 de l'inverse de la pente des spectres en $m_t - m_0$ (paramètre T_B). La figure 6.4 présente les spectres en masse transverse expérimentaux des Λ et les prédictions des modèles UrQMD et IQMD dans un domaine en rapidité réduite allant de -0,2 à 0,2 pour des collisions centrales ($b <$ 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV. Etant donné que notre mesure expérimentale se limite à la région -0,2 $< y^0 <$ 0, nous avons appliqué un facteur d'échelle de 2 au spectre en masse transverse considéré dans le domaine en rapidité réduite -0,2 $< y^0 <$ 0.

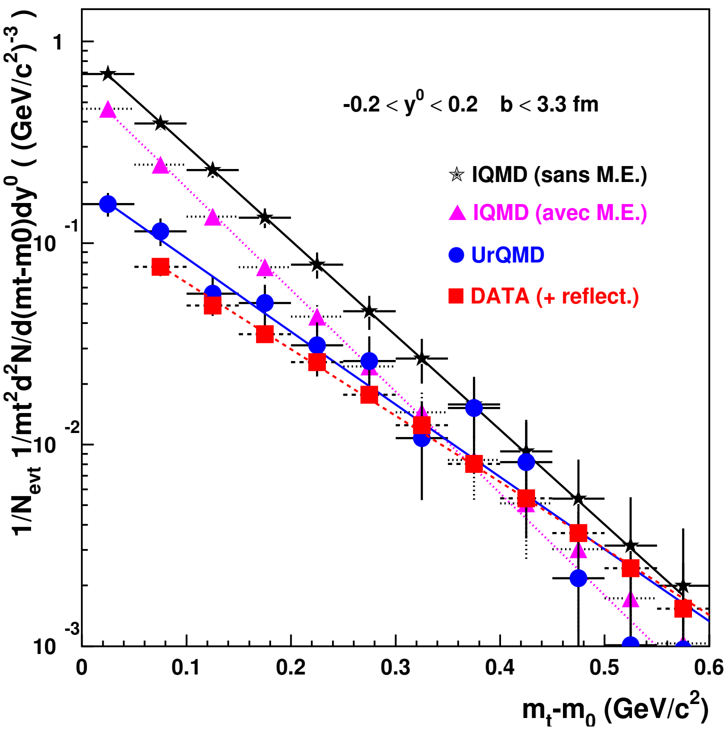

FIG. 6.4 – *Spectres en masse transverse des Λ dans un domaine en rapidité : -0,2 $< y^0 <$ 0,2 et pour des collisions centrales ($b <$ 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV. Les points expérimentaux sont représentés par des carrés. Les prédictions du modèle IQMD [28] avec et sans effets de milieu sont représentées respectivement par des triangles et des étoiles et celles du modèle UrQMD [137] par des cercles. Les lignes représentent l'ajustement des spectres en masse transverse par l'équation 4.11.*

Nous voyons que les pentes des spectres obtenues avec les modèles sont plus importantes que celle obtenue à partir des données expérimentales. On peut aussi noter la surestimation du taux de production des Λ par les modèles. Comme nous l'avions remarqué, c'est le modèle UrQMD qui est le plus proche des données expérimentales en terme de température et de taux de production. Nous disposons cependant d'une faible statistique avec ce modèle, l'interprétation du spectre en masse transverse reste donc limitée. Les spectres obtenus avec le modèle IQMD diffèrent d'une part pour l'es-

timation du taux de production, et nous en avons vu l'interprétation dans la section précédente, mais aussi pour l'estimation de la pente des distributions. Avec la version du modèle prenant en compte des effets de milieu sur les kaons, la pente des spectres en $m_t - m_0$ est plus importante (température plus faible). Cette tendance n'est pas reproduite lorsque nous considérons les spectres en masse transverse des kaons simulés avec le modèle IQMD et mesurés avec les données de la collaboration KaoS [185]. La prise en compte des effets de milieu sur les K^+ entraîne une augmentation de leur température. En effet, les particules de faibles masses transverses vont être "repoussées" dans des domaines de plus hautes énergies à cause du potentiel répulsif K^+-nucléon. Ainsi la pente de la distribution des spectres en masse transverse va s'adoucir et finalement donner une température plus importante. Nous observons la tendance inverse pour les Λ. Cependant, les différences entre les températures des Λ obtenues avec et sans effets de milieu sur les kaons sont très faibles. De plus, il est difficile d'établir une corrélation entre les effets de milieu appliqués aux kaons et les spectres en masse transverse des Λ. Enfin, nous remarquons clairement que les différences entre les données et les modèles sont très importantes pour de faibles valeurs en $m_t - m_0$, zone où nous nous attendons à une modification des spectres qui pourrait être attribuée aux effets de milieu nucléaire. En effet, plus l'impulsion de la particule est faible et plus son interaction avec le milieu est longue et donc sa propagation est modifiée de façon plus prononcée.
La version du modèle de transport proposée par Z.S. Wang [105], basée sur le modèle QMD, utilise les mêmes processus de création que ceux utilisés dans le modèle UrQMD. De plus, les effets de milieu sur les Λ sont pris en compte par l'intermédiare d'un potentiel Λ-nucléon. Enfin, l'équation d'état de la matière nucléaire est choisie douce. Nous allons donc comparer les spectres en masse transverse calculés à partir de ce modèle à nos résultats expérimentaux. Cette comparaison est présentée pour des collisions centrales ($b < 4$ fm, $\sigma_{geo} = 502$ mb) Ni+Ni à 1,93 AGeV et pour un domaine en rapidité de -0,4 $< y_{cm}/y_{proj} <$ 0,4. Le choix de la centralité et du domaine en rapidité considérés permettent de bénéficier d'une statistique suffisante, même pour de faibles valeurs en m_t. La représentation utilisée ici est différente de celle décrite précédemment. La rapidité considérée est la rapidité du Λ dans le centre de masse du système normalisée à la rapidité du projectile. De plus les spectres en masse transverse sont représentés dans le plan :

$$(m_t - m_0) \qquad et \qquad \frac{1}{2\pi m_t}\frac{d^2N}{dm_t dy}$$

La figure 6.5 présente la prédiction du modèle QMD avec effets de milieu (ligne) [105], son ajustement par la fonction de Boltzmann (tirets, $T = 115$ MeV) et son ajustement par un fonction faisant intevenir un "flow" radial $\beta = 0{,}025$ (pointillés). Les auteurs ont utilisé cette comparaison car elle permet de mettre en évidence l'existence ou non d'un "flow" radial de Λ. Contrairement à la fonction de Siemens et Rasmussen [20], la distribution utilisée ici permet de tenir compte de la composante attractive ou répulsive des particules avec le milieu [186] en modifiant le signe des termes prenant en compte le "flow" radial :

$$\frac{d^3N}{d\phi dy m_t dm_t} \sim e^{-(\frac{\gamma E}{T} \pm \alpha)}(\gamma^2 E \pm \gamma\alpha T(\frac{E^2}{p^2} + 1) + (\alpha T)^2\frac{E^2}{p^2})\frac{\sqrt{(\gamma E \pm \alpha T)^2 - m^2}}{p} \tag{6.2}$$

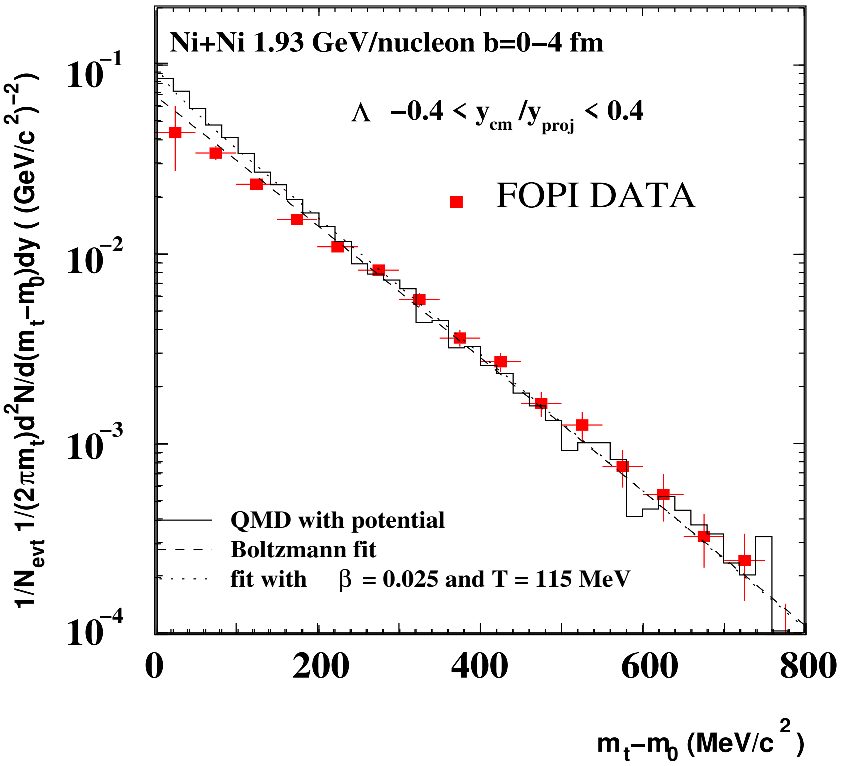

FIG. 6.5 – *Spectres en masse transverse expérimentaux des* Λ *(carrés) pour des collisions centrales (b < 4 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV et une rapidité comprise entre* $-0{,}4 < y_{cm}/y_{proj} < 0{,}4$*. Les prédictions du modèle QMD [105] avec potentiel* Λ*-nucléon (lignes) sont ajustées par les distributions thermiques de type Boltzmann (tirets) et de type Siemens et Rasmussen (pointillés).*

où $E = m_t cosh(y)$, $p = \sqrt{p_t^2 + m_t^2 sinh^2(y)}$, $\alpha = \gamma\beta p/T$ et $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$.

