



# Recherche de matière étrange (exotique) dans les expériences STAR et ALICE auprès des collisionneurs d'ions lourds ultra-relativistes RHIC et LHC.

## THÈSE

Présentée et soutenue publiquement le 9 février 2006

pour l'obtention du

**Doctorat de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg**  
(Spécialité Physique Subatomique)

par

**Renaud VERNET**

### Composition du jury

Directeur de thèse	Jean-Pierre Coffin
Rapporteur interne	Janos Polonyi
Rapporteurs externes	Jürgen Schaffner-Bielich Gennady Zinovjev
Examineurs	Hans Georg Ritter Christian Kuhn

**Institut de Recherches Subatomiques**

Unité Mixte de Recherche CNRS-IN<sub>2</sub>P<sub>3</sub> et Université Louis Pasteur



# Remerciements

Je tiens à exprimer ma plus sincère gratitude envers mon directeur de thèse, Jean-Pierre Coffin, qui m'a accepté au sein du groupe STAR-ALICE de l'IReS, et sans qui je ne serais pas à écrire ces lignes aujourd'hui.

Mais cette thèse ne serait qu'un piètre document sans l'encadrement de Christian Kuhn, avec qui j'ai eu la chance de pouvoir m'initier, me former et m'adonner aux plaisirs de la physique des ions lourds pendant ces quelques années. Il m'a été d'un soutien scientifique et humain que je n'osais espérer, et qui feront que cette thèse restera pour moi, sinon une expérience unique, un souvenir inoubliable. Merci M'sieur Kuhn !

Je tiens à remercier également deux personnes du groupe avec qui j'ai eu le plaisir de travailler (notamment) et qui m'ont été de très bon conseil au long de ma thèse : merci, Boris et Jéjé !

J'aimerais aussi remercier mes correcteurs de thèse qui ont dû transpirer en décembre 2005, et qui m'ont très bien conseillé pour la soutenance : merci Jean-Pierre, Christian, Boris, Magali E. (une aubaine pour mes corrections!) et Jéjé, sans oublier Kiri pour la conclusion en anglais.

J'ai eu la chance de travailler au sein d'un groupe très sympathique, dont, outre les personnes susnommées, font partie David, Frédéric, Marc, Franck, Magali G., Valeria, Marie-Thérèse et Jean-Robert, sans oublier les collègues du couloir, Fouad, Christian B., Florent, Sandrine et Marie-Delphine. Merci à vous. Une attention particulière aux doctorants du groupe, Jeff, Stéphane, Alexandre et Hélène, envers qui je présente mes excuses pour avoir eu un bureau personnel alors que vous en partagiez un à quatre... Je compatis.

Un grand merci aussi à Julien, l'expatrié transalpin, avec qui j'ai eu le plaisir de partager pas mal de temps et de découvrir notamment les secrets cachés du C++ et de root4star. En souvenir de la grammaire, des kanjis et de la bière belge...

Un grand merci aux anciens du DEA 2001 : Benjamin, Angel, Hugo, Damien, Anne-Catherine, Noël, ainsi qu'aux (post-)doctorants de l'IReS : Auguste, Jérôme, Eric, Arnaud et autres amis strasbourgeois, avec qui ces 5 années passées à Strasbourg furent mémorables en termes de parties de tarot, de poker, de dégustations œnologiques, de barbecues... et de franche rigolade.

Je dois en grande partie toute cette satisfaction et cette -j'ose l'appeler- réussite à ma famille, et plus particulièrement ma mère, mon père, mon petit frangin, mes deux mamies et mes tantes, ainsi qu'à ma belle-famille du Japon : お父さんとお母さん.ありがとうございます!

Et surtout à 理恵ちゃん qui m'a soutenu et supporté dans des moments pas toujours faciles, et qui a passé la veille de la soutenance à faire d'excellents gâteaux, tout cela en gardant (presque) toujours le sourire. Un grand merci à toi !



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Le Plasma de Quarks et de Gluons</b>	<b>3</b>
1.1 Généralités . . . . .	3
1.2 Déconfinement et transition de phases de la matière nucléaire . . . . .	4
1.3 Symétrie chirale et condensat de quarks . . . . .	6
<b>2 Collisions d'ions lourds ultra-relativistes et production d'étrangeté</b>	<b>9</b>
2.1 Historique des accélérateurs d'ions lourds . . . . .	9
2.1.1 Le RHIC . . . . .	9
2.1.2 Le LHC . . . . .	11
2.2 Évolution du PQG - scénario de Bjorken . . . . .	12
2.3 Analyse chimique . . . . .	15
2.3.1 Modèles statistiques à l'équilibre . . . . .	15
2.3.2 Augmentation de l'étrangeté . . . . .	16
2.3.3 Modèles statistiques hors équilibre . . . . .	20
2.3.4 L'étrangeté au LHC . . . . .	20
2.4 Dynamique d'expansion . . . . .	22
2.4.1 Approche hydrodynamique . . . . .	22
2.4.2 <i>Flow</i> radial . . . . .	22
2.4.3 <i>Flow</i> elliptique . . . . .	24
2.5 Phénomène de suppression à hauts $p_T$ . . . . .	28
2.6 Mécanismes de recombinaison et fragmentation . . . . .	30
2.7 Bilan et perspectives pour le LHC . . . . .	31
<b>3 Matière étrange exotique</b>	<b>33</b>
3.1 Premières idées . . . . .	33
3.2 Stabilité de la matière nucléaire . . . . .	33
3.2.1 Modèle du sac de quarks . . . . .	34
3.2.2 Régions de stabilité et d'instabilité des strangelets . . . . .	35
3.2.3 Une contrepartie hadronique : le MEMO . . . . .	36
3.3 Les dibaryons . . . . .	36
3.3.1 Le $H^0$ -dibaryon . . . . .	36
3.3.2 États liés hadroniques . . . . .	37
3.4 Recherche de dibaryons dans les accélérateurs d'ions lourds . . . . .	38

<b>4</b>	<b>Reconstruction de <math>H^0</math>-dibaryons dans l'expérience STAR</b>	<b>41</b>
4.1	Le détecteur STAR . . . . .	41
4.1.1	La Chambre à Projection Temporelle (TPC) de STAR . . . . .	42
4.1.2	Le SSD et le SVT . . . . .	43
4.1.3	Les ZDC, le CTB et les MWPC : déclenchement et classes de centralité . . . . .	44
4.2	Recherche des traces et reconstruction de particules étranges . . . . .	44
4.2.1	Reconstruction des points . . . . .	45
4.2.2	Reconstruction des traces . . . . .	46
4.2.3	Reconstruction du vertex primaire . . . . .	48
4.2.4	Reconstruction des particules étranges . . . . .	48
4.3	Enregistrement des données . . . . .	50
4.4	Simulation de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	52
4.4.1	Étude d'événements simulés grâce à MEVSIM . . . . .	53
4.4.2	Étude d'événements obtenus par <i>embedding</i> . . . . .	56
4.5	Coupures en perte d'énergie linéique dans la TPC . . . . .	60
4.6	Reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ dans les données Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ . . . . .	61
4.6.1	Quelle interprétation probabiliste donner à ce pic ? . . . . .	65
4.7	Reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ dans les données Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ . . . . .	68
4.8	Reconstruction de la résonance dibaryonique $H^0 \rightarrow \Xi^- p$ . . . . .	69
4.9	Bilan . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Identification d'hypérons et dibaryons dans l'expérience ALICE</b>	<b>73</b>
5.1	Le détecteur ALICE . . . . .	73
5.1.1	Généralités . . . . .	73
5.1.2	La partie centrale d'ALICE . . . . .	73
5.1.3	La partie avant d'ALICE . . . . .	75
5.1.4	Le système de déclenchement . . . . .	75
5.2	Recherche de traces . . . . .	76
5.3	Enregistrement des données . . . . .	76
5.4	Identification des particules étranges . . . . .	78
5.4.1	Simulation d'événements . . . . .	78
5.4.2	Définition des grandeurs acceptance, efficacité et taux de reconstruction . . . . .	79
5.4.3	Identification de vertex secondaires de type $V^0$ . . . . .	80
5.4.4	Identification de cascades . . . . .	89
5.5	Identification de dibaryons . . . . .	99
5.5.1	Le dibaryon $H^0$ dans son mode de désintégration $\Lambda p \pi^-$ . . . . .	99
5.5.2	Le dibaryon $(\Xi^0 p)_b$ dans son mode de désintégration $\Lambda p$ . . . . .	102
5.5.3	Le mode résonant $H^0 \rightarrow \Lambda \Lambda$ . . . . .	102
5.6	État actuel du code de reconstruction . . . . .	105
5.7	Bilan . . . . .	107
	<b>Conclusions et discussions</b>	<b>109</b>
	<b>Annexes</b>	<b>111</b>

---

<b>A Compléments</b>	<b>111</b>
A.1 Production de particules suivant une loi exponentielle . . . . .	111
A.2 Coupures de type Armenteros-Podolanski . . . . .	112
A.3 Méthode d'estimation du bruit de fond par <i>rotating</i> . . . . .	114
A.4 Significanece d'un pic en fonction du nombre d'événements . . . . .	115
A.5 Effet des coupures de sélection dans la recherche des $H^0$ . . . . .	115





# Table des figures

1.1	Potentiel $V_{q\bar{q}}$ en fonction de la distance inter-quarks. . . . .	3
1.2	Diagramme des phases de la matière nucléaire. . . . .	4
1.3	Densité d'énergie et pression par calculs sur réseau. . . . .	5
1.4	Condensat de quarks $\bar{q}q$ en fonction de la température et de la densité . . . . .	7
2.1	Situation des accélérateurs dans les diagramme des phases. . . . .	10
2.2	Le BNL et le complexe de l'accélérateur RHIC et ses quatre expériences. . . . .	11
2.3	Vue schématique du LHC et des chemins empruntés par les noyaux. . . . .	12
2.4	Évolution d'un PQG selon le scénario de Bjorken . . . . .	13
2.5	Scénario d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes. . . . .	14
2.6	Rapports de particules mesurés par STAR dans Au-Au à 200 GeV. . . . .	15
2.7	Processus de création des paires $s\bar{s}$ . . . . .	16
2.8	Augmentation de l'étrangeté en fonction de $N_{part}$ . . . . .	18
2.9	Augmentation de l'étrangeté dans un modèle statistique. . . . .	18
2.10	Comparaison de $\lambda_s$ entre des modèles statistiques et les données expérimentales. . . . .	19
2.11	$K/\pi$ en fonction de la température de hadronisation. . . . .	20
2.12	Pression en fonction de la densité d'énergie. . . . .	23
2.13	$T_{fo}$ , $\beta_s$ et $\langle p_T \rangle$ mesurés dans STAR pour les particules $\pi$ , $K$ , $p$ , $\Lambda$ et $\Xi$ ( $\Omega$ ). . . . .	24
2.14	Zone de recouvrement des noyaux incidents dans une collision semi-centrale. . . . .	25
2.15	Évolution temporelle de la géométrie de la source. . . . .	25
2.16	$Flow$ elliptique des particules $\pi$ , $K$ , $p$ , $\Lambda$ , $\Xi$ et $\Omega$ mesurés dans STAR. . . . .	26
2.17	$R_{CP}$ en fonction du $p_T$ pour mésons et baryons mesurés dans STAR. . . . .	29
2.18	$R_{AB}$ des hadrons chargés et $\pi^0$ en fonction du $p_T$ mesuré par BRAHMS. . . . .	30
2.19	Corrélation azimutales dans les zones <i>in-plane</i> et <i>out-of-plane</i> . . . . .	31
3.1	Diagramme des phases de la matière nucléaire muni du degré de liberté d'étrangeté . . . . .	34
3.2	Énergie par baryon en fonction de la fraction d'étrangeté. . . . .	35
3.3	Seuils et modes de désintégration possibles du $H^0$ en fonction de sa masse. . . . .	37
3.4	Modes de désintégration et rapports d'embranchement prévus pour le $(\Lambda\Lambda)_b$ . . . . .	38
3.5	Modes de désintégration et rapports d'embranchement prévus pour le $(\Xi^0 p)_b$ . . . . .	39
3.6	$dN/dy$ des dibaryons $\Sigma^+ p$ , $(\Xi^0 p)_b$ , $\Lambda\Lambda$ , $\Xi^0\Lambda$ et $\Xi^0\Xi^-$ , collisions Au-Au à 200 GeV. . . . .	39
4.1	Le détecteur STAR. . . . .	42
4.2	Vue tridimensionnelle de la TPC de STAR . . . . .	43
4.3	Signal des ZDC en fonction du signal du CTB. . . . .	45
4.4	Distribution des événements selon leur multiplicité de traces primaires. . . . .	45
4.5	Charges déposées par les particules chargées dans la TPC. . . . .	46

4.6	Représentation d'une hélice. . . . .	47
4.7	Résolution en position du vertex primaire dans le plan transverse. . . . .	48
4.8	Sélections topologiques utilisées lors de la reconstruction des $V^0$ dans STAR. . . . .	49
4.9	Distribution en $p_{T_{arm}} - \alpha$ des candidats $\Lambda$ sélectionnés. . . . .	50
4.10	Sélections topologiques utilisées lors de la reconstruction des cascades dans STAR. . . . .	51
4.11	Procédure de reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	52
4.12	Distributions en impulsion transverse des particules filles du $H^0$ . . . . .	54
4.13	Distributions des variables de sélection des $H^0$ simulés, coupures relâchées. . . . .	55
4.14	Spectres en masse invariante des $H^0$ reconstruits dans 300 événements MEVSIM. . . . .	56
4.15	Nombre de $H^0$ simulés par intervalle de centralité (0% $\rightarrow$ 100%). . . . .	57
4.16	Distribution en $p_T - y$ et $p_T - \eta$ des $H^0$ simulés. . . . .	57
4.17	Spectre en masse invariante des $H^0$ , données d' <i>embedding</i> . . . . .	58
4.18	Sensibilité à $3 \sigma$ , efficacité et pureté en fonction de la centralité. . . . .	59
4.19	Perte d'énergie par unité de distance des $e$ , $\pi$ , K et $p$ en fonction de l'impulsion. . . . .	61
4.20	Spectres en masse invariante de $\Lambda p \pi^-$ , données Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ . . . . .	62
4.21	Spectres en masse invariante de $\Lambda p \pi^-$ , données Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ , bruit de fond soustrait. . . . .	63
4.22	Ajustement linéaire du spectre en masse invariante de $\Lambda p \pi^-$ . . . . .	63
4.23	Significativité du pic en fonction du nombre d'événements analysés. . . . .	64
4.24	Spectres en masse invariante de $\Lambda p \pi^-$ avec coupures d' <i>embedding</i> . . . . .	68
4.25	Spectres en masse invariante de $\Lambda p \pi^-$ avec coupures utilisées à $200 \text{ GeV}$ . . . . .	69
4.26	Désintégration du $H^0$ dans le mode résonant $\Xi^- p$ . . . . .	70
4.27	Spectre en masse invariante de $H^0 \rightarrow \Xi^- p$ , données Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ . . . . .	71
5.1	Le détecteur ALICE . . . . .	74
5.2	Topologie de désintégration en $V^0$ . . . . .	80
5.3	$Acc_\Lambda$ , $Eff_\Lambda$ et $\epsilon_\Lambda$ en fonction du $p_T$ , zone fiduciaire restreinte. . . . .	82
5.4	$Acc_\Lambda$ en fonction du $p_T$ , zones fiduciaires restreinte et étendue. . . . .	84
5.5	Distribution des paramètres de sélection topologiques du $\Lambda$ . . . . .	85
5.6	Distribution en $p_T$ des traces filles du $\Lambda$ , bruit et signal. . . . .	86
5.7	Reconstruction des $\Lambda$ , coupures de référence. . . . .	86
5.8	$Eff_\Lambda$ et $\epsilon_\Lambda$ en fonction du $p_T$ , coupures dépendantes du $p_T$ . . . . .	87
5.9	Spectre en masse invariante de $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ et distribution du signal et du bruit. . . . .	88
5.10	Distribution en $p_T$ des $\Lambda$ produits et reconstruits, pour $10^7$ événements. . . . .	88
5.11	Spectre en masse invariante de $p \pi^-$ , coupures sévères. . . . .	89
5.12	Topologie de désintégration d'un $\Xi$ ou $\Omega$ en cascade. . . . .	90
5.13	$Acc_{\Xi^-}$ en fonction du $p_T$ , zone fiduciaire étendue. . . . .	91
5.14	$Eff_{\Xi^-}$ et $\epsilon_{\Xi^-}$ en fonction du $p_T$ , différents jeux de sélections. . . . .	92
5.15	Spectre en masse invariante de $\Lambda p \pi^-$ , 300 événements, coupures de référence. . . . .	92
5.16	Spectre en masse invariante de $\Lambda p \pi^-$ , 300 événements, coupures dépendante du $p_T$ . . . . .	94
5.17	Distribution en $p_T$ du signal et du bruit pour les $\Xi^-$ , différents jeux de coupures . . . . .	94
5.18	Distribution en $p_T$ des $\Xi^-$ produits et reconstruits, pour $10^7$ événements. . . . .	95
5.19	$Acc_{\Omega^-}$ en fonction du $p_T$ . . . . .	95
5.20	Identification des $\Omega^-$ , coupures de référence des $\Xi^-$ . . . . .	96
5.21	Identification des $\Omega^-$ , coupures sévères. . . . .	97
5.22	Distribution en $p_T$ des $\Omega^-$ produits et reconstruits, pour $10^7$ événements. . . . .	98
5.23	Topologie de désintégration du $H^0$ métastable dans son mode $\Lambda p \pi^-$ . . . . .	99

5.24	Spectre en masse invariante de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ , équivalent de 135000 événements. . . . .	101
5.25	Spectre en masse invariante de $(\Xi^0 p)_b \rightarrow \Lambda p$ , équivalent de 60000 événements. . . . .	102
5.26	Spectre en masse invariante de $H^0 \rightarrow \Lambda \Lambda$ . . . . .	104
5.27	Spectres en masse invariante des $\Lambda$ et des $\Xi^-$ , code de reconstruction actuel. . . . .	105
A.1	Désintégration à deux corps dans le centre de masse. . . . .	112
A.2	Graphe d'Armenteros-Podolanski : distribution en $(p_{Tarm}, \alpha)$ des $K_S^0$ , $\Lambda$ et $\bar{\Lambda}$ . . . . .	114
A.3	Procédure de <i>rotating</i> : rotation du proton autour de l'axe du faisceau. . . . .	114
A.4	Spectre de $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$ pour les coupures du tableau A.2. . . . .	116
A.5	Spectre de $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$ pour les coupures du tableau A.3. . . . .	117
A.6	Spectre de $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$ pour les coupures du tableau A.4. . . . .	118
A.7	Spectre de $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$ pour les coupures du tableau A.5. . . . .	119
A.8	Spectre de $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$ pour les coupures du tableau A.6. . . . .	120
A.9	Spectre de $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$ pour les coupures du tableau A.7. . . . .	121
A.10	Spectre de $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$ pour les coupures du tableau A.8. . . . .	122
A.11	Spectre de $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$ pour les coupures du tableau A.9. . . . .	123
A.12	Spectre de $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$ pour les coupures du tableau A.10. . . . .	124
A.13	Spectre de $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$ pour les coupures du tableau A.11. . . . .	125



# Liste des tableaux

4.1	Coups de sélection géométriques des $V^0$ dans STAR. . . . .	49
4.2	Coups de sélection géométriques des cascades dans STAR. . . . .	50
4.3	Paramètres de simulation des $H^0$ . . . . .	53
4.4	Exemple de coups géométriques utilisés pour la sélection des $H^0$ . . . . .	56
4.5	Sélections utilisées pour la sélection des $H^0$ pour différentes centralités. . . . .	60
4.6	Coups de sélection pour $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ avec soustraction du bruit. . . . .	62
4.7	Gains en efficacité pour différentes valeurs de $T$ et $c\tau$ . . . . .	64
4.8	Valeurs numériques obtenues pour le calcul de la signification et de son erreur. . . . .	66
4.9	Coups de sélection pour $\Xi^- p$ . . . . .	70
5.1	$c\tau$ et rapports d'embranchements des hyperons et $K_S^0$ . . . . .	78
5.2	Multiplicités et pentes inverses des spectres exponentiels en $p_T$ pour les $\Lambda$ , $\Xi$ et $\Omega$ . . . . .	79
5.3	Coups de sélection pour les $\Lambda$ , zone fiduciaire restreinte. . . . .	82
5.4	Coups de référence pour les $\Lambda$ . . . . .	84
5.5	Coups dépendantes du $p_T$ pour les $\Lambda$ . . . . .	87
5.6	Coups sévères pour les $\Lambda$ . . . . .	88
5.7	Coups de référence pour les $\Xi^-$ . . . . .	91
5.8	Coups dépendantes du $p_T$ pour les $\Xi^-$ . . . . .	93
5.9	Coups de sélections serrées pour les $\Omega^-$ . . . . .	97
5.10	Coups pour les $H^0$ dans le mode $\Lambda p \pi^-$ . . . . .	100
5.11	Coups topologiques appliquées pour la reconstruction des $\Lambda$ . . . . .	103
5.12	Coups pour les $V^0$ et cascades, code de reconstruction actuel. . . . .	105
A.1	Valeurs numériques des paramètres $p^*$ , $a$ et $b$ pour $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ . . . . .	113
A.2	Coups de reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	116
A.3	Coups de reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	117
A.4	Coups de reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	118
A.5	Coups de reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	119
A.6	Coups de reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	120
A.7	Coups de reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	121
A.8	Coups de reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	122
A.9	Coups de reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	123
A.10	Coups de reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	124
A.11	Coups de reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ . . . . .	125



# Introduction

La chromodynamique quantique (QCD), théorie des interactions fortes du modèle standard, attribue le confinement des quarks en hadrons à des forces de couleur véhiculées par les gluons et dont l'intensité croît linéairement avec la distance. À l'échelle des très hautes énergies, c'est-à-dire pour les très petites distances, cette force possède la propriété de « liberté asymptotique », suggérant que la constante de couplage entre les quarks et les gluons s'annihile. L'idée qu'un milieu de très forte densité d'énergie dans lequel ces partons ne seraient plus confinés mais en quelque sorte libres de se mouvoir dans de plus grands espaces qu'un simple hadron a donc conduit à supposer l'existence d'une nouvelle forme de la matière nucléaire, le plasma de quarks et de gluons (PQG).

Dans les premiers instants de la création de notre univers, quelques microsecondes après le *Big-bang*, les conditions favorables à la création d'un tel milieu ont probablement été atteintes. Au fur et à mesure de son expansion, l'univers s'est refroidi et, selon les calculs de QCD sur réseau, aurait subi une transition de phases amenant la matière, alors sous forme de PQG, à l'état que nous connaissons bien où les quarks sont confinés en hadrons.

La mise en évidence expérimentale du PQG pourrait avoir d'importantes conséquences sur la connaissance générale de la matière et sur la théorie des interactions fortes. Mais les conditions requises pour cela sont difficilement accessibles et la seule solution connue actuellement pour recréer un PQG dans le laboratoire se trouve dans les accélérateurs d'ions lourds ultra-relativistes. Avec ce type d'appareillages, des noyaux tels que l'or ou le plomb peuvent être accélérés à des vitesses proches de celle de la lumière ; l'énergie acquise par chaque nucléon incident, combinée à la quantité d'interactions mise en jeu lors d'une collision, crée ainsi un milieu très dense et très chaud, suffisamment peut-être pour atteindre des conditions similaires à celles qu'a connues notre univers à ses premiers instants.

La recherche du PQG consiste à analyser un certain nombre de signaux émergeant des collisions. Si une phase de plasma est atteinte par une collision, sa durée de vie est vraisemblablement courte et son volume restreint, c'est pourquoi il n'est pas possible de sonder directement le milieu. En revanche, les particules issues de la collision peuvent garder une trace de leur passage par cette phase et ainsi en fournir des informations pouvant être recueillies expérimentalement. La démarche théorique consiste donc à trouver un maximum d'observables sensibles au PQG et dont le comportement devrait être différent si le milieu créé est purement hadronique. La démarche expérimentale a, elle, pour but de quantifier ces observables et de vérifier la validité de leur mesure. Toutes les informations recueillies doivent alors être confrontées aux spéculations théoriques afin de pouvoir argumenter quant à l'obtention, ou non, de la phase de plasma.

Les caractéristiques de la production de matière étrange peuvent constituer l'une des signatures les plus probantes de l'apparition d'un PQG. En effet, il est attendu qu'une quantité importante de particules étranges, composées de quarks  $s$ , soit produite en présence de plasma. De plus, ces particules comme les  $K$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$  et plus particulièrement les  $\phi$  ( $s\bar{s}$ ) et les  $\Omega$  ( $sss$ ), absentes à l'origine

de la collision, sont moins sensibles à l'état initial (les nucléons incidents) que les espèces composées de quarks  $u$  et  $d$  uniquement et permettent donc de sonder le comportement du milieu de manière plus directe.

Plusieurs observables telles que la composition et le degré d'équilibration chimiques du système, ses manifestations de mouvements collectifs ou la phénoménologie des diffusions dures, donnent accès à de nombreuses informations sur les mécanismes physico-chimiques présidant l'évolution des collisions. Les particules étranges possèdent la spécificité de se manifester au travers de ces divers thèmes de physique et peuvent par conséquent contribuer à leur compréhension. Les hypérons, notamment, de par leurs temps de vie et leurs modes de désintégration en particules chargées, ont la possibilité, à l'aide de trajectographes adaptés, d'être identifiés grâce à des méthodes topologiques dans une large gamme d'impulsions, que ce soit dans le domaine de la physique du *bulk* et de ses processus mous, ou dans celui de la physique des hauts moments transférés. L'identification des hypérons est donc une étape essentielle dans la recherche du PQG par les collisions d'ions lourds.

De plus, en raison des possibilités de création d'un plasma de quarks et de gluons qu'elles offrent, les collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes pourraient être propices à l'apparition de certaines formes d'une matière nouvelle, encore hypothétique, faite de quarks étranges : les strangelets. Alors que la matière baryonique connue à l'heure actuelle se compose exclusivement de triplets de quarks, les strangelets, eux, se composeraient d'un nombre de quarks plus (voire beaucoup plus) élevé. Parmi ces objets, la forme la plus simple se présenterait sous forme d'un "sac" de six quarks ( $uuddss$ ), appelé  $H^0$ -dibaryon en raison de son nombre baryonique égal à 2. On envisage également la possibilité d'existence d'autres types de dibaryons étranges, sous forme hadronique cette fois, ayant des propriétés proches de celles du  $H^0$ , et dont l'apparition pourrait également avoir lieu grâce aux collisions d'ions lourds.

Les méthodes contribuant à la recherche des hypérons peuvent être mises en œuvre pour rechercher certaines de ces particules exotiques possédant elles-aussi des modes de désintégration chargés. Ces particules, encore hypothétiques, ont fait l'objet d'investigations depuis plus de vingt ans, sans succès. Cependant, les nouveaux accélérateurs d'ions lourds, associés aux technologies de pointe développées pour leurs détecteurs, constituent un potentiel sérieux à leur mise en évidence.

Les expériences STAR et, bientôt, ALICE, installées respectivement auprès des collisionneurs d'ions lourds ultra-relativistes RHIC et futur LHC, possèdent de nombreux atouts pour l'étude des particules étranges. Les travaux présentés ici contribuent à la recherche de dibaryons étranges dans l'expérience STAR, ainsi qu'à celle d'hypérons et de dibaryons dans l'expérience ALICE.

Cette thèse abordera dans le premier chapitre quelques aspects théoriques et phénoménologiques de la physique du plasma de quarks et de gluons.

Le chapitre 2 présentera certaines signatures attendues du PQG, étudiées depuis les premiers accélérateurs d'ions lourds jusqu'aux possibilités offertes par le LHC, en insistant sur l'importance de l'identification des particules étranges.

Dans le chapitre 3 sera traitée la physique de la matière étrange exotique, et plus particulièrement celle des dibaryons étranges.

Le chapitre 4 présentera l'expérience STAR, les méthodes développées pour la recherche de dibaryons ainsi que les résultats obtenus dans les données Au-Au aux énergies de  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  et  $200$  GeV.

Enfin, l'estimation des performances d'identification des hypérons et des dibaryons dans ALICE pour les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV feront l'objet du chapitre 5.



# Chapitre 1

## Le Plasma de Quarks et de Gluons

### 1.1 Généralités

Le plasma de quarks et de gluons (PQG) est un état de la matière nucléaire prédit par la chromodynamique quantique (QCD) mais dont la mise en évidence expérimentale n'est à l'heure actuelle pas encore établie de manière indiscutable.

L'univers primordial, quelques microsecondes après le Big-Bang, se serait trouvé sous forme d'un plasma de quarks et de gluons « libres », caractérisé par une température et une densité d'énergie très élevées. Puis, au fur et à mesure de son expansion, l'univers se serait refroidi en effectuant une transition de phases ayant conduit les quarks et les gluons à se confiner en hadrons, constituant la matière nucléaire telle que nous la connaissons.

Les forces mises en jeu dans cette transition peuvent se caractériser par un potentiel inter-quarks, différent dans un PQG et dans la matière hadronique. Ce potentiel est lié à la constante de couplage de la QCD,  $\alpha_s$ , qui varie logarithmiquement avec l'énergie et donc avec la distance :  $\alpha_s$  est proche de 0 à haute densité d'énergie tandis qu'elle prend des valeurs conséquentes dans la matière nucléaire froide ( $\alpha_s \gg 1$ ).

On peut schématiquement décrire le potentiel inter-quarks avec la figure 1.1.

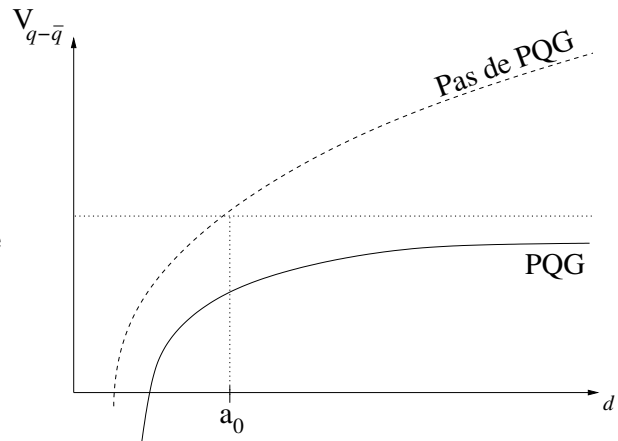


FIG. 1.1 – Évolution du potentiel  $V_{q\bar{q}}$  en fonction de la distance inter-quarks ( $d$ ) ;  $a_0$  désigne le rayon du nucléon.

La figure 1.1 montre l'évolution de ce potentiel inter-quarks en fonction de la distance  $d$  entre un quark  $q$  et un anti-quark  $\bar{q}$ . Dans la matière hadronique, ce potentiel prend la forme connue  $V_{q\bar{q}} = -\alpha_{eff}/r + Kr$ . En présence d'une densité d'énergie supérieure à environ  $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ , ce

potentiel pourrait se retrouver en-deçà de sa valeur hadronique par des mécanismes d'écrantage de type Debye. Cet écrantage peut être provoqué soit en « chauffant », soit en « comprimant » la matière nucléaire.

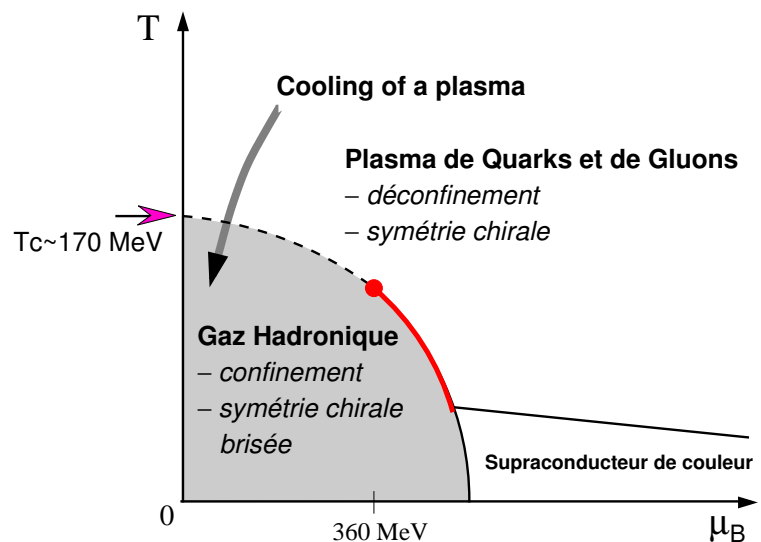
Dans les deux mécanismes proposés, la densité de matière par unité de volume augmente à tel point que les hadrons se « superposent » et perdent ainsi en quelque sorte leur identité, car les forces de couleur, agissant sur les partons de chaque hadron, se trouvent occultées par la présence de partons extérieurs. À l'échelle de la taille d'un hadron (où l'interaction coulombienne est négligeable devant les forces de couleur), le potentiel  $V_{q\bar{q}}$  s'en trouve donc d'autant plus diminué que la densité de matière est grande. Les partons peuvent alors se mouvoir dans un volume plus grand que celui des hadrons de la matière nucléaire froide.

La définition-même de plasma reste à l'heure actuelle générale ; on peut parler de plasma pour différents type de milieux et différents propriétés thermodynamiques et physiques. Voyons à présent quelques notions propres au PQG.

## 1.2 Déconfinement et transition de phases de la matière nucléaire

On peut parler de transition de phases à partir du moment où certaines propriétés de la matière nucléaire subissent un changement radical. On représente généralement son diagramme des phases selon la température ( $T$ ) et le potentiel chimique baryonique ( $\mu_B$ ), comme l'illustre la figure 1.2.

FIG. 1.2 – Diagramme des phases de la matière nucléaire.  $T_c$  désigne la température critique de transition à  $\mu_B = 0$  [1].



Dans la matière nucléaire froide, les quarks sont confinés en hadrons, et leur masse effective est grande par rapport à leur masse nue, du fait de la valeur non nulle du condensat de quarks  $\langle q\bar{q} \rangle$  (voir partie 1.3), la symétrie chirale y est brisée.

Lorsque l'on augmente  $T$  et/ou  $\mu_B$ , une transition de phases est possible, soit vers la phase supraconductrice de couleur (dont les propriétés ne seront pas abordées ici), soit vers la phase de plasma de quarks et de gluons. Dans le deuxième cas, cette transition peut être, selon le chemin suivi, du 1<sup>er</sup> ordre, du 2<sup>e</sup> ordre ou de type « *cross-over* ».

Une transition de phases du 1<sup>er</sup> ordre correspond à un passage au travers de la ligne rouge de la figure 1.2, pour un potentiel chimique baryonique supérieur à  $360 \text{ MeV}$  environ [2]. Dans ce cas, on passe d'un état de hadrons à un état déconfiné de matière discontinue. Si l'on considère

un passage par le point critique (point rouge sur la figure), la transition d'un état à l'autre se fait de manière continue, mais au moins un paramètre d'ordre présente une singularité dans son évolution : il s'agit d'une transition du 2<sup>e</sup> ordre. Si  $\mu_B$  est en-deçà de sa valeur au point critique, on a un *cross-over*, c'est-à-dire une transition continue du gaz de hadrons vers le PQG, sans discontinuité dans les variations des paramètres d'ordre. Un *cross-over* n'est donc pas, à proprement parler, une véritable transition de phases, mais dans ce qui suit, on parlera souvent de transition en incluant cette possibilité puisque, là aussi, on passe de degrés de liberté hadroniques à des degrés de liberté partoniques.

La transition peut être effectuée, comme mentionné plus haut, en chauffant le milieu. Dans ce cas, la température augmente mais l'énergie thermique apportée crée des paires quark-antiquark. De la matière et de l'anti-matière sont ainsi produites en égales proportions, conduisant le potentiel chimique baryonique à tendre vers 0 d'autant que cette température augmente. Comme le montre le diagramme de la figure 1.2, la transition de phases est possible à  $\mu_B = 0$  si la température est supérieure à  $T_c$ .

Dans le mécanisme de compression de la matière nucléaire, l'écrantage de type Debye peut être suffisamment élevé pour de fortes valeurs de  $\mu_B$  et de faibles valeurs de la température, comme ce pourrait être le cas dans une étoile à neutrons [3, 4].

La transition de phases est prédite par des calculs de QCD sur réseau. Pour de tels calculs, les figures 1.3(a) et 1.3(b) montrent l'évolution de la densité d'énergie  $\epsilon/T^4$  et de la pression  $p/T^4$  du milieu en fonction de  $T/T_c$  à potentiel chimique baryonique nul [5].

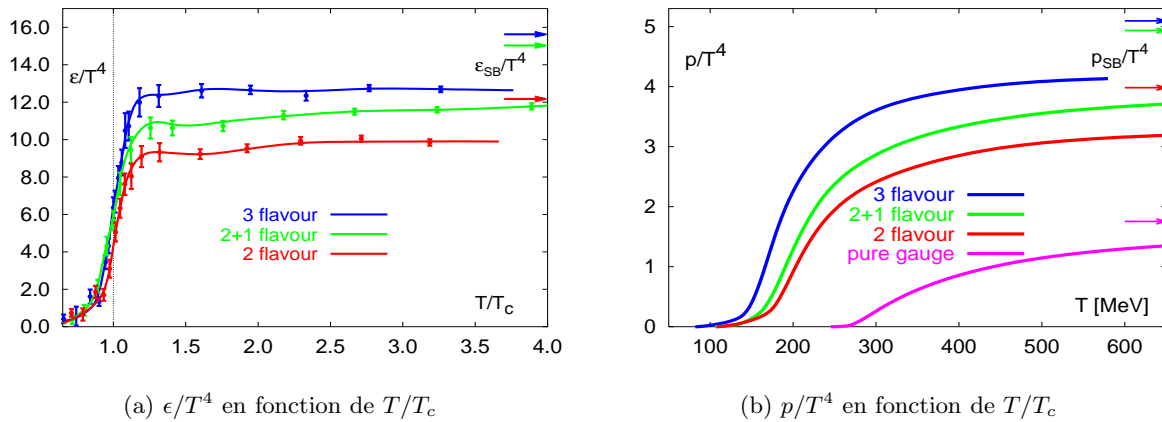


FIG. 1.3 – Résultats des calculs de QCD sur réseau pour la densité d'énergie et la pression en fonction de  $T/T_c$  à potentiel chimique baryonique  $\mu_B = 0$  [5].

Ces résultats ont été obtenus pour trois hypothèses de calcul : trois quarks légers ( $u, d, s$ ), deux quarks légers ( $u, d$ ) et un plus « lourd » ( $s$ ), ou encore deux quarks légers ( $u, d$ ). Ces trois hypothèses montrent toutes une transition lorsque la densité d'énergie/pression est suffisamment importante. Cela implique certaines modifications physiques du milieu, dont le phénomène de « transition chirale » constitue un élément primordial.

### 1.3 Symétrie chirale et condensat de quarks

Considérons pour simplifier un système composé uniquement des quarks de saveurs légères  $u$  et  $d$ , en omettant les indices de couleur propres à la QCD. Le Lagrangien est composé d'une partie cinétique et d'une partie de masse propres aux quarks, ainsi que d'une partie gluonique qui peut être éliminée (pour des raisons d'invariance) pour ce qui suit [6] :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = i\bar{\psi}_u \gamma^\mu \partial_\mu \psi_u + i\bar{\psi}_d \gamma^\mu \partial_\mu \psi_d - m_u \bar{\psi}_u \psi_u - m_d \bar{\psi}_d \psi_d$$

où  $\psi_u$  et  $\psi_d$  désignent les champs des quarks  $u$  et  $d$  de masses  $m_u$  et  $m_d$ . On peut introduire un isospineur  $\psi$  et son conjugué  $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_0$  :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix} \quad \bar{\psi} = (\bar{\psi}_u, \bar{\psi}_d)$$

Le Lagrangien devient alors, en notant  $\sigma_3$  la troisième matrice de Pauli :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \frac{m_u + m_d}{2} \bar{\psi} \psi - \frac{m_u - m_d}{2} \bar{\psi} \sigma_3 \psi$$

On introduit à présent les champs de chiralité gauche et droite :

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi, \quad \psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi$$

Le Lagrangien peut alors se mettre sous la forme :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R - \frac{m_u + m_d}{2} (\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R) (\psi_L + \psi_R) - \frac{m_u - m_d}{2} (\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R) \sigma_3 (\psi_L + \psi_R)$$

Dans la partie de masse, on a :

$$\bar{\psi}_L \psi_L = \bar{\psi}_R \psi_R = 0$$

mais les termes  $\bar{\psi}_L \sigma_3 \psi_L$  et  $\bar{\psi}_R \sigma_3 \psi_R$  ne sont pas nuls. Cependant, la violation d'isospin  $(m_d - m_u)/2 \simeq 2 \text{ MeV}$  peut être négligée devant l'échelle de la masse d'un hadron, c'est pourquoi le Lagrangien peut finalement s'exprimer sous la forme simple :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R - m (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$$

en posant  $m = (m_u + m_d)/2$ .

Considérons maintenant la transformation chirale  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$  agissant séparément sur les champs de quarks gauches et droits :

$$\begin{aligned} SU(2)_L : \quad & \psi_L \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\sigma_k}{2}} \psi_L, & \psi_R & \rightarrow \psi_R \\ SU(2)_R : \quad & \psi_R \rightarrow e^{i\beta_k \frac{\sigma_k}{2}} \psi_R, & \psi_L & \rightarrow \psi_L \end{aligned}$$

Le Lagrangien n'est pas invariant sous cette transformation, mais comme les masses nues des quarks  $u$  et  $d$  sont très petites ( $m \sim$  quelques  $\text{MeV}$ ), le terme de masse est négligeable devant le terme cinétique, et l'invariance est finalement presque parfaite. On parle alors de « symétrie chirale ».

Cette symétrie est donc obtenue en l'absence de confinement, c'est-à-dire lorsque les masses des quarks sont leurs masses nues. En revanche, dans la matière hadronique, la masse effective acquise par les quarks est nettement supérieure à leur masse nue. Le terme de masse du Lagrangien prend

alors des valeurs conséquentes et le Lagrangien n'est plus invariant par la transformation chirale : la symétrie chirale est spontanément brisée.

Il n'y a pas à proprement parler de symétrie chirale parfaite, car même dans le cadre du modèle des quarks légers proposé précédemment, la légère asymétrie d'isospin entraîne une légère brisure. De plus, si l'on ajoute les saveurs plus lourdes au modèle, cet effet en est d'autant plus marqué, (toujours du fait de la présence du terme de masse dans le Lagrangien). Il est donc possible de considérer un « degré » de symétrie chirale, représenté par un paramètre d'ordre appelé « condensat de quarks » et défini par :

$$\langle \bar{q}q \rangle = \frac{1}{2} \langle 0 | \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L | 0 \rangle$$

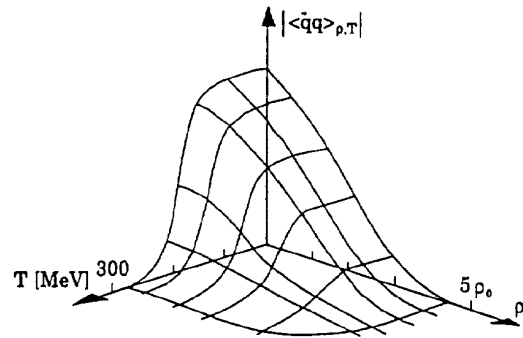
Avec l'exemple du pion, on peut montrer que sa constante de désintégration  $f_\pi$  et sa masse  $m_\pi$  sont reliées à la valeur du condensat de quarks  $\langle \bar{q}q \rangle$ , tel que :

$$m_\pi^2 f_\pi^2 = -2m \langle \bar{q}q \rangle$$

Ainsi de la connaissance de  $\langle \bar{q}q \rangle$  et de la masse des quarks constituants découle la masse de la particule.

Avec une approche de type Nambu-Jona-Lasinio [7, 8], on peut évaluer par des calculs sur réseau la valeur absolue du condensat de quarks en fonction de la température et de la densité du milieu comme le montre la figure 1.4. Ainsi, pour de la matière nucléaire froide et peu dense,

FIG. 1.4 – Condensat de quarks  $\bar{q}q$  en fonction de la température et de la densité [9].



le condensat de quark est élevé, ce qui explique la masse des pions. En revanche, si l'on parvient à des conditions de température et/ou de densité suffisamment élevées, le condensat de quarks s'annihile, les hadrons n'existent plus et la symétrie chirale est restaurée. Notons par ailleurs qu'on s'attend à ce que la température de transition chirale se situe proche de la température critique de transition de phases [10, 11]. Le passage de la matière confinée à la matière déconfinée doit donc s'accompagner de cette restauration de la symétrie chirale.

Comment peut-on vérifier expérimentalement l'existence du PQG sans être obligé d'installer un laboratoire au cœur d'une étoile à neutrons ? La seule solution qui nous est à l'heure actuelle offerte pour recréer les conditions thermodynamiques d'un PQG est l'étude des collisions d'ions lourds, grâce aux accélérateurs de particules. Ils nous permettent aujourd'hui d'accélérer, à des vitesses ultra-relativistes, des noyaux tels que l'or ou le plomb, et d'atteindre ainsi des valeurs de température et/ou de potentiel chimique baryonique suffisantes pour provoquer une transition de phases.

Nous venons de voir que les propriétés d'un PQG, grossièrement décrites dans ce chapitre, mènent à la conclusion que plusieurs observables physiques doivent être modifiées dans un tel milieu (voir également [12]). Le chapitre suivant va tenter de présenter les différentes générations d'accélérateurs

dédiés à l'étude du PQG qui se sont succédées depuis plusieurs années, ainsi que quelques signatures expérimentales, en principe, inhérentes à ce milieu.

## Chapitre 2

# Collisions d'ions lourds ultra-relativistes et production d'étrangeté

### 2.1 Historique des accélérateurs d'ions lourds

Depuis 15 ans se sont succédés plusieurs programmes scientifiques destinés à essayer de recréer un PQG dans le laboratoire. Au début des années 1990, un programme d'étude dédié à l'accélération d'ions a débuté auprès de l'AGS (Alternating Gradient Synchrotron), installé au Brookhaven National Laboratory (BNL), déjà en fonction depuis 1960. Cet accélérateur permet d'accélérer des ions (Si ou Au) et de les projeter sur différents types de cible (Al, Si, W, Au, Pb, etc.) à des énergies de quelque 11  $GeV$  par nucléon.

À cette même période ont commencé également les premières collisions d'ions lourds au SIS (SchwerIonenSynchrotron), installé au GSI (Gesellschaft für SchwerIonenforschung), à des énergies pouvant aller jusqu'à 2  $GeV$  par nucléon.

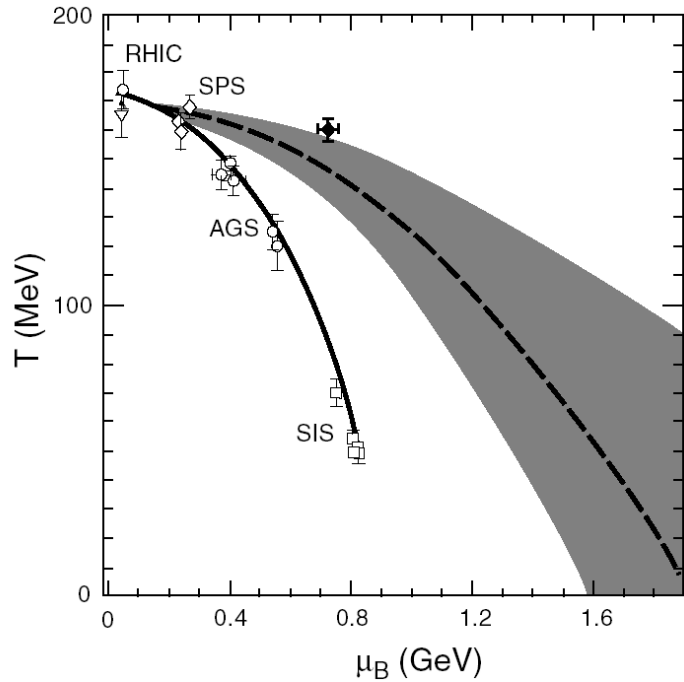
Au CERN, le SPS (Super Proton Synchrotron), en fonction depuis 1976, a permis d'atteindre des énergies allant jusqu'à 160  $GeV$  par nucléon avec un faisceau de Pb. C'est auprès de cet accélérateur que les premiers résultats prometteurs ont été obtenus sur le PQG, ayant motivé la poursuite d'études sur des accélérateurs de plus hautes énergies, avec le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) et bientôt le LHC (Large Hadron Collider).

Les situations de ces accélérateurs par rapport au diagramme des phases ( $T, \mu_B$ ) de la matière nucléaire sont montrés sur la figure 2.1, où l'on constate que le SIS et l'AGS sont trop éloignés de la limite de transition de phases prédite par la QCD sur réseau. En ce qui concerne le SPS, la conclusion est à l'heure actuelle encore incertaine. Le RHIC, lui, constitue un candidat sérieux pour l'étude la matière au-delà de la limite de transition de phases. Ses propriétés sont abordées plus loin.

#### 2.1.1 Le RHIC

Le RHIC est un collisionneur de particules installé au BNL situé sur Long Island, dans l'État de New-York aux États-Unis. Construit au cours des années 90 et mis en fonction récemment (en 2000), le RHIC est un anneau de près de 4 kilomètres de circonférence, constitué de plusieurs centaines d'aimants supraconducteurs, permettant d'accélérer des particules chargées jusqu'à 99.995% de la vitesse de la lumière. Ces particules peuvent être des ions (mi-)lourds, comme le cuivre ou l'or, ou des ions légers (deutéron ou protons). Les ions (mi-)lourds offrent la possibilité de créer un plasma

FIG. 2.1 – Situation des accélérateurs SIS, AGS, SPS et RHIC sur le diagramme des phases  $(T, \mu_B)$  (*points blancs*); point critique (*point noir*); limite de transition de phases obtenue par calculs de QCD sur réseau (*tirets*) [2, 13, 1].



de quarks et de gluons, tandis que les ions légers servent de collisions de référence hadronique. Plusieurs énergies de faisceau sont accessibles dans ce collisionneur ; les prises de données ont été effectuées aux énergies dans le centre de masse par paire de nucléons ( $\sqrt{s_{NN}}$ ) de 19.6, 62.4, 130 et 200 GeV. La luminosité nominale du RHIC est de  $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . C'est à l'heure actuelle l'accélérateur pouvant fournir les collisions d'ions lourds les plus énergétiques et, donc, le plus à même de pouvoir étudier le PQG.

L'acheminement vers le RHIC des particules démarre pour l'accélération d'ions dans un tandem de type Van de Graaff, grâce auquel ils sont accélérés jusqu'à une énergie d'environ 1 MeV/u. Ils sont ensuite transférés par le HITL (Heavy Ion Transfer Line) jusqu'au *booster* qui les accélère à une énergie de 95 MeV/u (figure 2.2). Ce n'est cependant pas le cas des protons, qui sont accélérés par un accélérateur linéaire (LINAC) et transférés directement vers le *booster*.

A la sortie du *booster*, toutes les particules sont injectées dans l'AGS, qui les amène à une énergie plus élevée, de l'ordre de 11 GeV/u. L'ATR (AGS to RHIC Transfer Line) effectue le transfert des particules vers le RHIC, qui assure l'étape finale de l'obtention de particules de vitesses ultra-relativistes. Le RHIC est composé de deux anneaux de forme pseudo-hexagonale, qui se croisent en 6 points, où à quatre d'entre eux sont installées les expériences : STAR (Solenoidal Tracker At Rhic), PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment), PHOBOS<sup>1</sup> et BRAHMS (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers).

La description du détecteur STAR sera fournie en détail dans la partie 4.1.

Le détecteur PHENIX, grâce à ses chambres à dérive, détecteurs Cherenkov et calorimètres électromagnétiques, est principalement dévolu à l'étude des signaux leptoniques et photoniques. Tout comme l'a été NA50 au SPS, c'est l'expérience dédiée à la mesure de la production de particules telles que le  $J/\Psi$ , le charme ouvert ou les résonances de basses masses et leurs désintégrations dans les canaux (di-)leptoniques ou photoniques.

<sup>1</sup>Phobos est le nom d'une des lunes de Mars. Ce nom a été choisi en raison d'un premier projet d'expérience, MARS (Modular Array for RHIC Spectra), non approuvé.



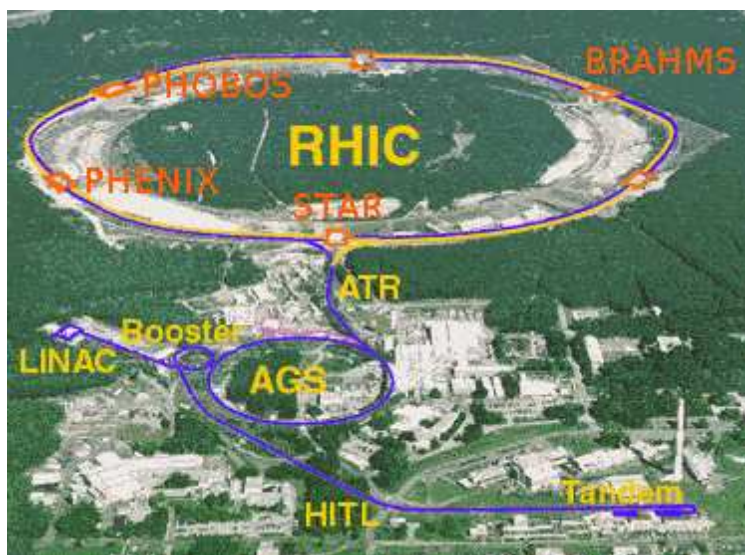


FIG. 2.2 – Le BNL et le complexe de l'accélérateur RHIC et ses quatre expériences.

BRAHMS se compose de deux spectromètres couvrant un large domaine de pseudo-rapacité. Ce détecteur peut donc mesurer plusieurs observables globales des collisions, telles que la multiplicité, ou la distribution en rapidité des particules chargées pour quantifier le pouvoir d'arrêt (degré de *stopping*), par exemple. Les mesures effectuées par BRAHMS se révèlent également pertinentes pour valider les modèles de *Color Glass Condensate* [14].

La mesure de la température de découplage des hadrons issus des collisions (voir partie 2.2) ainsi que celle de la taille et la densité du milieu créé est le principal atout du détecteur PHOBOS. À base de silicium, ses sous-détecteurs entourant le point d'interaction lui confèrent un taux d'acquisition élevé et une haute granularité. Ils lui permettent d'effectuer des corrélations angulaires entre particules de basses impulsions transverses ainsi que des rapports de taux de production de nombreuses particules, légères comme étranges.

Il existe en réalité une cinquième et petite expérience, PP2PP, installée également auprès du RHIC, mais qui n'est pas consacrée à l'étude du PQG ; ses caractéristiques ne seront pas abordées ici.

### 2.1.2 Le LHC

L'accélérateur de la prochaine génération se trouve au CERN, et sa construction sera achevée en 2007. Ce collisionneur ayant pour vocations premières la découverte du boson de Higgs et de la supersymétrie, grâce à des collisions p-p d'une énergie par paire de nucléons dans le centre de masse de  $\sqrt{s_{NN}} = 14 \text{ TeV}$ , permettra par ailleurs l'étude du PQG par des collisions Pb-Pb à une énergie de  $5.5 \text{ TeV}$ . Il est prévu lors des prises de données du LHC de consacrer la majorité du temps aux collisions p-p ; cependant, chaque année, un mois environ sera alloué aux collisions Pb-Pb.

Le LHC, installé dans le même complexe que son prédécesseur (le LEP), sera constitué de deux anneaux concentriques de près de  $27 \text{ km}$  de circonférence situés à environ  $100 \text{ m}$  dans le sol. La luminosité nominale prévue est  $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour les collisions Pb-Pb et  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour les collisions p-p. Pour obtenir l'énergie de  $2.76 \text{ TeV}$  finale par nucléon, une succession d'accélérateurs est nécessaire.

Les ions sont accélérés en premier lieu par un LINAC et en sortent avec une énergie cinétique de  $4.2 \text{ MeV}/u$  (voir figure 2.3). Ils sont ensuite injectés dans le PS (Proton Synchrotron) qui leur

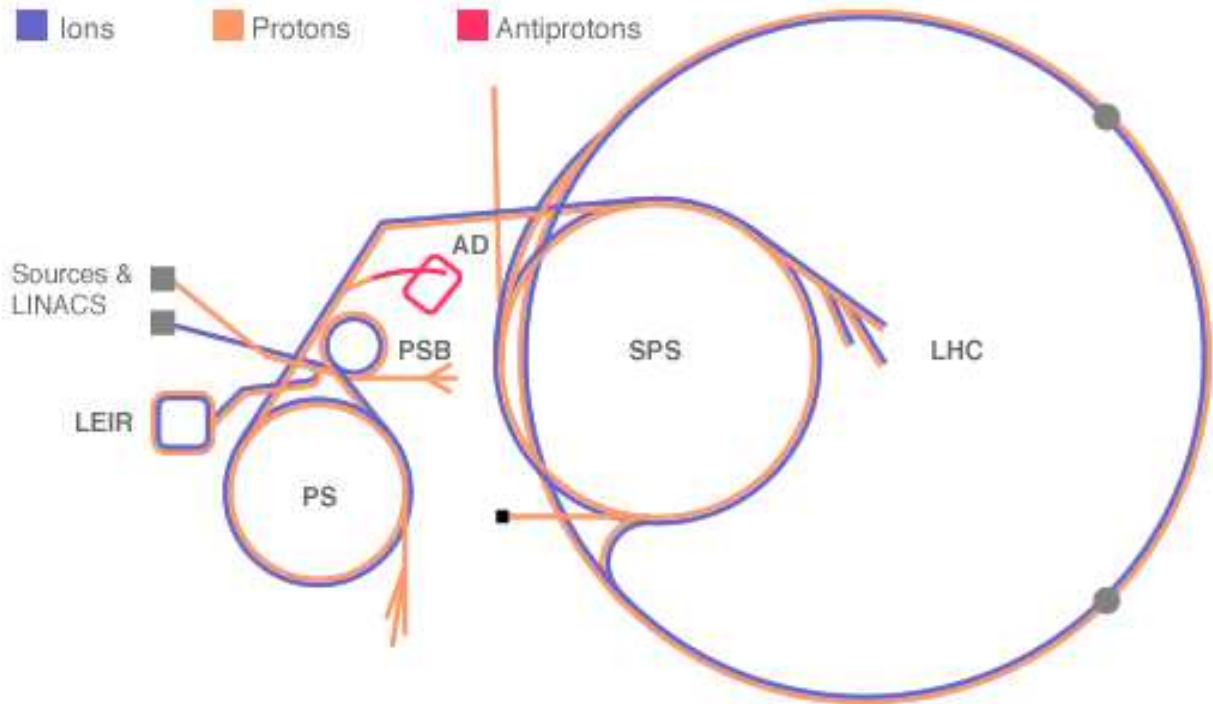


FIG. 2.3 – Vue schématique du LHC et des chemins empruntés par les noyaux.

fournit une énergie de  $25 \text{ GeV}/u$ . Expédiés ensuite vers le SPS qui les accélère jusqu'à  $450 \text{ GeV}/u$ , ils sont injectés dans le LHC pour atteindre finalement  $2.76 \text{ TeV}/u$ . Les faisceaux de protons passeront eux préalablement par les *boosters* du PS et seront accélérés jusqu'à  $7 \text{ TeV}$  dans le LHC.

