

**Etude de la production
des baryons et mésons étranges Λ et K_s^0
dans les collisions proton-proton
avec l'expérience ALICE auprès du LHC**

THÈSE

Présentée et soutenue publiquement le 28 novembre 2008
pour l'obtention du titre de

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

par

Hélène RICAUD

Composition du jury :

Directeur de thèse	Christian Kuhn	<i>Directeur de recherche - IPHC Strasbourg</i>
Rapporteur interne	Ulrich Goerlach	<i>Professeur - Université de Strasbourg</i>
Rapporteurs externes	Helmut Oeschler	<i>Professeur - Technische Universität Darmstadt</i>
	Klaus Werner	<i>Professeur - Université de Nantes</i>
Examineurs	Helen Caines	<i>Assistant Professor - Yale University</i>
	Youri Belikov	<i>Senior Scientist - CERN, Genève</i>
Invité	Boris Hippolyte	<i>Maître de conférence - Université de Strasbourg</i>

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien
Unité Mixte de Recherche CNRS-IN2P3 et Université Louis Pasteur

Rêve cette nuit, -rêve de réveil, léger mais cohérent lié, gardé presque intact dans le souvenir et qui me laisse malgré une conclusion incertaine et plutôt même angoissante, une espèce de satisfaction, de chaleur.

Julien Gracq, Un beau ténébreux

Remerciements

Mes remerciements vont naturellement en premier lieu à mon directeur de thèse Christian Kuhn. Pour avoir cru en moi et ce dès le début en m'accueillant à l'IPHC puis tout au long de ces trois années. Et c'est cette confiance qui m'a permis d'avancer, de trouver ma place au sein de l'équipe. Tu as su me laisser l'autonomie dont j'avais besoin tout en guidant mes travaux de recherche, et tu as même parfois respecté mon entêtement très probablement d'origine bretonne! Je garderai de ces trois années le souvenir de cette passion pour la Physique que tu souhaites faire partager et à laquelle se sont mêlés de nombreux moments de bonne humeur. Avec toute la sincérité qu'il se doit, merci Christian. Tu es de ces directeurs de thèse que beaucoup souhaiteraient avoir.

Il me tient également particulièrement à coeur de remercier Boris Hippolyte qui m'a encadré au jour le jour et sans qui cette thèse ne serait que bien peu de choses. Tes conseils et nos nombreuses discussions ont fait plus que guider mon travail, ils ont construit ma réflexion scientifique. Ton soutien moral m'a permis de continuer à avancer dans les moments personnels difficiles, - je n'oublierai pas. Tu as su m'encourager quand je doutais, avoir confiance en mon travail quand moi je ne l'avais plus. J'espère avoir été à la hauteur de la qualité de ton encadrement. Pour ces moments autour d'une bière ou bien d'un mojito, pour ces quelques séances cinéma qui permettent parfois de s'évader. Parce que jamais tu n'as compté ton temps pour m'aider, pour tes qualités humaines et scientifiques. Merci, merci Boris.

Je souhaite aussi remercier ici l'ensemble des membres du jury pour avoir accepté d'évaluer cette thèse et d'apporter ainsi aux travaux réalisés leur caution scientifique : Monsieur Ulrich Goerlach pour avoir présidé le jury de ma thèse, Messieurs Helmut Oeschler et Klaus Werner qui en ont été les rapporteurs, ainsi que Madame Helen Caines et Monsieur Youri Belikov, les examinateurs.

Merci à l'ensemble de l'équipe ALICE de Strasbourg, notamment à Youri Belikov qui vient de nous rejoindre et dont les compétences m'ont aidée maintes fois à sortir de certaines impasses, également à Jérôme Baudot qui a désormais quitté l'équipe mais qui a contribué largement à la bonne humeur générale! Je n'oublie pas Renaud Vernet, - devenu italien depuis! - pour avoir guidé mes premiers pas dans un environnement qui m'était alors étranger : AliRoot! A Magali Estienne qui, tout comme moi, a fait une étape par Strasbourg. A Alain Michalon pour sa disponibilité et son aide qui m'ont permis d'éviter maintes fois la crise de nerfs face à mon ordinateur! Et enfin, les membres de l'équipe technique, Jean-Robet Lutz, David.

Un merci tout particulier à ceux qui ont partagé mon bureau et qui ont eu à supporter mes éclats de rire tout comme mes innombrables énervements et réguliers sauts d'humeur! Mais je persiste à penser que ceux-ci rendent la vie moins monotone, trop de calme et d'équilibre mènent à l'ennui!! Merci donc à Stéphane, Jeff et Alexandre, - avec une mention spéciale pour toi Alexandre qui m'a réellement aidée au début de ma thèse, je te souhaite de réussir ce que tu as entrepris -, puis à Christina, Swensy et Antonin à qui je dois certaines figures présentes dans cette thèse. N'oubliez pas de vous occuper de la plante qui doit survivre à toutes les générations de thésards et surtout prenez bien soin de mon écran...!

Je n'oublie pas les collègues du couloir, parmi eux Fouad Rami, Sandrine Courtin, également l'équipe CMS et D0 qui m'a initiée au café et invitée à leur table, je me souviens de nombreuses crises de rire (merci Sebastien!!)

Mon travail m'a aussi amenée à me déplacer régulièrement au CERN et je voudrais remercier toutes les personnes que j'ai pu y rencontrer, et plus particulièrement celles de l'expérience ALICE avec qui la collaboration a toujours été fructueuse. Je ne peux citer de nom car la liste serait trop grande, mais sachez qu'il a toujours été un plaisir de partager avec vous cette passion pour la physique que nous avons tous et qu'il a été agréable d'avoir votre aide, votre soutien, vos conseils.

J'ai également eu la chance de rencontrer pendant ces trois années à Strasbourg de nombreux amis, de ces amis que l'on souhaite garder. Ces années ont pour moi été jalonnées de moments particulièrement difficiles et je m'aperçois aujourd'hui que je n'aurais pas tenu sans votre soutien. Merci de m'avoir écoutée, d'avoir été là, merci de m'avoir aidée à retrouver le sourire quand je l'avais perdu. Je n'oublie pas non plus nos moments de bonne humeur, nos innombrables sorties toujours accompagnées de quelques verres et d'éclats de rire, les parties de tarot pour reprendre l'après-midi en douceur. Merci Dorothee, - je sais bien que mes "gloussissements" te manquent déjà! -, Marie-Delphine, - ah que ferais-je sans toi!-, Stéphane, - toujours de bonne humeur, toujours une blague à laquelle je ne peux m'empêcher de rire!-, et enfin merci Tatjana, je t'emmènerai pour un "tour du monde" à ma façon!

A l'ensemble des doctorants du laboratoire avec qui j'ai partagé d'agréables moments. Comment oublier les entrées surprenantes à souhait de Mathieu dans mon bureau?! Les deux semaines à Stockholm avec Nathalie, les pauses midi avec Vincent, Jeremy, Joachim, les cafés avec Didier, les soirées rédaction avec Kadhija. Et puisque, peut être, nos chemins se séparent ici, à vous tous : bonne continuation.

Je voudrais également avoir une pensée pour l'ensemble de mes amis qui m'ont accompagné depuis toutes ces années, pour certains depuis le collège, ou bien que j'ai rencontrés plus récemment à Strasbourg que ce soit en jouant au tennis, en dansant la salsa, le lindy ou le rock! Et si nous sommes hélas désormais repartis un peu partout en Europe, parfois même sur des continents différents, sachez que votre amitié m'a été, et m'est toujours, précieuse. Je ne souhaite pas donner de nom de peur d'en oublier. A vous tous, merci.

Enfin, je crois que je ne serai pas là aujourd'hui sans le soutien tout au long de ces années de mes parents, de ma famille. Cette thèse, elle est quelque part également la votre, un peu comme si vous m'aviez juste portée là. Je réalise à quel point l'entourage de mes frères et soeurs, la confiance que mes parents ont mis en moi, m'ont aidé et m'ont guidé, dans mes études comme dans ma vie. Je vous dois beaucoup de ce que je suis. Et si j'ai toujours douté, de mon avenir,

de mes capacités, vous avez su, vous, avoir confiance en moi. Peut-être ne vous l'ai-je jamais dit et c'est alors l'occasion de le faire ici, vous comptez pour moi énormément. Merci papa, maman. Merci Jean-Charles, Emmanuelle, Cécile.

Table des matières

Introduction	1
1. La physique du plasma de quarks et de gluons	5
1.1 Vers une matière déconfinée : le QGP	6
1.1.1 Chromodynamique quantique et interaction forte	6
1.1.2 Confinement des quarks et liberté asymptotique	6
1.1.3 Diagramme de phase de la matière nucléaire et transition de phase	7
1.1.3.1 Diagramme de la matière nucléaire	7
1.1.3.2 Calcul QCD sur réseau et caractéristiques de la transition de phase	8
1.1.3.3 Brisure et restauration de la symétrie chirale	9
1.1.4 Du QGP au sQGP	10
1.2 Le Plasma en laboratoire ou les collisions d'ions lourds ultra-relativistes	11
1.2.1 Du Bevalac au LHC, un peu d'histoire...	11
1.2.2 Le LHC, Large Hadron Collider	12
1.2.2.1 Le LHC : les étapes de l'accélération	13
1.2.2.2 Le LHC et ses quatre expériences	14
1.2.3 Phénoménologie d'une collision d'ions lourds : le scénario de Bjorken	15
1.3 Production d'étrangeté & Modélisation chimique et dynamique	16
1.3.1 Une prédiction historique : l'augmentation de l'étrangeté	16
1.3.1.1 Les débuts de l'étrangeté	16
1.3.1.2 Comparaison des mécanismes de production d'étrangeté dans un gaz de hadrons et un plasma	17
1.3.1.3 Comparaison des temps d'équilibration de l'étrangeté dans un gaz de hadrons et un plasma	18
1.3.1.4 Les succès de la prédiction...	19
1.3.1.5 ...à nuancer ?	20
1.3.2 Modélisation de la composition chimique du système formé	23
1.3.2.1 Philosophie des modèles thermiques statistiques	23
1.3.2.2 Modèles statistiques à l'équilibre	24
1.3.2.3 Modèle statistique hors équilibre	26
1.3.2.4 Le facteur de Wroblewski	27
1.3.2.5 Collision proton-proton et formalisme Canonique	29
1.3.3 Dynamique d'expansion du système	29
1.3.3.1 Le régime doux : l'hydrodynamique et les phénomènes collectifs	30
1.3.3.2 Le régime dur	31
1.4 Autres signatures expérimentales du QGP	33

2. Dynamique aux impulsions transverses intermédiaires	35
2.1 Des modèles théoriques	36
2.2 PYTHIA : un modèle générique	37
2.2.1 Philosophie du modèle	37
2.2.2 Processus dur et fonction de distribution partonique	38
2.2.2.1 Distribution des partons au sein d'un proton	38
2.2.2.2 Processus durs : des éléments de matrice à la section efficace d'interaction	40
2.2.3 Le langage des gerbes partoniques : radiations initiales et finales	41
2.2.3.1 Traitement des diagrammes d'ordre supérieur	41
2.2.3.2 Radiations de l'état final FSR	41
2.2.3.3 Radiations de l'état initial ISR	42
2.2.3.4 Vers une nouvelle description des cascades partoniques	43
2.2.4 Beam remnants et interactions multiples	44
2.2.4.1 Beam remnants : spectateurs de l'interaction dure principale	44
2.2.4.2 Introduction du phénomène d'interaction multiple	45
2.2.4.3 Traitement des interactions multiples	46
2.2.4.4 Nouvelle modélisation	47
2.2.5 Fragmentation et hadronisation via le modèle de Lund	47
2.2.5.1 Brisure de corde et sélection de la saveur des hadrons	47
2.2.5.2 Production mésonique	48
2.2.5.3 Production baryonique	48
a) Le modèle des diquarks	48
b) Le modèle Simple Popcorn	49
c) Le modèle Advanced Popcorn	51
2.2.5.4 Fonction de fragmentation	51
2.3 EPOS : un modèle à interactions multiples	52
2.3.1 Une application de la théorie de Gribov-Regge basée sur les partons	52
2.3.1.1 De la théorie de Regge à Gribov-Regge	52
2.3.1.2 Les limites de la théorie de Gribov-Regge	53
2.3.1.3 La naissance d'un nouveau modèle	53
2.3.1.4 Mais pourquoi ne pas utiliser le modèle des partons ?	54
2.3.2 Fondements du formalisme du modèle EPOS	55
2.3.2.1 Fonction de profil	55
2.3.2.2 Structure intrinsèque du nucléon	55
2.3.3 Les interactions élémentaires parton-parton	56
2.3.3.1 Interaction dure	56
2.3.3.2 Interaction douce et semi-dure	57
2.3.4 Les interactions hadron-hadron	58
2.3.4.1 Interaction hadron-hadron à un poméron	58
2.3.4.2 Interaction hadron-hadron à plusieurs pomérons	59
2.3.4.3 Traitement des effets d'écrantage : les interactions entre pomérons	61
2.3.5 Hadronisation	61
2.3.5.1 Structure hadronique des pomérons coupés	61
2.3.5.2 Le devenir des spectateurs	64
2.3.5.3 Des cordes aux hadrons	64
2.3.6 Effets collectifs : séparation Core-Corona	64
2.4 Récit d'une région particulière : l'impulsion transverse intermédiaire	66

2.4.1	Les collisions d'ions lourds au RHIC ou les débuts d'une étrange anomalie	66
2.4.2	Les modèles de coalescence : une explication ?	68
2.4.2.1	Ce que ne peut décrire la fragmentation	68
2.4.2.2	Mécanisme général de la recombinaison	68
2.4.2.3	Les différents modèles existants	70
2.4.2.4	Les succès de la recombinaison...	70
2.4.2.5	...mais des limites cependant	72
2.4.3	Rapport Λ/K_s^0 dans les collisions élémentaires à différentes énergies	73
2.4.4	Comparaison des données aux simulations PYTHIA	77
2.4.4.1	Le rapport Λ/K_s^0 , expérience STAR	77
2.4.4.2	Les différentes paramétrisations aux énergies de UA1 et CDF	78
2.4.4.3	Les rapports Λ/K_s^0 , expériences UA1 et CDF	80
2.4.5	Comparaisons des données aux simulations EPOS	82
2.4.6	Prédictions PYTHIA et EPOS aux énergies du LHC	85
2.4.6.1	Description <i>Minimum-Bias</i> ("Atlas Tune") et <i>PopCorn</i>	85
2.4.6.2	Description de l' <i>Underlying event</i>	86
2.4.6.3	Description <i>Minimum-Bias</i> et <i>Underlying event</i> avec PYTHIA 6.3	89
2.4.6.4	Prédictions du modèle EPOS	91
2.4.7	Discussions et conclusion	93
3.	Le détecteur ALICE	95
3.1	La partie centrale	96
3.1.1	La chambre à projection temporelle	96
3.1.1.1	Géométrie et performances de la TPC	97
3.1.1.2	Principe de fonctionnement : création et dérive des charges primaires dans un environnement gazeux	97
3.1.1.3	Principe de fonctionnement : avalanche d'ionisation et chambre de lecture	98
3.1.1.4	Principe de fonctionnement : lecture du signal	99
3.1.2	Le trajectographe interne d'ALICE : l'ITS	100
3.1.2.1	Les détecteur silicium à pixels : le SPD	100
3.1.2.2	Les détecteurs silicium à dérive SDD	101
3.1.2.3	Les détecteurs silicium à micropistes SSD	101
3.1.3	Le TRD : Transition Radiation Detector	103
3.1.4	Le TOF : détecteur Time-Of-Flight	105
3.1.5	Le HMPID : High-Momentum Particle Identification Detector	105
3.1.6	Le Calorimètre électromagnétique EMCal	106
3.1.7	Le spectromètre de photons : PHOS	106
3.2	Le spectromètre à muons	107
3.2.1	La physique du spectromètre dimuons	107
3.2.2	Description du détecteur	107
3.3	La partie avant d'ALICE	108
3.3.1	Le calorimètre a zéro degré : ZDC	108
3.3.2	Le détecteur de multiplicité photonique : PMD	109
3.3.3	Le détecteur de multiplicité à l'avant : FMD	109
3.3.4	Le V0	109
3.3.5	Le T0	110
3.4	Système de déclenchement et prise de données	111

4. La reconstruction dans la TPC et l'ITS	113
4.1 Stratégie générale de reconstruction dans ALICE	114
4.2 Reconstruction des points	114
4.2.1 A l'intérieur de la TPC	114
4.2.2 A l'intérieur de l'ITS	115
4.3 Reconstruction des traces	116
4.3.1 Modélisation hélicoïdale des traces	116
4.3.1.1 Paramétrisation mathématique d'une hélice	116
4.3.1.2 Le choix d'ALICE	117
4.3.2 Graine de trace...	118
4.3.3 De la graine à la trace dans la TPC	119
4.3.4 Extrapolation des traces et reconstruction dans l'ITS	120
4.3.5 Reconstruction autonome dans l'ITS	120
4.3.6 Performances de la chaîne de reconstruction	121
4.4 Identification des particules	123
4.4.1 Identification par perte linéique d'énergie dans la TPC	123
4.4.2 Identification conjointe des particules par l'ensemble des détecteurs	124
4.5 Reconstruction du vertex primaire	125
4.5.1 Première estimation du vertex primaire à l'aide du SPD	126
4.5.2 Reconstruction précise du vertex primaire à partir des traces	127
4.5.3 Résolution du vertex primaire	127
4.6 Reconstruction des vertex secondaires de désintégration	127
4.7 Algorithmes de reconstruction des vertex V0	128
4.7.1 Technique de reconstruction <i>Offline</i>	129
4.7.2 Technique de reconstruction <i>On-the-fly</i>	130
4.7.3 Premiers éléments d'une comparaison	133
5. Identification des particules étranges Λ et K_s^0	135
5.1 La simulation de données	136
5.1.1 Les étapes de la simulation	136
5.1.2 Les simulations utilisées	137
5.2 Etude des méthodes d'extraction du signal	138
5.2.1 Calcul de la masse invariante	138
5.2.2 Informations PID	139
5.2.3 Ajustement par des fonctions de Gauss et de Breit-Wigner	139
5.2.3.1 Considérations sur la forme du bruit de fond	139
5.2.3.2 Ajustement gaussien	140
5.2.3.3 Ajustement de Breit Wigner	143
5.2.4 Evaluation du signal par simple sommation du nombre d'entrées	145
5.3 Techniques de correction du signal	147
5.3.1 Des spectres bruts aux spectres corrigés	149
5.3.2 Critères d'association entre particules Monte Carlo et particules reconstruites	150
5.3.3 Λ et K_s^0 secondaires	150
5.3.3.1 Origine des K_s^0 secondaires	150
5.3.3.2 Origine des Λ et $\bar{\Lambda}$ secondaires	150
5.3.4 Le cas particulier de la contribution des Σ dans les distributions des Λ et $\bar{\Lambda}$	152
5.3.5 Stratégie de correction des premières données	152
5.3.5.1 Précision sur la définition d'efficacité	152

5.3.5.2	Efficacités obtenues et conditions d'application	153
5.3.5.3	Variations de l'efficacité avec la définition de particule associée primaire	158
5.3.6	Correction à partir de l'embedding	160
5.3.6.1	Les étapes de l'embedding	160
5.3.6.2	Détermination de l'efficacité	161
5.3.6.3	Avantages et inconvénients de l' <i>embedding</i>	161
5.4	Comparaison et évaluation des performances des <i>V0 finders</i> d'ALICE	162
5.4.1	Coupures topologiques et stratégie de comparaison	162
5.4.2	Effet d'une zone fiduciaire restreinte	163
5.4.3	Masse invariante et résolution en impulsion transverse	167
5.4.4	Masse invariante et évaluation des contributions au bruit de fond	170
5.4.5	Comparaison des rapports signal sur bruit	173
5.4.6	Comparaison des efficacités	174
5.4.7	Stratégie de comparaison à rapport signal sur bruit équivalent	176
5.4.8	Conclusion de l'étude comparative des <i>V0 finders</i>	180
Conclusion et perspectives		183
A Paramètres de PYTHIA		187

Table des figures

1.1	Diagramme des phases de la matière nucléaire	8
1.2	Evolution de la densité d'énergie en fonction de la température prédite par LQCD à potentiel baryonique nul	8
1.3	Diagramme de phase nucléaire prédit par les calculs sur réseau et nature des transitions	9
1.4	Evolution du rapport de la pression et de la température (p/T^4) en fonction du rapport entre la température et la température critique (T/T_c)	11
1.5	Le complexe d'accélération du LHC	13
1.6	L'anneau du LHC et les quatres expériences.	14
1.7	Evolution du système formé par la collision dans le cadre du scénario de Bjorken	15
1.8	Diagrammes de Feynman de la production de paires $s\bar{s}$ dans un QGP.	18
1.9	Evolution en fonction du temps de l'abondance en quarks étranges n_s rapportée au nombre ν de quarks u et d	19
1.10	Evolution en fonction du temps de la densité de hadrons étranges dans un gaz hadronique	19
1.11	Taux de production des particules étranges dans les collisions Pb–Pb en fonction de la centralité	20
1.12	Evolution avec la centralité de la collision du taux de production des hypérons, prédiction à partir d'un modèle statistique	21
1.13	Taux de production des particules étranges à mi-rapacité dans les collisions Pb–Pb et Cu–Cu en fonction de la centralité et comparaison avec le modèle EPOS	22
1.14	Evolution de la température T en fonction de la densité baryonique μ_B	24
1.15	Rapports de particules à mi-rapacité mesurés à l'énergie maximale du SPS par les expériences NA44, NA49 et NA57 et comparaison avec les modèles statistiques à l'équilibre (a). Rapports de particules mesurés par les expériences du RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et comparaison avec les modèles statistiques à l'équilibre (b)	25
1.16	Valeurs de la température T en fonction de la densité baryonique μ_B estimé par le modèle statistique hors équilibre	26
1.17	Evolution en fonction de γ_S des taux de production rapportés à la multiplicité hadronique	27
1.18	Estimation des rapports de particules dans les collisions centrales Pb–Pb au LHC pour les modèles thermiques statistiques à l'équilibre (THERMUS) et hors équilibre (SHARE)	28
1.19	Evolution du facteur de Wroblewski en fonction de l'énergie	28
1.20	Mesures de l'écoulement elliptique des particules π , K , p , Λ et Ξ et Ω dans les collisions $Au + Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV comparés aux prédictions de l'hydrodynamique	31

1.21	Mesures des corrélations azimutales entre hadrons à hauts p_t dans les collisions p-p, $d + Au$ et $Au + Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV de l'expérience STAR	32
2.1	Représentation des différents processus modélisant une collision p-p par le générateur PYTHIA	38
2.2	Fonctions de distribution partonique pour une interaction dure caractérisée par $Q^2=4$ GeV.	39
2.3	Comparaison des fonctions de distribution gluonique de CTEQ5L et CTEQ6L pour une interaction dure caractérisée par $Q^2=4$ GeV.	39
2.4	Diffusion QCD de deux quarks	40
2.5	Représentation d'une cascade de branchements successifs (ISR)	42
2.6	ue schématique d'un branchement $a \rightarrow bc$, ISR (a) et FSR (b)	43
2.7	Spectateurs d'une collision p-p	45
2.8	Evolution théorique de la section efficace d'interaction et de la section efficace totale en fonction de la valeur de coupure $p_{t_{min}}$	45
2.9	Vue schématique de la production de baryons Λ et mésons K_s^0 dans le cadre des modèles Diquarks, Simple Popcorn et Advanced Popcorn	49
2.10	Représentation d'une interaction hadron-hadron dans le modèle EPOS	54
2.11	Diffusion profondément inélastique d'un photon sur un nucléon	56
2.12	Contribution dure dans le modèle EPOS	57
2.13	Contribution douce dans le modèle EPOS	57
2.14	Contributions semi-dures dans le modèle EPOS	58
2.15	Représentation dans le modèle EPOS de l'amplitude élastique et inélastique	58
2.16	Visualisation de l'expression $\sum_X (T_{2 \rightarrow X})(T_{2 \rightarrow X})^*$ sous forme de diagrammes coupés	59
2.17	Vue schématique d'une interaction hadron-hadron	59
2.18	Contributions à l'interaction inélastique hadron-hadron.	59
2.19	Trois premiers termes du groupe d'interférence correspondant à une interaction inélastique	60
2.20	Trois premiers termes du groupe d'interférence correspondant à deux interactions inélastiques	60
2.21	Exemples de diagrammes augmentés.	61
2.22	Représentation d'un poméron coupé.	62
2.23	représentation cylindrique et planaire d'un poméron doux	62
2.24	Hadronisation d'un poméron doux	62
2.25	Représentation cylindrique et planaire d'un poméron semi-dur	63
2.26	Représentation cylindrique et planaire d'un poméron dur	63
2.27	Rapports Λ/K_s^0 mesurés à rapidité centrale par l'expérience STAR dans les collisions Au+Au pour différentes classes en centralité et pour p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV	67
2.28	Rapports p/π (à gauche) et \bar{p}/π (à droite) mesurés par l'expérience PHENIX dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et à rapidité centrale pour différentes classes en centralité	67
2.29	Rapports Λ/K_s^0 de l'expérience STAR dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour différentes classes en centralité, superposés à des prédictions théoriques	71
2.30	Ecoulement elliptique v_2 des particules Λ et K_s^0 dans les collisions Au+Au et comparaison aux prédictions de l'hydrodynamique	71

2.31	Facteur de suppression R_{CP} des baryons et mésons étranges Λ et K_S^0 mesuré dans les collisions Au+Au et comparaison aux calculs théoriques du modèle de recombinaison	72
2.32	Taux de production en fonction de l'impulsion transverse pour les K_S^0 et les $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ mesurés par l'expérience UA1	74
2.33	Rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_S^0$ dans l'expérience UA1	75
2.34	Taux de production en fonction de l'impulsion transverse pour les K_S^0 et les $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ mesurés par l'expérience CDF	76
2.35	Rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_S^0$ dans l'expérience CDF	76
2.36	Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$ en fonction de l'impulsion transverse à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et comparaison des données avec PYTHIA	78
2.37	Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$ en fonction de l'impulsion transverse pour des événements p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV générés par PYTHIA avec les configurations D6T, DWT et A	81
2.38	Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$ en fonction de l'impulsion transverse pour des événements p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV générés par PYTHIA avec les configurations D6T, DWT et A	82
2.39	Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$ en fonction de l'impulsion transverse pour des événements p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV générés par EPOS	83
2.40	Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$ en fonction de l'impulsion transverse pour des événements p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV générés par EPOS	84
2.41	Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$ en fonction de l'impulsion transverse pour des événements p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV générés par EPOS	84
2.42	Multiplicité des hadrons primaires, des hadrons primaires dans $ \eta < 1$, et des hadrons primaires chargés dans $ \eta < 1$ pour les descriptions <i>Atlas Tune</i> , <i>Simple PopCorn</i> et <i>Advanced PopCorn</i>	85
2.43	Rapports \bar{p}/p et $\Lambda/\bar{\Lambda}$ ($ \eta < 1$) pour les descriptions <i>Atlas Tune</i> , <i>Simple PopCorn</i> et <i>Advanced PopCorn</i>	86
2.44	Rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$ pour les descriptions <i>Atlas Tune</i> , <i>Simple PopCorn</i> et <i>Advanced PopCorn</i>	86
2.45	Multiplicité des hadrons primaires, des hadrons primaires dans $ \eta < 1$ et des hadrons primaires chargés dans $ \eta < 1$ pour la description <i>Atlas Tune</i> et <i>Underlying event</i>	87
2.46	Rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$ pour les descriptions <i>Atlas Tune</i> et <i>Underlying event</i> pour trois valeurs du paramètre <i>PARP</i> (90) : 0.08, 0.16 et 0.25.	87
2.47	Rapports p/π^+ pour les descriptions <i>Atlas Tune</i> et <i>Underlying event</i> pour trois valeurs du paramètre <i>PARP</i> (90) : 0.08, 0.16 et 0.25.	88
2.48	Evolution en fonction de p_t des distributions des $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et protons obtenus par des simulations <i>Underlying event</i> divisées par celles obtenus par des simulations <i>Atlas Tune</i>	89
2.49	Evolution en fonction de p_t des distributions des K_S^0 et π^0 obtenus par des simulations <i>Underlying event</i> divisées par celles obtenus par des simulations <i>Atlas Tune</i>	89
2.50	Multiplicité des hadrons primaires, des hadrons primaires dans $ \eta < 1$ et des hadrons primaires chargés dans $ \eta < 1$ pour la description <i>Minimum-Bias</i> et <i>New Underlying event</i> avec PYTHIA 6.3	90
2.51	Evolution des rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$ pour les descriptions <i>Atlas Tune</i> (PYTHIA 6.2), <i>New Underlying event</i> (PYTHIA 6.3) et <i>Min-bias</i> (PYTHIA 6.3).	90

2.52	Evolution des rapport p/π^+ pour les descriptions <i>Atlas Tune</i> (PYTHIA 6.2), <i>New Underlying event</i> (PYTHIA 6.3) et <i>Min-bias</i> (PYTHIA 6.3).	91
2.53	Prédiction EPOS de l'évolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ pour $ \eta < 1$ en fonction de p_t dans les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV, avec et sans l'option mini-plasma.	91
2.54	Evolution en fonction de l'impulsion transverse du rapport des distributions obtenues avec l'option mini-plasma (MP) par celles obtenues sans l'option MP, pour les $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et K_s^0 dans l'intervalle $ \eta < 1$. Simulations de collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV par le générateur EPOS.	92
2.55	Fonctions d'excitation de l'amplitude maximale du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ dans les collisions p-p à mi-rapacité	93
3.1	Vue schématique globale du détecteur ALICE et des différents sous-détecteurs.	95
3.2	Géométrie de la TPC d'ALICE.	97
3.3	Structure de la TPC.	98
3.4	Coupe longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) de l'ITS.	101
3.5	Principe de fonctionnement d'un détecteur en silicium à micro-pistes.	102
3.6	Vue du détecteur TRD.	103
3.7	Vue schématique d'une coupe d'un module du TRD dans la direction rz et $r\varphi$ et amplitude du signal lu en fonction du temps de dérive	104
3.8	Couverture en pseudorapacité des détecteurs FMD et ITS	110
4.1	Projection d'une hélice et définition de ses paramètres dans les plans transverse (xOy) et de courbure	117
4.2	Efficacité physique de reconstruction des traces pour différentes particules en fonction de l'impulsion transverse	122
4.3	Courbes théoriques de Bethe-Bloch	124
4.4	Pertes d'énergie mesurées pour différentes particules dans la TPC	124
4.5	Visualisation du principe de localisation sur l'axe z du vertex primaire en utilisant les clusters reconstruits dans les couches du SPD de l'ITS	126
4.6	Topologies de décroissance des particules étranges	128
4.7	Topologie de désintégration en V0 et visualisation des coupures nécessaires à la reconstruction.	131
5.1	Schématisation des étapes de simulation, de prise de données réelles et de reconstruction des données	137
5.2	Schématisation d'une désintégration à deux corps dans le référentiel du laboratoire	138
5.3	Distribution du bruit de fond seul dans le spectre en masse invariante des K_s^0 pour les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV	140
5.4	Distribution en masse invariante intégrée sur tout le spectre en p_t des K_s^0 (a), Λ (b) et $\bar{\Lambda}$ (c) reconstruits dans l'intervalle en rapidité $ y < 1$, ajustée à l'aide d'une fonction gaussienne	141
5.5	Ajustements, à l'aide d'une fonction de Gauss de la masse invariante des K_s^0 et Λ reconstruits à mi-rapacité ($ y < 1$), pour deux intervalles en p_t	142
5.6	Distribution en masse invariante intégrée sur tout le spectre en p_t des K_s^0 (a), Λ (b) et $\bar{\Lambda}$ (c) reconstruits dans l'intervalle en rapidité $ y < 1$, ajustée à l'aide d'une fonction de Breit-Wigner	143
5.7	Ajustements, à l'aide d'une fonction de Breit-Wigner de la masse invariante des K_s^0 (haut) et Λ (bas) reconstruits à mi-rapacité ($ y < 1$), pour deux intervalles en p_t	144

5.8	Distribution en masse invariante des K_s^0 intégrée sur tout le spectre en impulsion transverse à mi-rapacité ($ y < 1$) et évaluation du signal par la méthode de <i>Bin Counting</i>	146
5.9	Distribution en masse invariante des Λ intégrée sur tout le spectre en impulsion transverse à mi-rapacité ($ y < 1$) et évaluation du signal par la méthode de <i>Bin Counting</i>	146
5.10	Distribution en masse invariante des $\bar{\Lambda}$ intégrée sur tout le spectre en impulsion transverse à mi-rapacité ($ y < 1$) et évaluation du signal par la méthode de <i>Bin Counting</i>	147
5.11	Estimation du signal des K_s^0 et des Λ pour quelques intervalles en p_t et pour $ y < 1$	148
5.12	Distribution en x et y du point de formation des K_s^0 secondaires, dans l'intervalle en rapidité $ y < 1$	151
5.13	Distribution en x et y du point de formation des Λ et $\bar{\Lambda}$ secondaires, dans l'intervalle en rapidité $ y < 1$	152
5.14	Rapport de la distribution totale des Λ et de la distribution des Λ provenant de la décroissance de la famille des particules Σ	153
5.15	Efficacité de reconstruction des K_s^0 à mi-rapacité ($ y < 1$). (Efficacité du <i>Offline V0 finder</i>).	154
5.16	Efficacité de reconstruction des Λ et $\bar{\Lambda}$ à mi-rapacité ($ y < 1$). (Efficacité du <i>Offline V0 finder</i>).	154
5.17	Evolution du rapport $\bar{\Lambda}/\Lambda$ en fonction de l'impulsion transverse à mi-rapacité ($ y < 1$) pour les particules générées et les particules reconstruites associées.	155
5.18	Distribution en impulsion transverse des K_s^0 associés primaires et secondaires à mi-rapacité ($ y < 1$).	156
5.19	Efficacité de reconstruction des K_s^0 secondaires à mi-rapacité ($ y < 1$).	156
5.20	Distribution en impulsion transverse des Λ et $\bar{\Lambda}$ associés primaires et secondaires à mi-rapacité ($ y < 1$).	156
5.21	Efficacité de reconstruction des Λ et $\bar{\Lambda}$ secondaires à mi-rapacité ($ y < 1$).	156
5.22	Comparaison des efficacités de reconstruction des Λ primaires et des Λ secondaires.	157
5.23	Comparaison des efficacités de reconstruction des $\bar{\Lambda}$ primaires et des $\bar{\Lambda}$ secondaires.	157
5.24	Evolution de l'efficacité des K_s^0 en fonction de l'impulsion transverse pour différentes définitions de particules primaires.	159
5.25	Evolution de l'efficacité des Λ en fonction de l'impulsion transverse pour différentes définitions de particules primaires.	159
5.26	Evolution de l'efficacité des $\bar{\Lambda}$ en fonction de l'impulsion transverse pour différentes définitions de particules primaires.	159
5.27	Evolution du taux de production par unité de rapidité et par événement des K_s^0 en fonction de l'énergie de la collision et extrapolation linéaire jusqu'à l'énergie maximale du LHC	161
5.28	Evolution du taux de production par unité de rapidité et par événement des $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ en fonction de l'énergie de la collision et extrapolation linéaire jusqu'à l'énergie maximale du LHC	161
5.29	Distributions des dca des traces filles positives et négatives pour les <i>Offline</i> et <i>On-the-fly finders</i> (Pre-production PDC08)	163
5.30	Distributions des variables topologiques caractérisant les vertex V0. Les flèches rouges situent les valeurs des coupures qui ont été appliquées lors de la reconstruction par le <i>Offline finder</i>	164

5.31	Distribution des K_s^0 associés, des candidats K_s^0 reconstruits par le <i>Offline finder</i> et des K_s^0 générés en fonction du rayon de décroissance	165
5.32	Pureté de l'échantillon reconstruit par le <i>Offline V0 finder</i> en fonction du rayon de décroissance dans une zone fiduciaire réduite induite par la condition de refit des traces dans l'ITS	166
5.33	Efficacité de reconstruction par le <i>Offline V0 finder</i> en fonction du rayon de décroissance dans une zone fiduciaire réduite induite par la condition de refit des traces dans l'ITS	166
5.34	Efficacité de reconstruction des K_s^0 par le <i>Offline V0 finder</i> dans une zone fiduciaire réduite induite par la condition de refit des traces dans l'ITS	167
5.35	Efficacité de reconstruction des Λ et $\bar{\Lambda}$ par le <i>Offline V0 finder</i> dans une zone fiduciaire réduite induite par la condition de refit des traces dans l'ITS	167
5.36	Masse invariante des K_s^0 associés en fonction du rayon de décroissance - <i>Offline finder</i> et <i>On-the-fly finder</i>	168
5.37	Masse invariante des Λ associés en fonction du rayon de décroissance - <i>Offline finder</i> et <i>On-the-fly finder</i>	168
5.38	Résolution en impulsion transverse des K_s^0 associés reconstruits à mi-rapidité ($ y < 1$), <i>Offline finder</i> et <i>On-the-fly finder</i>	170
5.39	Résolution en impulsion transverse des Λ associés reconstruits à mi-rapidité ($ y < 1$), <i>Offline finder</i> et <i>On-the-fly finder</i>	170
5.40	Distributions en masse invariante des candidats K_s^0 , des K_s^0 obéissant aux critères du "PID parfait" et des K_s^0 associés pour les reconstructions par le <i>Offline</i> et <i>On-the-fly finder</i>	172
5.41	Distributions en masse invariante des candidats Λ , des Λ obéissant aux critères du "PID parfait" et des Λ associés pour les reconstructions par le <i>Offline</i> et <i>On-the-fly finder</i>	172
5.42	Comparaison des distributions des candidats reconstruits par le <i>Offline finder</i> et par le <i>On-the-fly finder</i>	172
5.43	Comparaison des rapports signal sur bruit évalués par la méthode de sommation du nombre d'entrées pour les K_s^0 reconstruits dans l'intervalle en rapidité $ y < 1$ par l'algorithme <i>Offline</i> à gauche et <i>On-the-fly</i> à droite.	173
5.44	Comparaison des rapports signal sur bruit évalués par la méthode de sommation du nombre d'entrées pour les Λ reconstruits dans l'intervalle en rapidité $ y < 1$ par l'algorithme <i>Offline</i> à gauche et <i>On-the-fly</i> à droite.	174
5.45	Comparaison des rapports signal sur bruit évalués par la méthode de sommation du nombre d'entrées pour les $\bar{\Lambda}$ reconstruits dans l'intervalle en rapidité $ y < 1$ par l'algorithme à gauche et <i>On-the-fly</i> à droite.	174
5.46	Comparaison des efficacités de reconstruction des K_s^0 par les algorithmes <i>Offline</i> et <i>On-the-fly</i> à mi-rapidité	175
5.47	Comparaison des efficacités de reconstruction des Λ par les algorithmes <i>Offline</i> et <i>On-the-fly</i> à mi-rapidité	175
5.48	Comparaison des efficacités de reconstruction des $\bar{\Lambda}$ par les algorithmes <i>Offline</i> et <i>On-the-fly</i> à mi-rapidité	176
5.49	Etude des algorithmes <i>Offline</i> et <i>On-the-fly</i> à même rapport signal sur bruit pour la reconstruction des K_s^0 à mi-rapidité ($ y < 1$)	177
5.50	Etude des algorithmes <i>Offline</i> et <i>On-the-fly</i> à même rapport signal sur bruit pour la reconstruction des Λ à mi-rapidité ($ y < 1$)	178

5.51 Etude des algorithmes <i>Offline</i> et <i>On-the-fly</i> à même rapport signal sur bruit pour la reconstruction des $\bar{\Lambda}$ à mi-rapidité ($ y < 1$)	179
--	-----

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des accélérateurs d'ions lourds	12
1.2	Principales caractéristiques de l'accélérateur LHC	14
2.1	Paramètres des descriptions DWT et D6T de PYTHIA 6.2	80
4.1	Définition des traces trouvables et des traces reconstruites considérées comme correctes lors de la reconstruction dans la TPC, l'ITS et les deux combinées.	122
4.2	Caractéristiques des particules étranges et multi-étranges.	129
5.1	Evaluation du signal K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ par les méthodes d'ajustement avec une fonction de Breit-Wigner, de Gauss et par la méthode de sommation du nombre d'entrées. Comparaison avec le nombre réel de particules recherchées présentes parmi les candidats reconstruits (signal Monte Carlo).	145
5.2	Evaluation de la composition des Λ associés considérés comme primaires à mi-rapacité	158
5.3	Valeurs numériques des sélections topologiques appliquées lors de la reconstruction par le <i>Offline finder</i> et utilisées pour la comparaison des deux algorithmes.	162
5.4	Position des différentes couches de l'ITS.	165
5.5	Composition de l'échantillon des candidats K_s^0 , Λ , et $\bar{\Lambda}$ reconstruits à mi-rapacité par le <i>Offline</i> et <i>On-the-fly finders</i>	171
5.6	Quantité de signal évaluée par la méthode de sommation du nombre d'entrées pour la reconstruction à mi-rapacité des K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ par les <i>Offline</i> et <i>On-the-fly finders</i>	173
5.7	Efficacités intégrées des <i>Offline</i> et <i>On-the-fly finders</i> pour les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ à mi-rapacité ($ y < 1$). Comparaison à mêmes coupures topologiques.	176
5.8	Valeurs des coupures topologiques appliquées aux candidats K_s^0 pour la comparaison des algorithmes <i>Offline</i> et <i>On-the-fly</i> à rapport signal sur bruit équivalent.	177
5.9	Valeurs des coupures topologiques appliquées aux candidats Λ pour la comparaison des algorithmes <i>Offline</i> et <i>On-the-fly</i> à rapport signal sur bruit équivalent.	178
5.10	Valeurs des coupures topologiques appliquées aux candidats $\bar{\Lambda}$ pour la comparaison des algorithmes <i>Offline</i> et <i>On-the-fly</i> à rapport signal sur bruit équivalent.	179
5.11	Efficacités intégrées des <i>Offline</i> et <i>On-the-fly finder</i> pour les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ à mi-rapacité ($ y < 1$). Comparaison à rapport signal sur bruit équivalent.	180
A.1	Paramètres des descriptions Atlas Tune, Underlying Event, Simple et Advanced PopCorn de PYTHIA 6.2	188
A.2	Paramètres des descriptions Minimum-Bias et Underlying Event de PYTHIA 6.3	189

Introduction

“Le blanc sonne comme un silence, un rien avant tout commencement.”

Vassili Kandinsky

“Three quarks for Munster Mark. Sure he hasn’t got much of a bark. And sure any he has it’s all beside the mark” in *Finnegans Wake*, James Joyce.

Mêlant jeux de mots, métaphores et surtout lectures phonétiques oubliant l’orthographe, James Joyce, auteur irlandais du début du XXème siècle, offre à la littérature une oeuvre surprenante. Dans l’un de ses poèmes est venu se glisser le mot “quark”, et les tentatives de démystification de l’écriture de Joyce qui ont occupé et occupent encore les académiciens, peinent à mener à un consensus sur son origine. Il proviendrait du verbe “to quark”, parfois usité dans les écrits de l’époque pour “to crawl, croak” (croasser) ou “to screech like a bird” (crier, hurler). L’ensemble du texte semble alors provenir des croassements lugubres d’un corbeau à l’encontre du roi Mark de la légende de Tristan, déformant ainsi non sans ironie l’expression “three cheers for Mister Mark” (hourra pour M.Mark) en “three quarks”. Mais les quarks de Joyce n’étaient pas ce qu’ils sont devenus en 1964 lorsque Gell-Mann publie son désormais célèbre article proposant l’existence de trois particules ultimes de la matière [GM64]. Il avouera avoir nommé ainsi ces particules en référence au roman de J.Joyce : “The allusion to three quarks seemed perfect”. Ces constituants élémentaires, au nombre de trois seulement à l’époque : Up, Down et Strange, s’associent pour former l’ensemble des hadrons observés, où le terme hadron regroupe les baryons (du grec “baryos” signifiant lourd) constitués de trois quarks et les mésons (signifiant moyen en grec) constitués d’un quark et d’un antiquark. Mais la matière n’aurait peut-être pas toujours existé sous forme de hadrons...

La physique du plasma de quarks et de gluons se place dans le cadre général de l’étude des transformations qui ont conduit l’univers primordial vers la matière qui nous entoure aujourd’hui. Dans l’environnement chaud et dense qu’était l’univers à ses premiers instants, quelques microsecondes après le big-bang, les conditions de température et de pression étaient telles que la matière ne pouvait encore connaître sa structure hadronique. On pense en effet qu’elle se présentait sous la forme d’un ensemble de quarks et de gluons libres. En se refroidissant et en se détendant, cet état aurait ensuite donné naissance aux hadrons, particules de matière confinant deux ou trois quarks par l’intermédiaire des gluons véhiculant l’interaction forte. Cet état de la matière reposerait peut-être encore aujourd’hui au cœur de certaines étoiles très denses, les

étoiles à neutrons. Les scientifiques ont identifié une poignée de candidates dont en particulier RX J156.5-3754. Située à 120 pc de nous et ne mesurant que cinq ou six kilomètres, elle se caractérise par un remarquable spectre de corps noir. Mais des doutes subsistent encore quant à la nature de cette étoile [TZD04].

L'observation de cet état de plasma dans la nature se révèle très difficile. L'idée de le reproduire en laboratoire naît alors. L'unique chemin connu à ce jour pour voyager à travers le diagramme des phases de la matière nucléaire et mener les hadrons vers le déconfinement est la collision d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes. A condition que la densité d'énergie atteinte soit suffisante, et c'est bien là toute la difficulté, le plasma de quarks et de gluons (*Quarks and Gluons Plasma* en anglais) devrait être créé mais son existence serait des plus brèves (typiquement le temps qu'il faut à la lumière pour traverser un noyau, soit 10^{-23} seconde). L'étude de cette transition de phase renseigne sur les propriétés de l'interaction forte responsable du confinement des quarks au sein des hadrons et sur l'origine de la masse des baryons et mésons.

L'expérience ALICE auprès de l'accélérateur LHC du CERN, dans laquelle s'inscrivent les travaux de cette thèse, se place dans la continuité des vingt années de recherche et d'études expérimentales du QGP qui ont été menées grâce à différentes expériences successives aux technologies et performances de plus en plus perfectionnées et adaptées. La physique de la matière chaude et dense a d'ores et déjà connu, sur le chemin du SPS au LHC qui verra ses premières collisions au printemps 2009, une longue histoire parfois jalonnée de rebondissements. Les collaborations auprès du SPS ont en effet annoncé en 2000 la découverte du QGP mais les observations expérimentales ne se sont pas montrées suffisamment convaincantes pour l'ensemble de la communauté scientifique. Ceci a été suivi par le démarrage des expériences auprès de l'accélérateur RHIC qui ont apporté d'autres empreintes très solides de la formation d'un QGP. L'expérience ALICE au LHC permettra bientôt de poursuivre l'exploration des propriétés de cet état de la matière. Les énergies de collision augmentent significativement à chaque nouvelle expérience et atteindront dans les collisions Pb-Pb du LHC la valeur de $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV dans le centre de masse et par paire de nucléons.

La difficulté de la mise en évidence de cet état de plasma dans les collisions d'ions lourds tient à sa faible durée de vie qui le rend indétectable directement. La caractérisation expérimentale du QGP consiste alors à analyser un certain nombre de ses signaux émergeant des collisions. Parmi ceux-ci, il en est un qui nous intéresse plus particulièrement dans le cadre de cette thèse : la production de particules étranges. Mais l'interprétation des signatures proposées du QGP nécessite d'effectuer des comparaisons avec une référence hadronique. Puisqu'elles sont considérées comme ne pouvant apporter l'énergie et la matière nécessaire à la création d'un QGP, les collisions proton-proton (p-p) peuvent constituer cette référence. Il est ainsi primordial d'étudier au préalable la production de particules étranges dans les collisions p-p et d'en comprendre tous les processus mis en jeu. Le travail de cette thèse s'inscrit pleinement dans cette démarche en proposant une étude des mécanismes de production des baryons et mésons étranges Λ et K_s^0 dans les collisions p-p à l'énergie nominale du LHC, soit $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV, et en développant les techniques d'identification de ces hadrons, en vue de l'arrivée des premières données p-p au printemps 2009.

Le chapitre 1 introduit les concepts théoriques généraux de la physique du plasma de quarks et de gluons et explique le diagramme des phases de la matière nucléaire séparant la matière hadronique de l'état de plasma. Il détaille plus particulièrement la place de l'étrangeté dans la mise en évidence expérimentale du QGP. Son rôle a effectivement évolué, du SPS au LHC en passant par le RHIC. D'un point de vue historique, une augmentation des taux de production de

particules étranges dans un milieu partonique déconfiné avait été proposée comme une signature à part entière du QGP. Mais l'analyse de l'étrangeté s'inscrit aujourd'hui davantage dans la compréhension globale de la composition chimique du système formé par la collision et de sa dynamique d'expansion.

Le chapitre 2 présente une étude approfondie que nous avons menée dans les collisions p-p sur les mécanismes de production des baryons et mésons étranges Λ et K_s^0 aux impulsions transverses intermédiaires : entre la physique douce à bas p_t et la physique dure à haut p_t . Dans cette région en p_t , les expériences du RHIC ont mis en évidence, pour les collisions d'ions lourds, une amplitude inattendue des rapport de production entre baryons et mésons (un excès de baryons). En revanche, un tel comportement n'a pas été observé dans les collisions p-p. Des scénarios fondés sur des modèles d'hadronisation par coalescence ou recombinaison de partons dans un milieu dense ont alors été invoqués pour expliquer ce phénomène. En effet, la seule prise en compte des processus d'hadronisation par fragmentation de partons ne parvient pas à reproduire cette tendance. Pour étudier l'évolution de ce phénomène entre le RHIC et le LHC et pouvoir l'interpréter, il faudra d'abord maîtriser la référence hadronique en caractérisant, dans les collisions p-p, le comportement du rapport Λ/K_s^0 et sa variation avec l'énergie. Nous nous intéresserons donc à ce rapport dans les données p- \bar{p} des expériences UA1 et CDF à $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV pour en déduire une extrapolation à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV. Nous comparerons les résultats obtenus à deux modèles PYTHIA et EPOS pour essayer de comprendre les mécanismes mis en jeu et étudierons en détail leurs prédictions à l'énergie du LHC pour différentes paramétrisations reflétant différents processus physiques. Ces deux modèles seront présentés au début de ce chapitre.

Les chapitres 3 et 4 décrivent l'expérience ALICE et les techniques de reconstruction des traces dans les deux détecteurs nécessaires à l'identification des particules Λ et K_s^0 . Le chapitre 4 explique également les méthodes que nous avons utilisées pour reconstruire les topologies de désintégrations faibles de ces hadrons.

Au *chapitre 5*, nous détaillerons l'ensemble des simulations et des outils d'analyse que nous avons mis en place pour extraire le signal des K_s^0 et Λ ainsi que l'ensemble des corrections d'acceptance et d'efficacité qui devront être appliquées sur les données réelles p-p. Dans ce cadre, une importante partie de notre travail a également consisté en la comparaison et l'évaluation des performances des deux algorithmes qui ont été développés pour la reconstruction des particules Λ et K_s^0 .

La physique du plasma de quarks et de gluons : de la théorie à l'expérience

“Rien n'existe qui ne soit un jour révélé par le temps”

Horace

“When the energy density exceeds ϵ some typical hadronic value ($\sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$), matter no longer consists of separate hadrons (protons, neutrons, etc), but as their constituents, quarks and gluons. Because of the apparent analogy with similar phenomena in atomic physics we may call this phase of matter the QGP (or quark-gluon plasma).” [Shu80].

La recherche et la compréhension de l'état de la matière nucléaire, prédit par Shuryak en 1978, dans lequel les quarks et les gluons seraient libres de se mouvoir à l'échelle de la taille des hadrons, est un domaine qui occupe depuis bien des années une importante communauté scientifique. Ce milieu aux conditions de température et de pression extrêmes serait celui des premiers instants de l'univers, quelques microsecondes après le Big-Bang. Le processus d'expansion accompagné d'un refroidissement et d'une diminution de la densité d'énergie aurait ensuite permis une transition de phase conduisant les quarks à se confiner dans les hadrons.