T représente la température et β le "flow" radial. L'équation 6.2 est utilisée pour ajuster les données du modèle QMD en introduisant un potentiel répulsif (signe $-$) ou attractif (signe $+$) des particules avec le milieu.

Les fonctions d'ajustement de la figure 6.5 sont différentes pour les faibles valeurs en m_t, permettant de distinguer s'il y a présence ou non d'un "flow" radial, puisque c'est ce paramètre qui diffère entre une distribution purement thermique et celle de type Siemens et Rasmussen. On remarque que les prédictions du modèle QMD avec effets de milieu sont correctement ajustées avec la distribution faisant intervenir le "flow" radial. La concavité de la distribution théorique des Λ, pour de faibles masses transverses, est donc due au potentiel attractif des Λ avec les nucléons [129]. En effet, les Λ ayant de hautes masses transverses vont être "attirés" vers les zones de faibles m_t. Ce comportement est exactement l'inverse de celui prédit pour les K^+, ce qui est logique puisque, pour ce dernier, le potentiel kaon-nucléon est répulsif. Si on ne tient pas compte des effets de milieu pour les Λ, alors une distribution purement thermique permet d'ajuster le spectre théorique des Λ [105].

Nous remarquons que pour des masses transverses comprises entre 200 MeV/c^2 et 800 MeV/c^2, les ajustements avec les distributions thermiques sont identiques. Ceci se comprend par le fait que plus l'impulsion de la particule est importante, moins elle est sensible aux effets du milieu nucléaire.

Finalement, nous voyons que les points expérimentaux sont correctement ajustés par la fonction de Boltzmann même pour de faibles masses transverses. Le modèle QMD avec effets de milieu [105] et son ajustement par la fonction utilisant un terme de "flow" radial ne reproduisent pas la tendance de notre distribution expérimentale. Par contre, pour des domaines allant de 200 à 800 MeV/c^2, zone où les effets de milieu sont faibles, le modèle QMD reproduit parfaitement les données expérimentales. En ce qui concerne l'estimation du taux de production par le modèle, l'accord correspond à celui déjà observé avec le modèle UrQMD. En conclusion, cette comparaison permet d'émettre, sur la base de l'observable m_t, l'hypothèse que la propagation des Λ est peu ou pas sensible aux effets du potentiel Λ-nucléon pour des collisions centrales ($b < 4$ fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV.

6.1.3 Taux de production des Λ en fonction de la centralité des collisions : prédictions théoriques et comparaisons avec d'autres résultats expérimentaux

La figure 6.6 présente une comparaison entre la dépendance en centralité des Λ mesurée expérimentalement et celle prédite par les modèles UrQMD [137] et IQMD [28] avec et sans effets de milieu. Les caractéristiques de ces modèles ont été détaillées dans la section 6.1.1. La partie haute de la figure représente le taux de production des Λ en fonction du paramètre d'impact. Nous voyons que le taux de production mesuré augmente avec la centralité de la collision, ce qui est logique puisque le nombre de nucléons participants augmente également. Le taux de production normalisé au nombre de participants (figure du bas) augmente légèrement. Les prédictions du modèle UrQMD sont en bon accord avec la tendance observée expérimentalement. Le modèle IQMD sans effets de milieu surestime les taux de production expérimentaux. De plus, avec cette version du modèle, l'augmentation du taux de production en fonction de la centralité est plus forte. Le modèle IQMD avec effets de milieu surestime aussi les taux de production mais plus faiblement et l'augmentation du taux de production en fonction de la centralité correspond à celle mesurée expérimentalement. De plus, les taux de production sont pratiquement en accord avec les données pour les collisions semi-centrales.

Nous avons vu (section 6.1.1, équation 6.1), que les Λ et les K^+ sont majoritairement produits dans les mêmes réactions. Les taux de production de ces deux particules sont directement liés et il devient donc nécessaire de s'attarder sur le comportement de leur taux de production respectif face à la centralité de la collision. On s'attend à ce que ces particules aient la même dépendance à la centralité de la collision. La collaboration KaoS a étudié la dépendance du taux de production des K^+ à la centralité des collisions Ni+Ni à 1,8 AGeV [103]. Avant d'effectuer la comparaison, nous avons appliqué un facteur d'échelle aux taux de production mesurés par la collaboration KaoS, pour nous ramener à la même énergie incidente. Il a été montré que la production des K^+ augmente avec l'énergie de faisceau (nous ne considérons ici que la valeur moyenne) suivant la relation [103] :

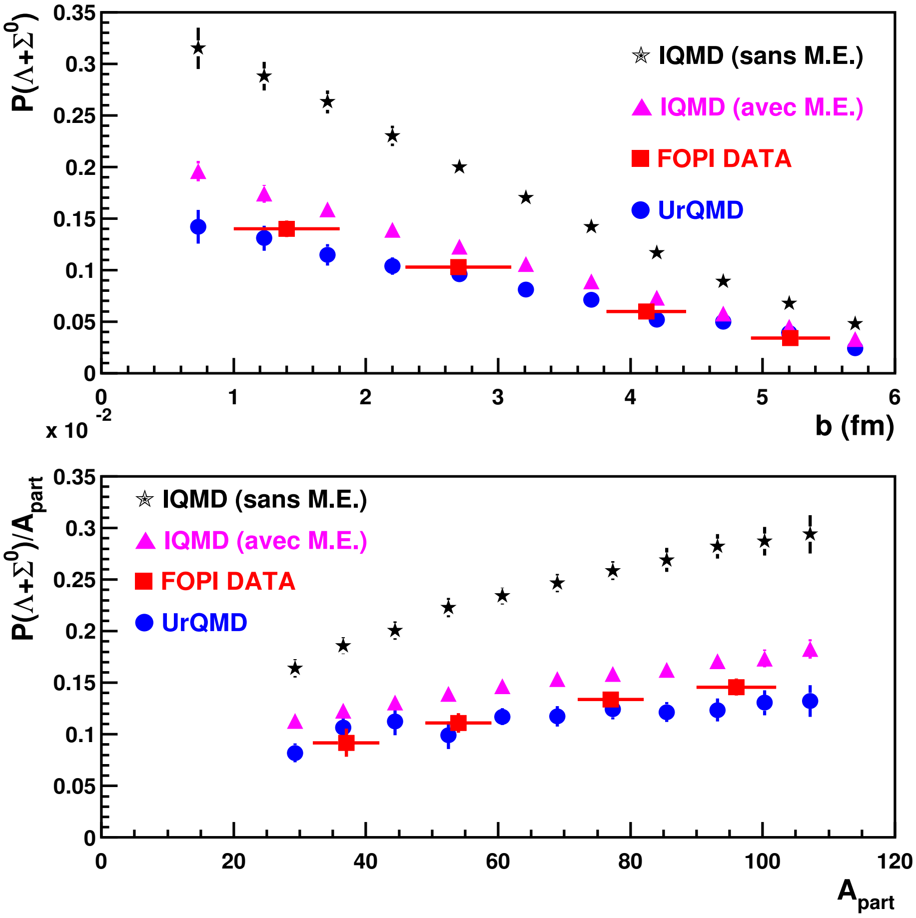

FIG. 6.6 – *Taux de production de Λ en fonction de la centralité de la collision. Les données FOPI sont symbolisées par des carrés, les prédictions du modèle UrQMD [137] par des cercles. Les prédictions du modèle IQMD [28] avec effets de milieu sont représentées par des triangles et sans effets de milieu par des étoiles.*

$$M_{K^+} \propto E_{faisceau}^{5,3}$$

Le facteur correctif K_{corr} que nous avons appliqué aux points mesurés par KaoS pour passer de l'énergie de faisceau de 1,8 AGeV à 1,93 AGeV est donc :

$$K_{corr} = \frac{(1{,}93)^{5,3}}{(1{,}8)^{5,3}} = 1{,}4$$

La figure 6.7 (partie haute) présente les taux de production des K^+, normalisés au nombre de nucléons participants, mesurés par la collaboration KaoS [103] et les prédictions du modèle UrQMD [137] pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV. Le modèle reproduit parfaitement les taux de production des K^+. La même comparaison est présentée dans la partie centrale de la figure 6.7 pour les taux de production des $\Lambda + \Sigma^0$. Dans la partie basse de la figure 6.7 nous avons calculé le rapport des taux de production $P(\Lambda + \Sigma^0)/P(K^+)$.