Quatre expériences sont en cours d'installation auprès du LHC, chacune ayant ses orientations spécifiques.

ALICE sera l'expérience dédiée aux ions lourds et à la physique du PQG. Elle sera présentée en détails dans le chapitre 5.

L'expérience ATLAS, la plus imposante des quatre, aura pour but principal la découverte du boson de Higgs, ainsi que l'exploration des limites du modèle standard en matière de supersymétrie et de matière noire.

L'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) sera focalisée également vers la recherche du boson de Higgs et de la supersymétrie, ainsi que sur la physique du quark top et de la violation de CP dans le secteur de la beauté.

La physique de la beauté sera le domaine d'étude privilégié de la quatrième expérience, LHC<sub>b</sub> (Large Hadron Collider Beauty experiment), en étudiant la violation de CP et les désintégrations rares des mésons beaux.

## 2.2 Évolution du PQG - scénario de Bjorken

En 1983, J. D. Bjorken proposa un modèle d'évolution du plasma créé par des collisions d'ions lourds à hautes énergies en s'appuyant sur une approche hydrodynamique en l'absence de viscosité dans la région centrale de rapidité [15] (voir 2.4.1). Ce scénario permet de modéliser dans le référentiel du laboratoire l'expansion longitudinale (selon l'axe du faisceau), en fonction du temps,

du milieu crée par deux noyaux incidents de vitesse  $\beta \simeq 1$ . Les phases peuvent être représentées schématiquement dans le plan  $(t, z)$  par des hyperboles pour divers temps propres  $\tau$  du système (figure 2.4). Selon ces prédictions, si la température critique est dépassée dans le milieu, le PQG

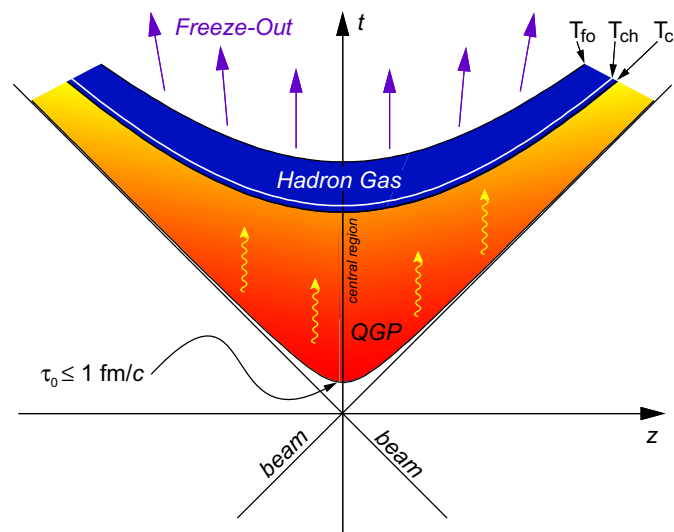


FIG. 2.4 – Évolution d'un PQG selon le scénario de Bjorken [16].

doit se former depuis une phase de pré-équilibre durant environ  $1 \text{ fm}/c$ , conduisant à une phase thermalisée de durée de vie de l'ordre de quelques  $\text{fm}/c$ . Au fur et à mesure de son expansion, le système se refroidit et commence à évaporer des particules, jusqu'à ce que la température critique soit globalement atteinte et que le système soit devenu un gaz de hadrons. Cette transition s'effectue relativement "lentement" et laisse coexister la phase PQG et la phase hadronique en une phase mixte, tout comme une transition du premier ordre lors de l'évaporation de l'eau par exemple. Ce scénario reste néanmoins assez simpliste et l'on envisage également, de façon sérieuse, la possibilité d'une transition de phases au 2<sup>e</sup> ordre ou de type *cross-over* (voir partie 1.2).

La phase hadronique doit subir ensuite deux phénomènes de *freeze-out*, correspondant à des "gels" chimique et cinétique successifs des particules. En effet, l'expansion du système doit atteindre un point où l'impulsion des particules devient suffisamment faible pour interdire toute diffusion inélastique. À ce moment, la composition en variété de particules est donc figée et on parle de *freeze-out* chimique. Ultérieurement, la densité du milieu continuant de diminuer, le libre parcours moyen des particules augmente et les diffusions élastiques deviennent à leur tour impossibles ; la cinématique des particules est alors également figée : elles peuvent poursuivre leur chemin vers les détecteurs de manière libre. Cet instant est appelé le *freeze-out* cinétique. On pourrait de plus avoir affaire à une transition si rapide du système que le temps propre séparant les deux *freeze-out* serait très faible (scénario de « *single freeze-out* ») [17, 18].

L'étude du PQG consiste donc à analyser divers signaux qui doivent être sensibles à la phase non hadronique. Mais cette dernière peut être un état transitoire, bref et de dimensions réduites, ce qui fait que plusieurs signaux possibles propres au PQG peuvent être complètement noyés au sein de la phase hadronique qui suit, plus longue et de volume plus important. Il convient donc de choisir des observables pertinentes, sensibles à la phase de plasma mais qui en gardent l'information lors de la mesure.

Comme l'illustre la figure 2.5, chaque phase d'une collision d'ions lourds peut être étudiée par plusieurs types de sondes.

Les sondes directes, que constituent les sondes « dures », concernent les mesures d'observables

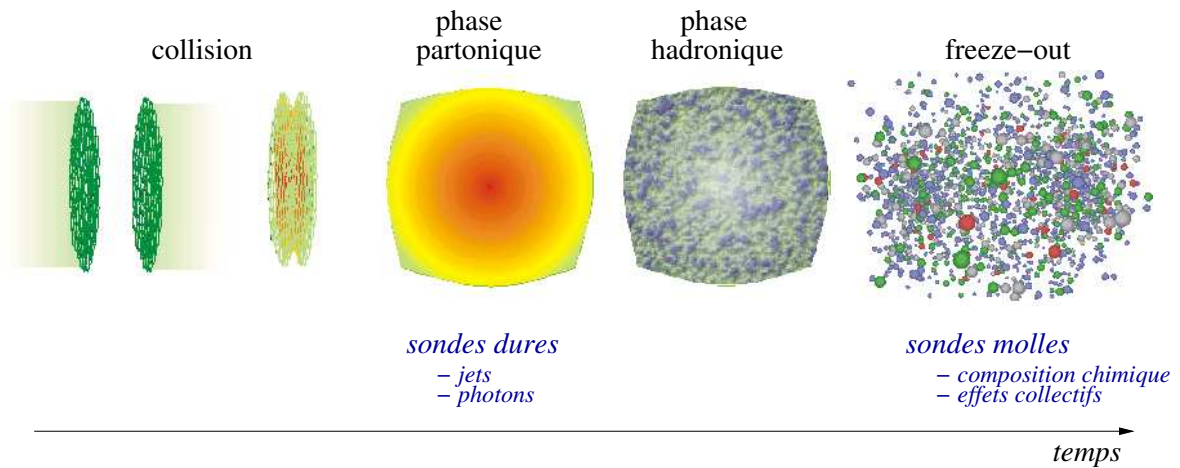


FIG. 2.5 – Scénario d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes.

liées au domaine des hauts moments transférés, qui se développent dans la phase partonique. Les particules mises en jeu dans cette physique possèdent de grandes impulsions transverses et ne sont donc plus supposées interagir avec le milieu dans ses états ultérieurs. Quelques aspects de ce domaine de physique seront abordés dans la partie 2.5.

Les sondes « molles » ou indirectes représentent, quant à elles, les observables mesurant les propriétés du milieu à ses *freeze-out* chimique et cinétique. À ces instants, la très large majorité des hadrons sont « mous », car, ayant subi au cours de l'expansion du milieu de nombreuses interactions, ils se situent dans la gamme de faibles impulsions transverses ( $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ ). Nous verrons dans les parties 2.3 et 2.4 que des informations sur les premiers instants du système, sur sa composition chimique et la dynamique d'expansion peuvent être indirectement recueillies grâce à l'étude de ce type de sondes.

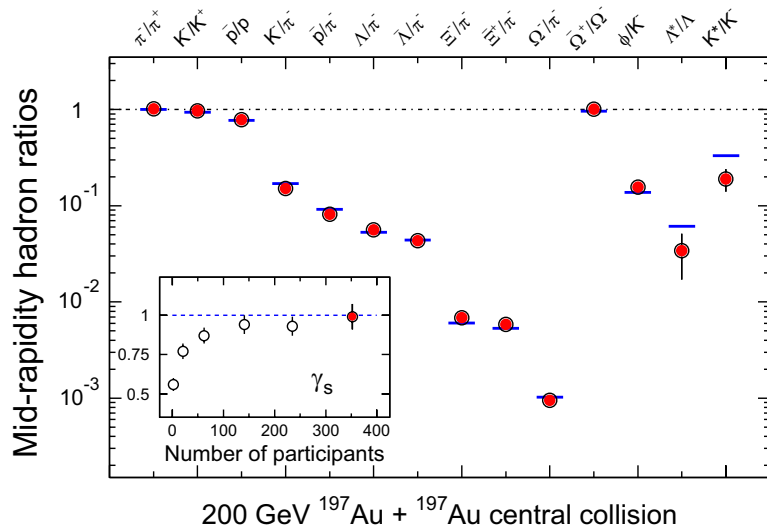
## 2.3 Analyse chimique

### 2.3.1 Modèles statistiques à l'équilibre

L'étude des multiplicités des hadrons produits dans une collision à haute énergie fournit de nombreuses informations sur la nature du milieu créé. Un PQG, milieu partonique probablement très proche d'un équilibre thermique local, devrait produire en se refroidissant des espèces hadroniques en équilibre chimique [19]. On peut montrer par ailleurs qu'une équilibration chimique ne peut vraisemblablement pas être atteinte par des diffusions purement hadroniques sur la courte période impartie [20]. La comparaison de la production des particules produites dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes avec celle obtenue pour un modèle statistique de type Boltzmann, supposant un équilibre à la fois chimique et thermique du système, peut donc donner des indications sur le degré d'équilibration chimique des espèces et par conséquent sur la nature partonique ou hadronique du milieu.

Le modèle thermique s'est avéré performant dans sa description précise des rapports de particules mesurés auprès des accélérateurs SPS et RHIC. Ce modèle, qui repose sur l'hypothèse que le milieu créé dans la collision de deux noyaux est en équilibre thermique, permet de paramétrer dans le formalisme grand-canonique les rapports de particules à partir de seulement deux grandeurs, la température ( $T$ ) et le potentiel chimique baryonique du milieu ( $\mu_B$ ) [21]. Pour les particules étranges, on peut ajouter un troisième paramètre, libre, représentant le facteur de saturation chimique de l'étrangeté  $\gamma_s$  [22]. En suivant cette approche, on peut décrire les rapports de production de plusieurs particules de manière précise pour les données de RHIC. La figure 2.6 montre les mesures des rapports de production de plusieurs particules à rapidité centrale. Les points expérimentaux,

FIG. 2.6 – Rapports de particules, produites à rapidité centrale et intégrées sur le  $p_T$ , mesurées avec STAR dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  (points rouges) et comparaison avec le modèle thermique pour  $T = 163 \text{ MeV}$ ,  $\mu_B = 24 \text{ MeV}$  et  $\gamma_s = 0.99$  (lignes bleues) [23].



correspondant aux données Au-Au de STAR à une énergie  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ , sont superposés aux valeurs obtenues par le modèle pour une température  $T = 163 \text{ MeV}$  et un potentiel chimique baryonique  $\mu_B = 24 \text{ MeV}$ , résultant des meilleurs ajustements des spectres en masse transverse. L'accord entre les données expérimentales et les prédictions du modèle (résonances exceptées) y est très bon. Cela suggère que ces espèces ont bien atteint un fort degré d'équilibre chimique.

Cependant, ce modèle est également en bon accord avec les données de collisions  $pp$  et  $e^+e^-$  pour lesquelles la notion d'équilibre chimique et les grandeurs  $T$  et  $\mu_B$  perdent leur signification, car la quantité de réinteractions entre particules n'est pas suffisante pour parler d'équilibre au sens

de Boltzmann. Les volumes des systèmes mis en jeu dans ces collisions élémentaires et dans les collisions d'ions lourds étant très différents, les conclusions de cette figure restent troublantes, mais peuvent néanmoins donner des arguments pertinents sur l'apparition d'un PQG.

### 2.3.2 Augmentation de l'étrangeté

Parmi les observables pertinentes du PQG, la production d'étrangeté tient une place privilégiée. Sans en être une sonde directe, elle permet d'obtenir des informations essentielles sur la nature du milieu. J. Rafelski et B. Müller ont, les premiers, suggéré que la production de paires quark-antiquark étranges devrait être, dans un plasma, supérieure à celle possible dans le scénario d'une collision purement hadronique [24]. Cette idée s'appuie sur deux concepts essentiels présentés ci-dessous.

Tout d'abord, dans le milieu déconfiné que représente le PQG, on devrait assister à une restauration, du moins partielle, de la symétrie chirale, comme décrit dans la partie 1.3. Cette restauration s'accompagne d'une diminution de la masse du quark  $s$ , passant d'une valeur effective d'environ  $700 \text{ MeV}/c^2$  dans les hadrons à une masse bien moindre, de l'ordre de  $150 \text{ MeV}/c^2$  dans le cas d'une restauration complète (voir partie 1.3). Ainsi, d'un point de vue purement thermodynamique, la création de paires  $s\bar{s}$  doit être nettement favorisée par rapport à un scénario sans déconfinement et ce de manière exponentiellement proportionnelle à la masse, car la valeur maximale du nombre de paires  $s\bar{s}$  ( $N_{s\bar{s}}$ ) à l'équilibre chimique s'écrit sous la forme  $N_{s\bar{s}} \propto e^{-m_s/T}$ .

Par ailleurs, au premier ordre de la QCD perturbative, la création de paires  $s\bar{s}$  s'effectue par deux mécanismes concurrentiels que sont l'annihilation des paires  $q\bar{q}$  et la fusion de gluons [24, 25, 26] (figure 2.7).

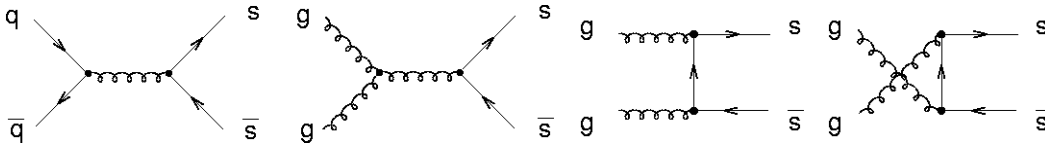
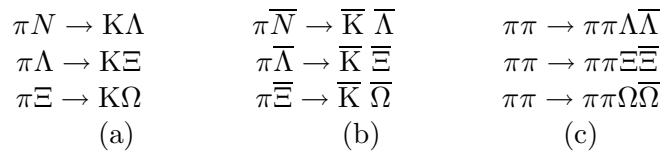


FIG. 2.7 – Processus de création des paires  $s\bar{s}$  [27].

La densité de gluons étant beaucoup plus élevée que celle des quarks, de par leur nature bosonique et leur nombre de degrés de dégénérescence (8), le premier mécanisme est moins favorisé. Le temps d'équilibration chimique des paires  $q\bar{q}$  et des gluons est estimé de 1 à 2  $fm/c$  et pour l'étrangeté autour de 6  $fm/c$ , ce qui doit être à peu près la durée de vie du plasma. La concentration de  $s\bar{s}$  a donc le temps d'atteindre sa concentration à l'équilibre.

Dans un gaz de hadrons, ces processus devraient être beaucoup plus lents et la concentration de l'étrangeté doit atteindre sa valeur de saturation au bout d'un temps largement supérieur à la durée de vie de ce gaz (du moins le temps du *freeze-out* chimique, de l'ordre de 30  $fm/c$ ). Ces processus doivent être d'autant plus lents que la masse de la particule est grande et que son contenu en quarks étranges est élevé. La formation hadronique des hyperons suit les équations suivantes :



Les réactions (a) et (b) sont les moins coûteuses en énergie, mais nécessitent une énergie d'au moins 500  $MeV$  dans le centre de masse, (b) étant défavorisé par rapport à (a) si  $\mu_B > 0$ . Dans ces

mécanismes, la création d'un  $\Omega$ , par exemple, nécessite la production d'un  $\Xi$ , lui-même requérant la production d'un  $\Lambda$  préalable. Le temps caractéristique imparti pour cette réaction en chaîne est de l'ordre de  $100 fm/c$ , ce qui est très supérieur au temps de *freeze-out* [28]. La création de  $\Lambda$  dans un milieu hadronique est envisageable, mais celle des baryons multi-étranges est nettement défavorisée.

Dans les réactions (c), les seuils minimaux d'énergie nécessaires aux pions correspondent à deux fois la masse des hypérons considérés, soit respectivement  $2233 MeV$ ,  $2642 MeV$  et  $3344 MeV$ . Ainsi, la production des  $\Lambda$  reste dans les limites raisonnables des mécanismes hadroniques, mais celle des baryons multi-étranges est, une fois de plus, peu probable.

Afin de pouvoir distinguer un scénario partonique d'un scénario hadronique dans une collision, il est donc intéressant d'étudier les rapports de production de particules étranges. Dans un plasma, on devrait être proche de l'équilibre chimique de l'étrangeté, c'est pourquoi les rapports entre particules devraient être proches, alors qu'on s'attend à ce qu'ils soient différents dans un gaz hadronique au *freeze-out* chimique :

$$\left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{PQG} \simeq \left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{PQG} \quad \text{et} \quad \left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{GH} < \left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{GH}$$

De plus, les rapports entre baryons doivent être plus faibles dans un gaz hadronique à cause des mécanismes défavorisés précisés plus haut :

$$\left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{PQG} > \left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{GH} \quad \text{et} \quad \left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{PQG} > \left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{GH}$$

La difficulté de telles comparaisons réside dans le fait qu'on a affaire à des systèmes différents. En effet, c'est seulement dans les collisions d'ions lourds que l'on attend la présence d'un PQG. Ces comparaisons devant être effectuée à une même énergie, la seule possibilité pour assurer la présence d'un gaz hadronique consiste à utiliser des systèmes tels que p-p, p-Be ou encore d-Au dans lesquels la formation d'un plasma est improbable. Afin de prendre en compte cet effet de taille des noyaux, on utilise la variable  $\langle N_{part} \rangle$  correspondant au nombre de nucléons participants à la collision. Il va de soi que  $\langle N_{part} \rangle$  dépend du nombre de nucléons présents dans les noyaux initiaux et également du paramètre d'impact (centralité) de la collision.

Les taux de production des hypérons ont été mesurés au SPS et au RHIC pour différentes énergies et différents systèmes (ions lourds et références hadroniques). Les résultats de ces mesures à  $\sqrt{s_{NN}} = 8.8, 17.3$  et  $200 GeV$  sont présentés sur la figure 2.8. Pour les trois énergies considérées, les mesures montrent en effet une nette augmentation de la production des hypérons par rapport à la référence hadronique et ce d'autant plus que l'hypéron est chargé en étrangeté : la production des  $\Omega$  est supérieure à celle des  $\Xi$ , elle-même supérieure à celle des  $\Lambda$ .

On peut cependant se poser une question essentielle sur l'augmentation de l'étrangeté au vu de ces résultats : ne peut-elle pas simplement provenir de la taille du système lui-même plutôt que de la nature du milieu créé ?

On peut introduire alors le concept de « suppression canonique » qui postule, dans le cadre d'un modèle statistique à l'équilibre, que tout ou partie de l'augmentation de l'étrangeté ne provient pas du déconfinement mais de la taille du système. En effet, même un milieu purement hadronique, mais de grande taille comme ceux issus de collisions noyau-noyau générant une température élevée, pourrait favoriser la production d'étrangeté en raison du plus grand nombre de degrés de liberté accessibles [31, 32]. La loi de conservation des nombres quantiques s'étend dans un système beaucoup plus grand que celui des collisions de référence comme p-p. Dans ce dernier, la loi de conservation doit être effectuée dans un volume beaucoup plus restreint, ce qui limite fortement les degrés de liberté accessibles pour la production de matière étrange.

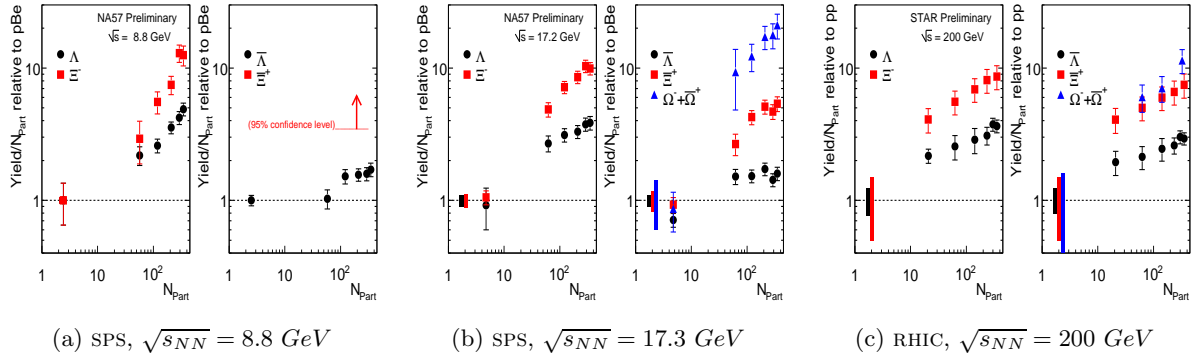


FIG. 2.8 – Taux de production des hypérons en fonction de la centralité (représenté par  $N_{part}$ ) pour différentes énergies dans le centre de masse, normalisés à une référence hadronique (p-p ou p-Be) [29, 30].

Des modèles statistiques ont été réalisés pour tenter de décrire la production d'étrangeté dans les collisions au moyen d'ensembles statistiques adaptés, grâce aux formalismes canonique et grand-canonique pour les petits (p-p, p-Be, d-Au) et grands (Au-Au, Pb-Pb) systèmes respectivement. La figure 2.9 montre les prévisions de cette approche quant à la production des hypérons pour les énergies de  $8.73$  GeV et de  $130$  GeV dans le centre de masse. La tendance observée au SPS et au

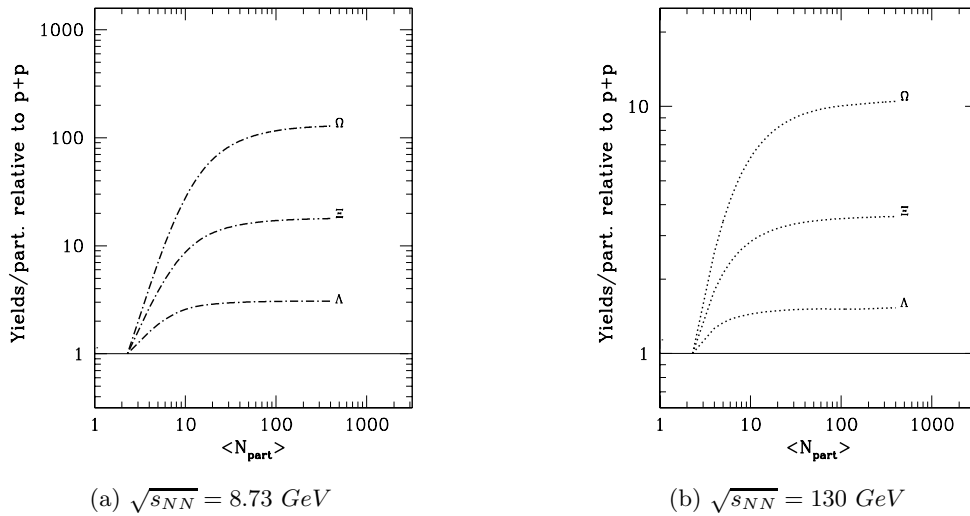


FIG. 2.9 – Taux de production des hypérons dans le cadre d'un modèle statistique en fonction de la centralité pour différentes énergies disponibles dans le centre de masse [32].

RHIC (figure 2.8) est effectivement reproduite qualitativement par cette approche statistique, mais les valeurs obtenues ne concordent pas avec les données. Ni la saturation attendue pour des grandes valeurs de  $\langle N_{part} \rangle$ , ni la dépendance en énergie ne sont vérifiées expérimentalement.

Le modèle statistique parvient donc à décrire qualitativement l'augmentation de l'étrangeté, mais l'absence de description quantitative vient peut-être du fait que ce modèle ne parvient pas à reproduire correctement l'échelle du volume de corrélation en œuvre dans les collisions noyau-noyau.



Ce volume de corrélation ne peut probablement pas être décrit par la variable  $\langle N_{part} \rangle$  uniquement. D'ailleurs, une approche quantitative de la production des particules étranges faisant intervenir une loi d'échelle avec à la fois le nombre de participants  $\langle N_{part} \rangle$  et le nombre de collisions binaires  $\langle N_{bin} \rangle$  a été proposée. Cette approche décrit les résultats expérimentaux avec succès [30], ce qui suggère que la contribution des processus durs à la création d'étrangeté n'est pas négligeable.

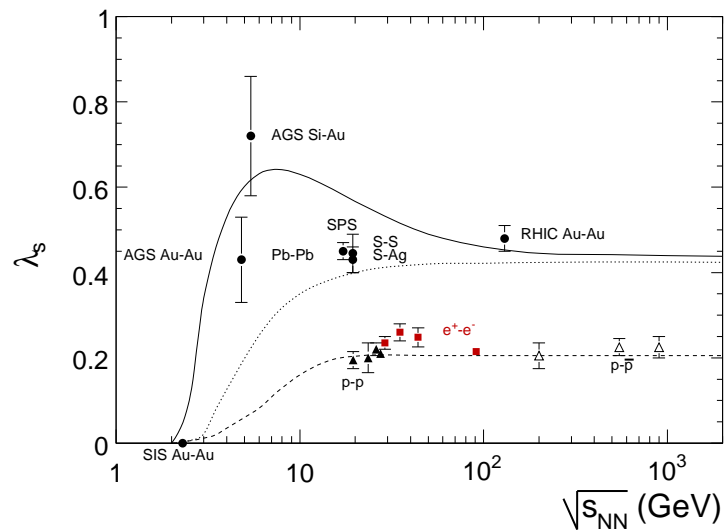
Finalement, selon les arguments du modèle statistique, un volume plus grand doit favoriser la création d'étrangeté; mais dans un volume où les quarks pourraient se mouvoir plus librement, comme dans un PQG, des mécanismes de percolation entre quarks étranges et légers pourraient expliquer l'augmentation de la production des hyperons. Les prédictions du modèle statistique sont donc tout de même en accord qualitatif avec la création d'un PQG dans les collisions d'ions lourds.

Considérons à présent la production d'étrangeté de manière plus globale grâce au facteur de Wroblewski ( $\lambda_s$ ), défini par

$$\lambda_s = \frac{2 \langle s\bar{s} \rangle}{\langle u\bar{u} \rangle + \langle d\bar{d} \rangle}$$

correspondant au rapport entre les paires  $s\bar{s}$  et les paires légères produites dans une collision. Ce facteur  $\lambda_s$  peut se calculer de manière statistique en utilisant comme paramètres la température du *freeze-out* chimique et le potentiel chimique baryonique.

FIG. 2.10 – Facteurs de Wroblewski ( $\lambda_s$ ) en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse ( $\sqrt{s_{NN}}$ ) obtenus au moyen d'un modèle statistique pour différentes contraintes (voir texte) et auprès de plusieurs accélérateurs [33].



La figure 2.10 montre l'évolution attendue pour  $\lambda_s$  en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. La ligne continue est obtenue à partir des valeurs de  $T$  et  $\mu_B$  attendues pour chaque valeur de  $\sqrt{s_{NN}}$ . La ligne intermédiaire (ligne-pointillés) est, elle, obtenue avec la contrainte  $\mu_B = 0$ . De la même façon, mais avec une contrainte supplémentaire sur le rayon du volume de corrélation (1.2 fm) illustrant les petits systèmes, a été représentée la ligne-tirets.

Sur cette même figure sont présentés les résultats de la mesure de ce facteur auprès de différents accélérateurs et différents systèmes : ion-ion, p-p, p-p̄ et  $e^+e^-$ .

Le facteur de Wroblewski reposant sur une approche statistique, il nécessite l'hypothèse d'un équilibre chimique. Les données expérimentales sont consistantes avec le modèle, ce qui suggère que les milieux sont bien dans un état d'équilibre chimique d'étrangeté, ou du moins en sont proches. Il apparaît également que la valeur théorique de  $\lambda_s$  décroît avec l'énergie à partir d'un maximum

situé entre 5 et 10  $GeV$ . On peut donc se demander si, au LHC, où l'on attend une température de *freeze-out* chimique et un  $\mu_B$  proches de ceux du RHIC, le facteur de Wroblewski restera sur le plateau pratiquement atteint à 130  $GeV$ . Selon un scénario alternatif, des phénomènes hors équilibre (processus durs notamment) impliquant une sur-saturation de l'étrangeté pourraient se manifester, et on assisterait alors à une remontée de  $\lambda_s$  à plus haute énergie.

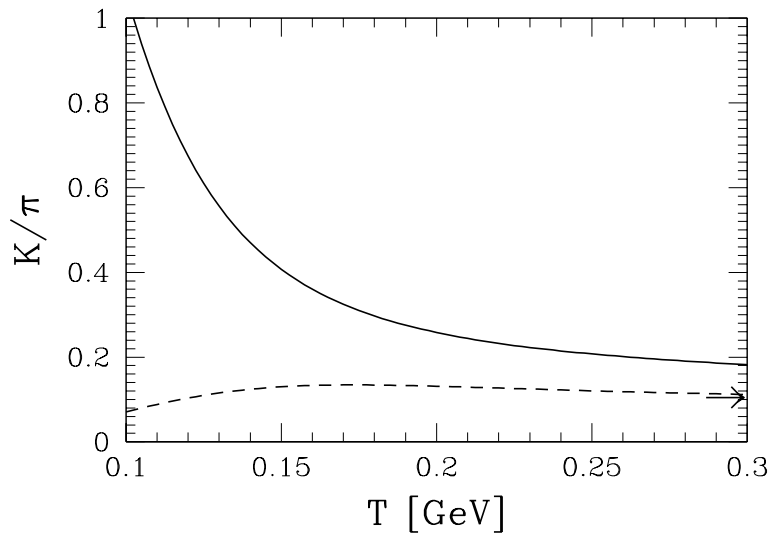
### 2.3.3 Modèles statistiques hors équilibre

Le modèle statistique décrit précédemment, faisant l'hypothèse d'un équilibre chimique des espèces hadroniques, reproduit bien les rapports de particules mesurés.

Un autre modèle proposé par J. Rafelski et J. Letessier fait, lui, l'hypothèse que, dans un PQG, certains mécanismes hors-équilibre, tels que les processus durs, peuvent amener la concentration des quarks légers et étranges à excéder leur concentration d'équilibre. Leurs facteurs de saturation  $\gamma_q$  et  $\gamma_s$  sont donc supérieurs à 1 [34].

Mais les quarks légers peuvent revenir plus rapidement à leur concentration d'équilibre que les quarks étranges, du fait que les processus d'équilibration de ces derniers sont plus longs. Le rapport  $\gamma_s/\gamma_q$  est donc supérieur à 1. Si la hadronisation apparaît suffisamment tôt, les quarks étranges n'ont pas le temps de s'équilibrer chimiquement et restent en sur-saturation : le facteur  $\gamma_s$  est donc finalement supérieur à 1 également.

FIG. 2.11 – Rapport kaon/pion en fonction de la température de hadronisation pour  $\gamma_s = \gamma_q = 1$  (pointillés) et pour  $\gamma_s$  et  $\gamma_q$  maximum (ligne continue) [34].



La figure 2.11 montre l'évolution des rapports des multiplicités de kaons et de pions produites en fonction de la température de hadronisation, pour deux couples de  $\gamma_s$  et  $\gamma_q$ . En présence de ces processus hors-équilibre, ce rapport peut être beaucoup plus élevé que dans le cas où les espèces chimiques ont le temps d'atteindre l'équilibre.

### 2.3.4 L'étrangeté au LHC

L'étude de la composition chimique des espèces créées dans les collisions du LHC constituera donc un enjeu majeur. Le domaine d'énergie atteint montrera vraisemblablement des comportements nouveaux dans la production des espèces du fait de la dominance des processus durs. Les évolutions en terme de nombre de participants de l'augmentation de l'étrangeté et des volumes de corrélation

mis en jeu ont déjà montré au SPS et au RHIC des comportements ne pouvant pas être décrits totalement par les modèles statistiques, et ce sera vraisemblablement d'autant plus le cas au LHC.

Les degrés d'équilibration chimique des espèces légères et étranges et le facteur de Wroblewski, ainsi que l'importance des phénomènes hors équilibre et de sur-stauration de l'étrangeté feront partie des mesures-clés pour comprendre la physique des premiers instants des collisions.

Par ailleurs, la multiplicité des particules produites au LHC sera certainement suffisamment élevée pour permettre d'effectuer des études de composition chimique par classes d'événements, voire événement par événement. Cela permettra par exemple d'étudier les variations systématiques des observables abordées dans cette partie en fonction de la situation de l'événement dans le diagramme des phases ( $T - \mu_B$ ).

## 2.4 Dynamique d'expansion

### 2.4.1 Approche hydrodynamique

L'approche hydrodynamique, bien qu'étant limitée à une description qualitative des résultats obtenus dans les collisions d'ions lourds aux accélérateurs de plus basses énergies, a connu des succès plus marqués au RHIC. Cette approche est fondée sur une description de la dynamique d'expansion du système et cela grâce à des équations de transport du type de celles considérées dans le cadre de la mécanique des fluides. On suppose selon cette approche que la quantité de ré-interactions mises en jeu dans les collisions d'ions lourds à haute énergie est suffisante pour créer localement un équilibre thermique instantané. Le milieu est ainsi traité comme un fluide idéal et il est possible de relier son équation d'état au spectre d'émission des hadrons, ainsi qu'à des phénomènes collectifs appelés « *flow* » (écoulement). Notons qu'il est à présent possible de faire intervenir, pour des mécanismes non-idéaux, une composante de viscosité supplémentaire [35].

L'hydrodynamique permet donc de modéliser le comportement des constituants du *bulk*, qui subissent les effets de pression interne du système, mais reste inefficace pour les particules de haute impulsion qui s'échappent trop vite du milieu pour garder la mémoire de ces effets.

Ces effets de pression peuvent être prévus par le modèle hydrodynamique sous forme de *flow*, correspondant à une émission des particules du *bulk* dans des directions privilégiées selon la géométrie de la collision. Trois paramètres de *flow* peuvent entièrement décrire les mouvements collectifs inhérents à ces effets de pression.

Le *flow* dirigé décrit, dans des collisions non centrales, l'effet des nucléons spectateurs sur l'inclinaison polaire de la source. Dans le même type de collisions, le *flow* elliptique décrit, lui, l'anisotropie azimutale de la géométrie de la source. Ces composantes de *flow* nécessitent donc un plan de référence, c'est pourquoi elles ne doivent pas être observées dans les collisions à petits paramètres d'impact. Dans les cas des collisions centrales, le gradient de pression du système doit être radial et on devrait assister à une émission azimutalement isotrope des particules.

Ces deux dernières composantes de *flow*, ont été étudiées en détail au RHIC et feront l'objet des parties 2.4.2 et 2.4.3.

### 2.4.2 *Flow* radial

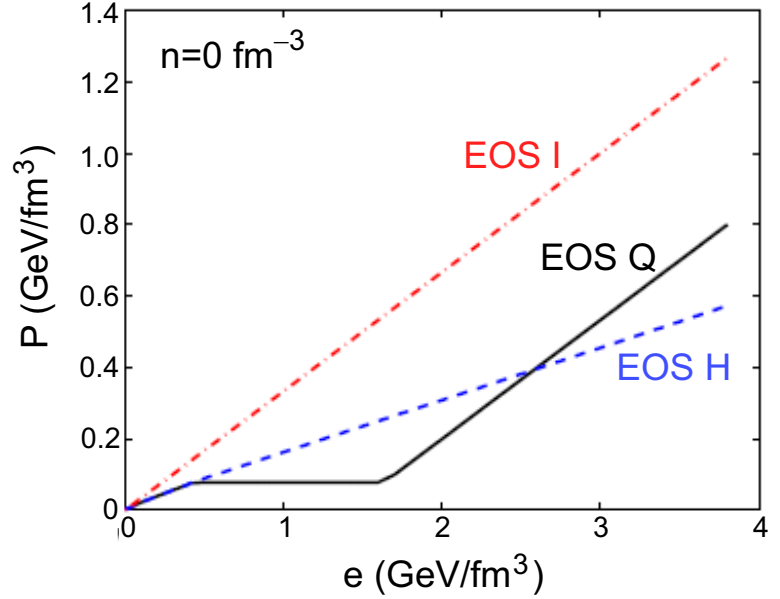
Dans le cadre du modèle hydrodynamique, le profil de pression interne du milieu peut être calculé à partir d'une équation d'état prenant en compte deux paramètres : la densité d'énergie et le potentiel chimique baryonique. Cette équation repose sur l'hypothèse d'un fluide idéal et est dérivée des lois de conservation exacte de l'énergie, de l'impulsion et du nombre baryonique. La figure 2.12 montre l'évolution de la pression en fonction de la densité d'énergie pour une valeur de potentiel chimique baryonique net nul et en considérant trois équations d'état [36].

La pression atteinte dans le milieu dépend donc nettement de la densité interne d'énergie. Par conséquent, si la densité d'énergie est suffisante, on devrait assister à une manifestation d'effets collectifs marqués, inhérents à l'échelle de pression atteinte.

En effet, le gradient de pression entre l'intérieur du milieu créé par la collision et l'extérieur (le vide) doit générer une force de poussée des particules vers l'extérieur, que l'on appelle « *flow* radial » et qui correspond à une composante de vitesse collective radiale identique pour toutes les espèces de particules. Ceci implique que la vitesse acquise par les particules doit être supérieure à celle qu'elles auraient en l'absence de ce phénomène collectif.

Ainsi, la forme du spectre en masse transverse des particules issues d'un tel milieu peut être extraite de la valeur du *flow* radial par les équations de transport de l'hydrodynamique. Il existe

FIG. 2.12 – Pression en fonction de la densité d'énergie à potentiel chimique baryonique net ( $n$ ) nul et pour trois hypothèses de milieu : gaz de résonances de Hagedorn (EOS H), gaz parfait de particules de masse nulle (EOS I) et une connexion des deux, de type Maxwell (EOS Q), induisant une transition de phases [36].



cependant une approche appelée *Blast Wave* (onde de choc), inspirée de l'hydrodynamique mais plus simple à mettre en œuvre, consistant à décomposer la vitesse des particules en un mouvement thermique aléatoire ajouté à un mouvement d'expansion provoqué représenté par le *flow* radial [37].

De cette manière, on peut décrire les spectres en masse transverse comme le fait l'équation 2.1.

$$\frac{1}{m_T} \frac{dN}{dm_T} \propto \int_0^R r dr m_T K_1 \left( \frac{m_T \cosh \rho}{T_{fo}} \right) I_0 \left( \frac{p_T \sinh \rho}{T_{fo}} \right) \quad (2.1)$$

Les fonctions  $K_1$  et  $I_0$  sont les fonctions de Bessel modifiées telles que

$$K_1(z) = \int_0^\infty \cosh y e^{-z \cosh y} dy \quad \text{et} \quad I_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{z \cos \phi} d\phi \quad (2.2)$$

$T_{fo}$  représenterait la température de *freeze-out* cinétique associé à la particule. C'est le premier paramètre du modèle de *Blast Wave*.

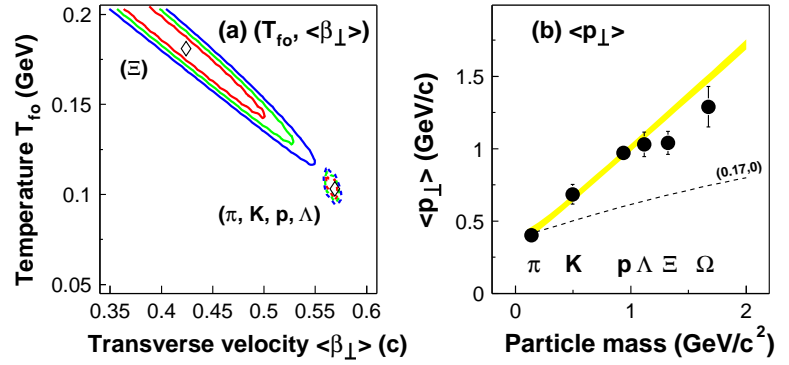
La variable  $\rho$  est telle que  $\rho = \tanh^{-1} \beta_r$ , où  $\beta_r$  représente le *flow* radial à la distance  $r$  du centre de la source. On peut paramétrer le *flow*  $\beta_r$  avec une équation du type :

$$\beta_r(r) = \beta_s \left( \frac{r}{R} \right)^n \quad (2.3)$$

où  $\beta_s$ , deuxième paramètre du modèle de *Blast Wave*, représente la valeur du *flow* radial à la surface de la source,  $R$  étant le rayon transverse de celle-ci et  $r \in [0, R]$ .

La figure 2.13 montre la position de chaque particule dans le plan  $(T_{fo}, < \beta_s >)$ , ainsi que leur impulsion transverse moyenne, à partir des mesures effectuées avec l'expérience STAR dans les données Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$  [38]. La figure de gauche montre des conditions de *freeze-out* cinétique nettement différentes pour les  $\Xi$  et les particules plus légères. Pour les  $\Xi$ , le découplage semble apparaître plus tôt, du fait du paramètre  $T_{fo}$  plus élevé. En revanche le *flow* radial subi par ces derniers est moins important que pour les autres particules. Cette tendance semble être confirmée dans les données Au-Au à  $200 \text{ GeV}$ , pour les  $\Xi$ , comme pour les  $\Omega$  [39].

FIG. 2.13 – Température de découplage cinétique  $T_{fo}$ , *flow* radial moyen  $\beta_{\perp} = \beta_s$  (à gauche) et impulsion transverse moyenne (à droite) des particules  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ,  $\Lambda$  et  $\Xi$  ( $\Omega$ ) mesurés dans STAR, collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$  [38].



Bien que mal connues, les sections efficaces de diffusion  $\Xi - \pi$  et  $\Omega - \pi$  sont probablement faibles par rapport à celles des autres particules considérées ici [40]. Si ces baryons multi-étranges subissent un *flow* radial, c'est que ce *flow* a peu de chances de provenir d'une contribution hadronique ; il serait donc plutôt d'origine partonique. On peut ainsi supposer qu'ils développent leur *flow* radial aux premiers instants de la collision et, lors du *freeze-out* chimique ou peu après, cessent de participer à ce mouvement collectif. En revanche, les particules légères continuent de l'entretenir dans la phase hadronique et ainsi possèdent un  $\langle \beta_s \rangle$  plus important et se découplent plus tard, ce qui leur confère un  $T_{fo}$  plus bas.

Ce phénomène de *freeze-out* précoce constaté pour les  $\Xi$  et les  $\Omega$  peut suggérer la présence d'une phase déconfinée dans laquelle le *flow* radial se développe à partir d'un *flow* de partons.

### 2.4.3 Flow elliptique

Le modèle hydrodynamique prévoit, pour certains types de collisions, un mouvement collectif des particules issues de la source selon des directions privilégiées en azimut appelé « *flow* elliptique ». Plus précisément, si l'on considère une collision noyau+noyau semi-centrale, on s'attend à ce que la zone de recouvrement de ceux-ci, c'est-à-dire la source d'émission des particules, possède une forme d'amande, comme l'illustre la figure 2.14.

Le « plan de réaction » d'une collision est le plan formé par les deux vecteurs  $\vec{z}$  et  $\vec{b}$ , correspondant respectivement au vecteur donnant la direction de l'axe du faisceau et au vecteur paramètre d'impact entre les deux noyaux incidents. Ainsi, dans le plan perpendiculaire au plan de réaction (plan  $(xOy)$  sur la figure), cette forme d'amande provoque, de par sa géométrie, un champ de pression anisotrope. En effet, la source possède une largeur plus faible dans la direction  $x$  que dans la direction  $y$  : le gradient de pression est donc plus fort selon  $x$  que selon  $y$  (figure 2.15).

Ceci doit se traduire phénoménologiquement par une émission des particules favorisée dans le plan de réaction ( $xOz$ ) ; c'est ce que l'on appelle *flow* elliptique, du fait de la géométrie de la source. Au fur et à mesure du temps, l'anisotropie spatiale du champ de pression diminue d'elle-même : la source tend à devenir peu à peu sphérique et le *flow* elliptique s'atténue. C'est donc aux premiers instants de la collision que le *flow* elliptique se développe ; l'observation d'un tel phénomène donne des informations sur l'état initial du milieu dans sa phase la plus chaude, peut-être partonique.

L'observable mathématique traduisant le *flow* elliptique est introduite par le coefficient  $v_2$ , qui désigne l'amplitude du 2<sup>e</sup> harmonique de la décomposition en série de Fourier de la distribution azimutale de production des particules issues de la source. Si l'on appelle  $\phi$  l'angle azimutal dans le repère cylindrique de référence du détecteur et  $\Psi_r$  l'angle du plan de réaction dans ce même repère,

FIG. 2.14 – Volume de recouvrement des deux noyaux incidents dans une collision semi-centrale. La forme d'amande couplée à la dynamique du milieu induit le développement du *flow* elliptique.

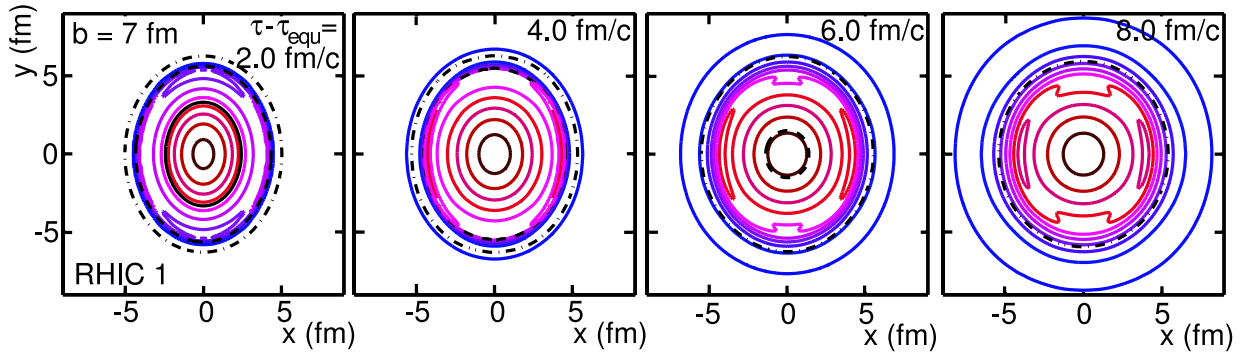
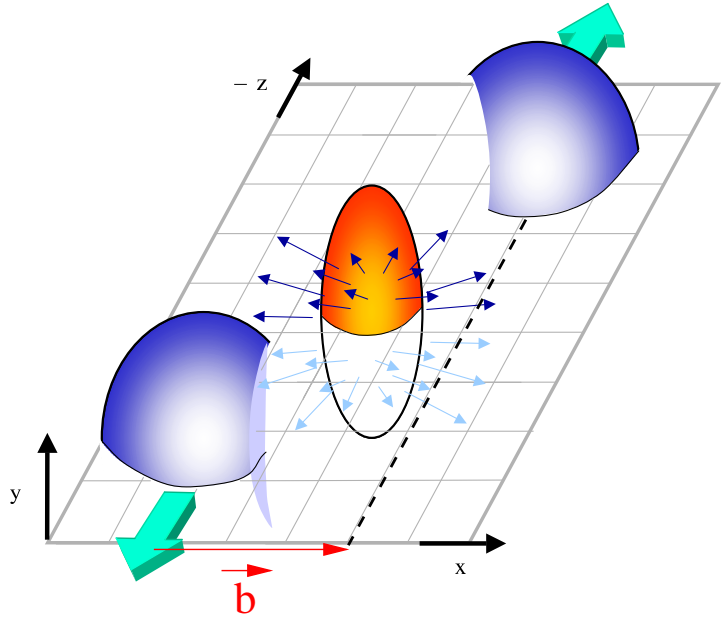


FIG. 2.15 – Évolution temporelle de la géométrie de la source dans le plan perpendiculaire au plan de réaction [36].

cette décomposition s'écrit :

$$\frac{dN}{d\phi} = 1 + \sum_{n=0}^{\infty} 2v_n \cos\{n(\phi - \Psi_r)\} \quad (2.4)$$

Il est en pratique impossible de déterminer l'angle  $\Psi_r$  du plan de réaction, c'est pourquoi on estime celui-ci par un angle  $\Psi_n$  et, ce, pour chaque harmonique  $n$ . En désignant par  $N$  le nombre total de traces reconstruites dans l'événement, cette estimation de  $\Psi_n$  est donnée par la relation :

$$\Psi_n = \tan^{-1} \left( \frac{\sum_{i=1}^N \omega_i \sin(n\phi_i)}{\sum_{i=1}^N \omega_i \cos(n\phi_i)} \right) / n \quad (2.5)$$

Les coefficients  $\omega_i$  peuvent alors être associés aux  $p_{T_i}$ , impulsions transverses des particules  $i$ .

La figure 2.16 montre la comparaison entre les prédictions de caractère hydrodynamique pour le *flow* elliptique des particules  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$  et  $\Omega$  en fonction du  $p_T$  et les données Au-Au de STAR

à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ , ainsi que la grandeur  $v_2/n_q$  en fonction de  $p_T/n_q$ , où  $n_q$  est le nombre de quarks constituant chaque particule (2 pour les mésons, 3 pour les baryons).

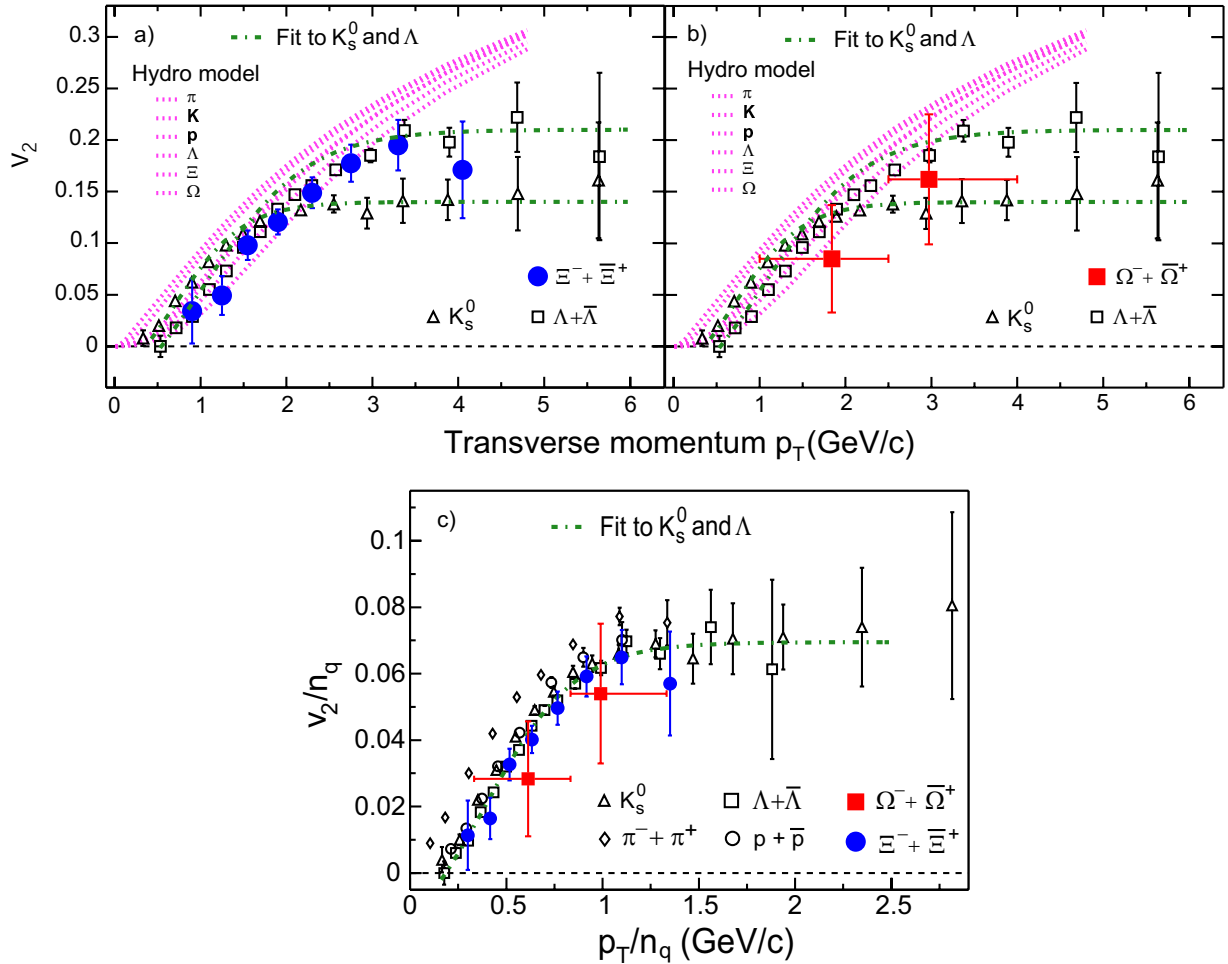


FIG. 2.16 – *Flow* elliptique des particules  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$  et  $\Omega$  en fonction du  $p_T$ , sans et avec normalisation au nombre de quarks constituant  $n_q$ . Les prédictions de l'hydrodynamique sont représentées en pointillés roses [23].

Une première constatation est que toutes les particules présentées ont un  $v_2$  non nul et montrent un comportement compatible avec du *flow* elliptique. Rappelons que les sections efficaces de diffusion hadroniques  $\Xi - \pi$  et  $\Omega - \pi$  sont probablement faibles. Le *flow* elliptique étant un mouvement collectif généré par le champ de pression interne de la source, on devrait par conséquent s'attendre à un  $v_2$  également faible pour les particules multi-étranges s'ils sont créés dans une phase de nature hadronique. Or ils subissent du *flow* comparable à celui des autres particules. Cette observation peut ainsi donner une indication sur le milieu à ses premiers instants, qui dans le cas présent pourrait être de nature partonique : le *flow* des baryons multi-étranges serait acquis dans l'état initial, lorsque le milieu est peut-être partonique. Ceci pourrait être également le cas des autres particules ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ,  $\Lambda$ ), en plus d'une éventuelle contribution hadronique après le *freeze-out* chimique.

Une seconde constatation, à l'examen de la figure 2.16, est que le comportement du  $v_2$  des particules suit les prévisions de l'hydrodynamique à faibles  $p_T$ , mais en dévient à partir de 2–3  $\text{GeV}$



vers une tendance à la saturation. Cette saturation s'effectue autour de  $p_T \simeq 2 \text{ GeV}/c$  pour les  $K$ , en comparaison avec  $p_T \simeq 3 \text{ GeV}/c$  pour les  $\Lambda$  et  $\Xi$ . Si l'on suppose que la formation des hadrons s'effectue par un mécanisme de coalescence (voir partie 2.6) de partons proches dans l'espace des phases  $(\vec{r}, \vec{p})$  [41], les observables  $v_2$  et  $p_T$  deviennent des grandeurs additives, qui doivent suivre une loi d'échelle liée au nombre de quarks constituants. Si l'on trace  $v_2/n_q$  en fonction de  $p_T/n_q$ , on observe que les particules  $K$  ( $n_q = 2$ ) et  $p$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$  et  $\Omega$  ( $n_q = 3$ ) suivent la même courbe : la loi d'échelle est vérifiée. En conséquence, ces résultats semblent bien être expliqués par un effet de coalescence dans un milieu partonique.

Par ailleurs, le *flow* elliptique développé par toutes les particules de bas  $p_T$  atteint la valeur maximale prévue par l'hydrodynamique qui, comme mentionné en partie 2.4.1, fait l'hypothèse d'un équilibre local thermodynamique instantané. Ceci donne une indication du fort degré de thermalisation atteint par le système, thermalisation qui apparaîtrait rapidement.

Le comportement du *flow* elliptique au LHC sera d'un intérêt premier, car les collisions d'ions à cette énergie montreront si le milieu possède bien un comportement hydrodynamique, si la valeur limite de  $v_2$  est bien atteinte également, si les mésons et baryons montrent des valeurs de saturation différentes (conformément au modèle de coalescence) et si la loi d'échelle avec les quarks constituants est encore valide, pour un régime où la physique du *bulk* sera probablement très différente de celle observée jusqu'à présent.

## 2.5 Phénomène de suppression à hauts $p_T$

La perte d'énergie par unité de distance d'un parton par forces de couleur dans un milieu gluonique s'effectue par un mécanisme de rayonnement de freinage de gluons (*gluon bremsstrahlung*) selon l'équation  $dE/dl = \alpha_s \mu_D^2 \ln(E/\mu_D)$ , où  $\alpha_s$ ,  $E$  et  $\mu_D$  représentent respectivement la constante de couplage QCD, l'énergie du parton et le potentiel d'écrantage de type Debye du milieu [42]. Cet écrantage doit augmenter substantiellement lors de la transition d'une phase hadronique à une phase déconfinée, car la densité de gluons est alors très importante; ceci implique que la perte d'énergie des partons doit montrer un comportement différent selon la nature du milieu, hadronique ou partonique, pour les grandes impulsions en particulier. Ceci doit être répercuté sur le spectre en impulsion des hadrons issus de la fragmentation du parton traversant le milieu. La mesure de ces spectres, sur un large domaine d'impulsion (transverse), est par conséquent essentielle car elle permet de donner une estimation de la densité gluonique présente dans le milieu.

Deux observables particulièrement intéressantes pour ce genre d'études sont les facteurs de modification nucléaire  $R_{CP}$  et  $R_{AB}$ . Le premier représente, pour des systèmes noyau-noyau, le rapport entre le nombre de particules émises dans les collisions centrales et celui émis dans les collisions périphériques, le tout normalisé au nombre de collisions binaires  $\langle N_{bin} \rangle$ .

$$R_{CP} = \frac{\langle N_{bin}^P \rangle}{\langle N_{bin}^C \rangle} \cdot \frac{d^2 N^C / dp_T dy}{d^2 N^P / dp_T dy} \quad (2.6)$$

Le deuxième est le rapport entre le nombre de particules émises dans des collisions A+B et celui émis dans des collisions de référence, typiquement p-p. Ici les systèmes A et B intéressants peuvent être Au-Au ou d-Au par exemple, comme cela est utilisé au RHIC.

$$R_{AB} = \frac{dN_{AB}/dp_T dy}{T_{AB} d\sigma_{pp}/dp_T dy} \quad (2.7)$$

où  $T_{AA}$  est l'intégrale de recouvrement nucléaire calculée dans le cadre du modèle de Glauber [43] et  $d\sigma_{pp}$  est la section efficace différentielle de production des particules dans les collisions p-p.