Franchir la transition de phase entre la matière hadronique et l'état QGP, transition prédite par la théorie de la chromodynamique quantique, est l'objectif des collisions d'ions lourds réalisées auprès des accélérateurs dont le LHC. La mise en évidence de la formation de cet état dont la durée de vie est extrêmement courte, se fait par diverses observables expérimentales. Parmi elles, la production de particules étranges tient une place privilégiée. Elle a été l'une des premières signatures proposées du QGP mais, aujourd'hui, son rôle s'inscrit davantage dans l'étude de la composition chimique du système créé par la collision, via des modèles théoriques utilisant

le langage de la thermodynamique. Elle est également importante pour la compréhension de l'évolution dynamique du milieu formé. Cette thèse s'inscrivant dans l'étude de l'étrangeté pour la caractérisation du QGP, une importante partie de ce chapitre traitera de cette thématique puis nous présenterons brièvement les autres signatures possibles.

La mise en évidence de la formation du QGP dans les collisions d'ions lourds suppose une référence hadronique, référence que constituent entre autres les collisions proton-proton. Les phénomènes entrant en jeu dans ces collisions élémentaires et les systématiques associées, doivent alors être parfaitement connus et maîtrisés. D'où la nécessité d'étudier également la production d'étrangeté dans les collisions p-p.

1.1 Vers une matière déconfinée : le QGP

1.1.1 Chromodynamique quantique et interaction forte

La Chromodynamique quantique (QCD) est la théorie qui, dans le cadre du modèle standard, se propose de rendre compte des interactions fortes entre les constituants élémentaires de la matière par l'existence d'une charge de couleur. Elle a été proposée dans les années 1960 pour expliquer la structure des hadrons. Le formalisme de la QCD ne se fonde que sur les champs de partons - quarks et gluons - et la conservation de la charge de couleur pour expliquer l'existence des états confinés : les hadrons. La théorie des champs stipulant d'une façon générale que toute force est le résultat de l'échange d'une particule virtuelle, les quarks devaient interagir via un vecteur d'interaction exactement comme les particules chargées de l'électromagnétisme quantique QED interagissent via un photon virtuel. Le gluon serait alors le quantum du champ des couleurs qui lie, par la force forte, les quarks dans les nucléons (et les nucléons dans le noyau). Mais ici s'arrête l'analogie avec l'interaction électromagnétique car, contrairement aux photons qui sont neutres au regard de la charge de QED (charge électrique), les gluons, - bosons de l'interaction de QCD - , sont eux-mêmes porteurs de la charge de couleur si bien qu'ils peuvent interagir entre eux. La QCD impose la neutralité des hadrons vis-à-vis de la charge de couleur. Les mésons ($q\bar{q}$) contiennent une couleur et son anticouleur alors que les baryons (qqq) trois quarks de couleur complémentaire dont le mélange additif produit le blanc ; c'est ce que l'on appelle le confinement de couleur.

L'observation qui a conduit à l'introduction d'un nouveau nombre quantique, celui de la couleur, est l'existence de la particule Δ^{++} , formée de trois quarks de saveur u . Le spin de ce baryon, de valeur $3/2$ est obtenu en combinant trois quarks identiques, chacun de spin up $1/2$. La fonction d'onde résultante est alors symétrique en espace, spin, et saveur, ce qui est clairement en contradiction avec la statistique de Fermi-Dirac qui impose l'antisymétrie. La découverte du baryon Ω^- en 1964 qui posait le même problème a mené un an plus tard à l'introduction du nombre quantique de couleur par M.Y.Han, Y.Nambu et O.W Greenberg pour rétablir les propriétés d'antisymétrie.

1.1.2 Confinement des quarks et liberté asymptotique

Le confinement des quarks au sein des hadrons tient à la forme du potentiel inter-quark établi phénoménologiquement comme suit :

$$V_{QCD} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s \hbar c}{r} + kr \quad (1.1)$$

avec α_s la constante de couplage.

Une interaction répulsive de type coulombienne apparaît dans le premier terme, tandis que le deuxième provient de la nature des gluons et traduit le confinement. Nous avons vu que les gluons sont eux-mêmes porteurs de la charge de couleur. Ainsi lorsque la distance interquark augmente, les gluons se multiplient par auto-interaction et l'attraction entre les quarks devient plus forte. Le potentiel entre deux quarks devient linéaire avec la distance interquark et croît à l'infini. En fait, avec l'augmentation de la tension, il peut devenir égal à deux fois la masse d'un quark. La « corde » entre les quarks se rompt alors et crée une paire $q\bar{q}$. Cette paire apporte un quark et un antiquark de chaque côté de la corde rompue, de sorte que les quarks initiaux sont toujours associés à un autre quark.

Revenons à présent sur la constante de couplage α_s . En raison des effets de polarisation du vide, la charge en théorie des champs peut varier avec la distance, ceci se traduit par une constante de couplage dépendant de l'impulsion Q^2 échangée pendant l'interaction :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\left(\frac{33-n_s}{12\pi}\right) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad \text{pour } Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2 \quad (1.2)$$

avec n_s le nombre de saveurs de quarks et la constante Λ_{QCD} une grandeur caractéristique de la QCD. Celle-ci fixe les limites du domaine dans lequel $\alpha_s(Q^2)$ est définie : au dessus de cette valeur l'évolution du couplage en fonction de Q^2 divergerait. En quelque sorte, Λ_{QCD} représente l'ordre de grandeur à partir duquel le couplage devient effectivement fort.

Cette expression montre que le couplage devient de plus en plus faible lorsque Q^2 augmente c'est-à-dire lorsque l'on sonde la matière de plus en plus en profondeur. Ainsi à très courte portée, à l'échelle du hadron, les quarks et les gluons sont libres de se mouvoir. Ce principe nommé liberté asymptotique permet le déconfinement des quarks pour des distances inférieurs à la taille des hadrons, il mena les auteurs de sa découverte au prix Nobel de physique en 2004 [GW73].

1.1.3 Diagramme de phase de la matière nucléaire et transition de phase

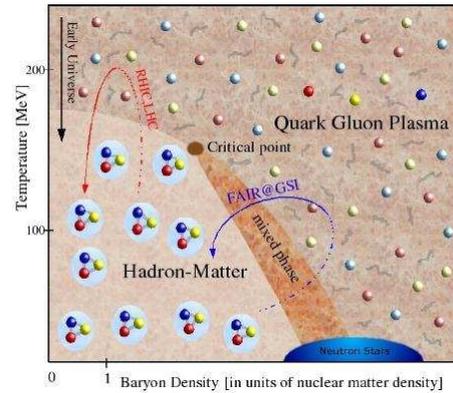
Le principe de liberté asymptotique a ouvert la voie à un nouvel état de la matière dans lequel les quarks et les gluons sont libres de se mouvoir : le plasma de quarks et de gluons, désigné par son acronyme anglais QGP.

1.1.3.1 Diagramme de la matière nucléaire

Conformément aux prédictions de Collins et Perry [CP75b] et Cabibbo et Parisi [CP75a], la phase plasma pourrait apparaître soit en augmentant la température soit en comprimant la matière hadronique. Lorsque l'on s'intéresse aux propriétés de la matière nucléaire, celle-ci doit être effectivement décrite dans le cadre de la thermodynamique par deux principales variables que sont sa température T et la densité baryonique μ_B . Cette dernière est définie comme la quantité d'énergie qu'il faut apporter au système pour augmenter B d'une unité sachant que B désigne la différence entre le nombre de baryons et d'antibaryons : $B = N_B - N_{\bar{B}}$.

La figure 1.1 présente le diagramme des phases (T en fonction de μ_B) de la matière nucléaire tel qu'il est actuellement envisagé. La région des faibles températures et basses pressions correspond au confinement des quarks, lorsque la matière est décrite par un gaz de hadrons. Lors de l'augmentation de T , la matière passe dans la phase où les degrés de libertés ne sont plus les hadrons mais les constituants élémentaires quarks et gluons. Il existe enfin une troisième région à basse température et densité baryonique élevée où les paires de quarks peuvent se condenser

FIG. 1.1 – Diagramme des phases de la matière nucléaire. La flèche noire situe l'état de la matière au moment de l'univers primordial. La flèche rouge représente le chemin supposé parcouru par la matière lors d'une collision d'ions lourds au RHIC et LHC, la flèche violette lors de collisions auprès de l'expérience FAIR en préparation au GSI.



et mener ainsi à la supraconductivité de couleur. Cette matière serait peut-être présente dans les étoiles à neutron, mais nous ne développerons pas davantage ce sujet.

1.1.3.2 Calcul QCD sur réseau et caractéristiques de la transition de phase

Le diagramme de phase de la matière nucléaire situe la région du plasma de quarks et de gluons mais il nous reste à étudier comment et sous quelles conditions la transition de la matière hadronique vers l'état de QGP se fait. Les calculs QCD sur réseau peuvent apporter des éléments de réponse à ces questions.

Dans les régions où la constante de couplage α_s est très inférieure à l'unité, la théorie de la chromodynamique quantique peut s'appliquer via des développements limités que l'on sait traiter mathématiquement, c'est la QCD perturbative (pQCD). Mais lorsque à des énergies proches de Λ_{QCD} , pQCD n'est plus valide, il faut trouver une alternative : les calculs sur réseau (LQCD, acronyme anglais de *Lattice QCD*). Ils sont actuellement utilisés pour modéliser les phénomènes physiques se produisant à la transition de phase. La première étape de ces calculs est la formulation de la QCD dans un espace-temps discrétisé sur un réseau. Les quarks sont placés à chacun des nœuds de ce réseau, et les champs de gluon sont les variables servant de lien entre les nœuds. On détermine alors la valeur moyenne dans le vide d'un opérateur combinant les champs de gluons et de quarks, puis l'on utilise la formulation lagrangienne. Il est à noter que les résultats sont très dépendants du nombre de saveurs de quark introduites.

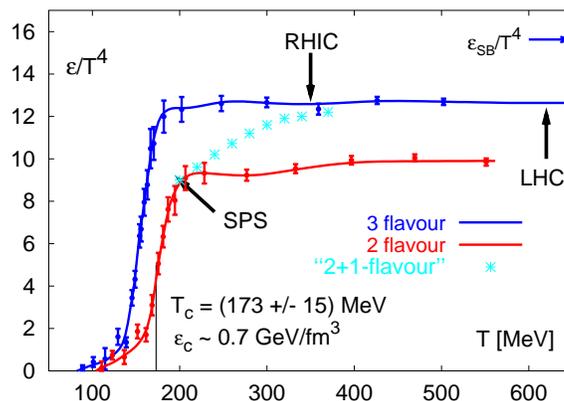


FIG. 1.2 – Evolution de la densité d'énergie en fonction de la température prédite par LQCD à potentiel baryonique nul [KL03].

La figure 1.2 permet de visualiser les résultats des calculs sur réseau à potentiel baryonique nul. Les différentes courbes correspondent aux cas où ont été utilisées 1/ deux saveurs de quarks légères (u et d), 2/ trois saveurs u , d et s , et 3/ deux saveurs légères u et d , s étant plus une lourde. La température critique de transition de phase entre la matière hadronique et le QGP ainsi est estimé à :

$$T_c = 173 \pm 15 \text{ MeV} \quad (2 \text{ saveurs}) \quad \text{et} \quad T_c = 154 \pm 15 \text{ MeV} \quad (3 \text{ saveurs})$$

Les résultats plus récents conduisent cependant à une température plus élevée : $T_c = 192 \pm 7 \pm 4 \text{ MeV}$ [C⁺06].

Les calculs LQCD renseignent également sur la nature de la transition (cf figure 1.3). Dans le cas des basses températures et des hautes densités baryoniques, la transition serait du premier ordre, c'est-à-dire que les dérivées premières de l'équation seraient discontinues. Dans la région de μ_B très faible et T élevée (situation des collisions d'ions lourds au RHIC et LHC), la matière passerait de façon continue entre un gaz de hadrons et un plasma. Entre les deux, existe un point critique qui correspondrait à une transition de second ordre, c'est à dire une transition continue mais au moins un paramètre d'ordre présente une discontinuité. Ce point critique, dont la position reste incertaine (probablement à $T \sim 160 \text{ MeV}$ et $\mu_B \sim 360 \text{ MeV}$ [FK04]) est comparable au point critique de l'eau par exemple où les deux états, - liquide et gazeux -, coexistent.

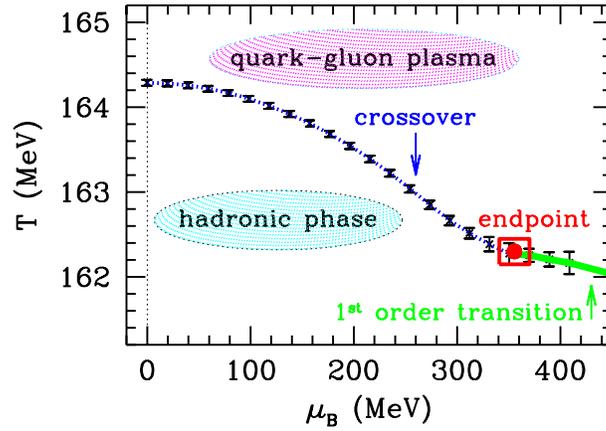


FIG. 1.3 – Diagramme de phase nucléaire prédit par les calculs sur réseau et nature des transitions [FK04].

1.1.3.3 Brisure et restauration de la symétrie chirale

La transformation qui conduit la matière hadronique vers l'état de plasma s'accompagne d'une restauration partielle de la symétrie chirale. La chiralité est l'hélicité d'une particule lorsque cette dernière a une masse nulle. L'hélicité est quant à elle définie comme la projection du spin sur le vecteur impulsion. Si la projection et le vecteur impulsion ont le même sens, l'hélicité est dite droite, dans le cas contraire l'hélicité est gauche. La chiralité ne peut en fait prendre qu'une valeur égale ou opposée au spin puisque si la masse est nulle, la quantité de mouvement aussi.

Pour comprendre le mécanisme de restauration de la symétrie chirale, il faut écrire le lagrangien de la QCD, il est exprimé ici de façon simplifiée :

$$\mathcal{L}_{QCD} = i\bar{\psi}\gamma^u\partial_\mu\psi + g\bar{\psi}\gamma^u A_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1.3)$$

- le premier terme représente l'énergie cinétique du champ d'un quark ψ ;
- le deuxième terme est l'expression de l'interaction entre le champ du quark ψ et celui des gluons A_μ ;
- le troisième terme est le terme de masse du quark ;
- le quatrième terme correspond à l'énergie cinétique des champs de gluons et de leurs auto-interactions.

On peut montrer que la combinaison des premier et deuxième termes, que l'on note ici $i\bar{\psi}O\psi$, peut s'écrire, en utilisant les états de chiralité droit D et gauche G des particules, comme suit :

$$i\bar{\psi}O\psi = i\bar{\psi}_D O\psi_D + i\bar{\psi}_G O\psi_G \quad (1.4)$$

Ce terme est donc invariant sous l'action de la transformation chirale. En revanche, le terme de masse couple lui les différents états de chiralité :

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_D\psi_G + \bar{\psi}_G\psi_D) \quad (1.5)$$

Dans une phase plasma où les quarks ont une masse quasiment nulle, le terme 1.5 s'annule et les quarks d'hélicité droite n'interagissent pas avec ceux d'hélicité gauche. Il existe alors deux mondes distincts $SU(3)_G$ et $SU(3)_D$ qui ne communiquent pas ($SU(3)$ est la représentation de l'hélicité en théorie des groupes). En revanche, dans la phase hadronique, le vide qui existe est en réalité un vide non perturbatif rempli de condensats de $q\bar{q}$ et les quarks en interagissant avec ces derniers acquièrent une masse (modèle du sac de quarks). Les quarks confinés au sein des hadrons ont ainsi une masse effective plus importante. Le terme 1.5 joue alors un rôle et couple les états droits et gauches : c'est la brisure de la symétrie chirale. Lorsque la matière fait le chemin inverse, des hadrons à l'état déconfiné, on parle de restauration de la symétrie chirale : la température du système augmente entraînant la disparition des condensats de quarks et la diminution de la masse des quarks. Cette restauration est dite partielle car la masse nue des quarks dans la phase plasma n'est en fait pas totalement nulle, le terme (1.5) subsiste alors dans le lagrangien et, même s'il est faible, il permet aux quarks d'échanger leur chiralité. Il faut noter également que l'effet de la restauration de symétrie chirale est négligeable pour les quarks lourds c , b et t [Cha08].

1.1.4 Du QGP au sQGP

Les propriétés et notre connaissance de la phase plasma de la matière ont évolué depuis sa prédiction théorique. L'image des quarks et des gluons totalement libres et sans interaction les uns avec les autres que l'on avait du QGP, semble se tourner aujourd'hui vers un système de partons interagissant fortement : le sQGP (*Strongly interacting QGP*).

A ses débuts, le QGP était assimilé à un gaz thermodynamique parfait de quarks et de gluons, c'est-à-dire sans interaction. La limite des gaz parfaits, dite limite de Stefan-Boltzmann (SB) est donnée par l'équation suivante exprimant la pression en fonction de la température :

$$\frac{3p_{SB}}{T^4} = \frac{\epsilon_{SB}}{T^4} = \left(16 + \frac{21}{2}n_f\right) \frac{\pi^2}{30} \quad (1.6)$$

avec n_f le nombre de saveurs. Dans la matière à haute température (supérieure à la température critique de formation du QGP), on s'attend à ce que la variable p_{SB}/T^4 s'approche de la valeur asymptotique définie par l'équation ci-dessus. La figure 1.4 présente l'évolution du rapport p/T^4 en fonction de T/T_c prédite par les calculs sur réseau pour un système à densité baryonique nulle. On voit clairement que la matière au delà de la température critique n'atteint pas la

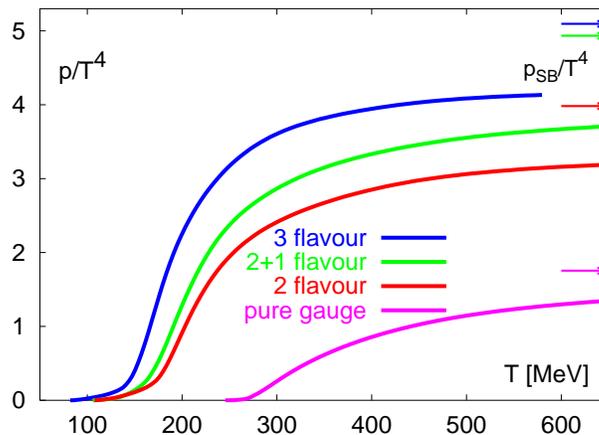


FIG. 1.4 – Evolution du rapport de la pression et de la température (p/T^4) en fonction du rapport entre la température et la température critique (T/T_c) évaluée par les calculs sur réseau pour 2, 3 ou (2+1) saveurs de quarks. La limite de Stefan-Boltzmann dans chacun de ces trois cas est représentée par une flèche [Kar02].

valeur limite du gaz parfait. Le système déconfiné serait alors le siège d'interactions entre les partons, la notion de sQGP apparaît. Nous verrons au § 1.3.3 qu'elle est également confirmée par d'autres observables.

1.2 Le Plasma en laboratoire ou les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

L'unique chemin connu à ce jour pour mener en laboratoire la matière hadronique vers l'état de plasma qui aurait existé quelques 10^{-5} s après le big-bang, est la collision d'ions lourds à une énergie relativiste. Les ions lourds apportent la matière tandis que l'énergie de la collision permettrait d'atteindre les pression et température suffisantes au déconfinement. Depuis quelques dizaines d'année, de nombreux accélérateurs, dédiés à l'étude de cette physique ont vu le jour.

1.2.1 Du Bevalac au LHC, un peu d'histoire...

L'histoire des accélérateurs commence au Lawrence Berkeley National Laboratory avec le *Bevatron* qui joua un rôle majeur dans la découverte du monde des particules et mena ensuite à la mise en place du modèle des quarks en 1960. Mais ce n'est que quelques années plus tard avec l'ajout d'un accélérateur linéaire *SuperHILAC* que le *Bevatron* se transforma en *Bevalac*, la première machine au monde à pouvoir accélérer à des énergies relativistes l'ensemble des éléments du tableau périodique. La physique des ions lourds débute. Le synchrotron SIS au laboratoire GSI en Allemagne à Darmstadt prend le relais en 1976. Puis l'AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) situé au Brookhaven National Laboratory (USA) démarre son programme d'ions lourds en 1986 et centre l'étude des collisions d'ions lourds, qui étaient dédiées jusqu'à présent aux propriétés de la matière nucléaire, sur la thématique du QGP. Deux ans plus tard, le centre européen de la recherche nucléaire (CERN) à Genève décide de démarrer son propre programme d'étude avec le SPS (*Super Proton Synchrotron*). Ces deux synchrotrons fonctionnaient avec des faisceaux des noyaux lourds sur cible fixe. En parallèle des systèmes de référence, proton-proton ou deutérium-noyau étaient étudiés. Le SPS qui regroupaient 7 expériences dont les noms commençaient par

Machine	Lieu	Mode	Démarrage	Faisceau	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	ϵ (GeV/fm ³)
SIS	GSI	cible fixe	1976	²³⁸ U	1.4	~ 1
AGS	BNL	cible fixe	1986	¹⁹⁷ Au	4.8	~ 1.5
SPS	CERN	cible fixe	1994	²⁰⁸ Pb	17.3	~ 3.5
RHIC	BNL	collision	2001	¹⁹⁷ Au	200	~ 5.5
LHC	CERN	collision	2008	²⁰⁸ Pb	5500	~10

TAB. 1.1 – Caractéristiques des accélérateurs d’ions lourds. Pour chaque machine, sont indiqués les ions les plus lourds accélérés. La densité d’énergie ϵ est calculée à l’aide de la formule de Bjorken ($\epsilon = (1/(A_T\tau_0)) \times (dE_T/dy)|_{y=0}$) pour $\tau_0 = 1$ fm/c, A_T étant la surface transverse de recouvrement des noyaux [Bjo83].

NA ou WA respectivement pour *North* et *West Area*, et qui étaient chacune dédiée à certaines observables en particulier, a connu certains succès. Les empreintes assez nettes du QGP, établis par l’ensemble de ces différents dispositifs expérimentaux composant le SPS ont mené la direction du CERN à publier le 10 février 2000 un communiqué de presse annonçant “un nouvel état de la matière créée au CERN” [HJ00]. Cependant, les preuves de la formation du QGP apportées par le SPS ne sont pas sans ambiguïté. La densité d’énergie que cet accélérateur a permis d’atteindre, bien que supérieure à la valeur critique de création d’une phase déconfinée, en était encore trop proche pour convaincre l’ensemble de la communauté scientifique (les caractéristiques des différents accélérateurs sont présentées sur le tableau 1.1).

La physique de la matière chaude et dense a franchi un nouveau cap avec l’avènement d’une nouvelle génération de dispositifs expérimentaux fonctionnant en mode collision et non en cible fixe, lors du démarrage en juin 2000 du RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*). Deux faisceaux de noyaux sont accélérés en sens inverse dans un anneau circulaire, cette technique se démarque par deux principaux avantages :

- l’énergie dans le centre de masse est considérablement accrue ;
- le centre de masse de la réaction fixe lors de la collision, les particules émises sont ainsi réparties de façon isotrope autour du point d’impact et non plus, comme dans le cas des cibles fixes, concentrée dans un cône privilégié ce qui rendait leur détection plus délicate.

Le RHIC, et ses quatre expériences STAR, PHENIX, BRAHMS et PHOBOS, ont confirmé un certain nombre des résultats du SPS et ont apporté des indications de plus en plus fortes de la création d’un nouvel état de la matière. Si beaucoup d’expérimentateurs restent prudents et préfèrent parler d’une nouvelle matière très dense, certains théoriciens se montrent nettement moins timides : Gyulassy titre l’un de ses articles par “The QGP discovered at RHIC” [Gyu04]. Le RHIC a également ouvert la voie à de nouvelles observables que l’expérience ALICE au LHC continuera d’explorer au travers des collisions Pb–Pb à des énergies encore jamais atteintes. Le LHC devrait permettre de franchir sans ambiguïté la frontière séparant la matière hadronique de l’état de plasma. La caractérisation du QGP et l’étude de ses propriétés devraient se faire plus facilement du fait d’une température initiale bien au delà du seuil critique ainsi que d’un volume et un temps de vie bien plus grands qu’au RHIC.

1.2.2 Le LHC, Large Hadron Collider

Le LHC, situé sur la frontière franco-suisse au CERN, est dédié en priorité à la découverte du boson de Higgs et de la supersymétrie mais possède également un programme d’ions lourds pour

la caractérisation du QGP. Les temps de faisceau seront par conséquent attribués principalement aux collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV mais, chaque année, un mois de prise de données Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV aura lieu, et l'intérêt des collisions p-p dans la compréhension des processus entrant en jeu dans un QGP est de toute façon primordiale puisqu'elles constituent un système de référence indispensable.

La journée du 10 septembre 2008 a vu la mise en service du LHC. Mais après un démarrage brillant, un incident lié à une connexion électrique défectueuse entre deux aimants de l'accélérateur a causé une fuite d'hélium, le temps de réparation a été estimé à quelques mois. Le redémarrage du LHC aura lieu après la période d'arrêt imposée de longue date pendant l'hiver. Il nous faut attendre le printemps 2009 pour voir les premières collisions...

1.2.2.1 Le LHC : les étapes de l'accélération

Le LHC dont le tunnel de 27 km de circonférence se situe à 100 mètres sous terre, est installé dans le même complexe que son prédécesseur le LEP. Les principales caractéristiques de l'accélérateur et des faisceaux sont données dans le tableau 1.2. Pour atteindre des énergies par nucléon aussi élevées que 7 TeV dans le cas des protons ou que 2.25 TeV dans le cas des ions de Plomb, une succession d'accélérateurs est nécessaire et l'ensemble du complexe du CERN est mis à contribution (cf figure 1.5).

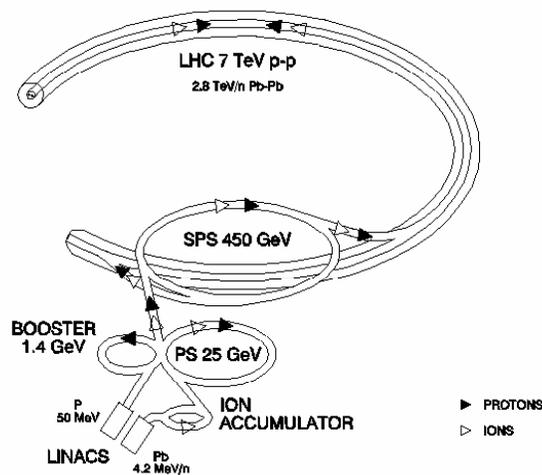


FIG. 1.5 – Le complexe d'accélération du LHC

Les hadrons incidents, proton ou noyaux d'ions lourds, sont premièrement injectés dans un accélérateur linéaire nommé *Lineac2*, ils en sortent avec une énergie cinétique de 4.2 MeV/u. Ils rejoignent ensuite le *Proton Synchrotron Booster* (PSB) qui les accélèrent davantage et qui sert de porte d'entrée au *Proton Synchrotron* dans lequel ils gagnent encore en énergie et atteignent ainsi 26 GeV/u. Du PS, les hadrons sont transmis au *Super Proton Synchrotron* qui les accélère jusqu'à 450 GeV/u. La dernière étape consiste à transporter ce faisceau de hadrons vers le LHC. Ceci est fait par deux lignes de transfert *TI 2* et *TI 8* d'une longueur cumulée de 5.6 km contruites spécialement et qui injectent le faisceau dans le sens horaire et antihoraire du LHC où les aimants supra-conducteurs sur les 27 km de la circonférence permettent finalement d'atteindre l'énergie nominale.

Caractéristiques	Collision p – p	Collision Pb – Pb
Énergie par nucléons	7 TeV	2.25 TeV
Énergie dans le centre de masse	14 TeV	5.5 TeV
Longueur des paquets du faisceau	7.7 cm	7.7 cm
Nombre de paquets par seconde	2808 s ⁻¹	592 s ⁻¹
Distance entre les paquets	25 ns	125 ns
Nombre de particules par paquet	1.1 × 10 ¹¹	6.8 × 10 ⁷
Luminosité nominale	10 ³⁴ cm ⁻² .s ⁻¹	10 ²⁷ cm ⁻² .s ⁻¹

TAB. 1.2 – Principales caractéristiques de l’accélérateur LHC. Les énergies indiquées sont les valeurs maximales, le LHC possède un programme d’étude à des énergies plus basses, notamment 900 GeV pour les collisions p-p, (probablement l’énergie des toutes premières collisions).

1.2.2.2 Le LHC et ses quatre expériences

Le Large Hadron Collider permet d’accélérer des protons et des ions lourds à des énergies encore jamais atteintes pour servir des physiques aux orientations diverses que quatre expériences exploreront. Mais derrière ces thèmes au premier abord disparates, se cachent des interrogations communes : la génération de la masse, celle des particules élémentaires via la recherche du Higgs, celle des hadrons par la transition d’une phase partonique vers la matière hadronique, - les brisures de symétrie dans la nature, celle de SUSY lors du passage de la supersymétrie au modèle standard, celle de la symétrie chirale lors du passage de la matière au vide QCD, celle de la symétrie CP nécessaire à l’explication de l’asymétrie entre matière et antimatière dans l’Univers.

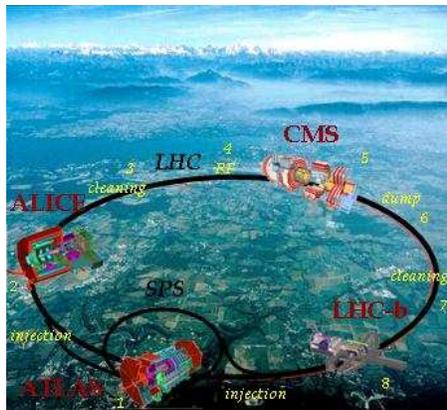


FIG. 1.6 – L’anneau du LHC et les quatre expériences.

ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) est, avec ses dimensions de 46 mètres de long, 25 mètres de large, 25 mètres de haut, la plus imposante des quatre expériences. Elle est dédiée à la recherche du boson de Higgs, et à la physique au delà du modèle standard : la supersymétrie SUSY. Elle s’intéresse également à l’étude de la matière noire.

CMS (*Compact Muon Solenoid*), la plus lourde de toutes : 12500 tonnes, poursuit les mêmes buts qu’ATLAS : recherche du Higgs et de la supersymétrie, mais via des stratégies différentes de par ses caractéristiques techniques. Elle étudie également la physique du quark top et la violation

CP dans le secteur de la beauté.

LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) se focalise sur l'étude de l'antimatière via la physique de la beauté : désintégrations rares des mésons beaux et violation CP.

ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) est l'expérience du LHC dédiée à l'étude du plasma de quarks et de gluons dans les collisions noyau-noyau (ATLAS et CMS possèdent également un programme d'ions lourds pour l'étude du QGP, elles sont sensibles à des observables de très hautes impulsions). Elle prend le relai des expériences du RHIC et permet à elle seule d'explorer l'ensemble des observables nécessaires à la caractérisation du plasma. Cette thèse s'inscrivant dans le cadre de cette expérience, celle-ci est décrite en détail au chapitre 3..

1.2.3 Phénoménologie d'une collision d'ions lourds : le scénario de Bjorken

Les calculs sur réseau prédisent une transition de phase vers un état de plasma si la densité d'énergie atteinte dépasse la valeur de $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Mais la description de l'évolution du QGP suite à sa création, si la collision le permet, est plus délicate à modéliser et il n'existe pas de formalisme unique. L'ensemble de la communauté scientifique cependant s'accorde sur le scénario de Bjorken développé en 1983 par le physicien du même nom [Bjo83], mais il se limite à la description de l'expansion longitudinale (suivant l'axe z du faisceau) du système en fonction du temps t dans le laboratoire. Les différentes phases sont représentées dans le plan (t, z) par des hyperboles qui s'assimilent également de façon approximative à la valeur du temps propre τ du système, ainsi que l'illustre la figure 1.7.

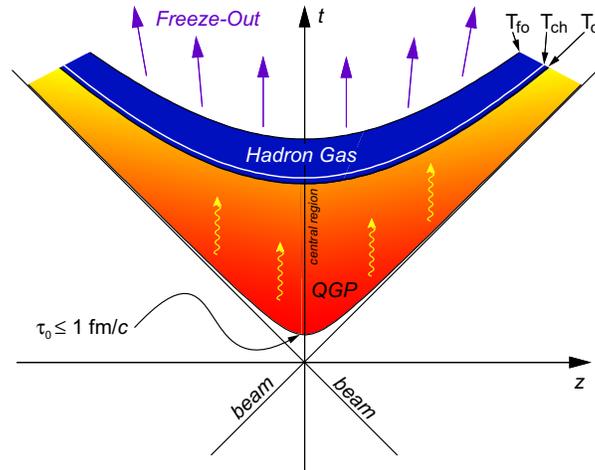


FIG. 1.7 – Evolution du système formé par la collision dans le cadre du scénario de Bjorken [Cai05b].

L'instant où les noyaux incidents, voyageant à la vitesse de la lumière, collisionnent définit le temps $t = 0$. Se forme ensuite une phase de pré-équilibre dont la durée serait de l'ordre de $1 \text{ fm}/c$ et pendant laquelle le système chauffe et se thermalise créant ainsi dans un volume très restreint (quelques GeV/fm^3) un état de plasma. Ce QGP pourrait vivre entre 5 et $7 \text{ fm}/c$, et les quarks légers u et d et peut-être aussi les quarks s (cf § 1.3.1) auraient le temps d'atteindre leur concentration à l'équilibre chimique. Puis le plasma se refroidit et se détend jusqu'à franchir une densité d'énergie critique et le système se transforme alors en un gaz hadronique. Cette transformation se fait de manière graduelle par l'existence d'une phase mixte d'une durée estimée à 10 ou $20 \text{ fm}/c$ qui mêle partons et hadrons s'évaporant à partir de la surface du système.

L'existence de cette phase mixte est assez critiquée, la nature de la transition entre QGP et matière hadronique étant encore mal comprise. A la frontière phase mixte/phase hadronique, la densité d'énergie n'est plus suffisante pour permettre la création de nouvelles particules par les interactions inélastiques, la composition chimique est figée : c'est le gel (ou *freeze-out* en anglais) chimique. On lui associe une température T_{ch} qui intervient régulièrement dans les paramètres de certains modèles. La baisse de température continue ensuite et provoque l'arrêt de toute interaction élastique, la dynamique thermique prend fin : c'est le gel cinématique. Les particules volent alors vers les détecteurs.

1.3 Production d'étrangeté & Modélisation chimique et dynamique

L'intérêt suscité par la production d'étrangeté, thématique dans laquelle s'inscrit cette thèse, se justifie de façon assez naturelle par l'absence de quarks étranges parmi les hadrons collisionnant, qu'ils soient des protons ou des ions lourds. Les particules étranges ne peuvent donc résulter du transport des quarks u et d de valence incidents, elles proviennent ainsi de la collision en elle-même et des phénomènes qu'elle engendre. Cependant cette spécificité, importante d'un point de vue historique dans les premières collisions d'ions lourds où l'énergie était faible, devient marginale à haute énergie : la quasi-totalité des quarks, même ceux de saveur u et d , sont issus de créations de paires, et non plus du transport des quarks de valence. Mais la production d'étrangeté a été l'une des premières observables pour caractériser le plasma de quarks et de gluons. Elle tient encore aujourd'hui une place privilégiée à la fois dans le secteur des processus doux (de faible impulsion transverse) où elle permet de sonder les conditions globales de gel cinématique et chimique, et dans le domaine des processus durs qui auront une influence majeure sur le scénario des collisions.

1.3.1 Une prédiction historique : l'augmentation de l'étrangeté

1.3.1.1 Les débuts de l'étrangeté

La physique des hautes énergies s'est intéressée dans les années 1950 au comportement de certaines particules proches du proton, très facilement produites lors des chocs en laboratoire mais dont la désintégration, alors que leur énergie de masse permettait la décomposition quasi instantanée en un proton et un pion, n'était pas immédiate. Etrange comportement qui prêta dès lors son nom à une physique naissante, celle de l'étrangeté. L'étude de ces particules a connu une avancée notable avec l'introduction par Gell-Mann et Nishijima d'un nouveau nombre quantique : le nombre étrange s , découverte qui donna lieu à une publication dans le journal *Physical Review* en 1953 titrée "Isotopic Spin and the New Unstable Particles" [GM53]. Ces dernières prendront quelques années plus tard le nom officiel de particules étranges, termes regroupant l'ensemble des mésons et baryons constitués d'un ou plusieurs quarks de saveur s , dont les hypérons (Λ , Ξ et Ω) et les K_s^0 qui nous intéresseront plus particulièrement dans cette thèse. Aux quarks s est alors associée la valeur $+1$, aux antiquarks \bar{s} la valeur -1 , de sorte que l'étrangeté S se caractérise par un nombre entier, négatif ou nul. Pour assurer sa conservation par les interactions nucléaires lors des collisions en laboratoire où le système en est dépourvu, les particules étranges se doivent d'être créées via l'apparition de paires de quark/antiquark $s\bar{s}$.

La physique de l'étrangeté a pris une autre importance lorsque dans les années 1980 Rafelski et Müller ont vu en cette saveur un domaine d'étude prometteur pour la mise en évidence d'un état déconfiné de la matière lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Selon leurs prédictions,

la création de paires $s\bar{s}$ et la formation subséquente de baryons et anti-baryons étranges devraient être favorisées dans un plasma de quark et de gluons :

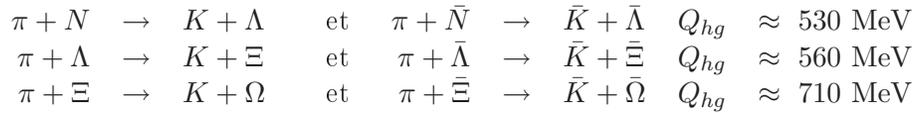
“We investigate the abundance of strangeness as a function of the lifetime and excitation of the plasma state. This investigation was motivated by the observation that significant changes in relative and absolute abundance of strange particles, such as $\bar{\Lambda}$, could serve as a probe for quark-gluon plasma formation.” [RM82]

La place de l'étrangeté a depuis évolué et l'augmentation prédite du taux de particules étranges dans les collisions d'ions lourds par rapport au système de référence proton-proton où une matière déconfinée ne peut se former, s'est révélée être un phénomène bien plus complexe, mais nous y reviendrons après. Intéressons-nous d'abord à la comparaison de la production d'étrangeté dans un simple gaz de hadrons présent lors des collisions p-p et dans un plasma de quarks et de gluons. L'augmentation de l'étrangeté entre les deux systèmes peut s'expliquer par deux raisons :

- les seuils d'énergies des réactions de production de particules étranges ;
- le temps d'équilibration.

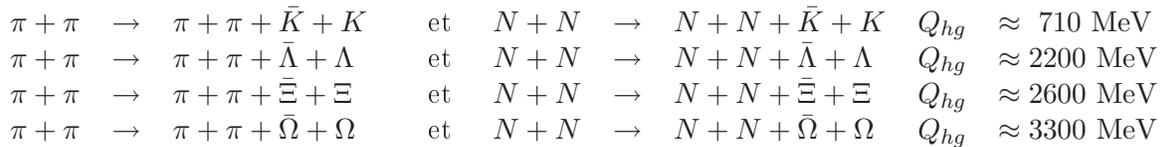
1.3.1.2 Comparaison des mécanismes de production d'étrangeté dans un gaz de hadrons et un plasma

La production de particules étranges dans un gaz de hadrons a été étudiée par P.Koch, B.Müller et J.Rafelski [KMR86]. La formation d'hypérons et de mésons K peut se faire par les réactions suivantes à partir des π créés abondamment par la collision et des nucléons N :



Ces réactions mettent en jeu des processus dont les différences de masse entre hadrons finaux et initiaux sont importantes conduisant à des énergies de seuil Q_{hg} relativement élevées. La production d'hypérons doublement ou triplement étranges Ξ et Ω est encore plus coûteuse en temps et énergie puisqu'elle nécessite une succession de réactions. La formation d'antimatière étrange est encore davantage défavorisée, elle requiert en effet pour s'initier la présence initiale d'une antiparticule, et il ne peut s'agir d'un des nucléons incidents.

Les productions directes de particules et antiparticules étranges par la réaction de deux π ou deux nucléons peuvent également être envisagées. Cependant les énergies de seuil sont si élevées que les particules, en particulier les hypérons, ne peuvent être produites abondamment par de telles réactions :



Si la collision mène à la formation d'un système aux degrés de liberté partoniques, la production d'étrangeté est considérablement simplifiée. Dans un tel milieu déconfiné, la restauration de la symétrie chirale abaisse fortement la masse des quarks s qui passerait alors de 500 MeV/c²

dans les hadrons à environ $150 \text{ MeV}/c^2$. Les seuils des réactions de création de paires $s\bar{s}$ sont par conséquent assez faibles : $Q_{GQP} = 2m_s \approx 300 \text{ MeV}/c^2$. D'un point de vue thermodynamique, la production de quarks étranges est ainsi nettement facilitée et, puisque l'hadronisation, se produisant lors du refroidissement du système, conserve le nombre quantique de l'étrangeté, la création de particules étranges est favorisée par rapport à un scénario hadronique. Au premier ordre de la QCD perturbative, la formation de paires $s\bar{s}$ se fait par les mécanismes représentés en figure 1.8. Les processus de fusion gluonique sont très majoritaires devant l'annihilation de quarks du fait de la plus grande densité de gluons et de leur dégénérescence en 8 couleurs [KMR86].

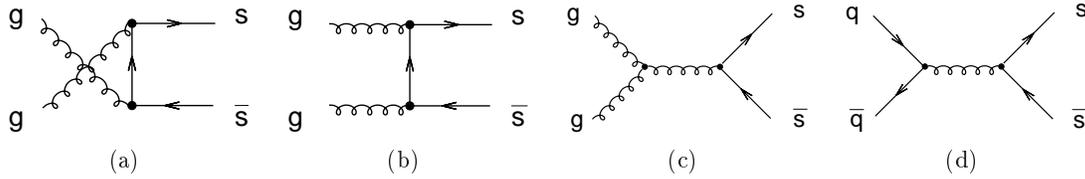


FIG. 1.8 – Diagrammes de Feynman de la production de paires $s\bar{s}$ dans un QGP. Mécanisme de fusion gluonique (a), (b) et (c), et d'annihilation de paires $q\bar{q}$ (d).

La comparaison des rapports des taux de production des hyperons pourrait donc aider à la distinction des scénarios gaz de hadrons ou plasma dans les collisions d'ions lourds, - les collisions proton-proton, où le gaz hadronique serait assuré, servant de référence. Puisque les mécanismes de création d'étrangeté sont favorisés dans un QGP, on devrait ainsi observer la hiérarchie suivante :

$$\frac{\Omega}{\Xi}|_{QGP} > \frac{\Omega}{\Xi}|_{hg} \quad \text{et} \quad \frac{\Xi}{\Lambda}|_{QGP} > \frac{\Xi}{\Lambda}|_{hg}$$

1.3.1.3 Comparaison des temps d'équilibration de l'étrangeté dans un gaz de hadrons et un plasma

Le deuxième argument en faveur d'une augmentation de l'étrangeté dans un plasma par rapport au gaz hadronique tient au temps d'équilibration des réactions de production des particules étranges.

Dans un plasma, l'annihilation des paires $s\bar{s}$ par la réaction $s\bar{s} \rightarrow q\bar{q}$ est en compétition avec leur propre création mais son importance dépend de la densité de quarks s si bien qu'à partir d'un moment donné un équilibre peut être atteint. Le temps d'équilibration chimique τ^{eq} de l'étrangeté dans un QGP peut être calculé à partir des sections efficaces des réactions de fusion gluonique et d'annihilation $q\bar{q}$ [Com79]. L'abondance de quarks s rapportée au nombre de quarks u et d en fonction du temps et pour différentes températures du système est représentée en figure 1.9. Le diagramme fait apparaître un début de saturation clair à partir d'une température $T = 160 \text{ MeV}$, et plus celle-ci augmente, plus la saturation commence tôt. Pour un temps de vie du plasma estimé à $\sim 2 \times 10^{-23} \text{ s}$ et pour une température du système supérieure à 160 MeV , la concentration en paires $s\bar{s}$ a le temps de se rapprocher fortement de sa valeur d'équilibre.

Qu'en est-il dans un gaz de hadrons ? L'évolution des densités d'hadrons étranges en fonction du temps à une température de $T = 160 \text{ MeV}$ et pour trois valeurs du potentiel baryonique est représentée en figure 1.10. Elle mène à un temps d'équilibration d'environ $30 \text{ fm}/c$ soit 10^{-22} s . Cette valeur est largement supérieure au temps de vie du plasma, par conséquent les particules étranges devraient être plus abondantes dans un QGP.

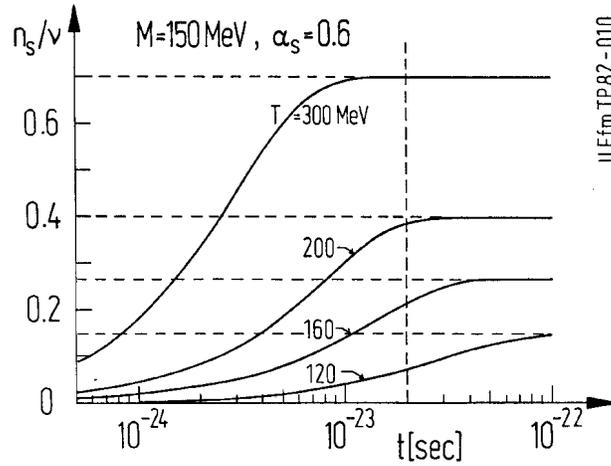


FIG. 1.9 – Evolution en fonction du temps de l'abondance en quarks étranges n_s rapportée au nombre ν de quarks u et d , pour plusieurs températures de plasma [RM82].

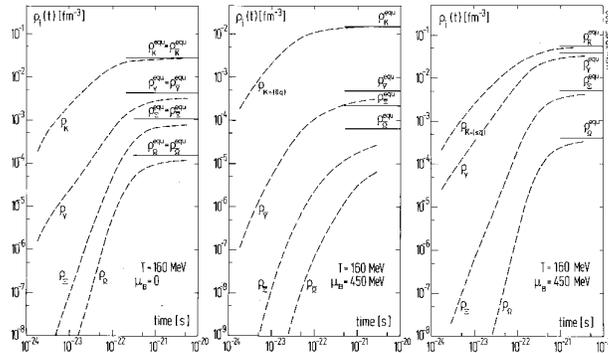


FIG. 1.10 – Evolution en fonction du temps de la densité de hadrons étranges dans un gaz hadronique pour plusieurs températures et pour trois valeurs de potentiel baryonique [KMR86].

Les temps d'équilibration ont ainsi des conséquences sur les rapports relatifs des hyperons. Dans le cas du plasma, la saturation d'étrangeté devrait être atteinte et les rapports relatifs de particules de masse différente ne devraient donc pas varier de façon significative entre eux. On s'attend au contraire à des différences notables dans un gaz hadronique (collision proton-proton) :

$$\frac{\Omega}{\Xi}|_{QGP} \simeq \frac{\Xi}{\Lambda}|_{QGP} \quad \text{et} \quad \frac{\Omega}{\Xi}|_{hg} < \frac{\Xi}{\Lambda}|_{hg}$$

1.3.1.4 Les succès de la prédiction...

Pour mettre en évidence une augmentation de l'étrangeté, il nous faut comparer les collisions de référence proton-proton et proton-noyau qui donnent naissance à un gaz de hadrons et les collisions d'ions lourds pouvant éventuellement former un plasma. Mais la difficulté d'une comparaison réside dans le fait que les systèmes collisionnant sont différents et il faut alors trouver une normalisation correcte. Afin de prendre en compte la taille des hadrons incidents et donc le volume du système formé, on utilise la variable $\langle N_{Part} \rangle$ correspondant au nombre de nucléons participant à la collision. Il va de soi que $\langle N_{Part} \rangle$ dépend du nombre de nucléons

contenu dans les particules incidentes et également de la centralité de la collision. Les collisions d'ions lourds ultra-périphériques peuvent ainsi s'assimiler à des collisions proton-proton. Précisons que $\langle N_{Part} \rangle$ ne peut être mesuré expérimentalement, il est alors estimé à l'aide d'une modélisation géométrique de la collision connaissant la multiplicité de l'événement (modèle de Glauber [Gla59]).

Les taux de production des hypérons ont été mesurés au SPS, notamment par l'expérience NA57, et au RHIC par STAR. Les résultats de ces mesures, à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8, 17.3, \text{ et } 200 \text{ GeV}$ sont représentés sur la figure 1.11 avec la normalisation expliquée ci-dessus. On voit effectivement apparaître, à toutes les énergies, une augmentation de la production des hypérons avec N_{Part} par rapport au système de référence, et celle-ci est d'autant plus marquée que la particule considérée contient de quarks étranges. Cependant, l'interprétation de ces résultats n'est pas sans ambiguïté.

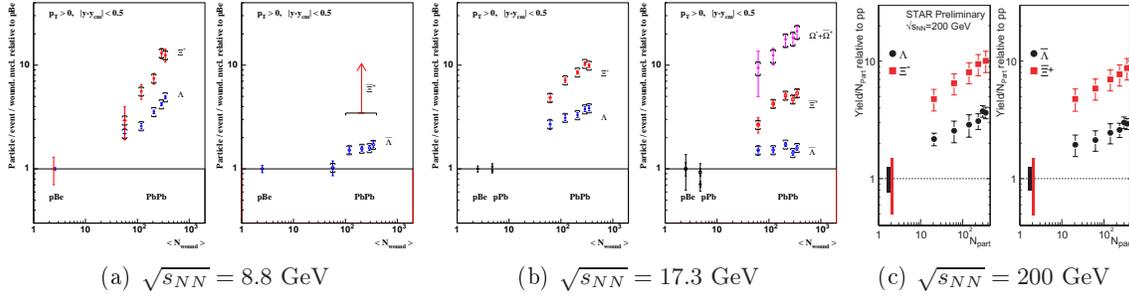


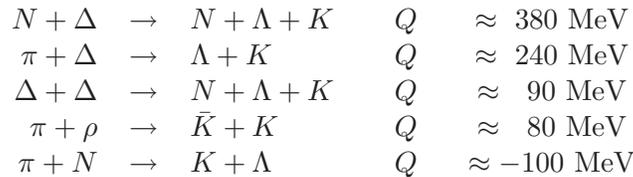
FIG. 1.11 – Taux de production des particules étranges dans les collisions Pb–Pb en fonction de la centralité (représenté par le nombre de participants nommés N_{Part} ou N_{wound}) normalisés à une référence hadronique (p–p ou p–Be) mesurés par l'expérience NA57 au SPS pour $\sqrt{s_{NN}} = 8.8 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s_{NN}} = 17.3 \text{ GeV}$ [Bru04] et par l'expérience STAR pour $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ [Cai05b].

1.3.1.5 ...à nuancer ?

La validité de l'augmentation de l'étrangeté comme signature de la formation d'un plasma repose sur l'unique condition qu'aucun autre modèle purement hadronique ne puisse expliquer ce phénomène. Or cette augmentation peut être comprise par l'intervention d'autres phénomènes, tels que les décroissances de résonances, les effets d'espace des phases. Il nous faut également revenir sur la normalisation en fonction de $\langle N_{Part} \rangle$.

Les résonances : une contribution à ne pas négliger

Les résonances, abondamment produites dans les collisions d'ions lourds, ont une grande influence dans la production d'étrangeté, il faut estimer leur contribution [SB04]. Entre autre, les résonances $\Delta(1232)$ et ρ peuvent entraîner la création de particules étranges K et Λ par les réactions ci-dessous dont l'énergie seuil est faible :



Ces réactions ont une contribution non négligeable et elles permettent d'augmenter la production de particules étranges par rapport à ce qui est prédit sur la figure 1.9. Cependant il est tout de même peu probable qu'elles suffisent pour expliquer à elles seules l'augmentation de l'étrangeté.