Nous voyons que nous obtenons une distribution en fonction du nombre de participants plate aussi bien avec les données expérimentales qu'avec les prédictions du

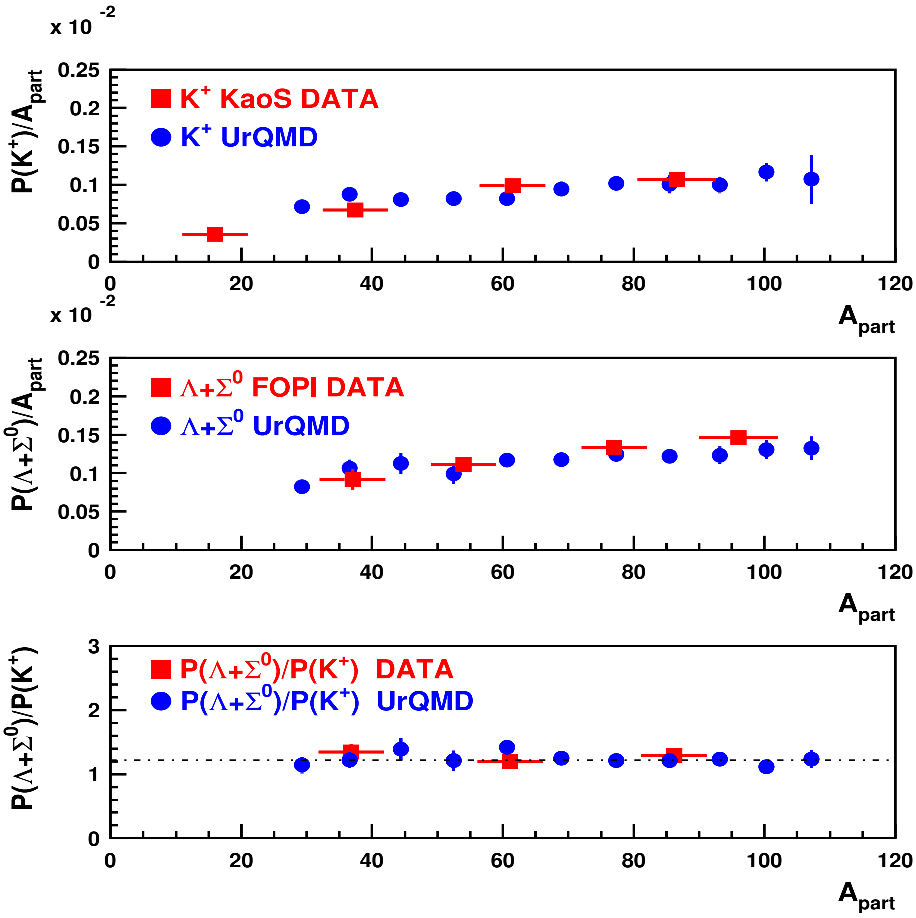

FIG. 6.7 – *Partie haute : taux de production des K^+ normalisé au nombre de participants en fonction du nombre de participants pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV, pour les données KaoS (carrés) [103] et prédictions du modèle UrQMD (cercles) [137]. Partie centrale : taux de production des Λ normalisé au nombre de participants en fonction du nombre de participants pour des collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV, pour les données FOPI (carrés) et prédictions de modèle UrQMD (cercles). Partie basse : rapport des taux de production $\frac{P(\Lambda+\Sigma^0)}{P(K^+)}$ expérimentaux (carrés) et prédictions du modèle UrQMD (cercles).*

modèle UrQMD. Nous pouvons conclure que la production des Λ et des K^+ évolue de la même façon avec la centralité de la collision.

Le rapport des taux de production vaut :

$$\frac{P(\Lambda + \Sigma^0)}{P(K^+)} = 1{,}22 \pm 0{,}2$$

Les calculs théoriques [137, 27, 12] ainsi que les mesures expérimentales [99, 102, 103] montrent que le rapport K^0/K^+ est égal à 1. La différence en masse de ces deux particules est inférieure à 1% et dans les collisions Ni+Ni le rapport N/Z est proche de l'unité. En d'autres termes nous pouvons faire l'approximation que la production des kaons se répartit en 50% de K^+ et 50% de K^0. Si nous supposons que les $\Sigma^{\pm 0}$ ont la même masse que le Λ et que nous avons une parfaite symétrie d'isospin du système (voir section 6.1.4 pour plus de détail), alors nous devrions avoir le même nombre de Λ que de $\Sigma^{\pm 0}$.

Donc si nous considérons la réaction $B + B \rightarrow B + \Lambda + K^+$, le rapport $\frac{P(\Lambda + \Sigma^0)}{P(K^+)}$ est estimé à :

$$\frac{P(\Lambda + \Sigma^0)}{P(K^+)} = \frac{0.5 + 0.5/3}{0.5} = 1{,}33$$

Cette estimation est en accord avec notre mesure expérimentale des Λ et la mesure des K^+ [103] lorsque nous tenons compte des barres d'erreurs. De plus, nous avons montré que cette quantité ne dépend pas de la centralité de la réaction. Nous pouvons aussi noter que le modèle UrQMD reproduit parfaitement les taux de production des Λ et des K^+ et leur dépendance à la centralité de la collision, sans pour autant utiliser de potentiel kaon-nucléon ou Λ-nucléon.

Nous allons maintenant confronter nos résultats à ceux obtenus par la collaboration EOS [187]. Les résultats sont présentés en fonction du paramètre d'impact sur la figure 6.8.

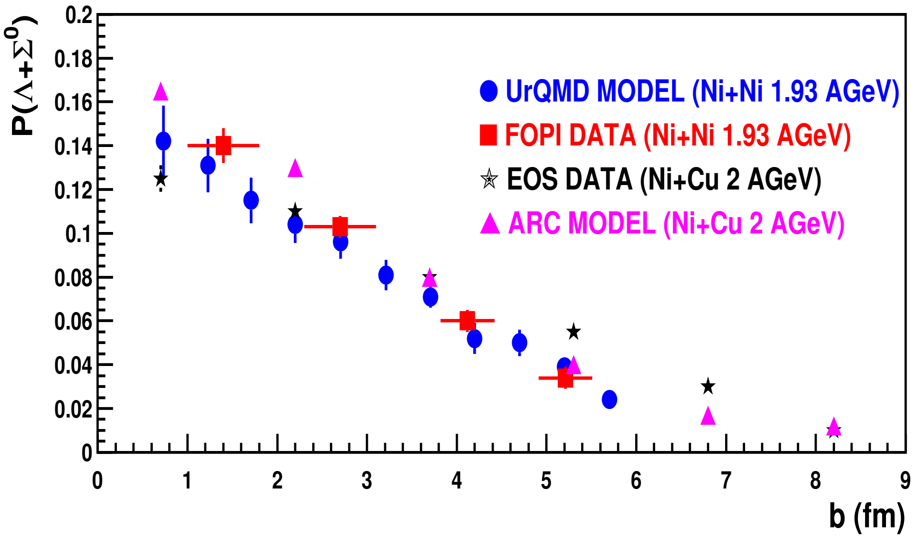

FIG. 6.8 – *Taux de production des Λ en fonction du paramètre d'impact, obtenus par les collaborations FOPI (carrés) et EOS (étoiles) [187]. Les prédictions des modèles UrQMD [137] et ARC [188] sont représentées respectivement par des cercles et des triangles.*

Les Λ reconstruits dans l'expérience EOS proviennent des collisions Ni+Cu à 2 AGeV. Ces systèmes sont pratiquement identiques, l'atome de Cuivre contenant seulement deux nucléons de plus que celui de l'atome de Nickel. En outre l'énergie cinétique des nucléons incidents est pratiquement la même : 2 AGeV pour EOS et 1,93 AGeV pour FOPI. Les prédictions des modèles ARC [188] ("A Relativistic Cascade Model") et UrQMD [137] sont aussi reportées sur la figure 6.8. Le modèle ARC reproduit avec succès les taux de production des particules dans le domaine d'énergie de l'AGS et il a été utilisé pour l'étude du "flow" dans les collisions Au+Au aux énergies de Bevalac [189]. Nous voyons que les résultats provenant de deux expériences différentes et utilisant des techniques d'analyse différentes sont en bon accord. De plus, les données expérimentales sont correctement reproduites par les deux modèles.

Dans les collisions Ni+Ni à 1,93 AGeV, nous nous plaçons au dessus du seuil de création des Λ. Nous pouvons ainsi émettre l'hypothèse que la faible augmentation du taux de production des Λ avec la centralité des collisions est aussi observée lorsque nous considérons des énergies incidentes plus élevées. Les effets de seuil observés sur la dépendance de la production des K^+ à la centralité des collisions pour des énergies incidentes allant de 1,1 à 1,93 AGeV demeurent très faibles [185]. Par contre, il est aussi probable qu'à plus haute énergie, d'autres processus de création des Λ entrent en jeu et modifient leur taux de production en fonction de la centralité de la collision.