Sans effet de milieu, ces deux facteurs de modification nucléaire doivent être égaux à l'unité dans le domaine des grandes impulsions, où le facteur d'échelle avec  $\langle N_{bin} \rangle$  est respecté du fait des processus durs mis en jeu. Le calcul du  $R_{CP}$  des hadrons chargés ainsi que des particules étranges dans l'expérience STAR en fonction du  $p_T$  est présenté sur la figure 2.17. Ces résultats présentent une baisse significative du  $R_{CP}$  pour des impulsions transverses supérieures à  $2 - 3 \text{ GeV}/c$  environ pour toutes les particules considérées.

Le  $R_{AB}$  calculé dans l'expérience BRAHMS est présenté sur la figure 2.18. Ce facteur de modification présente également une diminution appréciable à des impulsions supérieures à  $3 \text{ GeV}$  dans les collisions centrales Au-Au, mais cet effet est moins marqué dans les collisions d-Au pour lesquelles on n'attend pas de production de PQG. En fait, l'augmentation de  $R_{AB}$  dans les données d-Au est généralement attribuée à des diffusions de partons dans la matière nucléaire froide avant les diffusions dures provoquant l'effet observé dans les données Au-Au, connues sous le nom d'« effet Cronin » [46]. Il est par ailleurs établi que l'augmentation du  $R_{AB}$  ne peut pas provenir d'effets relatifs à l'état initial, comme la saturation de gluons, mais d'interactions entrant en jeu dans l'état final des partons diffusés ou des produits de fragmentation dans le milieu créé par les collisions Au-Au [23]. Ces deux résultats sont donc compatibles avec la présence d'un milieu riche en gluons, qui peut être une manifestation du PQG.

Une extrapolation des résultats obtenus sur les facteurs de modification nucléaire peut être effectuée en s'intéressant aux corrélations angulaires entre jets provenant d'un même événement.

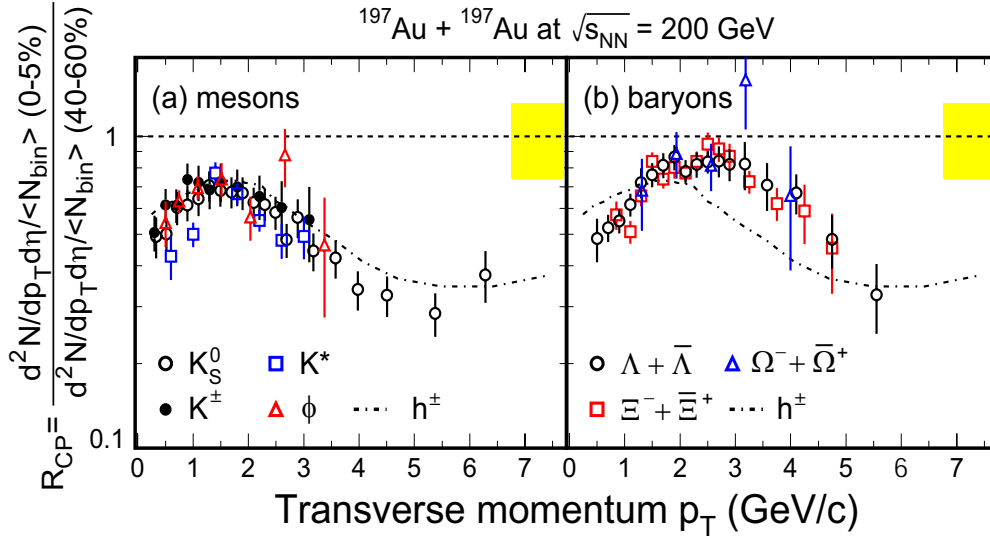


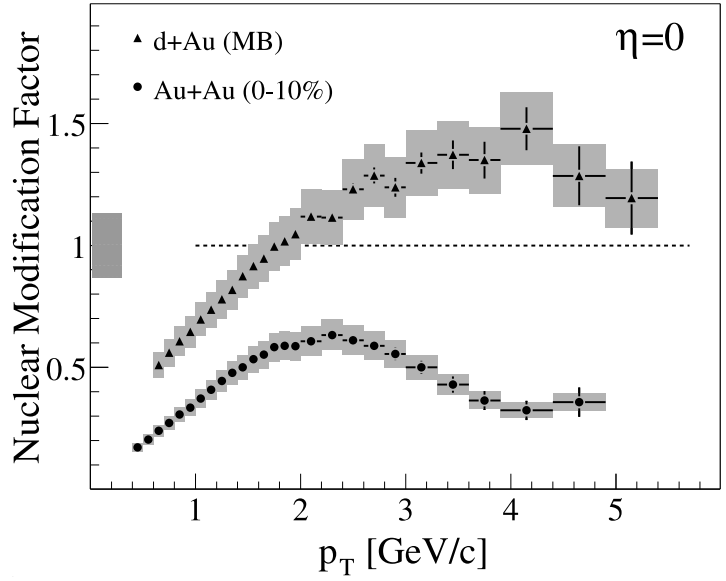
FIG. 2.17 – Facteur de modification nucléaire  $R_{CP}$  en fonction de  $p_T$  pour les mésons (à gauche) et pour les baryons (à droite) étranges, pour Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  dans l'expérience STAR. Dans les deux figures est représenté le  $R_{CP}$  total des hadrons chargés. Les intervalles de centralité choisis sont 0 – 5% pour les collisions centrales et 40 – 60% pour les collisions périphériques [44].

Supposons une collision dure entre deux partons : pour des énergies mises en jeu suffisamment importantes, ces deux partons partent dans des directions opposées et hadronisent. On voit donc expérimentalement deux gerbes hadroniques émises à  $180^\circ$ , comme c'est le cas dans des collisions purement hadroniques. Dans le cas d'une collision noyau-noyau, s'il y a une transition de phases, la perte d'énergie des partons dans le milieu devient un facteur non négligeable. Si les deux jets partenaires sont créés en périphérie de la boule feu, l'un va traverser peu de matière tandis que l'autre devra sûrement en traverser beaucoup plus. Un des deux jets subira donc une perte d'énergie conséquente par rapport à l'autre. Dans le cas extrême, ce jet transfèrera toute son énergie aux autres particules du milieu et sera complètement absorbé : c'est le phénomène de *jet quenching*, ou « atténuation des jets ». Par conséquent, l'étude des corrélations angulaires entre jets est très pertinente. Lorsqu'un jet est identifié, il est important de regarder à  $180^\circ$  de celui-ci afin de voir si son partenaire a été absorbé ou non. Une étude plus systématique consiste à effectuer ce type d'analyse sur des collisions de centralité intermédiaire, pour lesquelles la zone de recouvrement des noyaux possède une forme d'amande (cf. figure 2.14). Ainsi, les jets créés traversent plus ou moins de matière nucléaire selon leur direction d'émission. Il est donc intéressant de mesurer des corrélations angulaires entre jets, mais dans deux plans différents : l'une dans la direction du plan de réaction (*in-plane*) et l'autre dans la direction perpendiculaire au plan de réaction (*out-of-plane*). Le chemin parcouru par le parton devrait être en moyenne supérieure dans la direction *out-of-plane* que dans la direction *in-plane*. Il est toutefois nécessaire de prendre en compte le flot dans le calcul de l'impulsion, car celui-ci procure aux particules une composante additionnelle dans la direction *in-plane*.

L'étude effectuée en référence [47] fournit les résultats illustrés en figure 2.19, pour lesquels l'intervalle de centralité est choisi à 20 – 60%. On observe effectivement dans les données Au-Au une suppression des particules partenaires, plus marquée dans la zone *out-of-plane* que dans la zone *in-plane*. Cette suppression n'est pas présente dans les collisions p-p.

Ces résultats militent en faveur de la création d'un milieu riche en gluons dans l'état final des

FIG. 2.18 – Facteur de modification nucléaire des hadrons chargés et  $\pi^0$  à pseudo-rapidité centrale en fonction du  $p_T$ , données Au-Au centrales et d-Au *Minimum Bias* à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  par l'expérience BRAHMS [45].



collisions Au-Au, qui suggère à son tour la formation d'un milieu non-hadronique.

Dans ce domaine de la physique des grandes impulsions, les particules étranges comme le  $K_S^0$  et les hypérons peuvent apporter une réelle contribution. En effet, leurs procédures de reconstruction topologiques ne nécessitent pas d'identification préalable ; elles peuvent être employées jusque dans la région des hauts  $p_T$ , où la seule identification par perte d'énergie n'est plus assez efficace.

Si l'on revient sur la figure 2.17, outre la suppression mentionnée plus haut, on peut constater un comportement de  $R_{CP}$  différent pour les mésons et les baryons : le  $R_{CP}$  maximum est atteint pour des  $p_T$  différents. Le fait de pouvoir identifier à la fois mésons et baryons étranges par topologie permet donc aussi d'étudier ce genre de comportement.

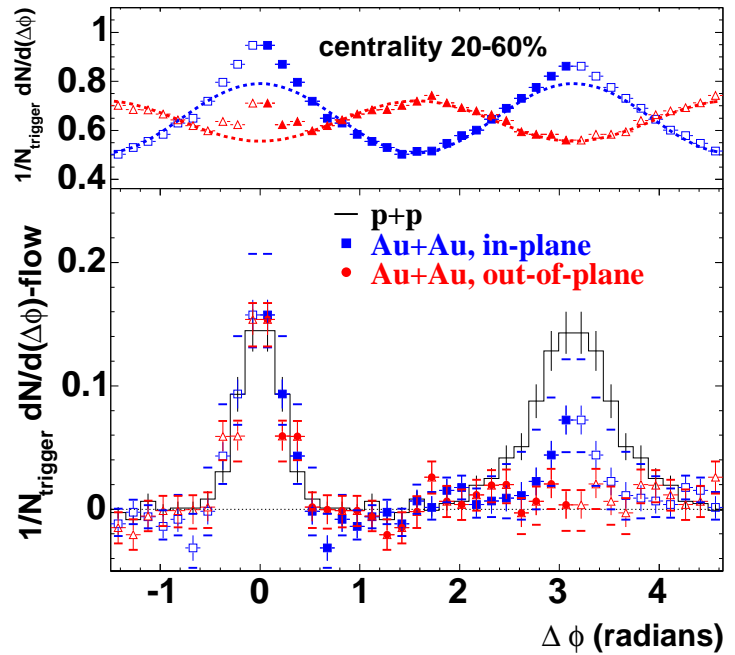
## 2.6 Mécanismes de recombinaison et fragmentation

Les spectres en  $p_T$  de *flow* elliptique (figure 2.16) et du facteur de modification nucléaire  $R_{CP}$  (figure 2.17) révèlent des comportements différents entre mésons et baryons. Les seuils de saturation de  $v_2$  et les maxima atteints de  $R_{CP}$  semblent suggérer une dépendance avec le nombre de quarks constituants.

Ces observations peuvent être décrites par des modèles considérant deux mécanismes de création de hadrons intervenant dans les régions d'impulsions transverses « dure » et « molle » respectivement : le mécanisme de fragmentation, pour lequel un parton de haut  $p_T$  se hadronise en particules de  $p_T$  intermédiaires, et le mécanisme de coalescence/recombinaison, qui stipule qu'un hadron de  $p_T$  intermédiaire pourrait provenir, en présence d'un PQG, d'une coalescence entre partons de  $p_T$  moindres. Ainsi, ces deux mécanismes, bien qu'ayant lieu dans des domaines d'impulsion transverse différents, participent tous deux à la création de hadrons de  $p_T$  intermédiaires.

Les spectres en  $p_T$  observés au RHIC peuvent être bien décrits grâce au modèle présenté en référence [48] et les domaines observés de prédominance de la coalescence et de la fragmentation semblent se situer en-deçà de  $p_T = 4 \text{ GeV}/c$  et au-delà de  $p_T = 6 \text{ GeV}/c$ , respectivement. Ce modèle, prenant en compte la perte d'énergie des partons dans un PQG, reproduit qualitativement la suppression des hadrons de hauts  $p_T$  dans les facteurs de modification  $R_{AA}$  et  $R_{CP}$  observés

FIG. 2.19 – Distribution azimutale des particules associées dans les zones *in-plane* (rectangles) et *out-of-plane* (triangles) dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  de centralité 20 – 60%. Le graphe du bas est avec soustraction de la contribution du flot (en pointillés sur le graphe du haut). Les mesures correspondantes en p-p sont en noir [47].



expérimentalement.

Il reproduit également le fait que la suppression est moindre pour les baryons que pour les mésons. En effet, le mécanisme de coalescence suggère que les hadrons peuvent être formés à partir de quarks proches dans l'espace des phases. Selon cette image, la création d'un méson se fait par association d'un quark avec un anti-quark, tandis que celle d'un baryon s'effectue par association de 3 quarks. L'impulsion étant une grandeur additive, les hadrons doivent en acquérir la somme des impulsions de leurs quarks associés, c'est pourquoi les baryons acquièrent en moyenne une impulsion plus grande que les mésons du fait que 3 quarks sont mis en jeu, au lieu de 2. Les seuils de saturation du *flow* elliptique des mésons et baryons étranges observés au RHIC sont également reproduits à partir du même type de modèle, présenté en référence [49], et la loi d'échelle avec le nombre de quarks constituants introduite dans la section 2.4.3 y est également vérifiée [48].

Ces accords entre théorie et expérience, à la fois à propos de la suppression des hadrons de haut  $p_T$  et des effets de *flow* elliptique observés, montrent que les particules étranges jouent un rôle majeur (du fait qu'il est possible d'identifier à la fois mésons et baryons) dans la compréhension de ces phénomènes, et militent en faveur de l'idée qu'un PQG a bien été créé au RHIC.

## 2.7 Bilan et perspectives pour le LHC

Jusque-là, les résultats présentés dans les accélérateurs en fonctionnement à l'heure actuelle n'ont pas permis de conclure définitivement quant à la formation d'un PQG. Nombre de signaux indiquent qu'il est probable que ce soit le cas, mais la communauté scientifique n'est pas prête à conclure au fait avéré d'un déconfinement. Ceci dit, les résultats marquants du SPS et du RHIC ont amené la preuve que des milieux nouveaux ont été créés à ces énergies. Sans avoir la certitude qu'il s'agit là d'un PQG, certains de ses effets attendus se sont indéniablement manifestés.

La recherche du PQG repose fortement sur l'établissement et la compréhension de la fonction d'excitation d'un maximum d'observables, sur une plage d'énergie la plus large possible, de manière

à couvrir à la fois la région de dominance des processus mous et durs. Le LHC apportera non seulement des éléments importants, peut-être déterminants, mais également de meilleures conditions d'études du PQG. La température accessible dans les collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  sera bien supérieure à la température critique et le volume plus grand, associé à un temps de vie plus long du système, devront marquer fortement les effets liés au PQG. La physique du PQG au LHC sera probablement plus une physique d'étude et de caractérisation systématique que de découverte.

Par ailleurs, le LHC sera probablement le siège de phénomènes très différents de ceux observés aux accélérateurs précédents du fait du saut remarquable en énergie (un facteur 40 par rapport au RHIC). L'importance des processus durs a commencé à se manifester au RHIC, mais ces derniers seront dominants au LHC, c'est pourquoi ce collisionneur offrira de nouvelles opportunités d'études.

La plus longue durée d'interaction des partons avec le milieu et de son plus fort degré de thermalisation devrait, d'un côté, pencher vers un *flow* plus important qu'au RHIC. D'un autre côté, la quantité importante de diffusions inélastiques donneront une influence inverse. On peut imaginer que ces processus durs auront un tel poids qu'on assistera à moins d'interactions entre les particules et que le système se rapprochera d'un gaz de partons idéal. La détermination de la situation du  $v_2$  des particules par rapport à la limite hydrodynamique sera donc primordiale pour comprendre la dynamique sous-jacente du LHC.

Les phénomènes de suppression des hadrons de hauts  $p_T$  devra être d'autant plus marqué que le volume de la source sera grand, donc plus de matière à traverser. Il sera très intéressant d'analyser la compétition entre les mécanismes de recombinaison et de fragmentation, d'observer leurs domaines de prépondérance respectifs, dans un milieu où la coalescence sera probablement poussée à de plus hauts  $p_T$  que jusqu'à lors.

La quantité de jets atteinte dans les collisions du LHC sera nettement plus élevée qu'aux accélérateurs précédents, ce qui offrira un meilleur potentiel pour les études liées au *jet-quenching* ainsi que la possibilité d'effectuer davantage de corrélations entre jets ou de corrélations  $\gamma$ -jet, issus d'un même événement. Il est d'autre part prévu que les gluons durs devraient perdre dans le PQG environ deux fois plus d'énergie que les quarks. Ceci aurait pour conséquence de modifier les abondances relatives de certaines espèces hadroniques. Pour l'ensemble de ces études, il sera nécessaire d'atteindre les moments transférés les plus élevés possibles.

La multiplicité des particules sera, par ailleurs, plus importante (probablement entre 2000 et 4000 particules chargées par unité de rapidité dans les événements centraux Pb–Pb). Ceci aura des conséquences favorables pour la réalisation d'études de corrélations de particules par méthodes interférométriques (méthode HBT). Des corrélations entre particules (identiques ou différentes) seront mesurables entre pions, mais également entre particules à taux de production moindres telles que protons, kaons, et même hypérons.

Il est également attendu que certaines observables caractérisant chaque collision puissent varier drastiquement d'un événement à l'autre. La physique événement par événement sera un des domaines d'études favorisé au LHC en comparaison aux possibilités offertes jusqu'à présent, simplement grâce au nombre de particules mises en jeu dans les collisions. Elle pourra fournir plusieurs études systématiques en observant les fluctuations d'observables telles que la température, l'entropie, l'impulsion moyenne ou l'anisotropie azimutale de production des particules pour chaque événement, indépendamment.

## Chapitre 3

# Matière étrange exotique

### 3.1 Premières idées

En 1984, E. Witten proposa un scénario d'une évolution "exotique" de l'univers, pouvant donner lieu à la création d'objets se démarquant singulièrement de la matière hadronique classique. L'univers aurait pu subir, au début de son expansion, une transition de phases du premier ordre à une température de l'ordre de 100 à 200  $MeV$ , ayant fait intervenir une chaleur de latence conduisant à la coexistence des deux phases et à la possibilité de former localement des « bulles » de résidus de plasma constituées d'un nombre de quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$  supérieur à 3 et pouvant atteindre une taille de quelques centimètres [50] : les strangelets.

Ces objets sont donc apparus comme une manifestation possible du plasma de quarks et de gluons. Outre le fait qu'ils ont permis d'envisager de nouveaux champs d'étude du PQG, la caractérisation des strangelets pourrait s'avérer très enrichissante pour l'astrophysique, du fait que l'on prévoit que ces objets puissent apparaître dans des systèmes très denses tels que les étoiles à neutrons [51] et les naines blanches [52].

Mais avant de mettre en relation cet état hypothétique de la matière avec la physique du PQG, il existait déjà des études effectuées sur la stabilité de la matière de quarks étranges dans un contexte plus général. Ce fut en premier A. Bodmer qui investiga ce domaine de la physique nucléaire et qui suggéra que ce genre de matière, qu'il appelait « *collapsed nuclei* », pourrait être plus stable que la matière de nucléons, avec des temps de vie pouvant aller jusqu'à quelque  $10^{31}$  s et, de ce fait, constituer le vrai état fondamental de la matière, ainsi qu'un élément d'importance cruciale à propos de la masse cachée de l'univers [53]. Ces considérations ont mené les physiciens à tenter de prévoir les domaines de stabilité de la matière de quarks, sous forme la plus simple (6 quarks) et jusqu'à des masses extrêmement élevées.

Ce qui suit présentera les domaines de stabilité envisagés pour cette matière exotique sous un aspect statique, puis considérera la possibilité de sa création par le biais des accélérateurs d'ions lourds.

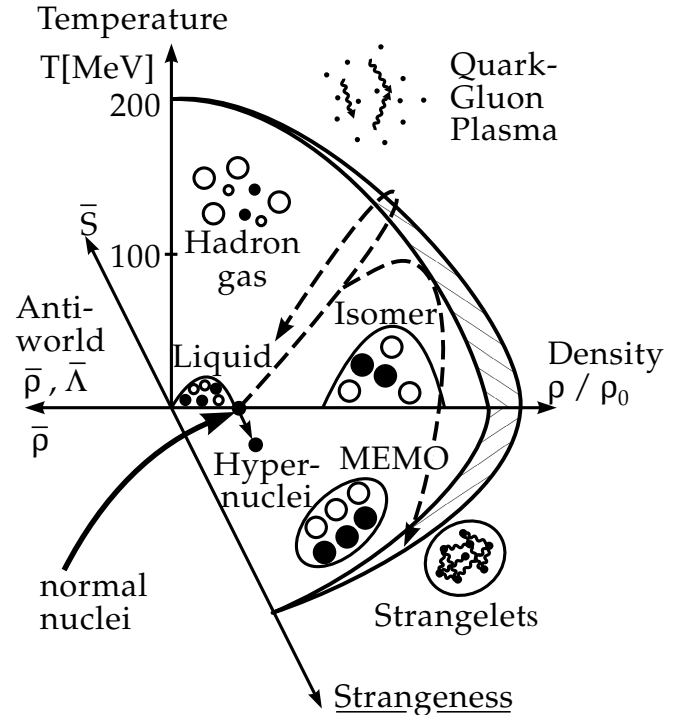
### 3.2 Stabilité de la matière nucléaire

Si l'on se place hors du contexte du PQG, dans un milieu froid où la symétrie chirale est brisée, les strangelets devraient tendre à se désintégrer, du fait de la présence de quarks étranges, en objets nucléoniques plus légers, constitués de quarks  $u$  et  $d$ . Mais dans la matière de quarks, le niveau de Fermi est plus élevé que la masse du quark  $s$ , c'est pourquoi on pourrait envisager que certains

quarks légers d'énergie plus élevée que celle de ce niveau puissent se transformer en quarks étranges et baisser l'énergie de masse du système pour gagner en stabilité [50].

Le quark  $s$  apparaît donc comme un degré de liberté supplémentaire pouvant conduire à la stabilité des strangelets. La figure 3.1 illustre schématiquement le diagramme des phases de la matière nucléaire avec cette composante supplémentaire : l'étrangeté. Les strangelets s'y situent

FIG. 3.1 – Diagramme des phases de la matière nucléaire muni du degré de liberté d'étrangeté [54].



au-delà de la zone hadronique : dans la zone de PQG. Cette stabilité peut être quantifiée grâce à la valeur de l'énergie de masse du système rapportée au nombre de baryons (ou de triplets de quarks) constituant le strangelet.

### 3.2.1 Modèle du sac de quarks

Le modèle des « sacs » de quarks (*Bag Model*) est pertinent pour l'étude de la stabilité des strangelets car il permet, entre autres, de quantifier l'énergie par baryon des structures nucléaires. Ce modèle fait l'hypothèse que les hadrons peuvent être représentés sous forme d'un sac de quarks de volume fini dans lequel règne le vide QCD perturbatif [55, 56, 57]. Selon ce modèle, les quarks du sac se trouvent sous leur forme nue, avec par conséquent des masses très petites. Le sac est, lui, soumis au vrai vide QCD non perturbatif extérieur qui lui applique une pression due à la valeur non nulle du condensat de quarks  $\langle \bar{q}q \rangle$  (voir partie 1.3) confinant les quarks en hadrons et leur conférant leur masse effective observée, bien supérieure à leur masse nue. Cette pression extérieure, uniforme, est souvent représentée sous forme d'une « constante de sac » ( $B$ ).

De cette manière, l'énergie de masse d'un sac s'écrit sous la forme

$$E = B \cdot V + \sum_i E_i$$

où  $V$  représente le volume du sac et  $E_i$  les énergies respectives des quarks constituants. Cette modélisation est non seulement applicable aux noyaux, dans lesquels les nucléons (sacs) sont reliés



entre eux par une énergie de liaison, mais également aux structures contenant davantage de quarks, comme les strangelets.

### 3.2.2 Régions de stabilité et d'instabilité des strangelets

Comme mentionné plus haut, l'intervention du quark étrange ouvre un degré de liberté en plus et permet d'abaisser le niveau énergétique total de l'objet, ce qui fait que des sacs constitués uniquement de quarks  $u$  et  $d$  doivent être moins stables que des sacs possédant les quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ .

Mais ces derniers peuvent-ils être plus stables que la matière nucléonique ? Pour cela, des calculs d'énergie de masse par baryon pour des structures possédant des quarks étranges ont été effectués, en prenant en compte plusieurs valeurs de la constante de sac  $B$  ainsi que de la fraction d'étrangeté, définie par :

$$f_s = \frac{n_s}{A}$$

où  $n_s$  représente le nombre de quarks étranges contenus dans le sac et  $A$  le nombre baryonique du sac.

En 1984, E. Farhi et R. Jaffe [58] ont montré que les strangelets peuvent être stables sur un large domaine de masse, allant des noyaux les plus légers jusqu'à des structures beaucoup plus imposantes comme les étoiles à neutrons ( $\sim 10^{57}$  quarks), s'ils possèdent des quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$  en quantités comparables ( $f_s \simeq 1$ ). Avec leur charge par baryon  $Z/A$  proche de 0, ces strangelets pourraient atteindre des masses très importantes, tout en demeurant, du fait de leur faible répulsion coulombienne, beaucoup plus résistants à la fission que les noyaux les plus massifs.

Quelques années plus tard, toujours avec des arguments fondés sur le *Bag Model*, C. Greiner *et al.* ont considéré les régions de stabilité, métastabilité et instabilité des strangelets en fonction des paramètres  $B$  et  $f_s$ . La figure 3.2 illustre l'énergie par baryon ( $E/A$ ) en fonction de  $f_s$  obtenue pour plusieurs valeurs de la constante de sac et de la masse du quark  $s$  [59]. L'énergie par baryon

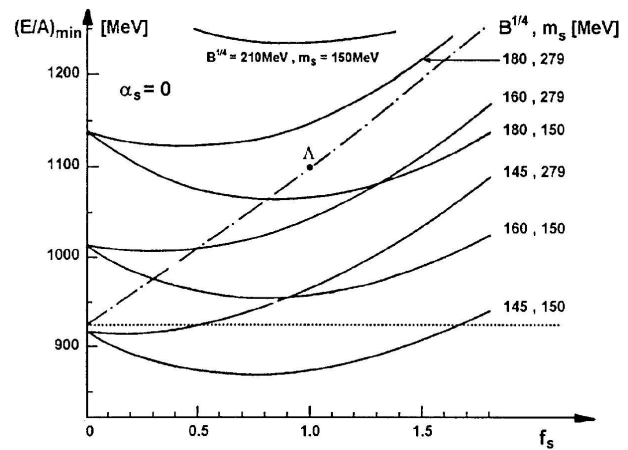


FIG. 3.2 – Énergie par baryon en fonction de la fraction d'étrangeté pour trois valeurs de la constante de sac ( $B$ ) et deux valeurs de la masse du quark  $s$  ( $m_s$ ) [59].

des nucléons  $y$  est représentée par la ligne horizontale en pointillés ( $\sim 930$  MeV). On constate que les énergies baryoniques ( $E/A$ ) dépendent fortement de la constante de sac  $B$  et appréciablement de  $m_s$ .

Il apparaît que les strangelets peuvent être plus stables que les nucléons à condition que la constante  $B$  soit faible (de  $145$  MeV par exemple). Les seules désintégrations du quark  $s$  possibles pour ces états seraient de type leptoniques, ce qui leur conférerait des temps de vie de l'ordre

de  $10^{-4}$  s ou, si la transition est complètement interdite par le principe de Pauli, ces strangelets seraient stables.

Pour des valeurs plus élevées de  $B$ , les strangelets peuvent être « métastables », c'est-à-dire plus stables que les hypérons mais moins que les nucléons. Ce cas correspond à la région située entre l'énergie des nucléons (pointillés) et l'énergie des hypérons (tirets-points) sur la figure 3.2. Ils peuvent alors se désintégrer en hadrons par interaction faible avec émission d'un nucléon et/ou d'un pion [60].

Dans le cas où l'énergie par baryon du strangelet est supérieure à celle des hypérons, il est complètement instable et se désintègre en hypérons, nucléons et mésons, au bout d'un temps propre à l'interaction forte ( $\sim 10^{-23}$  s).

### 3.2.3 Une contrepartie hadronique : le MEMO

D'autres formes de matière étrange exotique alternatives pourraient exister. Les MEMO (Metastable Exotic Multihypernuclear Object) constitueraient une forme d'agglomérat de baryons, composé de plusieurs hypérons et nucléons liés entre eux. De tels objets sont très probablement métastables et cette stabilité peut être envisagée aussi bien pour des composés de nucléons et d'hypérons (comme les hypernoyaux), que pour des composés purement hypéroniques. On prévoit ainsi l'existence de doublets de baryons ( $(\Sigma^- n)_b$ ,  $(\Lambda\Lambda)_b$ ,  $(\Xi^0\Omega^-)_b\dots$ ), de triplets de baryons ( $(\Xi^0\Lambda p)_b$ ,  $(\Xi^-\Xi^0\Lambda)_b\dots$ ), mais également des multiplets super-lourds pour lesquels le contenu en étrangeté permet une forme de stabilité [54].

Ces objets, contrairement aux strangelets, se présenteraient sous forme hadronique et dans un domaine de densité plus faible (voir figure 3.1). Leurs énergies de liaison par baryon seraient également plus faibles que celles pouvant exister dans les strangelets.

## 3.3 Les dibaryons

Parmi les formes de matière étrange exotique mentionnées précédemment, les états les plus simples se trouveraient sous forme d'un équivalent en nombre de quarks de deux baryons : les dibaryons.

Les travaux menés sur la recherche des dibaryons présentés dans les chapitres 4 et 5 de ce travail ont été concentrés sur trois états possibles : le strangelet  $H^0$  et les états liés purement hypéroniques  $(\Lambda\Lambda)_b$  et  $(\Xi^0 p)_b$ .

### 3.3.1 Le $H^0$ -dibaryon

L'état de strangelet le plus simple consiste en un sac de 6 quarks ( $udsuds$ , équivalent du contenu de deux  $\Lambda$ ) appelé  $H^0$ -dibaryon. Prédit par R. Jaffe, ce strangelet pourrait, en fonction de sa masse (c'est-à-dire de la constante de sac du *Bag Model*), se présenter sous forme instable ou métastable [61].

La figure 3.3 résume les désintégrations possibles  $\Delta S = 0$  ou 1 du  $H^0$  en fonction de sa masse. Par exemple, en désignant par N les nucléons, un  $H^0$  de masse  $m = 2210 \text{ MeV}/c^2$ , qui est en-deçà du seuil  $2m_\Lambda$ , est métastable et peut se désintégrer en  $\Lambda N\pi$ , mais aussi en  $\Sigma N$  ainsi qu'en  $\Lambda n$  car, dans ces trois cas, le système perd de l'énergie de masse. Les temps de vie pour de telles désintégrations faibles ont été estimés de l'ordre de  $\tau \sim 10^{-10} - 10^{-8}$  s [62]. S'il possède en revanche une masse supérieure à ce seuil, il est instable et pourrait exister sous forme résonante. Par exemple, pour une masse  $m = 2280 \text{ MeV}/c^2$ , il peut se désintégrer par interaction forte en  $\Lambda\Lambda$  ou en  $\Xi N$ .

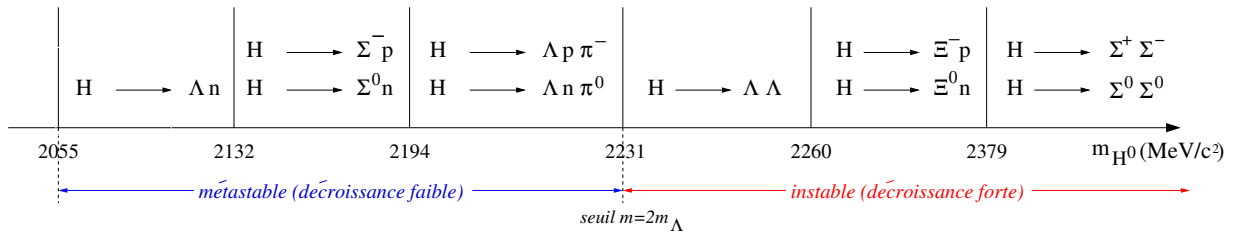


FIG. 3.3 – Seuils et modes de désintégration possibles du  $H^0$  en fonction de sa masse.

D'après R. Jaffe, l'existence d'un  $H^0$  métastable serait plus probable qu'un  $H^0$  instable. Les modes  $\Lambda\Lambda$  et  $\Xi N$ , bien que peu favorisés, restent envisageables, mais le mode  $\Sigma\Sigma$  semble très improbable du fait de la large masse. Mentionnons également que des études plus récentes effectuées sur réseau mènent à la conclusion que la masse du  $H^0$  se situe vraisemblablement légèrement au-dessus du seuil  $2m_{\Lambda}$ , ce qui exclut l'hypothèse de stabilité pour cet objet [63, 64].

### 3.3.2 États liés hadroniques

Dans le cadre de la physique des MEMO s'insère la possibilité d'existence de plusieurs dibaryons sous forme d'états liés de nature hadronique, comme les dibaryons  $(\Sigma^+ p)_b$ ,  $(\Xi^0 p)_b$  ou d'états purement hypéroniques :  $(\Lambda\Lambda)_b$ ,  $\Xi^0\Lambda$  ou  $(\Xi^0\Xi^-)_b$ . Ces objets peuvent être stables, mais sont plus probablement métastables. Leur formation, qui est envisagée dans les collisions d'ions lourds, sera abordée dans la partie 3.4.

#### L'état lié $(\Lambda\Lambda)_b$

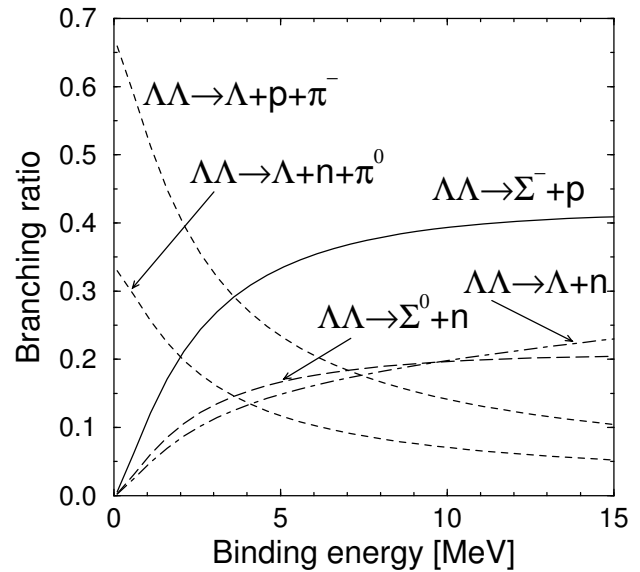
Le  $(\Lambda\Lambda)_b$  est très proche du strangelet  $H^0$  métastable du point de vue expérimental ; ses nombres quantiques et ses modes de désintégration sont identiques. Il est donc en pratique impossible de différencier ce MEMO du strangelet  $H^0$  métastable, c'est pourquoi on l'appelle souvent  $H^0$  également, par abus de langage.

Les modes de désintégration possibles du  $(\Lambda\Lambda)_b$  sont présentés dans la partie gauche (région de métastabilité) de la figure 3.3. Des estimations des rapports d'embranchement dans chaque canal de désintégration ont été effectuées, et sont présentées sur la figure 3.4 en fonction de l'énergie de liaison [65]. Pour de faibles énergies de liaison, les modes de désintégration privilégiés sont  $\Lambda N\pi$ . Pour des états moins massifs, ces modes deviennent minoritaires par rapport aux modes  $\Sigma N$  et  $\Lambda n$ .

#### L'état lié $(\Xi^0 p)_b$

Dans le même cadre théorique que le  $(\Lambda\Lambda)_b$ , on prévoit l'existence de l'état lié dibaryonique  $(\Xi^0 p)_b$ . Les modes de désintégration ainsi que les rapports d'embranchement prévus pour cette particule sont présentés sur la figure 3.5 en fonction également de son énergie de liaison. Le  $c\tau$  prévu pour cette particule se situe entre 1 et 5 cm environ. Les modes de désintégration en  $\Lambda p\pi^0$  et  $\Lambda p$  sont majoritaires dans les domaines d'énergies de liaison faible et élevée respectivement.

FIG. 3.4 – Modes de désintégration et rapports d'embranchement prévus pour le  $(\Lambda\Lambda)_b$  [65].



### 3.4 Recherche de dibaryons dans les accélérateurs d'ions lourds

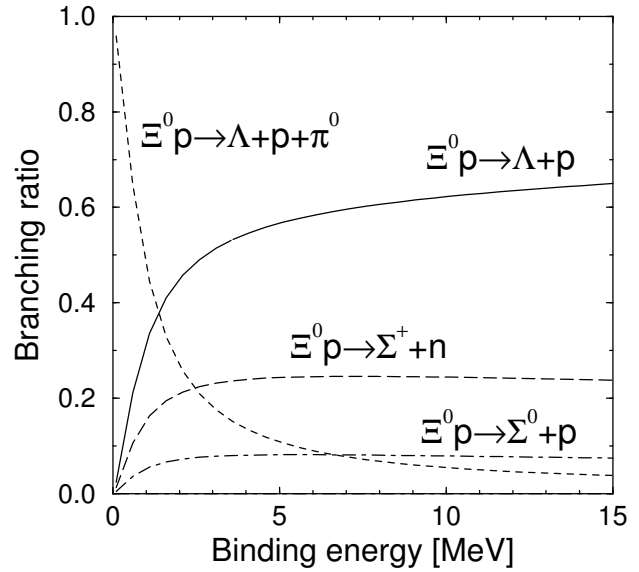
Les accélérateurs d'ions lourds (ultra-)relativistes constituent un instrument privilégié pour l'étude de la matière étrange exotique. Plusieurs expériences installées auprès de l'AGS et du SPS ont été dédiées à la recherche de ces objets hypothétiques, car les conditions de densité baryonique observées sont propices à leur formation.

L'idée de la création de strangelets dans un PQG, mentionnée en début de chapitre, a permis d'imaginer que le mécanisme de distillation de l'étrangeté pouvait être le processus de création de matière chargée en quarks étranges. Selon cette hypothèse, C. Greiner *et al.* ont suggéré que les strangelets pourraient constituer la signature la plus probante de la formation d'un PQG [59]. En effet, la formation des hadrons étranges s'effectue plus rapidement avec les mésons qu'avec les baryons, du fait du nombre de quarks mis en jeu. Le potentiel chimique des quarks légers étant supérieur à 0 dans l'état initial d'une collision en raison des noyaux incidents, la formation des mésons  $K^+$  par associations de quarks  $u$  et  $\bar{s}$  est prioritaire. De ce fait, le contenu en quarks  $s$  "libres" augmente, ce qui favorise d'une part la création des baryons étranges au détriment des anti-baryons étranges, mais également, si cet effet est suffisamment fort, pourrait donner lieu, localement, à la formation de matière de quarks étranges [28] et notamment de dibaryons du fait de leur "faible" masse. Conformément à ce scénario, un fort potentiel chimique baryonique est préférable pour la production de tels objets, c'est pourquoi les collisions d'ions lourds à basse énergie sont en principe les plus propices. Néanmoins, Spieles *et al.* ont montré que dans des collisions d'ions lourds à très haute énergie, des fluctuations locales du potentiel chimique baryonique peuvent être suffisamment importantes pour maintenir elles aussi ce mécanisme [66].

Une autre étude menée par M. Bleicher *et al.* suggère même la production de  $H^0$  pourrait être possible à partir de collisions purement hadroniques (p-p), selon un mécanisme d'échange de pomerons fondé sur une théorie de Gribov-Regge sur partons [67]; la formation d'un strangelet n'apparaîtrait donc pas comme une signature incontestable du PQG.

La formation d'états liés hadroniques ne nécessite pas le passage par une phase de PQG. Comme c'est le cas pour les dibaryons, on envisage leur formation par des mécanismes de coalescence entre

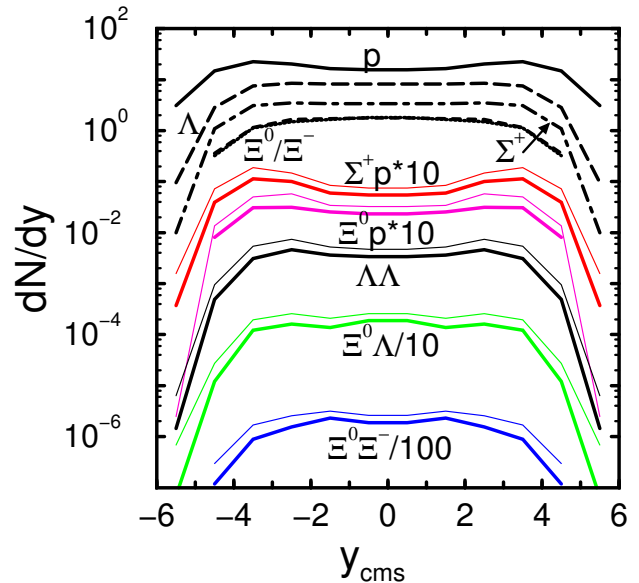
FIG. 3.5 – Modes de désintégration et rapports d'embranchement prévus pour le  $(\Xi^0 p)_b$  [65].



baryons [68]. Dans le cadre de ce scénario, leurs taux de production attendus se situent autour de  $10^{-2} - 10^{-1}$  par événement aux énergies de l'AGS [69].

Pour les énergies du RHIC, J. Schaffner-Bielich *et al.* ont réalisé une estimation du taux de production avec RQMD ; la figure 3.6 montre la distribution obtenue par unité de rapidité dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  [65]. Selon cette prévision, les dibaryons  $(\Lambda\Lambda)_b$  et  $(\Xi^0 p)_b$

FIG. 3.6 – Taux de production par unité de rapidité estimé pour les dibaryons  $\Sigma^+ p$ ,  $(\Xi^0 p)_b$ ,  $\Lambda\Lambda$ ,  $\Xi^0\Lambda$  et  $\Xi^0\Xi^-$  à rapidité centrale au RHIC dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  [65].



seraient produits dans une quantité de quelque  $10^{-2}$  par événement à rapidité centrale.

La recherche des dibaryons n'est pas chose aisée, d'une part en raison des faibles taux de production mis en jeu, mais également du fait que certains de leurs produits de désintégration comme le neutron, le  $\pi^0$  ou le  $\Sigma$  sont difficilement détectables. La recherche de ce type de particules doit donc être concentrée sur les modes de particules chargées ; les canaux de désintégration envisageables parmi ces trois dibaryons présentés sont, pour les modes métastables :

- $H^0, (\Lambda\Lambda)_b \rightarrow \Lambda p\pi^-$  ;
- $(\Xi^0 p)_b \rightarrow \Lambda p$  ;

et pour les modes résonants :

- $H^0 \rightarrow \Lambda\Lambda$  ;
- $H^0 \rightarrow \Xi^- p$  ;

la désintégration d'un  $\Xi^-$  et d'un  $\Lambda$  s'effectuant dans les modes chargés  $\Lambda\pi^-$  et  $p\pi^-$  avec des rapports d'embranchement d'environ 100 % et 64 % respectivement.

Les modes métastables peuvent être identifiés à partir de leurs topologies de désintégration, dont le vertex est situé à quelques centimètres du point de collision.

Notons que la découverte et l'analyse d'un événement mettant en jeu la désintégration du double-hypernoyau  ${}^6_{\Lambda\Lambda}He$  a permis d'estimer l'énergie de liaison  $\Lambda - \Lambda$ , menant à une contrainte sur la masse du  $H^0$  :  $m_{H^0} > 2223 \text{ MeV}/c^2$  [70]. Le domaine de masse à considérer pour le mode  $\Lambda p\pi$  se situerait donc entre 2223 et 2231  $\text{MeV}/c^2$ .

L'identification des modes résonants est réalisée à partir de corrélations entre baryons primaires. Pour ces différents modes, un pic doit apparaître dans les spectres en masse invariante, après soustraction du bruit de fond si nécessaire.

Plusieurs expériences dédiées à la recherche de dibaryons ont déjà été conduites auprès des accélérateurs AGS (E810/E896, E813/E836) et KEK. L'expérience E810 semble avoir mis en évidence quelque 30 candidats dans le canal  $H^0 \rightarrow \Sigma^+ p$  et extrait une masse  $m_{H^0} = 2.18 \text{ GeV}/c^2$  ainsi qu'une valeur de  $c\tau$  de l'ordre de 10  $\text{cm}$  [71]. Malgré ce résultat, aucun signal suffisamment significatif n'a été obtenu et, à l'heure actuelle, les dibaryons restent encore hypothétiques.

Cependant, les détecteurs STAR (RHIC) et ALICE (LHC) offrent actuellement les meilleures possibilités d'études de ces objets grâce à leurs trajectographies de haute précision, facilitant la recherche des modes de désintégration chargés par des méthodes topologiques.

Le chapitre 4 présentera le travail de recherche de dibaryons dans les modes de désintégration  $H^0, (\Lambda\Lambda)_b \rightarrow \Lambda p\pi^-$  et  $H^0 \rightarrow \Xi^- p$  réalisé dans le cadre de l'expérience STAR. Outre une partie plus spécifiquement dédiée aux hyperons, le chapitre 5 présentera, lui, l'estimation de la sensibilité de l'expérience ALICE à l'identification de dibaryons dans les modes  $H^0, (\Lambda\Lambda)_b \rightarrow \Lambda p\pi^-$ ,  $(\Xi^0 p)_b \rightarrow \Lambda p$  et  $H^0 \rightarrow \Lambda\Lambda$ .

## Chapitre 4

# Reconstruction de $H^0$ -dibaryons dans l'expérience STAR

### 4.1 Le détecteur STAR

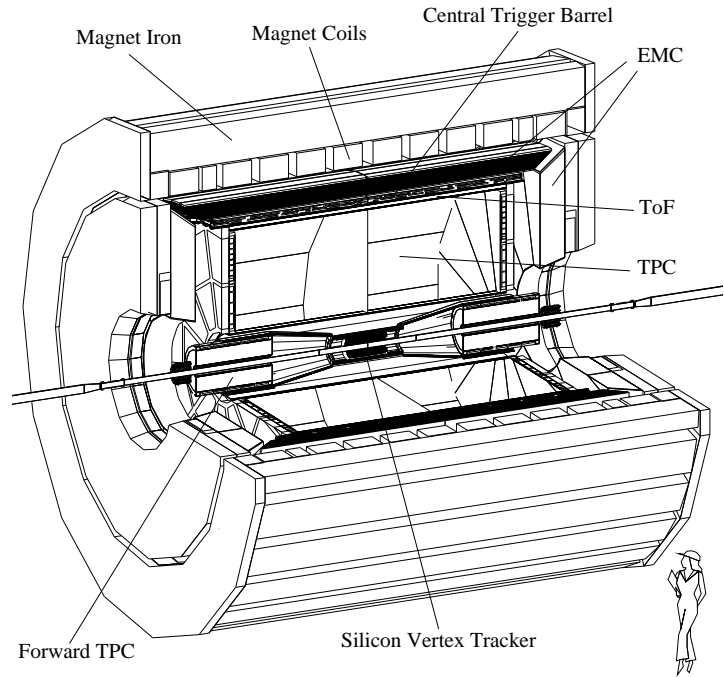
Afin de sonder la matière à des densités d'énergie de plus en plus grandes, les deux dernières décennies ont connu un gain d'intérêt croissant pour les collisionneurs d'ions lourds à haute énergie, que ce soit au SPS, à l'AGS, puis au RHIC et dans les prochaines années au LHC. Ces différents accélérateurs ont chronologiquement permis des collisions de plus en plus énergétiques. L'expérience STAR, installée auprès du RHIC sera l'objet de cette partie.

STAR, qui comme PHOBOS et BRAHMS s'intéresse surtout à des signatures hadroniques, possède la particularité d'être à symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau, bénéficiant ainsi d'une large acceptance. Son élément principal, la TPC (qui sera décrite dans la section suivante), est un outil essentiel pour l'identification de désintégrations par topologie. L'étude de la physique de l'étrangeté est donc largement facilitée dans cette expérience. Le détecteur est plongé dans un champ magnétique longitudinal (axe du faisceau) d'intensité modulable. Lors des prises des données, ce champ courbe les particules chargées et permet ainsi, lors de la reconstruction, de déterminer l'impulsion de celles-ci. Pour les données exploitées dans cette thèse, l'intensité du champ magnétique est fixée à  $0.5 T$ . Des corrections de champ sont cependant nécessaires car on observe des variations de l'ordre de  $0.8\%$  dans la direction radiale et de  $0.02\%$  dans la direction azimutale.

La figure 4.1 représente une vue générale de STAR et ses principaux sous-détecteurs.

Plusieurs sous-détecteurs sont assemblés dans cette expérience. Certains, proches du point d'interaction, constituent la partie centrale de STAR : il s'agit de la TPC, du SSD, du SVT et des FTPC. La couverture en acceptance des trois premiers couvre la région de pseudo-rapacité  $|\eta| < 1.25$ . Ces trois sous-détecteurs seront présentés dans les parties qui suivent. L'ajout des deux FTPC permet de couvrir un domaine en  $\eta$  supplémentaire dans la région  $2.5 < |\eta| < 4$ . Cette partie centrale assure au détecteur une large couverture en acceptance géométrique, ce qui est sa spécificité par rapport aux autres expériences installées au RHIC. D'autres sous-détecteurs sont également présents dans STAR. Bien qu'utiles au déroulement de l'expérience et à plusieurs types d'analyse de physique, mais sortant du contexte de l'étrangeté, ils ne seront pas présentés ici. Notons toutefois que deux détecteurs servant entre autres à discriminer les gammes de centralité des collisions sont essentiels : ce sont les ZDC (« Zero Degree Calorimeters ») et le CTB (« Central Trigger Barrel »). Ils seront l'objet de la section concernant les classes de centralité.

FIG. 4.1 – Le détecteur STAR.



#### 4.1.1 La Chambre à Projection Temporelle (TPC) de STAR

La TPC est le trajectographe principal de STAR [72] ; c'est aussi le plus volumineux. C'est une chambre cylindrique de rayons interne et externe de  $0.5\text{ m}$  et  $2\text{ m}$  respectivement. Sa longueur selon l'axe du faisceau est de  $4\text{ m}$  et une membrane centrale, jouant le rôle de cathode, divise axialement la TPC en deux parties symétriques (voir figure 4.2).

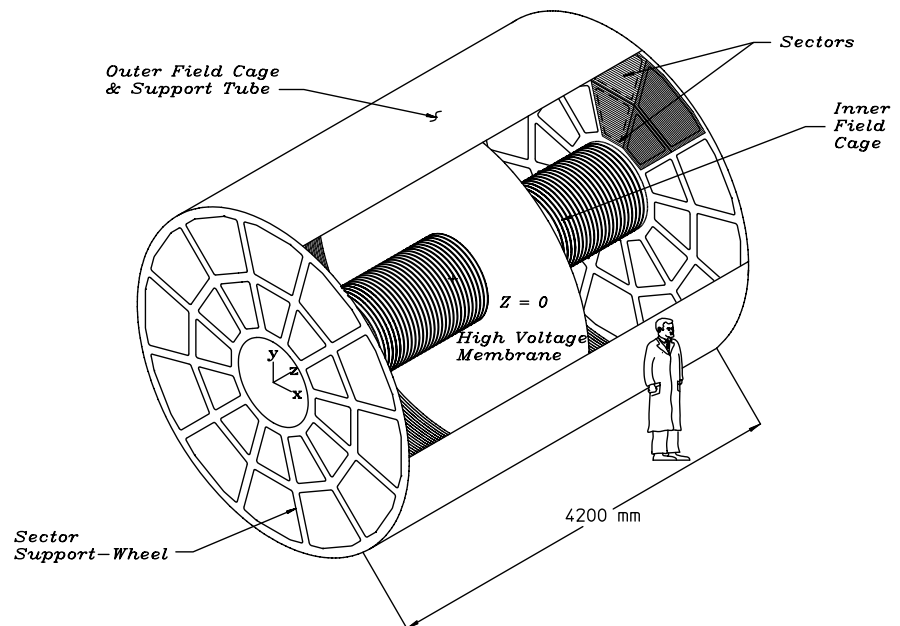
Les extrémités de la TPC constituent les anodes. Elles sont mises au potentiel 0 tandis que la cathode est portée au potentiel de  $-28\text{ kV}$ .

La chambre est remplie d'un gaz ionisant appelé P10, choisi pour ses propriétés physiques de diffusion, contenant un mélange composé de 90% d'argon et de 10% de méthane sous pression atmosphérique. Les particules traversant la TPC ionisent le gaz interne et un champ électrique de dérive longitudinal de  $134\text{ V/cm}$  entraîne les électrons d'ionisation résultants vers les anodes où sont placés des systèmes d'amplification par avalanche. La mesure du temps de dérive de ces électrons et leur position sur les anodes permet de reconstruire en trois dimensions les dépôts d'énergie créés par toutes les particules, avec une précision de l'ordre de  $100\text{ ns}$ , ce qui entraîne un taux d'échantillonnage maximum de  $10\text{ MHz}$ . En pratique, cette précision temporelle est largement plus faible que le temps de migration des charges vers les anodes ( $\sim 5\text{ cm}/\mu\text{s}$ ). Compte tenu des dimensions de la chambre, le temps total de migration d'une charge est de  $40\text{ }\mu\text{s}$ , mais c'est finalement le temps d'enregistrement des données qui limite la fréquence d'acquisition, à un taux de quelque  $100\text{ Hz}$ .

La collecte des électrons de dérive se fait grâce à des cellules de détection (*pads*) réparties dans 12 différents secteurs divisant la TPC (figure 4.2). Chaque secteur de la TPC se divise lui-même en 2 sous-secteurs à un rayon de  $113\text{ cm}$ , l'un interne et l'autre externe, comprenant chacun des *pads* de dimensions différentes. Les deux secteurs internes, proches de l'axe du faisceau, sont munis de *pads* de dimensions  $11.5\text{ cm}$  radialement et  $2.85\text{ cm}$  azimutalement qui permettent une bonne



FIG. 4.2 – Vue tridimensionnelle de la TPC de STAR [72].



résolution en position. Dans le secteur externe, la densité de traces étant plus faible, les *pads* sont de dimensions  $19.5\text{ mm}$  et  $6.2\text{ mm}$ .

#### 4.1.2 Le SSD et le SVT

Le trajectographe interne de STAR ne se limite pas uniquement à la TPC. Deux autres sous-détecteurs que sont le SVT (« Silicon Vertex Tracker ») et le SSD (« Silicon Strip Detector ») la complètent. Leur rôle est d'apporter des informations complémentaires à celles provenant de la TPC : leur proximité du point d'interaction permet d'affiner la trajectographie de certaines particules, comme les particules étranges, dont la durée de vie est de quelques  $cm$ . La couche la plus interne de la TPC se trouvant à un rayon de  $50\text{ cm}$ , la résolution sur la position de ces vertex secondaires peut être nettement améliorée par l'ajout de points supplémentaires proches du point d'interaction. En revanche, ces sous-détecteurs se doivent d'avoir un très bon pouvoir de séparation, du fait de la très forte densité de traces dans cette région.

Le SVT et le SSD se composent de 3 couches de détecteurs au silicium à dérive (SVT), et une unique couche de détecteurs au silicium à micropistes-double face (SSD). Le principe de fonctionnement du SVT est sensiblement le même que celui d'une TPC : un champ électrique longitudinal lui est appliqué et les dépôts d'énergie des particules, récoltés sur les extrémités, sont reconstruits en 3 dimensions.

La couverture en pseudo-rapacité du SVT s'étend dans la gamme  $|\eta| < 1$  et sa couverture azimutale est complète. Les trois couches concentriques de silicium sont placées radialement à  $6.7$ ,  $10.7$  et  $14.5\text{ cm}$  du faisceau et les résolutions en position sont de  $20\text{ }\mu\text{m}$  en  $z$  et  $\phi$  [73].

La couche du SSD, comprenant 20 échelles, est située à  $23\text{ cm}$  de l'axe du faisceau. Les détecteurs à micropistes sont constitués de deux faces, chacune comprenant une série de pistes de lecture, dont l'angle des pistes de chaque face diffère d'un angle stéréo de  $2^\circ$ , assurant en  $r$  et  $\phi$  une résolution en position de  $20\text{ }\mu\text{m}$  et de  $740\text{ }\mu\text{m}$  en  $z$  [74].

### 4.1.3 Les ZDC, le CTB et les MWPC : déclenchement et classes de centralité

Tout d'abord, ce que l'on appelle centralité est le degré d'alignement, ou encore la valeur du paramètre d'impact entre les noyaux incidents. Cette quantité étant impossible à mesurer de manière directe, on la traduit expérimentalement par une quantité de signal recueillie par les détecteurs, ou plus correctement par le nombre de traces primaires issues des collisions. Ainsi, on classe en général les événements par tranches de centralité, où la tranche 0 – 5% représente les 5% d'événements les plus centraux et ce jusqu'à la tranche 90 – 100% pour les événements les plus périphériques. Le nombre de traces primaires étant incalculable directement « en-ligne » pour des raisons de temps de calcul, il est impossible de déclencher l'acquisition pour des classes de centralités souhaitées. En revanche, on peut sélectionner plus aisément les événements centraux par la réponse de certains détecteurs, dont l'amplitude varie avec la centralité de la collision.

Ces détecteurs constituent le système de déclenchement des niveaux 0 et 1 de STAR et assurent un déclenchement dépendant de la centralité. Deux ZDC (« Zero Degree Calorimetre ») sont des calorimètres hadroniques, situées de part et d'autre de STAR (à environ 18 m) et autour du faisceau, balayant ainsi les régions de très grandes rapidités. Le CTB (« Central Trigger Barrel ») est un système de scintillateurs-photomultiplicateurs cylindrique, d'une longueur d'environ 4 m et entourant la TPC à une distance radiale de 2 m. Il couvre un intervalle de pseudo-rapacité de  $|\eta| < 1$  et délivre un signal proportionnel à la multiplicité de l'événement. Les MWPC (« Multi-Wire Proportional Chamber ») représentent le système anodique placé sur les bases de la TPC. Outre son rôle de collecte des électrons de dérive de la TPC, il sert également de compteur proportionnel complémentaire au CTB de par sa couverture de  $1 < |\eta| < 2$ .

Ainsi, une coïncidence entre les deux ZDC (et la position des paquets suivant la pulsation de RHIC) et les seuils minimaux du CTB et de la MWPC franchis, constitue le niveau de déclenchement 0 de STAR. Le niveau 1, plus efficace en terme de sélection d'événements, compare les temps de la réponse des ZDC et analyse la distribution des signaux dans le CTB, de façon à effectuer une sélection sur la position longitudinale du vertex primaire. Ce calcul doit être fait en moins de 40  $\mu s$  (temps de dérive dans la TPC.)

Les classes de centralité s'illustrent grâce au diagramme du signal reçu dans les ZDC en fonction de celui reçu dans le CTB, tel que le montre la figure 4.3. La zone colorée en forme de boomerang représente le domaine des événements recueillis.

On utilise principalement deux types de déclenchement : le déclenchement *MinimumBias* (ou de « Bias Minimum ») qui enregistre tous les événements satisfaisant un critère de qualité minimale (acceptés par le niveau 1) et le déclenchement *Central*, qui accepte uniquement les événements de grande multiplicité. Ces deux déclenchements essentiels sont illustrés par les zones 0x1000 et 0x1100 respectivement sur la figure 4.3. On peut visualiser, sur la figure 4.4, la distribution des événements *MinimumBias* et *Central* en fonction de leur multiplicité en particules primaires.