Considérations d'espace des phases

Les collisions d'ions lourds sont décrites dans le cadre de la physique statistique par un formalisme Grand Canonique. (Nous reviendrons sur les modèles statistiques au § 1.3.2). Cette approche, faisant intervenir un système dont le volume est relativement grand, permet la conservation des nombres quantiques en moyenne seulement. La création d'une particule Ω^- (sss) par exemple peut se faire sans l'apparition au même moment d'une antiparticule correspondante contenant trois quarks \bar{s} . Les collisions élémentaires proton-proton ou collision noyau-noyau périphérique créent elles un système de matière dont le volume est beaucoup plus faible, celui-ci est alors soumis à la conservation locale des nombres quantiques imposée par la description Canonique. Ceci réduit fortement l'énergie et l'espace des phases disponibles pour la création d'étrangeté. L'augmentation de l'étrangeté est ainsi liée à une suppression canonique, c'est-à-dire au passage de l'ensemble Grand Canonique utilisé pour les interactions noyau-noyau, à l'ensemble Canonique décrivant les collisions élémentaires de référence. Il serait en fait plus cohérent de parler de suppression d'étrangeté dans les petits systèmes, et, lorsque le volume est suffisamment grand, l'effet d'espace des phases disparaît et le taux de production de particules étranges par unité de volume devient constant.

La question du volume de corrélation

Nous avons également abordé au paragraphe précédent la nécessité de normaliser les spectres par $\langle N_{Part} \rangle$ pour prendre en compte la taille des systèmes. Le volume dit de corrélation, qui désigne la région dans laquelle un quark s est capable de trouver son ou ses partenaires pour former un méson ou un baryon, a été défini comme proportionnel au nombre de nucléons participants.

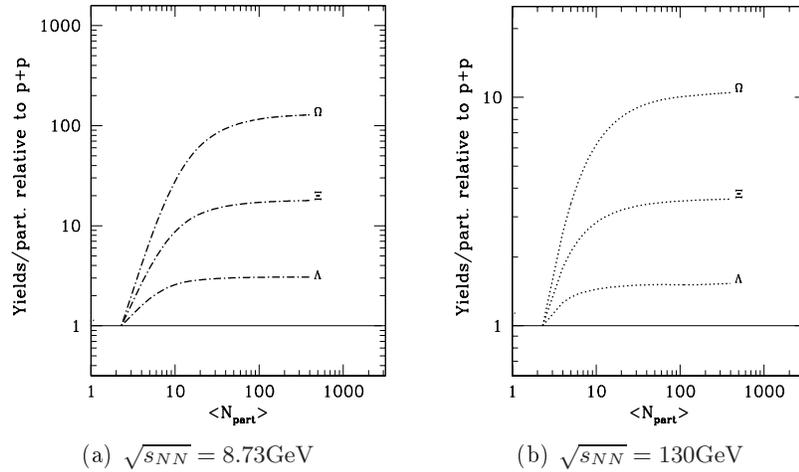


FIG. 1.12 – Evolution avec la centralité de la collision (avec N_{part}) du taux de production des hyperons, prédiction à partir d'un modèle statistique [RT02].

Cependant, on voit sur la figure 1.12 que les modèles statistiques parviennent à reproduire de façon qualitative l'augmentation de l'étrangeté mais échouent dans leur description quantitative, ceci pourrait s'expliquer par une paramétrisation du volume de corrélation incorrecte : il ne serait pas relié uniquement à $\langle N_{Part} \rangle$. Il a alors été proposé de considérer le nombre de collisions

élémentaires nucléon-nucléon $\langle N_{bin} \rangle$ ($\langle N_{bin} \rangle$ étant supérieure à $\langle N_{Part} \rangle$), ce ceci reflète alors l'importance des processus durs dans la création d'étrangeté. Le facteur d'échelle qui a alors été proposé tient compte du contenu en saveur de la particule étrangeté :

$$C_s = \frac{N_l}{N_q} \cdot N_{part} + \frac{N_s}{N_q} \cdot N_{bin} \quad (1.7)$$

où N_q est le nombre de quarks de valence de la particule, N_l le nombre de quarks légers et N_s le nombre de quarks étranges. Cette approche décrit les résultats expérimentaux avec succès [Cai05a, Cai06].

Remarque :

Très récemment, les taux de production des particules étranges dans les collisions Cu–Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ ont été mesurés et le facteur d'augmentation de l'étrangeté en fonction de $\langle N_{Part} \rangle$ a été comparé au prédiction du modèle EPOS. Nous présentons ici les résultats obtenus, extraits de [Tim08] (cf figure 1.13), sans plus de détails puisque ce modèle théorique fait l'objet du chapitre suivant. Contrairement aux modèles statistiques, l'accord entre les données expérimentales et EPOS est relativement satisfaisant.

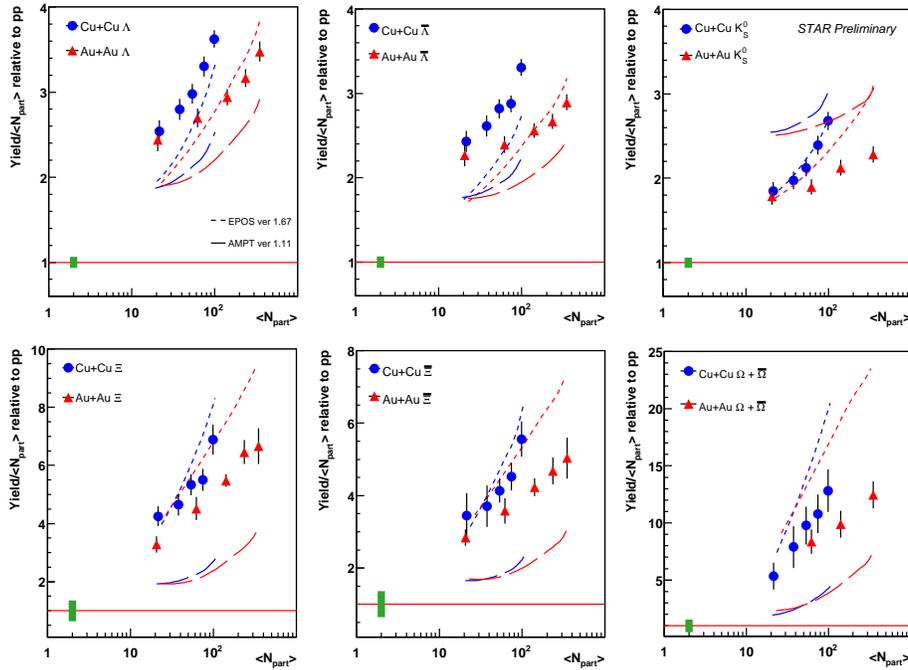


FIG. 1.13 – Taux de production des particules étranges à mi-rapacité dans les collisions Pb–Pb et Cu–Cu en fonction de la centralité (représentée par le nombre de participants nommés $\langle N_{Part} \rangle$) normalisés à la référence hadronique p–p mesurés par l'expérience STAR pour $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$. Les barres d'erreurs tiennent compte des incertitudes statistique et systématique. La barre d'erreur verte montre l'incertitude de la normalisation. Comparaison avec le modèle EPOS (pointillé) et AMPT (tirets), la référence p–p prise est celle des mesures expérimentales. Figure extraite de [Tim08]

1.3.2 Modélisation de la composition chimique du système formé

L'analyse de la composition chimique du système final, peut renseigner sur l'état de la matière créée initialement. Les modèles thermiques statistiques, à l'équilibre ou hors équilibre, qui permettent cette étude et que nous expliciterons dans cette section, se sont appliqués avec succès aux données du SPS et du RHIC. L'intérêt des particules étranges dans ce cadre est double : elles permettent de contraindre efficacement les paramètres du modèle qui en retour peut décrire et prédire le comportement de l'étrangeté. Et c'est davantage dans cette optique de compréhension et de modélisation de la composition chimique que se place aujourd'hui l'étrangeté, abandonnant ainsi son rôle de signature directe du plasma de quarks et de gluons. Au LHC, les mesures de particules étranges devraient permettre de départager les modèles thermiques statistiques : ceux à l'équilibre et ceux hors équilibre.

1.3.2.1 Philosophie des modèles thermiques statistiques

Les modèles thermiques fournissent une description de la composition chimique du système final au moyen d'un formalisme statistique dont les paramètres principaux sont la température au gel chimique T_{ch} et la densité baryonique μ_B , caractéristiques du système formé par la collision. Ils suivent les principes de la thermodynamique et considèrent donc la probabilité qu'a un système à une température donnée de produire un certain type de particules. Le principe de ces modèles est le suivant :

- on essaie d'ajuster les différents rapports de particules expérimentaux avec une même fonction dont les paramètres sont T_{ch} et μ_B ;
- la qualité de l'ajustement est évaluée par la valeur obtenue du χ^2/NDF où NDF est le nombre de degrés de liberté correspondant au nombre de rapports de particules indépendants ;
- si l'ajustement est correct, alors on caractérise le système formé par les valeurs T_{ch} et μ_B .

Les rapports particule sur antiparticule mesurés permettent de contraindre efficacement la valeur de μ_B tandis que les rapports faisant intervenir des différences de masse importantes sont eux davantage sensibles aux variations de T_{ch} . Pour obtenir une description précise, les modèles doivent prendre en considération le maximum de résonances possibles et leur désintégration. Les courbes d'évolution des paramètres du modèle en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$ permettent de prédire leur valeur au LHC puis de calculer les rapports relatifs de particules attendus.

L'existence d'un système thermalisé et à l'équilibre chimique est le postulat de base de ces modèles. Dans les collisions d'ions lourds à haute énergie, la quantité de ré-interactions devrait en effet être suffisante pour pouvoir créer au sens de Boltzmann, une matière thermodynamique et donner ainsi un sens physique à la notion de température et de potentiel chimique. Mais ces modèles ne se soucient pas du chemin emprunté pour atteindre cet état, ni de la durée pendant laquelle celui-ci perdure. Ces modèles statistiques utilisent une description Grand Canonique pour les collisions noyau-noyau. Dans le cadre de cette approche, le système, suffisamment étendu, permet la conservation des nombres quantiques en moyenne seulement. Le nombre baryonique B , le nombre d'étrangeté S et la charge Q entre autres, sont ainsi fixés en moyenne par leur potentiel chimique respectif : μ_B , μ_S et μ_q . Dans le cadre de ce formalisme, la densité d'une espèce de particule i , qui se déduit de la fonction de partition $Z(T, V)$ où T et V représentent respectivement la température et le volume, s'écrit :

$$n_i = g_i \int_0^\infty \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left(\gamma_S^{<s+\bar{s}_i>} e^{\sqrt{m_i^2+p^2}/T_{ch} + \mu_i \cdot \mathbf{q}_i/T_{ch}} \pm 1 \right)^{-1} \quad (1.8)$$

avec :

- g_i est le facteur de dégénérescence de spin ;
- le terme ± 1 dépend de la nature de la particule i considérée (statistique de Bose-Einstein ou Fermi-Dirac) ;
- m_i est la masse de la particule i ;
- T_{ch} est la température de gel chimique
- μ_i et \mathbf{q}_j sont respectivement le vecteur des potentiels chimiques et le vecteur des nombres quantiques associés à chaque potentiel chimique pour la particule i ;
- γ_S le facteur de saturation de l'étrangeté dans la phase hadronique.

Le nombre de particules produites pour chaque espèce pourrait être obtenu en multipliant la densité par le volume du système au moment du gel chimique : $N_i = n_i V$. Mais ce volume dit de corrélation est mal connu, on suppose approximativement une évolution linéaire avec le nombre de nucléons participants bien que l'utilisation de $\langle N_{part} \rangle$ se soit révélée discutable. Il est cependant supposé suffisamment grand dans les collisions noyau-noyau pour faire l'hypothèse que toutes les particules voient le même volume et que celui-ci ne dépend alors pas de l'espèce considérée. Ainsi, dans les rapports des abondances de particules qui intéressent les modèles thermiques statistiques, le volume se simplifie entre le numérateur et le dénominateur et sa valeur n'intervient plus.

Le paramètre γ_S intervenant dans l'équation 1.8 traduit l'occupation de l'espace des phases par quarks étranges dans le gaz hadronique. Lorsqu'il est égal à 1, la concentration en étrangeté atteint sa valeur à l'équilibre : on parle de saturation. La probabilité d'occupation dans cet espace par les quarks s est alors proportionnelle à $\gamma_S e^{\mu_s/T}$ où $\lambda_s = e^{\mu_s/T}$ porte le nom de fugacité. En fonction de la modélisation de ce facteur de saturation et de son utilisation, on peut distinguer plusieurs types de modèles thermiques statistiques.

1.3.2.2 Modèles statistiques à l'équilibre

Les modèles statistiques à l'équilibre supposent la saturation de l'étrangeté dans le gaz de hadrons, et fixent par conséquent la valeur de γ_S à 1, celui n'est donc pas une variable du modèle [BMMRS01]. Le potentiel chimique μ_i d'un hadron i de nombre baryonique B_i , de troisième composante d'isospin I_{3i} , d'étrangeté S_i , le potentiel chimique μ_i s'exprime comme suit :

$$\mu_i = \mu_B B_i + \mu_{I_3} I_{3i} + \mu_S S_i \quad (1.9)$$

En tenant compte des lois de conservation des nombres quantiques, seuls les deux paramètres de température au gel chimique et la densité baryonique suffisent à contraindre le modèle.

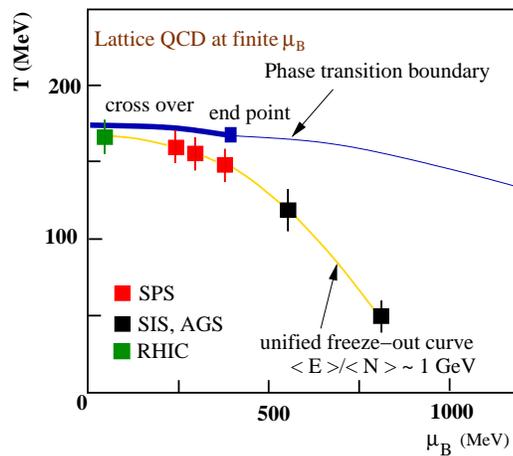


FIG. 1.14 - Evolution de la température T en fonction de la densité baryonique μ_B . Les coordonnées des points correspondant aux diverses expériences ont été évaluées par les modèles statistiques à l'équilibre. La transition de phase prédite par les calculs sur réseau est également représentée.

Une étude de l'ensemble des rapports de particules dans les collisions noyau-noyau, depuis l'AGS à $\sqrt{s_{NN}} = 2.70$ GeV jusqu'au RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, a été réalisée dans le cadre de ce modèle à l'équilibre [ABMS06]. Nous présentons ici en figure 1.15 les résultats concernant les données du SPS et du RHIC. L'accord entre le modèle et les données expérimentales est très satisfaisant. Les couples (T_{ch}, μ_B) estimés pour chaque expérience par le modèle ont été placés sur le diagramme en figure 1.14. Ce qui nous intéresse également ici fortement est la prédiction à l'énergie de 5.5 TeV du LHC, que nous comparerons avec les modèles hors équilibre. Dans le cadre des modèles supposant la saturation de l'étrangeté, on s'attend à : $T_{ch} \sim 170$ MeV et $\mu_B \sim 1$.

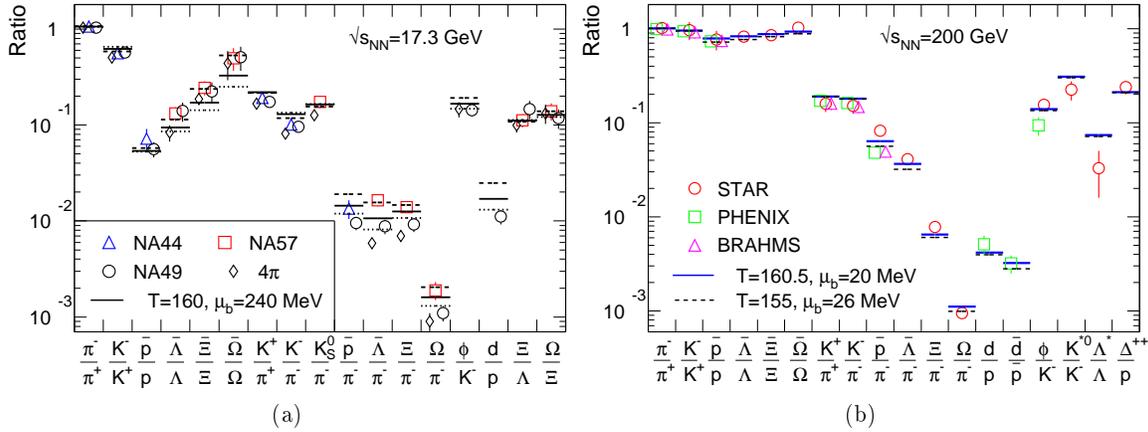


FIG. 1.15 – (a) : Rapports de particules à mi-rapidity mesurés à l'énergie maximale du SPS par les expériences NA44, NA49 et NA57. Les rapports pour $\Delta\varphi = 4\pi$ de l'expérience NA49 sont montrés pour comparaison. Les résultats expérimentaux sont comparés avec les calculs des modèles à l'équilibre [ABMS06] : les traits plein résultent des ajustements réalisés à partir des données des trois expériences, les tirets à partir des données de NA44+NA57 ($T = 180$ MeV et $\mu_B = 268$ MeV) et les pointillés à partir des données de NA49 ($T = 150$ MeV et $\mu_B = 266$ MeV). Les rapports K^-/π^- , d/p , Ξ/π^- et Ω/π^- n'ont pas été inclus dans les ajustements. Figure extraite de [ABMS06]. (b) : Rapports de particules mesurés par les expériences du RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et comparés aux calculs de modèles statistiques à l'équilibre pour deux ajustements possibles (trait plein et tirets). Les trois derniers rapports incluant les résonances n'ont pas été inclus dans les ajustements des données permettant le calcul des rapports théoriques. Figure extraite de [ABMS06].

Remarque :

Certains de ces modèles considèrent les quarks légers en équilibre mais introduisent un degré de liberté supplémentaire en ajoutant à la paramétrisation du système la quantité γ_S . Ce paramètre, autorisé à varier entre 0 et 1, traduit le phénomène de sous-saturation de l'étrangeté. La durée de vie du système formé par la collision peut en effet ne pas être suffisante pour saturer l'espace des phases de l'étrangeté.

Entrent dans cette catégorie, les modèles de J.Cleymans [CKW02, CKK⁺05, KCSW04] et F.Beccatini [BGK⁺04]). Cependant, les valeurs de γ_S trouvées par ces modèles au RHIC sont proches de l'unité et l'évolution de ce paramètre en fonction de l'énergie de la collision dans le cadre de ces modèles montre qu'au LHC, on aurait également $\gamma_S = 1$. Le comportement de ces

modèles lorsque γ_S atteint 1 est similaire aux modèles à l'équilibre. Les rapports de particules calculés à partir des valeurs des paramètres prédites au LHC par ces modèles sont présentés sur la figure 1.18. Le logiciel THERMUS dont le nom apparaît sur la figure, s'appuie sur le formalisme du modèle de Cleymans.

1.3.2.3 Modèle statistique hors équilibre

Une approche différente des modèles thermiques statistiques a été développée par Rafelski et Letessier puis G.Torrieri, elle laisse le paramètre γ_S totalement libre, ce qui peut mener à des phénomènes de sous ou sur-saturation ($\gamma_S < 1$ ou $\gamma_S > 1$) [T⁺05]. La valeur de γ_S est supposée dépendre de l'énergie de la collision. Il faut bien comprendre que ce qui est mesuré expérimentalement concerne les particules au gel chimique, donc dans un gaz de hadrons, le γ_S est par conséquent lié à la phase hadronique (un facteur γ_q est également introduit pour les saveurs légères, mais nous focaliserons ici sur les quarks s). Les paramètres d'occupation de l'espace des phases du côté des quarks peuvent alors être différents des paramètres d'occupation une fois la frontière vers le gaz hadronique franchie, et il n'y a aucune raison de considérer une saturation dans l'une ou l'autre région. Ce modèle se distingue clairement des précédents : il ne suppose pas que la matière formée soit en équilibre et surtout il sous-tend une dynamique de formation du QGP vers le gaz hadronique.

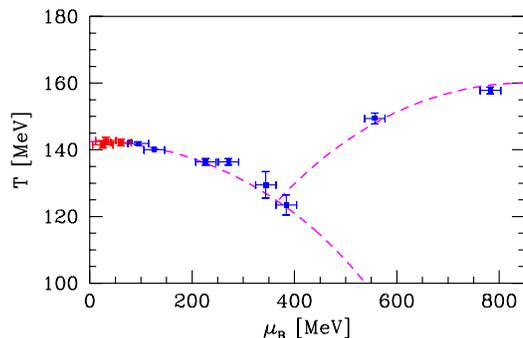


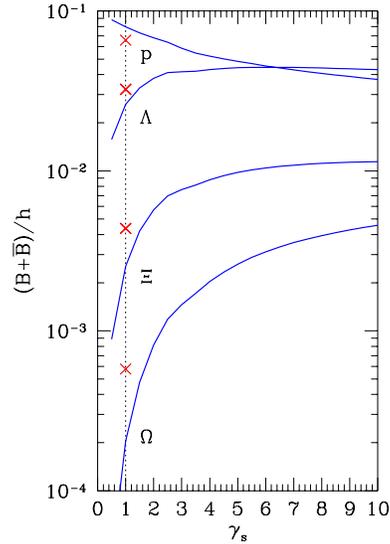
FIG. 1.16 – Valeurs de la température T en fonction de la densité baryonique μ_B estimé par le modèle statistique hors équilibre pour les diverses expériences. Les deux points apparaissant sur la branche de droite de la courbe correspondent au SPS (20 AGeV pour le plus à gauche et à l'AGS (11.6 AGeV) : ils correspondent à la formation par collision d'un système chaud et sous saturé. La branche de gauche, contenant les points du SPS au RHIC puis les prédictions au LHC, au fur et à mesure que μ_B diminue, correspondent à la création d'un milieu sur-saturé. Figure extraite de [LR08].

La courbe d'évolution de la température en fonction de la densité baryonique obtenue dans le cadre du modèle hors-équilibre est présentée en figure 1.16, elle est extraite de [LR08]. L'introduction de la possibilité de non équilibration chimique a conduit à des changements significatifs dans la forme de la courbe $T_{ch}(\mu_B)$ par rapport à celle du modèle précédent. La branche de droite représentée par la courbe pointillée pour laquelle T varie de 120 MeV à 160 MeV et $\mu_B > 400$ MeV, est le lieu des systèmes chauds et sous-saturés. Le phénomène de sous-saturation (γ_S dans la phase de hadrons est inférieure à 1) apparaît lorsque l'équilibration chimique de l'étrangeté n'a pas eu le temps de se réaliser dans le système des hadrons collisionnant, avant que celui-ci ne disloque doucement mais à haute température et donne ainsi naissance aux particules

finale. Les deux points apparaissant sur cette courbe correspondent au SPS (20 AGeV pour le plus à gauche et à l'AGS (11.6 AGeV). La branche de gauche, contenant les points du SPS au RHIC au fur et à mesure que μ_B diminue, correspond elle à des systèmes sur-saturés avec une entropie élevée : la phase de plasma (si l'énergie de la collision est suffisante pour le créer) permet elle-même une éventuelle sur-saturation des quarks étranges, puis l'hadronisation a lieu de façon soudaine dans un système en forte expansion dont la température n'est alors pas élevée et elle mène ainsi à une sur-saturation en étrangeté encore plus importante dans le gaz hadronique. Le point de rencontre des deux courbes correspond à l'équilibre chimique : $\gamma_S = 1$.

La prolongation de la courbe jusqu'à une valeur de $\mu_B \sim 2.28$ MeV estimée par le modèle, donne l'estimation de la température de gel chimique à l'énergie du LHC dans le cas d'un scénario hors équilibre : $T_{ch} \sim 125$ MeV correspondant à une valeur du facteur de saturation en étrangeté γ_S de l'ordre de 5 [RL06]. Les rapports de particules attendues au LHC sous ces conditions sont présentés en figure 1.18 pour les intervalles suivants $125 < T_{ch} < 135$ MeV et $3 < \gamma_S < 5$. Le terme SHARE (*Statistical HAdronisation with REsonances*) désigne le nom du programme qui permet un traitement hors-équilibre. Sont représentés également les estimations de ce modèle en imposant l'équilibre de l'étrangeté dans la phase hadronique : la température prend alors la valeur de 156 MeV et la densité baryonique 2.57 MeV, dans ce cas les rapports de particules se superposent approximativement à ceux des modèles à l'équilibre.

FIG. 1.17 – Evolution en fonction de γ_S des taux de production rapportés à la multiplicité hadronique : $(p + \bar{p})/h$, $(\Lambda + \bar{\Lambda})/h$, $(\Xi + \bar{\Xi})/h$ et $(\Omega + \bar{\Omega})/h$ au LHC. Les croix situent les valeurs obtenues par des modèles à l'équilibre [RL06].



Le modèle hors équilibre permet d'atteindre au LHC des valeurs élevées de taux de production que les modèles à l'équilibre ne peuvent obtenir. La différence est très accentuée dans le cas des particules multi-étranges (cf figure 1.17). De forts taux de production mesurés au LHC élimineraient alors les modèles à l'équilibre.

1.3.2.4 Le facteur de Wroblewski

La production d'étrangeté peut également être étudiée d'une façon plus globale par le facteur dit de Wroblewski qui exprime la fraction de paires $s\bar{s}$ produites par rapport aux saveurs légères nouvellement créées. Il se définit comme suit :

$$\lambda_s = \frac{2 \langle s\bar{s} \rangle}{\langle u\bar{u} \rangle + \langle d\bar{d} \rangle} \quad (1.10)$$

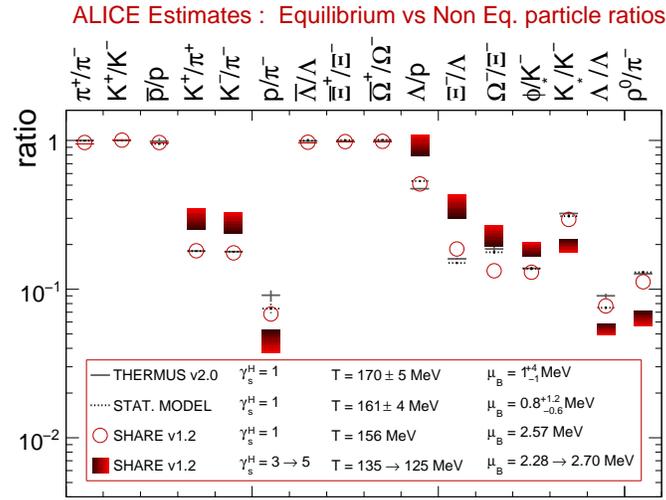


FIG. 1.18 – Estimation des rapports de particules dans les collisions centrales Pb–Pb au LHC pour les modèles thermiques statistiques à l’équilibre (THERMUS [WC04]) et hors équilibre (SHARE [LR08]). Différentes hypothèses sur la température T de gel chimique et de la densité de baryonique μ_B ont été faites. Ces valeurs sont le résultats d’extrapolations réalisées à partir des données des expériences précédentes. Les rapports prédits par le modèle hors-équilibre en ayant imposé $\gamma_S = 1$ sont donnés pour référence. Figure extraite de [Hip07].

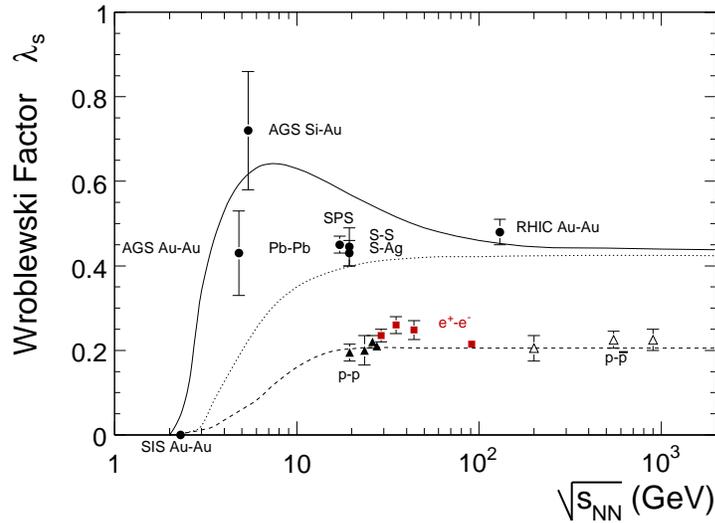


FIG. 1.19 – Evolution du facteur de Wroblewski en fonction de l’énergie. La courbe en trait plein est obtenue à l’aide de la dépendance en énergie des paramètres T_{ch} et μ_B évalués par le modèle thermique statistique à l’équilibre [WC04]. La courbe en pointillé correspond à μ_B fixé à zéro. La courbe en tiret utilise un formalisme canonique adéquat aux collisions élémentaires. La figure est extraite de [A+06].

Ce rapport se calcule à partir des paramètres de température au gel chimique et de densité baryonique obtenus à l'aide des modèles statistiques. La figure 1.19 présente l'évolution de ce facteur en fonction de l'énergie de la collision pour un modèle statistique à l'équilibre. La courbe théorique, qui s'accorde relativement bien aux données expérimentales, présente un maximum clair aux alentours de $\sqrt{s_{NN}} = 8$ GeV. La courbe en pointillé pour laquelle μ_B a été artificiellement fixé à zéro prouve que ce maximum doit être relié à l'évolution de la densité baryonique. En effet, dans la région des faibles énergies située à gauche du pic correspondant à des densités baryoniques fortement positives, les particules formées par la collision viennent majoritairement des quarks de valence des noyaux initiaux qui sont de saveur u et d uniquement. L'espace des phases des quarks légers est ainsi déjà fortement rempli au contraire des quarks s . On comprend ainsi l'accroissement plus rapide de la production $s\bar{s}$ en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$. Lorsque l'énergie de la collision augmente davantage et que parallèlement la densité baryonique diminue, la quantité de paires quarks/antiquarks créées devient prépondérante devant les quarks des noyaux initiaux. Or lors du processus de création de partons, une pénalité est attribuée en fonction de la masse : la production de paires $s\bar{s}$ est défavorisée par rapport à celle des quarks légers : le facteur de Wroblewski diminue. L'augmentation de $\sqrt{s_{NN}}$ qui se poursuit encore tend à favoriser de moins en moins les quarks légers par rapport aux quarks lourds ce qui amène λ_s à certain équilibre.

Les modèles statistiques à l'équilibre conduisent le facteur de Wroblewski à un palier qui traduit la saturation en étrangeté. Il sera intéressant de regarder cette variable à l'énergie du LHC. Une valeur de λ_s située sur ce plateau confirmerait le scénario à l'équilibre tandis qu'une remontée signifierait un phénomène de sur-saturation lié à des processus hors équilibre.

1.3.2.5 Collision proton-proton et formalisme Canonique

Le système formé par les collisions p-p est trop petit pour être en droit d'appliquer le formalisme Grand Canonique et la conservation des nombres quantiques en moyenne seulement n'est plus autorisée. On utilise alors la description Canonique. Le calcul de la densité d'une espèce de particules dans le cadre de ce formalisme est détaillée dans [WC04]. La différence majeure est que le volume ne peut plus être considéré comme infini et il faut alors le paramétrer. Les prédictions des rapports de particules au LHC dans les collisions p-p ont été réalisées [KCOR08]. Le choix du volume de corrélation est réalisé à partir des extrapolations des résultats obtenus avec les expériences précédentes. Le facteur canonique de suppression d'étrangeté F_s s'exprime comme suit :

$$F_s(V, T) = \frac{n_C}{n_{GC}} \quad (1.11)$$

où V désigne le volume, T la température, n_{GC} la densité d'une espèce de particule dans le cadre du formalisme Grand Canonique et n_C sa densité dans l'ensemble Canonique.

1.3.3 Dynamique d'expansion du système

Les particules étranges jouent également un rôle important dans l'étude de la dynamique d'expansion du système formée par la collision et des phénomènes collectifs. Les distributions en impulsion transverse des particules portent des informations sur la nature et l'évolution du système créé par la collision. Comme nous l'aborderons dans cette section, de nombreuses questions restées ouvertes au RHIC pourront être étudiées au LHC par l'intermédiaire des particules étranges.

1.3.3.1 Le régime doux : l'hydrodynamique et les phénomènes collectifs

L'approche hydrodynamique

La dynamique du système formé par la collision peut être décrite par une approche hydrodynamique en supposant que la quantité de ré-interactions entre les constituants du milieu est suffisamment élevée pour créer un équilibre thermique. Le système de matière est alors considéré comme un fluide idéal et non visqueux sujet à des mouvements collectifs. Les équations du mouvement sont alors gouvernées par l'exacte conservation de l'énergie, de l'impulsion, de la charge électrique, du nombre baryonique et de l'étrangeté. Et le fluide est quant à lui décrit par sa pression et sa densité d'énergie, variables liées par l'équation d'état (traditionnellement appelée EOS, acronyme anglais de *Equation Of State*) qui peut faire intervenir un simple gaz de hadrons ou prendre en compte à la fois une phase partonique et hadronique. Les modèles hydrodynamiques qui ont servi à reproduire, avec succès, les données expérimentales du RHIC utilisent une équation d'état prenant en compte un état de plasma avec des partons sans masse, un état hadronique équivalent à un gaz parfait de hadrons et de résonances, et une transition de phase de premier ordre entre les deux. Il faut également noter que l'introduction de mécanismes non-idéaux tels que la viscosité sont désormais considérés [Hei05].

L'hydrodynamique permet ainsi de modéliser le comportement des constituants du système en considérant des effets de pression, mais elle n'est valide que dans le régime doux des faibles impulsions transverses, les particules de haute impulsion s'échappent trop vite du milieu pour garder la mémoire de ces effets.

Phénomènes collectifs : écoulement radial et elliptique

La forte pression dans la zone de recouvrement des noyaux collisionnant est à l'origine de phénomènes collectifs. Ces phénomènes que l'on nomme écoulement ou *flow* en anglais, sont sensibles à l'ampleur des interactions. Les écoulements transverse radial et elliptique sont deux observables liés à ces effets collectifs.

Cette pression génère une force de poussée des particules vers l'extérieur que l'on appelle écoulement transverse radial. Celui-ci dépend des conditions au gel cinétique sur lesquelles les distributions en impulsion transverse des particules peuvent renseigner. Les spectres en p_t peuvent en effet être reproduits dans le cadre d'une description phénoménologique nommée *Blast-wave* qui suppose, conformément à l'hydrodynamique, un système en équilibre thermique au gel cinétique (température T_{cin}) et en expansion à une vitesse d'écoulement β . Les pentes inverses des ajustements des distributions correspondent alors à une température apparente résultant d'une combinaison d'un mouvement aléatoire quantifié T_{cin} et d'un mouvement collectif quantifié par β . Les données du RHIC ont montré que les spectres des π , K et p peuvent être ajustés avec une même température alors que les baryons multi-étranges se détachent eux de ce comportement. La température de découplage des particules multi-étranges est plus élevée et se rapproche de la température au gel chimique, ce qui pourrait signifier que ces particules se découplent plus tôt du système en raison de leur faible section efficace d'interaction avec le milieu environnant. Mais puisqu'elles sont soumises à un écoulement transverse β important et qu'elles n'ont quasiment pas connu la phase hadronique, il est légitime de penser que ce mouvement collectif s'est développé, du moins partiellement, dans la phase partonique.

Les modèles hydrodynamiques introduisent également un écoulement elliptique qui se traduit par l'émission de matière dans des directions privilégiées de l'espace des phases. Dans les collisions non-centrales la zone de recouvrement des deux noyaux incidents a une forme d'ellipsoïde. Les interactions entre les constituants de cette région en forme d'ellipse créent un gradient de pression

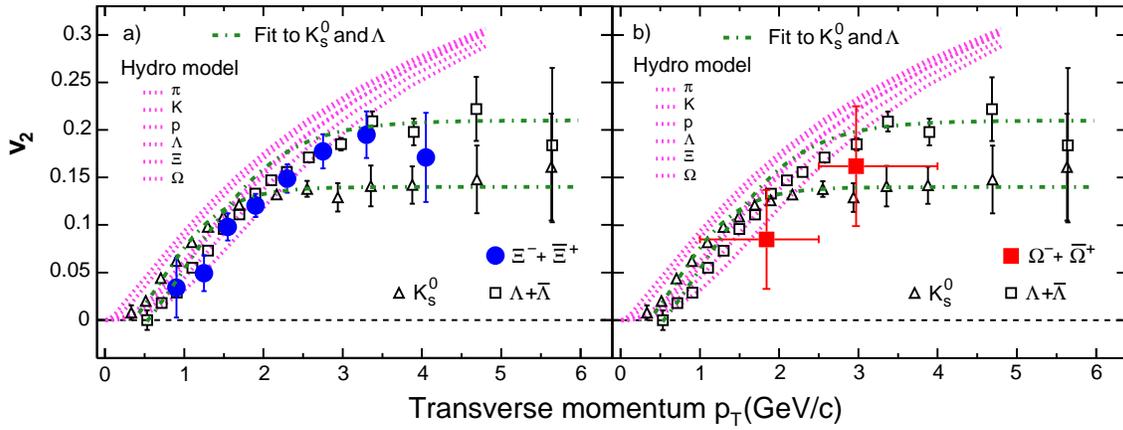


FIG. 1.20 – . Mesures de l'écoulement elliptique des particules π , K , p , Λ et Ξ et Ω dans les collisions $Au + Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV comparés aux prédictions de l'hydrodynamique [A+05b].

qui transforme cette asymétrie spatiale en une anisotropie en impulsion nommée écoulement elliptique. Par la suite, l'expansion du système se faisant préférentiellement le long du petit axe de l'ellipse, l'anisotropie devrait disparaître et l'écoulement elliptique saturer. Ce phénomène collectif est par conséquent sensible aux premiers instants de la collision. Pour quantifier cet effet, on mesure les angles azimutaux des particules par rapport au plan de la réaction. D'un point de vue mathématique, la distribution azimutale se décompose en une série de Fourier dont l'amplitude de la deuxième harmonique v_2 représente l'écoulement elliptique :

$$\frac{dN}{d\phi} = 1 + \sum_{n=0}^{\infty} 2v_n \cos n(\phi - \psi_r) \quad (1.12)$$

avec ψ_r l'angle du plan de réaction dans le repère de référence du détecteur.

Les études de l'écoulement elliptique dans les collisions $Au + Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV de l'expérience STAR sont présentées en figure 1.20. Elles montrent que toutes les particules sont affectées par des phénomènes collectifs quelle que soit leur saveur, et que le v_2 saturer à partir d'une certaine impulsion. L'accord des mesures avec les prédictions de l'hydrodynamique à basse impulsion transverse suggère une thermalisation du milieu, mais cette conclusion est cependant soumise à controverse [BO06]. L'écoulement elliptique des baryons multi-étranges, caractérisés par une faible section efficace avec le milieu, est très marqué et du même ordre que celui des particules non étranges qui, elles, interagissent de façon importante avec le milieu.

Les mesures de particules étranges au LHC concernant les phénomènes collectifs devraient permettre d'apporter des éléments de réponse aux questions soulevées par les observations du RHIC. Les spectres de l'écoulement elliptique de l'expérience STAR ne permettent pas d'affirmer que la limite hydrodynamique d'un fluide parfait a été atteinte (cf également § 1.1.4). Mais la formation d'un milieu où l'on se rapprocherait davantage de la limite hydrodynamique dans les collisions Pb-Pb au LHC serait peut-être envisageable.

1.3.3.2 Le régime dur

Si la modélisation hydrodynamique qui s'applique à basse impulsion transverse, apporte des informations substantielles sur la nature du milieu créé par la collision, l'étude des processus

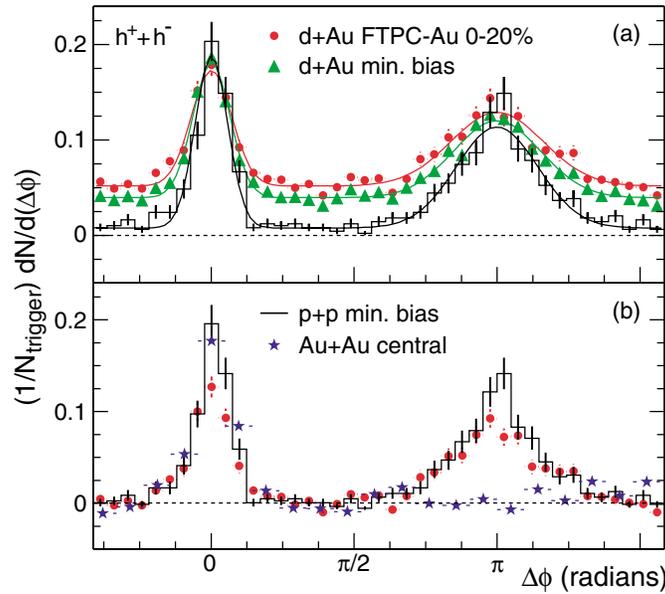


FIG. 1.21 – Mesures des corrélations azimutales entre hadrons à hauts p_t dans les collisions p-p, $d + Au$ et $Au + Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV de l'expérience STAR [A⁺03a].

durs à haute impulsion peut également permettre de sonder les degrés de liberté partoniques du milieu.

Les diffusions dures entre partons très énergétiques sont le domaine de la chromodynamique perturbative (pQCD), leur modélisation et la région d'application de la pQCD dans le spectre en impulsion transverse sont plus amplement discutés au chapitre 2.. Celui-ci mettra en valeur les différences de comportement entre baryons et mésons dans une région intermédiaire en p_t qui seraient le reflet de la compétition entre les divers mécanismes d'hadronisation, - ceux décrits par pQCD et ceux hors pQCD impliquant la coalescence-, eux-mêmes signant des éventuels effets de milieu. Les particules étranges sont d'un intérêt certain dans le cadre de cette étude car leur identification dans les données expérimentales est grandement facilitée sur l'intervalle en impulsion transverse concernée par rapport aux autres particules. Nous discuterons ici uniquement des phénomènes durs de perte d'énergie dans le milieu des partons de haute impulsion transverse. Ces phénomènes sont observables expérimentalement entre autre par l'étude des corrélations azimutales entre hadrons de haut p_t .

Lors d'une collision élémentaire dure entre deux partons très énergétiques, ceux-ci partent dans des directions opposées et s'hadronisent en formant des gerbes de hadrons émises à environ 180 degrés l'une de l'autre. Mais dans l'hypothèse où la collision a conduit à la formation d'un plasma, la perte d'énergie des partons dans le milieu par rayonnement gluonique devient très importante. Ainsi, si les deux gerbes partenaires ont été créées à la périphérie du système formé, alors l'une va s'échapper facilement du milieu tandis que l'autre va perdre la quasi totalité de son énergie dans la traversée du milieu dense et chaud. La mise en évidence expérimentale de ce phénomène se fait par l'étude des corrélations de hadrons, les résultats d'une telle analyse dans les données Au-Au et les données de référence p-p et d-Au de STAR sont présentés en figure 1.21. Le diagramme montre la distribution azimutale des hadrons de $p_t > 2$ GeV/c par rapport à un hadron déclencheur de $p_t > 4$ GeV/c. Dans les collisions proton-proton de référence,

on observe bien deux pics, l'un à $\phi = 0^\circ$ et l'autre à $\phi = 180^\circ$, mais dans les collisions noyau-noyau le deuxième pic à 180° a disparu : signe probable de la présence d'un QGP (les spectres dans les collisions $d - Au$ s'assurent que le phénomène n'est pas lié à des effets froids). Le RHIC a été le témoin de l'apparition de ces processus durs et de leur intérêt dans la mise en évidence du plasma, le LHC devrait mener beaucoup plus loin ces études qui ont juste commencé du fait de la très probable prédominance des collisions dures due à l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse. La très grande multiplicité devrait également permettre, avec plus de facilité, des études de corrélations avec des hadrons identifiés, notamment des hadrons étranges, ce que le RHIC commence tout juste à faire [Nat08].

La frontière entre la physique douce et la physique dure à haute impulsion transverse n'est pas établie clairement et le domaine entre ces deux régions est le théâtre de phénomènes délicats à comprendre. Ceci fera l'objet du chapitre suivant.

1.4 Autres signatures expérimentales du QGP

Les différentes phases de la collision qui apportent des éléments de réponse sur la matière créée, peuvent chacune être étudiées à l'aide de diverses sondes directes ou indirectes, dures ou douces. Le détecteur ALICE a été conçu pour être sensible à chacune de ces signatures, et c'est assurément un avantage par rapport au RHIC où les observables sont étudiées par plusieurs expériences situées sur l'accélérateur, rendant ainsi les recoupements plus délicats.

Les mesures de l'expansion d'un milieu chaud par **les anisotropies radiales et azimutales**, les phénomènes de **ralentissement des partons** par une matière dense ou *jet quenching*, et plus particulièrement le rôle de **l'étrangeté**, ont largement été évoqués au paragraphe § 1.3 lié à la modélisation chimique et dynamique du système créé, puisque ces signatures ont un lien direct avec le sujet de cette thèse. Mais la mise en évidence du QGP et la caractérisation de ses propriétés passent également par d'autres observables que nous décrivons brièvement ici (la liste présentée ici ne se veut cependant pas exhaustive).

Les photons thermiques. Les sondes électromagnétiques ont été proposées pour sonder les instants initiaux de la collision. Les photons interagissent très faiblement avec le milieu partonique et la matière hadronique qui lui fait suite, ils s'échappent ainsi en emportant avec eux une information des premiers instants de la collision. Du fait de la grande densité de gluons dans un plasma, on s'attend à une augmentation de la production de photons par les processus d'annihilation gluonique. Ces photons thermiques s'échappent du cœur de la réaction et leur spectre devrait être enrichi dans la région des hautes impulsions par rapport à une collision ne menant pas à la création d'un QGP. Cependant, la difficulté tient à la détection de ces photons rendue très difficile du fait de la neutralité de leur charge et de la présence d'un bruit de fond très important. ALICE a conçu un détecteur qui leur est spécialement dédié : le PHOS.

Les mésons de courte durée de vie. La restauration de symétrie chirale, et donc la diminution du condensat de quarks, qui accompagnent la formation d'un QGP peut affecter les mésons vecteurs (ρ , ω , ϕ) qui ont un temps de vie bien inférieur à celui du plasma. Les effets prédits sont une augmentation de la largeur de ces résonances et/ou une diminution de leur masse.

Les quarkonias. Le potentiel de liaison d'un quark et d'un antiquark change selon l'environnement dans lequel les quarks sont situés. Dans un milieu déconfiné, ce potentiel est écranté par la présence de charges de couleurs entre les deux quarks, - phénomène nommé écrantage

de Debye -, les charmonia (états liés $c\bar{c}$: J/ψ , ψ' et χ_c) et bottonia (états liés $b\bar{b}$: Υ , Υ' et χ_b) devraient alors être fortement supprimés. Cependant l'interprétation de ce phénomène est en réalité plus délicate.

La beauté et le charme ouverts. Les hadrons charmés et beaux sont également des observables pour sonder le degré de thermalisation du milieu créé par la collision. La perte d'énergie des quarks de saveurs lourdes c et b , la mesure de leur écoulement elliptique sont des mesures qu'il est intéressant de comparer à celles de l'étrangeté. Mais les particules charmées et belles ont des taux de production assez faible rendant leur étude délicate. Au LHC cependant les collisions de très hautes énergies produiront des événements de multiplicité très élevée qui permettront d'accroître de façon significative la statistique du charme et de la beauté.

La plupart de ces observables se fondent sur des comparaisons entre les collisions noyau-noyau et les collisions de référence proton-proton (ou noyau-proton) pour signer la formation d'un QGP. La compréhension et la maîtrise des phénomènes entrant en jeu dans les collisions élémentaires p-p est alors plus que nécessaire.

Processus d'hadronisation et dynamique aux impulsions transverses intermédiaires

“L’objet de la recherche n’est plus la nature en soi, mais la nature livrée à l’interrogation humaine, et dans cette mesure l’homme ne rencontre ici que lui-même”

*Werner Heisenberg
in La Nature dans la physique contemporaine*

Explorer la matière formée lors des collisions ultra-relativistes, lorsqu'elle est régie par ses degrés de liberté les plus élémentaires que sont les quarks et les gluons, et comprendre les processus d'hadronisation qui se mettent ensuite en place pour lui redonner la structure que nous lui connaissons au quotidien, touchent à des principes fondamentaux de la physique des hautes énergies qui sont autant de défis pour les modèles théoriques. Aucun formalisme ne peut en l'état actuel des choses rendre compte de façon complète d'une collision et les générateurs d'événements s'attachent alors à identifier et décrire au mieux les différentes étapes, des états initiaux aux interactions partoniques, jusqu'à la formation des hadrons qui définissent l'état final.

La complexité des mécanismes d'hadronisation, qui reflètent la nature de la matière formée suite à la collision, tient au fait qu'ils interviennent dans le régime non perturbatif de la chromodynamique quantique (QCD) rendant les calculs théoriques impossibles et laissant ainsi ouverte la voie à de nombreuses interprétations phénoménologiques. Les résultats expérimentaux du RHIC principalement, ont mis en évidence des comportements différents sur le spectre en impulsion transverse entre mésons et baryons dans les collisions d'ions lourds ce que les modèles peinent à expliquer. La région en p_t intermédiaire notamment semble présenter des mécanismes

particuliers de production de particules. Mais l'interprétation de ces phénomènes se base sur une référence que constituent les collisions p-p, collisions dont il faut alors comprendre et maîtriser la systématique.

Dans le cadre de l'étude de la production baryonique, nous nous sommes intéressés au comportement dynamique, en fonction de l'impulsion transverse, du rapport de particules Λ/K_S^0 dans les collisions p-p calculé à partir des données des différentes expériences dont l'énergie dans le centre de masse varie de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (expérience STAR) jusqu'à $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV auprès du détecteur CDF, en passant par les résultats de UA1 à $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV. Afin de donner une interprétation théorique aux observations expérimentales et de prédire celles à venir, les générateurs d'événements évoluent en parallèle des expériences. Parmi ceux-ci, deux constitueront l'objet de notre étude : PYTHIA, le plus communément utilisé et EPOS, que nous présenterons dans ce chapitre. L'un repose sur le mécanisme de gerbe partonique et sur la fragmentation selon le modèle de Lund, tandis que l'autre s'appuie sur la théorie de Regge. Les résultats concernant le rapport baryon sur méson Λ/K_S^0 seront présentés et comparés aux données expérimentales, nous verrons également que leurs prédictions à l'énergie du LHC diffèrent radicalement, reflet des processus et mécanismes physiques qu'ils mettent chacun en jeu. Enfin nous aborderons les modèles de coalescence et recombinaison qui ont été proposés pour expliquer le comportement des rapports baryon sur méson dans les collisions d'ions lourds par rapport au système p-p.

2.1 Comprendre et prédire les résultats expérimentaux : des modèles théoriques

Proposer un cadre théorique pour traiter les collisions ultra-relativistes est l'un des objectifs des générateurs qui, en s'attachant à reproduire des événements de façon aussi détaillée qu'ils pourraient être observés par un détecteur parfait, permettent une comparaison avec l'expérience. Ces logiciels se basent sur des techniques Monte-Carlo qui permettent la simulation de collisions, chacune d'entre elles définissant un événement. Les collisions d'ions lourds ou p-p mettent en jeu des processus qui ne peuvent pas toujours être décrits par le langage de la chromodynamique perturbative, telle l'hadronisation, ou dont les calculs perturbatifs seraient très lourds et très coûteux en temps, e.g les phénomènes de radiations finales et initiales. Pour ces raisons, les générateurs d'événements s'appuient sur des modèles phénoménologiques qui n'ont pas tous la même approche et qu'il est donc intéressant de comparer.