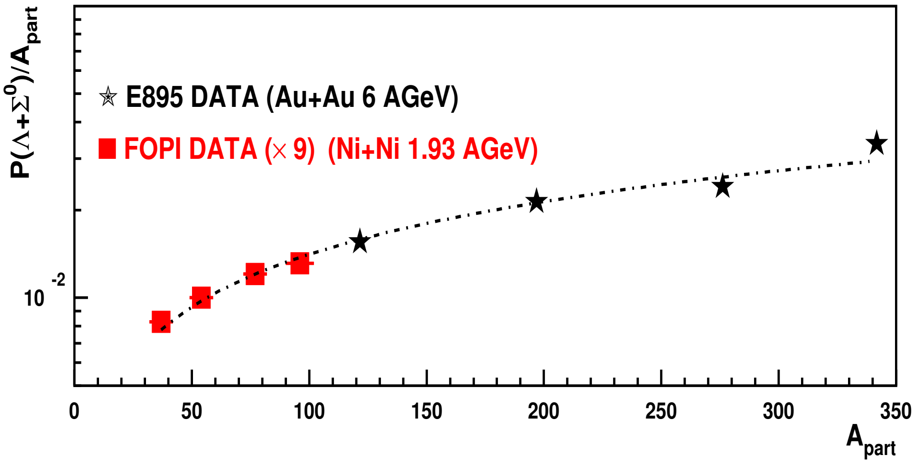

FIG. 6.9 – *Taux de production des $\Lambda + \Sigma^0$ divisé par le nombre de nucléons participants en fonction du nombre de nucléons participants. Les taux de production mesurés par la collaboration EOS pour des collisions Au+Au à 6AGeV [134] sont représentés par des étoiles et nous avons appliqué un facteur d'échelle (×9) à nos résultats (carrés). La courbe en pointillés représente l'ajustement des points par la fonction : $P(\Lambda+\Sigma^0) = A \times (A_{part})^\alpha$.*

Nous présentons maintenant une comparaison avec les données obtenues par la collaboration EOS pour des collisions Au+Au à 6 AGeV [134] (figure 6.9). Nous avons appliqué un facteur d'échelle à notre mesure (×9) afin de rendre la comparaison de l'augmentation du taux de production avec le nombre de participants plus aisée. Ce facteur d'échelle est totalement arbitraire, il permet juste de mettre en évidence la similitude des pentes des distributions. Les points expérimentaux des deux expériences ont été ajustés par la fonction :

$$P(\Lambda + \Sigma^0) = A \times (A_{part})^\alpha \tag{6.3}$$

Nous remarquons que l'augmentation des taux de production des Λ en fonction de la centralité est identique aux deux énergies incidentes que nous considérons (1,93 AGeV et 6 AGeV), le même paramètre de pente (α) suffisant à ajuster les différents points expérimentaux.

Nous obtenons comme paramètre de pente :

$$\boxed{\alpha = 1{,}6 \pm 0{,}25}$$

Nous pouvons noter que ce résultat est assez surprenant de par les natures différentes des processus de création des Λ à 1,93 AGeV et à 6 AGeV. Enfin, il est important de souligner que le paramètre de pente que nous avons obtenu correspond à celui mesuré pour la dépendance en centralité des K^+ [103, 185] (mentionné dans le chapitre 2, section 2.3.1), ce qui confirme que les Λ et les K^+ sont produits conjointement.

6.1.4 Neutralité chimique de la production d'étrangeté

Nous allons maintenant replacer les résultats concernant les taux de production des Λ dans un contexte plus général. Lors de la production de particules étranges, le nombre de quarks et d'antiquarks étranges créés au cours de la collision doit être le même, afin de conserver la neutralité de la production de l'étrangeté. Cette neutralité chimique est appelée communément la balance de l'étrangeté. Nous allons donc dresser un bilan des taux de production des particules étranges dans les collisions centrales ($b < 3{,}3\,\mathrm{fm}$) Ni+Ni à 1,93 AGeV. Nous pourrons ainsi déterminer les taux de production de particules que nous ne pouvons mesurer et ensuite confronter les résultats avec les prédictions de modèles théoriques. La conservation de l'étrangeté peut s'écrire :

$$P(s) - P(\overline{s}) = 0 \tag{6.4}$$

Le tableau 6.2 dresse l'inventaire des particules utilisées pour calculer la balance de l'étrangeté. Nous ne prenons pas en compte le méson ϕ pour ce calcul. Cette résonance est composée des quarks $(s\overline{s})$, donc de part sa composition chimique, elle "s'auto-balance". De plus, les particules étranges ayant un très faible taux de production comme le Ξ^- ne sont aussi pas pris en compte dans le calcul.

Particules et teneur en quarks	Taux de production
K^+ $(u\overline{s})$	$P(K^+) = 0{,}085 \pm 0{,}01$
K^0 $(d\overline{s})$	$P(K^0) = 0{,}085 \pm 0{,}01$
$K^-(\overline{u}s)$	$P(K^-) = 0{,}003 \pm 0{,}001$
$\Lambda + \Sigma^0(uds)$	$P(\Lambda + \Sigma^0) = \mathbf{0{,}117 \pm 0{,}004}$
$\overline{K}^0$ $(\overline{d}s)$	non mesuré
Σ^+ (uus)	non mesuré
Σ^- (dds)	non mesuré

TAB. 6.2 – *Particules prises en compte pour le calcul de la balance de l'étrangeté. Les taux de production sont extraits de [99, 102, 103, 185] et de la présente étude.*

Les taux de production des trois particules $\overline{K}^0$, Σ^+ et Σ^- ne sont pas mesurés expérimentalement. En ce qui concerne le $\overline{K}^0$, son taux de production est estimé égal ou du même ordre de grandeur que le taux de production des K^-, de par sa composition en quarks et comme cela a été observé pour les K^+ et les K^0. La balance de l'étrangeté va permettre dans le cas présent d'évaluer le taux de production des Σ^+ et des Σ^-. Ces deux particules se désintègrent au niveau de la cible. Il est ainsi difficile de distinguer leurs produits de décroissance avec les particules créées au vertex primaire. De plus, les produits de désintégration $(p\pi^0)$ et $(n\pi^-)$ ne sont pas mesurables avec le détecteur

FOPI de part la neutralité électrique du neutron et la désintégration du π^0 en deux photons.

En considérant les particules du tableau 6.2, l'équation 6.4 peut s'écrire sous la forme :

$$P(\Sigma^+) + P(\Sigma^-) + P(\Lambda + \Sigma^0) + 2P(K^-) - P(K^+) - P(K^0) = 0 \tag{6.5}$$

En isolant les $\Sigma^\pm$ il vient :

$$P(\Sigma^+) + P(\Sigma^-) = P(K^+) + P(K^0) - 2P(K^-) - P(\Lambda + \Sigma^0) \tag{6.6}$$

Finalement en remplaçant les taux de production par leurs valeurs il vient :

$$\boxed{P(\Sigma^+ + \Sigma^-) = 0{,}047 \pm 0{,}015}$$

Pour valider ce résultat il est intéressant de calculer le rapport $\dfrac{P(\Sigma^+ + \Sigma^-)}{P(\Lambda + \Sigma^0)}$. En effet ce rapport doit être proche de 0,5. Ceci peut se comprendre en considérant l'isospin des particules. La conservation de l'isospin permet d'écrire deux relations concernant ces quatre particules. Nous savons que le Λ est un état singulet d'isospin, et que les Σ sont des triplets d'isospin. On peut donc relier les taux de production de ces quatre particules de la manière suivante :

$$P(\Lambda) = P(\Sigma^+) + P(\Sigma^-) + P(\Sigma^0) \tag{6.7}$$

Ensuite, si nous supposons que les Σ ont la même masse (quelques MeV de différence [23]), alors nous pouvons écrire :

$$P(\Sigma^+) = P(\Sigma^-) = P(\Sigma^0) \tag{6.8}$$

En combinant les équations 6.7 et 6.8, le rapport cherché s'écrit :

$$\frac{P(\Sigma^+ + \Sigma^-)}{P(\Lambda + \Sigma^0)} = \frac{1/3 + 1/3}{1 + 1/3} = 0{,}5 \tag{6.9}$$

Finalement, avec les résultats de la balance de l'étrangeté pour le calcul du taux de production des Σ chargés et le taux de production de $\Lambda + \Sigma^0$ que nous avons mesuré expérimentalement, nous obtenons :

$$\boxed{\frac{P(\Sigma^+ + \Sigma^-)}{P(\Lambda + \Sigma^0)} = 0{,}40 \pm 0{,}16}$$

Nous voyons que le rapport mesuré est proche de la valeur théorique égale à 0,5 lorsque nous tenons compte des barres d'erreurs expérimentales.