Pour le trigger *Central*, on peut constater qu'à partir de 5%, la courbe ne suit plus celle des événements *MinimumBias* : un biais est donc introduit par le trigger, qu'il faut éventuellement prendre en compte lors des analyses.

## 4.2 Recherche des traces et reconstruction de particules étranges

La recherche de traces dans STAR s'articule autour de la TPC, principal outil de trajectographie de cette expérience. Rappelons que la fraction des particules issues des collisions et entrant dans la TPC dépose de l'énergie dans différents endroits du détecteur et ce sont ces dépôts, récoltés par les anodes, qui sont reconstruits en 3 dimensions et qui permettent de reconstruire leurs trajectoires. La

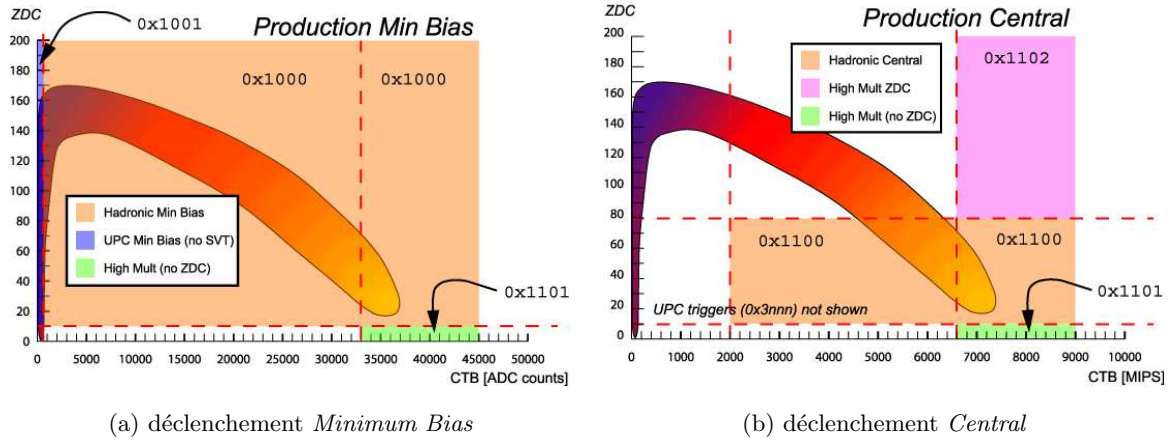
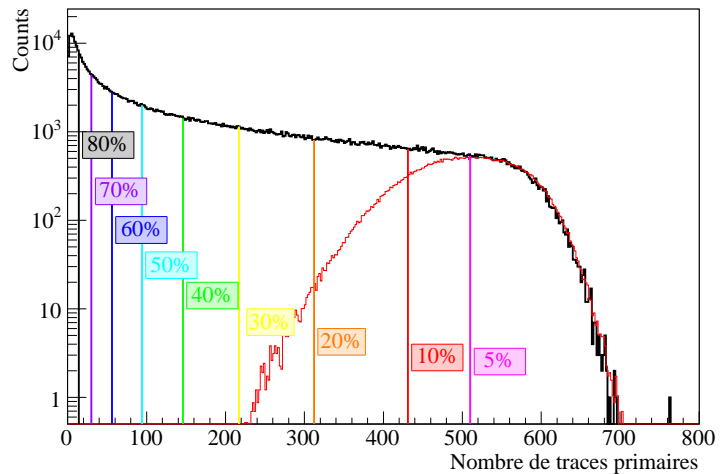
(a) déclenchement *Minimum Bias*(b) déclenchement *Central*

FIG. 4.3 – Signal des ZDC en fonction du signal du CTB (unités arbitraires).

FIG. 4.4 – Distribution des événements selon leur multiplicité de traces primaires : pour les triggers *MinimumBias* (en noir) et *Central* (en rouge). Les différents segments de couleur indiquent les tranches de centralité. Les événements centraux ont été normalisés par rapport aux *MinimumBias*.



recherche de traces s'effectue en plusieurs étapes : tout d'abord la recherche des dépôts d'énergie, puis la reconstruction des traces dans la TPC et enfin l'extrapolation de celles-ci dans les sous-détecteurs SVT et SSD.

#### 4.2.1 Reconstruction des points

Pour chaque secteur de la TPC, on définit un repère local  $\{x_s, y_s, z_s\}$  comme le montre la figure 4.5(a). Les dépôts d'énergie laissés par les particules dans la TPC sont reconstruits 3 dimensions :  $x_s$  et  $y_s$  sont donnés par la position des *pads* touchés et  $z_s$  est déduit du temps de dérive des charges vers les anodes. La figure 4.5(b) montre une distribution de charges collectée par certains *pads* selon  $x_s$  de la TPC, en fonction de leur temps de dérive. Le but est de regrouper ces charges sous forme d'« amas » (ou *clusters*) pour obtenir la position tridimensionnelle des points d'impact d'une part et la quantité de charge déposée pour le calcul de  $dE/dX$  d'autre part. Cette même figure montre un exemple d'algorithme de regroupement de charges en *clusters*.

Le calcul de la position ( $x_s, z_s \equiv t$ ) du *cluster* se fait par l'ajustement de celui-ci par une

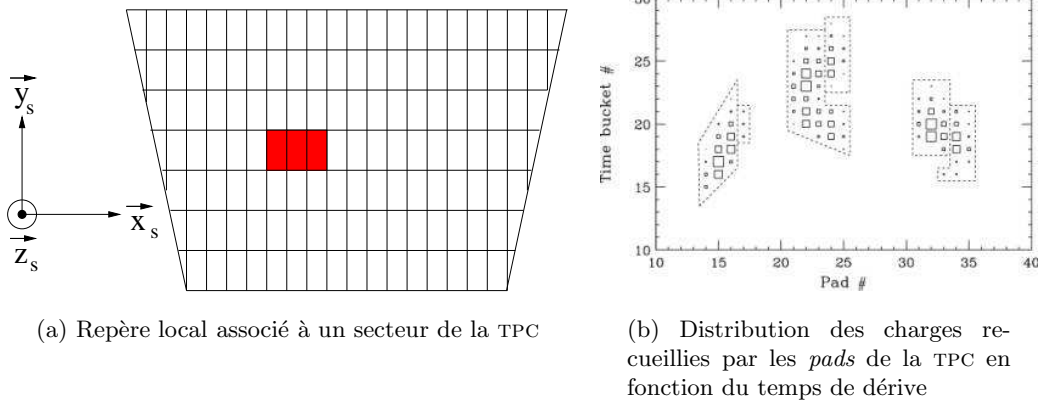


FIG. 4.5 – Charges déposées par les particules chargées dans la TPC.

gaussienne bidimensionnelle selon  $x_s$  et  $z_s$  dont on prend la moyenne. La position en  $y_s$  retenue est celle du centre du *pad* selon ce même axe. Une fois ces *clusters* enregistrés, la procédure de reconstruction des traces peut commencer.

#### 4.2.2 Reconstruction des traces

Une fois les points de passage des particules dans la TPC reconstruits, un filtre dit « de Kalman » leur est appliqué. Ce filtre a pour but de reconstruire en trois dimensions les traces des particules chargées traversant la TPC, dont la trajectoire est courbée par le champ magnétique. L'avantage de cette méthode est qu'elle prend en compte les trajectoires hélicoïdales des particules, ainsi que leurs diffusions multiples et leur perte d'énergie dans le milieu.

Considérons d'abord la trajectoire d'une hélice de manière graphique. Le champ magnétique étant colinéaire à l'axe du faisceau, une particule chargée suit donc un arc de cercle dans le plan transverse ( $xOy$ ).

Paramétrons les équations du mouvement en  $x$ ,  $y$  et  $z$  en fonction de l'abscisse curviligne  $s$  au long de la trajectoire hélicoïdale. Pour un parcours infinitésimal de la particule, on a :

$$(ds)^2 = (dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2$$

Comme l'illustre la figure 4.6, on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} dx = -R h \sin\phi d\phi \\ dy = R h \cos\phi d\phi \\ dz = R \tan\lambda d\phi \end{array} \right\} \Rightarrow ds = \frac{R d\phi}{\cos\lambda} \Rightarrow \phi = \phi^0 + \frac{\cos\lambda}{R} s \quad (4.1)$$

On obtient donc par intégration l'ensemble d'équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} x(s) = x^0 + R\{\cos(\phi^0 + hs\frac{\cos\lambda}{R}) - \cos\phi^0\} \\ y(s) = y^0 + R\{\sin(\phi^0 + hs\frac{\cos\lambda}{R}) - \sin\phi^0\} \\ z(s) = z^0 + s.\sin\lambda \end{array} \right\} \quad (4.2)$$

où les paramètres  $(x^0, y^0, z^0)$ ,  $\phi^0$ ,  $\lambda$ ,  $h$  et  $R$  représentent respectivement le vecteur position du premier point de l'hélice, l'angle du premier point de l'hélice dans le repère ( $xO'y$ ) (cf. figure 4.6(a)),

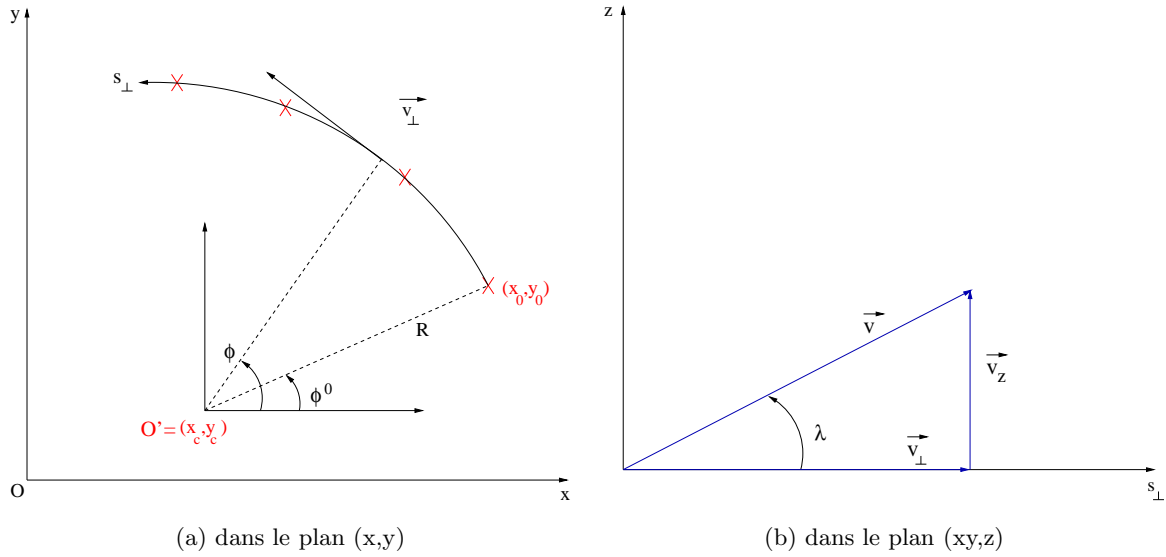


FIG. 4.6 – Représentation d’une hélice.

l’angle entre  $\vec{v}$  et  $\vec{v}_\perp$  (cf. figure 4.6(b)), l’hélicité ( $\pm 1$ ) de la trajectoire et le rayon de courbure de l’hélice.  $R$  peut être obtenu par la relation suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{em} = ma_\perp = \|q(\vec{v}_\perp \wedge \vec{B})\| = qv_\perp B \\ a_\perp = \frac{v_\perp^2}{R} \end{array} \right\} \Rightarrow R = \frac{mv_\perp}{qB} \quad (4.3)$$

où chaque grandeur assignée d’un  $\perp$  correspond à sa valeur projetée dans le plan transverse ( $xOy$ ).

L’algorithme de recherche de traces, appelé *filtre de Kalman*, s’appuie donc sur ces 5 paramètres pour la description de l’hélice. La particule cherchée traverse différentes « surfaces » de détecteurs, qui correspondent à des zones matérielles, qu’elles soient actives (différents *pads* de la TPC, couches de silicium du SVT...) ou passives (*beam pipe*, câble électrique...). On considère cet ensemble de paramètres dans un 5-vecteur  $\mathbf{p}$  se propageant dans les différentes « surfaces »  $i$ ,  $i = 1..n$ , et acquérant ainsi différentes valeurs  $\mathbf{p}_i$  [75]. On décrit l’évolution du 5-vecteur  $\mathbf{p}_i$  par l’équation *système* suivante :

$$\mathbf{p}_{i+1} = f_i(\mathbf{p}_i) + \epsilon_i$$

où  $\epsilon_i$  représente les diffusions multiples. Les mesures effectuées dans les détecteurs donnent une équation supplémentaire, appelée équation de *mesure* :

$$\mathbf{m}_i = h(\mathbf{p}_i) + \delta_i$$

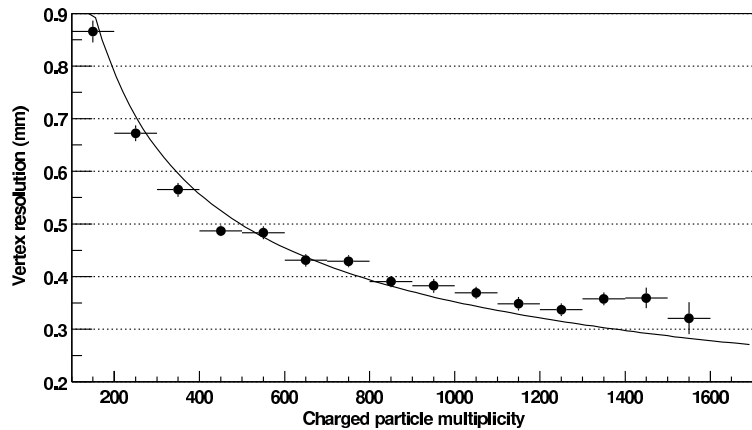
où  $\delta_i$  représente le bruit mesuré, de variance donnée par la résolution des détecteurs. La première passe du filtre consiste à propager le vecteur  $\mathbf{p}_i$  de la surface  $i - 1$  à la surface  $i$  avec la connaissance des  $i - 1$  vecteurs  $\mathbf{p}_i$  calculés au cours de chaque itération. Cette propagation inclut les pertes d’énergie (qui augmentent la courbure de l’hélice) et calcule également la matrice de covariance des cinq paramètres, à laquelle est ajoutée une information sur les diffusions multiples. La deuxième passe consiste à repropager les traces de l’intérieur vers l’extérieur, cette fois avec la connaissance de la réponse de chaque détecteur. Un  $\chi^2$  est associé à chaque trace et représente la qualité de la trace.

### 4.2.3 Reconstruction du vertex primaire

Dans les collisions Au-Au, la position du vertex primaire est estimée de manière récursive à partir des traces reconstruites. À la première itération, l'algorithme considère, pour chaque trace, le point pour lequel la distance de plus courte approche à l'axe du faisceau est minimale. Parmi cet ensemble de points, un barycentre est calculé : c'est la première estimation de la position du vertex primaire. Pour chacune des traces, la distance de plus courte approche à cette position est calculée. Les traces qui en sont le plus éloignées sont éliminées et un nouveau barycentre est calculé à partir des traces restantes, et ainsi de suite.

La figure 4.7 montre la résolution en position du vertex primaire dans le plan transverse. Même pour les faibles multiplicités, elle reste inférieure au millimètre.

FIG. 4.7 – Résolution en position du vertex primaire dans le plan transverse en fonction de la multiplicité de particules chargées (collisions Au-Au) [72].



Notons que cette procédure ne peut être appliquées aux collisions de basses multiplicités telles que p-p. Pour ce genre de systèmes, un autre algorithme est utilisé.

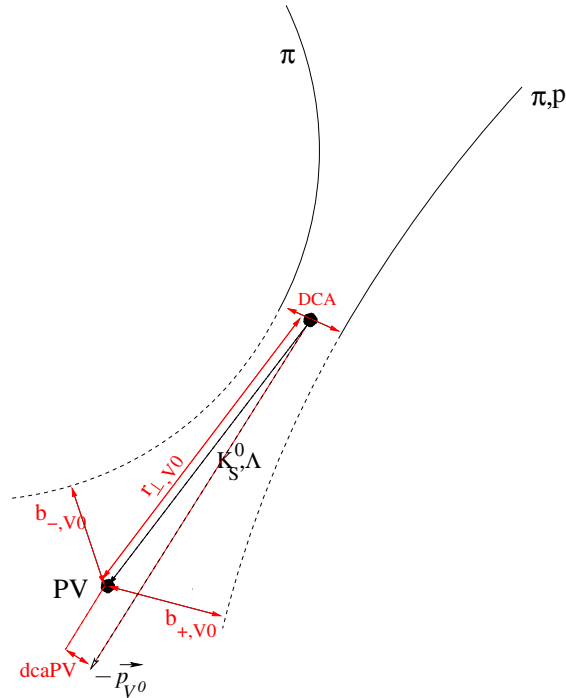
### 4.2.4 Reconstruction des particules étranges

Une fois que les traces sont reconstruites, on les conserve sous forme d'objets, en enregistrant leurs caractéristiques qui seront nécessaires aux analyses. Ces objets peuvent être traités de diverses façons ; dans le cas des analyses de particules étranges, il est commun de rechercher des objets de type «  $V^0$  » correspondant à la désintégration du  $K_S^0$  et du  $\Lambda$ , ou de type « cascade » pour le  $\Xi$  et le  $\Omega$ . Ces objets ne sont pas à proprement parler le thème de ma contribution à l'expérience STAR, qui a consisté en la recherche des particules  $H^0$ -dibaryons, possédant une topologie de désintégration plus complexe. La recherche des  $V^0$  et des cascades est cependant une étape nécessaire à la recherche des  $H^0$  ; elle sera décrite brièvement dans le cadre de STAR, mais sera traitée plus en détail dans le chapitre concernant ma contribution dans l'expérience ALICE (voir chapitre 5). En ce qui concerne l'expérience STAR, les détails de la procédure peuvent être trouvés en référence [76].

#### Reconstruction des $V^0$

Par abus de langage, un  $V^0$  est une association de 2 traces de charges opposées, moyennant un certain nombre de critères géométriques. Le  $K_S^0$  et le  $\Lambda$  se désintègrent préférentiellement selon les modes  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ , donc selon une géométrie de  $V^0$ . Une fois la recherche de traces effectuée, il est possible de rechercher les  $V^0$ , moyennant certaines coupures de sélection illustrées sur la figure 4.8.

FIG. 4.8 – Sélections topologiques utilisées lors de la reconstruction des  $V^0$  dans STAR.



Les coupures utilisées pour la reconstruction des  $V^0$  sont résumées dans le tableau 4.1.

$b_{+,V^0}^{min}$	$b_{-,V^0}^{min}$	$DCA^{max}$	$dcaPV^{max}$	$r_{\perp,V^0}^{min}$
0.7 cm	0.7 cm	0.8 cm	0.8 cm	2 cm

TAB. 4.1 – Coupures de sélection géométriques des  $V^0$  dans STAR.

À ces coupures est ajoutée une condition de causalité, consistant à éliminer les candidats  $V^0$  qui ne s'éloignent pas du vertex primaire :  $\vec{p}_{V^0} \cdot \vec{r}_{\perp,V^0} > 0$ .

Deux coupures cinématiques de type Armenteros-Podolanski (voir annexe A.2) peuvent en outre être appliquées sur les candidats  $V^0$ . Pour la reconstruction des  $\Lambda$ , les coupures  $p_{T_{arm}}^{max} = 0.11 \text{ GeV}/c$  et  $\alpha^{max} = 0.9$  ont été utilisées. La figure 4.9 montre la distribution des candidats  $V^0$  sélectionnés avec de telles coupures.

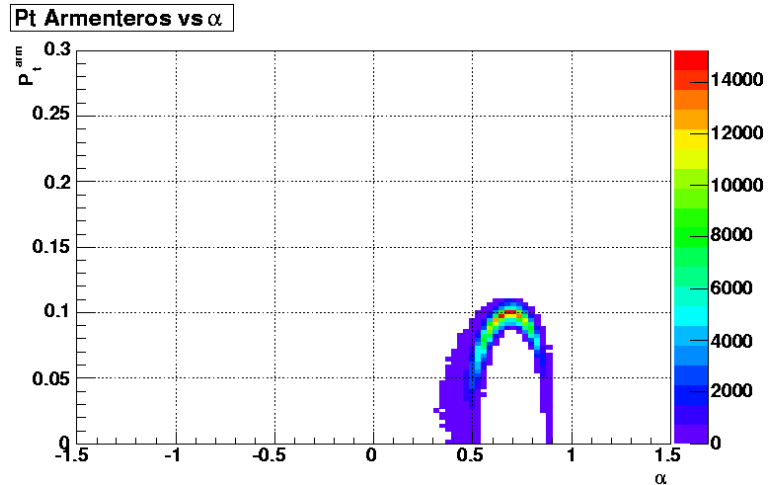
### Reconstruction des cascades

Ce que l'on appelle « cascade » est une topologie de désintégration associant un  $V^0$  et une trace appelée *bachelor*. Une fois les candidats  $V^0$  de l'événement reconstruits, on tente de leur associer une trace (le *bachelor*) modulo plusieurs coupures, comme le montre la figure 4.10.

La valeur de ces sélections sont résumées dans le tableau 4.2.

Comme pour les  $V^0$ , une condition de causalité est appliquée aux candidats cascade reconstruits.

FIG. 4.9 – Distribution en  $p_{T_{arm}} - \alpha$  des candidats  $\Lambda$  sélectionnés.



$b_{-}^{min}$	$b_{V0}^{min}$	$b_{cas}^{max}$	$dca_{-}^{max}$	$r_{\perp}^{min}$
0.20 cm	0 cm	0.8 cm	0.8 cm	2 cm

TAB. 4.2 – Coupures de sélection géométriques des cascades dans STAR.

### 4.3 Enregistrement des données

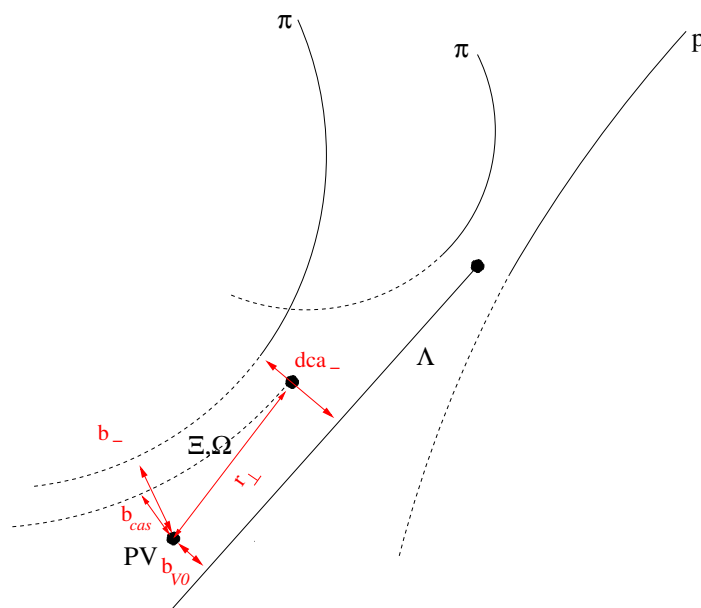
Après la reconstruction des traces, des  $V^0$ , des cascades etc. vient le problème de l'enregistrement des données. Pour la plupart des analyses de physique dans STAR, plusieurs informations sur les traces sont nécessaires : leur impulsion initiale, leur perte d'énergie en divers points des détecteurs, leur rapidité etc. Comme il n'est pas possible de stocker toutes les informations inhérentes à chaque événement, on filtre les données de manière à ne stocker que les informations utiles aux analyses postérieures. De manière très globale, un utilitaire mis au point dans l'expérience STAR permet d'exécuter une chaîne de procédures qui, à partir des données brutes provenant des détecteurs, crée des « réservoirs » d'objets tels que les traces, les  $V^0$  etc. pour chaque événement : cet utilitaire s'appelle la *Big Full Chain* (ou BFC).

Les données stockées après la reconstruction par la BFC peuvent se présenter sous diverses formes, de façon à satisfaire divers types d'analyses. Il existe plusieurs niveaux de filtrage et types d'objets stockés ; en ce qui concerne la plupart des analyses, un des formats les plus usités est le format «  $\mu$ DST », qui contient des objets comme les traces, les vertex primaires etc., suffisant pour la plupart des analyses. À un niveau de filtrage plus poussé, on trouve une sous-classe de la  $\mu$ DST, la « strange- $\mu$ DST ». Elle destinée à mettre à disposition les informations nécessaires pour les études liées à la physique de l'étrangeté. Dans les différents formats de stockage disponibles dans les bibliothèques de l'expérience STAR, aucun n'a été utilisable directement pour l'analyse des dibaryons métastables. Une infrastructure d'analyse dédiée à ces particules au mode de désintégration exotique a donc été réalisée au cours de cette thèse. Cette infrastructure permet de stocker des objets de type « candidat  $H^0$  » et leurs données membres associées.

Les données provenant directement de la reconstruction des candidats  $H^0$  représentent une quantité considérable (quelque 50 Go de candidats  $H^0$  pour le trigger *productionCentral* (Au+Au à 200 GeV de l'année 2)). La quantité importante de ces données vient du fait que les coupures considérées pour la première reconstruction sont relativement relâchées d'une part, et qu'une partie



FIG. 4.10 – Sélections topologiques utilisées lors de la reconstruction des cascades dans STAR.



des événements acceptés ont une centralité qui ne correspond pas au domaine voulu d'autre part (comme les événements ultra-périphériques par exemple). Ainsi, on procède au filtrage de ces fichiers de données, en éliminant les centralités indésirables et en resserrant raisonnablement les coupures de manière à ne pas détruire irréversiblement le signal cherché). Ainsi, on réduit les données provenant de la reconstruction (50 Go) en un seul fichier filtré de taille de l'ordre de quelques centaines de Mo. Un processus d'analyse englobant toutes les données filtrées ne dure alors que quelques minutes.

#### 4.4 Simulation de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$

On considère des  $H^0$  se désintégrant de manière faible en  $\Lambda p \pi^-$ . Dans ce mode, un des quarks  $s$  du  $H^0$  se désintègre en quark  $d$  :  $(udsuds) \rightarrow (uds)(uud)(\bar{u}d)$ . Le domaine de masse du  $H^0$  acceptable pour une telle désintégration se situe entre 2194 et 2231  $MeV/c^2$  (voir partie 3.3). La topologie d'une telle désintégration est illustrée en figure 4.11.

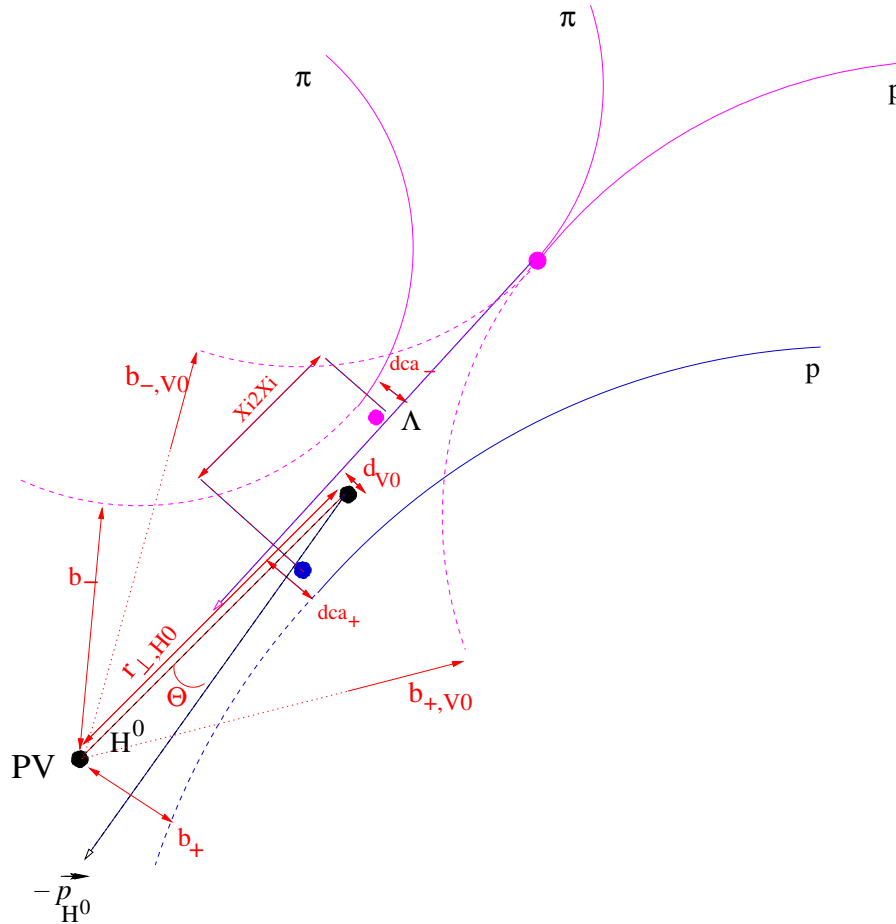


FIG. 4.11 – Procédure de reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$  : une « cascade » est reconstruite à partir du  $\Lambda$  et du  $\pi^-$  (en rose), à laquelle est associée le proton (en bleu).

Comme le montre la figure, on peut reconstruire un tel  $H^0$  de deux manières :

- 1) associer deux  $V^0$
- 2) associer une cascade avec une trace

La méthode choisie est la deuxième. Dans les deux sections qui suivent, nous verrons les performances de cette méthode associée avec l'algorithme de reconstruction développé au cours de cette thèse. La première section concerne les résultats obtenus pour des événements simulés avec le logiciel MEVSIM dans un environnement de particules relativement léger (peu de traces primaires), et la deuxième est dédiée à l'analyse d'événements dans un environnement réaliste appelé *embedding*.

#### 4.4.1 Étude d'événements simulés grâce à MEVSIM

La première approche de la simulation a purement consisté à tester l'algorithme de reconstruction des  $H^0$ , et de vérifier que la quantité de signal reconstruite est raisonnable. 300 événements, chacun contenant 100  $H^0$  et des  $\pi^-$  primaires, ont ainsi été générés grâce au logiciel MEVSIM. Les  $H^0$  simulés possèdent les caractéristiques résumées dans le tableau 4.3, où B.R.,  $T$ ,  $c\tau$  et  $\eta$  correspondent respectivement au rapport d'embranchement de la désintégration  $\Lambda p \pi^-$ , à la pente inverse d'une génération en masse transverse de type thermique, à la distance moyenne de vol et au domaine de pseudo-rapacité choisi. La pente inverse choisie en accord avec l'ordre de grandeur de celle observée pour les  $\Omega$  dans données Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$  [77, 38]. Le temps de vol correspond à la moitié de celui du  $\Lambda$ .

masse ( $MeV/c^2$ )	B.R. (%)	$T$ ( $MeV$ )	$c\tau$ ( $cm$ )	$\eta$
2210	100	400	3.96	[-1;1]

TAB. 4.3 – Paramètres de simulation des  $H^0$ .

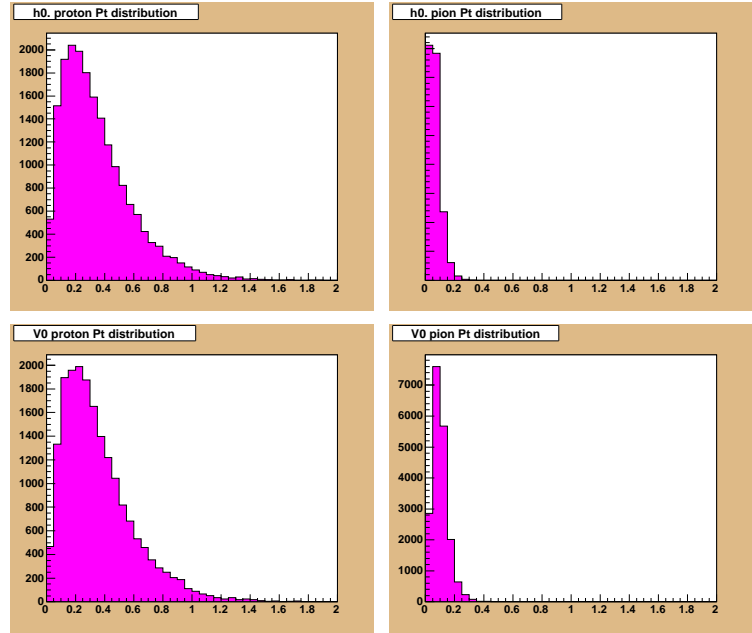
On désigne ici par  $H^0$  « trouvable » un  $H^0$  qui se désintègre dans le mode souhaité, dont le  $\Lambda$  fille se désintègre en  $p\pi^-$  et dont ses quatre particules filles chargées créent au moins 10 points dans la TPC. On définit alors l'« acceptation » par le rapport entre le nombre de  $H^0$  trouvables et le nombre de  $H^0$  simulés. Dans cette première approche, on trouve une acceptation de 2,8 %. Ce nombre peu élevé a pour origine plusieurs causes. Tout d'abord le fait que cette désintégration se fait en 4 particules filles chargées et ces 4 traces doivent être trouvable en même temps. La deuxième raison est que le champ magnétique de STAR est fixé à la valeur de  $0.5 T$ , ce qui impose aux particules filles une impulsion transverse minimale de  $150 \text{ MeV}/c$  pour ne pas spiraler à l'intérieur de la TPC et par conséquent pouvoir être reconstruites. Ceci n'est en général que peu limitant pour les protons, mais le devient fortement pour les particules de faible masse que sont les  $\pi^-$ . Ainsi l'acceptation est fortement contrainte par le faible nombre de  $\pi^-$  qui peuvent sortir par l'enveloppe externe de la TPC. Les distributions en impulsion transverse des 4 particules filles du  $H^0$  sont représentées sur la figure 4.12.

À présent, considérons les coupures de sélection topologiques appliquées lors de la reconstruction des candidats  $H^0$ . Les méthodes de reconstruction mises en œuvre dans STAR pour les  $V^0$  et les cascades sont décrites brièvement dans les parties 4.2.4 et 4.2.4. Les sélections correspondantes utilisées dans la chaîne de reconstruction par défaut de STAR se sont révélées inadéquates pour l'identification des  $H^0$ , c'est pourquoi la possibilité de modifier certaines d'entre elles a été envisagée. Sur la figure 4.11, les trois particules de couleur rose sont issues de l'algorithme de reconstruction des cascades. Ce sont les quatre sélections  $b_{-,V^0}$ ,  $b_{+,V^0}$ ,  $b_-$ ,  $dca_-$ ,  $r_{\perp,V^0}$  et  $r_{\perp,H^0}$  (voir également les figures 4.8 et 4.10), habituellement dépendantes de cet algorithme, qui sont modifiée dans la procédure de reconstruction du  $H^0$ .

Considérons donc une cascade reconstruite par la chaîne de reconstruction standard de STAR (rose sur la figure). Une première estimation de la position spatiale du vertex de désintégration du  $H^0$  est celle de cette cascade. Puis, une trace chargée positivement (bleue sur la figure) doit être associée à cette cascade pour former le candidat  $H^0$ . Cette trace devant être secondaire, une coupure sur sa distance de moindre approche minimale avec le vertex primaire est requise ( $b_+$ ). La distance de moindre approche entre cette trace et le  $\Lambda$  issu de la cascade doit être faible. Une sélection est donc effectuée grâce à une contrainte sur la valeur maximale de  $dca_+$ .

Une deuxième estimation spatiale du vertex de désintégration du  $H^0$  est alors réalisée : il s'agit

FIG. 4.12 – Distributions en impulsion transverse des particules filles du  $H^0$ . En haut les filles directes du  $H^0$  et en bas les filles du  $\Lambda$ .



du milieu du segment joignant cette trace au  $\Lambda$  à leur point de moindre approche.

Deux estimations du point de désintégration du  $H^0$  existent alors, illustrées par les points bleu et rose sur la figure. Ces points devant idéalement être confondus, une coupure maximale sur la variable  $Xi2Xi$  est imposée. L'estimation finale de la position du vertex du  $H^0$  est alors effectuée en prenant la moyenne de ces deux points, représenté par le point noir. Ce dernier point devant être sur la trajectoire du  $\Lambda$ , une distance maximale est requise entre les deux, réalisée par la coupure sur la variable  $d_{V^0}$ .

Enfin, l'impulsion du  $H^0$  est calculée au point noir, par la somme vectorielle des impulsions de la cascade (rose) et de la trace (bleue). L'angle entre l'impulsion reconstruite  $\vec{p}_{H^0}$  et le segment joignant le vertex primaire au point noir est calculé ( $\Theta$ ). Cet angle devant être idéalement égal à 0, une coupure minimale sur  $\cos \Theta$  est appliquée.

En résumé, la recherche des  $H^0$  métastables est fondée sur des coupures de sélection appliquée aux 11 variables topologiques :

- $Xi2XiDist$  : distance entre les points de désintégration estimés des deux pseudo-cascades ;
- $d_{V^0}$  : distance entre le point de désintégration estimé du  $H^0$  et la trajectoire du  $V^0$  ;
- $dca_-$  : distance de moindre approche entre le pion *bachelor* et la trajectoire du  $V^0$  ;
- $dca_+$  : distance de moindre approche entre le proton *bachelor* et la trajectoire du  $V^0$  ;
- $r_{\perp,H^0}/r_{\perp,V^0}$  : distance de vol du  $H^0/V^0$  dans le plan transverse ;
- $\cos \Theta$  : cosinus de l'angle entre l'impulsion reconstruite et la trajectoire géométriquement estimée du  $H^0$  ;
- $b_-, b_+, b_{-,V^0}, b_{+,V^0}$  : distances de moindre approche des 4 traces filles chargées au vertex primaire.

La figure 4.13 montre la distribution de ces variables de sélection, avec des coupures relâchées, de manière à pouvoir visualiser dans un premier temps la répartition du signal selon ces variables.

Avec l'ensemble de coupures répertoriées dans le tableau 4.4, on est capable de reconstruire le spectre en masse invariante illustré en figure 4.14(a). Pour ce spectre, une coupure supplémentaire en impulsion transverse minimale a été imposée :  $p_T^{min} = 1 \text{ GeV}/c$ . Le signal est visible pour ce

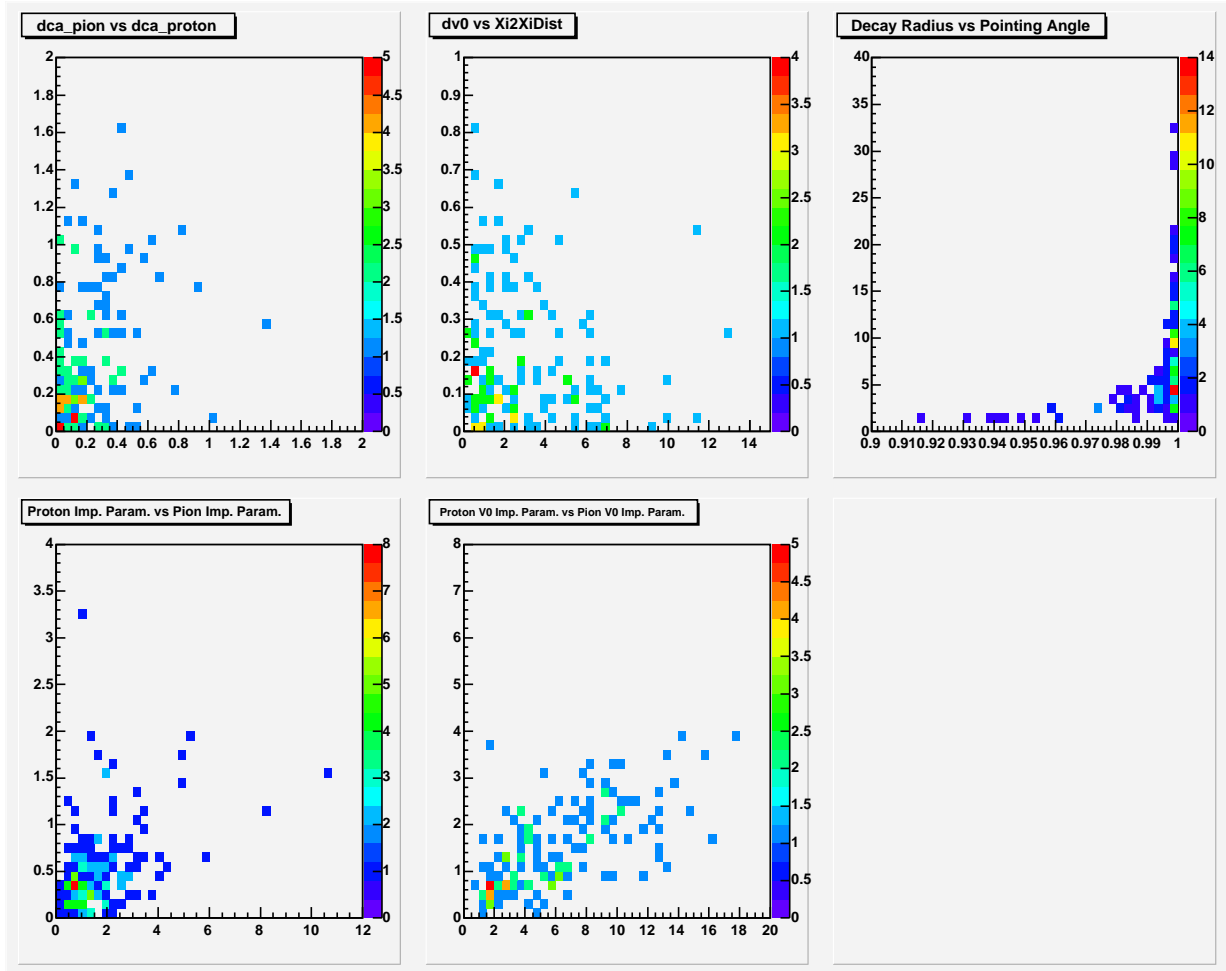


FIG. 4.13 – Distributions des variables de sélection des  $H^0$  simulés, coupures relâchées.

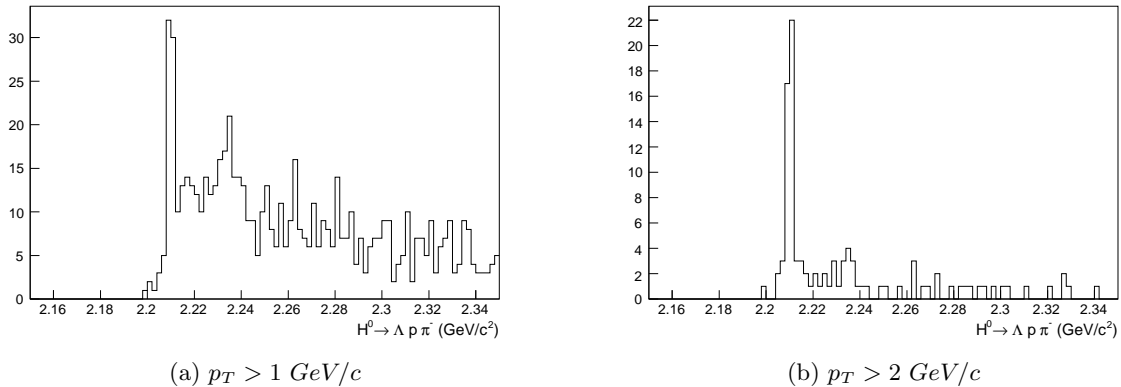
nombre de 300 événements.

Pour les mêmes coupures, mais cette fois avec une coupure en  $p_T$  minimum de  $2 \text{ GeV}/c$ , le spectre en masse invariante est visible en figure 4.14(b). Dans ce cas-ci, le bruit de fond est nettement diminué, mais la même quantité de signal ne baisse que faiblement. Notons donc que cette coupure peut s'avérer intéressante pour la réjection du bruit de fond.

Ces événements générés grâce au logiciel MEVSIM ont permis de valider le code de reconstruction du  $H^0$  dans son mode de désintégration faible  $\Lambda p \pi^-$ . Cette étude a donné une première approximation de l'efficacité totale de reconstruction pour un jeu de coupures de sélection donné. Elle a également mis en évidence la difficulté d'identification de ces particules, notamment du fait des faibles valeurs d'impulsion des particules filles qui limitent la reconstruction de leurs traces, du moins pour les paramètres de génération choisis. Cette étude a également mis en évidence l'importance d'une coupure en  $p_T$  minimale pour la réjection du bruit de fond, qui sera utile pour aider à déceler un signal dans un spectre en masse invariante obtenue pour des données réelles.

Cependant, cette étude simple n'est pas suffisante pour une vraie estimation des performances du code de reconstruction, du fait que la multiplicité de particules chargées introduite est loin d'être celle que l'on obtient pour des collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ . L'efficacité de reconstruction et le bruit de fond attendus ne sont pas réalistes. Il convient donc d'effectuer le même genre de

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp,H^0}^{min}$	$r_{\perp,V^0}^{min}$	$\cos \Theta^{min}$	$\Delta m_{V^0}$
6cm	0.5cm	1cm	4cm	0.99	$1115.68 \pm 7 MeV/c^2$
$b_-^{min}$	$b_+^{min}$	$b_{-,V^0}^{min}$	$b_{+,V^0}^{min}$	$dca_-^{max}$	$dca_+^{max}$
0.05cm	0.01cm	0.05cm	0.01cm	0.7cm	0.7cm

TAB. 4.4 – Exemple de coupures géométriques utilisées pour la sélection des  $H^0$ FIG. 4.14 – Spectres en masse invariante des  $H^0$  reconstruits à partir de 300 événements MEVSIM et des sélections répertoriées dans le tableau 4.4, avec deux valeurs de coupure en impulsion transverse du  $H^0$ .

simulation, mais dans un environnement réel de particules : la partie suivante présente ainsi les résultats de l'analyse de simulation obtenue par le procédé d'*embedding*.

#### 4.4.2 Étude d'événements obtenus par *embedding*

La simulation doit permettre d'estimer d'une part l'efficacité de reconstruction de la particule et d'autre part le bruit de fond associé dans le spectre en masse invariante. Les événements générés avec MEVSIM n'ont eu pour but que de vérifier qualitativement que l'algorithme développé permettait bien de reconstruire des  $H^0$  et d'avoir une première idée des coupures à utiliser. L'efficacité de reconstruction obtenue dans ces événements est meilleure qu'en réalité en raison de la faible densité de particules simulées. Ceci implique une meilleure efficacité du tracker, ce qui se ressent sur la reconstruction des particules comme le  $H^0$ . On a donc besoin d'une simulation plus réaliste, qui prend en compte la forte multiplicité de particules par événement. Ceci est obtenu par le procédé d'*embedding*, terme dont l'équivalent français serait « injection ». Le procédé d'*embedding* repose en effet sur l'introduction de particules simulées au sein d'événements réels, obtenus par la reconstruction de STAR. Plus précisément, des particules Monte-Carlo choisies sont générées dans les sous-détecteurs de STAR et on en récupère les *hits*. De la même manière, les *hits* provenant d'événements réels sont mélangés aux hits simulés. On relance finalement toute la chaîne de reconstruction sur ces fichiers « hybrides ». Des événements très réalistes sont ainsi obtenus, mais avec en plus des particules simulées.

L'insertion de particules Monte-Carlo à des événements réels par ce procédé augmente légèrement

la multiplicité des événements, c'est pourquoi peu de particules simulées doivent être introduites de façon à ne pas biaiser l'efficacité de reconstruction du tracker. Dans STAR, le nombre maximal de traces ajoutées correspond en général à 5% de la multiplicité de traces réelles.

Les données utilisées pour l'*embedding* de  $H^0$  sont celles des collisions Au+Au à 62.4 GeV par paire de nucléons (année 2003-2004). Le déclenchement utilisé est le *MinimumBias*. La plage de centralité obtenue pour de tels événements va donc de 0 à 100 %. Le nombre d'événements produits par *embedding* est de 34748, sur lesquels est appliquée une contrainte sur la position en  $z$  du vertex primaire reconstruit par rapport à la position nominale :  $|z| < 30$  cm. Ainsi, 73 % de ces événements seront gardés pour l'analyse. Le nombre de  $H^0$  simulés est de 5% de la multiplicité de l'événement, générés à mi-rapacité. Les paramètres de simulation utilisés sont ceux présentés dans le tableau 4.3. La figure 4.15 représente le nombre de  $H^0$  simulés par intervalle de centralité. La figure 4.16 représente les distributions en  $p_T - y$  et  $p_T - \eta$  des  $H^0$  simulés.

FIG. 4.15 – Nombre de  $H^0$  simulés par intervalle de centralité (0%  $\rightarrow$  100%).

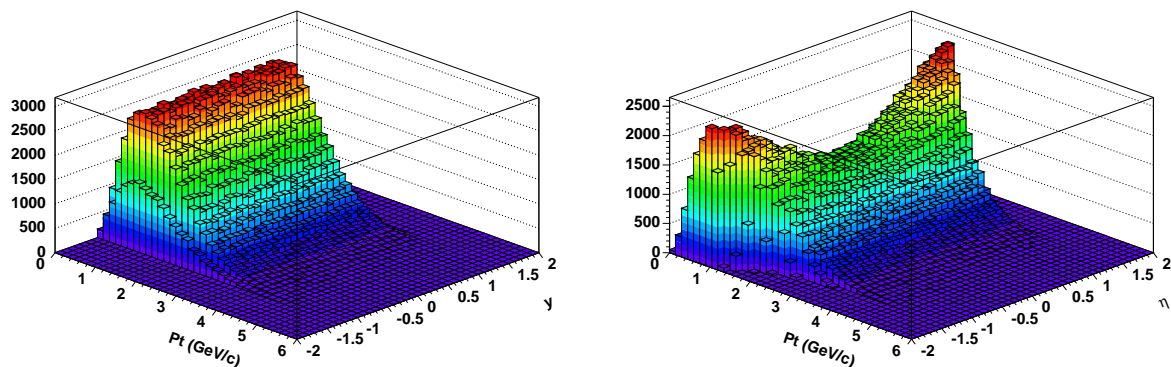
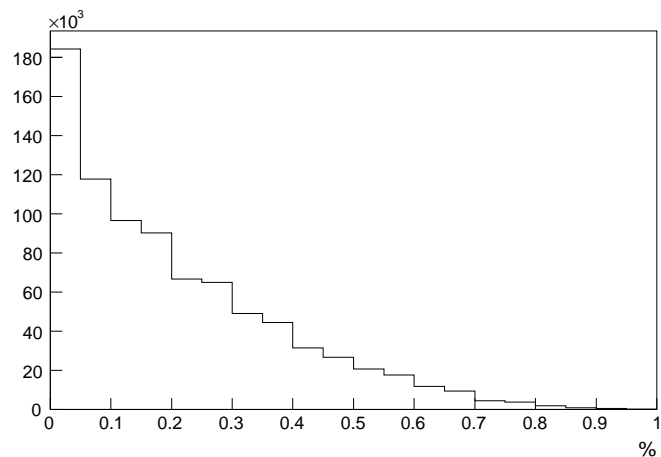


FIG. 4.16 – Distribution en  $p_T - y$  et  $p_T - \eta$  des  $H^0$  simulés.

Ces figures montrent que les événements générés sont conformes aux attentes. Les données peuvent être analysées.

Les figures 4.17(a) et 4.17(b) montrent le spectre en masse invariante des  $H^0$  reconstruits avec des coupures standard. Dans la figure 4.17(b), la masse du candidat  $\Lambda$  reconstruit a été soustraite à celle du  $H^0$ , ce qui concentre le signal sur un intervalle de masse plus étroit, de façon à avoir une

meilleure résolution.

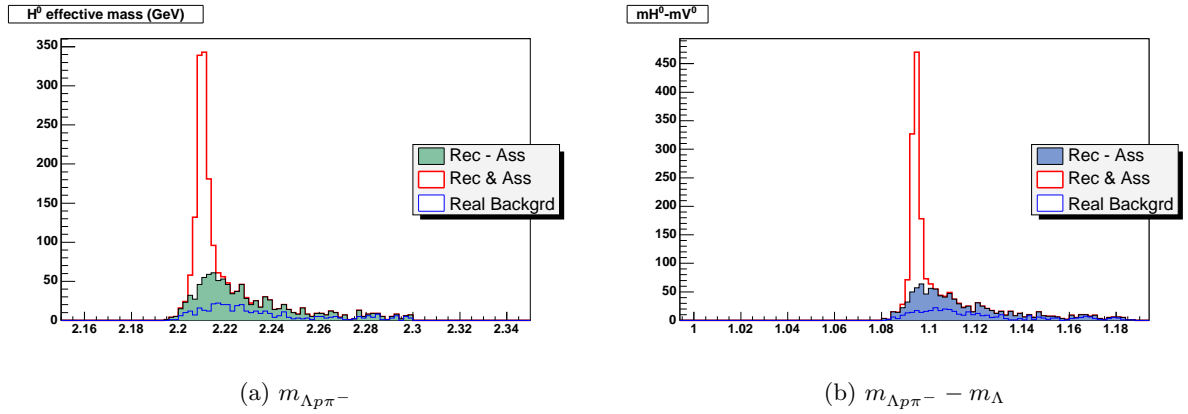


FIG. 4.17 – Spectre en masse invariante des  $H^0$  reconstruits dans le mode  $\Lambda p \pi^-$ , sans et avec soustraction de la masse  $m_\Lambda$  reconstruite; données d'*embedding* à  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ .

Sur ces graphes sont superposés trois histogrammes : le signal (blanc et rouge,  $H^0$  reconstruits et associés à une particule Monte-Carlo), le bruit de fond total (vert et noir,  $H^0$  reconstruits non associés) et le bruit de fond « réel » (bleu et vert, bruit de fond ne venant pas des particules simulées). Dans ce qui va suivre, ce que l'on appelle bruit de fond correspond au bruit de fond réel, car ce qui est appelé bruit de fond total ne correspond à rien de physique du fait qu'il provient uniquement de combinaisons entre des traces dont l'une au moins correspond à une particule Monte-Carlo ajoutée : il est donc purement artificiel et inutile dans ce qui suit.

À partir de l'*embedding*, il est possible de calculer la sensibilité de STAR à la mesure de telles particules. Définissons la sensibilité à  $3\sigma$  comme le nombre minimum de  $H^0$  produits par événement dans l'intervalle de pseudo-rapacité  $-1 < \eta < 1$  de façon à obtenir un pic en masse d'une signification de  $3\sigma$  avec toute la statistique d'événements disponible.

Pour un intervalle de centralité  $c$  donné, un nombre  $N^c$  d'événements réels disponibles à analyser, un nombre  $n^c$  d'événements d'*embedding* analysés, une efficacité de reconstruction  $\epsilon^c$  et une quantité  $S^c$  de  $H^0$  produits par événement réel, on a :

- le nombre de  $H^0$  reconstruits,  $N_{H^0}^c$ , pour  $N^c$  événements :

$$N_{H^0}^c = \epsilon^c N^c S^c$$

- le nombre minimum de  $H^0$  désirés pour un signal à  $3\sigma$  tel que :

$$N_{H^0}^c > 3\sqrt{B_{N^c}^c}$$

- le bruit de fond estimé pour les  $N^c$  événements disponibles :

$$B_{N^c}^c = \frac{N^c}{n^c} B_{n^c}^c$$

- soit la sensibilité à  $3\sigma$ ,  $S_{3\sigma}^c$ , pour l'intervalle de centralité  $c$  :

$$S_{3\sigma}^c = \frac{3\sqrt{B_{N^c}^c}}{\epsilon^c N^c} = \frac{3\sqrt{B_{n^c}^c}}{\epsilon^c \sqrt{N^c n^c}}$$



Dans le cas de la première année de prises de données de STAR à une énergie de collision de  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ , le nombre d'événements accessible est de l'ordre de 6 millions. Les valeurs de  $N^c$  ont donc été choisies en se basant sur la valeur totale de  $6 \times 10^6$ , pondérée par la largeur de la région de centralité  $c$  considérée.

La figure 4.18 montre l'évolution en fonction de la centralité des variables  $S_{3\sigma}^c$  et  $\epsilon^c$  pour des coupures optimisées. Quatre régions de centralité ont été choisies pour cette étude : les régions [0-10%], [10-20%], [20-40%] et [40-100%], dont les nombres d'événements disponibles  $N^c$  sont respectivement de  $6 \times 10^5$ ,  $6 \times 10^5$ ,  $1.2 \times 10^6$  et  $3.6 \times 10^6$ .

Du fait du très grand nombre d'événements nécessaires à une étude détaillée de  $\epsilon$  en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité des  $H^0$ , une étude par canaux en  $p_T$  et en rapidité n'est pas réalisable ; aussi, les valeurs de  $\epsilon^c$  présentées en figure 4.18 sont intégrées sur tout le domaine de l'espace des phases  $p_T - y$ .

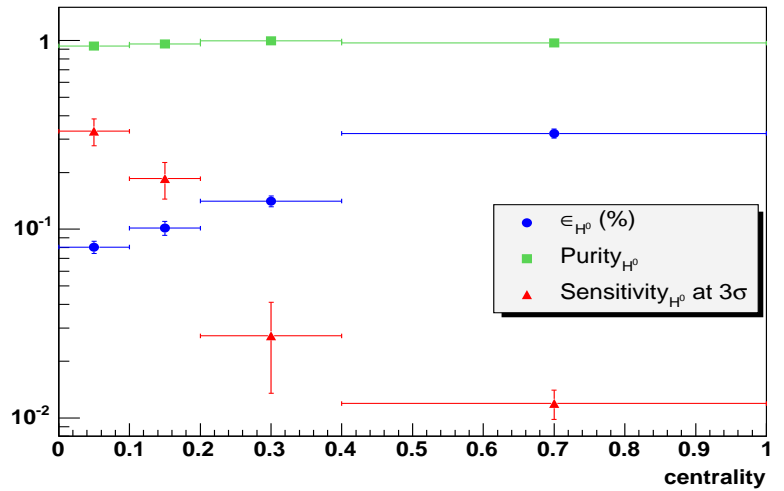


FIG. 4.18 – Sensibilité à  $3 \sigma$ , efficacité de reconstruction et pureté du signal en fonction de la centralité.

De manière à optimiser la sensibilité, différents jeux de coupures ont été utilisés en fonction de la centralité étudiée. Ces coupures sont relâchées d'autant plus que les collisions sont périphériques, où le bruit de fond est moindre. Cela permet ainsi de gagner du signal. L'ensemble des coupures utilisées pour cette analyse sur les différentes centralités sont répertoriées dans le tableau 4.5, dans lequel  $|\Delta z_{PV}|^{max}$  signifie la différence maximale acceptée entre la position en  $z$  du vertex primaire reconstruit et la position nominale ( $z = 0$ ).

Ainsi, la sensibilité de l'algorithme à la découverte se situe aux alentours de  $0.3 H^0$  par événement dans le domaine de rapidité  $-1 < y < 1$ , soit  $dN/dy = 0.15$  en supposant une production uniforme en rapidité centrale. Ceci signifie que si  $0.3 H^0$  sont effectivement produits en moyenne à rapidité centrale au RHIC dans les collisions Au-Au à  $62 \text{ GeV}$ , on devrait être capable d'observer dans leur spectre en masse invariante un pic d'une signification de  $3 \sigma$  par identification topologique. Bien sûr, cette prédiction n'est valable que si les  $H^0$  sont bien formés avec des paramètres physiques du même ordre de grandeur que celles qui ont servi à la simulation, pour lesquelles des incertitudes demeurent.