Les collisions sont divisées en différentes étapes que nous essayons de comprendre au mieux. Le moment où les deux particules incidentes se pénètrent constitue l'interaction primaire, - lorsqu'il s'agit de deux noyaux incidents, les nucléons de la cible et du projectile interagissent simultanément dû à la contraction de Lorentz qui, à très haute énergie, tend à diminuer le rayon du noyau dans la direction longitudinale. De nombreuses interactions partoniques ont lieu durant cette phase puis le système évolue, de façon différente selon la nature du système formé (cf § 1.2.3, chapitre 1.). La connaissance de l'état initial est très importante pour le traitement de l'ensemble de la collision par les générateurs d'événements. Plusieurs approches sont envisageables, nous présentons brièvement ci-dessous les modèles auxquelles elles ont donné naissance et leur principales caractéristiques :

1. Le modèle des partons permet de calculer la section efficace inclusive comme convolution d'une section efficace élémentaire et des distributions de fonctions partoniques. De cette approche découlent de nombreux générateurs tels que ISAJET, HERWING, HIJING, et **PYTHIA** [SLMS03] qui fait l'objet de notre étude et qui sera présenté au paragraphe 2.2.

2. Les modèles partoniques basés sur une approche issue de la théorie de Gribov-Regge, tels que le générateur d'événements **EPOS** [DHO⁺01]. Les processus durs y sont traités de la même façon que dans les modèles décrits au point 1, l'accent est davantage porté sur le traitement de la physique douce et des interactions multiples via l'existence d'objet phénoménologiques appelés *Pomérons*. Le modèle EPOS sera présenté au paragraphe 2.3.
3. En sus des descriptions ci-dessus basées sur les interactions de quarks ou les échanges de pomérons, certaines approches considérant principalement des interactions gluoniques dans l'état initial ont été développées : les modèles de saturation [MV94, ILM01, IV03]. Ces derniers ont proposé la formation d'un Color Glass Condensate (CGC) pour expliquer la suppression, mesurée par l'intermédiaire du R_{AA} dans les données d-Au et Au-Au du RHIC, de la production de particules dans les collisions centrales et dans le domaine des hautes impulsions transverses. L'évolution dynamique du système collisionnant dépend fortement des distributions partoniques au sein des noyaux incidents. Or lorsque l'énergie de la collision augmente, typiquement $x_{Bj} \ll 1$, les émissions de partons se multiplient puis ceux-ci commencent à se superposer dans l'espace des phases. Les interactions répulsives entre eux conduisent alors à une saturation lorsque la densité gluonique atteint une valeur proportionnelle à $1/\alpha_S$ où α_S est la constante de couplage. Cet espace des phases saturé en gluons aurait pour conséquence de réduire les sections efficaces des processus semi-durs conduisant ainsi à une production moins facile de hadrons.

Dans le cadre de notre étude sur l'évolution des rapports baryon sur méson sur méson qui guide ce chapitre, nous ne nous intéresserons pas plus loin à ce dernier modèle mais notons qu'il prendra sûrement de l'importance au LHC, et peut-être même dans les collisions p-p à l'énergie élevée de 14 TeV par paires de nucléons.

2.2 PYTHIA : un modèle générique

Générateur le plus communément utilisé pour la simulation des collisions p-p, PYTHIA s'inscrit dans la continuité de son prédécesseur JETSET qui a été développé dans les années 1970 par le groupe de l'université de Lund (Suède) pour expliquer les mécanismes d'hadronisation. Les succès relatifs de PYTHIA ne doivent cependant pas faire oublier qu'un générateur d'événements, aussi perfectionné soit-il, est en constante évolution et que ses prédictions, loin d'une vérité absolue, sont le reflet de modélisations et paramétrisations conditionnées par notre connaissance actuelle des processus de physique. Echo à l'oracle Pythia de la mythologie grecque...L'interprétation des résultats des simulations ne peut donc se faire sans une connaissance précise de la manière dont sont traités et paramétrisés les processus entrant en jeu [SLMS03].

2.2.1 Philosophie du modèle

PYTHIA décrit une collision p-p par son processus dur principal auquel se rajoutent ensuite, via le langage des gerbes partoniques, les radiations de l'état final et celles, a posteriori, de l'état initial. Les étapes de la génération d'événements sont présentées ci-dessous, elles sont illustrées par la figure 2.1 et seront expliquées dans les paragraphes qui suivent.

1. Les deux hadrons incidents sont caractérisés par une fonction de distribution partonique définissant leur structure interne ;
2. Les partons considérés entrent dans le processus dur $2 \rightarrow 2$ dont PYTHIA calcule la section efficace inclusive dans le cadre du modèle des partons ;

3. Les gerbes de branchements du type $q \rightarrow qg$ initiées par des partons initiaux (*Initial State Radiations*) sont traitées, de façon antéchronologique, dans une troisième étape. Puis à leur tour, les partons produits par l'interaction dure radient des gluons (*Final State Radiations*);
4. Des interactions multiples entre les autres partons membres des particules incidentes peuvent ensuite avoir lieu;
5. Traitement des "remnants" formés par les partons spectateurs n'ayant pris part à aucune interaction;
6. Production de particules par hadronisation.

Ce modèle réclame la présence de très nombreux paramètres qui évoluent de façon notable avec ses différentes versions et avec l'énergie de la collision étudiée. Les analyses que nous avons menées portent sur les deux versions de PYTHIA interfacées avec AliRoot, le logiciel de traitement des données d'ALICE : la version 6.2 et celle plus récente 6.3, leurs paramètres respectifs seront définis et précisés.

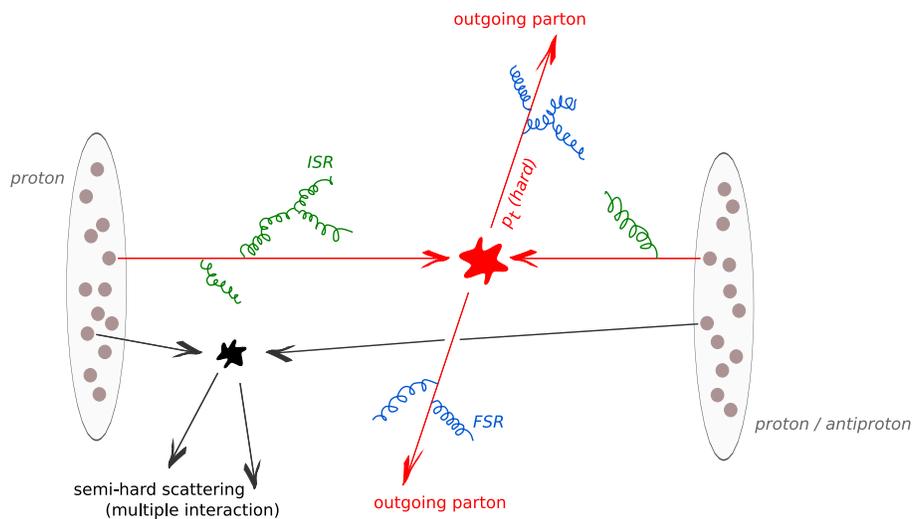


FIG. 2.1 – Représentation des différents processus modélisant une collision p–p par le générateur PYTHIA. L'interaction dure $2 \rightarrow 2$ initiée par un parton de chacun des deux protons incidents est représentée en rouge. Les partons initiaux et finaux peuvent radier des gluons : phénomènes nommés respectivement ISR (en vert) et FSR (en bleu). En parallèle de l'interaction dure principale peuvent avoir lieu des interactions plus douces entre les autres partons des protons incidents : on parle alors d'interactions multiples (en noir).

2.2.2 Processus dur et fonction de distribution partonique

2.2.2.1 Distribution des partons au sein d'un proton

Le modèle des partons sur lequel repose PYTHIA se propose de représenter les quarks et les gluons et leurs corrélations à l'intérieur du proton par des distributions partoniques (PDF : *Parton Distribution Function*). La fonction $f_i^a(x, Q^2)$ paramétrise ainsi la probabilité de rencontrer un parton i portant une fraction x de l'impulsion totale de la particule a lorsque celle-ci est sondée à l'aide d'une interaction dure caractérisée par la virtualité Q^2 . Cette dépendance en Q^2 est, elle, calculable de manière perturbative (via les équations DGLAP [Gri62, AP77]).

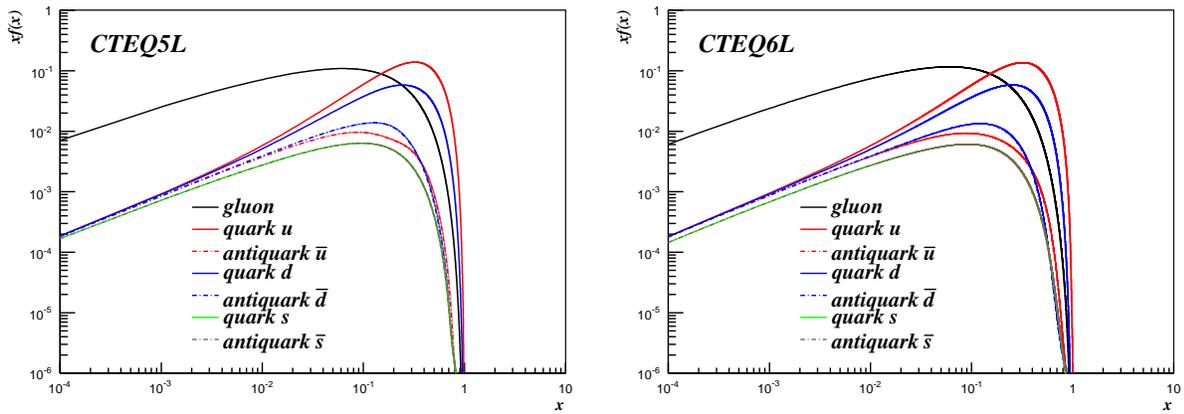


FIG. 2.2 – Fonctions de distribution partonique pour une interaction dure caractérisée par $Q^2=4$ GeV.

Les fonctions de distribution partonique sont déterminées phénoménologiquement, entre autres, par la collaboration CTEQ à partir d'un grand nombre de mesures expérimentales de processus durs tels que les diffusions profondément inélastique (DIS). Le groupe de travail CTEQ (Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD) est dévoué à un large programme de recherche en physique des hautes énergies centré sur la chromodynamique quantique, il calcule les PDF qui sont ensuite implémentées dans le code des générateurs d'événements. Pour les protons, de très nombreuses distributions partoniques existent. Celles que nous avons utilisées pour les versions 6.2 et 6.3 de PYTHIA sont respectivement CTEQ5L et CTEQ6L, ce sont des PDF obtenues par des ajustements de sections efficaces à l'ordre dominant (*leading order*). Nous les avons représentées en figure 2.2 pour une certaine valeur de Q^2 ($Q^2 = 4$ GeV). Les PDF CTEQ6L sont les plus récentes et ont gagné en précision, le principal changement avec les versions antérieures, dans le cadre de la physique qui nous intéresse, concerne les gluons qui montrent désormais une densité plus importante pour les petites valeurs de x (cf figure 2.3).

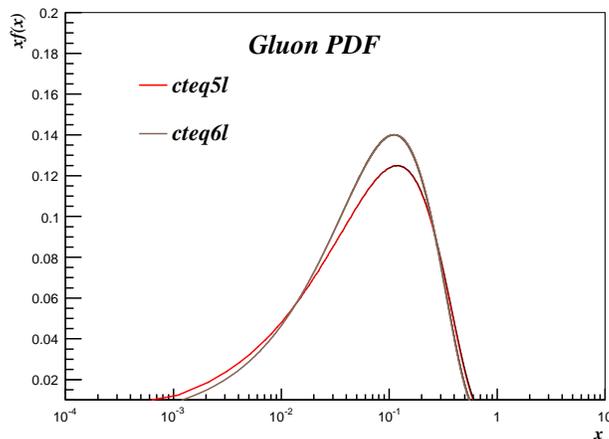


FIG. 2.3 – Comparaison des fonctions de distribution gluonique de CTEQ5L et CTEQ6L pour une interaction dure caractérisée par $Q^2=4$ GeV.

2.2.2.2 Processus durs : des éléments de matrice à la section efficace d'interaction

Le modèle des partons sur lequel s'appuie PYTHIA décrit les collisions hadron-hadron en les décomposant en une somme d'interactions dures plus fondamentales entre partons traitées indépendamment. Pythia contient une très large sélection de ces processus durs élémentaires (environ 240). En accord avec le nombre d'objets dans l'état final, on parle d'interactions dures $2 \rightarrow 1$, $2 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$, etc...PYTHIA est en réalité optimisé pour les deux premiers seulement.

Considérons le cas de la diffusion QCD de deux quarks s'échangeant un gluon telle que schématisée en figure 2.4 où les variables de Mandelstam sont définies comme habituellement :

$$\hat{s} = (p_1 + p_2)^2 \quad \hat{t} = (p_1 - p_3)^2 \quad \hat{u} = (p_1 - p_4)^2$$

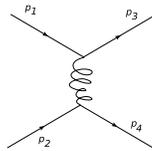


FIG. 2.4 – Diffusion QCD de deux quarks d'impulsion initiale p_1 et p_2 et d'impulsion finale respective p_3 et p_4 .

La section efficace différentielle, calculée à partir des éléments de matrice déduits du lagrangien, s'écrit :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\pi}{\hat{s}^2} \frac{4}{9} \alpha_S^2 \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \quad (2.1)$$

Des sections efficaces similaires, se différenciant principalement par des facteurs de couleur, sont obtenues pour les interactions $q g \rightarrow q g$ et $g g \rightarrow g g$. Quelques autres diagrammes tels que $g g \rightarrow q \bar{q}$ s'ajoutent à l'ensemble des principaux processus durs $2 \rightarrow 2$. Ces sections efficaces représentant chacune l'une des interactions susceptibles d'avoir lieu, s'ajoutent ensuite et, convoluées au flux de partons incidents i et j des deux protons a et b , elles donnent la section efficace différentielle d'interaction :

$$\frac{d\sigma_{int}}{dp_t^2} = \sum_{ijk} \int dx_1 \int dx_2 \int d\hat{t} f_a^i(x_1, Q^2) f_b^j(x_2, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}_{ij}^k}{d\hat{t}} \delta\left(p_t^2 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}}\right) \quad (2.2)$$

Cette intégrale, ainsi que celle de la diffusion QCD de deux quarks, diverge fortement comme dp_t^2/p_t^4 lorsque $p_t \rightarrow 0$. Nous reviendrons par la suite, lors de la discussion des interactions multiples, sur cette divergence. Précisons pour le moment qu'il est nécessaire d'introduire une coupure $p_{t_{min}}$ pour décrire la section efficace d'interaction par la formule :

$$\sigma_{int}(p_{t_{min}}) = \int_{p_{t_{min}}^2}^{s/4} \frac{d\sigma_{int}}{dp_t'^2} dp_t'^2 \quad (2.3)$$

Tous les éléments, autre que le processus dur $2 \rightarrow 2$, intervenant dans la collision p-p, forment l'*underlying event* dont la partie douce comprend les spectateurs ou *beam remnants* et celle dite dure englobe les radiations initiales, finales et les interactions multiples.

2.2.3 Le langage des gerbes partoniques : radiations initiales et finales

2.2.3.1 Traitement des diagrammes d'ordre supérieur

Tous les processus contenant des objets colorés (ou chargés) dans l'état final ou initial donnent lieu à des radiations gluoniques (ou photoniques) qui modifient la topologie de l'événement. Ces corrections perturbatives dues à des émissions dures prennent, avec l'augmentation de l'énergie de la collision, de plus en plus d'importance en comparaison avec la fragmentation. Partant d'un processus de base $2 \rightarrow 2$, de telles corrections vont générer des topologies d'états finaux $2 \rightarrow 3$, $2 \rightarrow 4$, etc... Deux approches existent pour les modéliser.

La première, la méthode des éléments de matrice, prend en compte la cinématique exacte du processus et permet un développement perturbatif en puissance de α_s . Mais de tels calculs gagnent très rapidement en complexité aux ordres élevés et pour les diagrammes de Feynman contenant des boucles internes. En sus, comme l'espace des phases disponible pour l'émission gluonique augmente avec l'énergie disponible, cette méthode devient fastidieuse pour décrire la structure d'un événement à haute énergie.

La seconde approche est celle des gerbes partoniques, elle consiste en la combinaison d'un nombre arbitraire de branchements de processus $1 \rightarrow 2$ sans limite explicite sur la quantité de partons impliqués. Pour ce faire, des approximations via des simplifications liées à la cinématique et aux interférences sont utilisées, aux dépens des expressions complètes des éléments de matrice. Bien qu'une telle évolution probabiliste de gerbe partonique ne peut être parfaitement fiable dans toutes les régions de l'espace, la simplicité et flexibilité de cette méthode en font une option fréquemment utilisée. Il s'agit de celle choisie par PYTHIA pour modéliser les radiations initiales et finales. Celles-ci sont donc décrites en terme de branchements $a \rightarrow bc$ (principalement $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ et $g \rightarrow q\bar{q}$) où chaque parton est caractérisé par sa virtualité Q^2 dont la valeur donne une idée de l'agencement temporel au sein de la cascade. Nous verrons dans la section 2.3 que la modèle EPOS propose un traitement totalement différent et remplace les gerbes partoniques par des pomérons doux et semi-durs.

2.2.3.2 Radiations de l'état final FSR

Les radiations finales sont dites de type temps (*time-like shower*), c'est-à-dire que les partons obéissent à $m^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 > 0$. La variable d'évolution de la cascade Q^2 est associée dans PYTHIA à la masse au carré du parton a initiant le processus $a \rightarrow bc$: $Q^2 = m_a^2$ et $m_b = m_c = 0$, mais ce choix est arbitraire. La virtualité maximale autorisée dans les gerbes FSR est posée égale à Q_{max}^2 , soit celle du processus dur principal (décrit au § 2.2.2.2) puis elle décroît au fur et à mesure des branchements jusqu'à atteindre la valeur $Q_0^2 \approx \Lambda_{QCD} \approx 1 \text{ GeV}$. Q_0^2 est une variable des modèles, PYTHIA et EPOS s'accorde sur la valeur choisie. Cette dernière est une coupure nécessaire pour corriger, dans les probabilités d'émission, les divergences douces et colinéaires correspondant respectivement à la situation où l'énergie de l'une des deux particules finales s'annule et à celle où les deux partons sont émis colinéairement.

L'évolution des cascades partoniques (ISR ou FSR) est régie par l'équation DGLAP [Gri62, AP77] :

$$dP_a(z, Q^2) = \frac{dQ^2}{Q^2} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) dz, \quad (2.4)$$

exprimant la probabilité différentielle qu'un parton a parent, de virtualité Q^2 , donne naissance à deux partons filles b et c , le premier emportant la fraction z de l'énergie totale de a et le deuxième

la fraction $1 - z$. Les probabilités $P_{a \rightarrow bc}(z)$ sont pour des quarks sans masse :

$$dP_{q \rightarrow qg}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z}, \quad (2.5)$$

$$dP_{g \rightarrow gg}(z) = 3 \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)}, \quad (2.6)$$

$$dP_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = \frac{n_f}{2} (z^2 + (1-z)^2), \quad (2.7)$$

où n_f est le nombre de saveurs des quarks considérées.

Ces probabilités peuvent ensuite être combinées pour permettre des émissions successives, par exemple un processus $q \rightarrow qg$ est suivi par les branchements des partons filles. De cette façon se construit la gerbe partonique complète. Cependant l'équation 2.4 correspond potentiellement à l'émission d'une infinité de partons, or il nous faut tenir compte de la valeur Q_0^2 au dessous de laquelle les effets de confinement et d'hadronisation rendent la théorie des perturbations inapplicable. Mais la probabilité totale peut encore être supérieure à l'unité. Pour résoudre ce problème, un ordonnancement en temps est introduit, il permet de décider ainsi lequel des processus autorisés se produira en premier. Ceci se fait via l'introduction du facteur Sudakov [Sud56], il exprime la probabilité qu'aucune émission ne se produise entre le moment initial défini par Q_{max}^2 et une virtualité donnée Q^2 et à l'intérieur des limites $z_{min} < z < z_{max}$ qui dépendent à la fois de la cinématique et de la coupure Q_0^2 . La probabilité différentielle que le premier branchement ait lieu à $Q^2 = Q_a^2$ est donnée par $dP_a(z, Q_a^2) dP_a^{no}(Q_{max}^2, Q_a^2)$ et l'évolution des radiations de l'état final est alors décrit par :

$$dP_{a \rightarrow bc} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{dQ^2}{Q^2} P_{a \rightarrow bc}(z) dz \exp\left(-\sum_{b,c} \int_{Q^2}^{Q_{max}^2} \frac{dQ'^2}{Q'^2} \int \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z') dz'\right) \quad (2.8)$$

2.2.3.3 Radiations de l'état initial ISR

Les gerbes ISR sont caractérisées par des virtualités de type espace (*space-like shower*) : dans la séquence de branchements $a \rightarrow bc$ qui mène au processus dur principal, la particule b obéit à $m^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 < 0$ et l'on pose $Q^2 = -m_b^2$, tandis que a est sans masse ainsi que c s'il n'interagit plus par la suite. A l'approche de l'interaction dure, la virtualité à l'intérieur de la cascade croît graduellement.

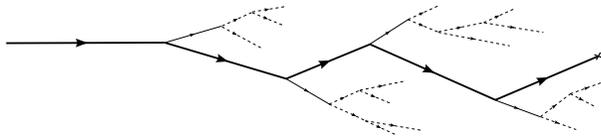


FIG. 2.5 – Représentation d'une cascade de branchements successifs (ISR). Le trait noir le plus épais symbolise le parton du proton initial en chemin vers l'interaction dure marquée par une croix à droite. La virtualité Q^2 des branchements augmente de gauche à droite.

Mais les radiations de l'état initial restent beaucoup plus complexes et plus difficiles à modéliser que celles de l'état final puisque la structure interne des protons incidents entre en jeu. Il faut alors introduire les fonctions de distributions partoniques. Le traitement Monte Carlo des

gerbes de type espace présente de plus un problème fondamental : la virtualité à l'intérieur de la cascade évolue de Q_0^2 à la valeur Q^2 correspondant à celle du processus dur, ceci implique alors le choix de ce dernier avant de commencer la description des radiations initiales. La solution adoptée consiste alors à prendre comme point de départ l'interaction dure puis à reconstruire les événements antérieurs en remontant le temps. De façon plus précise, la formule de la section efficace 2.3 inclue déjà la sommation sur l'ensemble des gerbes initiales possibles via l'usage de densités partoniques dépendantes en Q^2 . Il reste alors à choisir un scénario :

$$dP_b = \frac{df_b}{f_b} = |d(\ln Q^2)| \sum_a \int \frac{x' f_a(x', t)}{x f_b(x, t)} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} \left(z = \frac{x}{x'} \right) dz \quad (2.9)$$

L'équation ci-dessus définit une probabilité conditionnelle : si le parton b possède la virtualité Q^2 , quelle est la probabilité qu'il vienne d'un branchement $a \rightarrow bc$ avec une virtualité infinitésimalement plus petite? Notons que pour conserver la probabilité totale égale à l'unité, doit s'ajouter à cette expression un facteur multiplicatif de Sudakov, le même que dans le cas des radiations finales.

2.2.3.4 Vers une nouvelle description des cascades partoniques

Partant du processus dur principal $2 \rightarrow 2$, le langage des cascades partoniques permet de modifier la topologie de l'événement pour rendre compte, de façon raisonnablement réaliste, des radiations gluoniques. Les gerbes ISR et FSR reposent toutes les deux sur une simple interprétation probabiliste dans laquelle un parton initie une séquence de branchements suivant un certain ordonnancement. Comme précisé dans les paragraphes ci-dessus, celui-ci est fonction de la virtualité Q^2 , elle-même associée à la masse au carré du parton initiant le branchement. Cette définition cependant a évolué au fil du temps et, si elle correspond à la version 6.2 de PYTHIA, elle a laissé place par la suite à une nouvelle description supposée mieux prendre en compte les effets de cohérence. Ainsi l'approche de PYTHIA 6.3 reste basée sur le langage partonique mais pose, comme variable d'évolution des cascades, non plus Q^2 mais l'impulsion transverse p_t définie de telle sorte que la translation $p_t^2 \leftrightarrow m^2$ soit simple et ne nécessite pas une refonte du modèle déjà existant. En réalité, ce nouvel algorithme est un hybride entre les traditionnelles gerbes de partons et l'émission de dipôles déjà utilisée par d'autres générateurs d'événements, dont ARIADNE [GP88]. Nous ne rentrerons pas ici dans les détails, mais précisons simplement que le branchement est associé à l'évolution d'un parton célibataire, comme dans la technique des gerbes, et à un partenaire de dipôle pour prendre en compte les effets "de recul" (cf schéma 2.6). L'énergie et l'impulsion sont empruntées à ce dernier et permettent d'apporter une masse au parton a initiant le branchement dans le cas des FSR ou au parton b dans le cas des ISR, le tout en conservant la masse invariante du dipôle [SS05].

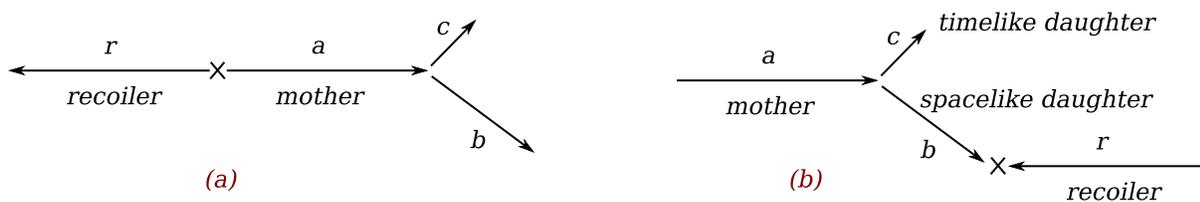


FIG. 2.6 – Vue schématique d'un branchement $a \rightarrow bc$, ISR à gauche (a) et FSR à droite (b). L'interaction dure centrale est marquée par une croix. Le parton r est le parton de recul [SS05].

Afin de définir l'impulsion transverse utilisée par l'algorithme, considérons, dans le branchement $a \rightarrow bc$, la cinématique des cônes de lumière, $p^\pm = E + p_z$, pour laquelle $p^+ p^- = m_t^2 =$

$m^2 + p_t^2$. Pour le parton a se déplaçant le long de l'axe $+z$, avec $p_b^+ = zp_a^+$ et $p_c^+ = (1-z)p_a^+$, les lois de conservation donnent :

$$m_a^2 = \frac{m_b^2 + p_t^2}{z} + \frac{m_c^2 + p_t^2}{1-z} \quad (2.10)$$

ou de façon équivalente :

$$p_t^2 = z(1-z)m_a^2 - (1-z)m_b^2 - zm_c^2 \quad (2.11)$$

Dans le cas des cascades de type temps, $Q^2 = m_a^2$ et $m_b = m_c = 0$, et pour celles de type espace, $Q^2 = -m_b^2$ et $m_a = m_c = 0$, ce qui donne :

$$\text{FSR} : p_t^2 = z(1-z)Q^2, \quad (2.12)$$

$$\text{ISR} : p_t^2 = (1-z)Q^2, \quad (2.13)$$

ainsi z s'interprète alors comme le partage de l'énergie du parton initial entre les deux filles du branchement dans le centre de masse du dipôle : $E_b = zE_a$ et $E_c = (1-z)E_a$. La variable d'évolution p_t est donc définie par les relations des cônes de lumière tandis que la cinématique du branchement est construite via une définition de z liée à l'énergie.

La séquence de branchements est ensuite reconstruite selon des valeurs décroissantes de p_t à partir de l'interaction dure principale jusqu'à la limite p_{tmin} . Les équations d'évolution s'écrivent alors comme suit (avec $z = x/x'$ et p_{tmax} correspondant à $Q_{tmax} = Q_a$, les calculs sont détaillés dans [SS05, SvZ87]) :

$$\text{FSR} : dP_a = \frac{dp_t^2}{p_t^2} \frac{\alpha_s(p_t^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) dz P_a^{no}(p_{tmax}^2, p_t^2) \quad (2.14)$$

$$\text{ISR} : dP_b = \frac{dp_t^2}{p_t^2} \frac{\alpha_s(p_t^2)}{2\pi} \frac{x' f_a(x', p_t^2)}{x f_b(x, p_t^2)} P_{a \rightarrow bc}(z) dz P_b^{no}(x, p_{tmax}^2, p_t^2). \quad (2.15)$$

2.2.4 Beam remnants et interactions multiples

2.2.4.1 Beam remnants : spectateurs de l'interaction dure principale

Lors d'une collision hadron-hadron, l'algorithme de radiation d'état initial reconstruit une seule gerbe qui ne prend qu'une fraction de l'énergie du faisceau, laissant ainsi derrière un *beam remnant* (cf figure 2.7). Celui-ci doit être reconstruit et connecté au reste de l'événement. La composition en saveur et en couleur de ces spectateurs peut être déduite connaissant celle du parton initiateur en chemin vers l'interaction dure principale. Pour un faisceau de proton, un quark initiateur u par exemple entraîne la formation d'un diquark spectateur ud avec un anti-triplet de couleur. Mais bien souvent le *remnant* est d'une nature plus compliquée. Dans le cas où l'interaction dure principale est initié par un gluon, il est en effet constitué d'un système uud formant un octet de couleur qui peut lui-même être sous-divisé en un diquark, antitriplet de couleur, et en un quark, triplet de couleur. Le partage de l'énergie et de l'impulsion transverse entre ces deux objets introduit ainsi des degrés de liberté supplémentaires. Il apparaît clairement que les "beam remnants" sont étroitement liés en couleur à l'interaction dure. Par ailleurs, un parton initiateur u ou d du proton incident est supposé être obligatoirement de valence, ce qui est clairement irréaliste. Cependant, le scénario déterminant la cascade d'état initial et par conséquent les *remnants* est appliqué à l'échelle $Q_0^2 \approx 1$ GeV et à des valeurs de x supérieures à celle du processus dur principal, dans ces conditions la contribution des quarks de valence devient négligeable.

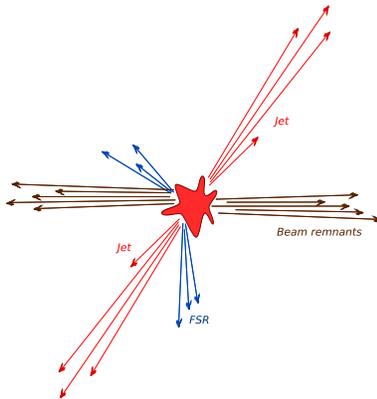


FIG. 2.7 – Spectateurs d’une collision p-p ne reprenant part à aucun processus de l’interaction.

2.2.4.2 Introduction du phénomène d’interaction multiple

Jusqu’à présent, nous n’avons considéré à l’intérieur d’un événement que la seule possibilité d’une unique interaction dure laissant intactes les autres constituants des deux protons alors regroupés sous le terme de *beam-remnant*. Cependant, la probabilité que d’autres partons des hadrons incidents interagissent en parallèle du processus principal est loin d’être nulle, surtout aux énergies de collision élevées.

Ainsi que nous l’avons évoqué au § 2.2.2, la section efficace différentielle d’un processus dur $2 \rightarrow 2$, $d\sigma_{int}/dp_t^2$, (cf équation 2.2) et par conséquent la section efficace d’interaction σ_{int} (cf équation 2.3) divergent fortement lorsque $p_t \rightarrow 0$, d’où la nécessité d’introduire une coupure $p_{t_{min}}$. De plus, cette dernière doit être suffisamment élevée car l’intégrale reçoit à basse impulsion transverse d’importantes contributions de la région des petits x où les mesures expérimentales ne permettent pas de contraindre correctement les fonctions de distributions partoniques.

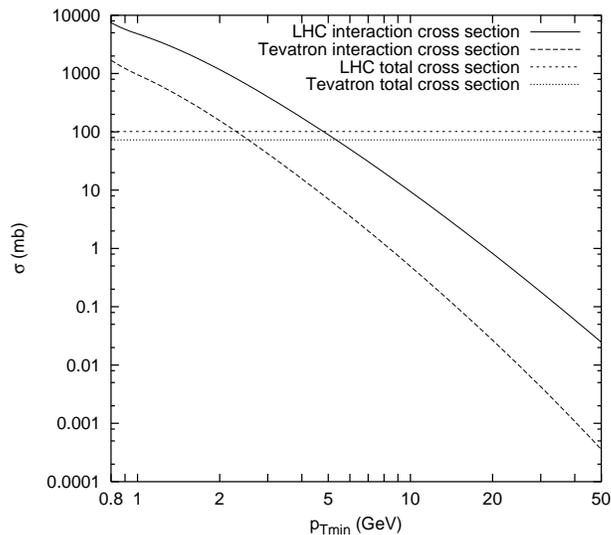


FIG. 2.8 – Evolution théorique de la section efficace d’interaction et de la section efficace totale en fonction de la valeur de coupure $p_{t_{min}}$ pour les collisions p- \bar{p} à $\sqrt{s_{NN}} = 1.8$ TeV du Tevatron et les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV du LHC. [SS04].

L'évolution attendue de σ_{int} avec la valeur de coupure $p_{t_{min}}$ est représentée en figure 2.8 pour les énergies de collision du LHC et du Tevatron. La section efficace totale d'interaction de deux protons collisionnant σ_{tot} peut être calculée ainsi qu'il est expliqué dans [DL92]. Elle est bien sûr indépendante de la valeur de $p_{t_{min}}$, sa valeur est montrée sur cette même figure. On observe qu'à partir d'une certaine valeur de $p_{t_{min}}$, on a $\sigma_{int} > \sigma_{tot}$. Ceci ne peut être dû au fait que la QCD perturbative, sur laquelle s'appuient les calculs des sections efficaces, n'est plus applicable car le phénomène se produit dans des régions où $p_{t_{min}}$ est bien supérieure à Λ_{QCD} . Ceci ne pose cependant pas de contradiction, σ_{int} ne s'interprète effectivement pas comme la section efficace hadron-hadron mais comme celle d'interaction parton-parton. Nous sommes alors amenés à introduire l'existence d'interactions multiples : chaque hadron incident est vu comme un faisceau de partons avec la possibilité de provoquer plusieurs interactions partoniques lorsque ces hadrons se pénètrent. Et un événement avec n interactions au dessus de $p_{t_{min}}$ compte une fois dans la section efficace totale mais n fois lors du calcul du taux d'interaction :

$$\sigma_{tot} = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n \quad \text{tandis que} \quad \sigma_{int} = \sum_{n=0}^{\infty} n\sigma_n \quad (2.16)$$

où σ_n est la section efficace pour les événements à n interactions. Ainsi $\sigma_{tot} > \sigma_{int}$ est équivalent à $\langle n \rangle > 1$, c'est-à-dire que chaque événement contient en moyenne plus d'une interaction. Comme l'illustre la figure 2.8, ce phénomène d'interaction multiple serait accentué avec l'augmentation de l'énergie de la collision.

2.2.4.3 Traitement des interactions multiples

Le modèle le plus simple traitant les interactions multiples dans PYTHIA suppose l'équivalence de toutes les collisions hadron-hadron, c'est-à-dire qu'il ne prend en considération aucun paramètre d'impact entre les deux particules incidentes. Il s'appuie sur une distributions poissonnienne de n et ordonne les interactions, partant de la plus dure à la plus douce, en une séquence décroissante en $x_t = 2p_t/E_{cm}$.

Cependant une approche plus réaliste est proposée [SvZ87]. L'ordonnancement se fait toujours en fonction des valeurs de x_t mais la dépendance de n en fonction du paramètre d'impact b de la collision y est modélisée. Une valeur faible de b correspond à un large recouvrement entre les deux particules incidentes, d'où une probabilité importante d'interactions multiples. Afin de quantifier le concept de recouvrement hadronique, il faut faire l'hypothèse d'une distribution de matière à l'intérieur des hadrons. PYTHIA propose différentes options : d'une forme sphérique, à la simple gaussienne ou double gaussienne que nous avons utilisée. Cette dernière s'exprime par la l'équation suivante :

$$\rho(r) \propto \frac{1-\beta}{a_1^3} \exp\left(\frac{-r^2}{a_1^2}\right) + \frac{\beta}{a_2^2} \exp\left(\frac{-r^2}{a_2^2}\right). \quad (2.17)$$

Cette relation correspond à un hadron possédant une région appelée "core" de rayon a_1 assez faible contenant une fraction β de la matière hadronique totale et entourée d'une couronne définie par le rayon a_2 . Ceci reflète le fait que les hadrons sont des objets "étendus" et que par conséquent il doit avoir plus d'activité dans les collisions centrales. Pour chaque paramètre d'impact donné, le nombre d'interactions est supposé suivre une loi de Poisson dont la valeur moyenne est proportionnelle au recouvrement. Cependant, pour des distributions de matière possédant une queue infinie, comme pour les doubles gaussiennes, des événements peuvent être obtenus avec une valeur de b arbitrairement large. Afin d'obtenir une section efficace finie, il est alors nécessaire d'imposer au minimum une interaction dans chaque événement.

Le taux d'interactions multiples est contrôlé par la valeur $p_{t_{min}}$. La paramétrisation de cette coupure, et sa dépendance en fonction de l'énergie de la collision restent difficile à évaluer, et les connaissances théoriques et expérimentales ne peuvent y accorder trop de crédit. Il faut garder en mémoire que les valeurs de $p_{t_{min}}$ sont déterminées dans le contexte d'un calcul de section efficace QCD donné et d'un scénario d'interactions multiples choisi. Dans le cadre du modèle ci-dessus, $p_{t_{min}}$ dépend de deux paramètres $PARP(82)$ et $PARP(90)$ et s'exprime par :

$$p_{t_{min}} = [PARP(82)] \left(\frac{\sqrt{s}}{1 \text{ TeV}^2} \right)^{[PARP(90)]} \quad (2.18)$$

2.2.4.4 Nouvelle modélisation

Un nouveau scénario décrivant les interactions multiples a été introduit dans PYTHIA 6.3, le schéma de base a été conservé mais trois principales modifications ont été apportées :

- L'introduction de la "junction fragmentation" décrivant le confinement des trois quarks à l'intérieur des baryons permet de traiter les cas des remnants de nature plus compliquée où plusieurs quarks de valence sont retirés.
- La nouvelle approche offre une meilleure description des corrélations en x et en saveur. Le contenu en saveur des remnants est désormais mémorisé et utilisé pour déterminer les saveurs possibles des interactions suivantes, les densités partoniques servent ainsi uniquement à la description de l'interaction la plus dure. Déjà dans la modélisation précédente, la valeur x de la densité de partons était réévaluée lors des interactions suivantes de telle sorte que la nouvelle valeur x' corresponde à l'impulsion restante et non celle initiale du beam remnant, mais PYTHIA 6.3 offre des calculs plus précis.
- L'introduction d'un ordonnancement en fonction de l'impulsion transverse : $p_{t1} > p_{t2} > p_{t3} > \dots$ où la séquence est interrompue à la valeur de coupure $p_{t_{min}}$ permet une compatibilité avec le nouveau traitement des radiations d'état initial et final. La compétition entre interactions multiples et ISR qui se partagent tous les deux l'énergie disponible est ainsi modélisée de façon plus réaliste.

2.2.5 Fragmentation et hadronisation via le modèle de Lund

La théorie perturbative, formulée en termes de quarks et gluons, est valide à courte distance mais lorsque celle-ci augmente la QCD atteint le régime de confinement où les partons colorés se transforment en hadrons sans couleur : il s'agit de l'hadronisation dont nous allons discuter à présent. Ce processus repose dans PYTHIA sur le modèle de Lund, un mécanisme de fragmentation de cordes [AGIS83, And97]

2.2.5.1 Brisure de corde et sélection de la saveur des hadrons

Le modèle de Lund, au même titre que l'ensemble des modèles actuels, est de nature probabiliste et itérative, c'est-à-dire que le processus de fragmentation dans sa totalité est décrit par une suite de branchements corde \rightarrow hadron + restant de cordes, etc...A chaque étape, des lois probabilistes sont utilisées pour décrire la production de nouvelles saveurs et le partage de l'énergie et de l'impulsion entre les produits.

L'hypothèse d'un potentiel linéaire entre deux quarks (cf § 1.1.2, chapitre 1.) fournit le point de départ du modèle des cordes. Lorsque les partons q et \bar{q} s'éloignent de part et d'autre de leur vertex commun de production, il se crée entre eux deux une corde symbolisant le champ des forces QCD de couleur. Sa tension $\kappa \sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}$ représente la quantité d'énergie par unité de longueur

et ses dimensions transverses correspondent aux tailles hadroniques typiques, soit environ 1 fm . Au fur et à mesure que cette distance augmente, le potentiel d'énergie augmente et la corde peut alors ensuite se rompre par la production d'une nouvelle paire $q'\bar{q}'$ de telle sorte que le système se divise en deux singlets de couleur $q\bar{q}'$ et $q'\bar{q}$. Si la masse invariante de ces fragments de corde est suffisante, les brisures peuvent continuer. Le modèle de Lund invoque, pour générer les paires $q\bar{q}$, le mécanisme quantique d'effet tunnel, celui-ci implique une suppression de la production des quarks lourds : $u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$. Le charme et la beauté ne sont donc pas issus de la fragmentation mais des branchements $g \rightarrow q\bar{q}$ des cascades partoniques ou des processus durs.

2.2.5.2 Production mésonique

Le processus de fragmentation produit donc à partir d'un quark initial q_0 , une nouvelle paire $q_1\bar{q}_1$ créant ainsi un méson $q_0\bar{q}_1$, et un célibataire q_1 qui fragmente à son tour, etc... Une fois la saveur des quarks q_{i-1} et \bar{q}_i choisie, il reste à déterminer la probabilité relative que cette paire donne naissance à un méson spécifique, par exemple qu'un $u\bar{d}$ se transforme en π^+ , ρ^+ ou autre état. PYTHIA suppose en effet la factorisation de ces deux aspects, c'est-à-dire la possibilité de sélectionner une paire de quarks sans référence aucune aux états mésoniques et décider ensuite, après détermination des saveurs, de son association à un méson (le cas plus complexe des baryons sera évoqué au paragraphe suivant).

Cette affectation d'une paire $q\bar{q}$ à un méson se fait via les nombres quantiques S du spin, L du moment angulaire orbital et $J = S + L$ à partir desquels sont construits des multiplets. PYTHIA a inclu six de ces multiplets :

- $L = 0, S = 0, J = 0$
- $L = 0, S = 1, J = 1$
- $L = 1, S = 0, J = 1$
- $L = 1, S = 1, J = 0$
- $L = 1, S = 1, J = 1$
- $L = 1, S = 1, J = 2$

Chacun d'entre eux contient 5×5 états comprenant toutes les saveurs possibles. L'algorithme de PYTHIA choisit premièrement la valeur 0 ou 1 du spin S selon des probabilités relatives et paramétrisées : la probabilité du spin 1 est prise égale à 0.5 pour les mésons composés de quarks u et d seulement, à 0.6 pour ceux contenant un quark s et à 0.75 lorsqu'un quark lourd intervient. Par défaut, il est supposé que $L = 0$, ceci correspondant à la production des mésons vecteurs et pseudoscalaires. L'introduction de $L = 1$ se fait par l'intermédiaire de quatre paramètres permettant la définition des probabilités en fonction de la valeur de S et J .

2.2.5.3 Production baryonique

Si le mécanisme de création de mésons découle naturellement de l'apparition de fragments de corde reliant un quark et un antiquark, la production baryonique est quant à elle plus difficile à intégrer au modèle. Trois scénarii pour généraliser cette image à la formation de baryons sont cependant proposés dans PYTHIA : les diquarks et les descriptions *Simple* et [AGS85] *Advanced Popcorn* [EG97].

a) Le modèle des diquarks Les études de corrélations baryon-antibaryon en rapidité sont en accord avec l'hypothèse selon laquelle la particule et son antiparticule seraient produites en tant que voisins le long de la corde. Cependant certaines données d'annihilation e^+e^- polarisés ont montré que les baryons sont plus fréquents dans les jets de quarks que dans ceux d'antiquarks

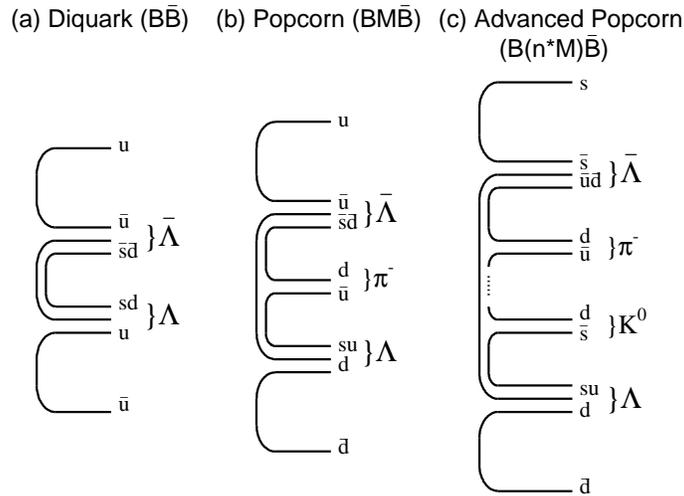


FIG. 2.9 – Vue schématique de la production de baryons Λ et mésons K_s^0 dans le cadre des modèles Diquarks, Simple Popcorn et Advanced Popcorn. [A⁺00].

indiquant que les paires baryon-antibaryon ne proviennent pas de la décroissance isotrope d'un cluster [EG97]. Les distributions ne peuvent alors être comprises que si baryons et antibaryons sont attirés dans des directions opposées suite à la brisure de la corde. Ces observations ont amené l'introduction du modèle des diquarks.

Dans le cadre de cette description, la production baryonique est réalisée en introduisant la probabilité de produire à partir d'un quark q_0 une paire de diquarks $(q_1 q_2)(\overline{q_1 q_2})$ à la place d'une paire de quark $q_1 \bar{q}_1$. On voit alors apparaître un baryon $q_0 q_1 q_2$ et l'antidiquark $\overline{q_1 q_2}$ continue la fragmentation en donnant naissance à une paire de quarks ou de diquarks. Le processus est tel que le long de la corde un antibaryon est toujours voisin d'un baryon. Le modèle des diquarks est régi par les lois suivantes :

- La probabilité relative de production d'un diquark plutôt qu'un quark ;
- Le facteur de suppression supplémentaire associé à un diquark contenant un quark étrange (en sus du facteur γ_s pénalisant déjà l'apparition d'étrangeté par rapport aux quarks u) ;
- Le facteur de suppression des diquarks de spin 1 par rapport à ceux de spin 0.

Seuls deux multiplets des états baryoniques sont inclus dans PYTHIA (les états excités $L = 1$ ne sont pas pris en compte) :

- $S = J = 1/2$: octet de SU(3)
- $S = J = 3/2$: décuplet de SU(3)

Une autre importante contrainte du modèle est la nécessité de symétriser l'état obtenu par la combinaison d'un diquark et d'un quark afin qu'il corresponde effectivement à un baryon existant. L'implémentation de ce principe dans l'algorithme de PYTHIA consiste à choisir de façon aléatoire un diquark, avec les facteurs de suppression d'étrangeté et de spin inclus, et de l'accepter selon un poids proportionnel au nombre d'états disponibles pour la combinaison diquark-quark.

b) Le modèle Simple Popcorn Certaines données sur les corrélations en impulsion transverse ne correspondent cependant pas aux prédictions du scénario des diquarks et semblent indiquer qu'un méson serait produit entre le baryon et l'antibaryon [A⁺85a]. Cette idée a mené

au développement du modèle Simple Popcorn dans lequel les baryons naissent de la production successive de paires $q_i\bar{q}_i$ sans apparition de diquarks.

Les explications qui suivent décrivent le mécanisme de production hadronique du modèle Simple Popcorn, elles sont liées aux équations 2.20 et nous invitons le lecteur à s'y référer.

Supposons le quark q initial de couleur rouge r et son antiquark \bar{q} de couleur \bar{r} . La nouvelle paire produite $q_1\bar{q}_1$ est normalement $r\bar{r}$ de telle sorte que \bar{q}_1 soit attiré par q et q_1 par \bar{q} formant ainsi deux systèmes séparés de singulet de couleur : qq_1 et $q_1\bar{q}$. Occasionnellement, la paire $q_1\bar{q}_1$ peut porter des couleurs différentes, $g\bar{g}$ par exemple (où g signifie vert), et dans ce cas aucune charge de couleur n'agit ni sur q_1 ni sur \bar{q}_1 . Cette paire ne peut alors gagner d'énergie du champ et devrait par conséquent n'exister que comme fluctuation. Mais en accord avec le principe d'incertitude, ces particules sont cependant libres de se mouvoir pendant un temps inversement proportionnel à leur énergie propre. Si alors q_1 se déplace vers q et \bar{q}_1 vers \bar{q} , le champ résultant entre q_1 et \bar{q}_1 est $\bar{b}b$ ($b = \text{bleu}$) puisque $g + r = \bar{b}$. Dans ce champ central, peut alors se créer une nouvelle paire $q_2\bar{q}_2$ où q_2 est désormais attiré par qq_1 et \bar{q}_2 par $\bar{q}\bar{q}_1$. Si cela se produit, il apparaît alors un baryon B constitué de q_1 , q_2 et d'un quark q_4 produit entre q et q_1 , et un antibaryon \bar{B} formé par \bar{q}_1 , \bar{q}_2 et d'un \bar{q}_5 . On appelle cette configuration $B\bar{B}$ (cf équation 2.21)

Cependant, plusieurs paires de couleurs $b\bar{b}$ peuvent prendre place entre q_1 et \bar{q}_1 . Et avec l'apparition de deux vertex $q_2\bar{q}_2$ et $q_3\bar{q}_3$, se forme un méson central \bar{q}_2q_3 entouré d'un baryon $q_4q_1q_2$ et d'un antibaryon $\bar{q}_3\bar{q}_1\bar{q}_5$. Cette configuration, caractéristique du modèle Simple Popcorn, est appelée $BM\bar{B}$ par opposition à la précédente (cf équation 2.22). Le facteur de suppression de cette configuration est lié à la probabilité que q_1 soit suffisamment éloigné de \bar{q}_1 pour permettre la formation d'un méson. Celle-ci s'exprime par la relation :

$$|\Delta_F|^2 \approx \exp(-2\mu_t M_t / \kappa) \quad (2.19)$$

où μ_t et M_t sont les masses transverses respectives de q_1 et du méson, et M_t/κ représente une distance. D'un point de vue formel, les configurations $BMM\bar{B}$, $BMMM\bar{B}$ sont aussi autorisées mais puisque la masse totale M_t croît rapidement avec le nombre de mésons et qu'alors $|\Delta_F|^2$ chute exponentiellement, de tels processus sont très fortement défavorisés.