Le tableau 6.3 donne la valeur du rapport mesuré et prédit par les modèles de transport UrQMD [137], IQMD [28] et un modèle thermique [190]. Le modèle thermique utilisé est basé sur le formalisme grand canonique. Nous avons vu dans le chapitre 1 que pour des énergies incidentes faibles, une description utilisant l'ensemble canonique est plus appropriée pour tenir compte de la suppression de production de l'étrangeté. Cependant, le rapport des taux de production $P(\Sigma^+ + \Sigma^-)/P(\Lambda + \Sigma^0)$ fait

	$\frac{P(\Sigma^+ + \Sigma^-)}{P(\Lambda + \Sigma^0)}$
Données	0,40 ± 0,16
Modèle UrQMD	0,561 ± 0,006
Modèle IQMD (sans M.E.)	0,337 ± 0,005
Modèle IQMD (avec M.E.)	0,327 ± 0,013
Modèle thermique	0,48
Rapport théorique	0,5

TAB. 6.3 – *Mesure expérimentale du rapport* $\frac{P(\Sigma^+ + \Sigma^-)}{P(\Lambda + \Sigma^0)}$ *et comparaison avec les prédictions des modèles UrQMD [137], IQMD [28] et un modèle thermique [190], pour des collisions centrales (b < 3,3 fm) Ni+Ni à 1,93 AGeV.*

intervenir les mêmes teneurs en quarks au numérateur et au dénominateur. Ainsi le facteur de suppression canonique de l'étrangeté n'intervient pas. L'utilisation de l'ensemble grand canonique ou canonique donnera donc le même résultat. Les paramètres d'ajustement utilisés par le modèle sont : T = 55 MeV, μ_B = 824,5 MeV (potentiel chimique baryonique), μ_I = -35,6 MeV (potentiel d'isospin) et μ_s = 133,447 MeV (potentiel d'étrangeté) [190]. Le modèle prévoit un rapport égal à 0,48. Le résultat n'est pas exactement 0,5 à cause des masses légèrement différentes des $\Sigma^{\pm 0}$.

Finalement nous voyons que le rapport que nous avons obtenu expérimentalement ne permet pas d'écarter de manière définitive un des modèles que nous avons utilisé, lorsque nous tenons compte des barres d'erreurs. Cependant, la neutralité chimique de la production d'étrangeté permet d'apporter une validation des taux de production mesurés dans le domaine des énergies de SIS.

6.2 Future mesure du Ξ^- aux énergies de SIS

La collaboration FOPI a proposé une nouvelle expérience ayant pour objectif la mesure d'états liés antikaons-baryons (par exemple ppK^-) et de résonances baryoniques étranges (Σ^*, ...) dans les collisions Al+Al à 2 AGeV et p+d à 4,6 GeV [191]. Par ailleurs, cette expérience permettra aussi d'évaluer le taux de production des Ξ^- aux énergies de SIS, grâce notamment à une statistique d'événements collectés plus élevée. Nous avons vu dans le chapitre 5 que la significance du signal que nous avons mesuré est de l'ordre de 4,4. Le choix du système Al+Al, plus léger que Ni+Ni, va permettre une diminution du bruit de fond et ainsi améliorer la significance de la mesure. Nous considérons la significance sous la forme :

$$SIGNIF = \frac{S}{\sqrt{B}} \tag{6.10}$$

S et B représentent respectivement le nombre d'entrées du signal et du bruit de fond, calculés à 2 σ autour de la masse nominale du Ξ^-. Avec cette formulation, tout comme avec celle que nous avons utilisée dans les chapitres 4 et 5 [167], une significance inférieure à 5 ne permet pas d'affirmer la mesure d'un signal. L'équation 6.10 peut s'écrire sous la forme :

$$SIGNIF = \sqrt{S}\,\sqrt{\frac{S}{B}} \tag{6.11}$$

Dans l'équation 6.11, nous faisons clairement apparaître le rapport signal sur bruit de fond. Comme nous allons le voir dans la suite de ce paragraphe, ce rapport permet de s'affranchir du nombre d'événements. Nous prenons en compte les hypothèses faites par les modèles thermiques qui permettent d'ajuster tous les rapports de particules mesurées expérimentalement avec deux paramètres : la température et le potentiel chimique baryonique. On peut écrire le rapport suivant :

$$\frac{S}{M(\pi)} = cste$$

Nous pouvons faire l'approximation que le signal est proportionnel à la multiplicité de pions : $S \propto M(\pi)$. Le bruit de fond combinatoire est dominé par la combinaison des paires $\Lambda\pi$. On peut donc faire l'hypothèse que le bruit de fond B est proportionnel à $M^2(\pi)$. Finalement, le rapport signal sur bruit de fond évolue comme :

$$\frac{S}{B} \propto \frac{1}{M(\pi)}$$

Par ailleurs, il a été montré que la multiplicité de pions dans une collision est proportionnelle au numéro atomique des ions entrant en collision [192, 193, 194]. Finalement, le rapport signal sur bruit de fond peut donc s'écrire :

$$\frac{S}{B} \propto \frac{1}{M(\pi)} \propto \frac{1}{A}$$

Nous devons faire l'hypothèse que le rapport Ξ^-/Λ est constant lorsque nous passons du système Ni+Ni à Al+Al.

La collaboration KaoS a montré que le rapport K^-/K^+ diminue lorsque l'on passe des collisions centrales Ni+Ni ($A_{part} \sim 100$) à Au+Au ($A_{part} \sim 350$) pour une énergie de faisceau de 1,5 AGeV [107] (chapitre 2, figure 2.10). La diminution du rapport est d'environ 25% et il a été observé la tendance inverse, avec une variation du même ordre, lorsque le nombre de participants A_{part} diminue de ~ 100 à ~ 50. Ce résultat est important car il nous permet d'émettre l'hypothèse que le rapport Ξ^-/Λ varie peu lorsque le nombre de participants diminue.

Finalement en considérant le nombre de masse des deux atomes Al ($A = 27$) et Ni ($A = 58$), le rapport S/B devrait augmenter d'un facteur $\sim$ 2,1. Cependant, pour un même nombre d'événements collectés, le nombre d'entrées du signal doit aussi diminuer d'un facteur $\sim$ 2,1, à cause de la baisse du nombre de participants. Néanmoins, en considérant que le temps mort de l'acquisition des données est proportionnel au nombre de traces dans la CDC, ce dernier devrait ainsi diminuer d'environ un facteur 2. En d'autres termes le nombre d'entrées du signal devrait rester inchangé pour la même durée de prises de données. La significance du signal devrait donc augmenter, en passant de la réaction Ni+Ni à Al+Al et pour la même durée de prises de données, d'un facteur $\sim \sqrt{2{,}1}$.

En considérant pour cette expérience une amélioration de l'électronique de lecture par l'incorporation de la dernière génération des modules SAM (permettant une réduction en ligne des données, voir chapitre 3), qui a déjà été testée, et une semaine de faisceau supplémentaire, la significance du signal pourrait encore doubler et atteindre des valeurs d'environ 13 (contre 4,4 actuellement).

En tenant compte des améliorations de l'électronique de lecture, pour trois semaines de faisceau et avec la même efficacité de reconstruction, le nombre d'entrées pour le signal sera donc d'environ 700. Nous voyons que le système Al+Al et une semaine de faisceau supplémentaire devraient permettre de mesurer de manière fiable le Ξ^-. La proposition d'expérience a été acceptée par le comité d'expérience du GSI et devrait se dérouler en milieu d'année 2005.

Conclusion

Le travail présenté dans ce document s'est articulé autour de trois parties. Une synthèse des résultats portant sur la production et la propagation des particules étranges a d'abord été effectuée sur un domaine en énergie allant de SIS à RHIC. Ensuite, une analyse complète concernant la production des hypérons Λ et Ξ^- a été réalisée avec les données collectées par la collaboration FOPI pour le système Ni+Ni à 1,93 AGeV. Enfin, une comparaison des résultats avec différents modèles théoriques et résultats déjà existants aq été exposée.

Une grande partie de l'étude de la production et de la propagation d'étrangeté a été effectuée à partir de la mesure des kaons et anti-kaons pour des domaines en énergie proches de leur seuil de création. Les résultats expérimentaux ont été comparés à des prédictions de différents modèles théoriques. Les comparaisons ont montré que la prise en compte d'effets de milieu nucléaire, qui seraient engendrés par une possible restauration partielle de la symétrie chirale, était indispensable pour reproduire le comportement des résultats expérimentaux. Cependant, les prédictions des modèles varient fortement suivant les sections efficaces utilisées dans les processus de création des particules. Pour une meilleure compréhension des processus de création des particules étranges dans un milieu dense, il était donc nécessaire d'étendre la variété de particules étudiées.

L'etude des Λ, co-produits avec les K^+, pourrait donner de précieuses informations sur les effets du milieu nucléaire en mettant en évidence l'existence d'un potentiel attractif Λ-nucléon. De plus, il a été montré que la production de K^- était sensible à celle des Λ par le biais des processus d'échange d'étrangeté. L'étude de la production de Λ pourrait donc nous donner des informations sur les mécanismes de production de l'étrangeté.

La mesure de l'hypéron doublement étrange Ξ^-, sous son seuil de création, est capitale dans la compréhension générale de l'augmentation de l'étrangeté dans un milieu purement hadronique. La production de cette particule, fortement dépendante des processus d'échange de l'étrangeté, devrait permettre de mieux connaître les différents mécanismes de production des particules étranges aux énergies de SIS.

Nous avons utilisé deux méthodes d'analyse pour identifier les Λ : une méthode d'analyse standard et une méthode d'analyse utilisant les réseaux de neurones. Cette dernière a été utilisée pour la première fois dans les analyses des données de FOPI. Nous avons pu mettre en évidence un gain statistique apporté par l'analyse utilisant les réseaux de neurones. De plus, elle permet une meilleure identification des particules de faibles impulsions transverses. Cette méthode d'analyse pourra être utilisée dans l'avenir, notamment pour l'étude du flow différentiel des Λ.