Centralité	Coupsures de sélection						
0-10%	$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp,H^0}^{min}$	$r_{\perp,V^0}^{min}$	$\cos \Theta^{min}$	$ m_{V^0} - m_{\Lambda} ^{max}$	$p_T^{min}$
	6.2 cm	0.19 cm	4 cm	10 cm	0.999	5 MeV/c <sup>2</sup>	2.7 GeV/c
10-20%	$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$b_{-,V^0}^{min}$	$b_{+,V^0}^{min}$	$dca_{-}^{max}$	$dca_{+}^{max}$	$ \Delta z_{PV} ^{max}$
	0.5 cm	0.1 cm	2 cm	0.4 cm	0.73 cm	0.18 cm	30 cm
20-40%	$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp,H^0}^{min}$	$r_{\perp,V^0}^{min}$	$\cos \Theta^{min}$	$ m_{V^0} - m_{\Lambda} ^{max}$	$p_T^{min}$
	7 cm	0.3 cm	4 cm	10 cm	0.999	5 MeV/c <sup>2</sup>	2.3 GeV/c
40-100%	$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$b_{-,V^0}^{min}$	$b_{+,V^0}^{min}$	$dca_{-}^{max}$	$dca_{+}^{max}$	$ \Delta z_{PV} ^{max}$
	1 cm	0.18 cm	2 cm	0.4 cm	0.76 cm	0.11 cm	30 cm
20-40%	$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp,H^0}^{min}$	$r_{\perp,V^0}^{min}$	$\cos \Theta^{min}$	$ m_{V^0} - m_{\Lambda} ^{max}$	$p_T^{min}$
	7 cm	0.26 cm	3 cm	10 cm	0.999	5 MeV/c <sup>2</sup>	2.3 GeV/c
40-100%	$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$b_{-,V^0}^{min}$	$b_{+,V^0}^{min}$	$dca_{-}^{max}$	$dca_{+}^{max}$	$ \Delta z_{PV} ^{max}$
	0.5 cm	0.1 cm	2.3 cm	0.45 cm	0.12 cm	0.36 cm	30 cm
40-100%	$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp,H^0}^{min}$	$r_{\perp,V^0}^{min}$	$\cos \Theta^{min}$	$ m_{V^0} - m_{\Lambda} ^{max}$	$p_T^{min}$
	6.7 cm	0.3 cm	3 cm	6 cm	0.999	5 MeV/c <sup>2</sup>	1 GeV/c
40-100%	$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$b_{-,V^0}^{min}$	$b_{+,V^0}^{min}$	$dca_{-}^{max}$	$dca_{+}^{max}$	$ \Delta z_{PV} ^{max}$
	0.1 cm	0.5 cm	2 cm	0.4 cm	0.77 cm	0.45 cm	30 cm

TAB. 4.5 – Sélections utilisées pour la sélection des  $H^0$  pour différentes centralités.

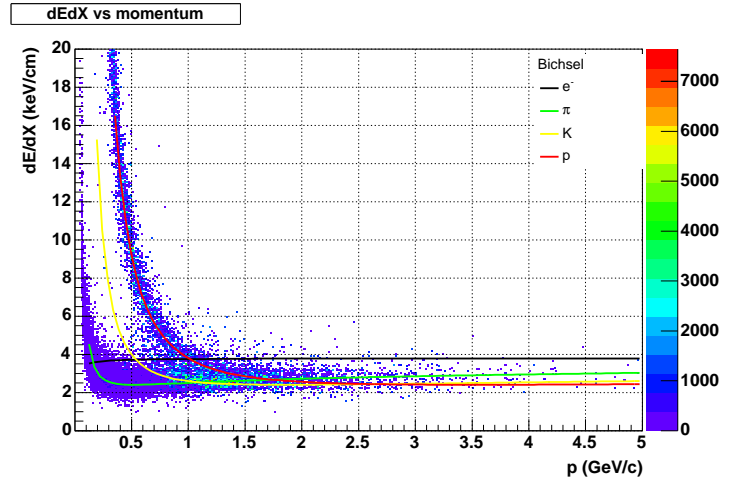
## 4.5 Coupures en perte d'énergie linéique dans la TPC

Les études de simulation effectuées sur la désintégration de  $H^0$  en mode faible ont été validées ; l'algorithme de reconstruction fonctionne et la plupart des outils développés peuvent être appliqués aux données réelles.

Les analyses présentées dans les parties qui suivent possèdent une différence par rapport aux analyses de simulation : dans les données réelles ont été utilisées, en plus des coupures topologiques, des coupures sur l'identification des particules filles. En effet, la perte d'énergie des traces dans le gaz de la TPC se répartit différemment selon la nature de la particule ; elle dépend notamment de l'impulsion et de la charge de la particule, ainsi que du milieu traversé. La perte d'énergie peut être modélisée par la fonction de Bethe-Bloch. La figure 4.19 montre l'évolution de la perte d'énergie ( $dE/dX$ ) en fonction de l'impulsion pour les  $e$ ,  $\pi$ ,  $K$  et  $p$ , ainsi que les courbes de Bethe-Bloch correspondantes.

Sur cette figure, on peut discerner trois bandes principales : celles des pions, des kaons et des protons (de gauche à droite). Le but est ici de sélectionner les traces filles du  $H^0$  en coupant les points (et donc les traces) « trop éloignés » des bandes des pions et des protons. Les pertes d'énergie se distribuent selon une gaussienne autour des courbes théoriques de Bethe-Bloch avec des écart-types (notés ici  $\sigma_i$ , l'indice  $i$  correspondant à chacune des courbes). Dans le cadre des études présentées ici, une coupure à  $3 \sigma_i$  est appliquée pour chacune des traces filles du  $H^0$  ( $\pi^-$  et  $p$ ). Ainsi, on peut, grâce aux coupures  $dE/dX$ , réduire le bruit de fond (notamment à bas  $p_T$ , ce qui correspond justement au domaine de plus forte probabilité de production des  $H^0$ ) et permettre de cette façon de relâcher les coupures topologiques et de ne pas trop perdre de signal.

FIG. 4.19 – Perte d'énergie par unité de distance des  $e$ ,  $\pi$ , K et  $p$  en fonction de l'impulsion.



#### 4.6 Reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ dans les données Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$

Pour cette étude des données des collisions Au-Au à  $200 \text{ GeV}$ , des coupures préliminaires ont été appliquées : une coupure à  $\pm 25 \text{ cm}$  sur la position en  $z$  (axe du faisceau) du vertex primaire, ainsi qu'un minimum de 25 points requis pour chaque trace dans la TPC.

La figure 4.20(a) montre un exemple de spectre en masse invariante de  $\Lambda p \pi^-$  obtenu avec un jeu de coupures topologiques relativement relâchées. Il est très difficile d'extraire un signal d'un tel spectre en masse. D'un côté, le taux production attendu pour le  $H^0$  métastable est assez faible ( $10^{-3} - 10^{-2}$ ) mais le bruit combinatoire est important, du fait de la très grande multiplicité de particules dans un événement central d'une énergie de  $200 \text{ GeV}$  par paire de nucléons. Resserrer les coupures topologiques peut améliorer le rapport  $S/N$ , mais trop resserrer provoque une perte inévitable de signal.

Ainsi, avec des coupures très serrées suffisantes pour pouvoir discerner un pic du bruit, on obtient le spectre en masse représenté en figure 4.20(b). Un pic apparaît autour de  $2.22 \text{ GeV}/c^2$  (qui appartient à gamme de masse invariante attendue pour un  $H^0$  se désintégrant faiblement), mais l'incertitude qui lui est associé est élevée à cause du faible nombre de coups et on peut difficilement conclure quant à la présence ou non d'un signal et cela d'autant plus qu'un ajustement éventuel du bruit de fond serait inapproprié au vu des fluctuations statistiques de celui-ci.

Une stratégie plus appropriée consiste à relâcher les coupures topologiques afin de garder une quantité substantielle de signal et de faire une estimation parallèle du bruit de fond par la méthode de *rotating* (voir en Annexe, page 114). La soustraction d'une estimation idéale du bruit de fond doit faire apparaître le signal cherché. La figure 4.20(a) montre le spectre en masse invariante de  $H^0$  auquel est superposée l'estimation du bruit de fond obtenue par *rotating* avec le même jeu de sélections.

Avec l'ensemble de coupures décrit dans le tableau 4.6, on obtient, en soustrayant le bruit de fond, les spectres en masse invariante illustrés en figure 4.21, sans et avec soustraction de la masse du  $V^0$  (la notation  $m_{cascade}^{max}$  correspond à la masse maximale de  $\Lambda \pi^-$  reconstruite). Les événements sélectionnés ici correspondent aux 8% les plus centraux.

Dans ce spectre, on peut constater que trois cases de l'histogramme de masse invariante, centrées sur  $2223 \text{ MeV}/c^2$  (appartenant au domaine de masse attendu), possèdent un nombre de coups

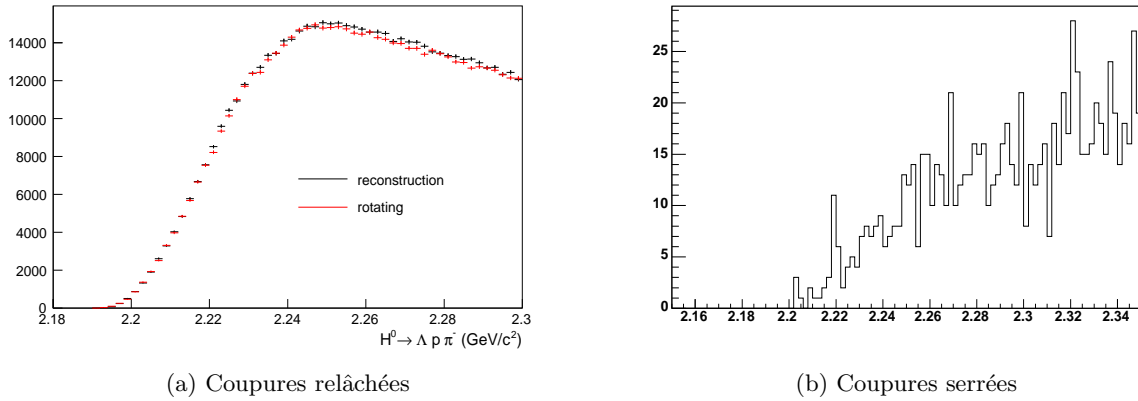


FIG. 4.20 – Spectres en masse invariante de  $\Lambda p \pi^-$ , données Au-Au à 200 GeV, déclenchement *Central*.

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp, H^0}^{min}$	$r_{\perp, V^0}^{min}$	$cosP^{min}$	$\Delta m_{V^0}$	$m_{cascade}^{max}$
8cm	0.4cm	2.5 cm	5.5 cm	0.99	$1115.68 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$	$1.3 \text{ GeV}/c^2$
$b_-^{min}$	$b_+^{min}$	$b_{-, V^0}^{min}$	$b_{+, V^0}^{min}$	$dca_-^{max}$	$dca_+^{max}$	$pT_{H^0}^{min}$
0.2 cm	0.05 cm	2 cm	0.4 cm	0.6 cm	0.6 cm	2 GeV/c

TAB. 4.6 – Coupures de sélection utilisées pour la reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$  avec soustraction du bruit par *rotating*.

significatif. Comme cela a été précisé dans la partie 4.4.2, en soustrayant la masse reconstruite des  $V^0$  à la masse des  $H^0$  correspondants, on peut concentrer le pic dans un intervalle de masse plus restreint.

Un pic semble apparaître à la masse attendue, mais le spectre en masse invariante obtenu par soustraction du bruit obtenu par *rotating* n'est pas symétrique par rapport à la ligne de base attendue, qui devrait être proche d'une droite plate. Un ajustement supplémentaire du spectre a donc été nécessaire pour l'estimation des niveaux de signal et de bruit.

La signification (définie par  $S/\sqrt{B}$ ) est représentée par intervalle de masse sur la figure 4.22(b). Les valeurs respectives de  $S$  et  $B$  étant calculées par rapport à un ajustement linéaire du spectre (figure 4.22(a)). Dans la figure 4.21(b), le pic en masse de  $[1.104, 1.110] \text{ MeV}/c^2$  compte un nombre d'environ 798 entrées au dessus de l'ajustement, et un nombre d'entrées de 27090, ce qui donne sur cette gamme de masse invariante une signification globale de 4.85. Cette valeur de la signification représente dans l'absolu une valeur relativement grande pour une particule hypothétique, mais les barres d'erreur sont elles aussi importantes.

Mentionnons par ailleurs que plusieurs essais complémentaires, avec différents jeux de coupures, ont été réalisés, de manière à vérifier la persistance du pic. En faisant varier (raisonnablement) les coupures de sélections autour des valeurs précisées dans le tableau 4.6, le pic reste significatif pour les essais considérés.

Il peut également être intéressant de visualiser l'évolution de la signification du pic en fonction du nombre d'événements analysés, afin de déceler un éventuel comportement inattendu de cette observable. Moyennant une statistique suffisante d'événements afin de limiter les erreurs

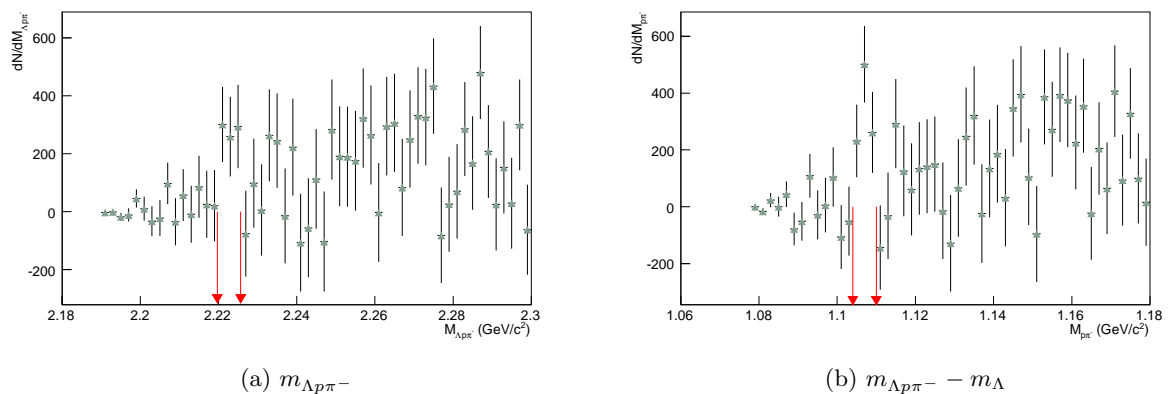


FIG. 4.21 – Spectres en masse invariante de  $\Lambda p \pi^-$ , données Au-Au à  $200 \text{ GeV}$ , déclenchement *Central*, 8 % des événements les plus centraux, bruit de fond soustrait.

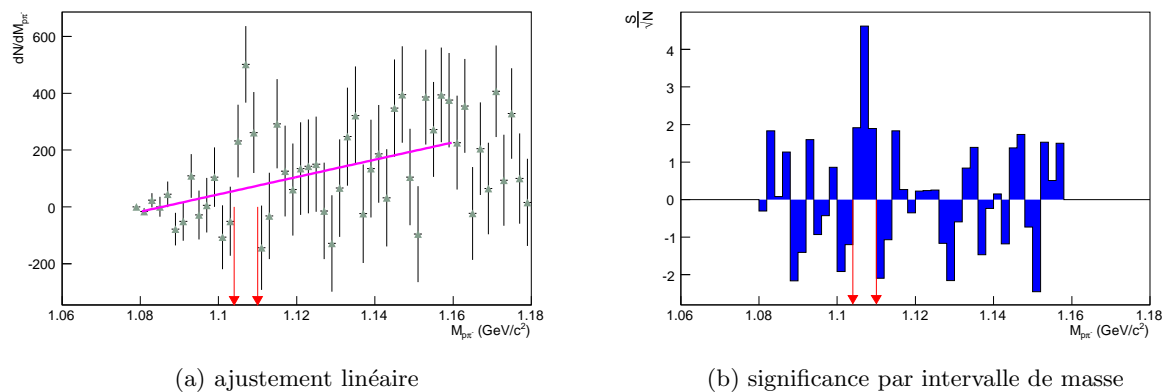


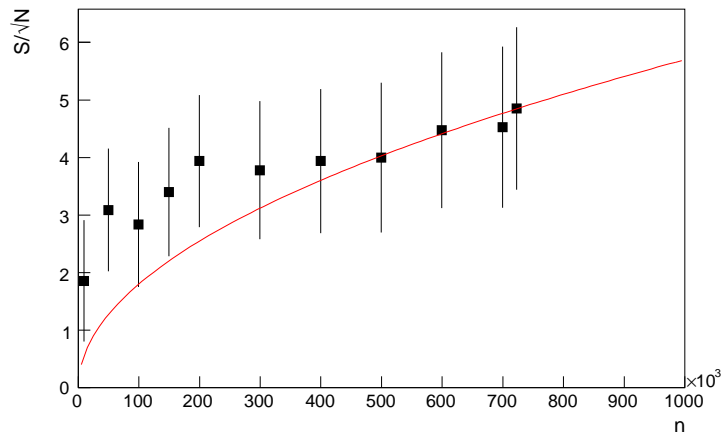
FIG. 4.22 – Obtention de la signification du pic en masse invariante : ajustement linéaire du spectre de la figure 4.21(b) et calcul de signification par intervalle de masse.

dues à l'ajustement, on devrait constater une évolution croissante de la signification sous la forme  $S/\sqrt{B}(n) = C\sqrt{n}$ , où  $n$  est le nombre d'événements et  $C$  une constante (voir Annexes). La constante  $C$  est déterminée grâce aux données, avec le calcul de  $S$  et de  $B$  où  $n$  est maximal. L'intervalle de centralité [0-8%] considéré précédemment étant le plus favorable pour la création de  $H^0$ , c'est celui qui a été retenu pour cette étude.

La figure 4.23 montre, pour ce domaine de centralité, l'évolution de la signification  $S/\sqrt{B}$  en fonction du nombre d'événements analysés. Sur la même figure est représentée la courbe attendue  $f(n) = C\sqrt{n}$ . On peut constater que les points expérimentaux montrent une croissance avec le nombre d'événements analysés mais ils ne suivent pas rigoureusement la courbe attendue pour de faibles valeurs de  $n$ . La tendance de croissance conforte l'hypothèse d'un signal au-dessus du bruit ; la déviation par rapport à la courbe montre un comportement inattendu, qui peut cependant être expliqué par la petitesse de  $n$  entraînant des fluctuations relatives du signal plus importantes.

En outre, le rapport du nombre total de candidats sur le nombre total d'événements analysés

FIG. 4.23 – Significance du pic en masse invariante en fonction du nombre d'événements analysés (données Au-Au à 200 GeV, centralité [0-8%]) et profil attendu.



donne un nombre de  $1.1 \times 10^{-3}$   $H^0$  reconstruits par événement. Pour remonter à une estimation du taux de production de cette particule, il faut connaître l'efficacité de reconstruction. Les analyses d'événements obtenus par *embedding*, dont les coupures de reconstruction sont fixées à celles du tableau 4.6, donnent une valeur d'efficacité totale  $\epsilon \simeq 0.15\%$ . Ainsi, le taux de production de  $H^0$  estimé est de  $1.1 \times 10^{-3}/\epsilon = 0.75/evt \Leftrightarrow dN_{H^0}/dy = 0.38/evt$ .

Il paraît peu probable que le taux de production du  $H^0$  soit aussi élevé, car il s'agit de l'ordre de grandeur du taux de production des  $\Omega$ . Deux explications sont envisageables : soit le pic n'est pas un signal de  $H^0$  et correspond à une pure fluctuation statistique du bruit de fond, une erreur systématique sur l'estimation de celui-ci ou une corrélation entre particules non reproduites par l'*embedding*; soit il s'agit bien d'un signal mais le taux de production estimé est faux du fait de la mauvaise estimation de l'efficacité. La première hypothèse sera traitée dans la partie qui suit; la deuxième hypothèse peut, elle, être expliquée par le fait que l'efficacité est estimée par une simulation dans laquelle deux paramètres probablement déterminants ont été mal choisis : la distance de vol et la pente inverse du spectre de génération. Ces deux paramètres sont les plus susceptibles de faire varier l'efficacité totale. En effet, si l'on suppose que cette particule possède un  $c\tau$  plus grand que celui choisi pour la simulation, la coupure minimale en distance de vol détruirait moins de signal et donnerait de ce fait une efficacité plus élevée et, par conséquent un taux de production plus faible, voire plus réaliste. En ce qui concerne le paramètre de pente inverse, s'il était en réalité plus élevé, on aurait des  $H^0$  de plus grands  $p_T$  et la coupure en  $p_T$  minimum choisie détruirait moins de signal et le taux de production estimé en serait d'autant amoindri.

Quantitativement, rappelons que les coupures minimales en distance de vol et  $p_T$  sont de  $2.5\text{ cm}$  et  $2\text{ GeV}/c$  respectivement (cf. tableau 4.6). Le tableau 4.7 montre les valeurs des gains en efficacité dans le cas où les températures et  $c\tau$  réels seraient (indépendamment) différents de ceux utilisés dans l'*embedding*.

	$T = 400\text{ MeV} \Rightarrow T = 500\text{ MeV}$	$c\tau = 3.96\text{ cm} \Rightarrow c\tau = 8\text{ cm}$
gain	1.46	1.28

TAB. 4.7 – Gains en efficacité de reconstruction pour des valeurs de température et de  $c\tau$  différentes des valeurs utilisées dans l'*embedding*.

On peut constater que pour ces valeurs de température et de  $c\tau$ , le taux de production calculé

serait diminué d'un facteur de l'ordre de 1.5. Bien que donnant un aperçu des incertitudes liées à l'estimation du taux de production du  $H^0$  dans les collisions Au-Au à  $200 \text{ GeV}$ , ce raisonnement simple ne permet pas de conclure quant à la nature du pic.

#### 4.6.1 Quelle interprétation probabiliste donner à ce pic ?

Pour suivre pas à pas la procédure de comptage du signal et du bruit de fond, définissons les fonctions suivantes :

- $N_{rec}(m)$  : spectre en masse invariante de  $p\pi^-$  provenant de la reconstruction ;
- $N_{rot}(m)$  : spectre en masse invariante de  $p\pi^-$  provenant du *rotating* ;
- $\delta(m) = N_{rec}(m) - N_{rot}(m)$  ;
- $F(m) = \alpha m + \beta$  : ajustement linéaire de  $\delta$  (cf. figure 4.22).

La quantité de signal estimée grâce à l'ajustement est donc :

$$S = \int_{\Delta m} (\delta(m) - F(m)) dm$$

En posant :

- $S_{diff} = \int_{\Delta m} \delta(m) dm$  : intégrale du spectre différentiel entre reconstruction et *rotating*, dans l'intervalle de masse considéré ;
- $I_{fit} = \int_{\Delta m} F(m) dm$  : intégrale de l'ajustement du spectre différentiel, dans l'intervalle de masse considéré.

On peut donc écrire :

$$S = S_{diff} - I_{fit}$$

L'écart-type de l'erreur sur le signal est donc :

$$\sigma_S^2 = \sigma_{S_{diff}}^2 + \sigma_{I_{fit}}^2$$

$\sigma_{S_{diff}}$  sera donné par le logiciel ROOT, qui déduit cette erreur par propagation à partir des erreurs dans chaque case des histogrammes de reconstruction et de *rotating*. En ce qui concerne  $\sigma_{I_{fit}}$ , on a d'après la formule de  $F(m)$  :

$$I_{fit} = \int_{\Delta m} F(m) dm = \int_{\Delta m} (\alpha m + \beta) dm = \beta \Delta m + \frac{\alpha}{2} \Delta m^2$$

$$\Rightarrow \sigma_{I_{fit}}^2 = (\Delta m)^2 \sigma_\beta^2 + \left( \frac{\Delta m^2}{2} \right)^2 \sigma_\alpha^2$$

De même, la quantité de bruit de fond dans ce spectre est

$$B = \int_{\Delta m} (N_{rot}(m) + F(m)) dm$$

On peut de la même façon en déduire  $\sigma_B$  :

$$\sigma_B^2 = \sigma_{N_{rot}}^2 + \sigma_{I_{fit}}^2$$

Soit la signification du pic  $\xi = \frac{S}{\sqrt{B}}$ . L'erreur obtenue sur cette signification s'obtient par simple propagation des erreurs :

$$\sigma_\xi^2 = \left( \frac{\partial \xi}{\partial S} \right)^2 \sigma_S^2 + \left( \frac{\partial \xi}{\partial B} \right)^2 \sigma_B^2$$

Or

$$\frac{\partial \xi}{\partial S} = \frac{1}{\sqrt{B}}$$

et

$$\frac{\partial \xi}{\partial B} = -\frac{S}{B^{3/2}}$$

Finalement, on obtient :

$$\sigma_\xi = \left[ \frac{1}{B} \sigma_S^2 + \frac{S^2}{B^3} \sigma_B^2 \right]^{1/2}$$

En résumé :

$\begin{aligned} \xi &= \frac{S}{\sqrt{B}} \\ \sigma_\xi &= \left[ \frac{1}{B} \sigma_S^2 + \frac{S^2}{B^3} \sigma_B^2 \right]^{1/2} \\ \sigma_S^2 &= \sigma_{S_{diff}}^2 + \sigma_{I_{fit}}^2 \\ \sigma_B^2 &= \sigma_{N_{rec}}^2 + \sigma_{I_{fit}}^2 \\ \sigma_{I_{fit}}^2 &= (\Delta m)^2 \sigma_\beta^2 + \left( \frac{\Delta m^2}{2} \right)^2 \sigma_\alpha^2 \end{aligned}$	(4.4)
---	-------

Le tableau 4.8 montre les valeurs numériques obtenues pour le signal, le bruit de fond, la signification et leurs erreurs respectives.

$S \pm \sigma_{S_{diff}} \pm \sigma_{fit}$	$B \pm \sigma_{N_{rec}} \pm \sigma_{fit}$	$\xi \pm \sigma_\xi$
$798 \pm 234 \pm 37$	$27088 \pm 164 \pm 37$	$4.851 \pm 1.423$

TAB. 4.8 – Valeurs numériques obtenues pour le calcul de la signification et de son erreur.

Le cas d'une signification de 4.85 signifie que la quantité de signal estimé dans l'intervalle de masse choisi représente un facteur 4.85 par rapport aux fluctuations statistiques gaussiennes du bruit de fond. En notant  $G_{0,1}$  la courbe normale centrée réduite, la probabilité pour que cette quantité  $S$  ne soit pas une fluctuation statistique du bruit s'obtient par la relation :

$$P_{\xi=4.85} = \int_{-\infty}^{4.85} G_{0,1}(x) dx \simeq 99.99988\%$$

Ce résultat serait valable si l'on avait la certitude que la signification est bien de 4.85, mais on a vu plus haut que sa valeur est obtenue à  $\pm 1.42$ , erreur qu'il faut prendre en compte.

On peut donc considérer que la signification réelle  $\xi$  suit une loi gaussienne centrée sur 4.85 et d'écart type 1.42, que l'on notera par le suite  $\xi_0$  et  $\sigma_{\xi_0}$  respectivement.

Dans le cas où la signification réelle de ce pic est comprise dans un intervalle  $[\xi \pm d\xi]$ , la densité de probabilité que le pic soit un vrai signal est :

$$dP_{signal} = P(signal/\xi \in [\xi \pm d\xi]) \times P(\xi \in [\xi \pm d\xi])$$

Plus précisément, on a :

$$P(signal/\xi \in [\xi \pm d\xi]) \simeq P(signal/\xi) = \int_{-\xi}^{+\xi} G_{0,1}(u) du$$



et

$$P(\xi \in [\xi \pm d\xi]) = G_{\xi_0, \sigma_{\xi_0}}(\xi) d\xi$$

D'où

$$dP_{signal} = \left( \int_{-\xi}^{+\xi} G_{0,1}(u) du \right) \times G_{\xi_0, \sigma_{\xi_0}}(\xi) d\xi$$

Ainsi, la probabilité intégrée sur les différentes valeurs possibles de  $\xi$  vaut :

$$P_{signal} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \int_{-\xi}^{+\xi} G_{0,1}(u) du \right) \times G_{\xi_0, \sigma_{\xi_0}}(\xi) d\xi \quad (4.5)$$

Le résultat de cette équation appliquée aux données Au-Au à 200 GeV par paire de nucléons vaut  $P_{signal} \simeq 99.65\%$ .

En conclusion, cette étude mathématique donne une idée du niveau de confiance que l'on peut attribuer à ce pic possédant une signification de 4.85. La recherche des  $H^0$  métastables se désintégrant en  $\Lambda p \pi^-$  n'a pas révélé de signal suffisamment conséquent pour être considéré comme un « vrai » signal, puisqu'on requiert une signification minimale de 5. En revanche, la signification non négligeable du pic dans le spectre en masse milite pour une poursuite de ces études dans l'avenir sur un plus grand nombre d'événements suite à la dernière prise de données de STAR à très haute luminosité en 2004.

## 4.7 Reconstruction de $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ dans les données Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$

La validation du code de reconstruction des  $H^0$  dans leur mode de désintégration faible  $\Lambda p \pi^-$  a été effectuée par *embedding* grâce aux données Au-Au à une énergie de  $62.4 \text{ GeV}$  par paire de nucléons dans le centre de masse. Des coupures topologiques optimisées pour diminuer la sensibilité à  $3\sigma$  ont été mises en place à cette énergie (voir tableau 4.5).

Bien que les contraintes en  $dE/dX$  n'aient été introduites que pour l'analyse des données réelles, les coupures topologiques en question doivent fournir un premier échantillon de sélections à utiliser dans les données réelles.

Par conséquent, les coupures décrites dans le tableau 4.5 ont été utilisées dans les données à  $62.4 \text{ GeV}$ , ajoutées à une coupure en  $dE/dX$  de  $3\sigma$  et un nombre de 25 points pour chacune des quatre traces filles des candidats  $H^0$ . Un écart maximal en  $z$  de  $30 \text{ cm}$  sur la position du vertex primaire reconstruit par rapport à la position nominale a été également imposé. Les spectres en masse invariante obtenus sont illustrés en figure 4.24(a).

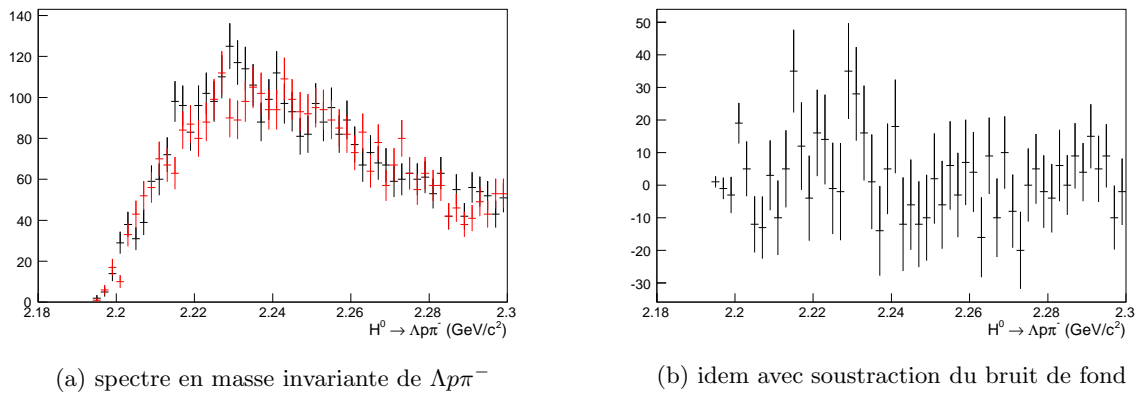


FIG. 4.24 – Spectres en masse invariante de  $\Lambda p \pi^-$  obtenus dans les données Au-Au à  $62.4 \text{ GeV}$  avec les coupures de sélection optimisées de l'étude d'*embedding*, 10 % d'événements les plus centraux.

Aucun signal significatif n'a pu être décelé parmi ces événements avec le jeu de coupures proposé dans le tableau 4.5. Par ailleurs, les coupures proposées s'avèrent être probablement trop serrées, et ceci s'illustre par la taille relative des barres d'erreur sur les figures 4.24(a) et 4.24(b). En effet, ces coupures, bien qu'optimisées dans la procédure d'*embedding*, ajoutées aux nouvelles coupures en  $dE/dX$  limitent trop la statistique ; relâcher ces coupures peut permettre de garder davantage de (potentiel) signal.

Comme déjà vu dans la partie 4.6, le jeu de coupures de sélection utilisé dans les données Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  et répertorié dans le tableau 4.6 donne un spectre en masse invariante présentant un pic à la masse attendue. Il est donc intéressant d'utiliser ces mêmes coupures dans les données à  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$  de façon à voir si le spectre en masse obtenu présente lui aussi un pic significatif. La figure 4.25 montre les spectres obtenus avec ces coupures-là.

Ces coupures ne permettent pas de déceler un pic significatif dans le spectre en masse invariante. Plusieurs autres jeux de coupures ont été testés de la même façon, et aucun d'eux n'a permis de conclure à la présence d'un signal.

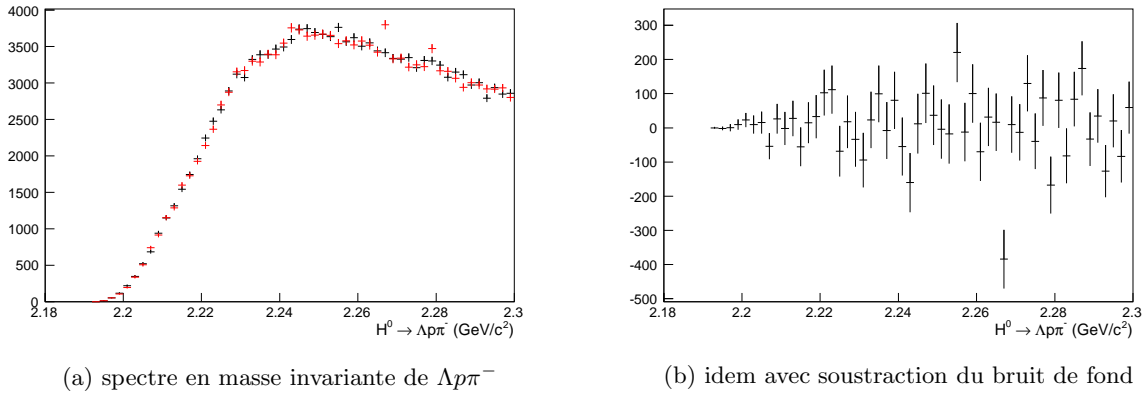


FIG. 4.25 – Spectres en masse invariante de  $\Lambda p \pi^-$  obtenus avec les coupures de sélection utilisées à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  (tableau 4.6) pour les 10 % d'événements les plus centraux.

## 4.8 Reconstruction de la résonance dibaryonique $H^0 \rightarrow \Xi^- p$

Dans cette partie sera traitée la reconstruction du  $H^0$  sous forme de résonance se désintégrant de la manière suivante :  $H^0 \rightarrow \Xi^- p$ . Cette topologie de désintégration est assez proche de celle en  $\Lambda p \pi^-$ , car il s'agit ici aussi d'associer une cascade avec un *bachelor* de charge positive : un proton. Mais dans le cas présent, la cascade est un  $\Xi^-$  « physique », contrairement au cas du  $H^0$  métastable des parties précédentes. La différence fondamentale intervenant ici vient du fait qu'il s'agit là d'une résonance, c'est-à-dire d'une particule ayant un très faible temps de vol (voir chapitre 3).

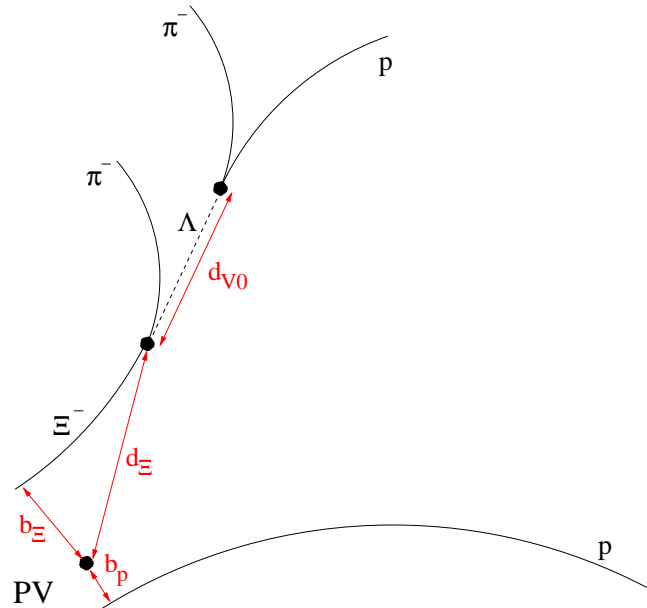
Comme le montre la figure 4.26 représentant la topologie de désintégration du  $H^0$  dans ce mode, il n'est dans ce cas plus possible d'imposer des coupures de sélections propres à la reconstruction des vertex secondaires telles qu'un rayon transverse de désintégration minimum ou une distance minimum de plus courte approche du proton au vertex primaire.

Du fait que les particules filles  $\Xi^-$  et proton sont issues du vertex primaires, l'identification d'un tel objet est délicate. En effet, le nombre de combinaisons associant un candidat  $\Xi^-$  primaire avec une particule chargée positivement, primaire aussi, peut être très élevé si au moins un candidat  $\Xi^-$  est reconstruit. Le bruit de fond est donc très élevé en comparaison avec l'ordre de grandeur du taux de production prévu pour ce dibaryon.

Il est donc nécessaire non seulement d'appliquer des coupures de sélection en perte d'énergie sur toutes les traces filles pour limiter le nombre de fausses combinaisons, mais également d'avoir un estimateur de bruit de fond très précis. La méthode d'estimation du bruit choisie est la méthode dite d'*event mixing*, ou en français « mélange d'événements ». Cette méthode, applicable dans beaucoup d'études de particules de faibles temps de vie, consiste à effectuer les corrélations entre les deux particules cherchées (ici le  $\Xi^-$  et le proton) mais provenant toutes deux d'événements différents. De cette manière, toute possibilité de reconstruction de signal est écartée : tous les candidats recueillis sont du bruit. Le principe de cette méthode est relativement simple, mais sa mise en œuvre est plus complexe. Les événements utilisés pour l'estimation du bruit doivent en quelque sorte ressembler aux vrais événements provenant des données, c'est pourquoi les événements sont classés selon la position de leur vertex primaire avant d'être intégrés dans la procédure d'*event mixing*.

Le code de corrélations entre particules répondant au nom de « méthode HBT » (voir en [78] pour

FIG. 4.26 – Désintégration du  $H^0$  dans le mode résonant  $\Xi^- p$ .



plus d'informations) développé notamment dans l'expérience STAR a été utilisé pour effectuer cette analyse de corrélations entre  $\Xi^-$  et proton. Ce code a été adapté pour prendre en entrée les listes des traces et de candidats  $\Xi^-$  reconstruits pour chaque événement disponible et stockés respectivement dans les format  $\mu$ DST et strange- $\mu$ DST (voir section 4.3). Il effectue à lui seul la procédure de calcul de masse invariante de tous les associations  $\Xi^- - p$  possibles ainsi que l'estimation du niveau de bruit par *event mixing*.

Mon intervention dans cette procédure a consisté à modifier les coupures de sélection topologiques et de masse invariante des candidats  $\Xi^-$  reconstruits en fonction de la centralité des événements.

Les données analysées proviennent des collisions Au-Au à l'énergie de  $62.4 \text{ GeV}$  dans le centre de masse. Rappelons que le déclenchement de cette prise de données a été de type *Minimum Bias* et que le nombre d'événements disponibles correspondant est d'environ 10 millions. Pour ces données, la position en  $z$  (axe du faisceau) du vertex primaire a été limitée à un écart de  $50 \text{ cm}$  autour de la position nominale.

Le tableau 4.9 présente les coupures de référence choisies pour l'étude en fonction des gammes de centralité.

centralité	$b_{\Xi^-}^{max} \text{ (cm)}$	$b_p^{max} \text{ (cm)}$	$d_{\Xi^-}^{max} \text{ (cm)}$	$d_{V0}^{max} \text{ (cm)}$	$ m_{\Xi^-} - 1321.3 ^{max} \text{ (MeV}/c^2)$
0-5 %	0.3	1.5	5	0	7
5-10 %	0.4	1.2	4	0	7
10-40 %	0.5	0.5	3	0	7
40-100 %	0.6	0.9	2	0	7

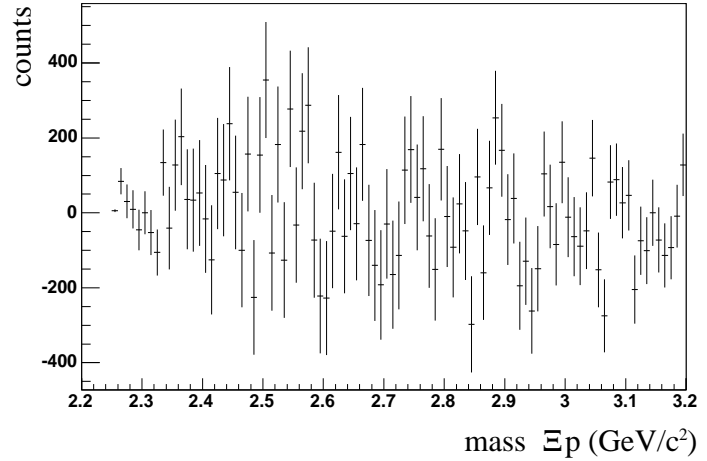
TAB. 4.9 – Coupures de sélection utilisées pour les corrélations  $\Xi^- - p$  dans les données Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ .

Comme l'illustre la figure 4.26, les variables de sélection ont pour signification :

- $b_{\Xi}$  : distance de moindre approche du  $\Xi^-$  au vertex primaire ;
- $b_p$  : distance de moindre approche du proton au vertex primaire ;
- $d_{\Xi}$  : distance de vol du  $\Xi^-$  ;
- $d_{V0}$  : distance de vol du  $\Lambda$  ;
- $m_{\Xi}$  : masse reconstruite du  $\Xi^-$ .

Le spectre en masse invariante obtenu après soustraction du bruit de fond dans ces données, pour les coupures de référence et pour toutes les centralités est présenté sur la figure 4.27.

FIG. 4.27 – Spectre en masse invariante de  $H^0 \rightarrow \Xi^- p$  dans les données Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ , bruit de fond soustrait, toutes centralités confondues.



La gamme de masse considérée sur le graphe est large : elle s'étend jusqu'à près de  $1 \text{ GeV}$  au-delà du seuil permis pour une désintégration en  $\Xi^- p$ . Si un signal doit être décelé, on devrait raisonnablement espérer l'apercevoir dans cette gamme-là, car une énergie de répulsion supérieure à  $1 \text{ GeV}$  est trop peu probable. Malgré cette précaution, aucun signal clair correspondant à une résonance n'est présent dans ce spectre en masse invariante.

La gamme de centralité considérée étant large (0-100 %), d'autres études ont été réalisées pour plusieurs centralités, de manière indépendante cette fois (voir tableau 4.9). Plusieurs jeux de variables de sélections ont été essayés, ainsi que plusieurs largeurs de *bins* dans les histogrammes. Aucun de ces essais n'a révélé de signal significatif dans les spectres en masse invariante obtenus.

Aucune simulation n'ayant été réalisée quant à la reconstruction de ce mode de désintégration du  $H^0$ , il n'est pas possible de conclure sur une limite supérieure de production dans les collisions Au-Au à  $62.4 \text{ GeV}$ . Dans l'avenir, une investigation plus poussée à ce sujet demanderait donc une simulation, par *embedding* si possible, pouvant conduire à une valeur de l'efficacité de reconstruction et une sensibilité du détecteur. Par ailleurs, l'analyse de plus d'événements serait souhaitable, notamment dans des données Au-Au à  $200 \text{ GeV}$ .

## 4.9 Bilan

La recherche de  $H^0$ -dibaryons/ $(\Lambda\Lambda)_b$  dans l'expérience STAR a été conduite dans les canaux de désintégration  $\Lambda p\pi^-$  (métastable) et  $\Xi^-p$  (instable) avec les données Au-Au. Le premier mode a été étudié aux énergies  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  et  $200 \text{ GeV}$ ; le deuxième mode a été limité aux données à  $62.4 \text{ GeV}$ .

Un pic significatif dans le spectre en masse invariante  $\Lambda p\pi^-$ , centré sur la masse  $2223 \text{ MeV}/c^2$ , a été observé dans les données à  $200 \text{ GeV}$ . La masse obtenue appartient à l'intervalle autorisé pour une telle désintégration et est en accord avec la limite imposée par la référence [70]. Quoique digne d'attention, le pic est d'une signification trop modeste pour être considérée comme un signal. Une étude complémentaire est envisagée dans des données Au-Au à  $200 \text{ GeV}$  plus récentes afin de confirmer ou non ce résultat.

Les études menées sur les modes  $\Lambda p\pi^-$  et  $\Xi^-p$  grâce aux données de  $62.4 \text{ GeV}$  n'ont, elles, pas montré de signal probant.

Il serait, pour chacune de ces investigations, souhaitable de focaliser les études ultérieures vers les données à  $200 \text{ GeV}$  qui semblent les plus prometteuses. Mener le même type d'études sur des collisions de systèmes plus légers comme Cu-Cu ou d-Au sera également enrichissant, de manière à mesurer la production de ces dibaryons dans un environnement de bruit de fond moindre où un éventuel mécanisme de coalescence pourrait être plus facilement décelé.

La considération du mode résonant  $\Lambda\Lambda$ , bien que déjà étudié à plus basse énergie, peut également être envisagé dans les données à  $200 \text{ GeV}$ .

## Chapitre 5

# Identification d'hypérons et dibaryons dans l'expérience ALICE

### 5.1 Le détecteur ALICE

#### 5.1.1 Généralités

Le détecteur ALICE est en cours d'achèvement auprès du LHC au CERN et son commissioning sera effectué courant 2007. Ce détecteur est instrumentalement assez proche de STAR, au niveau de la partie centrale, qui lui confère des bons atouts pour le traitement de signaux hadroniques. Mais ALICE possède la spécificité de combiner en outre plusieurs détecteurs orientés vers les autres observables, leptons comme photons, puisqu'elle regroupe en quelque sorte toutes les expériences du RHIC. Ceci lui donne la possibilité non seulement de traiter toutes les observables indépendamment, mais également de les corrélérer entre elles, ce qui est une véritable nouveauté en comparaison avec les détecteurs précédents. Une vue d'ALICE est présentée en figure 5.1.

#### 5.1.2 La partie centrale d'ALICE

La partie centrale représente l'élément trajectographique essentiel d'ALICE. C'est grâce à ses sous-détecteurs que repose la majorité des analyses concernant l'étrangeté. Elle est destinée à être plongée dans un champ magnétique solénoïdal axial de  $0.5 T$ , mais on conserve la possibilité de fonctionner à  $0.2 T$  également.

Dans cette partie centrale sont présents, en partant du faisceau, l'ITS, la TPC, le TRD, le TOF, le PHOS et le HMPID, entourés du grand aimant de l'ancienne expérience L3 du LEP [79].

#### La TPC (Time Projection Chamber)

La TPC est le sous-détecteur le plus volumineux d'ALICE. Son principe de fonctionnement est identique à celui de la TPC de STAR, décrit dans la partie 4.1.1.

Ses dimensions sont les suivantes :  $0.88$  et  $2.5 m$  de rayons interne et externe,  $5 m$  de longueur selon l'axe du faisceau. La couverture azimutale est complète de par sa géométrie cylindrique, et sa couverture polaire au niveau du rayon externe est de  $45 < \theta < 135^\circ$ , ce qui équivaut à une couverture en pseudo-rapacité de  $-0.89 < \eta < 0.89$ . La vitesse de dérive des électrons vers les anodes est de  $2.5 cm/\mu s$ , ce qui lui confère une vitesse maximale d'échantillonnage de  $10 kHz$ . La collecte des données provenant de la TPC s'échantillonne en 1024 tranches dans la direction temporelle. Chaque anode est divisée en deux couronnes concentriques (ou secteurs), de rayons

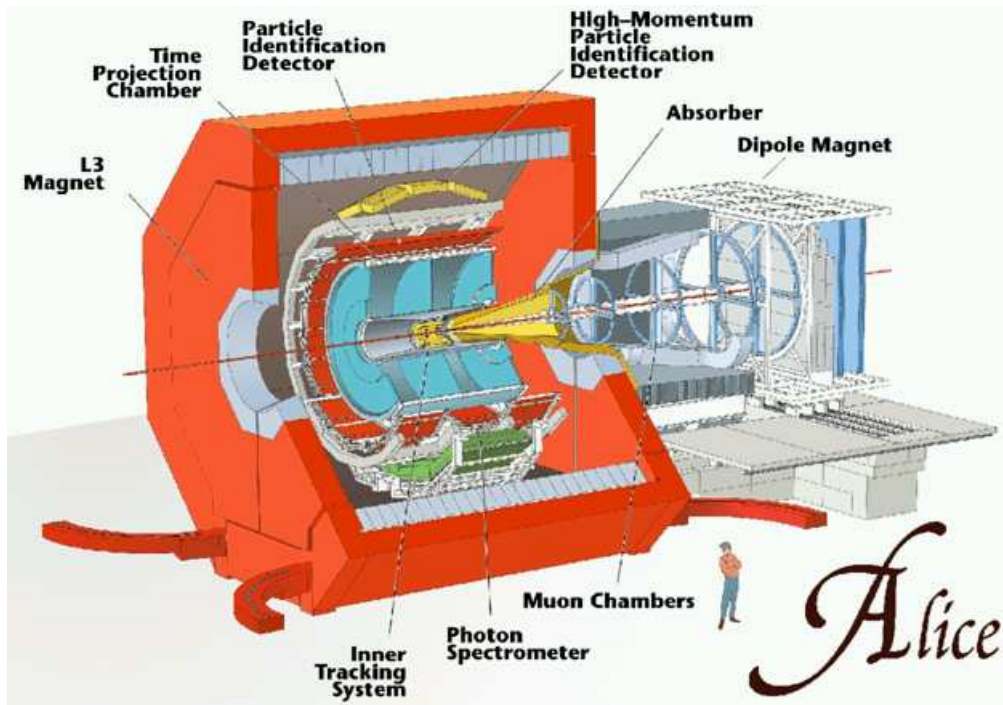


FIG. 5.1 – Le détecteur ALICE

respectifs  $0.88 < r_S < 1.36 \text{ m}$  et  $1.42 < r_L < 2.5 \text{ m}$ . Les secteurs sont eux-mêmes divisés en cellules élémentaires de lecture (*pads*) rangées en ligne sous forme de *padrows*. Les deux secteurs internes comportent chacun 12 modules, à raison de 24 *padrows* par module et de 184 *pads* par *padrow*. Les deux secteurs externes comportent chacun 24 modules, à raison de 54 *padrows* par module et de 153 *pads* par *padrow*. La TPC d'ALICE comprend donc au total un ensemble de plus de 500000 cellules de lecture.

Au final, les résolutions attendues sont de l'ordre de 0.7 % en impulsion transverse et de 6 % environ sur la perte d'énergie  $dE/dX$  [80].

### L'ITS (Inner Tracking System)

L'ITS est un sous-détecteur à symétrie cylindrique placé entre la TPC et le faisceau. Son rôle est important pour la détection des vertex secondaires comme le charme ouvert ou les hypérons (qui possèdent des temps de vie de l'ordre de quelques centaines de  $\mu\text{m}$  et de quelques  $\text{cm}$  respectivement) car ses rayons transverse interne et externe sont de 3.9 et 45  $\text{cm}$ , couvrant le domaine de pseudorapidité  $-0.9 < \eta < +0.9$ . Il permet de donner des informations complémentaires à celles de la TPC sur la position spatiale des dépôts d'énergie des particules, et de ce fait aider la chaîne du *tracking* général (voir section 5.2). On lui associe également un algorithme de reconstruction autonome pour les particules de faible impulsion transverse ( $> 20 \text{ MeV}/c$ ) qui ne pourraient pas traverser la TPC.

L'ITS se compose de 6 couches circulaires et concentriques de détecteurs au silicium. Les deux premières couches les plus proches de l'axe du faisceau se composent de détecteurs à pixels de très haute granularité (Silicon Pixel Detector ou SPD) destinés à avoir une très bonne résolution dans un domaine spatial où la densité de traces est très élevée. Les deux couches suivantes (Silicon Drift Detector ou SDD) sont, elles, composées de détecteurs silicium à dérive. Les deux couches externes



correspondent au « Silicon Strip Detector » (SSD), composé de détecteurs au silicium à double face. La surface sensible totale de détection de l'ITS est d'environ  $6.6 \text{ m}^2$ .

Les résolutions spatiales du SPD sont de  $15 \mu\text{m}$  en  $90 \mu\text{m}$  en  $r\phi$  et  $z$ ; celles du SDD sont de  $35$  et  $25 \mu\text{m}$ , et de  $20$  et  $820 \mu\text{m}$  pour le SSD [1, 81].

### Détecteurs complémentaires

Combinée à la mesure de la perte d'énergie dans la TPC et l'ITS, la mesure de la vitesse des particules dans le TOF (avec une précision de l'ordre de  $40 \text{ ps}$ ) permet de réaliser une identification des pions, kaons et protons avec une efficacité de plus de  $80 \%$ , dans des domaines d'impulsion allant de  $0.1 \text{ GeV}/c$  à  $3 \text{ GeV}/c$ , voire  $4 \text{ GeV}/c$  pour les protons. Le niveau de contamination atteint ne dépasse guère  $20 \%$ .

La limite d'identification des hadrons chargés jusqu'à quelque  $3 - 5 \text{ GeV}/c$  pourra être effectuée grâce au HMPID, qui consiste en détecteur Cherenkov de petite acceptation angulaire.

L'identification des électrons sera assurée par le TRD, qui permettra de les différencier des pions dans un domaine d'impulsions allant au-delà de  $1 \text{ GeV}/c$ , là où la TPC seule n'est plus suffisante. Très utile pour la physique des jets et pour la mesure des quarkonia dans le canal de désintégration  $e^+e^-$ , le TRD sera également associé à la chaîne de reconstruction globale d'ALICE.

Le PHOS (Photon Spectrometer) sera dévoué à l'étude des photons thermiques et des effets de *jet-quenching* (voir 2.5) par la mesure du spectre des pions neutres et des corrélations photon-jet jusqu'à des impulsions de l'ordre de  $100 \text{ GeV}/c$ .

#### 5.1.3 La partie avant d'ALICE

La mesure de la production des quarkonia  $J/\Psi$ ,  $\Psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$  et  $\phi$  sera assurée par un spectromètre à muons qui détectera leurs désintégrations dans leur canal  $\mu^+\mu^-$ . La production des saveurs lourdes ouvertes pourra également être mesurée par des coïncidences électron-muon avec le TRD. La détection des muons se fera dans l'acceptation polaire  $2^\circ < \theta < 9^\circ$ .

#### 5.1.4 Le système de déclenchement

Il existe plusieurs niveaux de déclenchement dans l'expérience ALICE, correspondant chacun à un critère différent de qualité des événements, et dont le principe de sélection est similaire à celui de STAR. Un déclenchement *Minimum Bias* et deux déclenchements de centralité seront effectués par deux ensembles de scintillateurs (V0A et V0C) situés de part et d'autre du point d'interaction. La mesure de l'énergie des neutrons spectateurs sera assurée par un calorimètre à zéro degrés situé à environ  $116$  mètres du point d'interaction.

Il existe en outre un déclenchement spécial optionnel, nommé HLT (High Level Trigger) destiné à effectuer une sélection particulièrement sévère sur les événements ainsi que d'effectuer une compression supplémentaire des données de la TPC, au moyen d'algorithmes poussés, avant leur enregistrement [82]. En effet, bien que la TPC possède une vitesse maximale d'échantillonnage de  $10 \text{ kHz}$ , la luminosité du faisceau Pb-Pb et les sections efficaces d'interaction des noyaux entre eux la limite à une fréquence de  $2 \text{ kHz}$  (déclenchement *Single Minimum Bias*). Si l'on veut restreindre le déclenchement aux  $10 \%$  des collisions les plus centrales, cette fréquence maximale tombe à  $200 \text{ Hz}$ . Dans ces collisions Pb-Pb, au vu de la luminosité, du taux de déclenchement et de la taille d'un événement, le débit de données maximal s'estime à environ  $22 \text{ GB/s}$ . Cette quantité phénoménale ne pouvant être enregistrée entièrement, il est nécessaire de trier les événements selon leur qualité, et/ou de limiter le flux de données. C'est le rôle du HLT que d'effectuer cette sélection. Ce système

de déclenchement effectuée en temps réel une reconstruction approchée des traces, détermine la position du vertex primaire, et comprime les données à un niveau acceptable pour le système de stockage. Pour ce, une ferme de calcul traitera les données en ligne grâce à un rapide transfert de celles-ci et décidera, un temps inférieur à 5 *ms*, si l'événement sera conservé ou non.

## 5.2 Recherche de traces

La recherche des particules chargées se fait par la localisation spatiale de leurs dépôts d'énergie (*hits*) dans les différents sous-détecteurs. Bien que la méthode suivie soit proche de celle utilisée dans STAR, pour laquelle on pourra se référer à la partie 4.2, elle possède avec ALICE certaines spécificités décrites ci-après.

La première étape consiste à rechercher la position du vertex primaire. Ceci se fait grâce au SPD, qui mesure la densité de traces en fonction de la variable  $z$  le long de l'axe du faisceau, et fournit ainsi une approximation de la position du vertex primaire. Cette position en  $z$  étant estimée, la recherche de traces dans la TPC commence, avec une contrainte sur la position du vertex primaire. Avant l'étape de recherche des traces en tant que telle, on recherche les amas d'énergie (ou *clusters*) dans la TPC, correspondants à des groupes de *pads* adjacents touchés. Mais, du fait de la très haute densité de traces, beaucoup de *clusters* se chevauchent, et leur différenciation (c'est-à-dire savoir à quelle trace tel *cluster* appartient) reste délicate. C'est pourquoi les étapes de recherche de *clusters* et de traces ne sont pas totalement indépendantes : les *clusters* ne sont associés aux traces qu'à l'étape finale du *tracking*. Le principe de la recherche de traces se fait au moyen d'une méthode locale fondée sur le filtre de Kalman : celui-ci commence à partir de la couche externe de la TPC où il sélectionne les traces candidates à partir des *clusters* possibles et prolonge ces traces dans toute la TPC vers l'intérieur. Arrivé au rayon interne de la TPC, le *tracker* tente de propager les traces vers l'ITS en plusieurs passages : avec et sans contrainte sur la position du vertex primaire estimée à l'étape précédente, de manière à ne pas pénaliser les traces secondaires qui possèdent un paramètre d'impact élevé. À partir des différentes traces supposément primaires trouvées, l'algorithme de *tracking* donne une estimation beaucoup plus précise de la position en  $z$  du vertex primaire, et c'est à partir de cette dernière qu'il effectue une deuxième passe, de l'intérieur vers l'extérieur cette fois, par l'ITS, la TPC et les autres sous-détecteurs (le TRD, le TOF etc.).