Les descriptions des configurations $B\bar{B}$ sont faites dans le scénario Simple Popcorn selon les mêmes paramètres que ceux évoqués pour le modèle des diquarks, tandis que pour les systèmes $BM\bar{B}$, on doit prendre la racine carrée des facteurs de suppression s'ils ne concernent que l'un des deux baryons. Ces dernières configurations sont également soumises à des pénalités supplémentaires :

- probabilité relative d'apparition de la configuration $BM\bar{B}$ fixé à 0.5 (et donc également 0.5 pour les configurations $B\bar{B}$) ;
- facteur de suppression lié au cas où le méson central est étrange ;
- facteur de suppression lié au cas où une paire $s\bar{s}$ (plutôt qu'une paire $u\bar{u}$) est partagé entre le baryon et l'antibaryon.

$$q_{(r)} \cdots \bar{q}_{(\bar{r})} \quad (2.20)$$

$$q_{(r)} \cdots \left(\bar{q}_{1(\bar{r})} q_{1(r)} \right) \cdots \bar{q}_{(\bar{r})}$$

$$\left(q_{(r)} \bar{q}_{1(\bar{r})} \right) \cdots \left(q_{1(r)} \bar{q}_{(\bar{r})} \right)$$

$$q_{(r)} \cdots \left(q_{1(g)} \bar{q}_{1(\bar{g})} \right) \cdots \bar{q}_{(\bar{r})}$$

$$\left(q_{(r)} q_{1(g)} \right)_{(b)} \cdots \left(\bar{q}_{1(\bar{g})} \bar{q}_{(\bar{r})} \right)_{(b)}$$

$$(qq1)_{(\bar{b})} \cdots (q2_{(b)} \bar{q}_{2(\bar{b})}) \cdots (\bar{q}_1 \bar{q})_{(b)}$$

$$\underbrace{(q\bar{q}_4)} \cdots \underbrace{(q_4 q_1 q_2)} \cdots \underbrace{(\bar{q}_2 \bar{q}_1 \bar{q}_5)} \cdots \underbrace{(q_5 \bar{q})}$$

$$MB\bar{B}M \quad (2.21)$$

$$\underbrace{(q\bar{q}_4)} \cdots \underbrace{(q_4 q_1 q_2)} \cdots \underbrace{(\bar{q}_2 q_3)} \cdots \underbrace{(\bar{q}_3 \bar{q}_1 \bar{q}_5)} \cdots \underbrace{(q_5 \bar{q})}$$

$$MBM\bar{B}M \quad (2.22)$$

Dans les équation ci-dessus, explicatives du mécanisme de production hadronique Simple Popcorn, les lettres entre parenthèses réfèrent à la couleur portée par les quarks : (r) pour rouge, (b) pour bleu et (g) pour vert.

c) Le modèle Advanced Popcorn Une version révisée et améliorée de la description précédente de la production baryonique a ensuite été proposée : le modèle Advanced Popcorn. La création de paires $q\bar{q}$ brisant la corde est toujours gouvernée par le principe d'effet tunnel et celle de paires dites "fluctuation", évoquées au paragraphe précédent, est elle gouvernée par la relation 2.19 mais cette dernière est prise en compte de façon plus rigoureuse dans le nouveau modèle. Deux paramètres, représentant $\langle \mu_t \rangle$ dans l'équation 2.19 pour les quarks légers et étranges, ont été introduits afin de contrôler la production de diquarks et de mésons centraux :

$$\beta_q \equiv 2\langle \mu_{tq} \rangle / \kappa \quad \text{ou} \quad \beta_u \text{ et } \Delta\beta \equiv \beta_s - \beta_u \quad (2.23)$$

Partant des équations 2.19 et 2.23, les taux de production relatifs des différents types de diquarks à partir de mêmes paires de quarks "fluctuation" peuvent être exprimés par des différences de masse entre diquarks et les deux paramètres β . Ce traitement introduit également les situations où plusieurs mésons sont produits entre le baryon et l'antibaryon alors que ces configurations étaient très défavorisées dans le modèle Simple Popcorn. Certains facteurs de suppression ont aussi été réévalués : la suppression liée au baryon de spin 3/2 est supposée importante par rapport au spin 1/2. En résumé, en sus du paramètre de suppression d'étrangeté et de celui lié à la production d'un diquark, la multiplicité baryonique est essentiellement déterminée dans le modèle Advanced Popcorn par trois autres paramètres : β_u , $\Delta\beta$ et le facteur de suppression du décuplet (spin 3/2) par rapport à l'octet (spin 1/2).

2.2.5.4 Fonction de fragmentation

Le choix de la saveur des hadrons naissant de la brisure des cordes ainsi que les probabilités relatives liées à leur nature mésonique ou baryonique et leur masse ont désormais été paramétrisés. Le mécanisme d'effet tunnel calcule l'impulsion transverse p_t de chaque nouvelle paire $q\bar{q}$ créée, et

celle du hadron est alors vue comme la somme des p_t de ses partons constituants. Seules l'énergie et l'impulsion longitudinale du hadron restent alors à déterminer. Ceci est fait via la fonction de fragmentation :

$$f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp(-bm_t^2/z) \quad (2.24)$$

où z est la fraction de l'énergie ($E + p_z$) disponible emportée par le hadron, a est un paramètre caractérisant la production par paire de quarks ou par paire de diquarks. $f(z)$ exprime donc la probabilité de choisir une certaine valeur de z . Il faut noter que cette fonction de fragmentation est celle incluse dans le modèle de Lund mais il en existe de très nombreuses paramétrisées de façon différente [dFSV98, AKK06]

Remarque :

La formule de $f(z)$ est valide seulement pour la brisure d'un système en hadrons plus un reste possédant une masse importante. Si l'algorithme de fragmentation devait être utilisé le long de la corde complète, - du quark q à l'antiquark \bar{q} -, alors la masse du hadron final serait complètement contrainte par le principe de conservation d'énergie et d'impulsion et la particule ne pourrait pas être sur la couche de masse. La solution apportée à ce problème est de mener le processus de fragmentation à la fois à partir de l'extrémité q et de \bar{q} . A chaque étape, une valeur de z est choisie aléatoirement et l'on décide si l'on se trouve sur le côté q ou \bar{q} , dans le premier cas z est interprété comme la fraction de $(E + p_z)$ et dans le deuxième comme celle de $(E - p_z)$. A partir d'un certain moment, la masse du système restant atteint une certaine valeur posée comme limite inférieure et il est alors décidé que la prochaine brisure produira deux hadrons à la place d'un seul plus un reste. Le fait de choisir l'impulsion de deux hadrons apporte suffisamment de degrés de liberté pour respecter les principes de conservation et on peut s'assurer que ces deux hadrons sont sur la couche de masse.

2.3 EPOS : un modèle à interactions multiples

Développé depuis environ une vingtaine d'années par quelques théoriciens dont les principaux sont H.J Drescher, M.Hladik, S.Ostapchenko, T.Pierog et K.Werner, ce modèle, de VENUS à NeXus, est devenu EPOS - acronyme anglais de :

- Energy conserving quantum mechanical multiple scattering approach based on
- Partons (parton ladders)
- Off shell remnants
- Splitting of parton ladders

Les paragraphes qui suivent expliquent le formalisme de ce modèle, nécessaire à une bonne compréhension des résultats que nous avons obtenus et qui seront présentés par la suite. Cependant, l'objectif premier n'est pas d'établir une description complète de la théorie sur laquelle il se base mais plutôt de présenter de quelle manière il a été utilisé. Les schémas et figures explicatifs sont extraites de [DHO⁺01].

2.3.1 Une application de la théorie de Gribov-Regge basée sur les partons

2.3.1.1 De la théorie de Regge à Gribov-Regge

La théorie de Regge, théorie pour les collisions élastiques, propose une approche de l'interaction forte à l'échelle hadronique en modélisant les interactions entre particules par l'échange d'objets phénoménologiques appelés *Reggeons*. Ce modèle a aidé à la compréhension de la diffusion diffractive mais en aucun cas à celle des diffusions profondément inélastiques (DIS) puisqu'il

ne considère pas les particules élémentaires. Devant l'arrivée de nouvelles thématiques de physique, et à plus forte raison encore avec le démarrage du LHC, les matrices S de Regge ont été petit à petit abandonnées au profit de la formulation lagrangienne de la théorie de Jauge.

De cette description est née une application à l'échelle partonique : la théorie de Gribov-Regge. Celle-ci décrit les collisions par des interactions élémentaires multiples se produisant en parallèle via l'échange de pomérons, objets phénoménologiques similaires aux reggeons. La nature exacte de ces objets complexes n'est pas connue, ils sont par conséquent simplement paramétrisés. Posons T l'amplitude élastique d'une diffusion à deux corps, p_1 et p_2 les quadri-vecteurs impulsion des particules incidentes, $p_3 = p_1 + q$ et $p_4 = p_2 - q$ ceux des particules finales où q représente le vecteur transfert d'impulsion (cf figure 2.4). L'amplitude élastique correspondant à l'échange d'un poméron unique entre deux partons s'exprime alors par :

$$T(s, t) \sim i s^{\alpha_0 + \alpha' t}$$

où α_0 et α' sont déterminés expérimentalement et s et t les variables de Mandelstam (définition, cf § 2.2.2.2).

Les règles générales de la théorie des champs permettent ensuite d'établir la section efficace inélastique d'une collision hadron-hadron échangeant plusieurs pomérons en parallèle :

$$\sigma_{inel}^{h_1 h_2} = \int (1 - e^{-G(s, b)}) db^2$$

$G(s, b)$, proportionnelle à la transformée de Fourier de $T(s, t)$, représente une collision élémentaire.

2.3.1.2 Les limites de la théorie de Gribov-Regge

La théorie de Gribov-Regge a été largement utilisée pour comprendre les collisions p-p, p-noyau et noyau-noyau, notamment par l'intermédiaire des modèles VENUS et NeXus, précurseurs d'EPOS. Cependant, afin de calculer les productions de particules de façon exclusive, il est nécessaire de savoir comment partager l'énergie disponible entre chaque interaction élémentaire, ce que la procédure présentée jusqu'à présent ne prend pas en compte. Deux modèles différents sont alors utilisés pour le calcul de la section efficace et le traitement de la production de particules.

Un autre inconvénient non négligeable réside dans le statut particulier accordé au premier poméron du début du traitement des interactions multiples. Celui-ci est considéré différemment du fait qu'il prend en compte les quarks de valence des hadrons incidents, alors que les suivants ne s'intéressent qu'à la mer.

2.3.1.3 La naissance d'un nouveau modèle

EPOS propose une description nouvelle des interactions hadroniques et des états initiaux des collisions nucléaires en apportant un traitement des interactions multiples rigoureux. Ainsi la conservation de l'énergie est clairement déterminée, aux étapes de calcul de section efficace et de production de particules, dans le cadre du formalisme des diagrammes de Feynman issus des lois de la théorie des champs. Ceci constitue une étape importante vers la construction d'un modèle cohérent en physique des hautes énergies pour le traitement des collisions p-p et noyau-noyau. La prise en compte d'un partage rigoureux de l'énergie modifie de façon non négligeable la section efficace topologique, i.e la section efficace correspondant à l'échange d'un nombre n donné de pomérons.

Les interactions élémentaires représentées par les lignes verticales de la figure 2.10 sont vues dans EPOS comme la somme de contributions douce, dure et semi-dure : ceci sera détaillé au paragraphe 2.3.3. Ce modèle permet un traitement rigoureux et cohérent des processus de la physique douce à basse impulsion transverse et de la physique dure à haute impulsion, et fournit ainsi en quelque sorte un lien entre la théorie de Gribov-Regge et le modèle des partons.

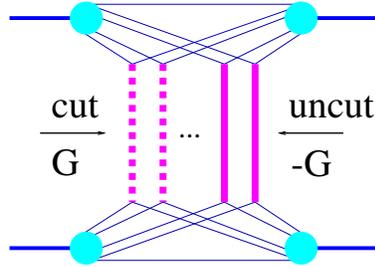


FIG. 2.10 – Représentation d’une interaction hadron-hadron dans le modèle EPOS. Les fonctions de profil G , les notions de pomérons coupés et non coupés, et les remnants (représentés par lignes fines horizontales bleues), seront expliquées respectivement dans les paragraphes 2.3.2.1, 2.3.4.1 et 2.3.5.2.

2.3.1.4 Mais pourquoi ne pas utiliser le modèle des partons ?

L’approche des collisions noyau-noyau et hadron-hadron par le modèle des partons consiste à représenter les quarks et les gluons des projectiles et cibles de la collision par des fonctions de distribution en impulsion f_{h_1} et f_{h_2} puis à calculer la section efficace inclusive de production de jets partoniques dont l’impulsion transverse au carré p_T^2 est supérieure à une valeur Q_0^2 , suivant la formule :

$$\sigma_{incl}^{h_1 h_2} = \sum_{ij} \int dp_T^2 \int dx^+ \int dx^- f_{h_1}^i(x^+, p_T^2) f_{h_2}^j(x^-, p_T^2) \frac{d\hat{\sigma}_{ij}(x^+ x^- s)}{dp_T^2} \Theta(p_T^2 - Q_0^2) \quad (2.25)$$

où $\frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{dp_T^2}$ représente la section efficace élémentaire d’une interaction parton-parton, x^+ et x^- la fraction d’impulsion portée par les partons, i et j sont leur saveur respective.

Cette formule est le résultat du théorème de factorisation qui supprime de nombreux diagrammes à la structure interne compliquée et cache la nature complexe des interactions multiples de la réaction. Le modèle des partons a été développé au paragraphe dédié à PYTHIA. Les problèmes qui en découlent, résident dans le fait qu’aucune information quant au partage de l’énergie n’est disponible dans cette formule, rendant les calculs exclusifs impossibles.

Il a été vu que la coupure à Q_0^2 est nécessaire pour empêcher la divergence de l’intégrale. Elle représente la frontière entre les processus durs où les méthodes perturbatives s’appliquent, et la physique douce où il nous faut travailler avec de simples paramétrisations. Afin de déduire la dépendance en énergie des sections efficaces p-p, on suppose une dépendance de la valeur Q_0^2 , dépendance qui n’est pas de prime abord évidente et que le modèle EPOS se souhaite pas appliquer directement. Une paramétrisation erronée de cette valeur entraînerait des modifications du contenu physique de la partie douce des interactions qui, avec l’augmentation de l’énergie de la collision, serait amenée à contenir de plus en plus de partons considérés comme durs par EPOS. Le problème ne se pose pas lorsque l’on s’intéresse uniquement aux processus durs, mais

considérer un événement dans son ensemble requiert un traitement correct de la composante douce. Les interactions via des pomérons qui représentent la somme d'une contribution douce et semi-dure dans le modèle EPOS permettent une description plus fiable de la physique douce (en s'affranchissant de plus de la dépendance artificielle du paramètre Q_0^2).

2.3.2 Fondements du formalisme du modèle EPOS

L'objectif du générateur EPOS est le calcul, à l'aide d'un même formalisme, de la section efficace et des productions de particules tout en assurant la conservation de l'énergie. La description d'une collision se fait par l'intermédiaire d'interactions élémentaires, représentées par des pomérons, entre les partons "participant" des nucléons des deux particules incidentes, et des "remnants" ou "spectateurs" correspondant aux constituants des nucléons n'ayant pas interagi. Le traitement du phénomène de diffusion multiple, l'un des objectifs principaux d'EPOS, est réalisé par des interactions élémentaires se produisant en parallèle.

2.3.2.1 Fonction de profil

La fonction de profil $G(s, b)$ est la base du formalisme d'EPOS. Posons T l'amplitude d'une diffusion élastique à deux corps, telle que déjà représentée sur la figure 2.4. Le théorème optique permet d'écrire la section efficace comme suit :

$$\sigma_{tot}(s) = \frac{1}{2s} 2Im T(s, t = 0) \quad (2.26)$$

La fonction de profil est définie par :

$$G(s, b) = \frac{1}{2s} 2Im \tilde{T}(s, b) \quad (2.27)$$

où \tilde{T} est la transformée de Fourier de T :

$$\tilde{T}(s, b) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{q_\perp} d^2q_\perp e^{-i\vec{q}_\perp \vec{b}} T(s, t) \quad (2.28)$$

et avec $t = -q_\perp^2$.

La section efficace peut alors être écrite comme :

$$\sigma_{tot}(s) = \int_b d^2b G(s, b) \quad (2.29)$$

La fonction de profil s'interprète par conséquent comme la probabilité d'une interaction au paramètre d'impact b . Le modèle EPOS s'appuie sur ce calcul pour déduire les fonctions de profil partonique puis hadronique.

2.3.2.2 Structure intrinsèque du nucléon

Avant de définir les interactions partoniques élémentaires du modèle EPOS, intéressons-nous à la structure interne du nucléon. Celle-ci peut être étudiée par l'intermédiaire des diffusions profondément inélastiques où un photon virtuel diffuse sur un nucléon. Le photon se couple à un quark du nucléon de haute virtualité qui est émis par un parton de virtualité plus faible, ce dernier venant lui-même d'un parton de virtualité encore plus faible, etc... Une séquence de partons de virtualité décroissante dont le dernier est couplé au photon incident, est ainsi

obtenue. A un certain moment le long de cette échelle partonique (*parton ladder* en rose sur la figure 2.11), la virtualité atteint la valeur Q_0^2 au dessous de laquelle les calculs perturbatifs ne peuvent plus s'appliquer. Considérer l'échelle partonique dans la structure interne du nucléon ou comme membre de l'interaction et dans ce cas seul le premier parton à la virtualité Q_0^2 (parton dit "doux") fait partie du nucléon, est une simple question de convention. Cette valeur de Q_0^2 , qui peut être importante, entraîne l'existence, entre le nucléon et le premier parton, d'un "objet inconnu" (représenté par "?" sur la figure 2.11) dont la masse au carré, obtenue par des considérations cinématiques, est de Q_0^2/x où x est la fraction d'impulsion portée par le premier parton. Dans le cas des petits x , c'est-à-dire pour les quarks de la mer et les gluons, la masse de l'objet est importante tandis qu'elle est faible et de l'ordre de Q_0^2 pour les quarks de valence. Les quarks de la mer n'apparaissent alors pas comme des constituants élémentaires du nucléon, ils sont plutôt émis par des objets massifs de basse virtualité appelés pomérons doux.

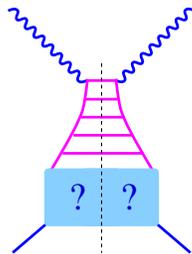


FIG. 2.11 – Diffusion profondément inélastique d'un photon sur un nucléon

2.3.3 Les interactions élémentaires parton-parton

La mise en évidence de la structure interne du nucléon conduit à distinguer deux contributions : la contribution de la mer où les quarks de la mer et les gluons sont émis par un poméron doux, et celle de valence où le quark de valence est l'un des trois quarks du nucléon. Les collisions nucléon-nucléon peuvent être considérées comme une généralisation directe de la diffusion photon-nucléon décrite ci-dessus et par conséquent EPOS distingue trois types d'interactions parton-parton entre deux nucléons incidents :

- les interactions dures ;
- les interactions semi-dures ;
- les interactions douces.

Le détail des calculs de ces contributions est contenu dans [DHO⁺01]. Les paragraphes suivants résument les principaux éléments qualitatifs.

2.3.3.1 Interaction dure

La contribution dure correspond aux partons internes intermédiaires de large virtualité $Q^2 > Q_0^2$, l'amplitude de diffusion peut par conséquent être calculée par les techniques de la QCD perturbative. L'objet échangé lors de ces interactions impliquant deux quarks de valence est une *échelle partonique* telle que illustrée sur la figure 2.12. Le fait que le diagramme devienne de plus en plus étroit à l'approche du milieu des deux échelles symbolise l'augmentation de la virtualité des partons émis, ces derniers étant représentés par les traits horizontaux. Chacune des deux échelles correspond précisément à celle utilisée lors de la description de la diffusion profondément inélastique mais elles sont ici liées par un diagramme nommé *Born* qui représente

le processus de plus haute virtualité impliqué. Notons que les partons spectateurs n'apparaissent pas sur le schéma.

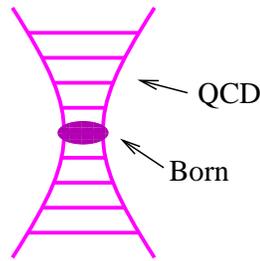


FIG. 2.12 – Contribution dure.

2.3.3.2 Interaction douce et semi-dure

Lorsque les partons interagissant impliquent des quarks de la mer ou des gluons des nucléons incidents, la description ci-dessus n'est plus valide. Ainsi qu'expliqué au paragraphe 2.3.2.2, ces diffusions conduisent à l'apparition d'un objet massif, nommé poméron doux, entre le parton initial et le nucléon. Cependant, deux options se présentent : soit dès le début le plus dur des partons appartient déjà au régime doux ; soit l'interaction se compose d'une échelle qui au fur et à mesure des émissions partoniques aboutit à des processus non perturbatifs. Ceci permet de définir les interactions douces dans le premier cas, et celles dites semi-dures dans le second.

Interaction douce

La contribution douce est donc liée aux processus non perturbatifs où l'ensemble des partons virtuels apparaissant dans la structure interne des diagrammes de Feynman possèdent une virtualité $Q^2 < Q_0^2$ avec $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$. Devant le manque de méthodes pour évaluer ce type d'interaction, celle-ci est décrite, via l'échange de pomérons doux, par une simple paramétrisation, et est représentée graphiquement par un "blob" (figure 2.13).

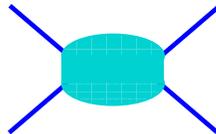


FIG. 2.13 – Contribution douce.

Interaction semi-dure

L'interaction semi-dure se compose d'une échelle partonique puis de pomérons doux ainsi que représenté sur la figure 2.14. Les quarks de la mer ou les gluons sont symbolisés par les lignes internes roses tandis que les externes en bleu se réfèrent aux "constituants du nucléon" dont la nature précise n'a nul besoin d'être spécifiée : on suppose simplement qu'ils portent une fraction x de l'impulsion du nucléon suivant une certaine distribution $F(x)$. Mais l'on peut également considérer les cas mixtes faisant interagir un quark de la mer ou un gluon du premier nucléon avec un quark de valence du deuxième. Ceux-ci sont présentés sur les diagrammes de droite de la figure 2.14, les pattes externes en bleu sont d'un côté le constituant du nucléon et de l'autre le quark de valence.

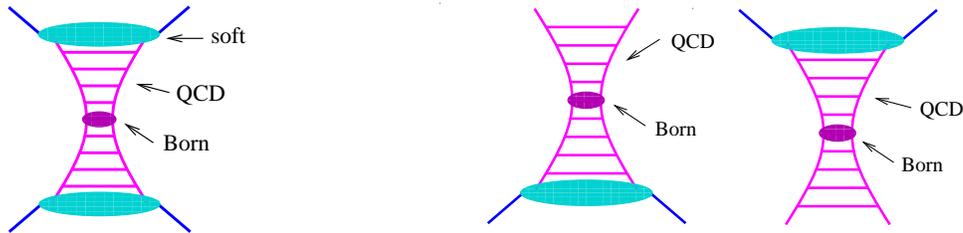


FIG. 2.14 – Contributions semi-dures : contribution sea-sea à gauche et contributions mixtes sea-val à droite.

Le terme *poméron* réfère à l’amplitude de diffusion des interactions élémentaires partoniques dont le modèle calcule pour chacune les fonctions de profil en se basant sur celle expliquée au § 2.3.2.1. En conséquence, les qualificatifs “soft”, “val-val”, “sea-sea”, “val-sea” et “sea-val”, où “val” est utilisé pour les quarks de valence et “sea” pour les quarks de la mer, sont associés aux différents pomérons.

2.3.4 Les interactions hadron-hadron

2.3.4.1 Interaction hadron-hadron à un poméron

L’amplitude de diffusion *élastique* d’une interaction hadron-hadron, notée $T_{2 \rightarrow 2}$ est symbolisée dans le cadre du modèle EPOS par la figure de gauche du schéma 2.15 et s’écrit comme la somme des contributions dures (*hard*), semi-dures (*semi-hard*) et douces (*soft*) :

$$T_{2 \rightarrow 2} = T_{soft}^{h_1 h_2} + T_{hard}^{h_1 h_2} + T_{semi-hard}^{h_1 h_2} \quad (2.30)$$

soit :

$$T_{2 \rightarrow 2} = T_{soft}^{h_1 h_2} + T_{val-val}^{h_1 h_2} + T_{sea-sea}^{h_1 h_2} + T_{sea-val}^{h_1 h_2} + T_{val-sea}^{h_1 h_2} \quad (2.31)$$

Cette amplitude correspond à l’échange d’un poméron entre deux hadrons h_1 et h_2 :

$$T_{2 \rightarrow 2} = T_{1 \mathbb{P}}^{h_1 h_2}$$



FIG. 2.15 – Représentation de l’amplitude élastique (à gauche) et inélastique (à droite).

L’amplitude de diffusion *inélastique* correspondant à la production d’un état final à X particules est notée $T_{2 \rightarrow X}$, le diagramme de droite de la figure 2.15 en est la représentation. Comme conséquence directe de l’unitarité, on peut exprimer l’amplitude élastique en fonction de l’amplitude inélastique par :

$$2 \operatorname{Im} T_{2 \rightarrow 2} = \sum_X (T_{2 \rightarrow X})(T_{2 \rightarrow X})^* \quad (2.32)$$

Le membre de droite de cette équation peut être visualisé par le schéma 2.16 où l’on introduit la notion de “diagrammes coupés”. Ceux-ci seront par la suite symbolisés par une ligne verticale

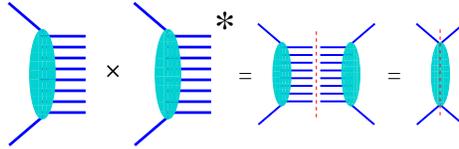


FIG. 2.16 – Visualisation de l’expression $\sum_X (T_{2 \to X})(T_{2 \to X})^*$ sous forme de diagrammes coupés.

en pointillé, tandis que l’amplitude élastique est illustrée par une ligne en trait plein. Le terme “diagramme coupé” ne signifie donc rien d’autre que le carré de l’amplitude inélastique sommée sur tous les états finaux possibles.

La fonction de profil d’une interaction hadron-hadron à un poméron, calculée à partir de la transformée de Fourier de l’amplitude selon la relation 2.27, peut également s’écrire comme une somme de contributions des interactions partoniques élémentaires :

$$G_{1\mathbb{P}}^{h_1 h_2} = G_{soft}^{h_1 h_2} + G_{val-val}^{h_1 h_2} + G_{sea-sea}^{h_1 h_2} + G_{sea-val}^{h_1 h_2} + G_{val-sea}^{h_1 h_2} \quad (2.33)$$

2.3.4.2 Interaction hadron-hadron à plusieurs pomérons

En réalité, lors d’une diffusion p-p inélastique, plusieurs interactions à un poméron, elles mêmes inélastiques ou élastiques, peuvent avoir lieu en parallèle (cf figure 2.17). Puisque l’amplitude d’une interaction inélastique entre hadrons est alors la somme de nombreux termes, elle doit être élevée au carré et sommée sur tous les états finaux afin de calculer ensuite la section efficace. On obtient alors les termes : $\sum_X (T_{2 \to X})(T_{2 \to X})^*$ représentant les interférences entre les diagrammes de la figure 2.18.

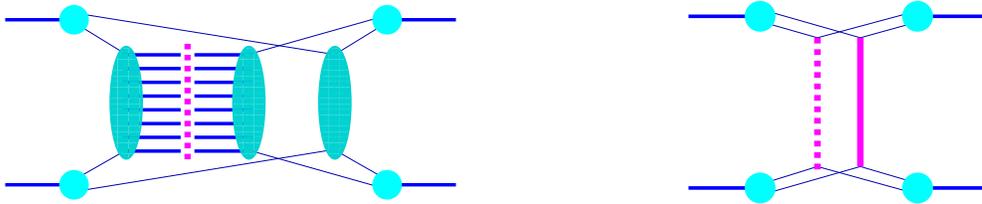


FIG. 2.17 – Vue schématique d’une interaction hadron-hadron (nucléons spectateurs non représentés). Les deux figures sont équivalentes, celle de droite est simplement une représentation simplifiée selon les conventions décidées dans EPOS

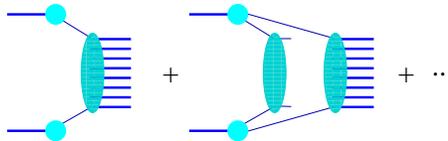


FIG. 2.18 – Contributions à l’interaction inélastique hadron-hadron.

Tous les termes n’interfèrent cependant pas entre eux, il s’agit seulement de ceux conduisant au même état final. Par exemple, la contribution d’une interaction inélastique à un poméron n’influence pas celle à deux pomérons. On définit alors des classes K regroupant les diagrammes de même nombre de pomérons coupés et de fraction d’impulsion portée par les constituants

partoniques fixée :

$$K = \{m, x_1^+, x_1^-, \dots, x_m^+, x_m^-\} \quad (2.34)$$

où m est le nombre d'interactions inélastiques, et x_i^+, x_i^- les impulsions portées par les constituants partoniques de l'interaction. Les figures 2.19 et 2.20 présentent deux groupes d'interférence caractérisés par $m = 1$ et $m = 2$.

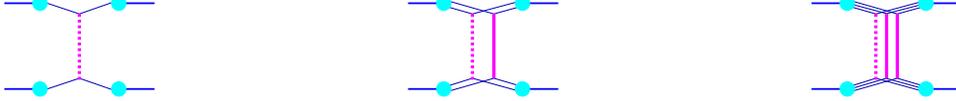


FIG. 2.19 – Trois premiers termes du groupe d'interférence correspondant à une interaction inélastique (un poméron coupé : $m = 1$). La suite continue au-delà du troisième diagramme.

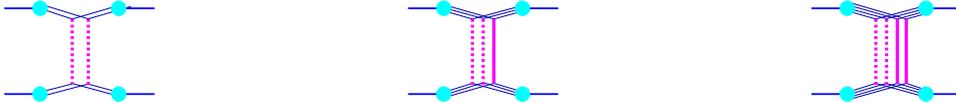


FIG. 2.20 – Trois premiers termes du groupe d'interférence correspondant à deux interactions inélastiques (deux pomérons coupés : $m = 2$). La suite continue au delà du troisième diagramme.

On somme ensuite tous les termes d'une même classe K :

$$\Omega(K) = \sum (\text{termes de la classe } K) \quad (2.35)$$

La section efficace est ensuite donnée par :

$$\sigma_{inel}(s) = \sum_{K \neq 0} \int db^2 \Omega(K) \quad (2.36)$$

Ω dépend implicitement de l'énergie s de la collision et du paramètre d'impact b . Les termes individuels $\int db^2 \Omega(K)$ représentent, eux, des sections efficaces partielles et sont nommés : section efficace topologique.

La fonction de profil, $\gamma_{h_1 h_2}(s, b)$ est implicitement contenue dans l'équation 2.35, mais elle forme la base du calcul de la section efficace. Sa formule complète est présentée ci-dessous, nous la commenterons de façon qualitative.

$$\begin{aligned} \gamma_{h_1 h_2}(s, b) &= \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m!} \int_0^1 \prod_{\mu=1}^m dx_{\mu}^+ dx_{\mu}^- \prod_{\mu=1}^m G_{\mathbb{P}^1}^{h_1 h_2}(x_{\mu}^+, x_{\mu}^-, s, b) \\ &\times \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{l!} \int_0^1 \prod_{\lambda=1}^l d\tilde{x}_{\lambda}^+ d\tilde{x}_{\lambda}^- \prod_{\lambda=1}^l -G_{\mathbb{P}^1}^{h_1 h_2}(\tilde{x}_{\lambda}^+, \tilde{x}_{\lambda}^-, s, b) \\ &\times F_{remn} \left(x^{proj} - \sum_{\lambda} x_{\lambda}^+ \right) F_{remn} \left(x^{targ} - \sum_{\lambda} x_{\lambda}^- \right) \end{aligned} \quad (2.37)$$

avec $x^{proj/targ} = 1 - \sum x_{\mu}^{\pm}$.

Le premier terme correspond aux pomérons coupés, donc aux contributions inélastiques, le deuxième à la partie élastique, et le dernier tient compte des "remnants" n'ayant pas interagi.

Notons que la sommation démarre à $m = 1$ dans le cas inélastique, car ces interactions impliquent obligatoirement *au minimum* un poméron au contraire du cas élastique. Un soin particulier est ici accordé à la conservation de l'énergie : tous les constituants partoniques, c'est-à-dire les lignes sur les diagrammes, quittant un nucléon (les "blobs") doivent se partager l'impulsion de ce nucléon. L'expression de la fonction de profil pour deux hadrons contient donc une intégration sur les fractions d'impulsion des partons, elle permet les calculs de section efficace et de production de particules, idée clef du modèle EPOS.

Contribution au spectre en multiplicité

Les événements à plusieurs interactions en parallèle peuplent les zones de multiplicité forte, et d'autant plus forte que le nombre de pomérons en jeu est important. La forme d'une contribution d'une interaction à n pomérons est une convolution de n contributions d'interaction à un poméron, elle s'élargit donc avec l'augmentation du nombre de pomérons échangés.

2.3.4.3 Traitement des effets d'écrantage : les interactions entre pomérons

Seules des interactions élémentaires indépendantes les unes des autres ont été considérées jusqu'à présent. Or à haute énergie, un parton émis peut être réabsorbé et subir ainsi des diffusions successives. Ceci se traduit dans le langage du modèle EPOS par des interactions entre pomérons que représentent les diagrammes dits "augmentés" de la figure 2.21 dus au "splitting" des échelles partoniques. Ils modélisent les effets d'écrantage et apportent une contribution négative à la section efficace.

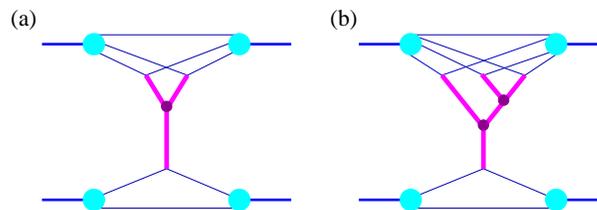


FIG. 2.21 – Exemples de diagrammes augmentés.

2.3.5 Hadronisation

L'objectif de cette section est d'apporter le lien entre les configurations partoniques discutées précédemment et les spectres hadroniques observés par les diverses expériences. L'hadronisation est un processus complexe et les modèles, dont EPOS, essaient de mettre en place des paramétrisations qui reflètent au mieux les observations expérimentales mais ne constituent pas une interprétation microscopique unique des mécanismes. EPOS fait appel, pour hadroniser la matière, à un modèle de cordes qui diffère de PYTHIA et que nous allons présenter ici.

2.3.5.1 Structure hadronique des pomérons coupés

La production de hadrons est fortement corrélée à la structure des pomérons coupés. Pour le développement de la théorie des interactions multiples, nous avons utilisé comme représentation graphique du poméron une ligne verticale dont les extrémités symbolisent les constituants du nucléons (cf figure 2.22). Ce simple diagramme cache en fait une structure hadronique dont nous allons désormais discuter.

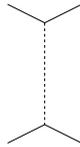


FIG. 2.22 – Représentation d'un poméron coupé.

Commençons par les pomérons doux. Selon l'expansion topologique de Veneziano, ceux-ci peuvent être considérés comme un cylindre (cf figure 2.23), c'est-à-dire la somme de l'ensemble des diagrammes de la QCD de topologie cylindrique, dont les pattes sont des paires quark-antiquark symbolisées par une ligne en trait plein (le quark) et par des tirets (l'antiquark). La production de particules étant due aux diagrammes coupés, on décide de couper ce cylindre selon le plan délimité par les deux lignes en pointillé, chacune des moitiés représentant alors une amplitude inélastique. Une représentation plane est ensuite fournie sur le schéma 2.23.



FIG. 2.23 – Poméron doux : représentation cylindrique (à gauche) et plane (à droite)

L'hadronisation se fait alors selon le modèle des cordes : chaque ligne de coupure est identifiée à une corde classique relativiste dont la brisure provoque la transformation en des hadrons comme le visualise la figure 2.24. L'image phénoménologique sous-jacente est présentée au paragraphe 2.3.5.3, précisons juste ici que les partons en fin de corde sont en fait connectés à des champs de couleur, ceux-ci prennent ensuite la forme d'un tube qui en se brisant conduit à la naissance des hadrons et à la neutralisation des champs correspondants.

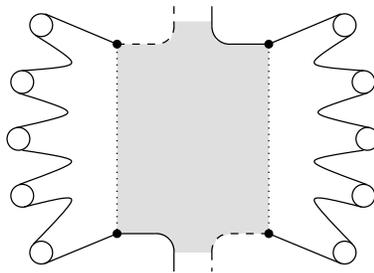


FIG. 2.24 – Hadronisation d'un poméron doux dans le cadre du modèle des cordes : chaque ligne de coupure (ligne verticale en pointillé) représente une corde qui donne naissance à des hadrons (cercles).

Dans le cas des pomérons semi-durs, un processus perturbatif a lieu au centre, il est suivi d'une évolution douce. La même procédure est appliquée (cf figure 2.25) et une structure cylindrique est supposée. L'aire en grisé symbolise la partie douce de l'interaction et les points noirs, les partons entrant en jeu. On observe une différence par rapport au cas précédent : sur chaque ligne de coupure, en plus du quark et de l'antiquark aux extrémités, apparaît au centre un gluon. Ces lignes sont identifiées à des "cordes coudées" (ou "kinky strings" en anglais) où le gluon interne correspondant à un coude est lié par un champ de couleur au quark et à l'antiquark. Le modèle des cordes fournit ensuite une paramétrisation de la production hadronique. Les simples cordes des pomérons doux peuvent en fait être vues comme un cas particulier des cordes coudées.

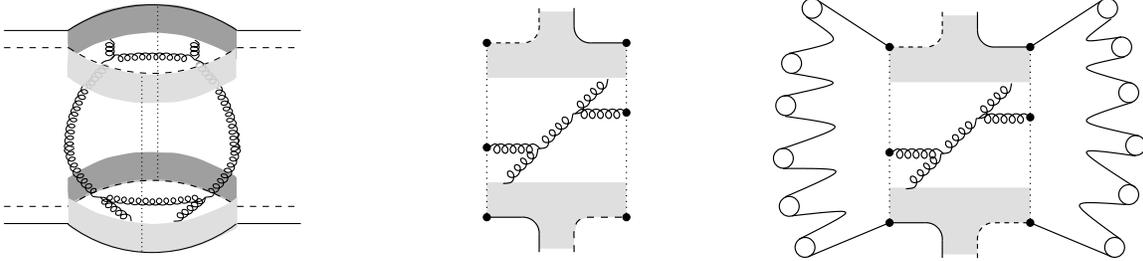


FIG. 2.25 – Poméron semi-dur : représentation cylindrique (à gauche), planaire (au centre) et hadronisation via des cordes coudées correspondant aux lignes verticales en pointillé.

Les pomérons durs faisant intervenir les quarks de valence, sont également traités de façon identique. Les pattes externes sont traditionnellement une paire quark-antiquark mais ce dernier joue en fait le rôle d'un spectateur. L'interaction la plus simple consiste en l'échange de deux gluons couplés directement aux pattes externes comme montré sur la figure 2.26. La corde correspondante est une simple corde quark-antiquark sans coude similaire au cas des pomérons doux.

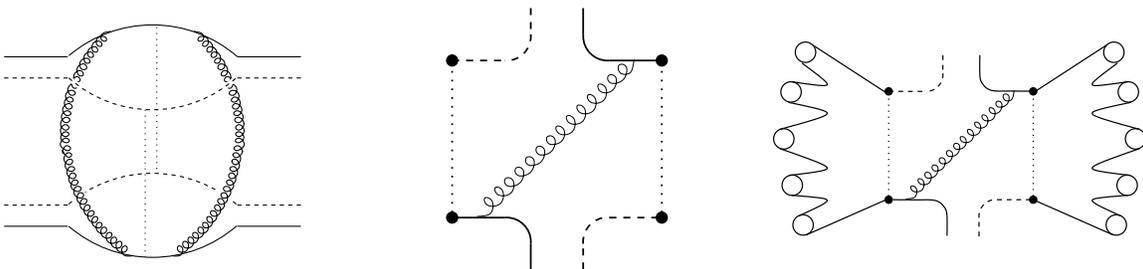


FIG. 2.26 – Poméron dur : représentation cylindrique (à gauche), planaire (au centre) et hadronisation via de simples cordes correspondant aux lignes verticales en pointillé.

La même procédure d'hadronisation s'applique donc à tous les pomérons, indépendamment de leur nature :

1. Dessin du diagramme cylindrique ;
2. Coupure du diagramme ;
3. Représentation planaire du diagramme ;
4. Identification des lignes de coupures à des cordes coudées ou à leur cas particulier de la corde simple ;
5. Hadronisation de la corde.

2.3.5.2 Le devenir des spectateurs

En plus des pomérons coupés, le processus d’hadronisation implique aussi les partons spectateurs (*remnants*) des hadrons incidents. Lors du traitement des interactions multiples dans les collisions p–p, on oblige les *remnants* à contenir en tout et pour tout trois quarks. Ils ont la distribution en masse suivante :

$$P(m^2) \propto (m^2)^{-\alpha} \quad \text{où } m^2 \in (m_{min}^2, x^+s) \quad (2.38)$$

avec :

- s l’énergie de la collision ;
- m_{min} la masse minimum du hadron pouvant être obtenue à partir des quarks composant le *remnant* ;
- x^+ la fraction d’impulsion portée par le *remnant* et déterminée à l’étape du calcul de la configuration K de la collision ;
- α un paramètre du modèle dont la valeur choisie est de 1.5.

Si leur masse est inférieure à un certain paramètre M_0 , ils donneront naissance à une résonance baryonique, dans le cas contraire, ils formeront une corde q–qq. Au vu de leur composition, les spectateurs donnent préférentiellement des baryons, qui se situeront dans la région à l’avant ou à l’arrière en rapidité selon qu’ils appartiennent à l’un ou l’autre hadron incident.

2.3.5.3 Des cordes aux hadrons

Un poméron coupé peut être identifié à une séquence de partons le long d’une ligne de coupure :

$$q - g - g - g - \dots - g - \bar{q}$$

Cet ensemble partonique est représenté par une corde coudée où chaque coude s’assimile à un parton.

La détermination des points de brisure le long des cordes constitue l’étape suivante du processus d’hadronisation. Alors que PYTHIA s’appuie sur les fonctions de fragmentation, EPOS utilise une “loi d’aire”, méthode proposée par Artru et Menessier [AM74] dont le principe de base repose sur une simple extension de la loi de décroissance des particules instables : $dP = \lambda dt$ où dP est la probabilité de décroître dans un intervalle de temps dt . Pour les cordes, le temps est remplacé par une surface dans l’espace de Minkowski : $dP = \lambda dA$. Cette probabilité de brisure est un paramètre essentiel dans la détermination de la multiplicité et la forme des distributions en rapidité.

Une corde porte une certaine saveur déterminée par les partons à ses extrémités et sa brisure en différents fragments entraîne donc la création de saveurs supplémentaires. La probabilité correspondante est un paramètre du modèle, elle est d’autant plus faible que la masse du quark associé est importante. La procédure affecte ensuite une masse à chaque fragment de corde. Une fois ces deux caractéristiques déterminées, chaque fragment doit être identifié à un hadron. Pour ce faire, une table de masse est construite, elle définit la nature du hadron comme fonction de la masse et de la saveur du fragment.

2.3.6 Effets collectifs : séparation Core-Corona

Nous n’avons évoqué jusqu’à présent que les collisions p–p puisqu’elles sont le sujet principal de cette thèse, mais il est important de préciser qu’EPOS traite également les interactions noyau-noyau, et les observations du RHIC en ions lourds ont amené l’introduction dans le modèle d’une

option nommée *mini-plasma* qui modifie le processus d’hadronisation [Wer07]. Les très hautes énergies que le LHC permettra d’atteindre, nous mènent à penser que cette option pourrait avoir un effet dans les collisions p–p. Nous allons alors détailler dans ce paragraphe ses mécanismes de base.

Le fait que les noyaux possèdent une surface diffuse et une géométrie sphérique amène à diviser la zone d’interaction en une partie centrale appelée “core” où la densité d’énergie attendue est importante, et une couronne périphérique “corona” s’apparentant davantage à une collision p–p ou p–A. Ces deux zones présentent des caractéristiques différentes et l’hadronisation se fait alors de façon différente. Afin de les distinguer, on considère des cellules élémentaires et l’on y étudie la densité de segments de corde à un temps τ_0 bien avant la formation des hadrons. Les endroits où elle est supérieure à une certaine valeur ρ_0 définissent le core. En plus de cette condition, une impulsion transverse inférieure à 4 GeV/c est requise pour inclure le fragment de corde dans la zone centrale. Ceux ne remplissant pas ces conditions ne sont pas inclus dans le core. A l’intérieur de celui-ci, les cellules voisines sont regroupées en clusters subissant une expansion collective : de type “Bjorken-like” (cf § 1.2.3 au chapitre 1.) dans la direction longitudinale à laquelle se rajoute une expansion transverse. On suppose un gel de la composition chimique à une certaine densité d’énergie ε_{FO} , les particules ayant alors atteint un flow collectif radial. De plus, on impose une asymétrie azimutale proportionnelle à l’excentricité spatiale initiale définie par $\epsilon = \langle y^2 - x^2 \rangle / \langle y^2 + x^2 \rangle$, avec comme facteur de proportionnalité f_{ecc} . Une hadronisation statistique se produit ensuite, la probabilité dP d’un état final donné de n hadrons s’écrit alors :

$$dP = \prod_{species} \frac{1}{n_\alpha!} \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi\hbar)^3 2E} g_i s_i W \delta(E - \Sigma E_i) \delta(\Sigma \vec{p}_i) \delta_{f, \Sigma f_i} \quad (2.39)$$

avec $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$: le quadri-vecteur du $i^{\text{ième}}$ hadron, g_i sa dégénérescence et f_i la saveur de ses quarks. Le facteur s_i , pour les particules étranges, est égal à $\gamma^{\pm 1}$ avec le signe positif pour les baryons et négatif pour les mésons. Le nombre n_α compte les hadrons de l’espèce α , E est l’énergie du cluster dans le centre de masse et W son volume.

L’hadronisation de la zone corona se fait quant à elle selon la fragmentation des cordes telle qu’expliquée au paragraphe précédent 2.3.5.3.

Les modèles PYTHIA et EPOS proposent des descriptions différentes des collisions p–p. Le premier considère une interaction dure à laquelle se rajoute les processus plus doux : interactions multiples, ISR et FSR ; le deuxième traite toutes les interactions en parallèle via des pomérons avec un ordonnancement en énergie. Les conséquences sont une meilleure prise en compte de la physique douce pour EPOS et un meilleur traitement des phénomènes à haute impulsion pour PYTHIA. En revanche, ces générateurs restent tous les deux basés sur un mécanisme d’hadronisation semblable : ils font intervenir des cordes mais la fragmentation de ces dernières diffère quelque peu, - une option supplémentaire nommé mini-plasma pour EPOS. Mais la frontière entre physique douce et dure n’est pas clairement définie, et le domaine où les processus durs et l’hadronisation par fragmentation dominant reste flou. Par comparaison avec les données expérimentales, nous essayerons de mettre en évidence les régions en impulsion transverse où ces modèles parviennent ou échouent à reproduire la production baryonique.

2.4 Récit d'une région particulière : l'impulsion transverse intermédiaire

Les modèles EPOS et PYTHIA décrits précédemment ont été utilisés dans le cadre de cette thèse pour l'étude des rapports de particules étranges Λ/K_S^0 lors des collisions p-p en vu d'apporter des éléments à la compréhension des processus de production baryonique. Entre la physique douce à basse impulsion transverse et les processus durs de haut p_t se dessine une nouvelle physique mise en valeur par les productions relatives de baryons et mésons. Le comportement de ce rapport de production serait le reflet des mécanismes d'hadronisation et de la nature de la matière formée. Mais la légitimité des interprétations de ces phénomènes aux p_t intermédiaires, notamment en terme des modèles de coalescence, repose essentiellement sur des comparaisons entre les collisions d'ions lourds et les collisions p-p, référence hadronique. Dès lors, une connaissance précise des interactions élémentaires p-p est fondamentale. L'étude du rapport Λ/K_S^0 à différentes énergies de collision p-p qui sera développée dans cette section, permettra ainsi une mise en regard des divers processus d'hadronisation : coalescence, fragmentation selon PYTHIA et EPOS. Puis nous étudierons les prédictions de ces deux générateurs d'événements à l'énergie du LHC dans l'optique de préparer l'arrivée des premières données. Mais commençons par le début de l'histoire, ce qui a motivé notre étude : le rapport baryon sur méson dans les collisions d'ions lourds du RHIC et la renaissance des modèles de coalescence.

2.4.1 Les collisions d'ions lourds au RHIC ou les débuts d'une étrange anomalie

Les descriptions hydrodynamiques des collisions d'ions lourds reproduisent avec succès les caractéristiques principales de la physique douce où les particules sont contenues dans le domaine des faibles impulsions, tandis que la physique des processus durs, région des particules très énergétiques, est décrite de façon convaincante par les calculs théoriques en QCD perturbative. Mais les données de l'expérience STAR du RHIC ont laissé transparaître dans une région intermédiaire en impulsion transverse un phénomène inattendu. Ce qui par la suite a été nommé "l'anomalie des baryons" reste, encore aujourd'hui, mal compris. Ce phénomène, représenté par le rapport Λ/K_S^0 de la figure 2.27, se traduit par une surproduction de baryons par rapport aux mésons pour des p_t compris entre 2 et 5 GeV/c et se manifeste dans les seules collisions d'ions lourds. Il est d'autant moins marqué que la collision est périphérique pour s'effacer totalement dans les collisions élémentaires p-p où le rapport reste plat et en dessous de l'unité. Les plus hautes centralités permettent en effet d'atteindre une valeur d'environ 1.8 indiquant une production de matière dominée par les baryons, alors que les collisions p-p, équivalent des collisions noyau-noyau périphériques à l'extrême, présentent un rapport trois fois plus faible de ~ 0.6 . Il est intéressant de noter que le rapport Λ/K_S^0 est indépendant de la centralité à faible p_t puis il augmente jusqu'à atteindre une valeur de saturation différente selon la classe en centralité et à haut p_t les courbes se rejoignent à nouveau. Il faut noter que cette observation n'est pas inhérente aux particules Λ et K_S^0 : l'expérience PHENIX au RHIC a également montré un taux de production de protons quasi équivalent à celui des pions dans la région en impulsion transverse intermédiaire (cf figure 2.28), la valeur du rapport croît de façon monotone jusqu'à atteindre presque l'unité pour une valeur de $p_t \sim 3$ GeV/c. Mais les particules étranges restent les candidats idéaux de cette étude en raison de leur identification, via des méthodes de reconstruction topologique ne nécessitant pas obligatoirement d'information dE/dx , sur un large domaine en impulsion transverse. Cette différence de comportement entre mésons et baryons serait la conséquence des différents mécanismes d'hadronisation entrant en jeu.

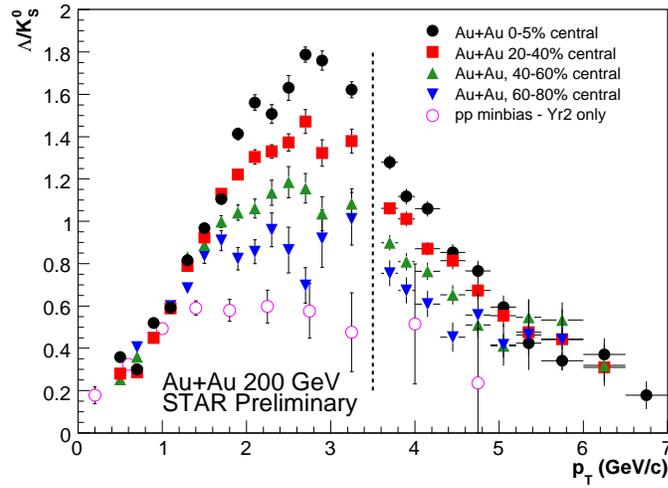


FIG. 2.27 – Rapports Λ/K_s^0 mesurés à rapidité centrale par l'expérience STAR dans les collisions Au+Au pour différentes classes en centralité et pour p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les points à droite de la ligne verticale en pointillé sont issus de la prise de données de l'année 2002, et ceux à gauche ont été obtenus grâce à l'augmentation de la statistique acquise durant l'année 2004. Les données p-p ne concernent que l'année 2002 [Lam07].