La haute statistique de données collectées a permis d'établir pour la première fois l'étude de la dépendance du taux de production des Λ à la centralité de la collision Ni+Ni à 1,93 AGeV. Nous avons mis en évidence que le taux de production de cette particule en fonction de la centralité possède le même comportement que celui des kaons. Ainsi, la co-production des Λ et des K^+ est indépendante de la centralité de la collision. De plus, nous avons montré que la dépendance du taux de production des Λ à la centralité de la collision est identique à celle qui a été mesurée à plus haute énergie. Ce résultat semble montrer qu'une universalité de la dépendance du taux de production des Λ à la centralité de la collision pourrait être mise en avant bien que des processus différents dans la création du Λ interviennent très certainement dans les deux domaines en énergie considérés.

La confrontation de nos mesures avec les modèles théoriques a permis de souligner leurs difficultés à reproduire l'ensemble des résultats expérimentaux. Le modèle UrQMD utilisant une équation d'état dure permet de reproduire les taux de production des Λ et des K^+ ainsi que leur dépendance à la centralité de la collision. Pourtant ce modèle n'utilise pas de potentiel lié à la densité du milieu. La comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions du modèle IQMD utilisant une équation d'état douce a montré que les résultats expérimentaux étaient plus proches de ceux obtenus avec la version du modèle prenant en compte les effets de milieu. Nous voyons que le choix de la compressibilité de la matière nucléaire, des particules intervenant dans les processus de création des kaons et Λ, telles que les résonances Δ, et la prise en compte des potentiels d'interaction avec le milieu dense, sont autant de degrés de liberté difficiles à ajuster. L'étude menée dans le présent document permettra de contraindre certains de ces paramètres. Enfin, la mesure du taux de production des Λ a permis, en considérant la neutralité chimique de la production d'étrangeté, d'apporter une validation des taux de production des particules étranges mesurées dans le domaine en énergie de SIS.

Un important travail d'analyse a porté sur la mise en évidence expérimentale de la production du Ξ^- sous le seuil de création. Le taux de production estimé étant faible, une technique de reconstruction utilisant un grand nombre de variables destinées à caractériser la topologie de décroissance de cette particule a été développée. Le signal mesuré, bien que statistiquement faible et d'une faible significance, s'est révélé être relativement stable. Il pourrait constituer la première indication de production d'hypérons multi-étranges Ξ^- sous le seuil. Les résultats que nous avons obtenu serviront de base aux futures analyses, notamment pour l'expérience Al+Al à 2 AGeV prévue en milieu d'année 2005. Il sera de plus, intéressant d'utiliser les réseaux de neurones pour la mesure de cette particule, de par la réduction du bruit de fond qui a pu être observée sur la reconstruction des Λ.

Annexe

A1- Le potentiel chimique baryonique μ_B

Pour une densité de matière nucléaire donnée, la relation entre le potentiel chimique baryonique et la température peut être obtenue à partir d'une condition de normalisation. Dans le cas d'un gaz de nucléons à symétrie isotopique (N = Z), la relation associant la densité baryonique avec la température et le potentiel chimique baryonique s'écrit :

$$\rho = \frac{N}{V} = \frac{4\pi}{h^3} g \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{exp[\frac{E-\mu_B}{T}] + 1}$$

μ_B est le potentiel chimique baryonique, T la température et g le facteur de dégénérescence ($g = 4$).

A2- Energies seuil de production des K^+, Λ, K^- et Ξ^-

Pour le calcul des énergies seuil nous considérons une collision nucléon-nucléon.

Production de K$^+$ et Λ :

Soit la réaction : $\underset{1}{p} + \underset{2}{p} \longrightarrow \underset{3}{K^+} + \underset{4}{\Lambda} + \underset{5}{p}$

On écrit la conservation de la norme au carré des quadrivecteurs énergie-impulsion dans le laboratoire et dans le centre de masse :

$$\begin{pmatrix} E_1 + E_{02} \\ \overrightarrow{p}_1 \end{pmatrix}^2 = \begin{pmatrix} E_{03} + E_{04} + E_{05} \\ \overrightarrow{0} \end{pmatrix}^2$$

Il vient : $E_1^2 + E_{02}^2 + 2E_1E_{02} - \overrightarrow{p}_1^2 = (E_{03} + E_{04} + E_{05})^2$

d'où : $E_1 = \dfrac{(E_{03} + E_{04} + E_{05})^2 - E_{01}^2 - E_{02}^2}{2E_{02}}$

D'autre part : $E_1 = T_1 + E_{01}$

Energie de masse de ces particules : $\begin{cases} E_{01} = E_{02} = E_{05} = 938\ MeV \\ E_{03} = 494\ MeV \\ E_{04} = 1116\ MeV \end{cases}$

On obtient donc l'énergie cinétique du proton incident nécessaire à la création du K^+et du Λ :

$$\boxed{T_1 = 1{,}58\ GeV}$$

Production de K^- :

Soit la réaction : $p + p \longrightarrow K^+ + K^- + p + p$

Avec des énergies de masse identiques pour les kaons et anti-kaons, et en procédant de la même manière on obtient un seuil de création pour le K^-de :

$$\boxed{T_1 = 2{,}49\ GeV}$$

Production de Ξ^- :

Soit la réaction : $p + p \longrightarrow K^+ + K^+ + \Xi^- + p$

Le Ξ^- possède une énergie de masse de : $E_{0\Xi^-} = 1321\ MeV$

Nous obtenons donc un seuil de production :

$$\boxed{T_1 = 3{,}74\ GeV}$$

A3- Rapidité d'une particule

Rapidité d'une particule dans le centre de masse : $y_{cm} = \dfrac{1}{2} \ln \left(\dfrac{E^* + cP_L^*}{E^* - cP_L^*} \right)$

Rapidité d'une particule dans le laboratoire : $y_{lab} = \dfrac{1}{2} \ln \left(\dfrac{E + cP_L}{E - cP_L} \right)$

Avec les égalités de la transformée de Lorentz : $\begin{cases} E = \gamma E^* + \gamma\beta c P_L^* \\ cP_L = \gamma\beta E^* + \gamma c P_L^* \\ cP_t = cP_t^* \end{cases}$

il vient : $y_{lab} = \dfrac{1}{2} \ln \left(\dfrac{1+\beta}{1-\beta} \right) + \dfrac{1}{2} \ln \left(\dfrac{E^* + cP_L^*}{E^* - cP_L^*} \right)$

$$\boxed{y_{lab} = y_{cm/lab} + y_{cm}}$$

Rapidité réduite : $y^0 = \dfrac{y_{lab} - y_{cm}}{y_{cm}}$

A4- Grandeurs cinématiques dans le centre de masse

On considère un nucléon incident d'une énergie cinétique de $T_1 = 1{,}93$ GeV sur un nucléon fixe. Soit E' l'énergie du centre de masse du système nucléon-nucléon :

$$S = \begin{pmatrix} E_1 + E_{02} \\ \overrightarrow{p}_1 \end{pmatrix}^2 = \begin{pmatrix} E' \\ \overrightarrow{0} \end{pmatrix}^2 \Longrightarrow \left(E'\right)^2 = E_1^2 + 2E_1E_{02} - \overrightarrow{p}_1^2 + E_{02}^2$$

Il vient : $\left(E'\right)^2 = E_{01}^2 + 2E_1E_{02} + E_{02}^2$ avec $E_1 = T_1 + E_{01}$

$$\left(E'\right)^2 = E_{01}^2 + 2T_1E_{02} + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}$$

$$\left(E'\right)^2 = (E_{01} + E_{02})^2 + 2T_1E_{02}$$

$$E' = \sqrt{(E_{01} + E_{02})^2 + 2T_1E_{02}}$$

Avec une énergie de faisceau de T =1,93 GeV et une énergie de masse pour un nucléon de 0,938 GeV, on trouve une énergie dans le centre de masse :

$$\boxed{E' = 2{,}672\ GeV}$$

Coefficient relativiste : $\gamma_{cm} = \dfrac{E_{lab}}{E_{cm}} \Longrightarrow \gamma_{cm} = \dfrac{E_{01} + T_1 + E_{02}}{E'}$. On obtient donc :

$$\boxed{\gamma_{cm} = 1{,}42}$$

Vitesse relative : $\gamma_{cm} = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta_{cm}^2}} \Longrightarrow \beta_{cm} = \sqrt{1 - \dfrac{1}{\gamma_{cm}^2}}$. On trouve :

$$\boxed{\beta_{cm} = 0{,}712}$$

Rapidité du centre de masse : $y_{cm} = \dfrac{1}{2}\ln\left(\dfrac{1+\beta_{cm}}{1-\beta_{cm}}\right)$. Il vient :

$$\boxed{y_{cm} = 0{,}891}$$

A5- Rayon de courbure d'une particule chargée

Le faisceau se propage suivant l'axe Oz perpendiculaire au plan transverse (xy).
On écrit la force de Lorentz : $\overrightarrow{F} = q(\overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B})$
Mouvement circulaire uniforme : $\begin{cases} x = rcos(\theta) \\ y = rsin(\theta) \end{cases} \Rightarrow \begin{matrix} x' = -\theta' rsin(\theta) \\ y' = \theta' rcos(\theta) \end{matrix}$

$\Rightarrow \begin{cases} x'' = -(\theta')^2 rcos(\theta) \\ y'' = -(\theta')^2 rsin(\theta) \end{cases}$ avec $\beta = f(t)$.