En plus de la position spatiale des traces reconstruites, le *tracker* permet de donner une information sur l'identification des particules. Dans l'ITS et la TPC, cette information est obtenue par la perte d'énergie par unité de distance ( $dE/dX$ ) valable pour les faibles impulsions. Pour les plus hautes impulsions, l'identification se fait de manière plus efficace avec le HMPID et le TOF. Toutes ces informations d'identification sont combinées sous forme d'un algorithme bayésien, associant finalement à chaque trace reconstruite les probabilités d'être telle ou telle particule.

## 5.3 Enregistrement des données

Le flot de données total sera de l'ordre de quelques gigaoctets par seconde aux LHC pour les collisions ion-ion. Ceci donne un ordre de grandeur de la quantité de données que chaque expérience aura à conserver. Il est évident que l'on ne peut pas stocker et effectuer les analyses physiques sur l'ensemble des données brutes ; dans le cas d'ALICE, un format réduit a été créé : c'est le format ESD (ou Event Summary Data) qui est l'équivalent des  $\mu$ DST de STAR. Ce format qui devra être utilisable pour la plupart des analyses physiques, résume les informations les plus importantes de chaque événement, comme la position du vertex primaire reconstruit, le nombre de traces primaires,

l'information PID de chaque trace. Parmi les différentes informations accessibles via les données ESD, l'étude des particules étranges se concentrera sur les objets de type  $V^0$  et cascade. Lors de la prise de données réelles, les coupures par défaut appliquées à ces objets devront être suffisamment relâchées de manière à ce que l'utilisateur puisse filtrer ces données à sa convenance tout en disposant des informations dont il a besoin.

## 5.4 Identification des particules étranges

Outre le réel intérêt physique que représentent les particules étranges, certaines d'entre elles peuvent être identifiées par des méthodes topologiques. C'est le cas de ce que l'on appelle communément les « vertex secondaires », tels que le  $K_S^0$ , le  $\Lambda$ , le  $\Xi$  et le  $\Omega$ . Ces quatre particules étranges possèdent la spécificité de se désintégrer par interaction faible en particules chargées avec des rapports d'embranchement élevés, donnés dans le tableau 5.1.

	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$\Lambda \rightarrow p\pi^-$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ $\rightarrow p\pi^-\pi^-$	$\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$ $\rightarrow p\pi^-K^-$
BR	68.95 %	63.9 %	99.887 % $\times$ 63.9 % = 63.8 %	67.8 % $\times$ 63.9 % = 43.3 %
$c\tau$	2.68 cm	7.89 cm	4.91 cm	2.46 cm

TAB. 5.1 – Durées de vie et rapports d'embranchements des modes chargés des particules étranges se désintégrant en vertex secondaires [83].

En plus des modes chargés qui facilitent nettement leur l'identification, ces particules possèdent toutes des durées de vie de l'ordre de  $10^{-10}$  s, leur procurant ainsi des valeurs de  $c\tau$  de quelques centimètres. Ceci est essentiel car cette distance de vol permet de différencier leurs produits de décroissance des particules primaires issues de la collisions.

Nous aborderons dans ce chapitre les aspects techniques des procédés topologiques mis en œuvre dans le cadre de l'expérience ALICE pour l'identification des hypérons dans leur mode de décroissance en  $V^0$  et cascade (tableau 5.1).

### 5.4.1 Simulation d'événements

L'étape d'estimation des performances associées à la reconstruction des hypérons dans ALICE repose nécessairement sur la simulation d'événements, plus ou moins réalistes selon l'objectif de l'étude, et par l'identification des hypérons au sein de ceux-ci. On ne connaît pas a priori les multiplicités de particules qui seront produites dans les collisions Pb–Pb au LHC, mais les simulations présentées reposent sur les modèles décrits plus bas.

### Générateur de particules

Les simulations entreprises reposent sur le modèle HIJING, ou plus précisément sur une paramétrisation de ce modèle, dont le paramètre d'entrée est le nombre de particules chargées par unité de rapidité ( $dN_{ch}/dy$ ). La génération des événements se fait grâce à ce modèle paramétré pour les besoins. Pourtant, les hypérons y sont produits en faibles quantités par rapport à celles mesurées au RHIC [84, 85, 38], c'est pourquoi ils ont été ajoutés de manière artificielle, dans les quantités voulues.

Les études effectuées dans ce travail ont demandé deux types d'événements. D'une part, des événements réalistes, destinés à évaluer les rapports signal/bruit dans les spectres en masse invariante reconstruite des particules considérées. D'autre part des événements enrichis en signal, servant à évaluer les acceptances et efficacités de reconstruction (voir plus bas) avec une statistique, et donc une précision, meilleure que pour des événements réalistes, à nombre d'événements égaux.

Le tableau 5.2 résume les paramètres de génération des événements réalistes choisis pour les hypérons.

	$\Lambda, \bar{\Lambda}$	$\Xi^-, \bar{\Xi}^+$	$\Omega^-, \bar{\Omega}^+$
multiplicité ( $45^\circ < \theta < 135^\circ$ )	100	15	3
$T(MeV)$	650	700	800

TAB. 5.2 – Multiplicités et pentes inverses des spectres exponentiels en  $p_T$  utilisées pour les  $\Lambda$ ,  $\Xi$  et  $\Omega$  (et anti-particules) injectés dans les événements réalistes.

Les multiplicités choisies pour les hyperons correspondent à des prédictions pour le LHC [79] et des données du RHIC et du TEVATRON [86]. La forme de leurs distributions en impulsion transverse (pentes inverses  $T$ , voir annexe A.1) consistent en une extrapolation du spectre en masse transverse des pions [87].

### 5.4.2 Définition des grandeurs acceptance, efficacité et taux de reconstruction

Dans les études présentées ci-après, trois grandeurs seront souvent utilisées : l'acceptance, l'efficacité et le taux de reconstruction. Les deux premières reposent sur la notion de « trouvabilité » d'une trace. On appelle « trouvable », ou reconstituable, une trace qui peut effectivement être reconstruite par la chaîne de *tracking* associée à la TPC et l'ITS. Afin de pouvoir reconstruire une particule, l'algorithme de *tracking* requiert un certain nombre de conditions dépendantes notamment de la géométrie des sous-détecteurs :

- elle ne doit pas se désintégrer avant de sortir de la TPC ;
- elle doit créer un nombre minimum de 70 *clusters* dans la TPC ;
- elle doit créer un certain nombre de *clusters* dans l'ITS, selon la stratégie adoptée (pratiquement, entre 0 et 6) ;
- sa pseudo-rapidité doit être comprise dans l'intervalle  $[-1.05; 1.05]$ .

Si une trace satisfait tous ces critères, l'algorithme de *tracking* sera potentiellement capable de la reconstruire : cette trace est donc trouvable.

Cette définition de trouvabilité peut s'étendre aux particules étranges. Dans le cas d'une particule  $X$  ( $X=\Lambda, \Xi$  ou  $\Omega$ ), on dira que  $X$  est trouvable si ses particules filles sont trouvables également, si sa pseudo-rapidité appartient à l'intervalle  $[-1; 1]$  et si elle se désintègre dans une zone dite « fiduciaire », définie par des rayons transverses minimal et maximal autour de l'axe du faisceau. Nous verrons que l'on peut opter pour plusieurs stratégies lors de la définition de la zone fiduciaire, qui sera intimement liée aux nombre de *clusters* requis dans l'ITS.

L'acceptance est définie par le rapport entre le nombre de particules  $X$  trouvables  $N(X_t)$  et le nombre de particules  $X$  simulées  $N(X_s)$  :

$$Acc_X = \frac{N(X_t)}{N(X_s)}$$

Ainsi, l'acceptance est donc limitée par le rapport d'embranchement du canal de désintégration considéré (voir tableau 5.1).

De ces particules trouvables, on en reconstruit une certaine proportion. On définit donc l'efficacité de reconstruction par le rapport entre le nombre de particules  $X$  correctement identifiées  $N(X_i)$  et le nombre de particules trouvables :

$$Acc_X = \frac{N(X_i)}{N(X_t)}$$

L'efficacité dépend de l'efficacité de reconstruction des traces elles-mêmes, mais également du type de coupures topologiques ou cinématiques appliquées. Plus les coupures sont sévères, plus l'efficacité diminue. Utiliser des coupures relâchées pour atteindre une efficacité proche de 100% n'est pourtant pas l'objectif, car ces coupures servent à diminuer le nombre des corrélations erronées entre traces constituant le bruit de fond. Dans la suite, l'un des critères déterminants sera de pouvoir discerner le signal du bruit de fond dans un spectre en masse invariante.

Enfin, on peut définir le taux de reconstruction d'une particule X par le produit des grandeurs acceptance et efficacité :

$$\epsilon_X = Acc_X \times Eff_X = \frac{N(X_i)}{N(X_s)}$$

qui fournit ce que l'on peut appeler l'efficacité « physique » de reconstruction, c'est-à-dire la proportion des particules initialement générées que l'on peut espérer reconstruire.

### 5.4.3 Identification de vertex secondaires de type $V^0$

Les résultats des études reportées dans la présente partie concernent majoritairement la reconstruction du  $\Lambda$ , mais peuvent aussi bien être utilisée pour celle du  $K_S^0$ .

La géométrie de désintégration du  $\Lambda$  en  $V^0$  correspond à une désintégration en deux particules chargées (figure 5.2). La reconstruction d'un  $V^0$  consiste donc à associer deux traces de charges opposées, et à leur appliquer un jeu de coupures topologiques et cinématiques selon nos besoins.

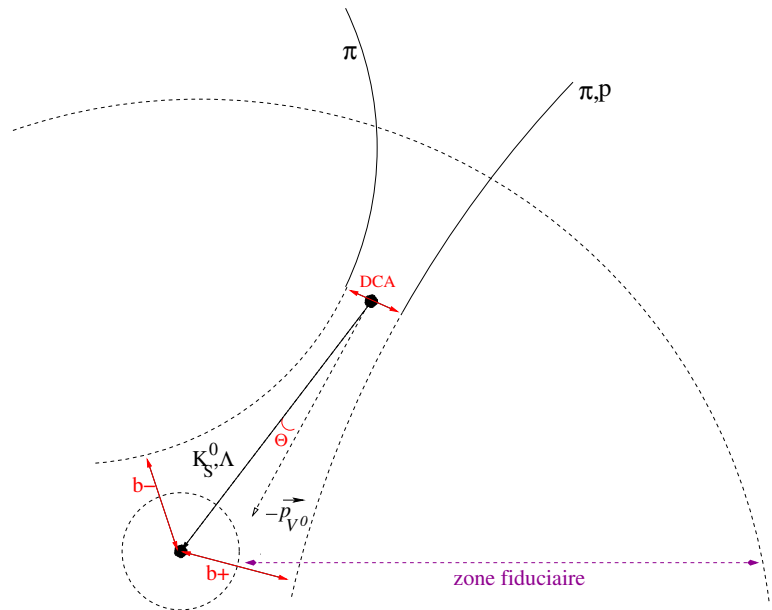


FIG. 5.2 – Topologie de désintégration en  $V^0$ .

Tout d'abord, les deux traces filles d'un  $V^0$  sont secondaires, par définition. Le fait que les  $c\tau$  du  $K_S^0$  ou du  $\Lambda$  soient de l'ordre de quelques centimètres implique que les deux particules filles ont un paramètre d'impact non nul dans la majorité des cas. Afin de sélectionner ces traces tout en évitant la contamination provenant des traces primaires, il est nécessaire de leur imposer un paramètre d'impact minimum par rapport au vertex primaire. Les coupures de sélection correspondantes sont illustrées par les grandeurs  $b_+$  et  $b_-$  sur la figure.

Les deux traces filles doivent provenir d'un même point dans l'espace, le vertex de désintégration du  $V^0$ . Par conséquent, la distance de moindre approche entre ces traces doit être théoriquement

nulle. Mais la résolution finie des détecteurs doit être prise en compte, c'est pourquoi on doit accepter une distance de moindre approche non nulle, mais faible ( $DCA$  sur la figure). On impose donc comme critère supplémentaire une valeur maximale de cette distance de moindre approche. Les traces étant courbées par le champ magnétique, elles décrivent des hélices : la grandeur  $DCA$  est donc en pratique calculée à partir de l'extrapolation des traces de la TPC (et de l'ITS) suivant une géométrie hélicoïdale.

À cette étape, la position spatiale du vertex de désintégration du  $V^0$  peut être estimée : on l'approxime par le centre du segment joignant les traces filles à leur point de moindre approche.

Comme la distance de vol de ces  $V^0$  est de l'ordre de quelques centimètres, on peut contraindre la distance entre le vertex de désintégration et le vertex primaire, soit par sa valeur dans l'absolu, soit par sa valeur projetée dans le plan transverse au détecteur. C'est la deuxième solution qui est utilisée dans le cadre de l'expérience ALICE : on impose à ce rayon transverse une valeur minimale et une valeur maximale, correspondant à la zone fiduciaire introduite plus haut, et dont l'aspect quantitatif sera traité dans les parties 5.4.3 et 5.4.3.

À partir de là, l'impulsion des traces filles est alors calculée au point de désintégration estimé du  $V^0$ , toujours par propagation des hélices. L'impulsion de la particule mère est également calculée : il s'agit de la somme vectorielle des impulsions des traces filles que l'on associe.

Ici intervient la dernière étape de la reconstruction d'un  $V^0$  ; dans le cas où l'on recherche un  $V^0$  primaire, on doit s'attendre à ce que son impulsion reconstruite ( $\vec{p}_{V^0}$  sur la figure) soit colinéaire au vecteur joignant le vertex primaire au vertex de désintégration. Dans la pratique, l'angle entre ces deux vecteurs n'est pas nul du fait, à nouveau, de la résolution des détecteurs. Cet angle,  $\Theta$ , doit donc être le plus petit possible. La quatrième coupure topologique appliquée à la reconstruction d'un  $V^0$  est représentée par la valeur du cosinus de cet angle ( $\cos \Theta$ ), que l'on contraint donc à être proche de l'unité.

### Reconstruction dans une zone fiduciaire restreinte

La zone fiduciaire, comme mentionné en 5.4.2, représente la zone du plan transverse dans laquelle on admet la désintégration des vertex secondaires recherchés.

Une première stratégie consiste à considérer une zone de reconstruction s'étendant dans le plan transverse entre  $r_{\perp}^{min} = 0.9 \text{ cm}$  et  $r_{\perp}^{max} = 2.9 \text{ cm}$ . La valeur  $r_{\perp}^{min}$  représente la contrainte sur la distance de vol minimale de la particule, de manière à limiter la contamination des traces primaires. La valeur  $r_{\perp}^{max}$  permet d'éviter les combinaisons de traces provenant de particules secondaires créées dans les matériaux du *beam pipe* et de l'ITS. Le champ magnétique appliqué à ces simulations a été fixé à  $0.2 \text{ T}$ .

Dans le cas présent, le rayon transverse  $r_{\perp}^{max}$  est inférieur au rayon interne de la première couche de l'ITS. Un  $V^0$  doit alors ici se désintégrer à l'intérieur de l'ITS, c'est pourquoi ses particules filles ont la possibilité d'y créer un *cluster* par couche. De manière à privilégier la qualité des traces reconstruites, le nombre de *clusters* requis dans l'ITS a été fixé à 6. Le critère de trouvabilité (et donc d'acceptance) pour les  $V^0$  a donc été défini en conséquence.

À l'aide d'une génération pour plusieurs gammes de  $p_T$  en considérant ce critère, on obtient le profil d'acceptance du  $\Lambda$  en fonction du  $p_T$  illustré en figure 5.3(a).

Les coupures de sélection utilisées pour la reconstruction de ces événements simulés sont décrites dans le tableau 5.3. On obtient à partir de celles-ci les profils d'efficacité et de taux de reconstruction présentés en figure 5.3(b). On peut y constater des comportements très différents, pour à la fois l'acceptance et l'efficacité, dans les diverses gammes de  $p_T$ .

L'acceptance est maximale pour un  $p_T$  de  $1 \text{ GeV}/c$ . En-deçà de cette valeur, elle est plus faible

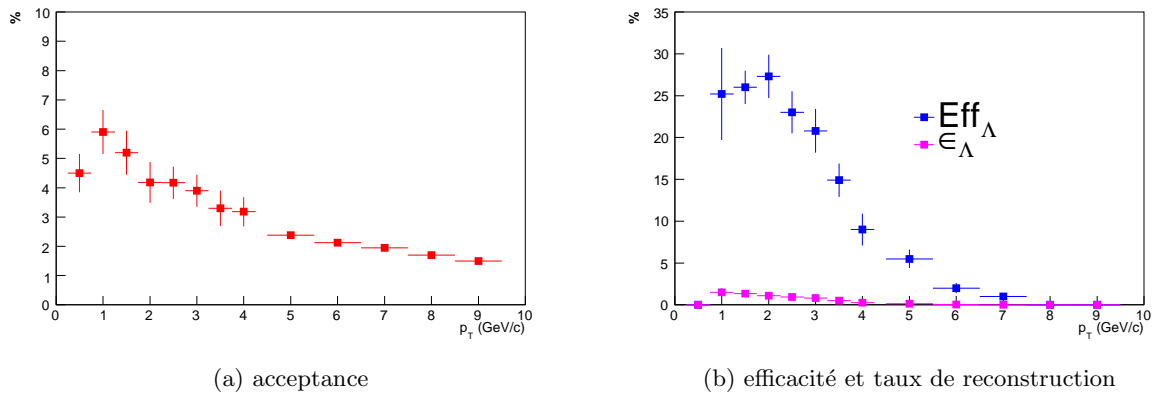


FIG. 5.3 – Acceptance, efficacité et taux de reconstruction des  $\Lambda$  en fonction du  $p_T$  dans une zone fiduciaire restreinte  $0.9 < r_{\perp} < 2.9 \text{ cm}$ .

$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$DCA^{max}$	$\cos \Theta^{min}$
0.16 cm	0.05 cm	0.06 cm	0.999

TAB. 5.3 – Coupures de sélection utilisées pour la reconstruction du  $\Lambda$  dans une zone fiduciaire restreinte.

principalement à cause du fait que l'impulsion du  $\Lambda$  n'est pas suffisante pour que ses particules filles puissent toutes deux sortir de la TPC. Le  $\pi^{-}$  fille, en majorité, possède un  $p_T$  trop bas et par conséquent « spirale » dans la TPC : elle n'est alors plus trouvable, l'acceptance est faible.

Pour les  $p_T$  supérieurs à  $1 \text{ GeV}/c$ , l'acceptance diminue également, mais cette fois du fait de la trop faible valeur ( $2.9 \text{ cm}$ ) du rayon transverse maximal autorisé pour le point de désintégration du  $\Lambda$ . Les  $\Lambda$  parcourent en moyenne une grande distance transverse et se désintègrent en majorité au-delà de cette limite. Cette zone fiduciaire présente donc une limitation forte dans les domaines de hauts  $p_T$ .

En ce qui concerne l'efficacité de reconstruction, elle est très faible, autour de  $0.5 \text{ GeV}/c$ , du fait des diffusions multiples que subissent les particules filles dans les matériaux (*beam pipe*, ITS, TPC) qui provoquent souvent l'échec de l'algorithme de tracking. L'efficacité est maximale autour de  $2 \text{ GeV}/c$ , mais baisse au-delà de cette valeur principalement à cause des paramètres d'impact des particules filles. En effet, plus le  $p_T$  d'un  $\Lambda$  est élevé, plus les paramètres d'impact des particules filles par rapport au vertex primaire sont faibles. Les coupures  $b_{+}$  et  $b_{-}$  en éliminent donc une grande partie d'entre elles.

En considérant la distribution en  $p_T$  réaliste des  $\Lambda$  et en la convoluant avec le profil d'acceptance, on peut déduire la valeur moyenne de l'acceptance, intégrée sur toute la gamme de  $p_T$ . La valeur obtenue pour l'acceptance moyenne est  $\langle Acc_{\Lambda} \rangle = 3.5 \%$ .

On peut faire de même avec l'efficacité, en convoluant cette fois-ci le spectre en  $p_T$  des  $\Lambda$  trouvables avec le profil d'efficacité : on obtient de cette manière une valeur moyenne d'efficacité :  $\langle Eff_{\Lambda} \rangle \simeq 14 \%$ .

De ces valeurs moyennes d'acceptance et d'efficacité peut être directement déduite la valeur moyenne du taux de reconstruction :  $\langle \epsilon_{\Lambda} \rangle = \langle Acc_{\Lambda} \rangle \times \langle Eff_{\Lambda} \rangle \simeq 0.5\%$ , ce qui veut dire que



sur 200  $\Lambda$  générés à rapidité centrale selon une distribution en  $p_T$  réaliste, 1 seul est reconstruit en moyenne.

Les taux de production attendus pour les  $\Lambda$  étant d'environ une centaine par événement (tableau 5.2), la quantité de  $\Lambda$  reconstruits est donc de 0.5 par événement.

Principalement limité par l'acceptance, le taux de reconstruction est faible quand on considère une zone fiduciaire restreinte, qui impose une forte contrainte sur la distance de vol des  $\Lambda$  et défavorise ainsi leur reconstruction dans les gammes de  $p_T$  intermédiaires et hauts. En revanche, on peut avec cette stratégie accéder à toute l'information provenant des 6 *clusters* requis dans l'ITS, ce qui fournit de très bonnes résolutions en impulsion,  $\phi$ , position etc. des traces. Cela permet donc d'imposer des coupures topologiques sévères pour obtenir au final un signal très pur ( $S/B \sim 5$ ) dans le spectre en masse invariante.

Cette stratégie est donc intéressante dans les domaines de physique où l'on nécessite un signal très pur, comme dans l'interférométrie HBT. D'un autre côté, des analyses de composition chimique du milieu, par exemple, nécessitent, elles, une quantité importante de particules étranges reconstruites par événement. Dans ce cas-là on tendrait plutôt à privilégier le taux de reconstruction.

Une seconde stratégie a donc été mise en place, visant à augmenter singulièrement la quantité de particules reconstruites par événement. Elle consiste à étendre la zone fiduciaire jusqu'à des rayons transverses bien plus élevés. C'est l'objet de la partie suivante.

### Reconstruction dans une zone fiduciaire étendue

Étendre la zone fiduciaire consiste à accepter la reconstruction des  $V^0$  jusqu'à des rayons transverses typiquement de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres de manière à augmenter l'acceptance. Cette procédure nécessite donc une modification de la définition des critères de trouvabilité.

Dans la partie 5.4.3, une trace trouvable devait contenir 6 points dans l'ITS, correspondant à un rayon transverse maximum de désintégration du  $V^0$  égal à 2.9 cm. Avec une zone fiduciaire étendue, le nombre requis de points dans l'ITS peut donc être réduit, en fonction de la valeur du rayon externe de la zone fiduciaire imposée. Les résultats qui suivent concernent le cas d'une zone fiduciaire dont les rayons transverses sont fixés à  $r_{\perp}^{min} = 0.9$  cm et  $r_{\perp}^{max} = 100$  cm.

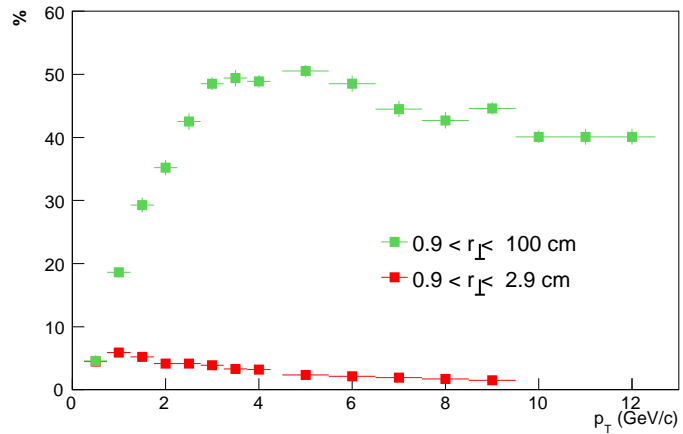
Avec une telle valeur du rayon externe de la zone fiduciaire, qui correspond à peu de choses près au rayon interne de la TPC, on accepte donc la désintégration des  $V^0$  au-delà de la couche externe de l'ITS ; il devient donc possible que les traces filles ne déposent pas d'énergie dans l'ITS, c'est pourquoi la contrainte sur le nombre de *clusters* créés par les traces dans ce sous-détecteur, justifiée pour la zone fiduciaire restreinte, a été supprimée. L'acceptance d'une trace se limite donc à la notion d'acceptance pour la TPC uniquement. En revanche, bien que la présence de *clusters* dans l'ITS ne soit pas un critère déterminant pour la reconstruction dans le cadre de cette stratégie, ces derniers, s'ils existent, sont tout de même utilisés pour la reconstruction.

De la même manière que cela l'a été décrit dans le cas d'une zone fiduciaire restreinte, on peut dans le cadre de cette nouvelle stratégie dresser l'évolution de l'acceptance en fonction du  $p_T$  (figure 5.4).

On peut y constater une nette différence des profils pour les deux zones fiduciaires considérées. Dans la région des bas  $p_T$ , les courbes se distinguent nettement à partir de 1 GeV/c. Mais c'est au-delà de  $p_T \sim 4$  GeV/c que cette différence est la plus spectaculaire, là où la zone restreinte s'est révélée inadéquate.

La valeur moyenne (intégrée sur le  $p_T$ ) de la nouvelle acceptance obtenue est  $\langle Acc_{\Lambda} \rangle = 25.5$  %, correspondant à un gain d'un facteur 7 comparée à la zone limitée à 2.9 cm. Dans la région des hauts  $p_T$ , l'acceptance atteint des valeurs situées entre 40 et 50 %, ce qui y correspond à un gain

FIG. 5.4 – Acceptance du  $\Lambda$  en fonction du  $p_T$  pour des zones fiduciaires restreinte et étendue jusqu'au rayon interne de la TPC.



d'un facteur environ 40.

Une première approche des performances associées à cette nouvelle zone fiduciaire consiste à utiliser des coupures très relâchées, et de visualiser la distribution des paramètres de sélection du  $\Lambda$ . Ceci sera d'un intérêt conséquent lors de la mise en place des jeux de coupures de sélection.

Les figures 5.5 et 5.6 montrent la distribution des paramètres de sélection topologiques et cinématiques respectivement.

Sur ces graphes, les histogrammes rouges représentent le signal, c'est-à-dire les coups correspondant aux  $\Lambda$  simulés et reconstruits. Les histogrammes noirs représentent le bruit de fond, constitué d'associations entre deux traces ne provenant pas d'un  $\Lambda$  simulé : soit aucune des traces n'est issue d'un  $\Lambda$ , soit seulement l'une d'entre elles, soit les deux proviennent de deux  $\Lambda$  différents. Dans les trois cas, il s'agit de bruit.

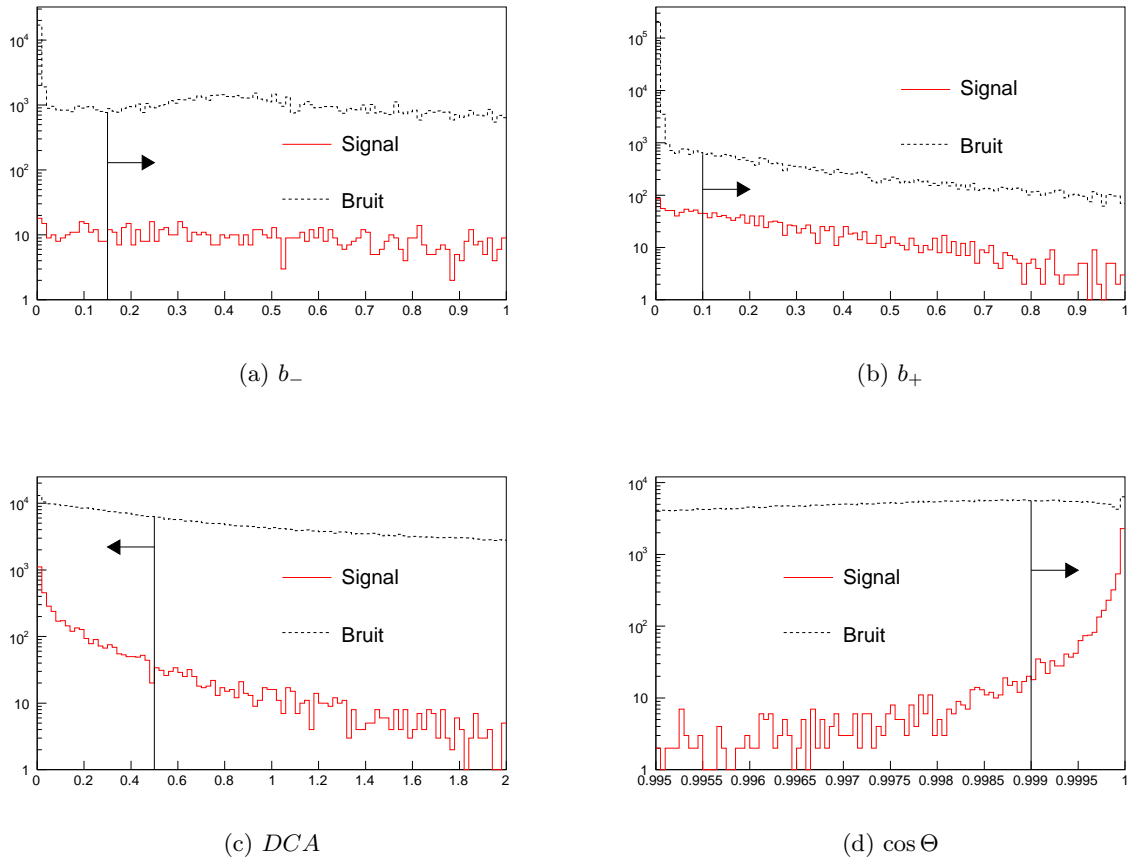
Les profils de ces distributions sont importantes pour le choix des sélections, car il s'agit ici de couper un maximum de bruit de fond tout en gardant une quantité conséquente de signal. Le tableau 5.4 montre les coupures topologiques et cinématiques choisies pour la reconstruction des  $V^0$ , qui seront appelées par la suite « coupures de référence ».

$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$DCA^{max}$	$\cos \Theta^{min}$	$p_T^{\pi^{-} min}$	$p_T^{p min}$
0.15 cm	0.10 cm	0.5 cm	0.999	0.18 GeV/c	0.6 GeV/c

TAB. 5.4 – Coupures de référence utilisées pour la reconstruction des  $\Lambda$ .

À partir des valeurs choisies pour ces coupures de référence, la reconstruction d'un ensemble de 300 événements a été effectuée. Le spectre en masse invariante de  $\Lambda \rightarrow p\pi^{-}$  obtenu est représenté sur la figure 5.7(a). Parmi ces 300 événements, on parvient à identifier en moyenne un nombre de 10.7  $\Lambda$  par événement. Le taux de reconstruction associé est donc  $\langle \epsilon_{\Lambda} \rangle = 10.7\%$ . Le rapport signal sur bruit obtenu, en considérant une fenêtre autour de la masse du  $\Lambda$  de  $\pm 7$  MeV/ $c^2$ , vaut environ 1.3, et la résolution en masse obtenue sur le pic est de 2 MeV/ $c^2$ .

La figure 5.7(b) montre les évolutions respectives des quantités de bruit et de signal recueillis pour différents intervalles de  $p_T$ . On y constate que la proportion de signal est majoritaire pour des  $p_T$  supérieurs à 1 GeV/c, et que cette tendance est d'autant plus marquée que le  $p_T$  du  $\Lambda$  est élevé. La majorité du bruit de fond se situe donc à bas  $p_T$ . Cette contribution provient notamment des

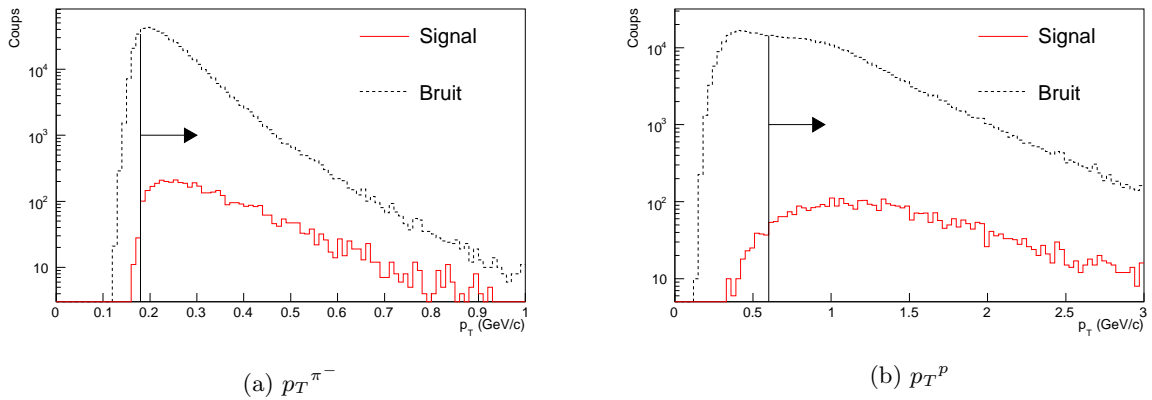
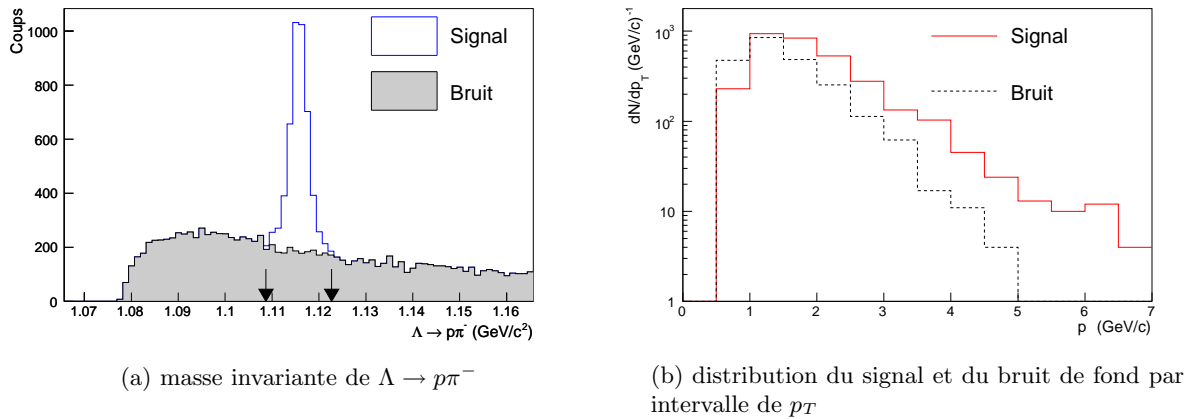
FIG. 5.5 – Distribution des paramètres de sélection topologiques du  $\Lambda$ .

particules primaires, dont la valeur du paramètre d'impact peut avoir été mal calculée en raison des diffusions multiples, et parfois surestimée. Il apparaît donc nécessaire, à bas  $p_T$  en tous cas, de garder des coupures contraignantes sur le paramètre d'impact pour les particules filles, de manière à éliminer cette importante contribution des traces primaires. En revanche, la contribution du bruit de fond des primaires pour les  $V^0$  reconstruits de haut  $p_T$  est faible. Il apparaît donc possible d'améliorer nettement l'efficacité de reconstruction des  $\Lambda$  dans le domaine des hauts  $p_T$  sans pour autant récolter un bruit de fond important.

Ceci peut se révéler d'un intérêt majeur dans les domaines de physique touchant aux phénomènes liés aux processus durs tels que le phénomène de *jet-quenching*, ou de manière générale toute la physique des hauts  $p_T$  dans laquelle l'étrangeté pourrait trouver sa place.

Par conséquent, si l'on veut augmenter l'efficacité de reconstruction, en gardant un bon rapport signal/bruit, on peut imposer des coupures serrées à bas  $p_T$  et relâcher ces coupures à haut  $p_T$ .

En pratique, ceci est réalisé grâce à des coupures dépendantes de l'impulsion transverse. À bas  $p_T$ , les coupures en paramètre d'impact doivent être sévères pour éliminer les primaires. Les valeurs conservées sont proches de celles utilisées dans les coupures de référence. Plus on se situe vers des  $p_T$  élevés, plus les coupures en paramètre d'impact doivent être relâchées, pour les raisons expliquées plus haut. Dans la plus haute gamme de  $p_T$ , les paramètres d'impact choisis correspondent à un facteur 5 plus faible que pour la plus basse gamme de  $p_T$ .

FIG. 5.6 – Distribution en  $p_T$  des traces filles du  $\Lambda$ , bruit et signal.FIG. 5.7 – Spectre en masse invariante reconstruite et distribution en  $p_T$  du signal et du bruit de fond des  $\Lambda$  pour les coupures de référence.

Par ailleurs, quand le  $p_T$  augmente, les trajectoires des traces filles du  $V^0$  s'approchent d'une droite. Le rayon de courbure des hélices est donc important, et il est alors difficile de calculer précisément les impulsions de traces ainsi que leur distance de moindre approche. Les valeurs maximales de  $DCA$  autorisées ont donc été relâchées pour les  $p_T$  supérieurs à  $2.5 \text{ GeV}/c$ .

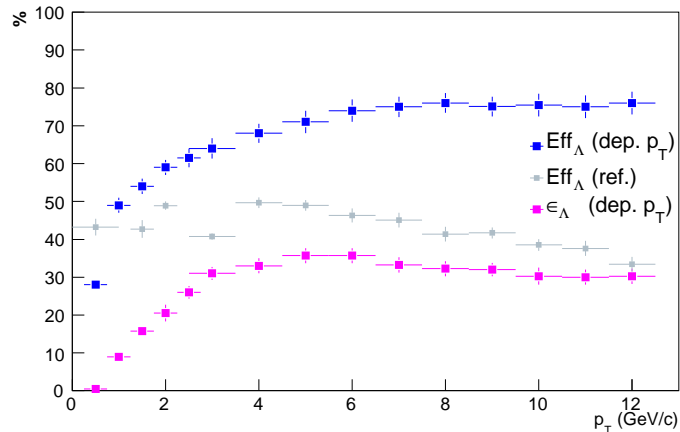
La contrainte en  $\cos \Theta$  a été gardée à sa valeur de référence.

Le tableau 5.5 résume les coupures topologiques choisies pour les différentes gammes d'impulsion transverse du  $\Lambda$ . À partir de ce jeu de coupures dépendantes du  $p_T$ , la reconstruction des mêmes 300 événements a été effectuée de nouveau. Les profils de l'efficacité et du taux de reconstruction sont présentés en figure 5.8. Comme le montre cette figure, ces nouvelles coupures ont pour conséquence une augmentation graduelle de l'efficacité vers les hauts  $p_T$ , alors qu'elle y montre au contraire une diminution en utilisant les coupures de référence.

Le spectre en masse invariante et la distribution en impulsion transverse du signal et du bruit sont présentés sur la figure 5.9.

Le taux de reconstruction moyen des  $\Lambda$  passe à présent à une valeur de 12.6 %, ce qui correspond

Gamme de $p_T$ ( $GeV/c$ )	$b_-(cm)$	$b_+(cm)$	$DCA(cm)$	$\cos \Theta$
$[0 - 2.5[$	0.10	0.05	0.5	0.999
$[2.5 - 4.5[$	0.10	0.05	1.0	0.999
$[4.5 - 8[$	0.06	0.03	1.0	0.999
$[8 - \infty[$	0.02	0.01	1.0	0.999

TAB. 5.5 – Coupures dépendantes du  $p_T$  pour les  $\Lambda$ FIG. 5.8 – Efficacité et taux de reconstruction du  $\Lambda$  pour des coupures géométriques dépendantes du  $p_T$ .

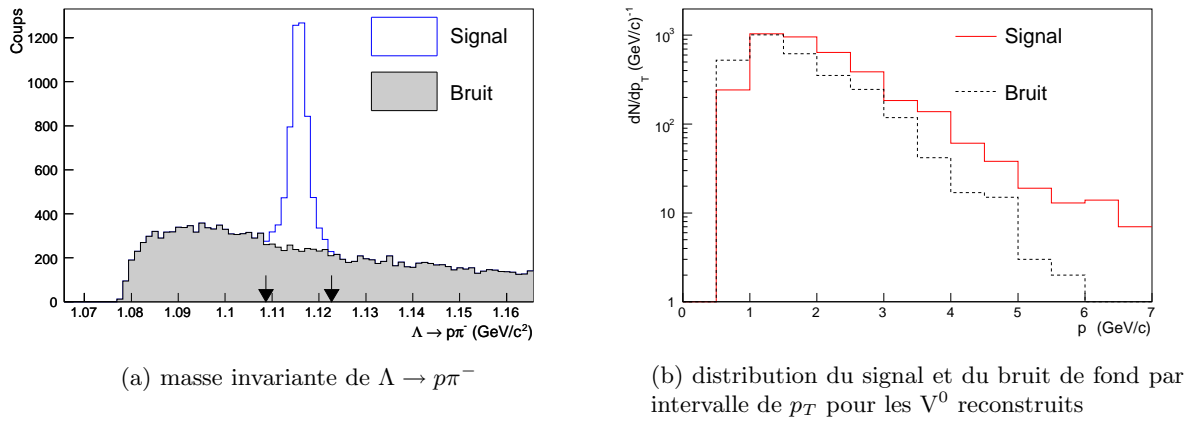
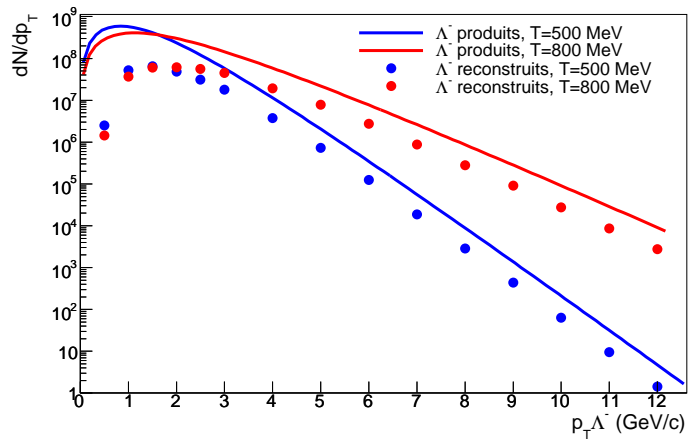
à 12.6  $\Lambda$  identifiés en moyenne par événement, tandis que le rapport signal/bruit atteint presque 1.3 dans la fenêtre de masse  $1116 \pm 7 MeV/c^2$ .

Par l'intervention de coupures de sélection dépendantes de l'impulsion transverse, le taux de reconstruction global a donc été augmenté de presque 20 %, alors que le rapport signal/bruit est resté le même en comparaison avec les coupures de référence. La gamme d'impulsion transverse atteinte est plus large. Avec l'ensemble des 300 événements analysés, on peut reconstruire des  $\Lambda$  jusqu'à un  $p_T$  de  $7 GeV/c$ . On peut extrapoler ces résultats à une quantité d'événements égale à  $10^7$ , qui est l'ordre de grandeur du nombre attendu d'événements centraux pris dans la première année de collisions d'ions lourds. Cette extrapolation, pour laquelle on considère ici une distribution exponentielle des  $\Lambda$  produits à rapidité centrale pour deux valeurs de pente inverse ( $T = 500$  et  $800 MeV$ ), est représentée en figure 5.10.

D'après cette extrapolation, même si la pente inverse de production des  $\Lambda$  dans les données réelles est faible, symbolisée ici par la valeur de  $500 MeV$ , on peut estimer que ALICE pourra recueillir une bonne statistique de  $\Lambda$  de hauts  $p_T$  jusqu'à  $9 GeV/c$  environ. Dans le cas le plus optimiste ( $T = 800 MeV$ ), on pourra raisonnablement pousser les études de ces particules jusqu'à des  $p_T$  de l'ordre de  $12 GeV/c$  au moins.

Il va sans dire que les distributions en  $p_T$  considérées ne seront probablement pas rigoureusement identique à ce qui sera observé dans la réalité, car on constate déjà au RHIC que la distribution des particules dans les domaines de hauts  $p_T$  ne suit pas une loi exponentielle, mais une loi de puissance. Les résultats présentés ici reflètent néanmoins un ordre de grandeur de ce qui pourra être réalisé dans ce type de physique.

Jusqu'à présent, les études de performances de l'identification des  $\Lambda$  réalisées avec une zone fiduciaire étendue ont montré que le taux de reconstruction atteint est de l'ordre de 10 %, à

FIG. 5.9 – Spectre en masse invariante de  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  et distribution du signal et du bruit.

comparer à 0.5 % environ dans le cas d'une zone fiduciaire restreinte. Bien que cette dernière soit optimale pour la qualité des traces reconstruites ainsi que pour le rapport signal/bruit, il est cependant possible d'identifier, avec une zone fiduciaire étendue, un nombre appréciable de  $\Lambda$  tout en conservant une pureté élevée.

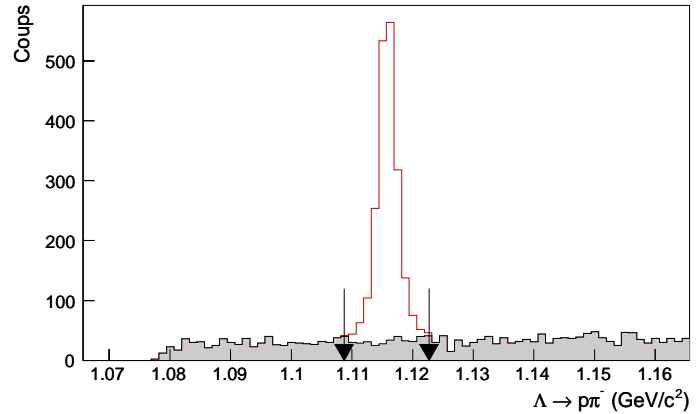
Le tableau 5.6 résume un exemple de coupures de sélection, relativement sévères, destinées à privilégier le rapport signal/bruit.

$b_-^{min}$	$b_+^{min}$	$DCA^{max}$	$\cos \Theta^{min}$
0.15 cm	0.1 cm	0.1 cm	0.9997

TAB. 5.6 – Coupures de sélection sévères utilisées pour le  $\Lambda$  dans une zone fiduciaire étendue.

Le spectre en masse invariante obtenu avec 300 événements réalistes est visible sur la figure 5.11. Le taux de reconstruction moyen  $\langle \epsilon_\Lambda \rangle$  atteint est de 6.6 % et le rapport signal/bruit est proche de 6 dans la fenêtre de masse  $1116 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$ . Bien que ces coupures ne soient pas orientées

FIG. 5.11 – Spectre en masse invariante de  $p\pi^-$  pour des coupures de sélection sévères.



vers l'obtention d'une large quantité de signal, le nombre de  $\Lambda$  reconstruits par événement est néanmoins confortable. De telles coupures permettent donc de répondre aux besoins d'analyses qui requièrent une pureté de signal élevée, comme c'est cas dans les analyses de corrélations entre particules comme HBT. Avec ce nombre moyen de 6.6, il apparaît même possible d'effectuer des corrélations entre deux  $\Lambda$  issus du même événement.

#### 5.4.4 Identification de cascades

Nous avons vu jusqu'ici la procédure mise en œuvre et les performances d'ALICE pour identifier des  $V^0$ . Les outils développés pour cela permettent de rechercher également des topologies de désintégration plus complexes, comme c'est le cas des « cascades ». Ce que l'on entend par le terme cascade est une désintégration d'hypéron multi-étrange, c'est-à-dire comprenant 2 ou 3 quarks étranges ; les particules correspondantes sont les  $\Xi^-$  et les  $\Omega^-$  (et leurs anti-particules).

Comme cela a été mentionné en début de partie, les réactions de désintégration de ces particules dans leur mode chargé préférentiel sont :  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ ,  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  et  $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$ ,  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ . La reconstruction de telles topologies (figure 5.12) consiste donc à associer un  $V^0$  à une autre trace appelée *bachelor*.

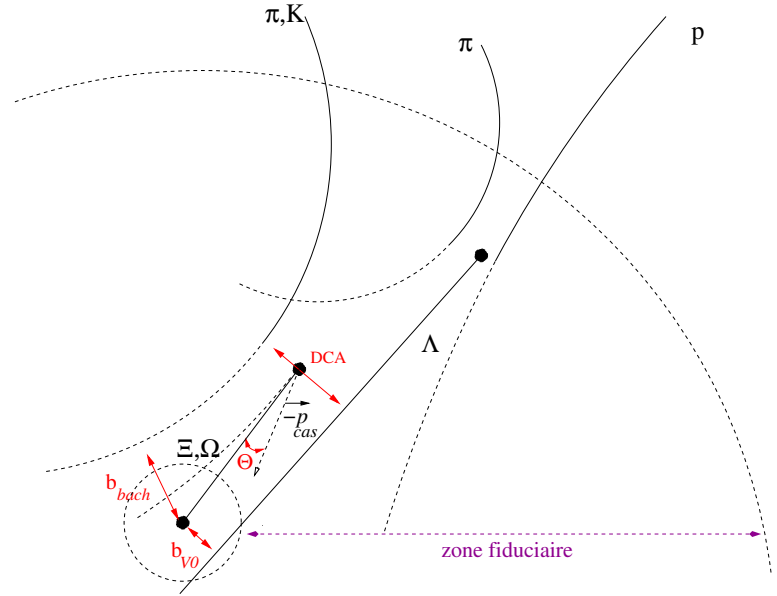
Pour ce, il convient au préalable de reconstruire les candidats  $\Lambda$  (topologies de type  $V^0$ ) de l'événement, comme cela l'a été décrit dans la partie 5.4.3. Puis, pour chaque  $V^0$ , la procédure consiste à rechercher toutes les traces chargées qui pourraient potentiellement provenir du vertex de désintégration de la cascade. Dans le cas du  $\Xi^-$  et du  $\Omega^-$ , on sélectionne des traces négatives et pour leurs anti-particules, des traces positives.

Un premier filtrage des  $V^0$  est effectué sur son paramètre d'impact au vertex primaire. En effet, les  $V^0$  recherchés ne sont, ici, plus issus du vertex primaire mais des vertex de désintégration des cascade, c'est pourquoi on impose pour chacun d'eux une valeur minimum de la variable  $b_{V^0}$  pour limiter la contamination des  $\Lambda$  primaires.

Par ailleurs, la trace *bachelor* doit être une trace secondaire, car elle est issue d'un vertex de désintégration éloigné de quelques centimètres du vertex primaire en moyenne. On impose donc au *bachelor* un paramètre d'impact non nul par rapport au point de collision, comme illustré sur la figure par la variable de sélection  $b_{bach}$ , de manière à réduire la contamination provenant des traces primaires.

De plus, le *bachelor* doit être issu du même vertex que le  $V^0$ . Leur distance de moindre approche

FIG. 5.12 – Topologie de désintégration d'un  $\Xi$  ou  $\Omega$  en cascade.



doit par conséquent être faible. La procédure consiste donc à déterminer le point où l'hélice (associée au *bachelor*) s'approche au maximum de la droite associée au  $V^0$  (qui est une particule de charge neutre, donc non courbée par le champ magnétique). La distance de moindre approche est évaluée (*DCA*) et la position du vertex de désintégration de la cascade est assignée au milieu du segment joignant le *bachelor* au  $V^0$  à leur point de moindre approche respectifs.

Les trois composantes de l'impulsion du *bachelor* sont recalculées en ce point, et ajoutées à celles du  $V^0$  pour obtenir l'impulsion de la cascade en ce point également.

Comme dans la procédure de reconstruction des  $V^0$ , on peut contraindre le rayon transverse de désintégration de la cascade par le biais d'une zone fiduciaire.

Enfin, l'angle entre le moment reconstruit de la cascade et le segment joignant les deux vertex est calculé ( $\Theta$  sur la figure). Bien qu'un  $\Xi$  ou un  $\Omega$  soit une particule chargée, cet angle n'est a priori pas nul théoriquement. Ceci dit, étant données les impulsions mises en jeu avec ces particules, il a été vérifié que l'angle  $\Theta$  est malgré tout très proche de 0 ; son cosinus peut donc bien être contraint à être proche de 1.

Notons en outre que bien que la sélection des candidats  $\Lambda$  soit effectuée de la même façon que dans la partie 5.4.3, les coupures correspondantes appliquées doivent être modifiées. C'est notamment le cas pour la coupure en  $\cos \Theta$  du  $V^0$ , du fait que ce dernier ne doit plus être primaire.

Afin de mener une étude, 300 événements ont été générés dans un champ magnétique de 0.5 T. Chaque événement contient l'ensemble des particules présenté dans la partie 5.4.1.

La définition d'une cascade trouvable est sensiblement la même que pour un  $V^0$ , si ce n'est que maintenant, 3 particules sont en jeu. Une cascade trouvable est donc une cascade se désintégrant en  $\Lambda\pi^-$  (cas du  $\Xi^-$ ) ou  $\Lambda K^-$  (cas du  $\Omega^-$ ), les  $\Lambda$  devant se désintégrer eux-mêmes en  $p\pi^-$ . Ces trois traces filles doivent être toutes trouvables pour que la cascade le soit elle aussi, et le rayon transverse de désintégration de la cascade doit être compris dans les bornes de la zone fiduciaire.

La définition d'une large zone fiduciaire a montré que les performances peuvent être nettement améliorées (voir en 5.4.3) dans le cas des vertex secondaires de type  $V^0$ . La valeur de l'acceptance a pu être sensiblement augmentée, notamment dans le domaine des grands  $p_T$ . Ainsi, dans cette partie, le choix d'une zone fiduciaire étendue a été conservé. Le rayon transverse de désintégration



des cascades est donc ici contraint à l'intervalle  $0.9 \text{ cm} < r_{\perp} < 100 \text{ cm}$ .

### Identification des $\Xi^-$

Une étude systématique de l'évolution de l'acceptance du  $\Xi^-$  en fonction de son  $p_T$  a été effectuée et la figure 5.13 montre le profil obtenu.

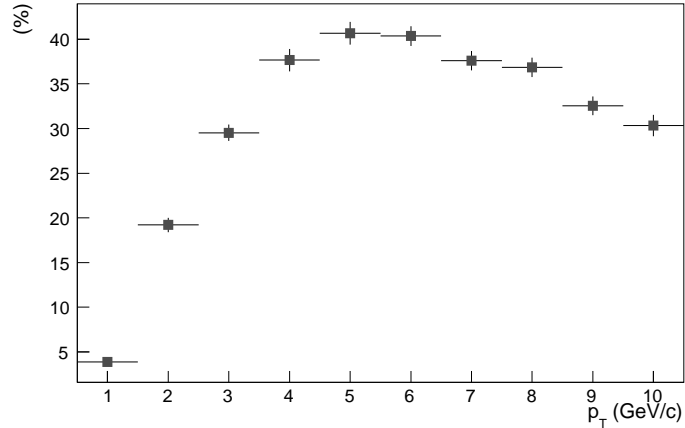


FIG. 5.13 – Acceptance du  $\Xi^-$  en fonction du  $p_T$  (zone fiduciale étendue).

On y observe la même tendance que pour les  $V^0$ , c'est-à-dire de faibles valeurs d'acceptance pour les bas  $p_T$ , pour lesquels les particules filles n'ont pas une impulsion suffisante pour sortir de la TPC et y spiralent. L'acceptance augmente graduellement jusqu'à atteindre une valeur maximale d'environ 40 % pour  $p_T \sim 5 \text{ GeV}/c$ . Notons que l'acceptance maximale du  $\Xi^-$  doit être limitée par le produit des rapports d'embranchement  $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$  et  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ , à savoir  $99.9 \% \times 63.9 \% = 63.8 \%$ . Pour les plus hauts  $p_T$ , l'acceptance diminue mais garde une valeur raisonnable d'environ 30 % à  $p_T = 10 \text{ GeV}/c$ .

La valeur moyenne de l'acceptance  $\langle Acc_{\Xi^-} \rangle$ , intégrée sur toute la gamme de  $p_T$  et considérant un spectre en  $p_T$  réaliste (voir 5.4.1), vaut environ 9 %.

Comme cela a été fait pour la reconstruction des  $\Lambda$ , on peut appliquer soit des coupures de sélection statiques, soit des coupures dépendantes de l'impulsion transverse. Des coupures dépendantes du  $p_T$  ont l'avantage de permettre d'augmenter le taux de reconstruction de manière globale, sur toute la gamme de  $p_T$ , mais surtout dans les domaines des hauts  $p_T$  où des coupures statiques comme les paramètres d'impact minimum détruisent une quantité importante de signal. Dans ce qui suit, on considérera dans un premier temps un jeu de coupures statiques et on comparera les résultats avec un jeu de coupures dépendantes du  $p_T$ .

Le tableau 5.7 montre les coupures statiques choisies, que l'on appellera « coupures de référence » pour les  $\Xi^-$ .

coupures sur les $V^0$				coupures sur les cascades				
$b_-^{min}$	$b_+^{min}$	$DCA^{max}$	$\cos \Theta_{\Lambda}^{min}$	$b_{V^0}^{min}$	$b_{bach}^{min}$	$DCA_{V^0-b}^{max}$	$\Delta m_{V^0}^{max}$	$\cos \Theta_{\Xi^-}^{min}$
0.2cm	0.06cm	0.1cm	0.995	0.1cm	0.12cm	0.1cm	$\pm 5 \text{ MeV}/c^2$	0.9995

TAB. 5.7 – Coupures de référence pour les  $\Xi^-$

L'efficacité et le taux de reconstruction des  $\Xi^-$  en fonction de leur impulsion transverse, obtenus pour les coupures de référence, est présenté sur la figure 5.14(a).

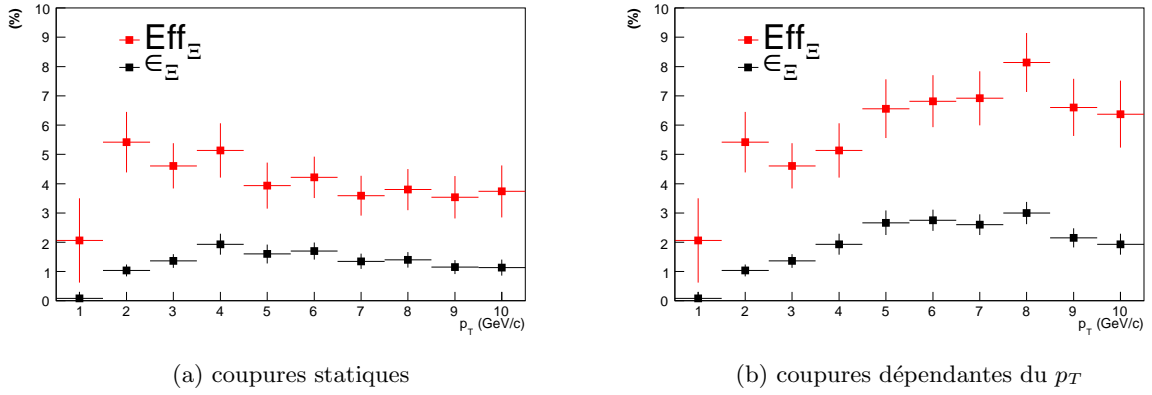


FIG. 5.14 – Efficacité et taux de reconstruction du  $\Xi^-$  pour différents jeux de coupures de sélection.