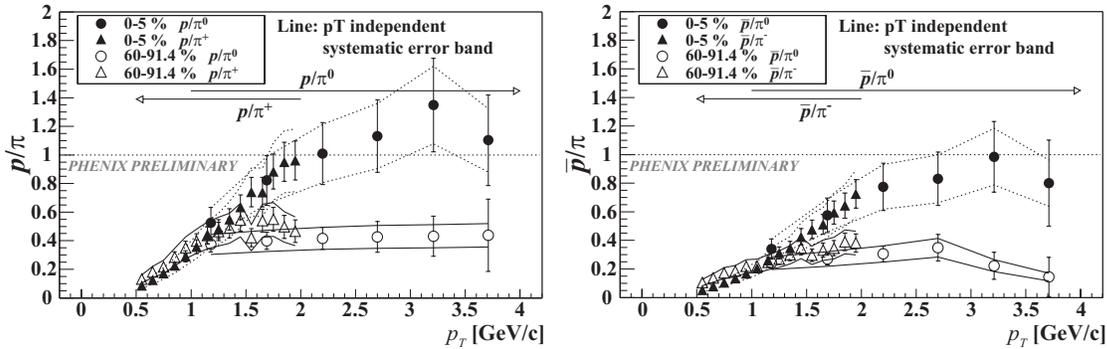


FIG. 2.28 – Rapports p/π (à gauche) et \bar{p}/π (à droite) mesurés par l'expérience PHENIX dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et à rapidité centrale pour différentes classes en centralité [Chu03].

2.4.2 Les modèles de coalescence : une explication ?

L’observation au RHIC, dans les collisions d’ions lourds, des comportements baryoniques et mésoniques aux impulsions transverses intermédiaires a ravivé l’intérêt porté aux modèles de coalescence et recombinaison qui avaient été développés à leurs débuts pour décrire la production de hadrons lors des collisions p–p à haute rapidité. La physique du QGP a su trouver en eux une explication plausible à la surproduction de baryons dans les collisions noyau–noyau en mettant en évidence la formation d’un nouvel état de la matière.

2.4.2.1 Ce que ne peut décrire la fragmentation

L’approche la plus commune pour décrire l’hadronisation est le principe de fragmentation tel qu’il a été expliqué aux paragraphes consacrés à EPOS ou PYTHIA. La complexité à reproduire les taux de production de baryons tient au fait que ces particules sont plus lourdes et donc plus compliquées à créer par le mécanisme de fragmentation (cf § 2.2.5). Certains faits expérimentaux laissent transparaître des désaccords avec les prédictions de ces modèles qui ne semblent pas applicables sur l’ensemble du spectre en impulsion transverse.

Le concept de coalescence est né de l’observation de l’effet de “leading particle” dans les régions à haute rapidité des collisions hadron-hadron où la composition chimique du système formé dévie des prédictions de la fragmentation. Ce phénomène se manifeste par une production favorisée de particules partageant un quark de valence avec le faisceau de hadrons incidents. La collaboration E791 a par exemple mesuré une asymétrie D^-/D^+ proche de 1 dans la zone des beam-remnants, i.e la zone des rapidités élevées, lors de la collision d’un faisceau de π^- sur une cible fixe alors que la fragmentation prédit une asymétrie nulle [A⁺96]. Les quarks c et \bar{c} sont produits par paires et donc de façon égales mais, par comparaison avec $c\bar{d} \rightarrow D^+$, la recombinaison de $\bar{c}d \rightarrow D^-$ est favorisée dans la mesure où d est un quark de valence du faisceau π^- alors que \bar{d} n’est qu’un quark de la mer [AMH01]. Le mécanisme de coalescence permet à un quark dit “rapide” résultant d’une diffusion partonique dure de s’associer à un anti-quark “lent” provenant des beam-remnants et explique ainsi les phénomènes à haute rapidité des collisions hadron-hadron.

Les modèles de coalescence ont par la suite été repris en terme de recombinaison pour apporter une explication aux résultats du RHIC et notamment à la surproduction de baryons dans les collisions d’ions lourds à rapidité centrale et dans la région en impulsion transverse intermédiaire (§ 2.4.1). La figure 2.28 a mis en évidence un rapport p/π de l’ordre de l’unité pour $2 \text{ GeV}/c < p_t < 3.5 \text{ GeV}/c$ mais les calculs perturbatifs montrent que le rapport des fonctions de fragmentation du proton et du pion ne dépasse pas 0.2, d’où une contradiction avec les observations expérimentales de la figure 2.28 [FMNB03]. C’est alors qu’une autre description de l’hadronisation a été suggérée : la recombinaison de quarks constituants. Le domaine de validité de pQCD où la production de baryons s’explique par la fragmentation semble alors se décaler vers des impulsions transverses supérieures à $4 - 5 \text{ GeV}/c$.

2.4.2.2 Mécanisme général de la recombinaison

L’idée des mécanismes de recombinaison repose sur la simple association de deux ou trois quarks *constituants* pour former respectivement un méson ou un baryon.

$$q\bar{q} \rightarrow M, \quad qqq \rightarrow B, \quad \bar{q}\bar{q}\bar{q} \rightarrow \bar{B}$$

Le principe fondamental de la coalescence est qu’elle considère les quarks constituants, c’est-à-dire des quarks non perturbatifs et ayant une masse effective, comme degrés de liberté. Mais

le prix à payer pour la réalisation de ce mécanisme très simple est la nécessité que l'espace des phases soit rempli de partons, cette densité importante provenant soit des *beam-remnants* des régions à haute rapidité, soit de la formation d'un milieu dense et chaud suite à des collisions d'ions lourds et dans ce dernier cas la coalescence signerait alors la création d'un QGP. Si tel est le cas, aucune manifestation d'une hadronisation par recombinaison ne devrait être observée dans les collisions p-p qui ne sont pas à même d'apporter l'énergie et la matière suffisantes pour créer un QGP.

Détaillons un peu le formalisme des modèles de recombinaison. Leur point de départ consiste à supposer que les spectres des particules sont proportionnels au produit des spectres des quarks consituants [FMNB03] :

$$\frac{dN_M}{d^2p_t}(\vec{p}_t) = C_M(p_t) \left[\frac{dN_q}{d^2p_t}(\vec{p}_t/2) \right]^2 \quad \text{et} \quad \frac{dN_B}{d^2p_t}(\vec{p}_t) = C_B(p_t) \left[\frac{dN_q}{d^2p_t}(\vec{p}_t/3) \right]^3 \quad (2.40)$$

et de façon plus précise :

$$E \frac{dN_M}{d^3P} = C_M \int_{\Sigma} d\sigma \frac{P \cdot u(\sigma)}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \phi_M^W(q) w_a\left(\sigma; \frac{P}{2} - q\right) w_b\left(\sigma; \frac{P}{2} + q\right) \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} E \frac{dN_B}{d^3P} &= C_B \int_{\Sigma} d\sigma \frac{P \cdot u(\sigma)}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{d^3s}{(2\pi)^3} \phi_B^W(q, s) \\ &\times w_a\left(\sigma; \frac{P}{3} - \frac{q}{2} + s\right) w_b\left(\sigma; \frac{P}{3} + \frac{q}{2} - s\right) w_c\left(\sigma; \frac{P}{3} + \frac{q}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.42)$$

où M et B désignent respectivement un méson et un baryon ; C_M et C_B sont les facteurs de dégénérescence. E et P sont l'énergie et l'impulsion de la particule ; a , b et c sont ses quarks consituants et w_a , w_b et w_c leur densité partonique dans l'espace des phases. Σ représente l'hypersurface sur laquelle est réalisée l'hadronisation, $u(\sigma)$ est le vecteur unité orthogonal à cette surface, et $d\sigma$ un élément infinitésimal de Σ , tandis que $\phi_M^W(q)$ et $\phi_B^W(q)$ sont les fonctions de Wigner respectivement d'un méson et d'un baryon utilisés pour modéliser le processus de coalescence. Nous renvoyons ici le lecteur à [FMNB04] pour de plus amples détails. Retenons simplement que dans le cadre des modèles de recombinaison, le nombre de mésons (baryons) s'exprime comme l'intégrale sur une hypersurface d'hadronisation de, entre autres, la probabilité de coalescence d'un méson (baryon) donnée par une distribution de Wigner multipliée par les fonctions de distributions des quarks à l'origine de la formation du méson (baryon).

Mais comment les modèles de coalescence/recombinaison expliquent-ils la surproduction baryonique ? Prenons l'exemple de la formation d'un pion et d'un proton de $p_t = 3$ GeV/c dans une collision d'ion lourds. Les deux mécanismes d'hadronisation, fragmentation (dans le vide) et recombinaison (dans un milieu partonique dense), entrent en compétition :

production par coalescence :

- le pion de $p_t = 3$ GeV/c est obtenu par l'association de deux quarks de $p_{t_q} = 1.5$ GeV/c ;
- le proton de $p_t = 3$ GeV/c est obtenu par l'association de trois quarks de $p_{t_q} = 1$ GeV/c ;

production par fragmentation :

- un parton initiateur d'impulsion p_{t_q} élevé fragmente en un hadron d'impulsion $p_t = zp_{t_q}$ selon une probabilité exprimée par la fonction de fragmentation et où z est l'énergie nécessaire pour créer des quarks à partir du vide, la valeur moyenne de z étant strictement inférieure à l'unité. On montre qu'un parton portant une impulsion bien supérieure à 3 GeV/c est nécessaire pour obtenir un pion ou proton de $p_t = 3$ GeV/c.

Or les quarks sont d'autant moins nombreux que leur impulsion transverse est élevée. Ceci mène à deux conclusions :

- dans la région des p_t intermédiaires, et si le milieu est suffisamment dense en partons, la coalescence est dominante devant la fragmentation puisque cette dernière est plus coûteuse en énergie ;
- la coalescence favorise la production de baryons par rapport à celle de mésons, puisque ces derniers nécessitent des quarks plus énergétiques.

Mais à haute impulsion transverse, la coalescence est plus improbable et la fragmentation domine alors. Ce processus pénalise la création de baryons et le rapport baryon/méson redescend ainsi en dessous de l'unité.

2.4.2.3 Les différents modèles existants

Plusieurs modèles basés sur le mécanisme de recombinaison à p_t intermédiaire ont été développés pour décrire l'hadronisation dans les collisions d'ions lourds :

1. Le modèle développé par le groupe de l'Université de DUKE fait l'hypothèse dans le domaine des p_t intermédiaires de quarks massifs et thermalisés qui s'associent pour former les quarks de valence des hadrons tandis qu'à plus haute impulsion, l'hadronisation est gouvernée par le mécanisme de fragmentation combiné aux effets de perte d'énergie par jet quenching [FMNB03].
2. Le modèle de l'Université du TEXAS autorise la recombinaison de quarks thermalisés avec un quark dur provenant des jets [GKL03]. Ceci mène à une contribution additionnelle dans la région de transition entre la phase thermalisée en dessous de ~ 5 GeV/c et le régime pur de la fragmentation au delà.
3. Le modèle de l'Université d'OREGON se base sur la coalescence de quarks thermalisés mais diffère dans le traitement de la région des hautes impulsions. A la place des fonctions de fragmentation, le modèle utilise des mini-jets qui forment des gerbes dont les partons peuvent éventuellement se recombinaison avec des quarks thermalisés [HY04].

2.4.2.4 Les succès de la recombinaison...

Le mécanisme de recombinaison permet de reproduire de façon plus ou moins satisfaisante la forme des rapports Λ/K_s^0 dans les collisions d'ions lourds, comme illustré sur la fenêtre droite de la figure 2.29 pour les collisions centrales. Mais les différents modèles ne prédisent pas une transition entre augmentation et diminution du rapport pour une même valeur de p_t et présentent des comportements différents à basse et haute impulsion transverse. Le modèle "TEXAS" se distingue notamment par l'amplitude élevée du rapport : la recombinaison de quarks doux et durs semblent favoriser excessivement la production de baryons par comparaison aux mésons dans la région des p_t intermédiaires mais la sous-estime à basse impulsion, tandis que la simple association de quarks thermalisés (modèle "DUKE") sur-estime la valeur du rapport aux faibles p_t . Seul le modèle "OREGON" est en accord avec les données des collisions centrales sur le domaine doux jusqu'à $p_t \sim 3$ GeV/c mais surestime la production au delà de cette valeur. Nous discuterons du modèle *Soft+Quench* apparaissant sur la figure ultérieurement au § 2.4.2.5.

Nous nous sommes concentrés jusqu'à présent sur le rapport Λ/K_s^0 puisque l'analyse de ces particules constitue le sujet de cette thèse, cependant la région en impulsion transverse intermédiaire est également caractérisée par d'autres observables que la recombinaison de quarks constituants permet de décrire. Parmi elles, l'écoulement elliptique (*flow*) met effectivement en valeur

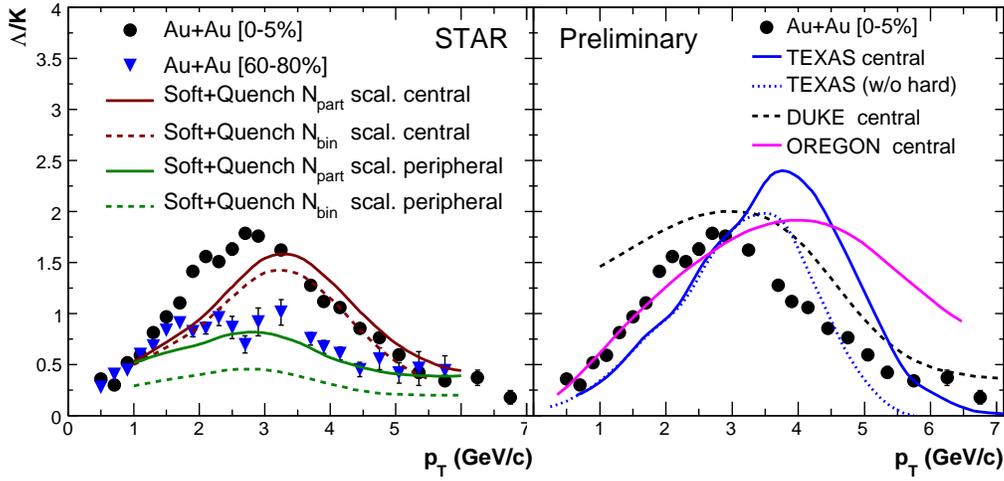


FIG. 2.29 – Rapports Λ/K_s^0 de l'expérience STAR dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour différentes classes en centralité, superposés à des prédictions théoriques : à gauche, le modèle Soft+Quench et à droite, les modèles de recombinaison.

des différences de comportement entre baryons et mésons pour les p_t modérés, différence que l'hydrodynamique valable à bas p_t ne peut reproduire comme l'illustre la figure de gauche 2.30. Les modèles de coalescence se proposent simplement d'expliquer l'écoulement elliptique d'un hadron comme la somme de l'écoulement elliptique de ses quarks constituants, d'où au premier ordre [MV03] :

$$v_{2,méson}(p_t) \approx 2 v_{2,q}\left(\frac{p_t}{2}\right) \quad v_{2,baryon}(p_t) \approx 3 v_{2,q}\left(\frac{p_t}{3}\right) \quad (2.43)$$

Dans ce cas, diviser le v_2 d'un hadron par son nombre de quarks constituants devrait effacer la différence d'écoulement elliptique entre baryon et méson dans la région où la coalescence s'applique, ce qui est vérifié par la figure 2.30 de droite. Précisons que ce phénomène n'est pas dû à l'étrangeté des particules, il est également observé pour les protons, kaons et pions [A⁺03b].

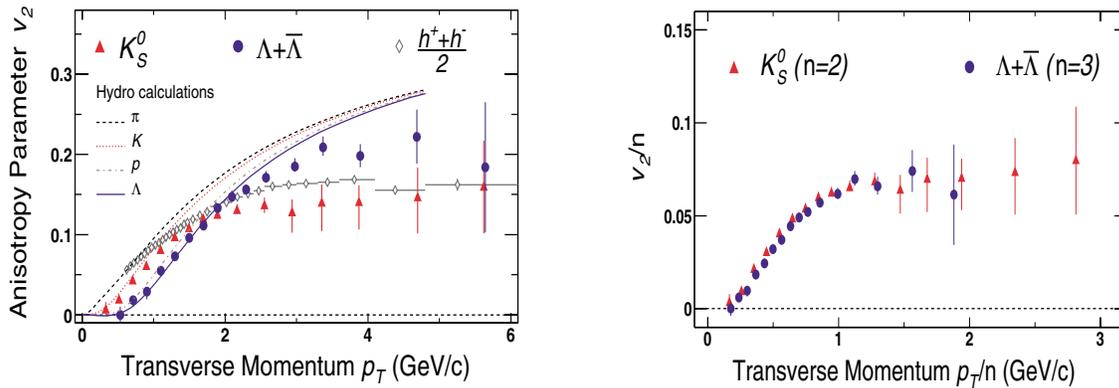


FIG. 2.30 – Ecoulement elliptique v_2 des particules Λ et K_S^0 dans les collisions Au+Au minimum-bias de l'expérience STAR, comparé aux prédictions de l'hydrodynamique sur la figure de gauche, et divisé par le nombre de quarks constituants sur la figure de droite [A⁺04].

Une troisième découverte au RHIC concernant le domaine des impulsions transverses intermédiaires est la différence de comportement du facteur de suppression nucléaire R_{CP} entre méson et baryon. Le R_{CP} est défini comme le rapport du spectre dans les collisions A–A centrales par celui dans les collisions A–A périphériques, normalisé par le nombre de collisions binaires de chaque système :

$$R_{CP}(p_t) = \frac{N_{bin}^{périphérique}}{N_{bin}^{centrale}} \frac{d^2 N^{centrale} / dp_t dy}{d^2 N^{périphérique} / dp_t dy} \quad (2.44)$$

Les collisions d’ions lourds périphériques peuvent être considérées comme référence hadronique au même titre que les collisions p–p. Ce rapport permet d’apprécier les différences de production entre les collisions élémentaires et les collisions A+A centrales, et sa diminution en fonction du p_t qui a été observée au RHIC met en évidence des effets de milieu dans les collisions d’ions lourds. Les modèles de recombinaison parviennent avec succès à reproduire les différences de R_{CP} entre les baryons et mésons comme l’illustre la figure 2.31.

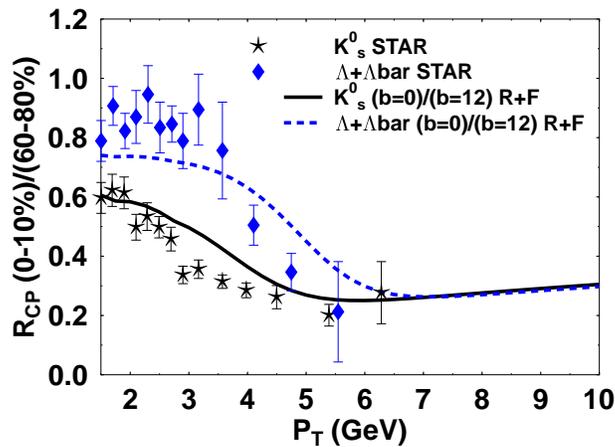


FIG. 2.31 – Facteur de suppression R_{CP} des baryons et mésons étranges Λ et K_0^S mesuré dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et comparé aux calculs théoriques du modèle de recombinaison “DUKE”. L’expression “R+F” est utilisée pour signifier la somme des contributions de la recombinaison et de la fragmentation [A⁺05b].

Les modèles de recombinaison basés sur le simple concept des quarks constituants, - concept qui suppose la probabilité d’émission d’un hadron à partir d’un milieu déconfiné proportionnelle à la celle de trouver les quarks de valence dans le système de partons décrit par une matrice de densité -, reproduisent donc avec un succès relatif les principales observables du RHIC caractéristiques du domaine des impulsions transverses intermédiaires.

2.4.2.5 ...mais des limites cependant

La coalescence est par essence un modèle très naturel pour expliquer la production de hadrons et sa simplicité en fait un concept attrayant. Mais de nombreuses interrogations quant-à-leur rigueur demeurent.

Tout d’abord, la nécessité d’invoquer les mécanismes de recombinaison pour décrire les observations du RHIC n’est pas forcément justifiée. Le modèle “Soft+Quench” développé par I.Vitev

et M.Gyulassy [VG02] permet de reproduire les rapports baryon/méson de façon assez probante comme le montre la fenêtre de droite de la figure 2.29. Il suppose, dans la région à basse impulsion transverse gouvernée par les principes de l'hydrodynamique, une production de particules douce, ie un taux de production proportionnel à $e^{-p_t/T}$ où T est le paramètre de pente inverse, tandis que le domaine des hautes impulsions est décrit par des calculs QCD perturbatifs à l'ordre dominant et incorpore les phénomènes de jonction baryonique [VG02]. Dans les collisions périphériques comme centrales, ce modèle reproduit bien les données pour $p_t > 3$ GeV/c mais ses prédictions sous-estiment le rapport Λ/K_s^0 aux plus faibles impulsions et décalent le spectre bien que la forme soit respectée.

Quoi qu'il en soit, les modèles de recombinaison sont surprenants au sens où ils passent sous silence la complexité de la structure interne des particules et semblent s'appuyer sur une image simple des hadrons constitués des seuls quarks de valence. L'absence des gluons et des quarks de la mer est notable. Seul le modèle "Duke" les prend en compte. D'autre part, aucune connexion ne semble être faite dans ces modèles entre les quarks constituants et les partons sans masse d'un plasma où la symétrie chirale est restaurée.

La conservation de l'énergie est également un problème à soulever dans les modèles de recombinaison. En effet les équations 2.41 et 2.42 conservent seulement l'impulsion. La coalescence impliquent des processus $2 \rightarrow 1$ et $3 \rightarrow 1$ où il est généralement difficile d'assurer la conservation de l'énergie si l'on impose, en plus de celle de l'impulsion, une condition pour amener les particules sur leur couche de masse. La violation de la loi de conservation est cependant permise si elle est faible devant l'énergie totale du hadron, et les modèles de recombinaison supposent que pour des hadrons d'impulsion $p_t > 2$ GeV/c cette approximation reste correcte [Fri04].

La compréhension du processus d'hadronisation, parce qu'elle ne peut s'insérer dans le domaine de la QCD perturbative, passe par des modélisations qui reproduisent au mieux les observations expérimentales. Dans la région des impulsions transverses intermédiaires, les mécanismes de fragmentation et de recombinaison, s'ils sont considérés, peuvent entrer en compétition. Ce dernier modèle, décrivant la physique à l'échelle des quarks constituants, permet d'expliquer la surproduction baryonique, mise en évidence dans les collisions d'ions lourds du RHIC, par l'existence d'un milieu partonique dense. Il reproduit bien l'amplitude du rapport Λ/K_s^0 de l'expérience STAR, mais pour étudier la validité de la recombinaison, il est avant tout nécessaire d'étudier et de comprendre la systématique des collisions p-p. Ces collisions élémentaires n'étant pas supposées apporter la densité d'énergie nécessaire à la formation d'un milieu dense, un rapport baryon/méson dominé par la fragmentation pour les impulsions intermédiaires dans les collisions élémentaires se doit d'être observé. L'intérêt d'étudier le comportement du rapport Λ/K_s^0 dans les collisions p-p à différentes énergies est alors manifeste.

2.4.3 Rapport Λ/K_s^0 dans les collisions élémentaires à différentes énergies

L'expérience STAR a montré dans les collisions p-p un rapport Λ/K_s^0 constant et dont l'amplitude ne dépassait pas 0.6 pour les impulsions transverses intermédiaires. Nous avons étendu cette étude aux données p-p̄ des expériences UA1 à $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV et CDF à 1800 GeV pour essayer de déterminer une fonction d'excitation de cette observable. L'expérience UA5 auprès du SPS aurait également pu fournir des informations sur l'évolution du rapport mixte de particules étranges à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 546$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV mais la faible statistique accumulée ne permet pas d'identifier les K_s^0 et Λ d'impulsion supérieure à 3 GeV/c et peut par conséquent difficilement aider à l'étude des phénomènes à p_t intermédiaires [A⁺88, A⁺85b, A⁺89b].

A la différence de STAR, les expériences UA1 et CDF étudient des collisions proton sur antiproton, et il nous a alors semblé plus judicieux de comparer les rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ plutôt que Λ/K_s^0 pour tenir compte de la nature des systèmes collisionnant. Les collisions $p\bar{p}$ ont la particularité de présenter une densité baryonique nulle dès le début de l'interaction. Mais ces effets d'états initiaux prennent de moins en moins d'importance avec l'augmentation du nombre de particules créées, ils ne devraient donc intervenir principalement que dans les événements à basse multiplicité et/ou pour des énergies de collision peu élevées. On peut vérifier l'importance de ce phénomène par l'évolution des rapport p/\bar{p} en fonction de p_t .

La figure 2.32 présente les spectres des particules K_s^0 et $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ de l'expérience UA1 à $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV, les ajustements ont été réalisés par une fonction en loi de puissance pour le premier et par une exponentielle pour le second, tels qu'ils sont décrits dans [B⁺96]. Les points mesurés sont extraits de [Dur]. Nous avons ensuite calculé le rapport des spectres. La valeur de l'impulsion transverse pour les points des deux types de particules ne correspondant pas, nous avons choisi de conserver les points du spectre des $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et de calculer pour les mêmes valeurs de p_t le taux de production correspondant des K_s^0 à l'aide de la fonction d'ajustement. L'ajustement du spectre des K_s^0 reproduisant plus fidèlement les données que celui du spectre des $(\Lambda + \bar{\Lambda})$, nous minimisons ainsi l'introduction d'erreurs supplémentaires. Le rapport obtenu est représenté par les triangles noirs de la figure 2.33. La courbe rouge en trait plein correspond elle au rapport des fonctions d'ajustement et celles en trait pointillé rendent compte des erreurs associées aux paramètres et déterminent ainsi le maximum et minimum possibles en accord avec ces fonctions.

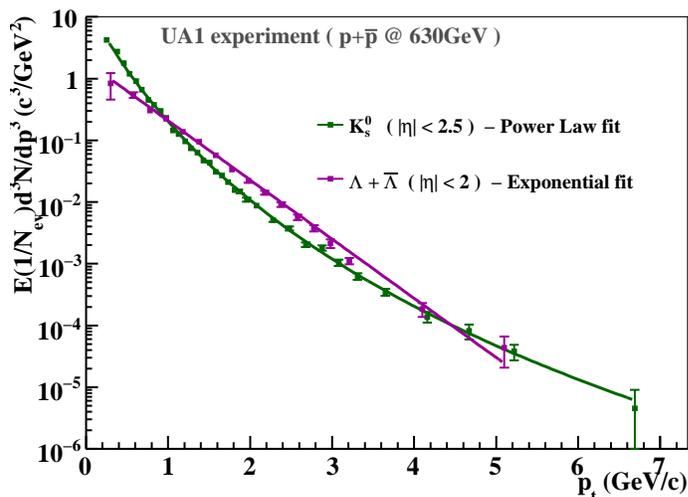


FIG. 2.32 – Taux de production en fonction de l'impulsion transverse pour les K_s^0 et $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ mesurés par l'expérience UA1. Ajustement par une fonction exponentielle pour les $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et par une *power law* pour les K_s^0 . Les paramètres des ajustements sont extraits de [B⁺96], et les points de [Dur].

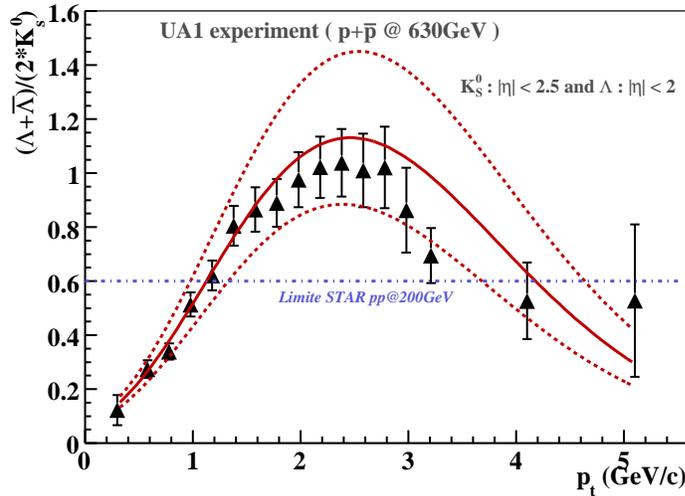


FIG. 2.33 – Rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ calculés à partir des points de l'expérience UA1 fournis par [Dur] et à partir des ajustements et des incertitudes sur les paramètres extraits de [B⁺96] (courbes rouges).

Les spectres de l'expérience CDF à $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV sont représentés en figure 2.34. La distribution des K_s^0 a été ajustée à l'aide d'une loi de puissance :

$$A \left(\frac{p_0}{p_0 + p_t} \right)^n,$$

où les paramètres p_0 et n ont été déterminés par la collaboration CDF [A⁺05a], tandis que nous avons recalculé la valeur de A puisqu'elle n'était pas publiée. Nos résultats mènent à $A = 0.613 \pm 0.004$ GeV et la qualité de l'ajustement sur l'intervalle $1.05 < p_t < 6.15$ GeV/c concernant ce paramètre est caractérisé par $\chi^2/ndf = 65/55$.

Le spectre des $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ peut être ajusté par une même loi de puissance où les paramètres p_0 et n ont également été publiés dans [A⁺05a] et avec le paramètre A déterminé par nos soins. Les points de la distribution mesurée nous ont été fournis par [Mog08]. Notre ajustement conduit à une valeur de $A = 0.231 \pm 0.004$ avec $\chi^2/ndf = 49/51$. Les données sont également bien reproduites par une fonction exponentielle de type $e^{A_2 + B \times p_t}$, où B est extrait de [A⁺05a] et nous avons obtenu $A_2 = -1.85 \pm 0.02$ avec $\chi^2/ndf = 56/51$ en ayant fixé B à sa valeur publiée. La qualité des ajustements sur l'ensemble du spectre en p_t selon ces deux fonctions étant comparable au vu des valeurs des χ^2/ndf publiées, nous n'avons a priori aucune raison de privilégier l'une par rapport à l'autre. Le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ est présenté sur la figure 2.35. Les impulsions transverses des points des $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et K_s^0 étant les mêmes, nous avons effectué directement le rapport des deux spectres. Le résultat est représenté par les étoiles noires de la figure 2.35. Les courbes en rouge montrent les rapports calculés à partir des fonctions d'ajustement lorsqu'une exponentielle a été utilisée pour les Λ et en vert dans le cas de la loi de puissance.

L'amplitude des rapports obtenus est de façon surprenante relativement haute. Mais notons tout d'abord que le maximum semble atteint de plus en plus tardivement au fur et à mesure que l'énergie de la collision augmente : il se place à $p_t \sim 2.5$ GeV/c pour UA1 et $p_t \sim 3$ GeV/c pour CDF. L'amplitude maximale du rapport est compris, pour $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV, entre 0.85 et 1.45,

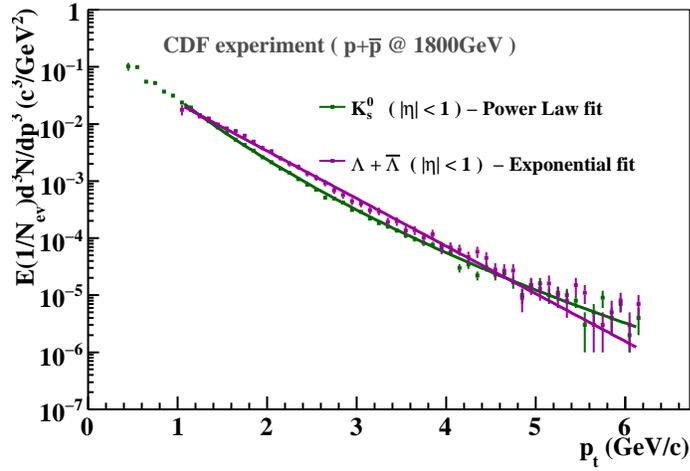


FIG. 2.34 – Taux de production en fonction de l’impulsion transverse pour les K_s^0 et les $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ mesurés par l’expérience CDF. Ajustement par une fonction exponentielle pour les $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et par une *power law* pour les K_s^0 . Les paramètres des ajustements sont extraits de [A⁺05a], et les points de [Mog08].

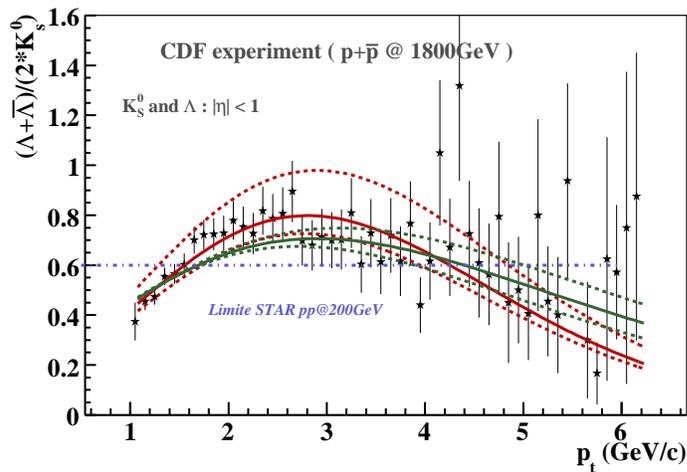


FIG. 2.35 – Rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ calculés à partir des points de l’expérience CDF fournis par [Mog08] et à partir des ajustements et des incertitudes sur les paramètres extraits de [A⁺05a] (courbes rouges). La courbe rouge correspond à un ajustement des $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ par une fonction exponentielle, en vert par une *power law*.

or ces valeurs sont celles atteintes pour les collisions $Au + Au$ de STAR à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Mais il faut cependant noter que les données de UA1 englobent l'ensemble des Λ produits dans l'intervalle de pseudorapacité $-2 < \eta < 2$ et des K_s^0 dans $-2.5 < \eta < 2.5$ alors que STAR mesure ces particules dans la région $|y| < 1$. Cette différence ne devrait pas jouer si les distributions en pseudorapacité de UA1 restent sensiblement constantes sur l'intervalle considéré. L'expérience CDF à $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV fait quant-à elle apparaître des amplitudes légèrement moins élevées mais qui restent pourtant au dessus de celle observée dans les collisions p-p de STAR. Une différence nette se dessine selon la fonction d'ajustement choisie pour décrire la production de particules Λ : une fonction exponentielle fait apparaître un maximum assez prononcé et dont la valeur est comprise entre 0.75 et 1, tandis qu'une loi de puissance conduit à une croissance et décroissance du rapport plus douces et une amplitude maximale située entre 0.65 et 0.75. Cependant, dans le domaine en impulsion transverse qui nous intéresse, nous accordons plus de crédit à la fonction exponentielle. En effet, si les deux ajustement utilisées reproduisent bien l'ensemble du spectre, la loi de puissance décrit mieux la partie dure à haute impulsion tandis qu'une exponentielle contraint davantage la zone douce et intermédiaire.

Dans les collisions p-p à ces deux énergies, le rapport mixte baryon/méson s'avère élevé et peut même s'apparenter à celui des collisions d'ions lourds du RHIC. Pourtant dans de tels systèmes élémentaires, il est difficile d'invoquer des mécanismes de recombinaison pour décrire les productions de baryons et mésons. La compréhension des amplitudes des rapports baryon/méson dans les collisions p-p nécessite des comparaisons avec les modèles théoriques tels PYTHIA et EPOS pour essayer de mettre en évidence, parmi les processus physiques inclus dans ces modèles, ceux qui conduisent à une telle amplitude et extrapoler les résultats aux énergies du LHC. Mais l'évolution de l'amplitude du rapport baryon/méson entre l'énergie de CDF et celle du LHC est une question qui reste ouverte : les données expérimentales ont montré qu'elle augmentait entre STAR et UA1 mais la tendance entre UA1 et CDF hésite entre stagnation et redescente.

2.4.4 Comparaison des données aux simulations PYTHIA

Dans ce paragraphe et ceux qui suivent, nous nous sommes intéressés aux prédictions des générateurs d'événements dans cette région en impulsion transverse intermédiaire. En aucun cas, la coalescence n'est ici impliquée. Ces générateurs parviennent-ils à décrire les observations expérimentales liées la production baryonique ? Quelle influence les différentes paramétrisations ont-elles sur la description de cette observable et quels processus physiques mettent-elles en relief ?

2.4.4.1 Le rapport Λ/K_s^0 , expérience STAR

La comparaison entre les simulations PYTHIA et les données des collisions p-p de l'expérience STAR à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV est présentée en figure 2.36, elle est extraite de [Hei07]. Une première remarque s'impose tout d'abord, le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ réalisé à partir des distributions de particules corrigés du *feed-down*, perd en amplitude par comparaison avec celui présenté sur la figure 2.27 : le maximum qui était de 0.6 est désormais de l'ordre de 0.5. Les simulations de PYTHIA 6.3, tous les paramètres étant à leur valeur par défaut, conduisent à un rapport bien en dessous des données expérimentales et dont l'amplitude n'atteint que 0.35 dans la région en impulsion transverse comprise entre 1.5 GeV/c et 3 GeV/c.

Les paramètres $PARJ(1)$ et $PARJ(3)$ qui apparaissent sur la figure et qui conduisent à un rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ proche des données de STAR sont les paramètres fondamentaux du modèle de Lund qui gouvernent la production de baryons et de mésons. Leur valeur par défaut,

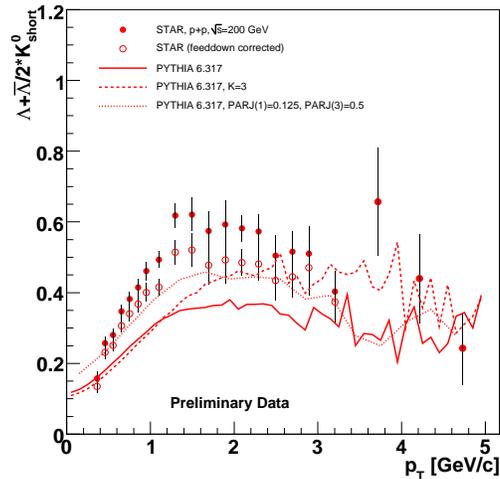


FIG. 2.36 – Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ en fonction de l'impulsion transverse à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Comparaison des données avec différentes simulations de PYTHIA [Hei07]. Les données sont présentées avec et sans correction de *feed-down* tandis que toutes les simulations PYTHIA sont corrigées.

respectivement de 0.1 et 0.4, ont été augmentée. Le premier correspond au facteur de suppression de production de paires diquark/antidiquark par rapport à celle de paires quark/antiquark. Ainsi que nous l'avons expliqué lors de la description du modèle des diquarks dans la section 2.2.5.3, la formation des baryons s'explique par l'apparition de paires diquark/antidiquark le long de la corde et celles des mésons par les paires quark/antiquark. Augmenter la valeur de $PARJ(1)$ revient alors à augmenter directement la production de baryons lors de la fragmentation. Le deuxième paramètre à une signification similaire mais ne concerne que les particules étranges : il introduit un facteur de suppression supplémentaire pour la formation de diquarks étranges par rapport au facteur de suppression affectant déjà l'apparition de quarks étranges. Dans ces conditions, il est tout à fait logique que le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ augmente en comparaison de celui obtenu avec la version de PYTHIA par défaut. Cependant, la multiplicité totale a elle aussi été modifiée, et il ne faut pas oublier que les jeux de paramètres choisis doivent décrire le plus correctement possible les observables globales d'un événement. Améliorer les paramètres de PYTHIA pour reproduire une observable expérimentale ne doit pas se faire au détriment d'une autre. Dans notre étude aux énergies de CDF et UA1 nous avons choisi de ne pas modifier ces paramètres fondamentaux de la fragmentation et de se baser sur des paramétrisations déjà existantes et qui ont été validés pour les observables globales. Pour l'énergie du LHC, il nous a paru judicieux d'essayer d'augmenter l'amplitude du rapport baryon/méson de PYTHIA en jouant sur des paramètres liés à l'*underlying event* au lieu de modifier directement le processus de fragmentation.

2.4.4.2 Les différentes paramétrisations aux énergies de UA1 et CDF

La principale contrainte du générateur d'événements PYTHIA est le large éventail de paramètres qu'il contient et la nécessité d'adapter leur valeur pour chaque énergie de collision constitue une difficulté non négligeable pour l'utilisateur. De nombreuses études ont été menées pour établir des jeux de paramètres capables de reproduire au mieux les données au TEVATRON. Leur valeur est établie sur la base de certaines observables qui caractérisent de façon globale un événement mais s'appuient sur la physique des jets de très haute impulsion. En particulier, les

distributions de densité de particules chargées en fonction de la pseudorapidité $dN/d\eta$, de la densité "transverse" de particules chargées en fonction de l'impulsion transverse $dN/d\eta d\phi$ et celle du boson Z en fonction de son p_t sont utilisées pour fixer la valeur des principaux paramètres de PYTHIA. Aux énergies du run II au TEVATRON, le jeu de paramètres de référence est le "Tune A" adaptée à la version PYTHIA 6.2, et quand bien même plusieurs versions de PYTHIA se sont succédées depuis, il reste celui qu'il est conseillé d'utiliser. Deux autres descriptions "Tune D6T" et "Tune DWT" avec PYTHIA 6.2 applicables à ces énergies, ont été mises en place plus récemment, la première utilise la fonction de distribution partonique CTEQ6L, et la deuxième CTEQ5L (cf § 2.2.2.1). Elles ont été développées en prenant en considération les corrélations angulaires à plusieurs *jets* mesurées par l'expérience DØ. En quoi ces descriptions pourraient-elles présenter un intérêt pour notre observable qu'est la production de baryons ? Les données de corrélation angulaire $\Lambda - \bar{\Lambda}$ de l'expérience OPAL au LEP et la comparaison avec différents modèles ont montré que les scénarios "diquark" seraient favorisés par rapport au scénario "Advanced PopCorn". Dans ce dernier cas de figure, un grand nombre de mésons sont produits entre le Λ et le $\bar{\Lambda}$ le long de la corde (cf figure 2.9 § 2.2.5.3), et par conséquent le baryon et antibaryon seraient corrélés moins fortement. Il nous a paru alors intéressant d'utiliser les jeux de paramètres D6T et DWT dans le cadre de notre étude. Le tableau 2.1 résume les caractéristiques des trois descriptions que nous avons utilisées.

Paramètre	DWT	D6T	A	Description
PDF	CTEQ5L	CTEQ6L	CTEQ5L	Fonction de distribution partonique (ordre dominant).
MSTP2 (D=1)	1	1	1	Calcul de α_s pour l'interaction dure (1 = ordre dominant).
MSTP33 (D=0)	1	1	0	Décide de l'utilisation éventuelle d'un facteur K.
PARP(31) (D=1.5)	1.0	1.0	1.5	Valeur du facteur K
MSTP81 (D=1)	1	1	1	Décide de l'utilisation des interactions multiples.
MSTP82 (D=1)	4	4	4	Structure des interactions multiples (=4 : interactions multiples en supposant un recouvrement de matière décrit par une double gaussienne.
PARP(82) (D=2.1 GeV)	1.9409	1.8387	2.0	Paramètre de l'équation 2.18 régissant la valeur $p_{t_{min}}$ des interactions multiples.
PARP(83) (D=0.5)	0.5	0.5	0.5	Paramètre de la double gaussienne, équivalent du paramètre β de l'équation 2.17.
PARP(84) (D=0.2)	0.4	0.4	0.4	Paramètre de la double gaussienne, $PARP(84) = a_2/a_1$ (cf équation 2.17).
PARP(85) (D=0.33)	1.0	1.0	0.90	Probabilité qu'un processus dans le formalisme des interactions multiples donne deux gluons connectés en couleur à leurs plus proches voisins dans l'espace des impulsions.
Suite page suivante				

Paramètre	DWT	D6T	A	Description
Suite ...				
PARP(86) (D=0.66)	1.0	1.0	0.95	Probabilité qu'un processus dans le formalisme des interactions multiples donne deux gluons, soit de la façon décrite par PARP(85), soit par la formation d'une boucle de gluon fermée.
PARP(89) (D=1000GeV)	1.96	1.96	1.8	Référence d'énergie à laquelle est calculée PARP(82). Aucune signification physique réelle.
PARP(90) (D=0.16)	0.16	0.16	0.25	Paramètre de l'équation 2.18 régissant la valeur $p_{t_{min}}$ des interactions multiples.
PARP(62) (D=1 GeV)	1.25	1.25	1	Valeur de la coupure à laquelle est arrêtée l'évolution des cascades partoniques de type espace.
PARP(64) (D=1)	0.2	0.2	1	Variable de l'évolution des cascades de type espace.
PARP(67) (D=1)	2.5	2.5	1	La valeur Q^2 de l'interaction dure est multipliée par PARP(67) pour définir le maximum de la virtualité permise des cascades de type espace.
MSTP91 (D=1)	1	1	1	Représentation de la distribution des partons à l'intérieur des hadrons incident (distribution de l'impulsion k_{\perp} dû au mouvement de Fermi). D=1 : forme gaussienne.
PARP(91) (D=1 GeV/c)	2.0	2.1	1	Largeur de la gaussienne de la distribution du k_{\perp} à l'intérieur des hadrons.
PARP(93) (D=5 GeV/c)	15.0	15.0	5	Limite supérieure de la distribution du k_{\perp} à l'intérieur des hadrons.

TAB. 2.1: Paramètres des descriptions DWT et D6T de PYTHIA 6.2. Les valeurs par défaut sont signalées par la lettre D.

2.4.4.3 Les rapports Λ/K_s^0 , expériences UA1 et CDF

Les rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ obtenus à l'aide des jeux de paramètres décrits ci-dessus sont présentés en figure 2.37 et 2.38 pour les énergies respectives de $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV, ils sont comparés aux données expérimentales.

Pour des raisons purement liées à la statistique, les spectres des Λ et des antiparticules $\bar{\Lambda}$ ne sont parfois pas séparés, si bien que seule la distribution $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ est accessible. Dans le cas de notre étude, il est de toute façon préférable de calculer les rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ et non Λ/K_s^0 car les données de CDF et UA1 correspondent à des collisions p-p alors que nos simulations PYTHIA sont des événements p-p. Même s'il est vrai que, pour des énergies de collision suffisamment élevées, le contenu en quarks de valence des hadrons incidents n'a plus beaucoup d'incidence sur la composition chimique finale du fait de la multitude de partons créés par la collision, il est

plus prudent de sommer les spectres Λ et $\bar{\Lambda}$ pour tenir compte des éventuels effets de l'asymétrie matière/antimatière initiale.

Il apparaît très clairement que le générateur PYTHIA ne parvient pas à reproduire les résultats expérimentaux, et ce quels que soient les jeux de paramètres utilisés. La forme de la courbe est globalement correctement décrite, elle présente en effet un maximum pour $p_t \sim 2.5$ GeV/c, localisation coïncidant avec les données des expériences. En revanche l'amplitude du rapport issu de PYTHIA est très en dessous de la réalité : dans les meilleurs des cas, il est de l'ordre de 0.35 pour $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV à comparer avec la valeur d'environ 1 de UA1, et de 0.4 pour $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV alors que les données de CDF mènent à un maximum de ~ 0.8 . La modélisation des processus intervenant dans la collision et les mécanismes d'hadronisation implémentés dans PYTHIA conduisent à sous-estimer fortement la production de baryons par rapport aux mésons.

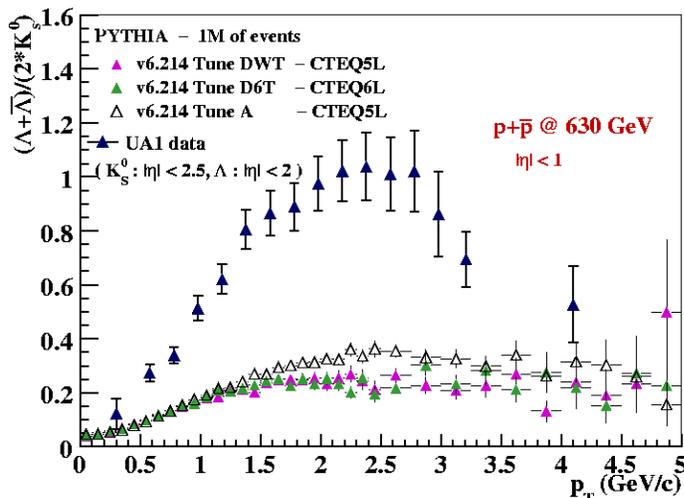


FIG. 2.37 – Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ en fonction de l'impulsion transverse pour des événements p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV générés par PYTHIA avec les configurations D6T, DWT et A. Comparaison avec les données des collisions p-p̄ de l'expérience UA1, le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ a été calculé à partir des distributions $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et K_s^0 fournies par la collaboration [Dur].

Il n'existe aucune différence significative entre les résultats des simulations D6T et DWT. Ces deux jeux de paramètres se distinguent essentiellement par leur fonction de distribution partonique, l'une utilise CTEQ5L et l'autre CTEQ6L. Ces dernières sont toutes les deux des PDF à l'ordre dominant et elles diffèrent principalement pour les gluons, les distributions des quarks restant quasi-inchangées (cf § 2.2.2.1). Plus l'énergie de la collision, augmente, plus les gluons jouent un rôle important par rapport aux quarks, mais le gain en précision de la distribution des gluons au sein des hadrons collisionnant n'influence en rien les prédictions de PYTHIA liées à notre observable. Et malgré les considérations évoquées au paragraphe précédent, ces descriptions vont en sens inverse d'une augmentation de la production de baryons aux p_t intermédiaires. Le jeu de paramètre "Tune A" est effectivement celui qui permet d'atteindre l'amplitude la plus élevée, bien que toujours très éloignée des données expérimentales. Le tableau 2.1 montre que cette description diffère des autres dans le traitement des interactions multiples essentiellement et au niveau de la paramétrisation de la gaussienne décrivant la distribution en impulsion due au mouvement de Fermi des partons au sein des hadrons. C'est aussi celle qui possède la valeur

du paramètre $PARP(67)$ la plus faible, elle minimise ainsi le taux de radiation de l'état final. Pour mieux décrire la production de baryons, deux pistes sont à envisager :

1. étudier l'importance des interactions multiples ;
2. limiter l'importance de l'émission de radiations dans l'état final (FSR).

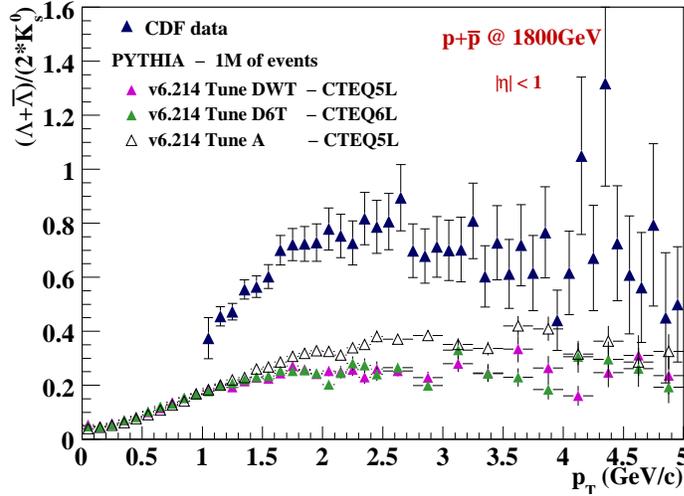


FIG. 2.38 – Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ en fonction de l'impulsion transverse pour des événements p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV générés par PYTHIA avec les configurations D6T, DWT et A. Comparaison avec les données des collisions p-p de l'expérience CDF, le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ a été calculé à partir des distributions $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et K_s^0 fournies par la collaboration [Mog08].

2.4.5 Comparaisons des données aux simulations EPOS

La finalité des générateurs est la description de l'ensemble de la physique à l'aide d'un même jeu de paramètres et capable idéalement de couvrir les différentes énergies de collision mais la complexité des processus entrant en jeu ne nous permet pas d'accéder à un tel niveau de compréhension. L'avantage d'EPOS d'un point de vue utilisateur est qu'il ne requiert pas de choisir entre différentes descriptions pour chaque énergie de collision. Ceci ne signifie cependant pas pour autant que ce générateur prétend mieux maîtriser les processus physiques, son évolution et amélioration au fur et à mesure du temps et de la prise en compte de nouvelles données expérimentales, se fait juste de façon quelque peu différente : pour une version donnée d'EPOS, il existe un seul jeu de paramètres applicable quelle que soit l'énergie ultra-relativiste de collision choisie par l'utilisateur.