On a donc $v^2 = (x')^2 + (y')^2 = r^2(\theta')^2$ et $\gamma^2 = r^2(\theta')^4 \Rightarrow \gamma = \dfrac{v^2}{r}$ (γ étant l'accélération).

Avec le principe fondamental de la dynamique nous obtenons : $qvB = m\dfrac{v^2}{r}$

L'impulsion transverse est : $p_t = mv = qBr$

Homogénéité de ces équations : $cp_t = qBrc$ $[J]$ et $1eV = 1{,}6\,10^{-19}J$

On a donc $p_t(GeV/c) = 0{,}3BrZ$, avec B=0,6 T et Z est la charge de la particule.

Finalement on peut écrire le rayon de courbure de la particule (en cm) de la façon suivante :

$$\boxed{r = \frac{p_t/Z}{0{,}3B} \times 100}$$

A6- Formule de Bethe-Bloch

Les particules chargées qui traversent la matière perdent de l'énergie par ionisation dans le milieu. Cette perte d'énergie est donnée par la formule de Bethe-Bloch [23]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[ln\left(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta\right]$$

Avec :

- $N_A = 6{,}022 \times 10^{23}\ mol^{-1}$, est le Nombre d'Avogadro
- $r_e \simeq 2{,}818 fm$, est le rayon classique de l'électron
- $m_e c^2 \simeq 0{,}511$ MeV, est la masse de l'électron
- ρ est la densité du milieu
- Z est le nombre atomique du milieu
- A est la masse atomique du milieu
- z est la charge de la particule
- $I \simeq 10\ eV$ est l'énergie d'excitation moyenne
- $\beta = \dfrac{v}{c}$ est la vitesse relative de la particule
- $\gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ est le coefficient de Lorentz de la particule
- W_{max} est l'énergie maximale qui peut être transférée à un électron libre dans une collision
- δ est un facteur de corrélation dû à la densité du milieu

Table des figures

Liste des tableaux

Bibliographie

[1] A.E. Nelson, Phys. Lett. B 175 (1986) 57.
[2] E. Iancu, R. Venugopalan, hep-ph/0303204 (2003).
[3] R. Averbeck, nucl-ex/9803001 (1998).
[4] Z. Fodor, S.D. Katz, JHEP 0203-014 (2002).
[5] H. Satz, Rep. Prog. Phys. 63 (2000) 1511.
[6] A. Preston, R.K. Bhaduri, "Structure of the nuclei", Addison-Wesley (1975).
[7] H.R. Schmidt, Preprint, GSI-91-03 (1991).
[8] N.K. Glendenning, Phys. Rev. C 37 (1988) 27331.
[9] G. Bertsch, P.J. Siemens, Phys. Lett. B 126 (1983) 9.
[10] J. Cleymans, K. Redlich, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 5284.
[11] R. Babinet, Ann. Phys. Fr11 (1986) 113.
[12] J. Aichelin, Phys. Rep. 202 (1991) 235.
[13] H. Kruse, B.V. Jacak, H. Stöcker, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 289.
[14] J. Aichelin, G. Bertsch, Phys. Rev. C 31 (1985) 1730.
[15] H.H. Gutbrod, H. Stöcker, "Pour la Science", 171 (1992) 44.
[16] A. Andronic et al., Phys. Rev. C 67 (2003) 034907.
[17] N. Bastid et al., Nucl. Phys. A 622 (1997) 573.
[18] B. Hong et al., Phys. Rev. C 57 (1998) 244.
[19] S.C. Jeong, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 3468.
[20] P.J. Siemens, J.O. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 880.
[21] W. Reisdorf et al., Nucl. Phys. A 612 (1997) 493.
[22] M. Furuichi, K. Shimizu, Phys. Rev. C 65 (2002) 025201.
[23] K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D 66 (2002) 010001.
[24] C. Amsler, C.G. Wohl, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 109.
[25] G. Gregoire et al., Nucl. Phys. A 545 (1992) 47c.
[26] G. Bertsch, H. Kruse, S. Das Gupta, Phys. Rev. C 29 (1984) R673.
[27] J. Randrup, Nucl. Phys. A 545 (1992) 47c.
[28] C. Hartnack et al., Eur. Phys. J. A 1 (1998) 151.
[29] J. Zhang, C. Gale, Phys. Rev. C 51 (1995) 1425.
[30] C. Hartnack, Thèse, Université de Francfort (1992) ; GSI-report 93-05 (1993).
[31] W. Cassing, U. Mosel, Prog. Part. Nucl. Phys. 25 (1990) 235.
[32] H. Sorge, H. Stöcker, W. Greiner, Ann. Phys. 192 (1989) 266.
[33] S.A. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 41 (1998) 225.

[34] M. Bleicher et al., J. Phys. G 25 (1999) 1859.
[35] G.Q. Li, C.M. Ko, Nucl. Phys. A 594 (1995) 460.
[36] C.M. Ko, G.Q. Li, Nucl. Phys. A 583 (1995) 591c.
[37] C.M. Ko, G.Q. Li, R. Wang, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1084.
[38] C.M. Ko, G.Q. Li, Phys. Rev. C 37 (1988) 2270.
[39] J. Bjorken, Phys. Rev. D 27 (1983) 140.
[40] G. Baym et al., Nucl. Phys. A 407 (1983) 541.
[41] J. Rafelski, J. Letessier, A. Tounsi, Act. Phys. Polon. B 27 (1996) 1037.
[42] F. Becatini, G. Pettini, Phys. Rev. C 67 (2003) 015205.
[43] J. Cleymans, D. Elliott, A. Keränen, Phys. Rev. C 57 (1998) 3319.
[44] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, N. Xu, Phys. Lett. B 344 (1995) 43.
[45] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, Phys. Lett. B 490 (2000) 196.
[46] P. Braun-Munzinger, I. Heppe, J. Stachel, Phys. Lett. B 465 (1999) 15.
[47] F. Cooper, G. Frye, Phys. Rev. D 10 (1974) 186.
[48] F. Cooper, G. Frye, E. Schonberg, Phys. Rev. D 11 (1975) 192.
[49] M. Michalec, Thèse, Institut de Physique Nucléaire de Cracovie (2001) ; nucl-th/0112044 (2001).
[50] F. Becatini, Phys. Rev. C 64 (2001) 24901.
[51] P. Koch, B. Müller, J. Rafelski, Phys. Rep. 142 (1986) 844.
[52] M. Michalec, W. Florkowski, W. Broniowski, Phys. Lett. B 520 (2001) 213.
[53] K. Redlich, Nucl. Phys. A 698 (2002) 94c.
[54] J.S. Hamieh, K. Redlich, A. Tounsi, Phys. Lett. B 486 (2000) 61.
[55] K. Redlich, J. Cleymans, H. Oeschler, A. Tounsi, hep-ph/0110337 (2001).
[56] J. Cleymans, K. Redlich, E. Suhonen, Z. Phys. C 51 (1991) 137.
[57] U. Heinz, M. Jacob, nucl-th/0002042 (2000).
[58] F. Antinori et al., Phys. Lett. B 595 (2004) 68.
[59] J. Rafelski, Phys. Lett. B 262 (1991) 333.
[60] A. Bialas, Phys. Lett. B 347 (1995) 6.
[61] G.E. Brown, Nucl. Phys. A 522 (1991) 397c.
[62] J. Rafelski, B. Müller, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066.
[63] C. Kuhn, cours donné à l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IReS 98-24 (1998).
[64] A. Bialas, Phys. Lett. B 442 (1998) 449.
[65] J. Adams et al., Phys. Lett. B 567 (2003) 167.
[66] K. Adcox et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2001) 092302.
[67] I.G. Bearden et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 112305.
[68] B.B. Back et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 102303.
[69] E. Andersen et al., J. Phys. G 25 (1999) 171.
[70] S.V. Afanasiev et al., Phys. Lett B 538 (2002) 275.
[71] M. Kaneta et al., J. Phys. G 23 (1997) 1865.