La tendance observable ressemble fortement à celle relative au  $\Lambda$ . En effet, on observe toujours une faible efficacité de reconstruction pour les  $p_T$  faibles du fait des diffusions multiples dans les détecteurs : une ou plusieurs traces filles du  $\Xi^-$  ne sont pas reconstruites. Ce phénomène marque d'autant plus l'efficacité de reconstruction du  $\Xi^-$  que sa désintégration se fait en trois traces. L'efficacité culmine vers  $2 - 3 \text{ GeV}/c$  à une valeur de 5 % environ. Au-delà, elle baisse du fait des coupures de sélections topologiques trop contraignantes (paramètres d'impact) qui rejettent davantage de signal.

La valeur moyenne de l'efficacité de reconstruction  $\langle \text{Eff}_{\Xi^-} \rangle$  de 5 % environ, multipliée par l'acceptance moyenne de 9 % un taux de reconstruction moyen  $\langle \epsilon_{\Xi^-} \rangle$  de 0.45 % environ. En effectuant la reconstruction des cascades et en utilisant ces coupures de référence pour les  $\Xi^-$  pour les 300 événements générés, on obtient le spectre en masse invariante représenté en figure 5.15.

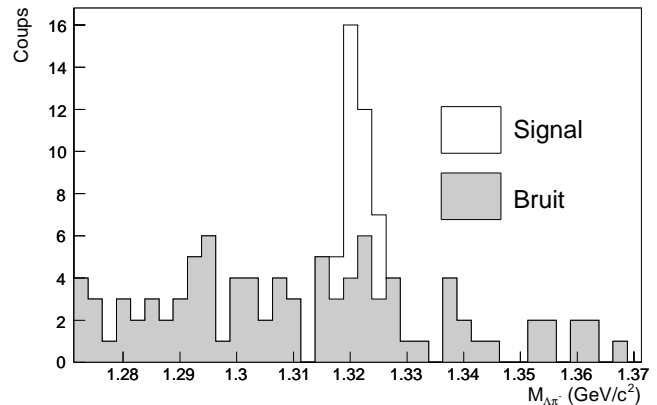


FIG. 5.15 – Spectre en masse invariante de  $\Xi^- \rightarrow \Lambda p \pi^-$  obtenu pour 300 événements avec les coupures de référence.

On reconstruit parmi ces événements un nombre de 25  $\Xi^-$  associés à des  $\Xi^-$  primaires simulés, ce qui correspond à 0.08  $\Xi^-$  par événement. Ce résultat est compatible avec le taux de reconstruction obtenu plus haut. La résolution obtenue sur le pic de signal est d'environ  $2.4 \text{ MeV}/c^2$ .

Il existe du bruit de fond dans ce spectre en masse invariante, provenant de plusieurs contributions. En appelant «  $V^0/bachelor$  bruit » tout  $V^0/bachelor$  associé à un candidat  $\Xi^-$  mais ne provenant pas d'un  $\Xi^-$  simulé et «  $V^0/bachelor$  signal » tout  $V^0/bachelor$  associé à un  $\Xi^-$  simulé, on peut résumer ces contributions comme suit :

- les corrélations entre un  $V^0$  bruit et un  $bachelor$  bruit ;
- les corrélations entre un  $V^0$  signal et un  $bachelor$  bruit ;
- les corrélations entre un  $V^0$  bruit et un  $bachelor$  signal ;
- les corrélations entre un  $V^0$  signal et un  $bachelor$  signal, mais appartenant chacun à des  $\Xi^-$  simulés différents.

Dans la fenêtre de masse  $[m_{\Xi^-} \pm 5] \text{ MeV}/c^2$ , le rapport signal/bruit est de 1.6. Les coupures de référence semblent donc être adéquates pour la reconstruction des  $\Xi^-$ .

Par ailleurs, la distribution en  $p_T$  des cascades reconstruites sont visibles en figure 5.17(a). Le signal (les vrais  $\Xi^-$ ) est représenté en rouge tandis que le bruit de fond (mauvaises associations) est en grisé. Cette figure montre que la contribution au bruit de fond provient très majoritairement des candidats  $\Xi^-$  possédant une impulsion transverse inférieure à  $3 \text{ GeV}/c$ . Il apparaît donc possible d'améliorer l'efficacité de reconstruction, globale et dans la région des hauts  $p_T$ , en relâchant les coupures dans cette même région : le rapport signal/bruit ne doit pas en être affecté.

Le tableau 5.8 propose un exemple de coupures de sélection dépendantes du  $p_T$  pouvant être employées pour le  $\Xi^-$ .

coupures sur les $V^0$					
$p_{T\Xi^-} \text{ (GeV}/c)$	$b_-^{min}$	$b_+^{min}$	$DCA^{max}$	$\cos \Theta_{V^0}^{min}$	
$[0 - 4.5[$	0.20 cm	0.06 cm	0.1 cm	0.995	
$[4.5 - 8.5[$	0.10 cm	0.03 cm	0.1 cm	0.995	
$[8.5 - \infty[$	0.05 cm	0.03 cm	0.1 cm	0.995	
coupures sur les cascades					
$p_{T\Xi^-} \text{ (GeV}/c)$	$b_{V^0}^{min}$	$b_{bach}^{min}$	$DCA_{V^0-b}^{max}$	$\cos \Theta_{\Xi^-}^{min}$	$\Delta m_{V^0}^{max}$
$[0 - 4.5[$	0.1 cm	0.12 cm	0.1 cm	0.9995	$\pm 7 \text{ MeV}/c^2$
$[4.5 - 8.5[$	0 cm	0.05 cm	0.1 cm	0.9995	$\pm 7 \text{ MeV}/c^2$
$[8.5 - \infty[$	0 cm	0.03 cm	0.1 cm	0.9995	$\pm 7 \text{ MeV}/c^2$

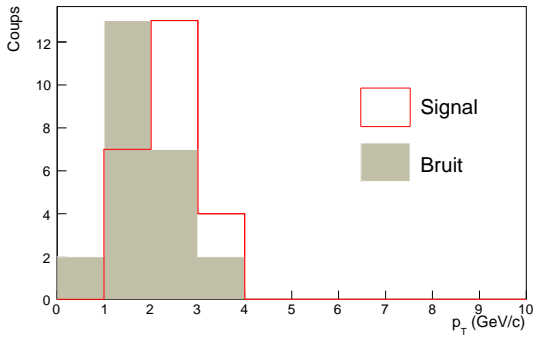
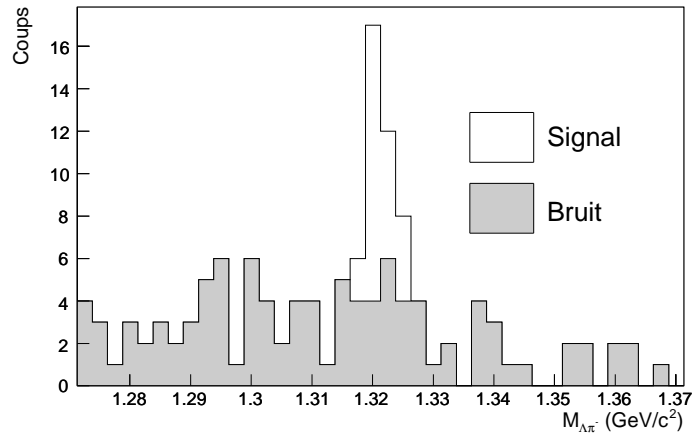
TAB. 5.8 – Coupures dépendantes du  $p_T$  pour les  $\Xi^-$ .

À partir de ce jeu de sélections, les profils d'efficacité et de taux de reconstruction ont été établis. Ils sont présentés en figure 5.14(b). On y constate bien une augmentation de ces grandeurs dans le domaine des grandes impulsions transverses (au-delà de  $4 \text{ GeV}/c$ ) : le gain y est d'un facteur 2 environ. L'efficacité et le taux de reconstruction moyens (intégrés sur  $p_T$ ) ne sont guère modifiés de fait de la prédominance des bas  $p_T$  dans le spectre de production ; cependant, avec un tel profil d'efficacité, on peut reconstruire des  $\Xi^-$  jusqu'à de plus hauts  $p_T$ .

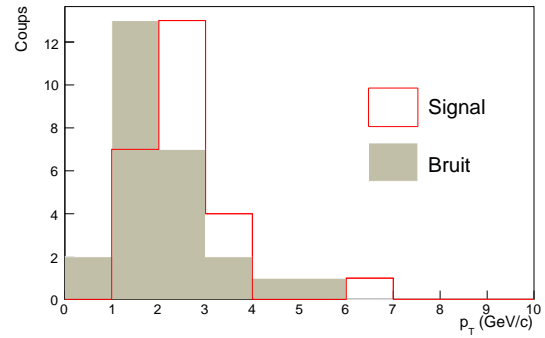
Avec ce nouveau jeu de coupures, la reconstruction des 300 événements réalistes simulés donne le spectre en masse invariante du  $\Xi^-$  de la figure 5.16. La distribution du signal et du bruit en fonction du  $p_T$  est visible sur la figure 5.17(b), où l'on peut constater que, en comparant avec le jeu de coupures statiques, l'on recueille davantage de signal dans la région des hauts  $p_T$ .

À présent, il est possible d'extrapoler ces résultats à la statistique de  $10^7$  événements centraux attendus pour la première année de prises de données Pb–Pb au LHC. On convolue donc le spectre du taux de reconstruction des  $\Xi^-$  avec un spectre en  $p_T$  de type statistique, au moyen de deux valeurs de pente inverse : 550 et 850  $\text{MeV}$ . Les figures 5.18(a) et 5.18(b) présentent les spectres

FIG. 5.16 – Spectre en masse invariante de  $\Xi^- \rightarrow \Lambda p \pi^-$  obtenu pour 300 événements avec les coupures dépendantes du  $p_T$  du tableau 5.8.



(a) coupures statiques



(b) coupures dépendantes du  $p_T$

FIG. 5.17 – Distribution en  $p_T$  du signal et du bruit de fond de la reconstruction du  $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$  sur 300 événements pour différentes coupures de sélection.

de production en  $p_T$  des  $\Xi^-$ , ainsi que leur nombre reconstruits pour des coupures statiques et dépendantes du  $p_T$  pour  $10^7$  événements.

Le gain obtenu avec des coupures dépendantes des  $p_T$  est de l'ordre de quelques pourcents dans la région des hauts  $p_T$ . Pour les deux pentes inverses considérées, une quantité raisonnable de  $\Xi^-$  pourra être reconstruite jusqu'à des  $p_T$  de l'ordre de  $8 \text{ GeV}/c$  et  $11 \text{ GeV}/c$ . La réalité se situera probablement entre ces deux valeurs.

### Identification des $\Omega^-$

Les concepts abordés dans la partie précédente sont pour la plupart applicables également pour la reconstruction des  $\Omega^-$ , car il s'agit du même genre de topologie de désintégration et donc de la même méthode de reconstruction.

Tout comme cela a été effectué avec le  $\Xi^-$ , le profil d'acceptance du  $\Omega^-$  a été dressé en fonction de son impulsion transverse. Il est représenté en figure 5.19.

On observe dans l'acceptance du  $\Omega$  la même tendance que pour les autres hypérons aux  $p_T$

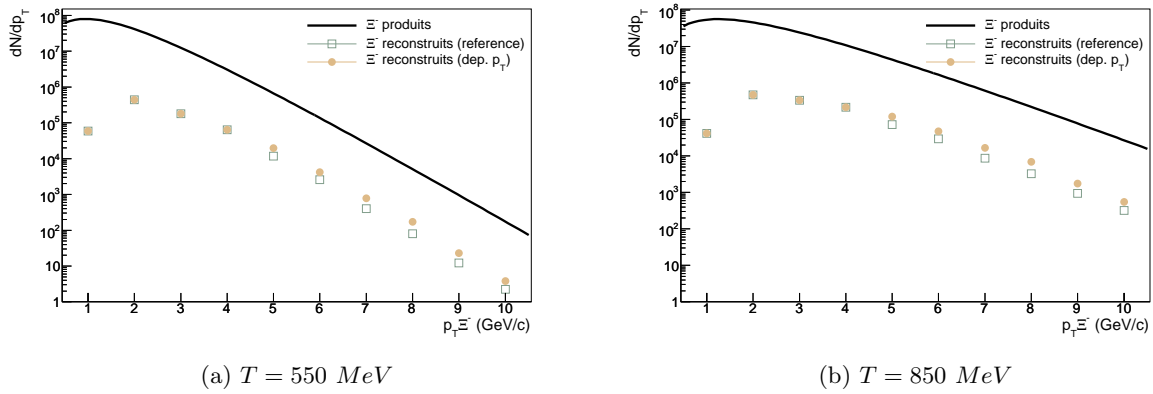


FIG. 5.18 – Nombre de  $\Xi^-$  produits et reconstruits en fonction du  $p_T$  pour  $10^7$  événements avec les coupures de référence et des coupures dépendantes du  $p_T$ . La distribution en  $p_T$  des  $\Xi^-$  produits est ici de type exponentiel, prise pour deux valeurs extrêmes de pente inverse  $T$ .

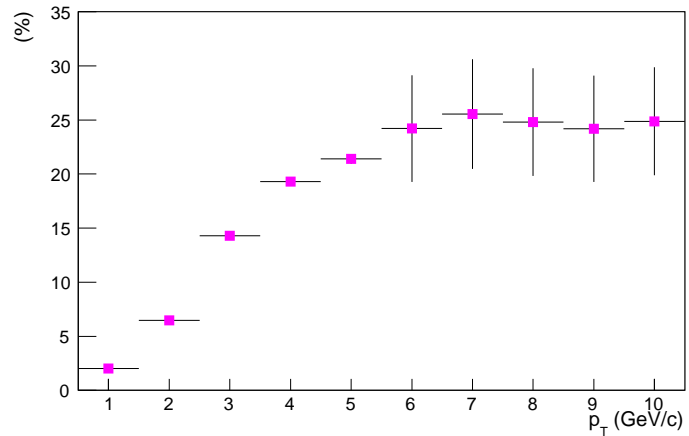


FIG. 5.19 – Acceptance du  $\Omega^-$  en fonction du  $p_T$ .

faibles. Dans le cas présent, l'acceptance atteint un plateau à environ 25 % à partir de  $p_T = 7 \text{ GeV}/c$ . Sa valeur moyenne est de 6 % environ.

Le premier jeu de coupures de sélection choisi pour la reconstruction du  $\Omega^-$  est celui correspondant aux coupures de référence pour le  $\Xi^-$ , décrit dans le tableau 5.7. Les profils de l'efficacité et du taux de reconstruction du  $\Omega^-$  obtenus avec ces coupures sont visibles sur la figure 5.20(a).

L'efficacité de reconstruction moyenne obtenue est de 6 % et le taux de reconstruction de près de 0.4 %. Comme dans le cas des  $\Xi^-$ , l'efficacité de reconstruction tend à diminuer vers 3–4  $\text{GeV}/c$ , principalement en raison des paramètres d'impacts minimum requis pour les traces filles.

Par ailleurs, l'obtention d'un spectre en masse invariante de  $\Omega^-$  nécessite une grande quantité d'événements du fait de son faible taux de production attendu dans les collisions centrales Pb–Pb (autour de 3 par événement, voir 5.4.1). Avec les coupures du tableau 5.7, un spectre en masse invariante raisonnable de  $\Xi^-$  a pu être obtenu. En considérant le même jeu de coupures, on peut s'attendre à ce même type de spectre pour les  $\Omega^-$ , mais, en prenant en compte les taux de production et les rapports d'embranchement recherchés du  $\Xi^-$  et du  $\Omega^-$ , avec un nombre d'événements au

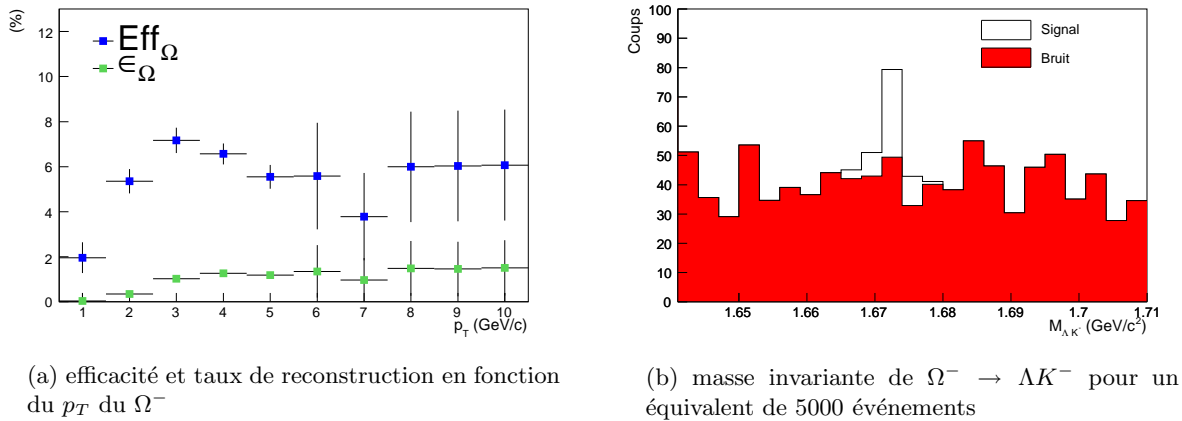


FIG. 5.20 – Performances d'identification des  $\Omega^-$  en utilisant les coupures de sélection de référence des  $\Xi^-$ .

moins 7 fois supérieur. La génération du nombre d'événements nécessaire à une étude raisonnable du  $\Omega^-$  s'est avérée difficilement réalisable techniquement, c'est pourquoi l'estimation du spectre en masse invariante du  $\Omega^-$  a été réalisée en deux étapes : une étape dirigée vers l'estimation du signal pouvant être recueilli et une deuxième étape visant à estimer le niveau de bruit.

La première étape a consisté à produire des événements de multiplicités réalistes par HIJING et suffisamment enrichis en  $\Omega^-$  de manière à en reconstruire quelques dizaines. Ceci contribue à la partie « signal » du spectre en masse invariante final. Le nombre total de  $\Omega^-$  produits à rapidité centrale pour ces événements est de 15000, ce qui correspond à un nombre attendu d'événements réels de 5000 (tableau 5.2).

La deuxième étape a eu pour but d'estimer le bruit de fond susceptible d'être obtenu avec ces mêmes coupures sur un ensemble de 5000 événements. Ce niveau de bruit a été estimé à partir d'un ensemble de 4000 événements ne contenant que peu d'hypérons, disponibles grâce à la grille AliEn [88]. Il a été vérifié que le faible taux de  $\Omega^-$  présent dans ces événements n'introduit pas de biais sur le bruit de fond obtenu.

La figure 5.20(b) présente le spectre en masse invariante attendu pour les  $\Omega^-$  pour 5000 événements, où la partie « signal » provenant de la première étape a été superposée à la partie « bruit » obtenue grâce à la deuxième étape.

On peut constater que cette figure présente un rapport signal/bruit faible (0.3). Les coupures de sélection considérées sont adaptées pour le  $\Xi^-$ , mais ne semblent pas l'être pour les  $\Omega^-$ . On peut, si l'on veut améliorer le rapport signal/bruit, resserrer les coupures de sélection topologiques. Il va de soi que l'efficacité en sera affectée, mais le but ici est de trouver des coupures de sélection offrant un compromis entre une bonne efficacité et un bon rapport signal/bruit.

Le tableau 5.9 propose un jeu de coupures de sélections sensiblement plus serrées que pour les coupures de référence du  $\Xi^-$ .

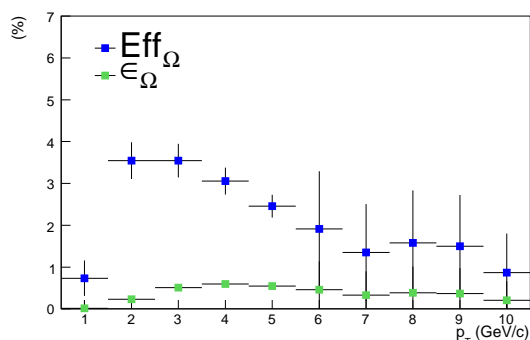
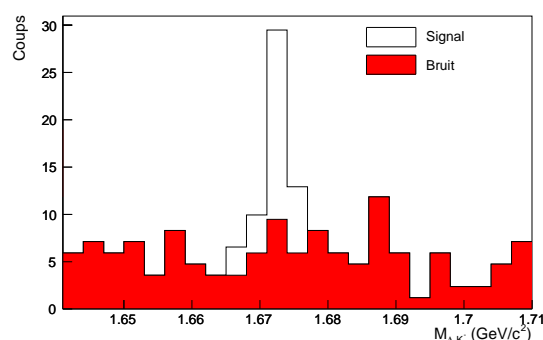
Les spectres en efficacité et taux de reconstruction obtenus avec les coupures du tableau 5.9 sont visibles sur la figure 5.21(b). On constate que l'efficacité de reconstruction est sensiblement plus faible ( $Eff_{\Omega^-} \simeq 3.9\%$ ) que pour les coupures de référence du  $\Xi^-$ . La différence la plus spectaculaire se situe à hauts  $p_T$ , notamment à cause des paramètres d'impact minimaux des traces filles du  $V^0$  imposés à de plus grandes valeurs, bien que celui du *bachelor* ait été légèrement relâché. Le taux

coupures sur les $V^0$				coupures sur les cascades				
$b_-^{min}$	$b_+^{min}$	$DCA^{max}$	$\cos \Theta_{\Lambda}^{min}$	$b_{V^0}^{min}$	$b_{bach}^{min}$	$DCA_{V^0-bach}^{max}$	$\Delta m_{V^0}^{max}$	$\cos \Theta_{\Xi^-}^{min}$
0.25cm	0.1cm	0.08cm	0.996	0.2cm	0.1cm	0.08cm	$\pm 3 MeV/c^2$	0.9996

TAB. 5.9 – Coupures de sélections serrées pour la reconstruction des  $\Omega^-$ 

de reconstruction moyen  $\langle \epsilon_{\Omega^-} \rangle$  obtenu est de 0.23 %.

Le rapport signal/bruit du spectre en masse invariante obtenu avec ce nouveau jeu de coupures est en revanche bien meilleur, de l'ordre de 1.4. La résolution en masse  $y$  est de  $2.4 MeV/c^2$ .

(a) efficacité et taux de reconstruction en fonction du  $p_T$  du  $\Omega^-$ (b) masse invariante de  $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$ FIG. 5.21 – Reconstruction des  $\Omega^-$  en utilisant des coupures de sélection sévères.

En résumé, le premier jeu de coupures privilégie l'efficacité et le taux de reconstruction, tandis que le deuxième privilégie le rapport signal/bruit dans le spectre de masse invariante. On peut alors donner une estimation du nombre de  $\Omega^-$  que l'on devrait reconstruire sur une quantité de  $10^7$  événements, en supposant des spectres de production en  $p_T$  exponentiels, et ce pour deux valeurs extrêmes de pente inverse (figures 5.22(a) et 5.22(b)).

Pour une pente inverse de  $600 MeV$ , les  $\Omega$  devraient pouvoir être mesurables dans des quantités raisonnables jusqu'à des  $p_T$  de l'ordre de  $7 GeV/c$ , et jusqu'à  $9-10 GeV/c$  si la pente inverse atteint la valeur de  $900 MeV$ .

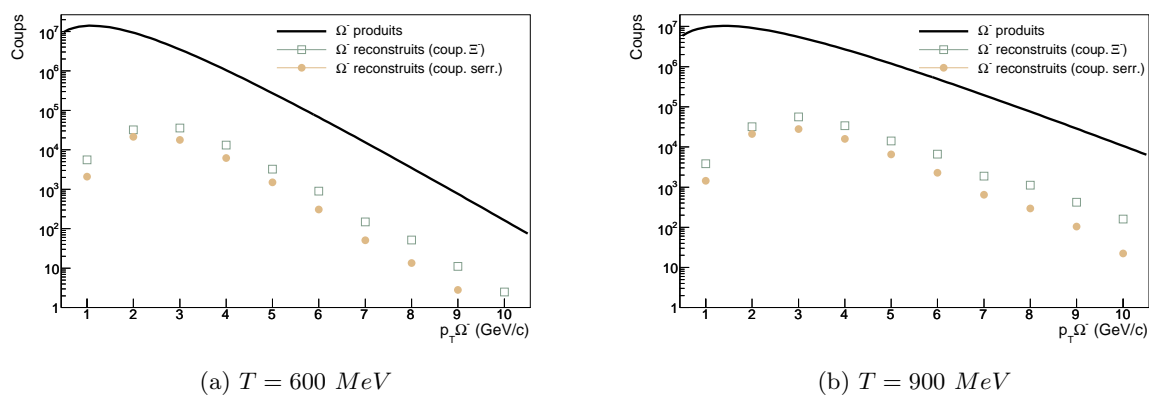


FIG. 5.22 – Nombre de  $\Omega^-$  produits et reconstruits en fonction du  $p_T$  pour  $10^7$  événements avec les coupures de référence des  $\Xi^-$  et les coupures serrées. La distribution en  $p_T$  des  $\Omega^-$  produits est ici de type exponentiel, prise pour deux valeurs extrêmes de pente inverse  $T$ .



## 5.5 Identification de dibaryons

Dans cette partie, nous nous intéresserons à l'identification des dibaryons, soit sous forme métastable, soit sous forme de résonance, avec le détecteur ALICE. Les dibaryons métastables et les modes de décroissance considérés sont  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$  et  $(\Xi^0 p)_b \rightarrow \Lambda p$ . Le mode résonant considéré est  $H^0 \rightarrow \Lambda \Lambda$ . Pour ces trois possibilités, une procédure de reconstruction topologique a été développée, c'est pourquoi l'identification du  $\Lambda$  sera uniquement faite dans son mode de désintégration chargé  $p \pi^-$ .

### 5.5.1 Le dibaryon $H^0$ dans son mode de désintégration $\Lambda p \pi^-$

Le mode de désintégration du  $H^0$  métastable en  $\Lambda p \pi^-$  est un mode privilégié pour l'identification par topologie du fait que son  $c\tau$  est probablement de l'ordre de quelques  $cm$ . On peut ainsi réduire le bruit de fond par plusieurs coupures comprenant notamment un rayon transverse de décroissance minimum.

La topologie de désintégration de ce  $H^0$  est illustrée sur la figure 5.23, dans laquelle sont également indiquées les sélections appliquées. Le principe de reconstruction consiste à associer deux  $V^0$  entre eux, le premier correspondant à la désintégration du  $\Lambda$  et le deuxième aux particules filles directement issues de celle du  $H^0$ . Ces  $V^0$  recherchés ne sont pas primaires, mais la procédure d'identification est très proche de celle présentée dans la partie 5.4.3.

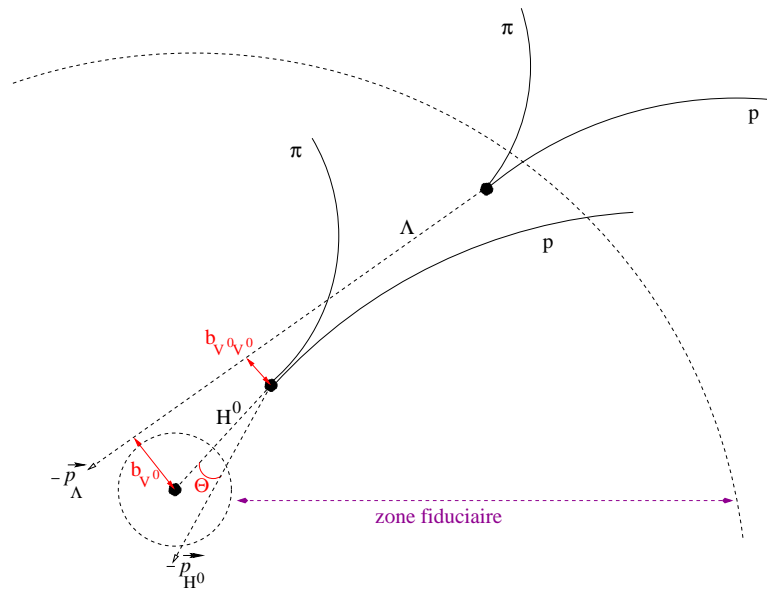


FIG. 5.23 – Topologie de désintégration du  $H^0$  métastable dans son mode  $\Lambda p \pi^-$ .

On requiert donc que le 1<sup>er</sup>  $V^0$  possède une masse invariante  $(p, \pi^-)$  proche de la masse du  $\Lambda$  et que sa trajectoire ne passe pas par le vertex primaire, de manière à éliminer la contamination des  $\Lambda$  primaires. Cela se traduit par la contrainte d'un important paramètre d'impact du  $\Lambda$  au vertex primaire ( $b_{V^0}$  sur la figure).

Le vertex de désintégration du  $H^0$  est associé à celui du second  $V^0$  reconstruit. La position de ce dernier devant être éloignée du vertex primaire, on impose que son rayon transverse soit à l'intérieur d'une zone fiduciale définie par les grandeurs  $r_\perp^{min}$  et  $r_\perp^{max}$ .

Le vertex de désintégration du  $H^0$  doit être proche spatialement de la trajectoire du  $\Lambda$ , car s'est une de ses particules filles. On impose donc une contrainte sur le paramètre d'impact entre la

trajectoire du  $\Lambda$  et le vertex de désintégration du  $H^0$  : il s'agit de la coupure de sélection  $b_{V^0V^0}$ , qui doit être faible.

La simulation des  $H^0$  métastables a été effectuée avec un champ magnétique de  $0.2 T$  et une zone fiduciaire définie entre  $r_{\perp}^{min} = 0.9 cm$  et  $r_{\perp}^{max} = 2.9 cm$ . Ce choix d'une zone fiduciaire restreinte est motivé par la volonté de bénéficier d'un maximum d'informations provenant de l'ITS pour ainsi privilégier la qualité des traces, et par conséquent pouvoir appliquer des coupures de sélection serrées et obtenir un signal de bonne pureté.

### Estimation du taux de reconstruction

Une simulation complète incluant des  $H^0$  distribués selon une loi exponentielle en  $p_T$  au sein d'événements réalistes obtenus par HIJING a été menée. Les paramètres physiques des  $H^0$  simulés sont les suivants :

- masse :  $m_{H^0} = 2210 MeV/c^2$  ;
- rapport d'embranchement  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$  : 100 % ;
- temps de vie :  $\tau = 2.6 \times 10^{-10} s$  ;
- pente inverse (voir annexe A.1) :  $T = 300 MeV$ .

Les études d'acceptance et d'efficacité demanderaient quelque  $10^5$  événement du fait du faible taux de production attendu pour le  $H^0$  (moins de 1 par événement). Par conséquent des événements contenant plusieurs dizaines de milliers de  $H^0$  à rapidité centrale ont été générés, parmi lesquels environ 650 ont été trouvables. En référence à la définition générale utilisée pour la reconstruction des  $V^0$  et des cascades, un  $H^0$  est trouvable si et seulement si les deux  $V^0$  correspondants sont trouvables. La valeur obtenue de l'acceptance du  $H^0$  ( $\langle Acc_{H^0} \rangle$ ), étant donc le rapport entre le nombre de  $H^0$  trouvables et le nombre de  $H^0$  simulés, est de 0.48 %.

L'efficacité de reconstruction du  $H^0$  ( $\langle Eff_{H^0} \rangle$ ), incluant l'efficacité de reconstruction des traces secondaires et des  $V^0$ , a été estimée par des événements enrichis en signal, c'est-à-dire des événements HIJING de multiplicité  $dN/dy$  de 4000, mélangés avec les 650  $H^0$  trouvables de l'étape précédente. Le coupures de sélection utilisées sont résumées dans le tableau 5.10. La quantité

coupures sur $V^0$				coupures sur $H^0$			
$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$dca^{max}$	$\cos \Theta_{\Lambda}^{min}$	$b_{V^0}^{min}$	$b_{V^0-V^0}^{max}$	$\Delta m_{V^0}^{max}$	$\cos \theta_{H^0}^{min}$
0.25 cm	0.02 cm	0.045 cm	0.955	0.04 cm	0.05 cm	$\pm 7 MeV/c^2$	0.9999

TAB. 5.10 – Coupures de sélection pour la reconstruction des  $H^0$  dans le mode  $\Lambda p \pi^-$

$\langle Eff_{H^0} \rangle$ , définie par le rapport entre le nombre de  $H^0$  finalement identifiés (23) et le nombre de  $H^0$  trouvables, est égale à 3.5 %. Le taux de reconstruction moyen des  $H^0$  est alors donné par le produit de l'acceptance avec l'efficacité :

$$\langle \epsilon_{H^0} \rangle = \langle Eff_{H^0} \rangle \times \langle Acc_{H^0} \rangle = 1.7 \times 10^{-4}$$

### Estimation du bruit de fond

Le signal de 23  $H^0$  identifiés correspondrait à  $23 / \langle \epsilon_{H^0} \rangle \simeq 135000$  événements si l'on suppose un taux de production de 1  $H^0$  par événement à rapidité centrale. La deuxième étape consiste à évaluer le bruit de fond correspondant à ce nombre d'événements. Ici est faite l'hypothèse que les mauvaises associations entre une trace primaire et une trace « signal » (provenant d'un hypéron ou d'un  $H^0$ ) contribuent au bruit de fond de façon prépondérante.

Un ensemble de  $N = 15$  événements HIJING et de  $M = 9000$  événements de « signal » (comportant chacun 1  $H^0$  et les multiplicités attendues des hyperons) ont été générés. On y combine chacune des traces des  $N$  événements HIJING avec les traces des  $M$  événements de signal. Après la reconstruction, on obtient un bruit de fond statistiquement équivalent à  $N \times M$  événements « signal+HIJING ».

Le bruit de fond obtenu est représenté en noir sur la figure 5.24, ainsi que le signal de  $H^0$  correspondant (en rouge).

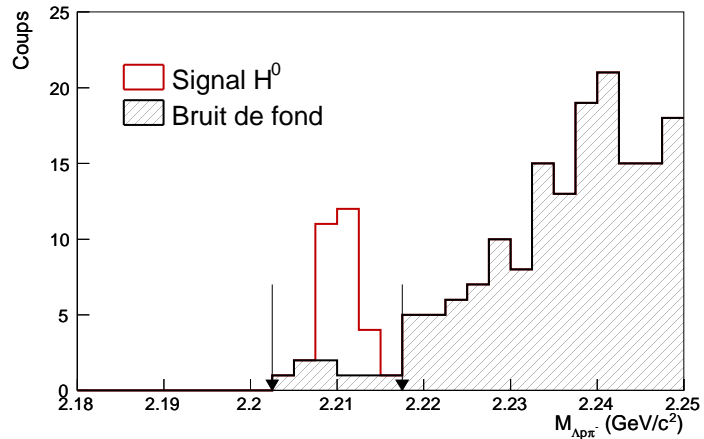


FIG. 5.24 – Spectre en masse invariante de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ , signal et bruit de fond superposés équivalents à 135000 événements.

### Calcul de sensibilité

On cherche à présent à calculer la sensibilité à  $3\sigma$  à la découverte des  $H^0$  avec le détecteur ALICE pour une statistique de  $10^7$  événements, c'est-à-dire le nombre minimum de  $H^0$  produits par collision centrale Pb–Pb à 5.5 TeV pour, avec ce même nombre d'événements, obtenir dans le spectre en masse invariante un pic de signal de signification  $S/\sqrt{B}$  supérieure à 3,  $S$  et  $B$  représentant respectivement le nombre de coups de signal et de bruit dans la fenêtre en masse  $2210 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$ . Dans le spectre en masse invariante obtenu pour un équivalent statistique de 135000 événements, le niveau de bruit y est de moins de 10 coups. En extrapolant ceci à un ensemble attendu de  $N_{evt} = 10^7$  événements au LHC, on trouve que l'observation d'un signal de  $H^0$  au-dessus du bruit à un niveau de confiance de  $3\sigma$  nécessite un nombre de  $H^0$  identifiés  $n_{H^0}$  égal à environ 80.

La sensibilité ( $S_{H^0}$ ) est définie de la façon suivante :

$$S_{H^0} = n_{H^0} / (\epsilon_{H^0} \times N_{evt})$$

On la trouve égale à environ  $5 \times 10^{-2}$   $H^0$  par événement sur les deux unités de rapidité centrale, c'est-à-dire  $dN_{H^0}/dy \simeq 2.5 \times 10^{-2}$  dans ce même domaine de rapidité.

Notons que cette sensibilité dépend fortement de la masse du  $H^0$  ; en effet le niveau de bruit atteint dans un autre domaine de masse invariante du spectre peut être beaucoup plus large. Les hypothétiques  $H^0$ -dibaryons pourraient, à titre d'exemple, posséder une masse de  $2220 \text{ MeV}/c^2$ , ce qui correspondrait à une masse de  $10 \text{ MeV}/c^2$  en-deçà du seuil d'instabilité. Dans ce cas, les caractéristiques cinématiques de désintégration du  $H^0$  ne seraient que très peu modifiées, et on devrait obtenir le même taux de reconstruction, c'est-à-dire la même quantité de signal que pour une masse de  $2210 \text{ MeV}/c^2$ . Ainsi, par simple comptage du bruit de fond dans la fenêtre en masse

[ $2220 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$ ], la sensibilité obtenue deviendrait de 0.11 par événement, ce qui est 2.6 fois moins bon.

### 5.5.2 Le dibaryon $(\Xi^0 p)_b$ dans son mode de désintégration $\Lambda p$

Une étude similaire a été menée pour l'état lié  $(\Xi^0 p)_b$  dans le mode de décroissance  $\Lambda p$ . Les paramètres physiques simulés du dibaryon considéré sont les suivants :

- masse :  $m_{(\Xi^0 p)_b} = 2225 \text{ MeV}/c^2$  ;
- rapport d'embranchement  $(\Xi^0 p)_b \rightarrow \Lambda p$  : 100 % ;
- temps de vie :  $\tau = 2.6 \times 10^{-10} \text{ s}$  ;
- pente inverse :  $T = 300 \text{ MeV}$ .

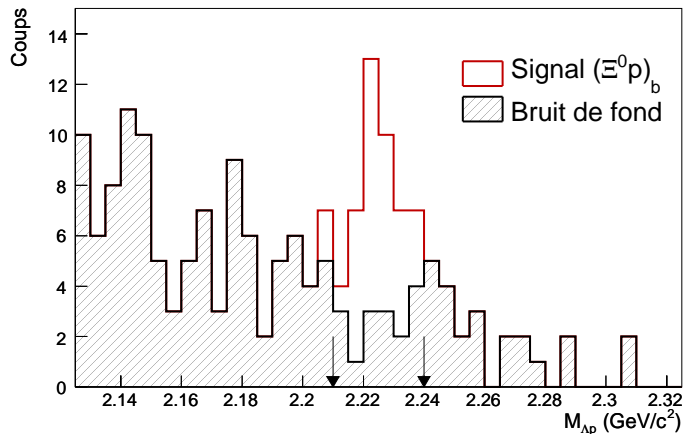
L'algorithme de reconstruction du  $(\Xi^0 p)_b$  est très proche de celui du  $\Xi^-$ , le  $\pi^-$  y étant remplacé par un proton.

En suivant la même procédure que celle du  $H^0$  de la partie précédente, on trouve les valeurs moyennes d'acceptance, efficacité et taux de reconstruction suivants :

- $\langle Acc_{(\Xi^0 p)_b} \rangle = 0.57\%$  ;
- $\langle Eff_{(\Xi^0 p)_b} \rangle = 9.64\%$  ;
- $\langle \epsilon_{(\Xi^0 p)_b} \rangle = 5.5 \times 10^{-4}$ .

Le spectre en masse invariante présenté en figure 5.25, contenant une quantité de signal de 32  $(\Xi^0 p)_b$  identifiés dans la fenêtre de masse [ $2225 \pm 15 \text{ MeV}/c^2$ ], correspond à une statistique d'environ 60000 événements pour un taux de production de 1  $(\Xi^0 p)_b$  par événement. Le bruit de fond correspondant

FIG. 5.25 – Spectre en masse invariante de  $(\Xi^0 p)_b \rightarrow \Lambda p$ , signal et bruit de fond équivalents à 60000 événements superposés.



est de moins de 20 coups dans cette même fenêtre, ce qui par extrapolation à  $10^7$  événements nécessite un nombre minimum de 180  $(\Xi^0 p)_b$  identifiés pour un niveau de confiance de  $3\sigma$ . On en déduit une sensibilité de  $S_{(\Xi^0 p)_b} = 3.5 \times 10^{-2}$   $(\Xi^0 p)_b$  par événement à rapidité centrale, ce qui correspond à un  $dN_{(\Xi^0 p)_b}/dy$  minimum de  $1.7 \times 10^{-2}$  par événement pour que cette particule soit observée.

### 5.5.3 Le mode résonant $H^0 \rightarrow \Lambda\Lambda$

On s'intéresse dans cette partie à l'identification dans les collisions Pb–Pb à 5.5 TeV du  $H^0$ -dibaryon sous forme de résonance, se désintégrant par interaction forte dans le mode  $\Lambda\Lambda$ . Afin

d'évaluer les capacités d'ALICE à identifier une telle particule, on produit, avec un champ magnétique de  $0.5 T$ , des événements contenant une multiplicité de particules primaires réaliste :

- $100 \Lambda + 100 \bar{\Lambda}$  ;
- $15 \Xi^- + 15 \bar{\Xi}^+$  ;
- $dN/dy = 4000$ , obtenues par le modèle HIJING.

La simulation d'événements équivalente à un an de prises de données (environ  $10^7$  événements) prend trop de temps pour être réalisée, c'est pourquoi une stratégie de simulation « rapide » d'événements a été mise en place. Elle consiste à générer des événements pseudo-réalistes de manière rapide, puis d'extrapoler les résultats à  $10^7$  événements.

A partir de 300 événements réalistes contenant chacun la multiplicité attendue donnée plus haut, on utilise un jeu de coupures topologiques, pour le  $\Lambda$ , décrit dans le tableau 5.11, qui permettent de reconstruire des  $\Lambda$  avec une bonne pureté, d'environ 85 % dans le domaine de masse invariante [ $m_\Lambda \pm 5 \text{ MeV}/c^2$ ]. Avec ces 300 événements, on reconstruit un nombre moyen de 6.6  $\Lambda$  par événement.

$b^{min}$	$b_+^{min}$	$dca_{max}$	$\cos \Theta^{min}$
0.15	0.10	0.10	0.9997

TAB. 5.11 – Coupures topologiques appliquées pour la reconstruction des  $\Lambda$

Comme la reconstruction du  $H^0$  résonant est un simple algorithme qui associe toutes les paires de candidats  $\Lambda$  primaires, la stratégie consiste à générer des petits événements rapides, contenant chacun des  $\Lambda$  et des  $H^0$  uniquement, qui, après reconstruction, donne le même nombre de  $\Lambda$  dans la fenêtre de masse que pour des événements réalistes, c'est-à-dire 6.6.

De cette façon, on peut créer approximativement les mêmes conditions que dans des événements réalistes : le nombre de corrélations de paires  $\Lambda$ - $\Lambda$  est le même, et on peut ainsi diminuer sensiblement l'espace mémoire et le temps de calcul.

Dans les événements rapides, les  $\Lambda$  et les  $H^0$  sont simulés selon une distribution en  $p_T$  exponentielle. Les propriétés physiques des  $H^0$  simulés, devant être consistantes avec celles d'une résonance, ont été choisies comme suit :

- masse :  $m_{H^0} = 2252 \text{ MeV}/c^2$  ;
- rapport d'embranchement  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$  : 100% ;
- largeur de résonance :  $\Gamma_{H^0} = 13 \text{ MeV}/c^2$ .

Un total de  $10^4$  événements a été produit, dont chacun contenant 110  $\Lambda$  et 5  $H^0$ . Ces événements fournissent à la fois une estimation du taux de reconstruction du  $H^0$  et du niveau de bruit attendu pour  $10^4$  événements. Parmi ces  $10^4$  événements, le nombre moyen de  $\Lambda$  primaires reconstruits par événement est de 6.7, ce qui est proche des 6.6 attendus.

Le taux de reconstruction des  $H^0$  obtenu avec les événements rapides est :

$$\epsilon_{H^0} = 7 \times 10^{-4}$$

Le spectre en masse invariante des  $H^0$  identifiés est présenté, sans et avec le bruit de fond estimé, sur la figure 5.26.

Le bruit de fond combinatoire a été calculé sans la contribution des  $\Lambda$  issus de la désintégration des  $H^0$ . Ceci se fonde sur l'hypothèse que le bruit de fond corrélé, par exemple entre un  $\Lambda$  primaire et un  $\Lambda$  fille du  $H^0$ , est négligeable étant donné le faible taux de production attendu pour le  $H^0$ .

Les valeurs du taux de reconstruction du  $H^0$  et du niveau de bruit obtenus avec ces  $10^4$  événements peut fournir une estimation de la sensibilité à  $3 \sigma$  pour une telle particule, comme

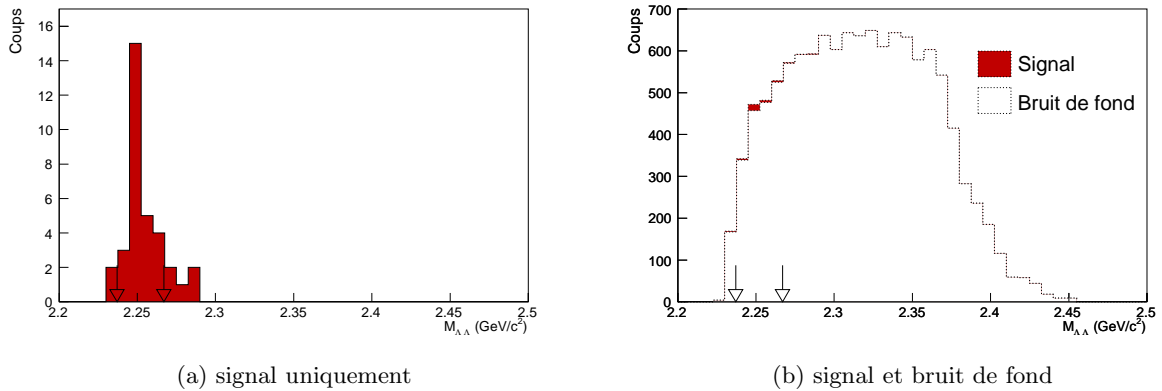


FIG. 5.26 – Spectre en masse invariante des  $H^0$  reconstruits dans le mode  $\Lambda\Lambda$ . Le bruit de fond représenté provient des  $\Lambda$  primaires uniquement.

cela a été effectué pour les dibaryons métastables. La significane est ici définie par  $S/\sqrt{B}$  dans la fenêtre de masse  $[2252 \pm 15 \text{ MeV}/c^2]$ . On compte 27 coups de signal et environ 1800 coups de bruit, ce qui nous donne une sensibilité à  $3\sigma$  pour  $10^7$  événements de 0.74 par événement dans l'intervalle de rapidité  $[-1 < y < 1]$ , soit  $dN_{H^0}/dy = 0.37$  dans ce même domaine de rapidité.

Cette valeur de sensibilité est donnée ici de manière très indicative, car elle dépend fortement de la largeur de la résonance, de sa masse (position du pic dans le spectre) et de son rapport d'embranchement en  $\Lambda\Lambda$ . Les calculs de bruit de fond et de taux de reconstruction peuvent en être affectés, ce qui affectera également la sensibilité.

## 5.6 État actuel du code de reconstruction

Les résultats qui ont été montrés dans ce chapitre consacré aux performances d'ALICE dans l'identification des particules étranges ont été obtenus avec une version du code de reconstruction datant de l'année 2004. Depuis, ce code a beaucoup évolué et les méthodes d'identification des particules (*PID*) sont à présent utilisables. Nous verrons dans cette partie quelques résultats-clés obtenus avec cette version récente.

Le même type d'événements que ceux utilisés dans les parties précédentes (voir 5.4.1) ont été simulés avec ce code et la recherche des vertex secondaires  $\Lambda$  et  $\Xi^-$  y a été menée. Les coupures utilisées pour la reconstruction sont répertoriées dans le tableau 5.12.

coupures sur les $V^0$				coupures sur les cascades				
$b_-^{min}$	$b_+^{min}$	$DCA^{max}$	$\cos \Theta_{\Lambda}^{min}$	$b_{V^0}^{min}$	$b_{bach}^{min}$	$DCA_{V^0-b}^{max}$	$\Delta m_{V^0}^{max}$	$\cos \Theta_{\Xi^-}^{min}$
0.05cm	0.05cm	0.6cm	0.994	0.05cm	0.1cm	0.1cm	$\pm 3 MeV/c^2$	0.998

TAB. 5.12 – Coupures de sélections utilisées pour la reconstruction des  $V^0$  et des cascades.

Une sélection préalable des traces filles a été faite grâce aux informations sur la perte d'énergie ( $dE/dX$ ) de celles-ci dans la TPC.

Les spectres en masse invariante obtenus avec ces coupures sur 300 événements sont présentés en figures 5.27(a) et 5.27(b) pour les  $\Lambda$  et les  $\Xi^-$  respectivement. Le signal de  $\Lambda$  y est très pur, avec

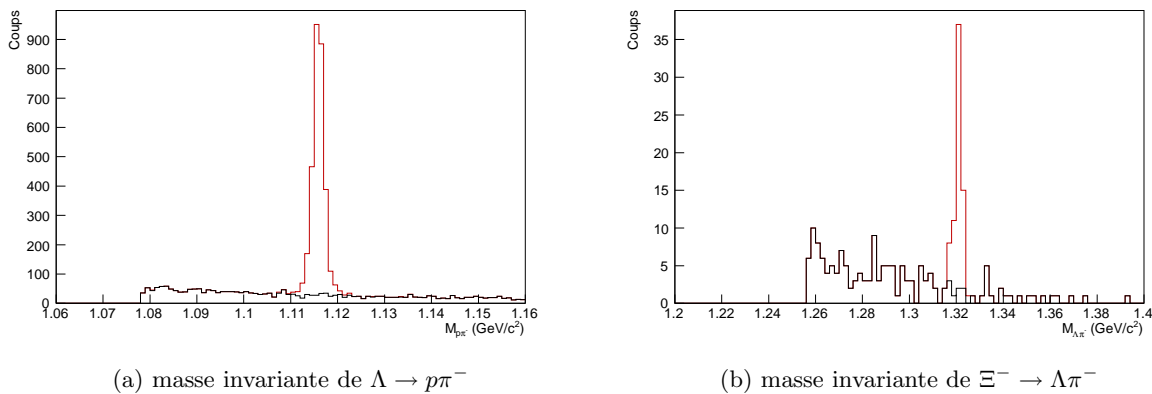


FIG. 5.27 – Spectres en masse invariante des  $\Lambda$  et des  $\Xi^-$ .

un rapport signal/bruit de plus de 10 dans la fenêtre en masse  $[m_{\Lambda} \pm 5 MeV/c^2]$ . Le nombre de  $\Lambda$  reconstruits par événement est d'environ 10, ce qui correspond à un taux de reconstruction moyen  $\langle \epsilon_{\Lambda} \rangle$  de 10 %. La résolution en masse est de l'ordre de  $1.2 MeV/c^2$ .

En ce qui concerne le  $\Xi^-$ , on constate un nombre de plus 0.2  $\Xi^-$  reconstruits par événement. Le taux de reconstruction moyen  $\langle \epsilon_{\Xi^-} \rangle$  est de 1.4 % environ, et la résolution en masse obtenue est de  $1.4 MeV/c^2$ .

En conclusion, l'évolution du code de reconstruction d'ALICE montre des différences sensibles entre les résultats obtenus en 2004 et ceux obtenus en 2005. La résolution sur la masse invariante est meilleure qu'auparavant, ce qui montre que l'algorithme de reconstruction est devenu plus précis ;

le taux de reconstruction du  $\Xi^-$  est amélioré, le bruit de fond restant à un niveau très bas.

C'est en grande partie grâce à l'utilisation de l'information sur la perte d'énergie des particules que le bruit de fond peut être réduit d'autant. Pourtant, les études menées dans la partie précédente, qui n'ont à aucun moment fait intervenir une telle identification, gardent tout leur intérêt et montrent qu'il sera toujours possible dans les données réelles d'effectuer des analyses liées à l'étrangeté uniquement par des procédés topologiques.



## 5.7 Bilan

Ce chapitre a présenté les performances d'ALICE dans la reconstruction des hyperons et des dibaryons  $H^0$  et  $(\Xi^0 p)_b$ .

Le travail effectué a montré que les hyperons peuvent être identifiés, par des méthodes topologiques ne nécessitant pas d'identification préalable des traces, avec des taux de reconstruction confortables pour réaliser des études dans le domaine du *bulk*, c'est-à-dire dans la région des basses impulsions transverses. Du fait de leur faible taux de production dans la région des hautes impulsions transverses, leur identification y reste difficile, mais des coupures dépendantes du  $p_T$  ont été développées pour le  $\Lambda$  et pour le  $\Xi$  afin d'en reconstruire une quantité substantielle pour une statistique de  $10^7$  événements centraux. La contribution des hyperons dans les analyses de la physique des hauts  $p_T$  sera donc possible avec ALICE. Il serait souhaitable dans l'avenir de préciser, notamment pour les  $\Omega$ , ces résultats avec une quantité d'événements plus importante. Par ailleurs, le développement de coupures topologiques corrélées entre elles, ainsi qu'avec le  $p_T$ , pourrait certainement être bénéfique quant à la réduction du bruit de fond et l'augmentation du taux de reconstruction, notamment dans la région des hauts  $p_T$ .

Les études menées sur les dibaryons et les sensibilités obtenues reposent sur plusieurs hypothèses choisies pour la simulation. Les paramètres comme la masse, la pente inverse, le rapport d'embranchement ou le temps de vie des dibaryons considérés ne sont pas connus précisément et différentes valeurs pourraient affecter les taux de reconstruction et par conséquent les sensibilités. Néanmoins, ces paramètres de simulation ont été choisis de manière raisonnable en fonction des prédictions existantes et donnent des estimations des sensibilités, qui, sans se vouloir être exactes, représentent un ordre de grandeur des capacités d'ALICE à identifier de telles particules. Les études d'identification des dibaryons se désintégrant de manière faible devront être également effectuées pour un champ magnétique de  $0.5 T$ . Il sera aussi intéressant d'étendre ces études vers d'autres types de dibaryons, comme la résonance  $\Xi^- p$ .



# Conclusions et discussions

Dans le cadre de la préparation de l'expérience ALICE, le travail présenté dans le chapitre 5 a permis de donner une estimation des performances liées à l'identification des hypérons. Des différentes régions d'impulsion transverse accessibles pourront être extraites des informations précieuses à propos des phénomènes intervenant dans les phases successives des collisions. Ces estimations ont été obtenues pour deux stratégies de reconstruction.

La première a consisté à reconstruire les hypérons à l'intérieur d'un faible rayon transverse autour du faisceau (zone fiduciaire), de manière à bénéficier du maximum d'informations provenant de l'ITS (1 *cluster* par couche) pour la reconstruction des traces. Les résultats obtenus pour l'identification des  $\Lambda$  ont montré de faibles acceptances et taux de reconstruction ( $\sim 3.5\%$  et  $\sim 0.5\%$  respectivement), mais en revanche un très bon rapport signal/bruit, de l'ordre de 5.

La deuxième stratégie a consisté à reconstruire les hypérons dans une large zone fiduciaire, s'étendant jusqu'au rayon interne de la TPC, sans contraindre le nombre de *clusters* présents dans l'ITS. Dans ce cas, la précision obtenue sur la trajectoire des traces, répercutée sur l'efficacité de reconstruction, s'est avérée moins bonne que dans la première stratégie. Ceci a amené à considérer des coupures de sélection topologiques plus relâchées, mais provoquant une augmentation du bruit de fond combinatoire. Cependant, l'acceptance et le taux de reconstruction ont été nettement améliorés, notamment dans la région des hautes impulsions transverses, où le gain se chiffre à un facteur d'environ 40.

La large zone fiduciaire s'est donc révélée adéquate pour les études liées à la mesure des taux de production des hypérons. Des coupures de sélection de référence, simples d'utilisation, ont été présentées. Pour de telles coupures, les taux de reconstruction atteints pour les  $\Lambda$ ,  $\Xi$  et  $\Omega$  sont de 11 %, 0.5 % et 0.2 % respectivement, avec des rapports signal/bruit de l'ordre de 1.5 pour chacun d'eux.

De plus, des coupures dépendantes de l'impulsion transverse ont été mises en place afin d'optimiser le taux de reconstruction dans la région des hauts  $p_T$ , là où les coupures de référence sont trop sévères. Ces coupures spéciales ont permis de gagner une quantité substantielle de  $\Lambda$  et  $\Xi$  supplémentaires dans les hauts  $p_T$ , tout en gardant de bons rapports signal/bruit.

Ces études ont montré que, même sans identification préalable des traces, la procédure de reconstruction topologique est suffisamment efficace pour reconstruire les hypérons dans des quantités appréciables, tout en conservant un rapport signal/bruit confortable. Les études d'analyse de composition chimique et de *flow* en termes de baryons étranges seront possible avec ALICE dans les collisions Pb–Pb et, grâce aux multiplicités reconstruites, avec de bons niveaux de confiance. De plus, l'étendue des domaines de  $p_T$  accessibles offrent de nouvelles perspectives à la physique des phénomènes durs impliquant la présence de particules étranges. Dès la première année de prises de données ion-ion, pour laquelle on attend quelque  $10^7$  événements centraux, les  $\Lambda$ ,  $\Xi$  et  $\Omega$  pourront être identifiés jusqu'à des impulsions transverses de l'ordre de 12, 10 et 8  $GeV/c$  respectivement.

Ces résultats encourageants doivent cependant être pondérés par le fait qu'il dépendent des conditions de simulation. Le nombre d'événements générés a été un facteur limitant pour le niveau de confiance à accorder aux estimations présentées ici, notamment pour les particules de faible taux de production comme le  $\Xi$  et surtout le  $\Omega$ . Le bon fonctionnement, la calibration et l'alignement des détecteurs seront déterminants quant aux performances qui pourront être effectivement réalisées. De plus, les multiplicités réelles en particules chargées atteintes dans les événements centraux altéreront peut-être de façon notable les résultats obtenus ici. Pour toutes ces raisons, il sera essentiel de mettre en place des méthodes d'*embedding* dès que les premières données réelles Pb–Pb seront accessibles. La grande quantité d'événements pouvant être analysée grâce à la grille de calcul permettra d'affiner ces estimations et de déterminer les corrections d'acceptance, d'efficacité et de taux de reconstruction en fonction non seulement du  $p_T$ , comme cela l'a été réalisé ici, mais idéalement en fonction de la rapidité également.

Outre la nécessité d'identifier les hypérons produits dans les collisions d'ions lourds, leurs procédures de reconstruction topologiques peuvent être employées pour la recherche de particules exotiques comme les dibaryons étranges, dont la preuve de l'existence impliquerait nombre de développements nouveaux dans l'astrophysique et plus généralement concernant la connaissance de la matière nucléaire. Les travaux concernant la recherche de dibaryons présentés ici ont été menés à la fois sur les expériences ALICE et STAR, dans les chapitres 5 et 4.