Les simulations EPOS de collisions p-p ou p-p̄ aux énergies de STAR ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV), UA1 ($\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV) et CDF ($\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV) ont mené aux rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ présentés en figures 2.39, 2.40 et 2.41 respectivement. Pour comparaison, nous avons également placé sur ces histogrammes les simulations de PYTHIA avec le jeu de paramètres le plus pertinent. L'influence de l'option "mini-plasma" expliquées au paragraphe 2.3.6 a été étudiée mais intéressons-nous tout d'abord aux simulations sans cette option. D'une façon générale, au même titre que PYTHIA, nos simulations avec EPOS ne permettent pas de reproduire l'amplitude des rapports expérimentaux. Dans la région des impulsions transverses

intermédiaires, les rapports issus des deux générateurs atteignent les mêmes valeurs bien qu'aux plus bas p_t les comportements soient différents : EPOS favorise davantage la production de baryons et s'approche davantage des données réelles.

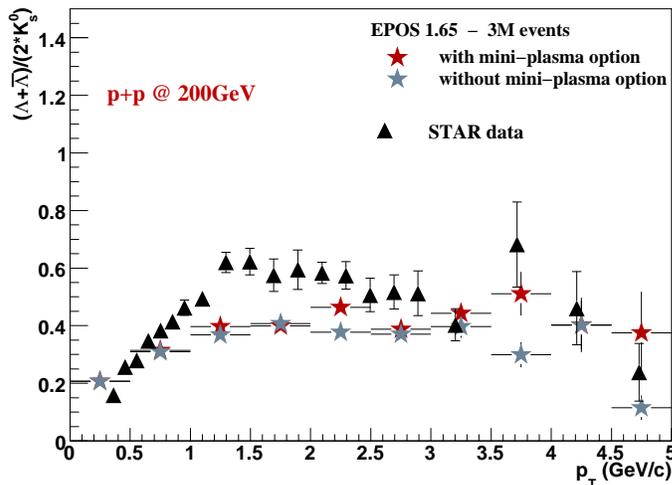


FIG. 2.39 – Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ en fonction de l'impulsion transverse pour des événements p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV générés par EPOS avec ou sans l'option “mini-plasma”. Comparaison avec les données des collisions p-p de l'expérience STAR, le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ a été calculé à partir des distributions $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et K_s^0 extraites de [A⁺07].

L'utilisation de l'option “mini-plasma” fait apparaître des comportements intéressants. Rappelons qu'elle avait été introduite à l'origine dans les collisions d'ions lourds pour prendre en compte la géométrie des noyaux incidents, la zone d'interaction avait alors été divisé en un core dense siège d'effets collectifs et un corona en périphérie (cf § 2.3.6). Les collisions p-p servant de référence, le proton est en quelque sorte considéré comme ponctuel et la notion de centralité ne peut alors avoir de sens. L'application de cette option ne devrait alors avoir aucun effet. Ceci est vérifié à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV où les distributions avec et sans se superposent. Mais au fur et à mesure que l'énergie de la collision augmente les deux courbes se séparent. A $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV la différence est très légère mais on observe cependant qu'à partir de $p_t \sim 1$ GeV/c l'option mini-plasma permet au rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ de continuer sa croissance puis il se stabilise ensuite. La tendance est nettement plus claire à $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV. L'option “mini-plasma” permet de se rapprocher de l'amplitude atteinte dans les données réelles. Mais la forme de la courbe obtenue a une évolution surprenante, elle ne cesse de croître jusqu'à $p_t \sim 5$ GeV/c, au delà de cette valeur nous n'avons pas assez de statistique pour voir un comportement clair se dessiner. Pour la deuxième courbe, sans l'option mini-plasma, le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ sature et semble atteindre un plateau avant d'entamer une décroissance vers $p_t \sim 3$ GeV/c.

Le modèle EPOS permet d'augmenter légèrement la production baryonique dans le domaine des impulsions transverses intermédiaires pour se rapprocher des données expérimentales mais via des processus physiques totalement différents de PYTHIA. Ils prennent en considération des phénomènes collectifs, les collisions p-p ne seraient alors pas si élémentaires aux énergies de collision élevées.

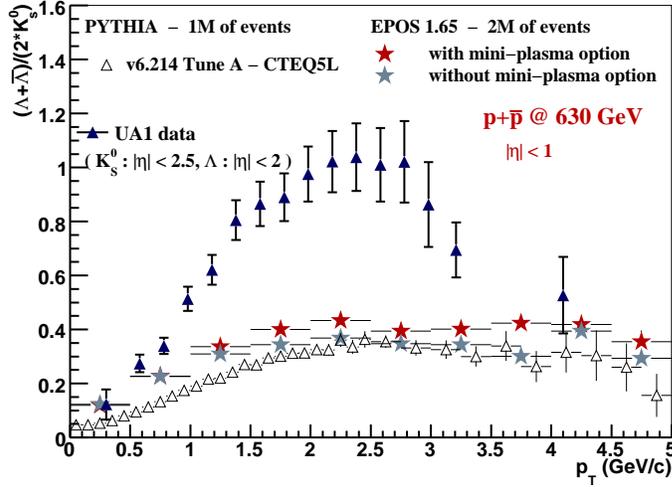


FIG. 2.40 – Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ en fonction de l'impulsion transverse pour des événements $p\text{-}\bar{p}$ à $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV générés par EPOS avec ou sans l'option “mini-plasma”. Comparaison avec les simulations $p\text{-}p$ “TuneA” de PYTHIA ainsi qu'avec les données des collisions $p\text{-}\bar{p}$ de l'expérience UA1 où le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ a été calculé à partir des distributions $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et K_s^0 fournies par la Collaboration [Dur].

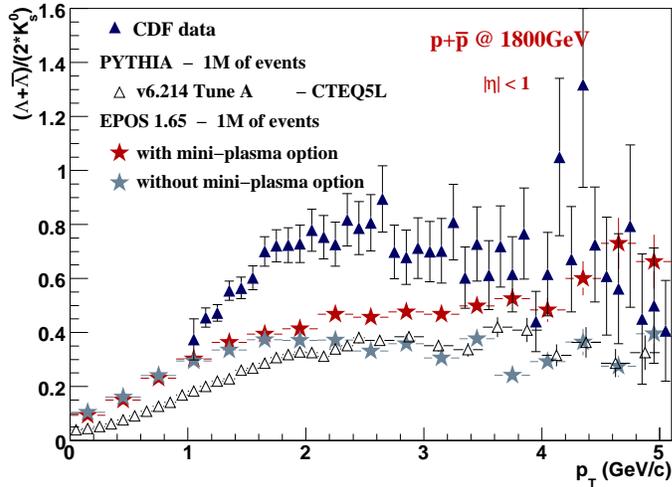


FIG. 2.41 – Evolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ en fonction de l'impulsion transverse pour des événements $p\text{-}\bar{p}$ à $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV générés par EPOS avec ou sans l'option “mini-plasma”. Comparaison avec les simulations $p\text{-}p$ “TuneA” de PYTHIA ainsi qu'avec les données des collisions $p\text{-}\bar{p}$ de l'expérience CDF où le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ a été calculé à partir des distributions $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et K_s^0 fournies par la Collaboration [Mog08].

2.4.6 Prédictions PYTHIA et EPOS aux énergies du LHC

L'une des principales difficultés dans notre domaine d'étude à laquelle sont confrontés les générateurs est la description de la production de baryons. Si, dans les collisions élémentaires p-p, la situation est assez claire et, dans une certaine mesure relativement bien reproduite à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, elle se complique avec l'augmentation de l'énergie de la collision. Nous l'avons vu, l'amplitude du rapport Λ/K_s^0 dans les données de UA1 et CDF ne parvient pas à être reproduite par PYTHIA. Qu'en est-il à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV où le LHC doit nous mener ? Au vu des résultats expérimentaux de UA1 et CDF, on ne peut s'attendre à une amplitude inférieure à l'unité sur le domaine des p_t intermédiaires. Nous nous sommes alors intéressés aux différents paramètres et processus dans PYTHIA qui, à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV, pourraient permettre l'augmentation de ce rapport. Ces paramètres touchent plus particulièrement à la description de l'*underlying event* qui prend en compte, entre autre, les interactions multiples dont l'importance devrait être grande au LHC. Nous verrons également les prédictions du générateur EPOS.

2.4.6.1 Description *Minimum-Bias* ("Atlas Tune") et *PopCorn*

Pour les collisions p-p du LHC à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV, un jeu de paramètres a été développé à partir d'extrapolations des données de CDF, il s'agit de l' *Atlas Tune*, qui est chargé de décrire les événements de biais minimum. Il a été principalement adapté pour la description des observables de l'expérience ATLAS, c'est-à-dire dans le domaine des très hautes impulsions transverses. La collaboration ALICE a basé ses campagnes de simulation sur ces paramètres. Nous avons également réalisé la simulation d'événements fondés sur les mécanismes *Simple* et *Advanced PopCorn* pour les comparer avec le scénario de production "diquark" qu'utilise l'"Atlas Tune". Le tableau résumant les valeurs des paramètres des différentes descriptions est donné en annexe.

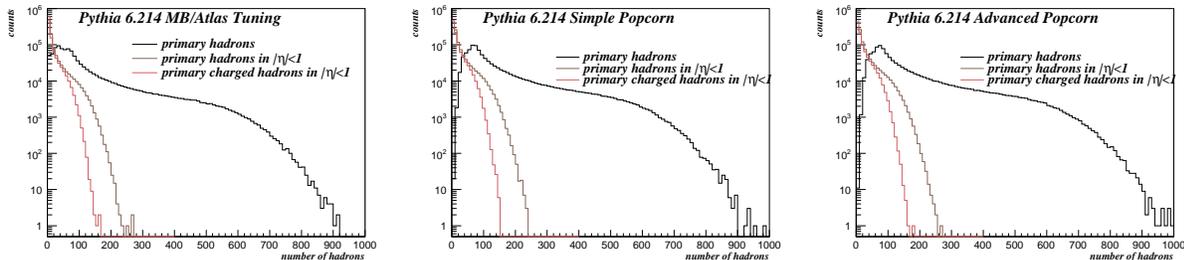


FIG. 2.42 – Multiplicité des hadrons primaires, des hadrons primaires dans $|\eta| < 1$, et des hadrons primaires chargés dans $|\eta| < 1$ pour les descriptions *Atlas Tune*, *Simple PopCorn* et *Advanced PopCorn* de gauche à droite. (Statistique : 1M d'événements).

Les multiplicités des trois descriptions sont similaires ainsi que l'illustre la figure 2.42. Comme nous évaluons le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ et non Λ/K_s^0 nous nous sommes assurés que nous n'introduisons pas de biais en vérifiant qu'il n'y a pas d'asymétrie entre la production de particule et d'antiparticule.

L'évolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ en fonction de l'impulsion transverse est représentée figure 2.44. Comme il pouvait être attendu, le mécanisme *Advanced PopCorn* diminue très fortement les taux de baryons produits devant celui des mésons. La comparaison entre l'*Atlas Tune* et le *Simple Popcorn* permet elle de conclure à une production de baryons favorisée dans le scénario diquark, la première description conduit en effet à une amplitude plus haute dans la région en p_t intermédiaire. Cependant, dans le meilleur des cas, le rapport atteint une valeur comprise entre

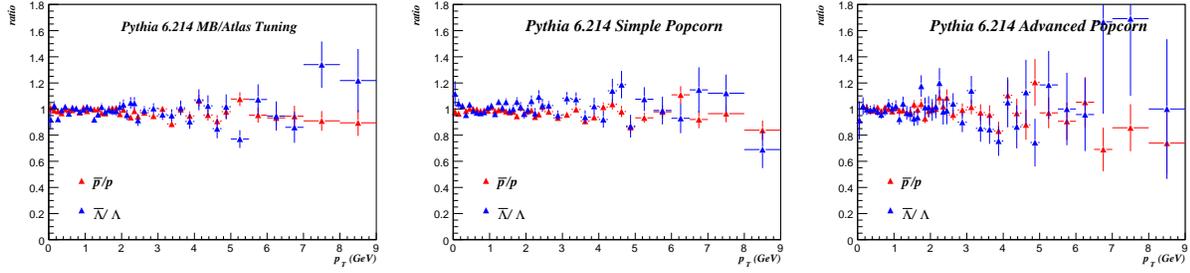


FIG. 2.43 – Rapports \bar{p}/p et $\Lambda/\bar{\Lambda}$ ($|\eta| < 1$) pour les descriptions *Atlas Tune*, *Simple PopCorn* et *Advanced PopCorn* de gauche à droite. (Statistique : 1M d'événements)

0.25 et 0.3, ce qui est très en dessous des données expérimentales à plus basse énergies. Pour rappel, les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV mènent à un maximum d'amplitude de 0.6 et pour les énergies plus élevées de $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV à un maximum entre 0.8 et 1. Nous avons déjà abordé (§ 2.4.4), la nécessité de gagner en précision dans la prise en compte des processus de l'*underlying event* dont les interactions multiples, nous allons alors poursuivre dans cette voie au paragraphe qui suit.

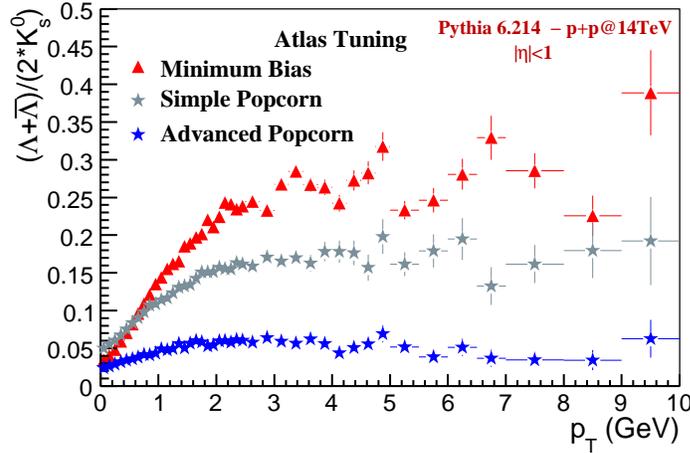


FIG. 2.44 – Rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ pour les descriptions *Atlas Tune*, *Simple PopCorn* et *Advanced PopCorn*.

2.4.6.2 Description de l'*Underlying event*

Les modélisations dites *Underlying event* (UE) de PYTHIA reproduisent un événement complet mais leurs paramètres ont été adaptés pour décrire au mieux les processus contenus dans la définition de l'UE, à savoir : tout ce qui ne provient pas des deux *jets* formés par la collision dure des deux partons incidents (ISR, FSR, interactions multiples et *beam remnants*). L'*Atlas Tune* au contraire ne s'attache pas spécifiquement à reproduire une composante particulière de l'événement et ses paramètres ont alors été choisis pour reproduire l'ensemble des observables. Mais il semble que les progrès à faire pour comprendre et décrire une collision p-p doivent passer par une amélioration de la modélisation des processus intervenant dans l'UE, d'où la nécessité de

développer des jeux de paramètres qui leur sont dédiés. L'idéal serait bien sûr de n'avoir qu'une seule paramétrisation capable de rendre compte de l'ensemble des observables liées à l'événement. Ce à quoi nous parvenons pas pour le moment, en effet les multiplicités des descriptions *Atlas Tune* et *Underlying event* sont très différentes comme l'illustre la figure 2.45.

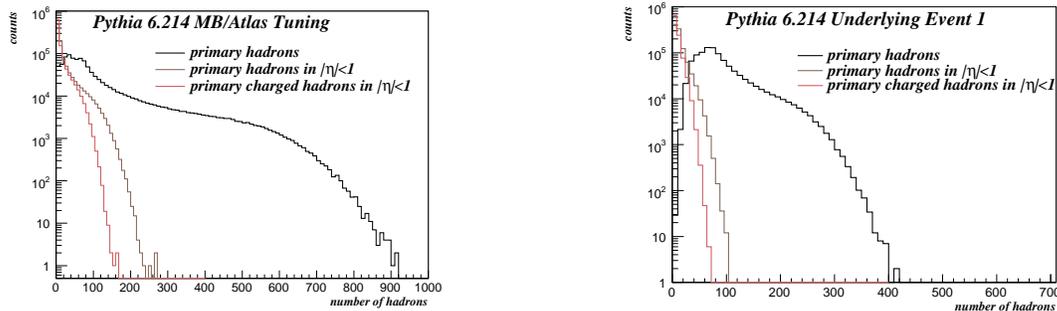


FIG. 2.45 – Multiplicité des hadrons primaires, des hadrons primaires dans $|\eta| < 1$ et des hadrons primaires chargés dans $|\eta| < 1$ pour la description *Atlas Tune* à gauche et *Underlying event* à droite.

Nous avons évoqué précédemment (cf § 2.4.4), l'importance qu'auraient les interactions multiples dans les taux de production de baryons. Le paramètre principal régissant ce phénomène dans PYTHIA est le $PARP(90)$ qui représente la valeur de l'impulsion transverse minimum à partir de laquelle démarrent les interactions multiples, il ne peut pas être nul pour les raisons de divergence de section efficace abordées au § 2.2.4.2. Nous avons étudié l'effet de ce paramètre sur notre observable qu'est le rapport baryon/méson et avons choisi les valeurs 0.08, 0.16 et 0.25 en accord avec les conseils des auteurs du modèle [Ska06]. L'évolution des rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ obtenus en fonction de l'impulsion transverse sont présentés en figure 2.46 et comparés avec les résultats de l'*Atlas Tune*. Les figures 2.43 prouvent quant-à elles qu'aucune asymétrie significative entre particule et antiparticule n'est présente et par conséquent les rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ se comportent de la même façon que Λ/K_s^0 .

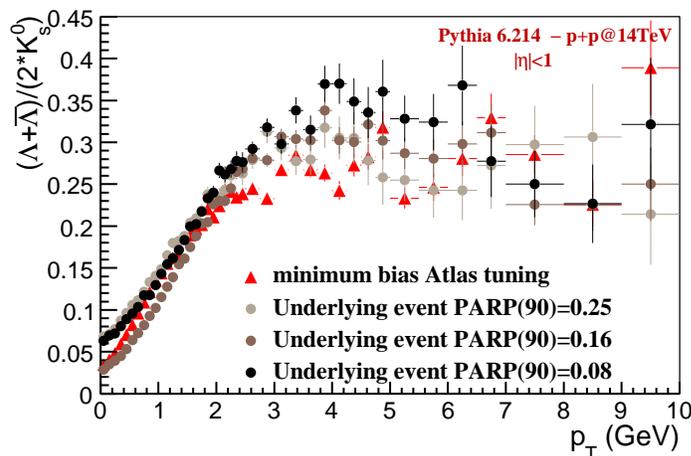


FIG. 2.46 – Rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ pour les descriptions *Atlas Tune* et *Underlying event* pour trois valeurs du paramètre $PARP(90)$: 0.08, 0.16 et 0.25.

D'une façon générale, la description *Underlying event* permet de gagner en amplitude dans la région en impulsion transverse intermédiaire. Les valeurs des paramètres de l'UE sont comparées avec ceux de l'*Atlas Tune* au tableau A.1, elles permettent de mettre en évidence les facteurs intervenant dans cette augmentation du rapport baryon/méson. L'UE contient une activité importante de radiations d'états initial (grande valeur de $PARP(67)$) par rapport à *Atlas Tune* mais nous avons vu que les ISR ne constituent pas le facteur d'étude privilégié pour reproduire les taux de production de baryons observés expérimentalement. En revanche les interactions multiples sont une piste intéressante. L'UE favorise la production de gluons, via les valeurs des paramètres $PARP(85)$ et $PARP(86)$, dans les interactions multiples, et il semble alors qu'il s'agisse d'une contribution allant dans le sens souhaité du gain en amplitude du rapport baryon/méson.

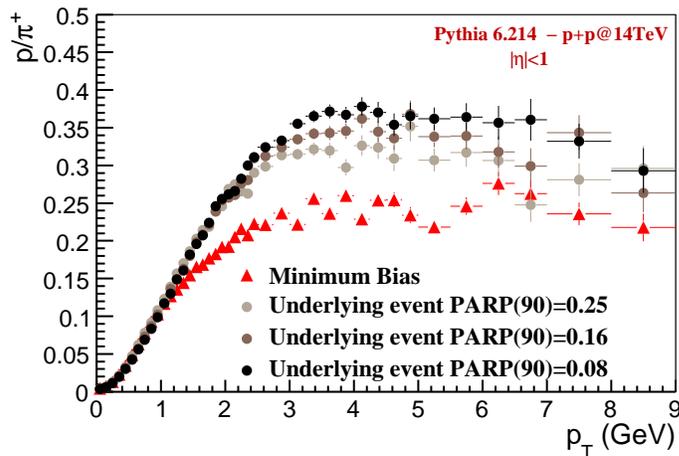


FIG. 2.47 – Rapports p/π^+ pour les descriptions *Atlas Tune* et *Underlying event* pour trois valeurs du paramètre $PARP(90)$: 0.08, 0.16 et 0.25.

La deuxième conclusion de cette étude tient à la valeur du paramètre $PARP(90)$, on observe en effet que diminuer sa valeur permet d'augmenter le rapport baryon/méson dans la région en p_t intermédiaire, mais il est vrai que les différences restent faibles. Il s'agit tout même d'une piste prometteuse, même si le maximum de l'amplitude (~ 0.37) reste faible devant les données expérimentales de CDF. Ainsi que l'illustrent les figures 2.48 et 2.49, le gain en amplitude observé dans le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ des descriptions UE par rapport à l'*Atlas Tune* provient bien d'une production plus abondante du nombre de baryons. Les courbes présentent en effet une augmentation à p_t intermédiaire pour les mésons et baryons mais elle est nettement plus marquée pour ces dernières particules, et les différences s'accroissent lorsque $PARP(90)$ diminue. Il nous faut signaler que ces observations et conclusions ne sont en rien liées à l'étrangeté, nous nous sommes intéressés au Λ et K_s^0 car ces particules sont plus facilement détectable d'un point de vue expérimental mais le comportement du rapport p/π^+ est identique (cf figure 2.47). Si l'augmentation du rapport dans la région en p_t intermédiaire n'est pas liée à l'étrangeté, l'amplitude peut en revanche changer entre les rapports p/π^+ et Λ/K_s^0 car elle peut dépendre d'autres facteurs tels que la différence de masse entre le baryon et le méson.

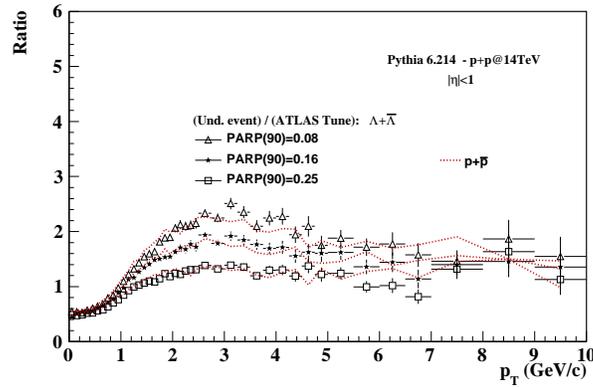


FIG. 2.48 – Evolution en fonction de p_t des distributions des $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et protons obtenus par des simulations *Underlying event* divisées par celles obtenus par des simulations *Atlas Tune*.

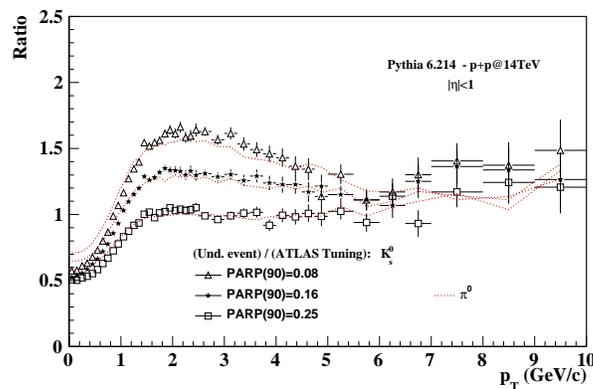


FIG. 2.49 – Evolution en fonction de p_t des distributions des K_s^0 et π^0 obtenus par des simulations *Underlying event* divisées par celles obtenus par des simulations *Atlas Tune*.

2.4.6.3 Description *Minimum-Bias* et *Underlying event* avec PYTHIA 6.3

Les interactions multiples peuvent prendre de plus en plus d'importance avec l'augmentation de l'énergie de la collision et la nécessité d'un traitement rigoureux se justifie alors d'autant plus. Pour ce faire, la version 6.3 de PYTHIA inclue des modifications majeures liées à ce phénomène, dont en particulier un nouvel ordonnancement en impulsion transverse (cf § 2.2.4.4), qui devraient permettre une meilleure prise en compte de la partie *Underlying event*. L'extrapolation des collisions p-p des énergies du Tevatron à celles du LHC n'est pas non plus évidente à réaliser et des améliorations de l'*Atlas Tune* ont été faites avec l'arrivée de PYTHIA 6.3. La nouvelle description *Minimum-Bias* a été proposée par "Les Houches Working Group" (LHWG), elle utilise les fonctions de distribution partonique CTEQ6L qui présente une densité de gluons plus importante pour les faibles valeurs de Q^2 (cf § 2.2.2.1). Le tableau donné en annexe compare les valeurs des paramètres des descriptions *Minimum-bias* et *New Underlying event* de PYTHIA 6.3.

Les multiplicités des deux paramétrisations se rejoignent ainsi que l'illustre la figure 2.50. Ceci représente une avancée notable et la perspective de voir émerger un jeu de paramètres unique regroupant la description de la physique douce de l'*Underlying event* et celle des processus durs.

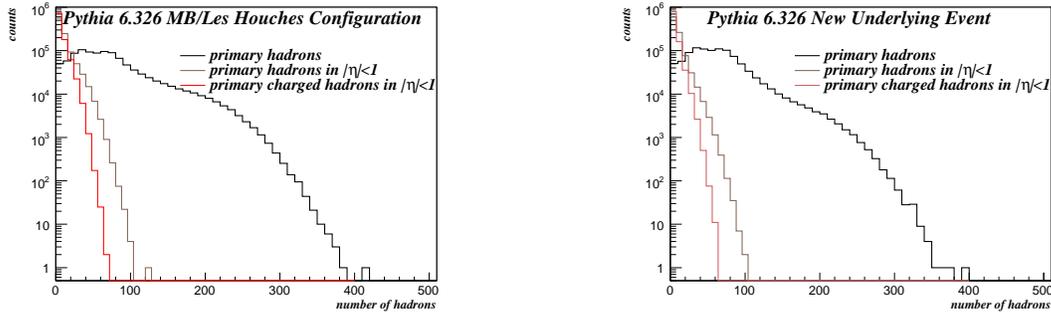


FIG. 2.50 – Multiplicité des hadrons primaires, des hadrons primaires dans $|\eta| < 1$ et des hadrons primaires chargés dans $|\eta| < 1$ pour la description *Minimum-Bias* à gauche et *New Underlying event* à droite avec PYTHIA 6.3.

Les figures 2.51 et 2.52 présentent les rapports baryon/méson obtenus avec la description *Minimum-Bias* et *New Underlying event* de Pythia 6.3, et la comparaison avec l'*Atlas Tune* de Pythia 6.2. Là encore, on s'assure de l'absence de dépendance en saveur : les rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ et p/π^+ se comportent de façon similaire dans la région en impulsion transverse intermédiaire. Les rapports baryon/méson des paramétrisations *Minimum-Bias* et UE sont devenus similaires et ont gagné en amplitude par rapport à l'*Atlas Tune*. Les mesures de cette observable au LHC permettront ainsi de contraindre la modélisation de Pythia. Mais l'amplitude maximale atteinte jusqu'à présent en intégrant de meilleures descriptions des interactions multiples reste très en dessous de l'unité. La valeur 1 serait celle à laquelle on pourrait s'attendre au LHC si l'on considère une stagnation de l'évolution du rapport avec $\sqrt{s_{NN}}$ comme semblerait l'indiquer les données de CDF et UA1. D'autres facteurs non pris en compte par PYTHIA pourraient alors intervenir pour décrire les taux de production de baryons, et c'est sur ce point qu'intervient le générateur EPOS.

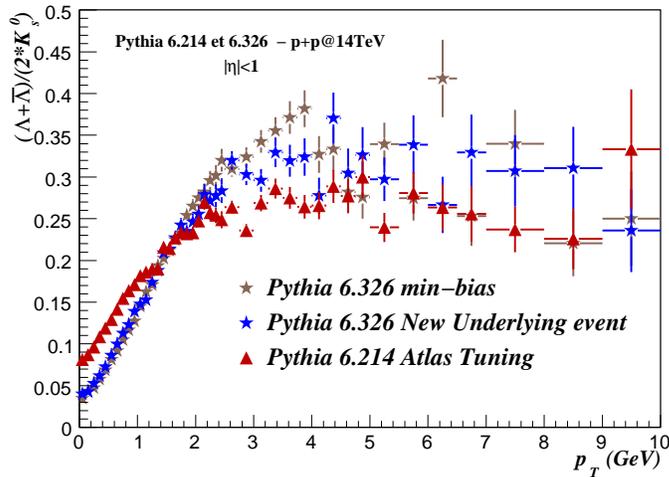


FIG. 2.51 – Evolution des rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ pour les descriptions *Atlas Tune* (PYTHIA 6.2), *New Underlying event* (PYTHIA 6.3) et *Min-bias* (PYTHIA 6.3).

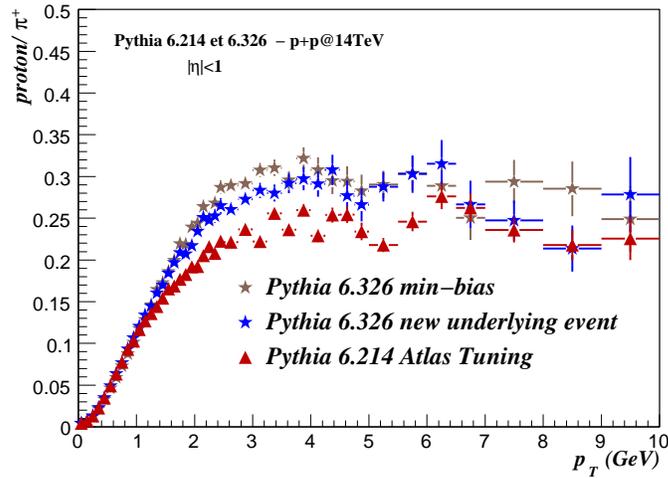


FIG. 2.52 – Evolution des rapport p/π^+ pour les descriptions *Atlas Tune* (PYTHIA 6.2), *New Underlying event* (PYTHIA 6.3) et *Min-bias* (PYTHIA 6.3).

2.4.6.4 Prédictions du modèle EPOS

Le générateur EPOS propose une vision très différente des collisions p–p ainsi que nous l’avions évoquer au paragraphe 2.4.5. Sans l’option mini-plasma qui introduit des effets collectifs dans la zone d’interaction des hadrons collisionnant, les résultats d’EPOS aux énergies de STAR, UA1 et CDF, étaient relativement comparables à ceux de PYTHIA. Ceci se vérifie également à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV comme l’illustre la figure 2.53. EPOS propose une croissance plus rapide du rapport, puis celui-ci se stabilise à la valeur de 0.35 à partir de $p_t \sim 1.5$ GeV/c, tandis que les simulations PYTHIA conduisent à une augmentation plus douce qui prend fin à $p_t \sim 3.5$ GeV/c. Mais le rapport se stabilise ensuite à des valeurs similaires pour EPOS et PYTHIA comprises entre 0.35 et 0.38.

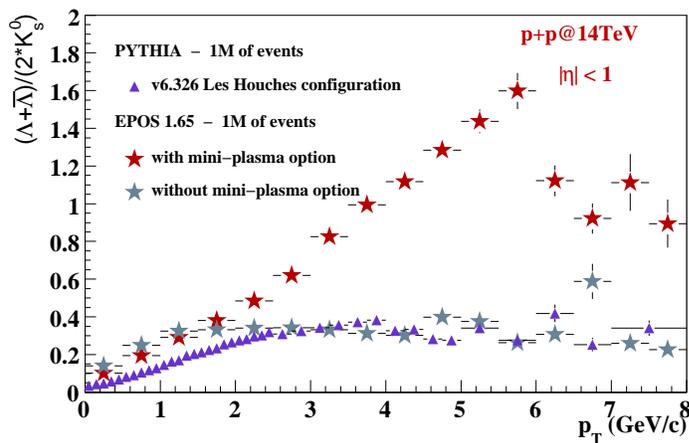


FIG. 2.53 – Prédiction EPOS de l’évolution du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ pour $|\eta| < 1$ en fonction de p_t dans les collisions p–p à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV, avec et sans l’option mini-plasma.

L'introduction de l'option mini-plasma amène à un comportement surprenant. A l'énergie du TEVATRON, nous avons aperçu les prémices des effets de phénomènes collectifs, les rapports avec et sans cette option commençaient à se différencier clairement. Dans les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV, ils sont radicalement différents. L'utilisation de l'option mini-plasma entraîne une forte croissance du rapport baryon/méson jusqu'à atteindre la valeur 1.6 pour $p_t = 6$ GeV/c puis celui-ci entame ensuite une diminution. Dans une région comprise entre $p_t = 4$ GeV/c et $p_t = 6$ GeV/c, la production de baryons serait même plus abondante que celle de mésons. Jusqu'à présent, le maximum de l'amplitude du rapport baryon/méson atteint dans les données de CDF et UA1 était de l'ordre de l'unité, reflétant dans le cas le plus extrême une abondance de baryons égale à celle de mésons. Ceci est dû à une augmentation des taux de productions de baryons et non pas à une diminution de celui des mésons ainsi que l'illustre la figure 2.54. Celle-ci présente l'évolution du rapport des distributions des $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et K_s^0 obtenues avec l'option mini-plasma par celles obtenues sans cette option. L'introduction du mini-plasma dans les collisions p-p fait croître, dans la zone en p_t intermédiaire, à la fois la production de mésons et de baryons, mais d'une façon très prononcée celle des baryons. Le domaine où l'on observe ces effets s'en trouve modifié, sa borne supérieure estimée d'après les données expérimentales de STAR à 3-4 GeV/c serait décalée vers de plus haute impulsion transverse.

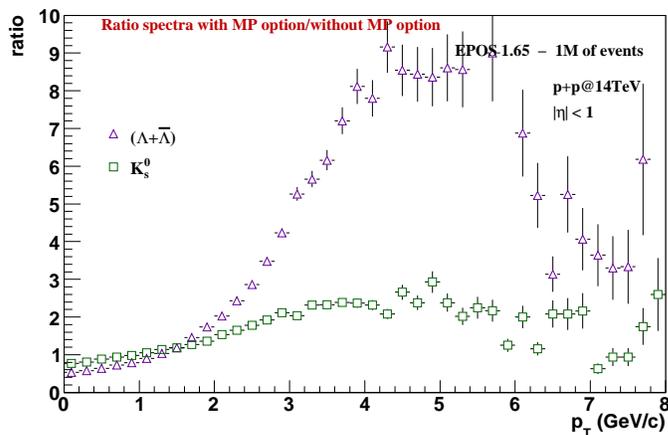


FIG. 2.54 – Evolution en fonction de l'impulsion transverse du rapport des distributions obtenues avec l'option mini-plasma (MP) par celles obtenues sans l'option MP, pour les $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ et K_s^0 dans l'intervalle $|\eta| < 1$. Simulations de collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV par le générateur EPOS.

L'observation d'un tel comportement du rapport baryon/méson au LHC, si on en croit les raisons proposées par EPOS, conduirait à modifier profondément notre vision des collisions p-p à des énergies de collision aussi élevées. La prise en compte des interactions multiples dont nous avons vu l'importance lors de l'étude de PYTHIA et qui sont également prise en compte dans EPOS via les objets phénoménologiques *Pomérons* ne pourraient suffire à expliquer une amplitude aussi élevée. Les collisions p-p seraient alors le siège de phénomènes collectifs jusque là réservés aux interactions noyau-noyau.

2.4.7 Discussions et conclusion

La production de baryons représente une physique délicate à comprendre et à modéliser, et les générateurs d'événements peinent à reproduire les données, notamment dans le domaine en impulsion transverse intermédiaire. Cette région est, entre autre, caractérisée par un accroissement des taux de production de baryons, phénomène observé dans les collisions Au–Au des expériences STAR et PHENIX. Mais avec l'augmentation en énergie, les données expérimentales ont montré un effet quasi similaire dans les collisions p–p.

L'étude du rapport baryon/méson dans les collisions p–p que nous avons menée de l'énergie du RHIC jusqu'à celle du LHC a conduit à la fonction d'excitation représentée en figure 2.55. Elle permet de visualiser l'évolution du maximum de l'amplitude du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ dans les collisions p–p en fonction de l'énergie $\sqrt{s_{NN}}$. Les points de PYTHIA correspondent aux paramétrisations qui s'approchaient le plus des données expérimentales tandis que pour EPOS les résultats avec et sans l'option mini-plasma figurent.

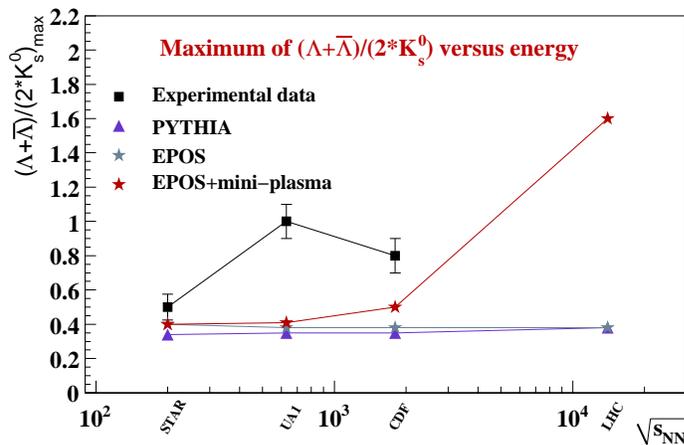


FIG. 2.55 – Fonctions d'excitation de l'amplitude maximale du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ dans les collisions p–p à mi-rapacité. Les résultats expérimentaux sont comparés aux simulations des générateurs d'événement PYTHIA et EPOS.

Les données des expériences montrent une augmentation du rapport de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV à $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV puis, compte tenu des incertitudes, celui semble stagner, voire redescendre légèrement. Mais l'amplitude atteinte est relativement haute par comparaison aux données des collisions Au–Au semi-centrales de STAR. Ce résultat suggérerait que d'autres mécanismes seraient également à prendre en compte que ceux des modèles de coalescence de quarks, - ces derniers proposant d'expliquer la plus forte production de baryons aux p_t intermédiaires, en comparaison aux collisions p–p de référence, par l'existence d'un milieu dense.

Cependant, la fragmentation de partons dans le vide ne permet pas non plus de reproduire les valeurs expérimentales ainsi que les résultats des simulations par le générateur PYTHIA le montrent. Les rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ reste bien inférieure aux données et aucune dépendance en fonction de l'énergie de la collision n'est reproduite. Mais la description d'une collision met en jeu d'autres processus dont une compréhension et un traitement plus précis pourrait ouvrir une voie prometteuse : les interactions multiples. Avec l'augmentation en énergie, ce phénomène devrait prendre de plus en plus d'importance. Il reste difficile à modéliser mais les améliorations

faites et l'ajustement de certains paramètres, notamment la valeur de l'impulsion transverse à partir de laquelle les interactions multiples démarrent, permettent au rapport baryon/méson de gagner en amplitude, même si le gain reste marginal.

Ce phénomène d'interaction multiple est un domaine au coeur du modèle EPOS. Mais à la différence de PYTHIA qui considère une interaction dure principale à laquelle se rajoutent des interactions supplémentaires semi-dures considérés comme des facteurs secondaires, EPOS s'appuie sur un traitement en parallèle des interactions avec un ordonnancement en énergie. Ce générateur reproduit ainsi mieux la physique douce à basse impulsion transverse. Les amplitudes des rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ sont globalement plus élevées que celles obtenues par PYTHIA et s'approchent davantage des données réelles, bien qu'étant encore relativement éloignées. Mais la spécificité du modèle EPOS repose sur l'introduction d'une option mini-plasma qui permet l'introduction phénoménologique d'effets collectifs à l'intérieure de la zone d'interaction. Aux énergies de collisions assez faible, jusqu'à $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV, cette option n'apporte aucune modification. Ce résultat est en accord avec notre vision des collisions p-p qui se veulent élémentaires et sans manifestation aucune de la formation d'un milieu dense. Cependant, les effets apparaissent lorsque l'énergie de la collision augmente et conduisent à des prédictions suprenantes au LHC : l'amplitude du rapport $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV atteint une valeur très élevée. L'option mini-plasma a comme conséquence d'augmenter très fortement la production de baryon dans la région en impulsion transverse intermédiaire. De surcroit, un décalage très net du maximum de l'amplitude vers des p_t plus élevés est introduit, - cet effet était déjà présent, mais d'une façon moins prononcée, dans les simulations PYTHIA.

Les données du LHC permettront de contraindre très fortement les modèles PYTHIA et EPOS. Si les prédictions de ce dernier modèle sont avérées, elles conduiraient à modifier notablement notre vision des collisions p-p. Siège de phénomènes collectifs propres à la formation d'une matière dense, leur statut de collision de référence serait à repenser. Et peut-être qu'alors, la question de l'application des modèles de coalescence dans les systèmes p-p pourrait, de façon tout à fait légitime, se poser.

Il reste cependant beaucoup d'autres possibilités à étudier pour décrire la production de baryon et les rapports baryon/méson. Parmi celles-ci, le mécanisme de jonction gluonique [VG02] : la brisure des cordes en paires de quarks revient à associer le nombre baryonique aux quarks de valence, mais le transport de ce dernier peut être réalisé par une jonction de gluons. Les calculs *next-to-leading order* peuvent également améliorer la description de la production baryonique. Le modèle *leading order* de Lund utilise une unique fonction de fragmentation et paramétrise, à l'aide de facteurs de probabilité, le choix des saveurs des quarks. Mais des fonctions de fragmentation différentes selon la saveur des quarks ont pu être calculées grâce aux données expérimentales $e^+ + e^-$: les fonctions KKP [dFSV98] et AKK [AKK06]. Ces paramétrisations *next-to-leading order* pourraient également apporter des améliorations notables.

Le détecteur ALICE

“J’ai peur du passé, du présent, du futur, du passé simple et du plus-que-parfait du subjonctif.”

Georges Wolinski

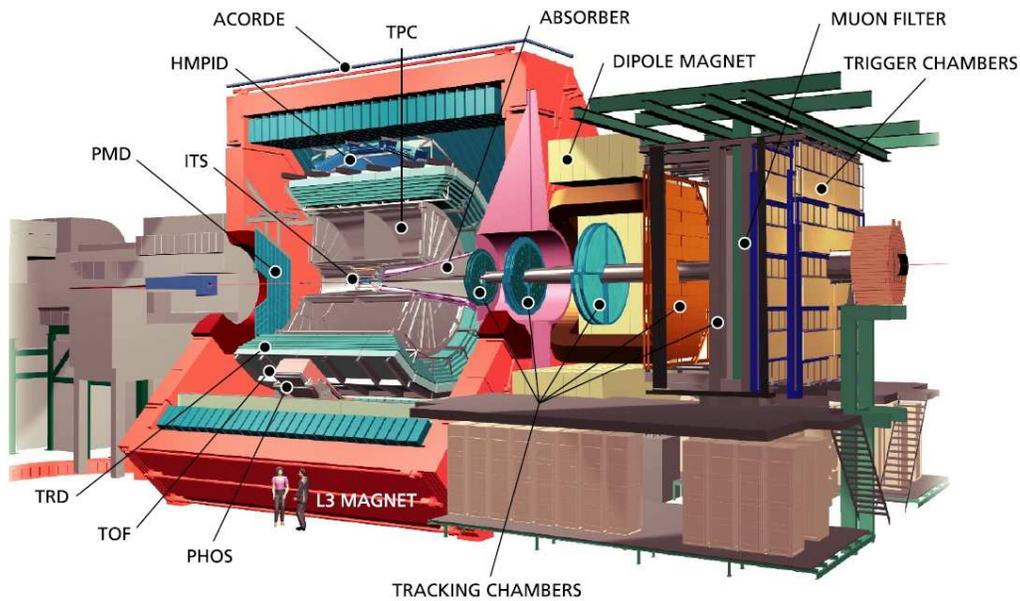


FIG. 3.1 – Vue schématique globale du détecteur ALICE et des différents sous-détecteurs.

L'expérience ALICE a été conçue pour être sensible à l'ensemble des observables nécessaires à la caractérisation du QGP. Elle prend le relai des quatre expériences du RHIC, et en regroupe la plupart des fonctionnalités.

Situé au point 2 sur l'anneau du LHC, le détecteur ALICE mesure 26 mètres de long, 16 mètres de large et 16 mètres de haut, pour un poids total de 10 000 tonnes. Il se compose d'une partie centrale dédiée aux observables hadroniques dans l'intervalle en pseudorapidité $-0.9 < \eta < 0.9$, d'un spectromètre à muons orienté vers les études des signaux leptoniques dans l'intervalle $-4 < \eta < -2.5$ et de détecteurs complémentaires, mais essentiels, chargés notamment de déterminer les caractéristiques globales de la collision tel que le plan de réaction et la multiplicité.

Les caractéristiques techniques d'ALICE ont été optimisées pour les environnements de très haute multiplicité des collisions d'ions lourds. Les collisions p-p sont quant-à-elles nettement moins contraignantes dans ce domaine. Cependant, la luminosité atteinte lors des collisions p-p sera telle qu'il a fallu prendre en compte, dans le choix des technologies, le très fort taux de radiation. Les importants flux de neutrons et de particules chargées peuvent en effet endommager les matériaux des détecteurs et réduire significativement leur durée de vie.

Ce chapitre présente une description des différents détecteurs d'ALICE, et plus particulièrement celles de la chambre à projection temporelle (TPC) et du trajectographe interne ITS qui sont les deux éléments principaux de la reconstruction et l'identification des particules étranges. Les figures sont extraites de [C⁺04].

3.1 La partie centrale

L'ensemble des détecteurs de la partie centrale d'ALICE est situé dans le champ magnétique de l'aimant L3, élément indispensable à la trajectographie. Un alignement très précis de ces détecteurs est indispensable pour la reconstruction des trajectoires des particules. La partie centrale, orientée vers l'observation des signatures hadroniques du QGP, assure la reconstruction des traces des particules et l'identification de ces dernières dans un large intervalle en impulsion transverse ($100 \text{ MeV}/c < p_t < 100 \text{ GeV}/c$). La TPC et l'ITS sont les deux principaux détecteurs qui servent à l'analyse des particules étranges, nous détaillerons donc leur description.

3.1.1 La chambre à projection temporelle

L'énergie du LHC est telle qu'une collision d'ions lourds devrait produire en moyenne 2500 particules chargées primaires qui, par interaction avec les matériaux du détecteur ou décroissance du fait de leur courte durée de vie, donnent à leur tour naissance à un flux important de particules secondaires. Les détecter et les identifier, en apportant des informations sur leur impulsion, position et leur perte d'énergie par ionisation (dE/dx) est la tâche qui revient principalement à la Chambre à Projection Temporelle, cœur du système de trajectographie de l'expérience ALICE. Durant la phase de conception de la TPC, acronyme anglais de *Time-Projection-Chamber*, qui avait débuté avant que les données du RHIC ne permettent une meilleure approximation, avait été prévue pour une densité de traces plus extrême encore et sans précédent : $dN_{ch}/d\eta = 8000$. Ce supposé environnement très exigeant a nécessité un travail de recherche et développement approfondi, dans la continuité des connaissances acquises auprès des nombreux détecteurs équipés de chambre à projection temporelle et notamment STAR, une des quatre expériences du collisionneur RHIC à Brookhaven dédiée à la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons.

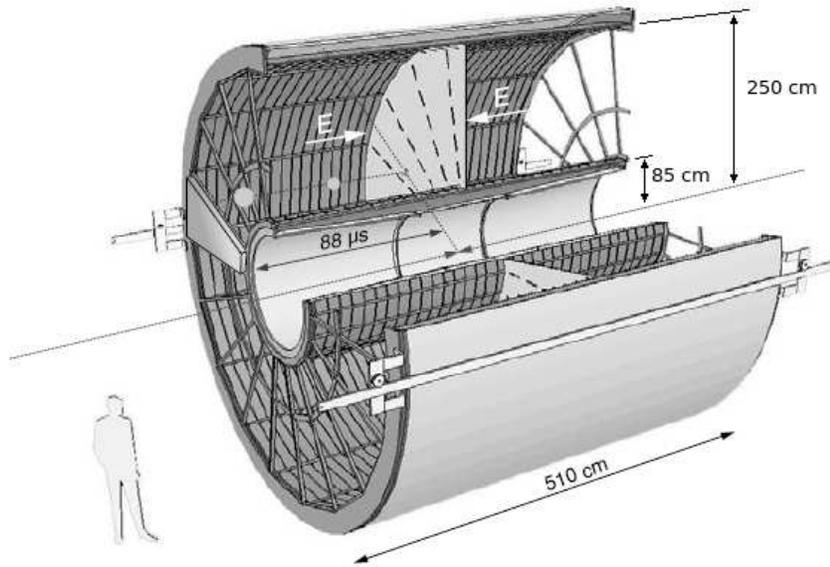


FIG. 3.2 – Géométrie de la TPC d'ALICE.

3.1.1.1 Géométrie et performances de la TPC

La TPC est une chambre cylindrique de rayon interne 0.88 m et externe 2.5 m, plongée dans un important champ magnétique solénoïdal d'une valeur nominale de 0.5 Tesla, ses 5 mètres de longueur selon l'axe z du faisceau en font le détecteur le plus volumineux d'ALICE (cf figure 3.2). De part sa géométrie, elle couvre les 2π du plan azimutal tandis que sa couverture polaire au niveau du rayon externe lui permet de détecter les particules dans un angle θ compris entre 45° et 135° . Ceci équivaut à une couverture en pseudorapacité de $-0.9 < \eta < 0.9$ en adéquation avec celle de l'ITS, du TRD et du TOF. Une acceptance jusqu'à $|\eta| < 1.5$ peut cependant être atteinte avec une résolution en impulsion moindre pour des traces de longueur réduite. La TPC a montré lors de simulations une efficacité de reconstruction des traces supérieure à 97% pour des impulsions au-delà de 0.1 GeV/c. La TPC permet de reconstruire des particules dont l'impulsion est comprise entre 100 MeV/c et 100 GeV/c. L'utilisation conjointe de la TPC, l'ITS et le TRD permet d'atteindre une résolution de 1.5% pour les impulsions transverses p_t environ égales à ~ 5 GeV/c et de 4% pour les traces de $p_t = 100$ GeV/c (valeurs données dans le cas du champ magnétique nominal de 0.5 Tesla).

3.1.1.2 Principe de fonctionnement : création et dérive des charges primaires dans un environnement gazeux

Le volume actif de la TPC, rempli de 90 m³ d'un gaz maintenu à la pression atmosphérique, est divisé axialement en deux parties symétriques par une fine membrane centrale jouant le rôle d'une électrode portée au potentiel positif de 100 kV. Entre cette dernière et les extrémités de la TPC se crée un champ électrique uniforme parallèle au champ magnétique. Le passage d'une particule chargée dans l'enceinte du détecteur ionise le gaz, créant ainsi une paire e^-/ion^+ . Les électrons d'ionisation ainsi libérés sont entraînés par le champ de dérive longitudinal vers l'extrémité de la TPC la plus proche. Le gaz, un mélange de Néon, Dioxyde de Carbone et Argon : $Ne/CO_2/N_2$ (90/10/5) a été optimisé pour obtenir une vitesse de dérive élevée et des faibles diffusions transverses et longitudinales lors de la migration des électrons ($220 \mu m/\sqrt{cm}$ dans ces deux

directions). Le choix du mélange gazeux résulte d'un compromis entre la vitesse de dérive et la quantité d'électrons créée par ionisation. Le tétrafluorométhane CF_4 ou le méthane CH_4 utilisés dans l'expérience STAR ont été ici rejetés à cause de leur mauvaise propriété de vieillissement. L'inconvénient majeur du mélange Ne/CO_2 est la forte dépendance en température de la vitesse de dérive, pour cette raison la TPC nécessite une importante stabilité thermique ($\Delta T \leq 0.1$ K). Par ailleurs, le gaz choisi subit la présence d'un très fort champ électrique d'environ 400 V/cm, sous ces conditions le temps maximal de dérive des électrons sur une "demi-TPC" est de l'ordre de 90 μs correspondant à une vitesse de dérive de 2.7 cm/ μs . Ce champ est maintenu constant sur toute la longueur de la TPC grâce à des anneaux conducteurs (Mylar Strip) disposés entre la membrane centrale et les extrémités du détecteur et reliés entre eux par des résistances (rods) délimitant ainsi la cage de champ (field cage) (cf figure 3.3). La vitesse de dérive, très importante pour la reconstruction des *clusters* dans la TPC et la prolongation des traces des particules dans l'ITS, est mesurée à l'aide de rayons laser.