[72] D. Elia, nucl-ex/0410034 (2004).
[73] R. Stock, hep-ph/0404125 (2004).
[74] L. Sàndor et al., nucl-ex/0404030 (2004).
[75] E. Andersen et al., J. Phys. G 25 (1999) 181.
[76] E. Andersen et al., Phys. Lett. B 449 (1999) 401.
[77] G. Roland et al., Nucl. Phys. A 638 (1998) 91c.
[78] S. Margetis et al., J. Phys. G 25 (1999) 189.
[79] M. Kaneta et al., Nucl. Phys. A 638 (1998) 419c.
[80] D. Jouan et al., Nucl. Phys. A 638 (1998) 483c.
[81] P. Braun-Munzinger, I. Heppe, J. Stachel, Phys. Lett. B 465 (1999) 15.
[82] P. Braun-Munzinger et al., Phys. Lett. B 518 (2001) 41 ; A. Andronic, P. Braun-Munzinger, hep-ph/0402291 (2004).
[83] F. Becatini et al., Phys. Rev. C 69 (2004) 024905.
[84] L. Gaudichet, Thèse de doctorat, Université de Nantes (2003).
[85] W. Weise, Nucl. Phys. A 553 (1993) 59c.
[86] M. Gell-Mann, R.J. Oakes, B. Renner, Phys. Rev. 175 (1968) 2195.
[87] B. Friman, W. Norenberg, V.D. Toneev, Eur. Phys. J. A 3 (1998) 165.
[88] G.Q. Li et al., Nucl. Phys. A 625 (1997) 372.
[89] C.H. Lee, Phys. Rep. 275 (1996) 255.
[90] W. Weise, Nucl. Phys. A 610 (1996) 35c.
[91] J. Schaffner et al., Phys. Lett. B 334 (1994) 268.
[92] S.A. Moszkowski, Phys. Rev. D 9 (1974) 1613.
[93] D.J. Millener, C.B. Dover, A. Gal, Phys. Rev. C 38 (1988) 2700.
[94] B.F. Gibson, E.V. Hungerford, Phys. Rep. 257 (1995) 349.
[95] N. Herrmann, Nucl. Phys. A 610 (1999) 49c.
[96] P. Crochet et al., J. Phys. G. 27 (2001) 267.
[97] K. Wiśniewski et al., Eur. Phys. J. A 9 (2000) 515.
[98] P. Crochet et al., Phys. Lett. B 486 (2000) 6.
[99] D. Best et al., Nucl. Phys. A 625 (1997) 307.
[100] P. Senger, Nucl. Phys. A 685 (2001) 312c.
[101] P. Senger et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 42 (1999) 209.
[102] M. Menzel et al., Phys. Lett. B 495 (2000) 26.
[103] R. Barth et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 4007.
[104] G.Q. Li, G.E. Brown, Phys. Rev. C 58 (1998) 1698.
[105] Z.S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs, T. Waindzoch, Nucl. Phys. A 645 (1999) 177; Nucl. Phys. A 648 (1999) 281.
[106] G.Q. Li, C.M. Ko, Phys. Rev. C 54 (1996) 1897.
[107] A. Forster et al., Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 152301.
[108] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, Phys. Rev. C 59 (1999) 1663.
[109] C. Hartnack, H. Oeschler, J. Aichelin, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 102302 ; C. Hartnack, H. Oeschler, J. Aichelin, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 149903(E).

[110] A. Mangiarotti et al., Nucl. Phys. A 714 (2003) 89.
[111] B. Kampfer, R. Kotte, C. Hartnack, J. Aichelin, J. Phys. G 28 (2002) 2035.
[112] C. M. Ko, G. Q. Li, J. Phys. G 22 (1996) 1673.
[113] B.D. Serot, J.D. Walecka, Adv. Nucl. Phys. 16 (1986) 1.
[114] J. Aichelin, C.M. Ko, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2661.
[115] G.Q. Li, C.M. Ko, Phys. Lett. B 349 (1995) 405.
[116] C. Sturm et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 39.
[117] C. Fuchs et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1974.
[118] R. Kutsche et al., Journal of Physics 48 (1998) 143.
[119] G.Q. Li et al., Nucl. Phys. A 594 (1995) 439.
[120] J.L. Ritman et al., Z. Phys. A 352 (1995) 355.
[121] C. David, C. Hartnack, J. Aichelin, Nucl. Phys. A 650 (1999) 358.
[122] J.Y. Ollitrault, Nucl. Phys. A 638 (1998) 195c.
[123] G.Q. Li, G.E. Brown, Nucl. Phys. A 636 (1998) 487.
[124] W. Cassing, E.L. Bratkovskaya, Phys. Rep. 308 (1999) 65.
[125] P. Chung et al., J. Phys. G 25 (1999) 255.
[126] F. Uhlig et al., GSI report (2004) 56.
[127] D. Brill et al., Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 336.
[128] A. Mishra et al., Phys. Rev. C 70 (2004) 044904.
[129] C. Hartnack, J. Aichelin, J. Phys. G 28 (2002) 1649.
[130] W. Cassing et al., Nucl. Phys. A 727 (2003) 59.
[131] M.F.M. Lutz, C. Korpa, Nucl. Phys. A 700 (2002) 209.
[132] R.S. Longacre et al., Nucl. Phys. A 556 (1994) 167.
[133] S.E. Eiseman et al., Phys. Lett. B 325 (1994) 322.
[134] P. Chung et al., Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 202301.
[135] H. Sorge, Phys. Rev. C 52 (1995) 3291.
[136] K. Wiśniewski, Thèse, Université de Varsovie (2000).
[137] L.A. Winckelmann, Nucl. Phys. A 610 (1996) 116.
[138] S. Sewerin et al., Nucl. Phys. A 663 (2000) 473.
[139] M. Wolke et al., Nucl. Phys. A 691 (2001) 391.
[140] FOPI Collaboration, "Ξ^- measurements with FOPI", proposition d'expérience (2001).
[141] P. Braun-Munzinger, J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, Nucl. Phys. A 697 (2002) 902.
[142] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, GSI report (2003) 74.
[143] L.W. Chen, C.M. Ko, Y. Tzeng, Phys. Lett. B 584 (2004) 269.
[144] G. Zeeb, M. Reiter, M. Bleicher, Phys. Lett. B 586 (2004) 297.
[145] S. Pal et al., Phys. Lett. B 595 (2004) 158.
[146] J. Cleymans et al., hep-ph/0406108 (2004).
[147] J. Castillo et al., Nucl. Phys. A 715 (2003) 518c.
[148] FOPI Collaboration, Technical Proposal, GSI report 88-03 (1988).

[149] A. Gobbi et al., Nucl. Instrum. Meth. A 324 (1993) 156.

[150] N. Bastid, Habilitation à Diriger des Recherches, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (1999).

[151] J. Ritman et al., Nucl. Phys. B 44 (1995) 708.

[152] N. Herrmann, FOPI meeting (septembre 2002).

[153] http://www-fopi.gsi.de.

[154] C. Finck, séminaire présenté au L.P.C., Clermont-Ferrand (2001).

[155] A. Schüttauf et al., Nucl. Instrum. Meth. A 533 (2004) 65.

[156] A. Schüttauf et al., GSI-Report (2003) 231.

[157] http://consult.cern.ch/writeup/geant.

[158] J. Cugnon, D. L'Hote, Nucl. Phys. A 397 (1983) 283.

[159] P. Crochet, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg (1996).

[160] L. Berger, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (1995).

[161] C. Cavata et al., Phys. Rev. C 42 (1990) 1760.

[162] J. Gosset et al., Phys. Rev. C 16 (1977) 629.

[163] K.J. Eskola, K. Kajantie, J. Lindfors, Nucl. Phys. B 323 (1989) 37.

[164] http://www-linux.gsi.de/misko/.

[165] P. Danielewicz, G. Odyniec, Phys. Lett. B 157 (1985) 146.

[166] R. Kutsche, Thèse, Université de Darmstadt (1999).

[167] S. I. Bityukov, N.V. Krasnikov, Nucl. Instrum. Meth. A 452 (2000) 518.

[168] http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html.

[169] J. Castillo, Thèse de doctorat, Université Paris 7-Denis Diderot (2002).

[170] B. Hippolyte, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg (2002).

[171] C. Meurer, J. Phys. G 30 (2004) S175.

[172] N. Herrmann, FOPI meeting (octobre 2004).

[173] P. Perez et al., ALEPH note 99-064 (1999).

[174] V. Breton, Nucl. Instrum. Meth. A 362 (1995) 478.

[175] C. Guicheney, Thèse, Université Blaise Pascal (1992) 386.

[176] M. Justice, Nucl. Instrum. Meth. A 400 (1997) 463.

[177] X. Lopez et al., GSI Report (2003) 49.

[178] Y. Leifels, private communication.

[179] C. Fuchs et al., Phys. Rev. C 56 (1997) R606.

[180] C. Hartnack et al., Nucl. Phys. A 580 (1994) 643.

[181] J. Randrup, C.M. Ko, Nucl. Phys. A 343 (1980) 519.

[182] J.Q. Wu, C.M. Ko, Nucl. Phys. A 499 (1989) 810.

[183] O. Schwalb et al., Phys. Lett. B 321 (1994) 20.

[184] M. Merschmeyer, Thèse, Université de Heidelberg (2004).

[185] M. Menzel, Thèse, Université de Marburg (2000).

[186] Z.S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs, V.S. Uma Maheswari, T. Waindzoch, Phys. Rev. C 57 (1998) 3284.

[187] M. Justice et al., Phys. Lett. B 440 (1998) 12.

[188] Y. Pang, T.J. Schlagel, S.H. Kahana, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2743.

[189] D.E. Kahana et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 4404.

[190] A. Andronic, private communication.

[191] A. Andronic et al., "Measurement of Stange Baryons and Kaonic Nuclear Clusters with FOPI", proposition d'expérience (2004).

[192] D. Pelte et al., Z. Phys. A 357 (1997) 215.

[193] C. Müntz et al., Z. Phys. A 357 (1997) 399.

[194] D. Pelte et al., Z. Phys. A 359 (1997) 55.