Une partie a été consacrée à l'estimation de la sensibilité de l'expérience ALICE à la découverte des dibaryons  $H^0$ ,  $(\Lambda\Lambda)_b$  et  $(\Xi^0 p)_b$ . La sensibilité à  $3\sigma$  est définie comme le nombre minimum moyen de dibaryons devant être produits par collision pour espérer obtenir un signal d'un niveau de confiance supérieur à 3 dans un spectre en masse invariante, pour un nombre de  $10^7$  événements.

Cette sensibilité a été estimée à  $dN_{H^0}/dy \simeq 2.5 \times 10^{-2}$  et  $1.7 \times 10^{-2}$  par événement pour les modes métastables  $H^0, (\Lambda\Lambda)_b \rightarrow \Lambda p \pi^-$  et  $(\Xi^0 p)_b \rightarrow \Lambda p$  respectivement. Ces résultats sont du même ordre de grandeur que les taux de productions prévus au RHIC. Pour le mode résonant  $H^0 \rightarrow \Lambda\Lambda$ , la sensibilité obtenue est de  $dN_{H^0}/dy \simeq 0.37$  par événement.

Bien que ces sensibilités reposent sur un certain nombre d'approximations en raison de paramètres inconnus théoriquement (masse, durée de vie, etc.), elles représentent un ordre de grandeur de ce qui peut être découvert au LHC grâce à l'expérience ALICE. Comme dans le cas des hypérons, la précision de ces résultats pourra être améliorée par des études d'*embedding*.

Par ailleurs, la recherche de dibaryons dans des données réelles de STAR a été effectuée, dans les canaux de désintégration métastable  $\Lambda p \pi^-$  et résonant  $\Xi^- p$ . L'analyse des corrélations  $\Xi^- - p$  dans les données Au–Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$  n'a donné aucun signal significatif.

En revanche, un pic dans le spectre en masse invariante de  $\Lambda p \pi^-$  a été remarqué dans les données Au–Au à  $200 \text{ GeV}$ . Après une estimation par *rotating* du bruit de fond et un ajustement linéaire de celui-ci, la signification  $S/\sqrt{B}$  du pic a été calculée à 4.85, ce qui, du point de vue purement statistique, correspond à un niveau de confiance de plus de 99 %, l'estimation des erreurs systématiques devant encore être effectuée. Quoique significatif, ce résultat n'est pas suffisant pour envisager de parler de « signal » et doit, par conséquent, être appréhendé avec circonspection.

D'autre part, en supposant qu'il s'agit d'un signal de dibaryon, le taux de production estimé, 0.38 par unité de rapidité et par événement, est élevé par rapport aux prédictions de [65]. Cependant, ce taux dépend fortement de l'estimation de l'efficacité de reconstruction effectuée, elle-même dépendant du choix des paramètres de simulation (pente inverse du spectre en  $m_T$ , durée de vie, etc.), qui nécessite des études théoriques et expérimentales supplémentaires.

# Annexe A

## Compléments

### A.1 Production de particules suivant une loi exponentielle

La description de l'émission des particules est généralement réalisée dans un espace à deux dimensions : la rapidité et la masse transverse. Pour parvenir à cette description, considérons d'abord la section efficace différentielle d'une particule dans un repère à coordonnées cylindriques :

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{d^3\sigma}{p_T dp_T d\theta dp_z}$$

or, pour des raisons de symétrie,  $\sigma$  ne dépend pas de  $\theta$  :

$$\frac{d^2\sigma}{p_T dp_T dp_z} = \int_0^{2\pi} \frac{d^3\sigma}{p_T dp_T d\theta dp_z} d\theta = 2\pi \frac{d^3\sigma}{p_T dp_T d\theta dp_z}$$

donc

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d^2\sigma}{p_T dp_T dp_z}$$

La production de la particule étant proportionnelle à la section efficace, on a :

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p} \propto \frac{d^2N}{2\pi p_T dp_T dp_z}$$

Or l'énergie  $E$  de la particule peut s'écrire :

$$E = \frac{dp_z}{dy}$$

on obtient donc que

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \propto \frac{d^2N}{2\pi p_T dp_T dy}$$

On peut par ailleurs montrer que

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2N}{dp_T dy} \propto e^{-m_T/T}$$

où  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ .

Comme  $m_T dm_T = p_T dp_T$ , on obtient également :

$$\frac{1}{m_T} \frac{d^2 N}{dm_T dy} \propto e^{-m_T/T}$$

Ainsi, la génération d'un spectre en  $(p_T, y)$  ou  $(m_T, y)$  peut être réalisée à partir d'un profil exponentiel, tel que :

$$\frac{d^2 N}{dm_T dy} \propto m_T \cdot e^{-m_T/T} \quad \text{ou} \quad \frac{d^2 N}{dp_T dy} \propto p_T \cdot e^{-\sqrt{p_T^2 + m^2}/T}$$

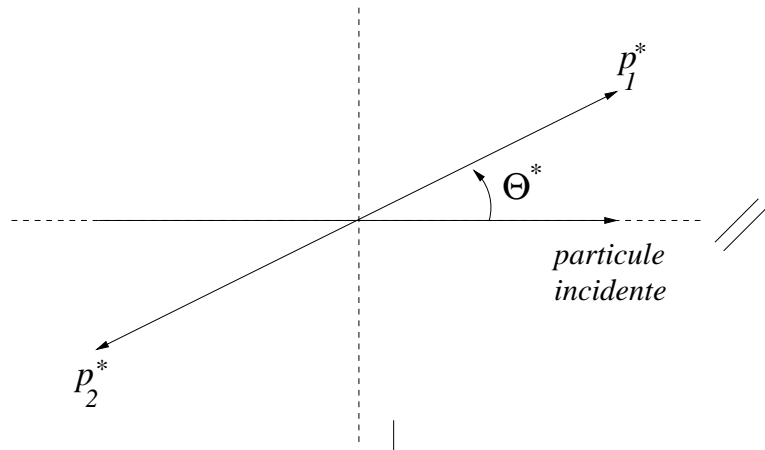
Si, de plus, le profil en rapidité de la particule est plat, comme c'est souvent le cas à rapidité centrale, on a :

$$\left. \frac{dN}{dm_T} \right|_{|y| < 1} \propto m_T \cdot e^{-m_T/T} \quad \text{ou} \quad \left. \frac{dN}{dp_T} \right|_{|y| < 1} \propto p_T \cdot e^{-\sqrt{p_T^2 + m^2}/T}$$

## A.2 Coupures de type Armenteros-Podolanski

Considérons une particule mère, de masse  $M$ , se désintégrant en deux particules filles 1 et 2, de masses  $m_1$  et  $m_2$ . Une telle désintégration à deux corps, est représentée sur la figure A.1. Les indices \* correspondent aux grandeurs prises dans le centre de masse.

FIG. A.1 – Désintégration à deux corps dans le centre de masse.



Par conservation de l'impulsion totale, on a dans le centre de masse  $||\vec{p}_1^*|| = ||\vec{p}_2^*|| = p^*$ . La direction donnée par  $\parallel$  représente, dans le laboratoire, celle de la particule mère. On a donc :

$$p_{1\parallel}^* = p^* \cos \Theta^* \quad p_{1\perp}^* = p^* \sin \Theta^* \quad p_{2\parallel}^* = -p^* \cos \Theta^* \quad p_{2\perp}^* = -p^* \sin \Theta^*.$$

Le passage dans le référentiel du laboratoire s'effectue grâce à un *boost* de Lorentz, tel que

$$\begin{pmatrix} E \\ p_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma \\ \beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^* \\ p_{\parallel}^* \end{pmatrix}$$

ce qui fait que

$$p_{1\parallel} = \beta\gamma E_1^* + \gamma p_{1\parallel}^* \quad \text{et} \quad p_{2\parallel} = \beta\gamma E_2^* + \gamma p_{2\parallel}^*$$

d'où

$$p_{1\parallel} = \beta\gamma E_1^* + \gamma p^* \cos \Theta^* \quad \text{et} \quad p_{2\parallel} = \beta\gamma E_2^* - \gamma p^* \cos \Theta^*$$

Posons  $\alpha$  tel que

$$\alpha = \frac{p_{1\parallel} - p_{2\parallel}}{p_{1\parallel} + p_{2\parallel}}$$

En remarquant que  $p_{1\parallel} + p_{2\parallel} = \beta\gamma M$ , on obtient

$$\alpha = \frac{2p^*}{\beta M} \cos \Theta^* + \frac{E_1^* - E_2^*}{M}$$

En posant  $a = \frac{2p^*}{\beta M}$ ,  $b = \frac{E_1^* - E_2^*}{M}$ , on a donc :

$$\boxed{\alpha = a \cos \Theta^* + b} \quad (\text{A.1})$$

Remarquons que

$$\begin{aligned} E_1^* + E_2^* &= M & \text{et} & & p_1^* &= -p_2^* \\ (E_1^*)^2 &= (p_1^*)^2 + m_1^2 & \text{ainsi que} & & (E_2^*)^2 &= (p_2^*)^2 + m_2^2 \end{aligned}$$

ce qui donne

$$E_1^* = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M} \quad \text{et} \quad E_2^* = \frac{M^2 + m_2^2 - m_1^2}{2M}$$

Le facteur  $b$  s'obtient donc par la relation :

$$\boxed{b = \frac{m_1^2 - m_2^2}{M^2}} \quad (\text{A.2})$$

Comme  $p^* = \sqrt{(E_1^*)^2 - m_1^2}$ , on obtient :

$$\boxed{a = \frac{2\sqrt{(E_1^*)^2 - m_1^2}}{\beta M}} \quad (\text{A.3})$$

En posant  $p_{Tarm} = p_{1\perp}^* = p_{2\perp}^*$  et en utilisant la relation  $\cos^2 \Theta^* + \sin^2 \Theta^* = 1$ , on obtient

$$\boxed{\left(\frac{\alpha - b}{a}\right)^2 + \left(\frac{p_{Tarm}}{p^*}\right)^2 = 1} \quad (\text{A.4})$$

Cette équation signifie que pour une vitesse  $\beta$  de la particule mère, les variables  $\alpha$  et  $p_{Tarm}$  se distribuent selon une ellipse. La figure A.2 illustre la distribution en  $(p_{Tarm}, \alpha)$  des particules  $K_S^0$ ,  $\Lambda$  et  $\bar{\Lambda}$ .

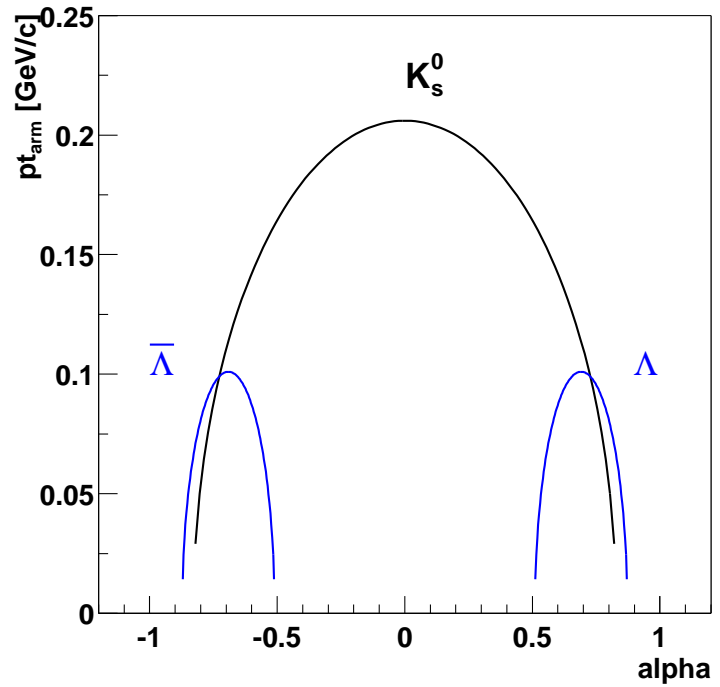
Le tableau A.1 donne les valeurs de  $a$ ,  $b$  et  $p^*$  dans le cas où la particule mère est un  $\Lambda$  de vitesse  $\beta = 1$ , se désintégrant dans le canal  $p\pi^-$ .

$M$ (MeV/c <sup>2</sup> )	$m_1$ (MeV/c <sup>2</sup> )	$m_2$ (MeV/c <sup>2</sup> )	$p^*$ (MeV/c)	$a$	$b$
1115.7	938.3	139.6	100.5	0.18	0.69

TAB. A.1 – Valeurs numériques des paramètres  $p^*$ ,  $a$  et  $b$  pour la désintégration  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  dans l'hypothèse  $\beta = 1$ .

Pour l'identification des  $\Lambda$  dans la partie 4.2.4, des valeurs maximales de  $\alpha$  et  $p_{Tarm}$ , de 0.9 et 110 MeV/c respectivement, ont été imposées.

FIG. A.2 – Graphe d’Armenteros-Podolanski : distribution en  $(p_{Tarm}, \alpha)$  des  $K_S^0$ ,  $\Lambda$  et  $\bar{\Lambda}$ .



### A.3 Méthode d’estimation du bruit de fond par *rotating*

La procédure dite de *rotating* a pour but d’estimer le bruit de fond obtenu lors de la reconstruction d’un vertex secondaire. Cette méthode est décrite ici de manière brève pour une compréhension rapide, mais une explication plus détaillée est accessible dans la référence [76].

Dans le cas de la reconstruction d’un  $H^0$  par la méthode utilisée dans le chapitre 4, une trace est retournée autour de l’axe du faisceau. La figure A.3 illustre schématiquement cette procédure.

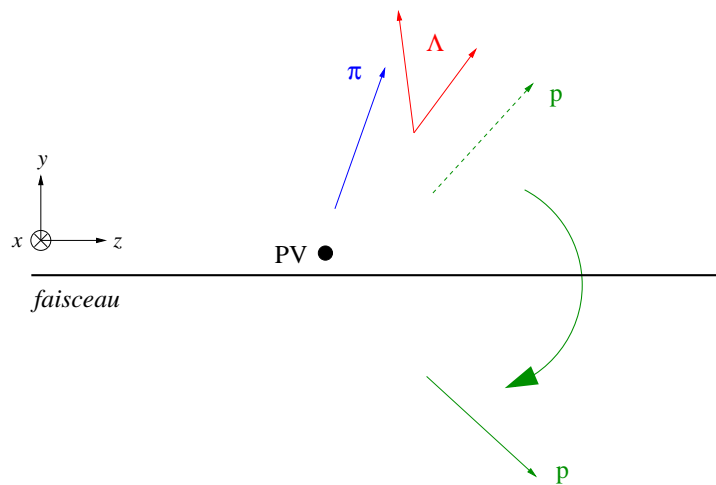


FIG. A.3 – Procédure de *rotating* : rotation du proton autour de l’axe du faisceau.



Le vecteur impulsion du proton subit la transformation :

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} -p_x \\ -p_y \\ p_z \end{pmatrix}$$

Le vecteur position de l'origine de la trace subit, dans le repère lié au vertex primaire reconstruit (PV sur la figure), la transformation :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_{PV} \mapsto \begin{pmatrix} -x \\ -y \\ z \end{pmatrix}_{PV}$$

De cette manière, tout signal possible est détruit, uniquement du bruit de fond combinatoire est reconstruit. La quantité de candidats  $H^0$  reconstruits par *rotating* est la même que celle obtenue par la reconstruction normale.

## A.4 Significance d'un pic en fonction du nombre d'événements

Considérons un spectre en masse invariante de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$  donnant un pic au-dessus du bruit de fond pour un nombre de  $n$  événements. Le signal ( $S$ ) est compté comme la différence des intégrales du pic et du bruit ( $N$ ) dans une gamme de masse pertinente. Le signal comme le bruit sont, pour une statistique raisonnable d'événements, proportionnels au nombre d'événements analysés  $n$  :

$$S(n) = \alpha \times n$$

$$N(n) = \beta \times n$$

La signification du pic  $S/\sqrt{N}$  s'écrit donc

$$\frac{S}{\sqrt{N}}(n) = \frac{\alpha}{\sqrt{\beta}} \sqrt{n} = C \sqrt{n} ; C = \frac{\alpha}{\sqrt{\beta}}$$

Le calcul de  $C$  s'effectue grâce aux données, en utilisant les valeurs de  $S$  et  $N$  pour un nombre d'événements  $n$  connu, grand de préférence.

Dans le cadre de la section 4.6, ont été utilisés les résultats obtenus pour  $n=723788$  événements, pour lesquels  $S = 798$  et  $N = 27089$ , ce qui donne

$$C = \frac{798}{\sqrt{27089 * 723768}} = 5.7 \times 10^{-3}$$

## A.5 Effet des coupures de sélection dans la recherche des $H^0$

Cette partie présente une étude sur l'effet des variations des coupures de sélections sur le spectre en masse invariante obtenu lors de la reconstruction des  $H^0$  dans les données Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Il a ici été considéré 10 jeux de coupures relativement proches des coupures de sélection présentées dans le tableau 4.6. Ce qui suit n'est en rien exhaustif mais permet de se faire un idée sur ce

que l'on peut obtenir avec différentes coupures de sélection. Notons que la signification obtenue dans la fenêtre de masse est, pour chacun de ces graphes, inférieure à celle présentée dans la partie 4.6.

### $m_{H^0} - m_{V^0}$ rotating

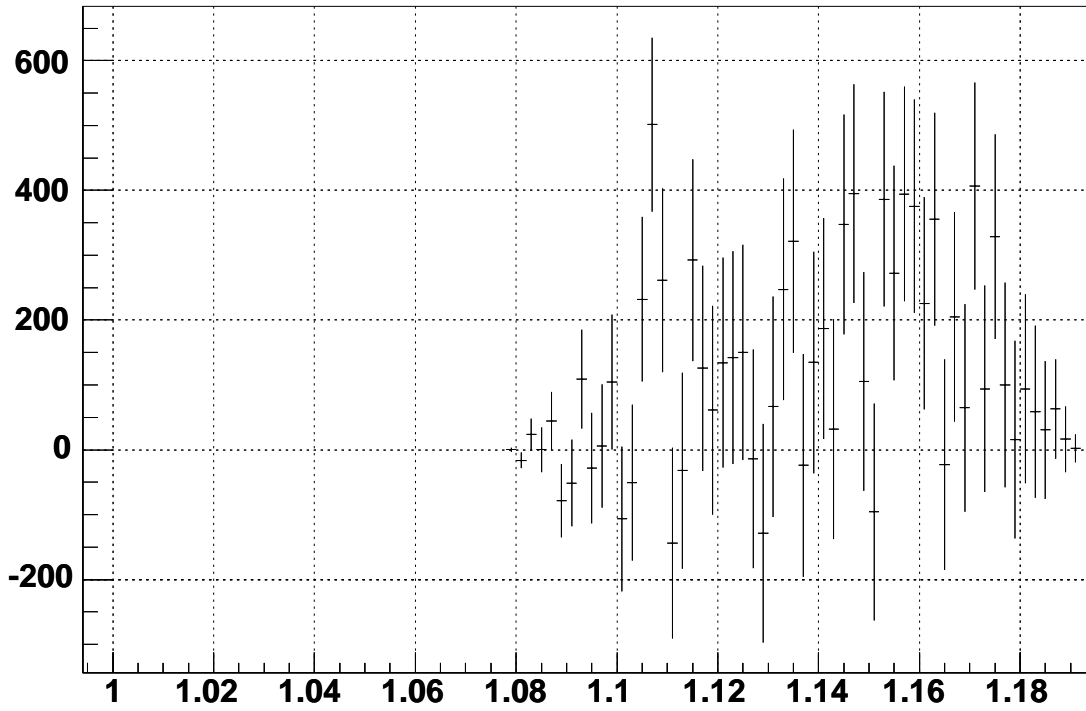


FIG. A.4 – Spectre de  $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$  pour les coupures du tableau A.2.

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp, H^0}^{min}$	$r_{\perp, V^0}^{min}$	$cosP^{min}$	$\Delta m_{V^0}$	$m_{cascade}^{max}$
6 cm	0.4 cm	2.5 cm	5.5 cm	0.99	$1115.68 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$	$1.3 \text{ GeV}/c^2$
$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$b_{-, V^0}^{min}$	$b_{+, V^0}^{min}$	$dca_{-}^{max}$	$dca_{+}^{max}$	$pT_{H^0}^{min}$
0.2 cm	0.05 cm	2 cm	0.4 cm	0.6 cm	0.6 cm	2 GeV/c

TAB. A.2 – Coupures de reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ .

**$mH^0 - mV^0$  rotating**

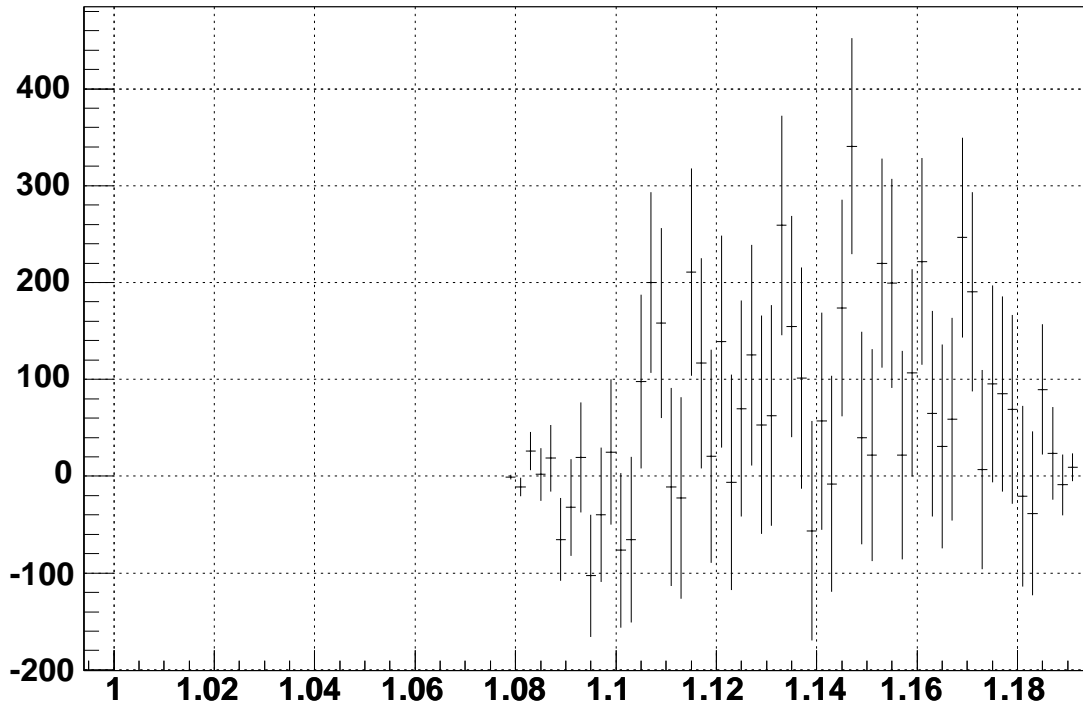


FIG. A.5 – Spectre de  $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$  pour les coupures du tableau A.3.

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp, H^0}^{min}$	$r_{\perp, V^0}^{min}$	$cosP^{min}$	$\Delta m_{V^0}$	$m_{cascade}^{max}$
6 cm	0.35 cm	3 cm	6 cm	0.992	$1115.68 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$	$1.3 \text{ GeV}/c^2$
$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$b_{-, V^0}^{min}$	$b_{+, V^0}^{min}$	$dca_{-}^{max}$	$dca_{+}^{max}$	$pT_{H^0}^{min}$
0.22 cm	0.06 cm	2.2 cm	0.45 cm	0.5 cm	0.5 cm	$2.2 \text{ GeV}/c$

TAB. A.3 – Coupures de reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ .

$m_{H^0} - m_{V^0}$  rotating

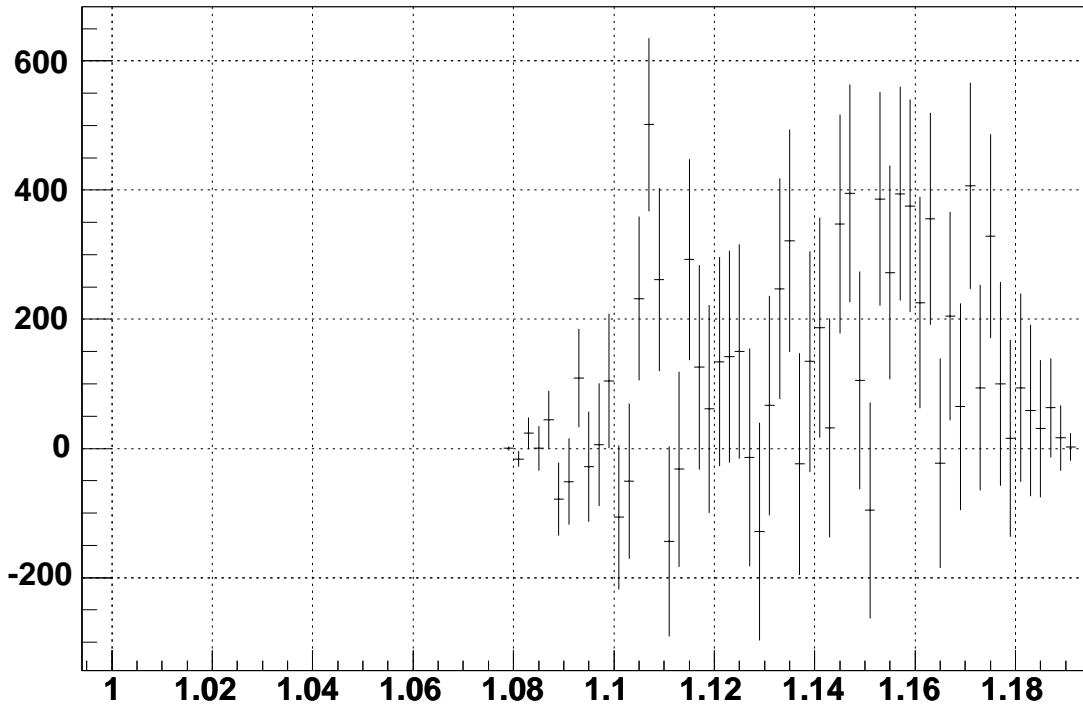


FIG. A.6 – Spectre de  $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$  pour les coupures du tableau A.4.

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp, H^0}^{min}$	$r_{\perp, V^0}^{min}$	$cosP^{min}$	$\Delta m_{V^0}$	$m_{cascade}^{max}$
6 cm	0.4 cm	2.5 cm	5.5 cm	0.98	$1115.68 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$	$1.3 \text{ GeV}/c^2$
$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$b_{-, V^0}^{min}$	$b_{+, V^0}^{min}$	$dca_{-}^{max}$	$dca_{+}^{max}$	$pT_{H^0}^{min}$
0.2 cm	0.05 cm	2 cm	0.4 cm	0.6 cm	0.6 cm	2 GeV/c

TAB. A.4 – Coupures de reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ .

$mH^0 - mV^0$  rotating

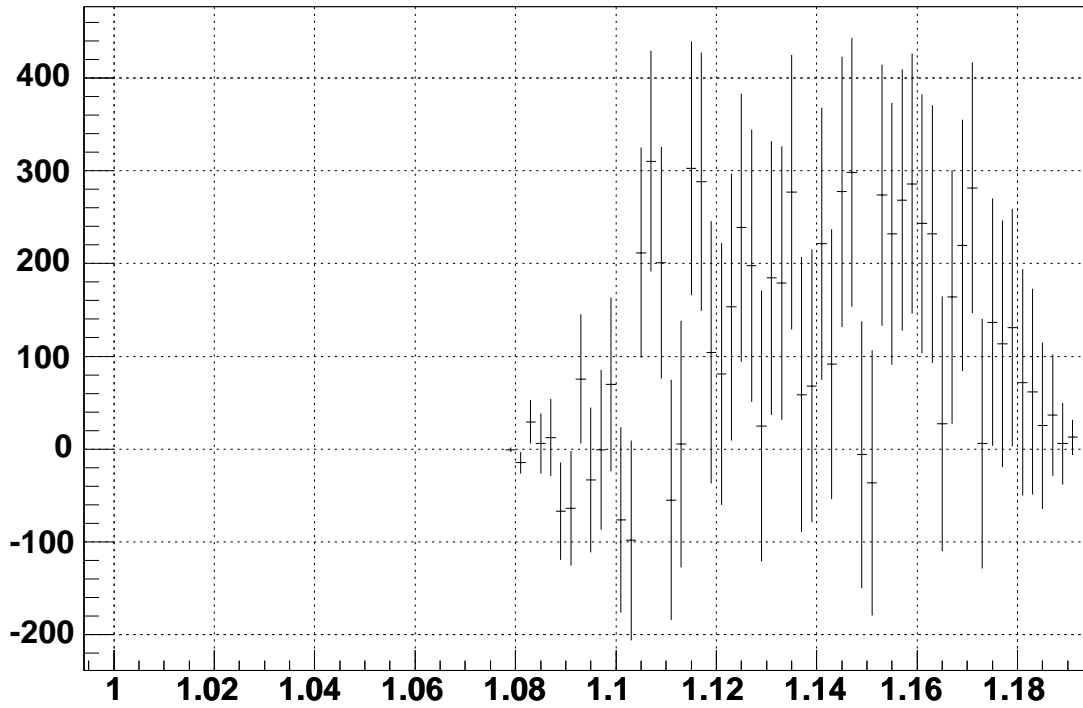


FIG. A.7 – Spectre de  $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$  pour les coupures du tableau A.5.

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp, H^0}^{min}$	$r_{\perp, V^0}^{min}$	$cosP^{min}$	$\Delta m_{V^0}$	$m_{cascade}^{max}$
6 cm	0.4 cm	3 cm	5.5 cm	0.99	$1115.68 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$	$1.3 \text{ GeV}/c^2$
$b_-^{min}$	$b_+^{min}$	$b_{-, V^0}^{min}$	$b_{+, V^0}^{min}$	$dca_-^{max}$	$dca_+^{max}$	$pT_{H^0}^{min}$
0.2 cm	0.05 cm	2 cm	0.4 cm	0.6 cm	0.6 cm	2 GeV/c

TAB. A.5 – Coupures de reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ .

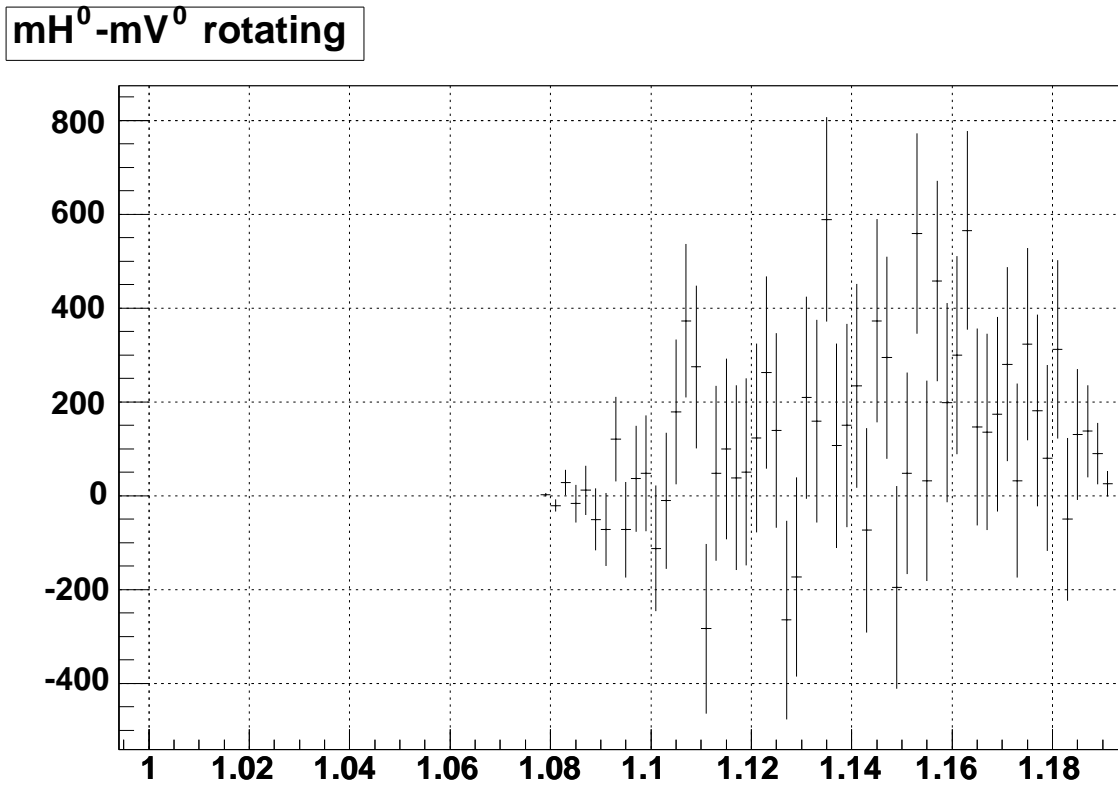
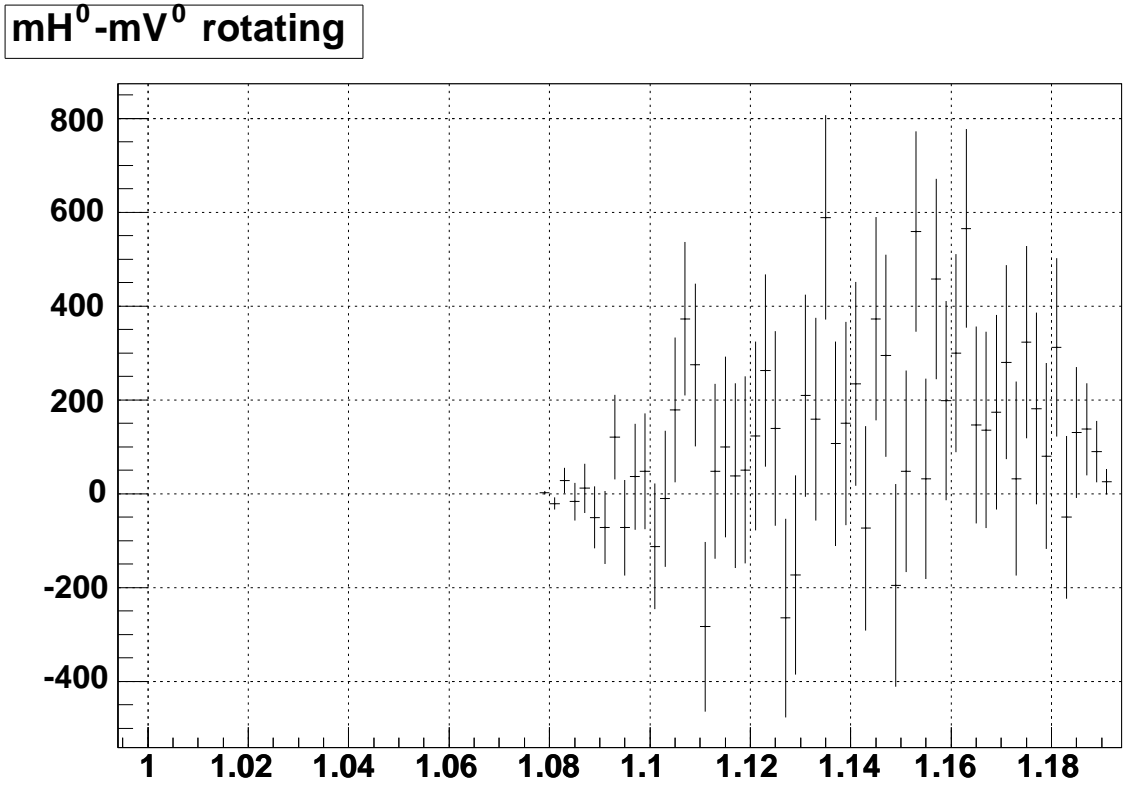


FIG. A.8 – Spectre de  $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$  pour les coupures du tableau A.6.

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp, H^0}^{min}$	$r_{\perp, V^0}^{min}$	$cosP^{min}$	$\Delta m_{V^0}$	$m_{cascade}^{max}$
6 cm	0.5 cm	2 cm	5 cm	0.99	$1115.68 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$	$1.3 \text{ GeV}/c^2$
$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$b_{-, V^0}^{min}$	$b_{+, V^0}^{min}$	$dca_{-}^{max}$	$dca_{+}^{max}$	$pT_{H^0}^{min}$
0.15 cm	0.04 cm	1.5 cm	0.3 cm	0.7 cm	0.7 cm	1.8 GeV/c

TAB. A.6 – Coupures de reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ .

FIG. A.9 – Spectre de  $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$  pour les coupures du tableau A.7.

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp, H^0}^{min}$	$r_{\perp, V^0}^{min}$	$cosP^{min}$	$\Delta m_{V^0}$	$m_{cascade}^{max}$
6cm	0.6cm	2 cm	5.5 cm	0.99	$1115.68 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$	$1.3 \text{ GeV}/c^2$
$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$b_{-, V^0}^{min}$	$b_{+, V^0}^{min}$	$dca_{-}^{max}$	$dca_{+}^{max}$	$pT_{H^0}^{min}$
0.15 cm	0.04 cm	1.5 cm	0.3 cm	0.8 cm	0.8 cm	1.8 GeV/c

TAB. A.7 – Coupures de reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ .

$m_{H^0} - m_{V^0}$  rotating

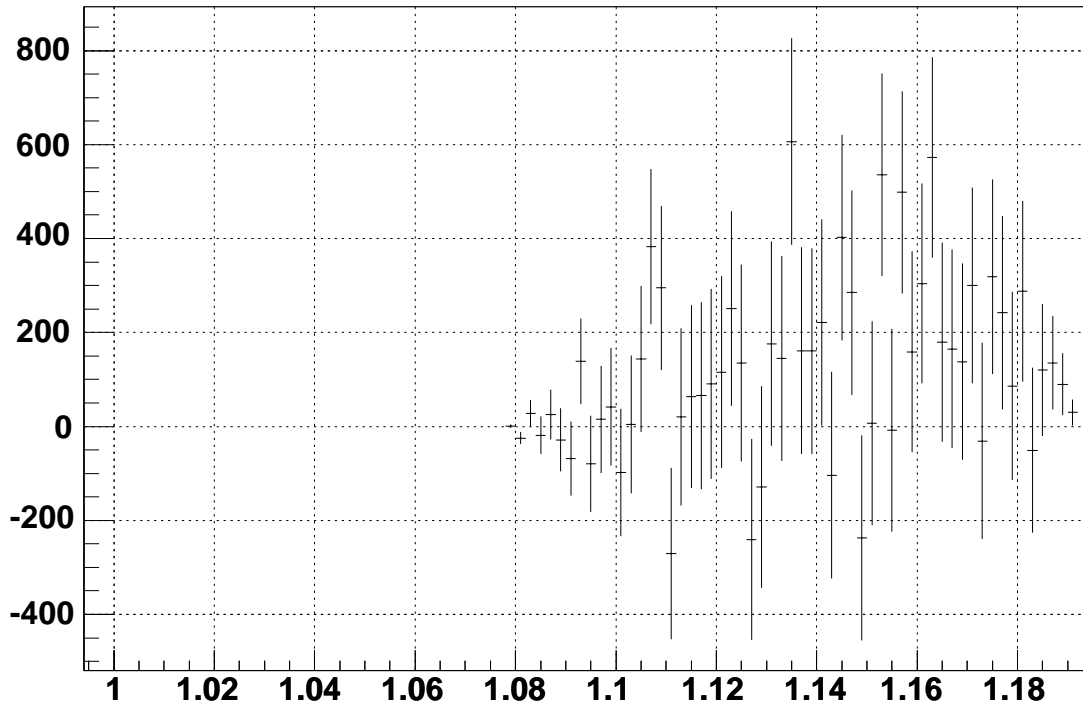


FIG. A.10 – Spectre de  $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$  pour les coupures du tableau A.8.

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp, H^0}^{min}$	$r_{\perp, V^0}^{min}$	$cosP^{min}$	$\Delta m_{V^0}$	$m_{cascade}^{max}$
6 cm	0.5 cm	2 cm	5 cm	0.99	$1115.68 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$	$1.3 \text{ GeV}/c^2$
$b_-^{min}$	$b_+^{min}$	$b_{-, V^0}^{min}$	$b_{+, V^0}^{min}$	$dca_-^{max}$	$dca_+^{max}$	$pT_{H^0}^{min}$
0.1 cm	0.04 cm	1 cm	0.2 cm	0.7 cm	0.7 cm	$1.8 \text{ GeV}/c$

TAB. A.8 – Coupures de reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ .



$mH^0 - mV^0$  rotating

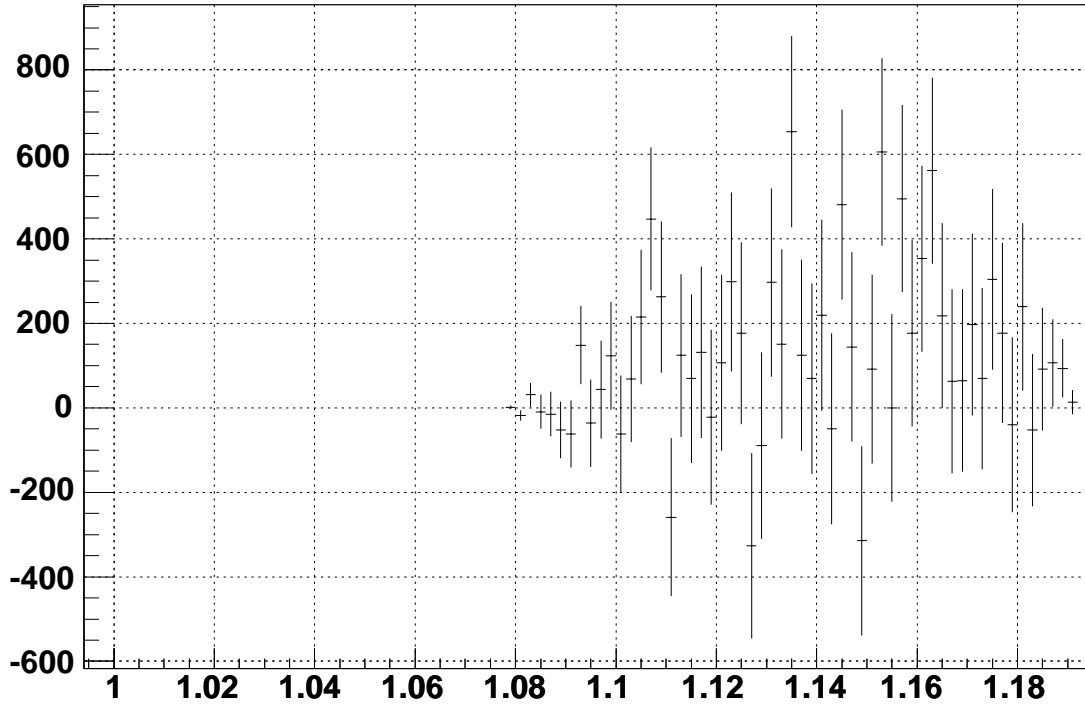


FIG. A.11 – Spectre de  $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$  pour les coupures du tableau A.9.

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp, H^0}^{min}$	$r_{\perp, V^0}^{min}$	$cosP^{min}$	$\Delta m_{V^0}$	$m_{cascade}^{max}$
6cm	0.5cm	2 cm	4 cm	0.99	$1115.68 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$	$1.3 \text{ GeV}/c^2$
$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$b_{-, V^0}^{min}$	$b_{+, V^0}^{min}$	$dca_{-}^{max}$	$dca_{+}^{max}$	$pT_{H^0}^{min}$
0.15 cm	0.04 cm	1.5 cm	0.3 cm	0.7 cm	0.7 cm	$1.5 \text{ GeV}/c$

TAB. A.9 – Coupures de reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ .

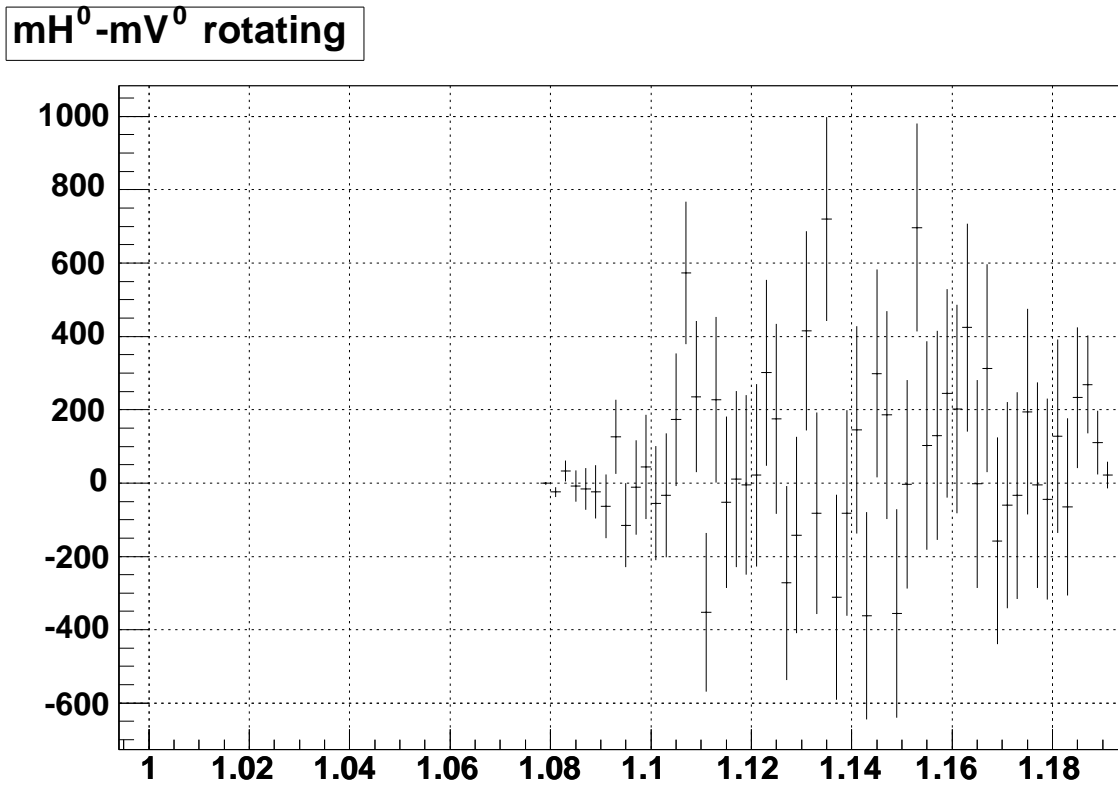


FIG. A.12 – Spectre de  $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$  pour les coupures du tableau A.10.

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp, H^0}^{min}$	$r_{\perp, V^0}^{min}$	$cosP^{min}$	$\Delta m_{V^0}$	$m_{cascade}^{max}$
6 cm	0.5 cm	1 cm	3 cm	0.99	$1115.68 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$	$1.3 \text{ GeV}/c^2$
$b_-^{min}$	$b_+^{min}$	$b_{-, V^0}^{min}$	$b_{+, V^0}^{min}$	$dca_-^{max}$	$dca_+^{max}$	$pT_{H^0}^{min}$
0.1 cm	0.03 cm	1 cm	0.2 cm	0.8 cm	0.8 cm	1 GeV/c

TAB. A.10 – Coupures de reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ .

$mH^0 - mV^0$  rotating

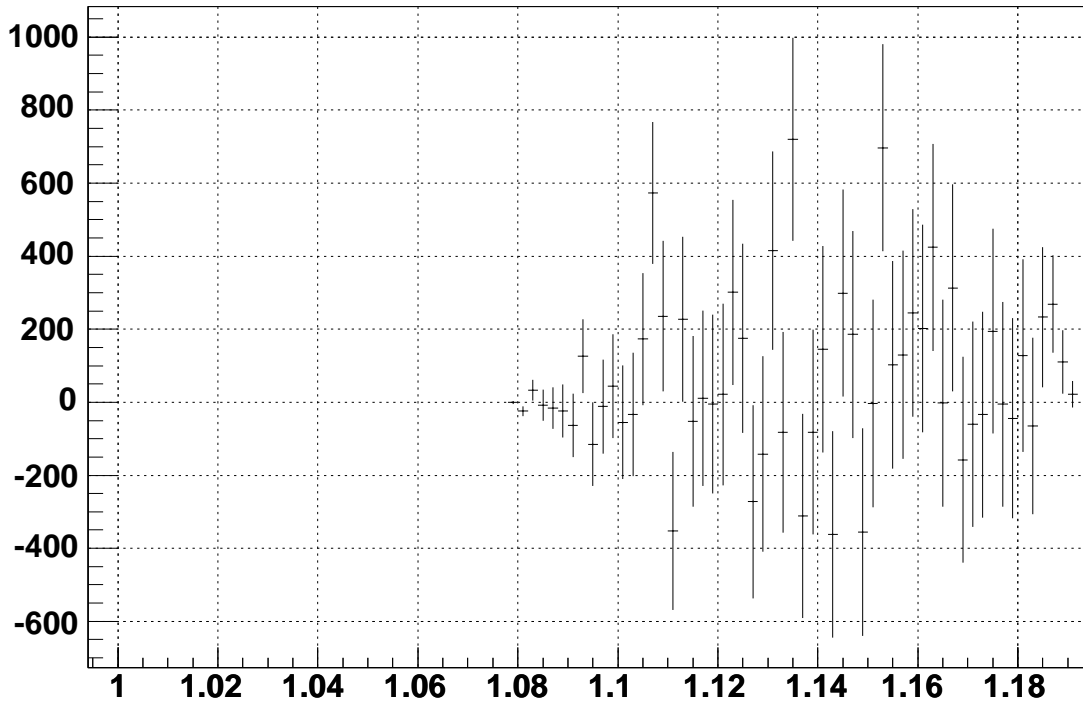


FIG. A.13 – Spectre de  $m_{\Lambda p \pi^-} - m_{\Lambda}$  pour les coupures du tableau A.11.

$Xi2XiDist^{max}$	$dV0^{max}$	$r_{\perp, H^0}^{min}$	$r_{\perp, V^0}^{min}$	$cosP^{min}$	$\Delta m_{V^0}$	$m_{cascade}^{max}$
6cm	0.6cm	0.5 cm	2 cm	0.99	$1115.68 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$	$1.3 \text{ GeV}/c^2$
$b_{-}^{min}$	$b_{+}^{min}$	$b_{-, V^0}^{min}$	$b_{+, V^0}^{min}$	$dca_{-}^{max}$	$dca_{+}^{max}$	$p_{T, H^0}^{min}$
0.05 cm	0.01 cm	2 cm	0.4 cm	0.7 cm	0.7 cm	1 GeV/c

TAB. A.11 – Coupures de reconstruction de  $H^0 \rightarrow \Lambda p \pi^-$ .



# Bibliographie

- [1] ALICE, F. Carminati *et al.*, J. Phys. **G30**, 1517 (2004).
- [2] Z. Fodor and S. D. Katz, JHEP **04**, 050 (2004), hep-lat/0402006.
- [3] F. Weber, Prog. Part. Nucl. Phys. **54**, 193 (2005), astro-ph/0407155.
- [4] M. Malheiro, M. Fiolhais, and A. R. Taurines, J. Phys. **G29**, 1045 (2003), astro-ph/0304096.
- [5] F. Karsch, Nucl. Phys. **A698**, 199 (2002), hep-ph/0103314.
- [6] G. Chanfray, *Mésons dans la matière hadronique dense et chaude* - Ecole Joliot Curie 1998.
- [7] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122**, 345 (1961).
- [8] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **124**, 246 (1961).
- [9] M. Lutz, S. Klimt, and W. Weise, Nucl. Phys. **A542**, 521 (1992).
- [10] MILC, C. Bernard *et al.*, Phys. Rev. **D71**, 034504 (2005), hep-lat/0405029.
- [11] F. Karsch, (2006), hep-lat/0601013.
- [12] J. W. Harris and B. Muller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46**, 71 (1996), hep-ph/9602235.
- [13] C. R. Allton *et al.*, Phys. Rev. **D66**, 074507 (2002), hep-lat/0204010.
- [14] L. D. McLerran and R. Venugopalan, Phys. Rev. **D50**, 2225 (1994), hep-ph/9402335.
- [15] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27**, 140 (1983).
- [16] H. Caines, J. Phys. **G31**, S101 (2005), nucl-ex/0412016.
- [17] W. Broniowski and W. Florkowski, Phys. Rev. Lett. **87**, 272302 (2001), nucl-th/0106050.
- [18] W. Florkowski, W. Broniowski, and A. Baran, J. Phys. **G31**, S1087 (2005), nucl-th/0412077.
- [19] R. Stock, Phys. Lett. **B456**, 277 (1999), hep-ph/9905247.
- [20] U. W. Heinz, Nucl. Phys. **A685**, 414 (2001), hep-ph/0009170.
- [21] P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel, (2003), nucl-th/0304013.
- [22] J. Rafelski, Phys. Lett. **B262**, 333 (1991).
- [23] STAR, J. Adams *et al.*, Nucl. Phys. **A757**, 102 (2005), nucl-ex/0501009.
- [24] J. Rafelski and B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48**, 1066 (1982).
- [25] B. Muller, (1985), Lectures given at Liege Univ. for 3rd Cycle F.N.R.S. of Nuclear Physics, Apr 1983.
- [26] P. Koch, B. Muller, and J. Rafelski, Phys. Rept. **142**, 167 (1986).
- [27] J. Schaffner-Bielich, J. Phys. **G30**, R245 (2004), nucl-th/0408012.
- [28] C. Kuhn, *Plasma de quarks et de gluons et matière étrange du SPS au LHC* - Ecole Joliot Curie 1998.

- [29] NA57, G. E. Bruno, J. Phys. **G30**, S717 (2004), nucl-ex/0403036.
- [30] STAR, H. Caines, J. Phys. **G31**, S1057 (2005), nucl-ex/0412015.
- [31] A. Tounsi, A. Mischke, and K. Redlich, Nucl. Phys. **A715**, 565 (2003), hep-ph/0209284.
- [32] A. Tounsi and K. Redlich, (2001), hep-ph/0111159.
- [33] P. Braun-Munzinger, J. Cleymans, H. Oeschler, and K. Redlich, Nucl. Phys. **A697**, 902 (2002), hep-ph/0106066.
- [34] J. Rafelski and J. Letessier, J. Phys. **G30**, S1 (2004), hep-ph/0305284.
- [35] U. W. Heinz, J. Phys. **G31**, S717 (2005), nucl-th/0412094.
- [36] P. F. Kolb and U. W. Heinz, (2003), nucl-th/0305084.
- [37] E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. W. Heinz, Phys. Rev. **C48**, 2462 (1993), nucl-th/9307020.
- [38] STAR, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 182301 (2004), nucl-ex/0307024.
- [39] STAR, M. Estienne, J. Phys. **G31**, S873 (2005), nucl-ex/0412041.
- [40] H. van Hecke, H. Sorge, and N. Xu, Phys. Rev. Lett. **81**, 5764 (1998), nucl-th/9804035.
- [41] D. Molnar, J. Phys. **G30**, S1239 (2004), nucl-th/0403035.
- [42] X.-N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **68**, 1480 (1992).
- [43] R. Glauber, Boulder lectures in theoretical physics, vol. 1, 1959.
- [44] STAR, K. Schweda, J. Phys. **G30**, S693 (2004), nucl-ex/0403032.
- [45] BRAHMS, I. Arsene *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 072305 (2003), nucl-ex/0307003.
- [46] D. Antreasyan *et al.*, Phys. Rev. **D19**, 764 (1979).
- [47] STAR, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 252301 (2004), nucl-ex/0407007.
- [48] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka, and S. A. Bass, Phys. Rev. **C68**, 044902 (2003), nucl-th/0306027.
- [49] C. Nonaka, R. J. Fries, and S. A. Bass, Phys. Lett. **B583**, 73 (2004), nucl-th/0308051.
- [50] E. Witten, Phys. Rev. **D30**, 272 (1984).
- [51] I. Bombaci, J. Phys. **G31**, S825 (2005).
- [52] O. G. Benvenuto, J. Phys. **G31**, L13 (2005).
- [53] A. R. Bodmer, Phys. Rev. **D4**, 1601 (1971).
- [54] L. Gerland *et al.*, (1995), nucl-th/9512032.
- [55] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, and V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **D9**, 3471 (1974).
- [56] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, and C. B. Thorn, Phys. Rev. **D10**, 2599 (1974).
- [57] C. E. DeTar and J. F. Donoghue, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33**, 235 (1983).
- [58] E. Farhi and R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D30**, 2379 (1984).
- [59] C. Greiner, D.-H. Rischke, H. Stoecker, and P. Koch, Phys. Rev. **D38**, 2797 (1988).
- [60] S. A. Chin and A. K. Kerman, Phys. Rev. Lett. **43**, 1292 (1979).
- [61] R. L. Jaffe, Phys. Rev. Lett. **38**, 195 (1977).
- [62] J. F. Donoghue, E. Golowich, and B. R. Holstein, Phys. Rev. **D34**, 3434 (1986).

- [63] A. Pochinsky, J. W. Negele, and B. Scarlet, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **73**, 255 (1999), hep-lat/9809077.
- [64] I. Wetzorke and F. Karsch, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **119**, 278 (2003), hep-lat/0208029.
- [65] J. Schaffner-Bielich, R. Mattiello, and H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **84**, 4305 (2000), nucl-th/9908043.
- [66] C. Spieles *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 1776 (1996).
- [67] M. Bleicher *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 072301 (2004), hep-ph/0205182.
- [68] C. B. Dover, P. Koch, and M. May, Phys. Rev. **C40**, 115 (1989).
- [69] A. J. Baltz *et al.*, Phys. Lett. **B325**, 7 (1994).
- [70] H. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 212502 (2001).
- [71] E810, R. S. Longacre *et al.*, Nucl. Phys. **A590**, 477c (1995).
- [72] M. Anderson *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 659 (2003), nucl-ex/0301015.
- [73] STAR, R. Bellwied *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 640 (2003).
- [74] L. Arnold *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 652 (2003), physics/0211083.
- [75] A. Saulys, Track fitting in the star detector using the kalman filter method, 2000.
- [76] J. Faivre, *Reconstruction et étude des baryons multi-étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV avec l'expérience STAR au RHIC*, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France, 2004.
- [77] B. Hippolyte, *Étude de la production d'étrangeté dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV avec l'expérience STAR au RHIC*, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France, 2002.
- [78] G. Renault, *Étude des corrélations de particules étranges mesurées par l'expérience STAR dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes au RHIC*, Thèse de doctorat, École des Mines de Nantes, Nantes, France, 2004.
- [79] ALICE, CERN-LHCC-95-71.
- [80] ALICE Physics Performance Report Vol. II (en cours de publication).
- [81] ALICE, D. Nouais *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A501**, 119 (2001).
- [82] A. S. Vestbo, (2004), physics/0406003.
- [83] Particle Data Group, S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. **B592**, 1 (2004).
- [84] STAR, C. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 092301 (2002), nucl-ex/0203016.
- [85] PHENIX, K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 092302 (2002), nucl-ex/0204007.
- [86] A. Andronic and P. Braun-Munzinger, Lect. Notes Phys. **652**, 35 (2004), hep-ph/0402291.
- [87] STAR, R. Witt, J. Phys. **G31**, S863 (2005).
- [88] A.-J. Peters, P. Saiz, and P. Buncic, ECONF **C0303241**, THAT005 (2003), cs.dc/0306071.