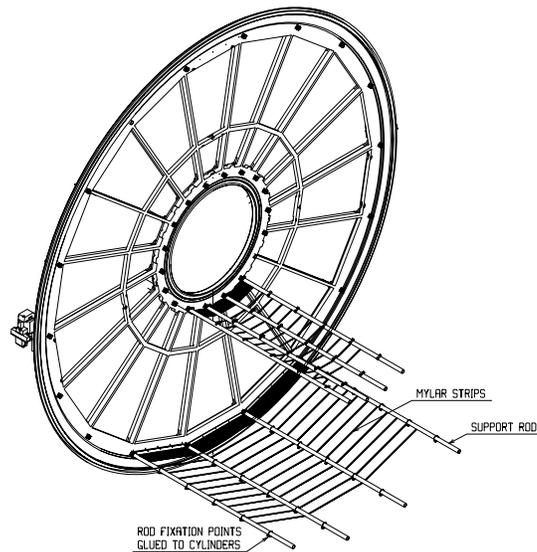


FIG. 3.3 – Structure de la TPC.

3.1.1.3 Principe de fonctionnement : avalanche d'ionisation et chambre de lecture

En fin de dérive, les électrons sont collectés par des Multi-Wire-Proportional-Chambers au niveau des extrémités de la TPC. Ces dernières sont formées de 18 secteurs trapézoïdaux arrangés radialement, qui sont eux mêmes divisés en deux parties en raison de la dépendance radiale de la densité de traces. Un secteur interne comprend 5504 cellules de détection aussi petites que possible nommées "pads" de taille 4×7.5 mm dans le plan (r, φ) et organisées en 63 rangées tandis que le secteur externe contient 5952 et 4032 pads de dimensions respectives 6×10 et 6×15 mm organisées sur 64 et 32 rangées. Le choix des dimensions de ces 560.000 pads au total a été conduit par la volonté de maintenir le taux d'occupation aussi bas que possible, ceci pour assurer la résolution en dE/dx et en position requise et conserver une bonne capacité à séparer deux traces. L'espace inactif entre les chambres internes voisines est aligné avec celui des chambres externes. Un tel arrangement permet d'optimiser la précision en impulsion des traces de particules très énergétiques mais présente le désavantage de créer des zones mortes dans l'acceptance : environ 10% de l'angle azimutale du détecteur est rendu ainsi inactif. Les secteurs sont précédés d'un système de trois plans successifs de fils appelés grilles que sont amenés

à traverser les électrons :

- la grille de blocage (gated grid) prévient de l'entrée des électrons dans la chambre de lecture en l'absence de déclenchement. Elle permet de ne garder que les événements choisis. Lorsqu'un signal de déclenchement est envoyé par le trigger de premier niveau (L1), $6.5 \mu s$ après la collision, la porte est ouverte sous l'effet d'une tension de quelques centaines de Volt pour une durée égale au temps de dérive soit environ $90 \mu s$. Fermée et portée successivement à un potentiel positif puis négatif, elle permet de collecter les électrons de dérive et minimise les effets de distorsion du champ électrique dans le volume de la TPC en collectant les ions positifs de faible mobilité (résultant de l'amplification des électrons de la précédente lecture).
- La grille cathode ou bouclier (shield grid) portée à un potentiel nul marque la fin de la dérive des électrons et collecte les ions positifs créés lors de l'amplification et les empêche ainsi de pénétrer dans le volume de dérive.
- La grille anode, maintenue à une tension élevée, est chargée de recueillir les électrons. Les électrons primaires qui ont passé la grille cathode dont le potentiel est nul arrivent alors dans une zone dite chambre proportionnelle (MWPC) où règne un fort champ accélérateur. Leur déplacement provoque une avalanche d'ionisation créant de nombreux électrons secondaires qui amplifient le signal recueilli ensuite au niveau des pads.

La présence inévitable dans l'enceinte de la TPC de charges résiduelles en mouvement dont le nombre dépend directement de la luminosité et de la durée de la prise de données, crée un champ magnétique conduisant à des distorsions du champ magnétique déjà existant. Celles-ci affectent différemment les particules issues de la collision en courbant leur trajectoire selon leur charge et doivent être corrigées pendant la prise de données et/ou au niveau de l'analyse. Ceci est particulièrement important pour assurer la continuité des traces dans l'ensemble des détecteurs.

3.1.1.4 Principe de fonctionnement : lecture du signal

L'information portée par le signal est triple :

- les coordonnées dans le plan transverse (r, φ) sont données par la position du pad présentant le signal le plus important ;
- la troisième coordonnée est portée par la mesure du temps de dérive, c'est-à-dire le temps mis par les électrons pour se déplacer du lieu d'ionisation jusqu'à la détection sur le pad : les informations combinées de la vitesse de dérive et de l'instant de collecte des charges permettent le calcul de la distance parcourue par les électrons secondaires, celle-ci traduisant la position en z de la particule initiale. Pour une bonne résolution, il est alors essentiel que la vitesse de dérive soit constante et connue avec précision.
- la charge totale collectée au niveau des pads est directement proportionnelle au nombre d'électrons primaires produits c'est-à-dire à l'énergie d'ionisation dE/dx .

L'électronique frontale doit lire la charge détectée par les 560.000 pads des chambres de lecture. Celles-ci délivrent un signal dont l'amplitude, de valeur maximale typique $7 \mu A$, augmente très rapidement (1 ns) mais dont la queue, due au mouvement plus lent des ions positifs, est longue. La chaîne de lecture du signal se décompose en quatre étapes principales :

- i) le signal analogique lu par couplage capacitif sur les pads est pré-amplifié puis mis en forme par des circuits intégrés nommés PASA.
- ii) un convertisseur analogique-numérique ADC échantillonne le signal à une fréquence de $5 - 10 MHz$ et le convertit ainsi en un signal numérique
- iii) celui-ci est ensuite transmis à un ensemble de circuits (Digital Processor) qui réalise la soustraction du piédestal, la suppression de la queue du signal et la suppression de zéro. Le chip ALTRO – Alice Tpc ReadOut – intègre 16 voies de lecture, chacune comprenant un ADC, un Di-

gital Processor, et une mémoire temporaire capable de stocker 8 événements entiers. L'ensemble de la chaîne de lecture jusqu'à l'ALRO est elle contenue dans le FEC (*Front-End Cards*).

3.1.2 Le trajectographe interne d'ALICE : l'ITS

Le trajectographe interne, ou Inner Tracking System, apporte des informations complémentaires à la TPC sur la position spatiale des dépôts d'énergie des particules créées permettant ainsi une meilleure identification des vertex secondaires tels que les hypérons – dans le cadre de l'étude de l'étrangeté - ou des mésons D et B – pour l'étude du charme ouvert et de la beauté. Il améliore la résolution angulaire et en impulsion des particules reconstruites dans la chambre à projection temporelle et permet la reconstruction de celles rendues invisibles par les zones mortes de la TPC. On lui associe également, pour l'observation des phénomènes de la physique dite douce, un algorithme de reconstruction autonome pour les particules qui, du fait de leur de faible impulsion transverse, ne peuvent atteindre la TPC. Pour remplir les objectifs requis par ces nombreux aspects du programme de physique d'ALICE, l'ITS doit couvrir un large domaine en pseudorapidité : $-0.9 < \eta < +0.9$.

Au plus près du point d'interaction, l'ITS est soumis à une multiplicité très importante, jusqu'à 80 *particules/cm²* pour les plus hautes multiplicités attendues, contrainte qui a largement influencé sa conception. La nécessité d'un détecteur de haute granularité a conduit à choisir le silicium qui sera exploité sous trois technologies différentes pour optimiser la résolution spatiale. L'ITS, de forme cylindrique, se divise alors en 6 couches concentriques :

- des détecteurs à pixels (SPD) ont été choisis pour les deux couches les plus internes ;
- des détecteurs à dérives (SDD) pour les deux suivantes ;
- des détecteurs à micropistes (SSD) pour les couches les plus externes où la densité de traces inférieure à une particule par cm^2 .

La granularité de ces détecteurs est optimisée pour une densité de l'ordre de 8000 traces par unité de rapidité soit la limite supérieure théorique prévue pour les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$. Sous ces conditions, l'ITS doit détecter simultanément plus de 15.000 traces, chaque couche est alors divisée en plusieurs millions de cellules élémentaires afin de maintenir un taux d'occupation assez faible. La résolution spatiale de l'ordre de quelques dizaines de micromètres (la meilleure précision (12 μm) étant atteinte par les détecteurs les plus proches du point d'interaction), permet d'affiner la localisation du vertex primaire et conduit à une résolution sur la mesure du paramètre d'impact des traces compatible avec la détection des particules charmées (100 μm dans le plan r, φ). Puisque fortement corrélée à la résolution en impulsion, la précision spatiale de l'ITS est un atout majeur pour l'identification des produits de décroissance des mésons charmés et des quarkonias lourds qui peuplent préférentiellement la région de $p_t > 3 \text{ GeV}/c$.

3.1.2.1 Les détecteur silicium à pixels : le SPD

Les deux premières couches de l'ITS constituant le SPD sont les détecteurs d'ALICE qui sont soumis à la plus haute densité de particules, d'où la nécessité d'une grande granularité et d'une très bonne précision. Ils jouent un rôle important dans la mesure de la position du vertex primaire et du paramètre d'impact des traces secondaires provenant de la décroissance faible des particules étranges, charmées et belles. La première couche a, elle, une couverture en pseudorapidité plus étendue que l'ensemble de l'ITS pour permettre avec l'aide du FMD une continuité dans la mesure de la multiplicité de particules chargées ($|\eta| < 1.98$). Cette technique a déjà été utilisée avec succès dans les expériences WA97 et NA57 du CERN. La taille des pixels

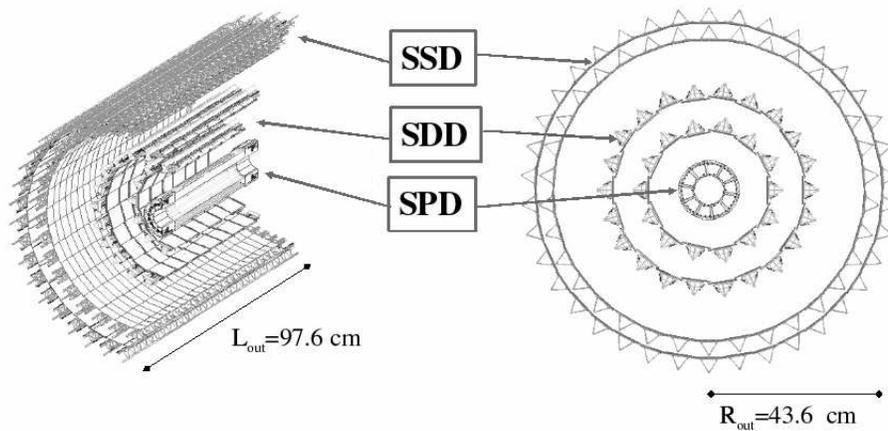


FIG. 3.4 – Coupe longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) de l'ITS.

du SPD est de $50 \mu\text{m}$ en r_φ (direction perpendiculaire à l'axe du faisceau) et de $420 \mu\text{m}$ suivant l'axe z du faisceau, ce sont ces dimensions qui définissent la résolution spatiale du détecteur ($12 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $100 \mu\text{m}$ suivant z) et sa capacité à séparer les traces.

3.1.2.2 Les détecteurs silicium à dérive SDD

Dans la région où la densité de particules chargées est descendue à $7 \text{ part}/\text{cm}^2$, des détecteurs silicium à dérive ont été choisis pour équiper les deux couches intermédiaires de l'ITS qui ainsi, en plus d'une bonne capacité à séparer les traces, participent à l'identification des particules via leur perte d'énergie. Le SDD se compose de modules de détection, de surface active $72.5 \times 75.3 \text{ mm}^2$, montés sur des structures linéaires appelées ladders (échelles) : la quatrième couche de l'ITS comprend 22 échelles chacune de 8 modules tandis que la troisième se limite à 14 échelles de 6 modules. Les modules sont divisés en deux zones de dérive par une cathode centrale alimentée par une haute tension de -2.4 kV . A leurs extrémités 256 anodes séparées d'une distance de $294 \mu\text{m}$ collectent les charges qui dérivent alors dans le silicium suivant la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau avec une vitesse de l'ordre de $8.1 \mu\text{m}$ en fonctionnement nominal. L'information ainsi recueillie sur les anodes est ensuite échantillonnée à une fréquence de 40 MHz . Modules et ladders sont assemblés de telle façon à assurer une couverture angulaire totale pour les vertex situés dans la région d'interaction, ($\pm\sigma = 10.6 \text{ cm}$). Les tests en faisceau effectués sur des prototypes ont également montré une précision de $35 \mu\text{m}$ en moyenne le long de la direction de drift (r_φ), et de $25 \mu\text{m}$ dans la direction z .

3.1.2.3 Les détecteurs silicium à micropistes SSD

Les deux dernières couches jouent un rôle capital pour l'association des traces entre la TPC et l'ITS. Elles apportent également une information sur la perte d'énergie aidant de ce fait l'identification des particules de basse impulsion dans la région non relativiste.

Le principe de base des détecteurs silicium à micropistes repose sur le principe de la jonction entre deux semi-conducteurs, l'un dopé n, l'autre dopé p. D'une façon générale, les matériaux possèdent une structure cristalline créée par des liaisons entre les électrons de valence d'un atome et les plus proches voisins de ce dernier. A l'intérieur du cristal, les électrons, en raison du principe d'exclusion de Pauli s'appliquant à tous les fermions, occupent des états quantiques distincts ca-

ractérisés par une énergie propre. Cette dégénérescence conduit à l'existence de bandes d'énergie que remplissent par niveaux croissants les électrons d'un atome : ceux dit de valence occupent la dernière bande permise dans laquelle les électrons sont encore liés à l'atome, les états d'énergie supérieurs sont eux délocalisés dans la bande de conduction où les électrons sont libres. La différence entre elles deux, que l'on nomme bande interdite, définit la quantité d'énergie minimum nécessaire pour briser une liaison de valence et libérer un électron : elle est très grande voir infranchissable dans le cas des isolants, elle est presque inexistante et déjà partiellement remplie dans le cas des métaux. Pour les semi-conducteurs, elle est si étroite que seule l'agitation thermique peut suffire à libérer un électron et l'amener dans la bande de conduction en laissant derrière lui un trou qui peut ensuite à son tour être comblé par électron célibataire d'un atome voisin. Les propriétés de ces matériaux sont très largement régies par la quantité de ces porteurs de charges qu'ils contiennent. Un dopage sert à modifier l'équilibre entre électrons et trous, équilibre présent naturellement dans les semi-conducteurs intrinsèques ou purs, pour favoriser la conduction électrique par l'un des deux types de porteur. Selon la nature des impuretés introduites – atomes dopants – on distingue le dopage n et le dopage p conduisant respectivement à un excès d'électrons qui deviennent alors les porteurs majoritaires responsables de la conduction, ou à leur déficit soit un surplus de trous. Ce processus mène en fait à l'apparition de nouveaux niveaux accepteurs ou donneurs d'électrons situés dans le gap entre la bande de valence et la bande de conduction. La juxtaposition d'un semi-conducteur de type p et de type n induit la création d'une zone de déplétion naturelle due à la différence de concentration des différents porteurs de charge : de part et d'autre de cette jonction, les porteurs majoritaires s'attirent et se recombinent, leur charge s'annulant, ils se raréfient et diminuent ainsi fortement la conductivité dans une zone de faible épaisseur (quelques microns) qui sépare alors deux régions habitées par des ions de polarité différente entre lesquelles s'établit une différence de potentiel. Le principe de la détection à l'aide des semi-conducteurs repose sur les caractéristiques de la jonction p-n. Ces détecteurs se comportent comme des chambres à ionisation solide où le passage d'une particule ionisante dans la zone de déplétion crée des paires électrons-trous qui sont balayées aux extrémités pour être ensuite collectées par ces contacts électriques. Le mouvement de ces charges d'ionisation induit un courant électrique proportionnel à l'ionisation.

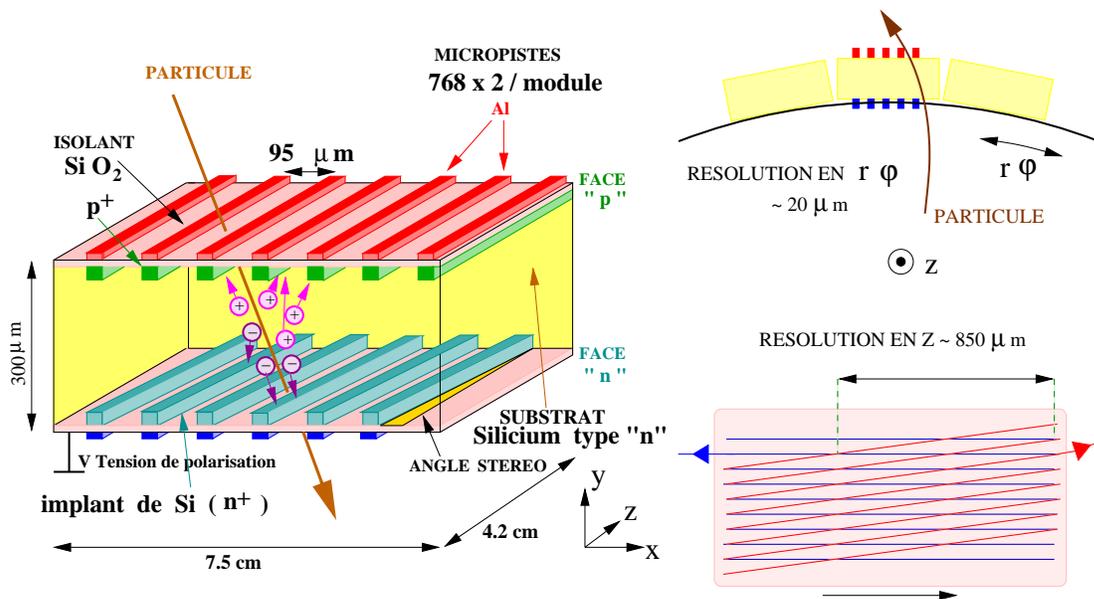


FIG. 3.5 – Principe de fonctionnement d'un détecteur en silicium à micro-pistes.

Le SSD d'ALICE contient 1698 modules, chacun englobant un détecteur silicium et son électronique associée : 22 modules sur chacune des 34 échelles de la couche 5 et 25 sur les 38 de la sixième couche. Les détecteurs SSD d'ALICE sont constitués d'un substrat de silicium dopé n possédant sur l'une des faces 768 pistes linéaires implantées p^+ (face P) qui sont autant de jonction p-n, et sur l'autre 768 pistes linéaires implantées n^+ (face N) appelées jonctions ohmiques. Sous l'effet du champ électrique, les électrons et trous créés par la perte d'énergie d'une particule qui traverse le détecteur migrent respectivement vers les jonctions ohmiques et les jonctions p-n. Chacune des pistes est reliée à un canal de lecture électronique qui permet de mesurer la charge collectée par l'implantation et d'en déduire l'énergie déposée par la particule ainsi que sa position selon les pistes touchées dans le repère propre du détecteur correspondant à la coordonnée r_φ dans le plan transverse à l'axe du faisceau. La résolution σ_{r_φ} dépend donc de la segmentation du détecteur, un pas inter-piste de $95 \mu\text{m}$ permet d'atteindre la valeur de $20 \mu\text{m}$. Suivant l'axe du faisceau, elle est déterminée par l'angle dit stéréoscopique entre les pistes des deux faces, ce dernier fixé à 35 mrad résulte d'un compromis entre la résolution ($\sigma_Z = 850 \mu\text{m}$) et la nécessité de limiter les ambiguïtés (plusieurs couples (r_φ, Z) possibles) liées à la grande multiplicité attendue dans l'expérience ALICE.

3.1.3 Le TRD : Transition Radiation Detector

Situé immédiatement après la chambre à projection temporelle, le TRD a pour objectif premier l'identification des électrons d'impulsion supérieure à $1 \text{ GeV}/c$, région dans laquelle la seule mesure de la perte d'énergie par le trajectographe principal d'ALICE ne suffit plus à les différencier des pions avec une bonne précision. Il permet ainsi l'étude de la production des mésons vecteurs et du continuum dileptons à la fois dans les collisions p-p et Pb-Pb. Conjointement à la très bonne résolution du paramètre d'impact de l'ITS, le TRD se destine aussi à la reconstruction du charme et de la beauté ouverte dans ses voies de désintégration semi-leptoniques. Ce détecteur fait également partie du système de déclenchement niveau 1 d'ALICE (trigger L1) en sélectionnant les particules chargées de haute impulsion. Il améliore de ce fait de façon significative le taux enregistré de Υ , de J/ψ très énergétiques et la mesure de la composante massive du continuum dileptons ainsi que des jets.

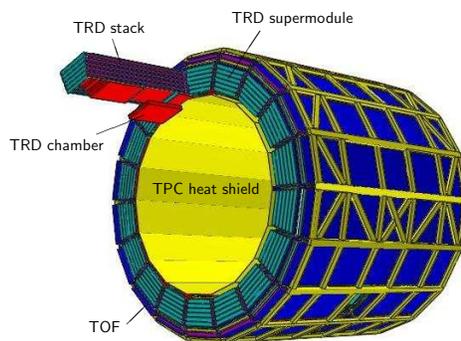


FIG. 3.6 – Vue du détecteur TRD.

Le TRD est formé d'un empilement de six couches de détecteurs segmentés en 18 secteurs azimutaux nommés supermodules eux-mêmes divisés en 5 régions dans la direction longitudinale z . Cet ensemble de 540 modules présente une surface active de 7 m de long soit 716 m^2 située radialement entre 2.90 et 3.68 mètres, il couvre les 2π de l'angle azimutal et un intervalle en pseudorapidité $-0.84 < \eta < 0.84$. Chaque élément du détecteur se décompose en un milieu de

fibres de carbone et de polypropylène appelé “radiateur” d’épaisseur $48 \mu\text{m}$ suivi de 30 mm d’une zone de dérive puis d’une chambre de lecture proportionnelle à multi-fils de 7 mm, baignant dans un mélange gazeux Xe/CO_2 (85%/15%). Lorsqu’une particule relativiste – et les électrons le sont dès une énergie de l’ordre de quelques centaines de keV - traverse un milieu, elle émet des radiations de transition électromagnétiques. Ces radiations ionisantes produites dans le radiateur donnent ensuite naissance à de nombreux électrons dans la chambre à dérive. De surcroît, les particules dépassant le seuil de transition radiative ($\gamma = 1000$) produisent environ 1.45 photons X compris entre 1 et 30 keV. Les électrons issus de la conversion des émissions radiatives et de rayonnement X dérivent vers l’anode et, après amplification, arrivent ensuite sur la cathode où le signal est lu par les pads. L’inclinaison de la trace dans le plan (r, φ) représente une mesure directe de l’impulsion transverse de la particule initiale. La discrimination entre électrons et pions initiaux repose quant à elle sur une connaissance précise des dépôts d’énergie de ces deux types de particules. Une paramétrisation des spectres des amplitudes mesurées comme fonction du temps de dérive et de l’impulsion fournit les distributions de vraisemblances nécessaires à l’évaluation des performances d’identification des électrons. La figure 3.7 à une impulsion donnée met en évidence deux effets conduisant à une bonne capacité de rejections des pions :

- i) la nette différence en amplitude du signal mesuré entre les dépôts d’énergie des pions et des électrons (différence entre triangles et carrés) ;
- ii) l’absorption des radiations de transition des électrons favorisée au début de la zone de dérive, correspondant à des temps de dérive longs.

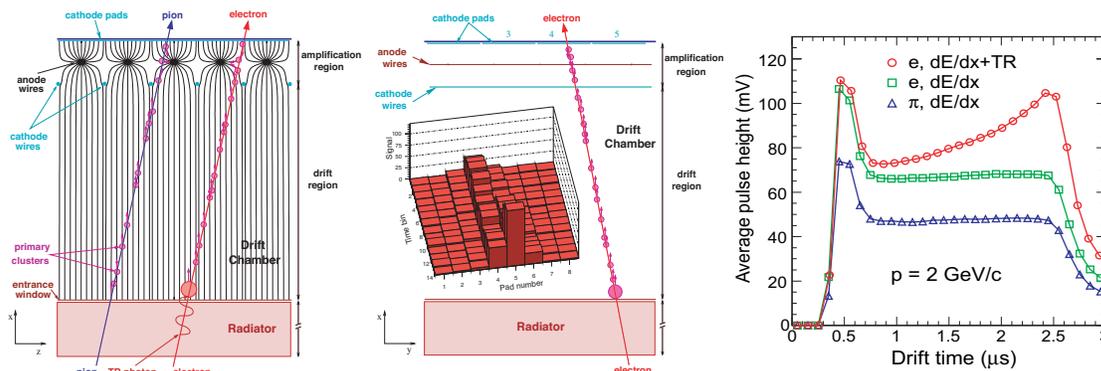


FIG. 3.7 – Vue schématique d’une coupe d’un module du TRD dans la direction rz (à gauche) et dans la direction $r\varphi$ au centre. La figure de droite montre l’amplitude du signal lu en fonction du temps de dérive pour les pions (triangles), les électrons sans radiateur (carrés) et les électrons avec radiateur (cercles), particules de $p_t = 2 \text{ GeV}/c$.

Le signal lu par les pads est transmis au GTU – Global Tracking Unit- par l’intermédiaire de 60 fibres optiques par supermodule, celui-ci passe les données directement à la DAQ via les Detector Data Link (DDL), qui les analyse pour décider rapidement du déclenchement de l’enregistrement des données (trigger niveau L1). Dans ce dernier cas, les tracklets identifiés par les différentes couches de TRD sont combinées pour déterminer la multiplicité de particules à haute impulsion transverse ou détecter les paires électrons/positrons énergétiques. L’information est ensuite envoyée au CTP – Central Trigger Processor.

3.1.4 Le TOF : détecteur Time-Of-Flight

Le détecteur Time Of Flight entoure le TRD et occupe la position radiale comprise entre 3,70 et 3,99 m. De part sa géométrie cylindrique, il couvre comme les détecteurs précédents l'angle azimutal complet et les rapidités centrales $-0.9 < \eta < 0.9$. Il est dédié à l'identification des particules par la mesure de leur temps de vol, aux impulsions transverses basses et intermédiaires, soit en dessous 2.5 GeV/c pour les pions et les kaons et jusqu'à 4 GeV/c pour les protons. Couplé à la TPC et l'ITS pour la reconstruction des traces, des vertex secondaires et la mesure de la perte d'énergie dE/dx jusqu'à 1 GeV/c, il permet d'identifier à chaque collision de larges échantillons de pions, kaons et protons qui serviront les études de la physique événement par événement. L'ensemble des kaons identifiés par le TOF rend également possible la détection des saveurs lourdes ouvertes et des résonances telles que le méson Φ .

Le TOF, à l'image de beaucoup des détecteurs d'ALICE, possède une structure modulaire correspondant à 18 secteurs dans l'angle azimutale et 5 segments le long de la coordonnée z . Etant donné la large surface à couvrir, la solution d'un détecteur gazeux était la seule envisageable. La technologie des Mutli-gap Resistive-Plate Chambers utilisant comme milieu d'ionisation un mélange $C_2H_2F_4/C_4F_{10}/SF_6$ (90/5/5) a alors été choisie lors de la conception. Elles offrent l'avantage de présenter un fort champ électrique uniforme sur toute la surface active et d'opérer à la pression atmosphérique. Toute ionisation induite par le passage d'une particule chargée déclenche dans le gaz un processus d'avalanche qui délivrera éventuellement un signal sur les électrodes réceptrices. La granularité du TOF a été dictée par la volonté d'identifier à chaque collision le maximum de particules chargées atteignant le détecteur, et ce même pour les multiplicités les plus élevées.

3.1.5 Le HMPID : High-Momentum Particle Identification Detector

Le HMPID est dédié à l'identification d'hadrons chargés d'impulsion transverse ($p_t > 1$ GeV/c), il améliore notablement les capacités PID d'ALICE en opérant dans des régions de l'espace des phases où l'identification par perte d'énergie de l'ITS et de la TPC et par mesure du temps de vol par le TOF n'est plus réalisable. Il a été optimisé pour différencier les pions des kaons et les kaons des protons respectivement jusqu'à 3 GeV/c et 5 GeV/c. Ce détecteur rend également possible l'identification dans la région centrale en rapidité de noyaux légers ($d, t, {}^3He, \alpha$) de p_t élevé, noyaux présentant un intérêt dans la caractérisation du plasma de quarks et de gluons puisque sensibles aux conditions de freeze-out telles que la température ou la densité de particules.

Situé dans la partie supérieur du barrel central, à environ 5 m du point d'interaction, le HMPID couvre 57.61° en angle azimutal et un intervalle de pseudo-rapacité de $-0.6 < \eta < 0.6$. Il repose sur la technologie des détecteurs à imagerie Cherenkov (Ring Imaging CHerenkov). Une particule traversant un milieu d'indice n (le radiateur) produit des photons Cherenkov dans un cône d'émission dont la demi-ouverture θ dépend de la vitesse ($\beta = p/E$) par la relation $\cos \theta = \frac{1}{n}\beta$. Le milieu utilisé ici est du perfluorohexane C_6F_{14} et la photo-cathode chargée de comptabiliser les photons émis est constituée d'une fine couche de CsI déposée sur les pads de la cathode d'une chambre proportionnelle à multi-fils. Un tel détecteur permet de former des anneaux de lumière de 10 à 15 cm de rayon pour des particules de $\beta = 1$. La résolution spatiale atteinte est de 2.1 mm et 3.3 mm respectivement dans la direction du faisceau et le plan azimutal.

3.1.6 Le Calorimètre électromagnétique EMCal

Décidée assez tardivement, la construction du calorimètre électromagnétique n'a débuté qu'en 2008 et le détecteur sera inséré dans ALICE au fur et à mesure des interruptions régulières de prise de données après le démarrage du LHC. Il répond à la volonté d'explorer plus en profondeur et sur un large intervalle cinématique la physique des interactions de partons énergétiques avec la matière dense (jet-quenching), signature relativement nouvelle de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Son acceptance augmente de façon significative la couverture électromagnétique d'ALICE et grâce à sa mesure de la composante énergétique neutre des jets, il permet leur reconstruction complète dans les collisions p-p aussi bien que Pb-Pb. Alors que la sensibilité du PHOS s'arrête à 80 GeV, l'EMCal devrait pouvoir reconstruire des jets d'énergie d'au maximum 250 GeV. Il fournit également un signal de déclenchement rapide et efficace (trigger niveau L0 et L1) pour les jets très énergétiques dits durs, les photons et les électrons.

Le design de ce détecteur a été largement influencé par celui des calorimètres des expériences STAR et PHENIX au RHIC. L'EMCal possède une couverture azimutale restreinte, intercalée entre le PHOS et le HMPID. Son acceptance en angle φ se limite à une région de 107° , mais des études préalables ont cependant montré que combiné aux performances de trajectographie des particules chargées des autres détecteurs, la reconstruction des jets et la rejection du bruit de fond important est réalisable. Associé à la TPC, il possède une bonne résolution en énergie et une grande sensibilité dans la région complète en énergie où l'on s'attend au LHC à observer les effets du phénomène de jet-quenching. L'EMCal est une section cylindrique de 4.2 mètres de rayon interne et dont la surface active couvre 6.8 mètres le long de l'axe z du faisceau. Il est constitué d'un ensemble de 76 couches Plomb et 77 couches d'un scintillateur disposés alternativement, le tout étant segmenté en 12 supermodules, 10 dits "full size" couvrant l'intervalle en pseudorapidité $\Delta\eta < 0.7$ et en angle azimutale $\Delta\varphi < 20^\circ$ et 2 dits "half size" couvrant $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi < 7^\circ$. Les supermodules sont eux-mêmes divisés en $12 \times 24 = 288$ modules arrangés en 24 strip modules dans la direction η et 12×1 modules dans la direction φ .

3.1.7 Le spectromètre de photons : PHOS

Le PHOS (PHOton Spectrometer) est un spectromètre électromagnétique de haute résolution à rapidité centrale. Situé à 4.60 m du point d'interaction, à l'opposé de l'EMCal, il couvrira après la fin de son installation 100° dans l'angle azimutal et une région limitée en pseudorapidité : $0.12 < \eta < 0.12$. Il est dédié à la caractérisation des propriétés thermiques et dynamiques de la phase initiale de la collision à partir des mesures de photons directs à basse impulsion transverse et à l'étude du jet-quenching via les π^0 de hauts p_t et les corrélations $\gamma - jet$ où le jet est reconstruit dans l'EMCal. L'identification des photons demande de grandes capacités de discrimination à l'encontre des particules chargées, neutrons et antineutrons, qui représentent un bruit de fond très important. Les analyses topologiques des gerbes de particules prenant naissance dans un calorimètre électromagnétique de haute granularité, les mesures du temps de vol et l'identification des particules chargées sont les éléments nécessaires d'une étude photonique.

Pour répondre à ces critères, le PHOS, dont la résolution temporelle est de l'ordre de quelques nanosecondes, a été divisé en 5 modules indépendants incluant chacun un spectromètre de haute segmentation EMC et un détecteur de particules chargées CPV (Charged-Particle Veto). Chaque calorimètre électromagnétique (ElectroMagnetic Calorimeter) se décompose en 3584 cellules de détection faites d'un cristal scintillateur de Plomb et tungstène PbWO4 couplé à une photodiode à avalanche (APD) dont le signal est traité par un préamplificateur. Seules les particules émettant dans la longueur d'onde correspondant au spectre propre du scintillateur produisent

de la lumière à la traversée du détecteur, et pour accroître le taux de production les modules EMC sont maintenus à une température de -25°C . La différenciation entre pions et photons incidents se fait ensuite au niveau de l'analyse. Pour minimiser les pertes, le cristal est entouré d'un matériau réfléchissant qui empêche la lumière de s'échapper. Le signal lumineux est ensuite transformé en un signal électrique par les diodes APD qui fournissent une tension proportionnelle au taux de lumière, puis amplifiée. Les détecteurs CPV, placés à 5 mm devant les EMC, sont des chambres proportionnelles à multi-fils dont l'efficacité de détection de particules chargées est supérieure à 99%. Ils fonctionnent avec un mélange gazeux constitués à 80% d'Argon et 20% de CO_2 .

3.2 Le spectromètre à muons

Le bras dimuons, situé dans la partie Ouest d'ALICE, est dédié à la caractérisation du plasma de quarks et de gluons par l'étude des productions de quarkonia, il prend le relai au LHC de l'expérience PHENIX du RHIC.

3.2.1 La physique du spectromètre dimuons

Le détecteur à muons opère dans la région en pseudorapidité comprise entre $-4.0 < \eta < -2.5$, il offrira le spectre complet des mésons vecteurs à saveurs lourdes (J/Ψ , J/Ψ' , Υ , Υ' et Υ''), mesurés dans leur voie de décroissance $\mu^+ + \mu^-$. La mesure simultanée de ces quarkonia par le même dispositif permet une comparaison directe de leur taux de production en fonction de paramètres tels que l'impulsion transverse et la centralité de la collision. Ces particules présentent un intérêt certain puisqu'étant insensibles à l'interaction forte, elles portent les informations des tout premiers instants de la collision. A cause de l'écrantage de la force de couleur dans un QGP, les états liés de quarks charmés $c\bar{c}$ donnant lieu aux résonances de la famille du J/Ψ devraient disparaître lorsque la température dépasse une certaine valeur [MS86, KMS88]. Des calculs sur réseau ont montré que cette dissolution se produit à $T \sim T_c$ pour les ψ' , à $T \sim 1.5 - 2 T_c$ pour les J/Ψ et à une température plus élevée pour les états de quarks beaux Υ . Au LHC, l'étude de la suppression de ces dernières particules devrait être facilitée car on pourrait atteindre leur température de dissociation, ce qui n'est pas le cas au RHIC. Cependant, un autre phénomène pourrait entrer en compétition avec la suppression des quarkonias : la recombinaison des paires $q\bar{q}$ dans un milieu suffisamment dense. Ceci expliquerait pourquoi la suppression du J/Ψ n'est pas plus prononcée au RHIC qu'au SPS où l'énergie de collision était plus faible. Mais les quarks b étant beaucoup moins nombreux, la probabilité que la recombinaison se produisent est nettement plus faible, d'où l'importance de l'étude de la famille Υ . Dans le cadre de ces analyses, il faut identifier et soustraire le bruit de fond appelé "continuum en dimuons". Au LHC, celui-ci devrait être dominé par les muons provenant des décroissances semi-leptoniques de beauté et charme ouverts. La production de ce bruit de fond, jusqu'à des masses de l'ordre de $10 \text{ GeV}/c^2$, peut être étudiée en associant un électron mesuré par le TRD et un muon détecté par le spectromètre.

3.2.2 Description du détecteur

La physique à laquelle est dédié le spectromètre requiert une statistique très importante. Pour cette raison l'acceptance géométrique a été choisie la plus large possible. La nécessité d'une résolution fine ($100 \text{ MeV}/c$) pour résoudre les pics Υ , Υ' et Υ'' a également contraint fortement les caractéristiques de force de courbure de l'aimant et de résolution spatiales du système de trajectographie muonique. Afin de réduire le flux de hadrons, qui représentent ici un bruit de

fond, un important absorbeur a été placé à l'entrée du détecteur mais celui-ci rend impossible la détection de muons d'impulsion inférieure à 4 GeV/c. Le spectromètre se compose alors des éléments suivants :

- un absorbeur frontal, un blindage du faisceau ;
- un dipôle magnétique interne de champ nominal 0.7 T ;
- un système de trajectographie ;
- un système de déclenchement.

L'absorbeur frontal de longueur 4.13 m et d'épaisseur 4 m est situé à l'intérieur de l'aimant principal d'ALICE, à 90 cm du point d'interaction. Il est principalement constitué de carbone et de béton afin de limiter la diffusion multiple à petit angle et la perte d'énergie des muons le traversant. Une succession de couches de Plomb et de polyéthylène, en commençant par le Plomb pour éviter la rétrodiffusion de particules vers la TPC, permet de réduire le bruit de fond sur les premières chambres à trajectographie. Le spectromètre est également protégé sur toute sa longueur par un blindage de tungstène, Plomb et acier inoxydable, entourant le tube du faisceau. Une protection supplémentaire est nécessaire pour les chambres de déclenchement : un mur de fer de 1.2 mètre d'épaisseur a alors été élevé à l'entrée de la première. Le système de trajectographie comprend 5 stations, deux disposées à l'avant du dipôle, 2 à l'arrière et une à l'intérieur. Elles sont chacune constituées de deux chambres qui informent sur la position d'impact. Leur alignement est crucial afin d'atteindre la résolution en masse invariante requise.

3.3 La partie avant d'ALICE

La partie avant d'ALICE englobe des détecteurs capables d'étendre aux larges rapidités les mesures de particules chargées (FMD) et de photons (PMD), et des systèmes situés de part et d'autre du point d'interaction nécessaires à la caractérisation de l'événement pour le déclenchement de la prise de données (T0, V0 et ZDC).

3.3.1 Le calorimètre a zéro degré : ZDC

Le ZDC est un détecteur dédié à la mesure de la centralité de la collision par l'évaluation du nombre de nucléons participants. Celui-ci est l'observable la plus directement liée à la géométrie d'une collision d'ions lourds, il est estimé par la mesure de l'énergie transportée dans la direction parallèle au faisceau par les nucléons spectateurs. Ces derniers sont détectés par ALICE au moyen de deux calorimètres à zéro degré (Zero Degree Calorimeter) positionnés à 116 m de part et d'autre du point d'interaction de la collision. Ces ZDC fournissent également une estimation du plan de réaction de la collision. Les protons spectateurs étant spatialement séparés des neutrons par les éléments magnétiques de la ligne de faisceau, les ZDC sont composées de deux sous-détecteurs, l'un à environ zéro degré pour les neutrons (ZN), et l'autre légèrement décalé, dans la zone de déflexion des particules chargées positivement, pour les protons (ZP). Ces détecteurs reposent sur le principe des radiations Cherenkov émises lors de la traversée de particules incidentes, de tels calorimètres sont appréciés pour la rapidité de leur signal due à la vitesse intrinsèque du processus d'émission.

Dans les collisions Pb-Pb très périphériques, un nombre significatif de nucléons spectateurs se regroupent en fragment dont le rapport charge sur masse est similaire à celui du Plomb. Ces fragments restent dans le beam pipe et ne peuvent être détectés. Par conséquent, une faible quantité d'énergie peut être mesurée par les ZDC dans le cas des collisions centrales où le nombre de spectateurs est faible, mais aussi dans le cas des collisions très périphériques. Pour distinguer ces événements, deux calorimètres électromagnétiques ZEM complètent le dispositif, ils sont

situés au niveau du beam pipe de façon diamétralement opposée à environ 7 mètres de la zone d'interaction sur le côté non occupé par le bras dimuons. Ils mesurent, événement par événement, l'énergie des particules émises vers l'avant (principalement des photons issues de la décroissance de π^0 , étant donné que cette énergie augmente de façon monotone avec la centralité de la collision, elle apporte une information supplémentaire importante.

Le ZDC fait partie du système de déclenchement niveau L1 d'ALICE. Une combinaison appropriée des signaux délivrés par les ZDC et ZEM fournit 3 triggers définissant trois classes de centralité : les collisions centrales (10% de la section efficace totale inélastique), les collisions semi-centrales (entre 10% et 25% de la section efficace totale inélastique) et les événements de biais minimum.

3.3.2 Le détecteur de multiplicité photonique : PMD

La distribution spatiale et la multiplicité de photons dans la région en pseudorapidité comprise entre $2.3 < \eta < 3.7$ sont mesurées par le PMD (Photon Multiplicity Detector). Ce détecteur est utile pour déterminer le plan de réaction et sert également à l'étude de la restauration de la symétrie chirale par l'observation de condensats de chiralité désorientée : une dissymétrie spatiale entre l'émission de π^0 et de π chargés se traduit par une dissymétrie photonique.

Situé à 3.60 m du point d'interaction, le PMD est segmenté en 4 supermodules de 6 modules chacun, avec un trou central de $22 \times 20 \text{ cm}^2$ pour permettre le passage du faisceau. La densité importante de particule dans la région où se situe le PMD ne permettant pas l'utilisation de techniques calorimétriques, le choix s'est porté sur des méthodes de type "preshower". La détection s'effectue à l'aide de deux plans de chambres proportionnelles séparées par un convertisseur en Plomb de 15 mm d'épaisseur. La traversée d'un photon dans ce dernier produit une gerbe qui est identifiée par le troisième et dernier élément du dispositif. Le premier détecteur, dit détecteur véto, permet quant à lui d'éliminer les traces provenant de particules chargées. L'efficacité de détection des photons par un tel système est de l'ordre de 62%.

3.3.3 Le détecteur de multiplicité à l'avant : FMD

Le FMD complète l'ITS en mesurant la multiplicité de particules chargées dans les intervalles en pseudorapidité $-3.4 < \eta < -1.7$ et $1.7 < \eta < 5.0$. Ce détecteur est constitué de 5 anneaux en silicium entourant le faisceau central et situés de part et d'autre du point d'interaction, 2 en amont et 3 en aval, chaque anneau étant lui-même divisé de façon radiale en deux secteurs. La figure 3.8 montre la couverture de l'ITS et des différents anneaux du FMD, les zones de recouvrement entre les deux détecteurs permettent des vérifications qui assurent ainsi la continuité des mesures. Tandis que la segmentation radiale fine permet les études des fluctuations de multiplicité événement par événement, la segmentation azimutale elle aussi très précise autorise la détermination du plan de réaction de la collision et les analyses de flow à l'intérieur de la zone de couverture en pseudorapidité.

Le temps de lecture de l'ensemble du système relativement lent ($> 1.2\mu\text{s}$) exclue le FMD du système de déclenchement. Ses informations sont alors utilisées uniquement au niveau de l'analyse.

3.3.4 Le V0

Le V0 est un détecteur à petit angle formé de deux scintillateurs disposés de chaque côté du point d'interaction, le V0A se situe à 3.40 m sur le côté opposé au bras dimuons et le V0C à 9 m

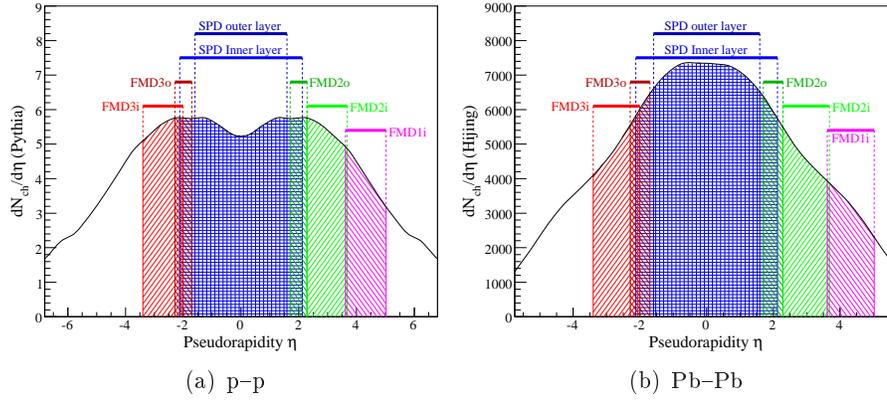


FIG. 3.8 – Couverture en pseudorapidité des détecteurs FMD et ITS, pour les collisions p-p à gauche, et Pb-Pb à droite.

juste avant l'absorbeur hadronique, ils couvrent respectivement les intervalles en pseudorapidité $2.8 < \eta < 5.1$ et $-3.7 < \eta < -1.7$. Chacun de ces deux sous-détecteurs V0A et V0C constitue un disque de diamètre respectif 45 et 35 cm segmenté en plusieurs compteurs à scintillation arrangés en quatre anneaux, avec un trou central pour laisser passer le faisceau. Le V0 a la fonction de trigger *minimum bias* pour les détecteurs de la partie centrale d'ALICE à fois lors des collisions p-p et Pb-Pb. Via la multiplicité qu'il enregistre, il fournit également des indications liées à la centralité de l'événement, et permet ainsi de les sélectionner pour le déclenchement éventuel de la prise de données. Ce détecteur remplit par conséquent le rôle de quatre triggers :

- Minimum bias trigger (MB) ;
- Trigger multiplicité (MT) ;
- Trigger semi-central (CT1) ;
- Trigger central (CT2).

Le V0 participe aussi avec une précision de l'ordre de 10% à la mesure de la luminosité lors des collisions p-p.

3.3.5 Le T0

Formé de deux sous-détecteurs placés de part et d'autre du point d'interaction, le T0-C à 73 cm et le T0-A à 375 cm, ce détecteur dont la fonction principale est de délivrer des signaux de temps de référence, s'appuie sur la technologie des compteurs Cherenkov. Pour répondre aux exigences, le quartz a été choisi comme milieu radiateur pour les deux sous-détecteurs qui couvrent les régions en pseudorapidité $-3.28 < \eta < -2.97$ et $4.61 < \eta < 4.92$. Le T0 est chargé de fournir au détecteur Time-Of-Flight un temps de référence t_0 indépendant de la position du vertex primaire et qui correspond au moment réel de la collision (auquel se rajoute un délai fixe et connu), la précision requise pour ce signal est de 50 ps. Le détecteur mesure ensuite la position de ce vertex avec une précision de ± 1.5 cm et permet le déclenchement de l'enregistrement des données lorsque celui-là se situe entre des valeurs acceptables (trigger niveau L0), ceci pour différencier les interactions faisceau-gaz des collisions souhaitées et les éliminer. Il évalue également la multiplicité et génère un trigger parmi les deux possibles : $T0_{semi-central}$ et $T0_{central}$.

Puisque le T0 génère les tous premiers triggers (niveau L0), ceux-ci doivent se faire on-line sans aucune possibilité de corrections offline, et le temps de lecture du détecteur T0 doit être très court et bien sûr inférieur à la période de bunch crossing des collisions p-p (25 ns).

3.4 Système de déclenchement et prise de données

Le système de déclenchement et de prise de données d'ALICE, organisé autour du CTP (*Central Trigger Processor*), doit être capable de faire face à un défi de taille : s'adapter à des environnements aux caractéristiques très différentes tels que les collisions d'ions lourds et les collisions p-p. Le processeur CTP reçoit en entrée les signaux de certains détecteurs, qu'il traite en temps réel, et déclenche la prise de donnée en renvoyant l'information à tous les détecteurs. Ceci se fait à une vitesse ajustable aux exigences techniques et à la bande passante de la DAQ. Le système comporte trois niveau de déclenchement :

Le niveau L0 : Les détecteurs impliqués dans le système de *trigger* dont les temps de lecture sont les plus courts envoient un signal L0 au CTP qui traite l'information en 100 ns et renvoie un signal à l'ensemble des détecteurs pour démarrer la prise de données. Les détecteurs répondent par un signal *busy* signifiant qu'ils lisent et traitent les données. Le temps que le signal L0 passe du détecteur *trigger* au CTP puis à tous les détecteurs est dit temps de latence, il est de 1.2 μs .

Le niveau L1 : Il correspond aux détecteurs impliqués dans le système de *trigger* qui ont un temps de lecture un peu plus long. Selon les événements que l'on souhaite enregistrer, on peut choisir d'attendre le signal L0 ou L1 pour déclencher la prise de données. Le signal de type L1 atteint les détecteurs au bout de 6.5 μs .

Le niveau L2 : Il concerne la protection "passé-futur". Il s'assure que pendant un intervalle de temps donné aucun autre événement n'est enregistré. Ceci sert à limiter le phénomène de *pile-up* (un événement correspond à plusieurs collisions). Cependant, les collisions p-p, à haute luminosité ($L > 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) conduiront inévitablement à l'existence de *pile-up*.

Une fois le déclenchement de la prise de données effectué, les informations des détecteurs sont transférées à la DAQ (*Data AcQuisition*). Ensuite, entre en jeu le HLT (*High Level Trigger*) qui permet une sélection plus fine des événements et la compression des données pour en réduire le volume total.

La reconstruction dans la TPC et l'ITS : des points d'espace aux vertex secondaires

“La théorie, c’est quand on sait tout et que rien ne fonctionne. La pratique, c’est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi. Ici, nous avons réuni théorie et pratique : Rien ne fonctionne... et personne ne sait pourquoi!”

Albert Einstein
;)

Les algorithmes de trajectographie et d'identification des particules forment une chaîne de reconstruction qui commence par la localisation des points d'impact dans les détecteurs, ceux-ci sont ensuite associés entre eux pour former les traces permettant de situer le point de collision et les vertex secondaires de désintégration. La reconstruction des traces dans un environnement très dense en particules, particulièrement lors des événements à haute multiplicité des collisions d'ions lourds, représente l'une des tâches les plus délicates de l'expérience ALICE. Mais la détermination avec la plus grande précision des caractéristiques en position et impulsion des particules au plus près de leur point de création, vertex primaire ou vertex de décroissance, est d'une importance capitale.

L'identification des particules étranges dans ALICE s'articule autour des deux principaux outils de trajectographie de la partie centrale du détecteur : la TPC et l'ITS. Au chapitre 3. nous avons détaillé les caractéristiques de ces deux détecteurs, nous présenterons ici les différentes étapes de la reconstruction d'un événement à partir des informations recueillies.

4.1 Stratégie générale de reconstruction dans ALICE

La reconstruction dans l'expérience ALICE débute par la recherche de *clusters* dans l'ensemble des sous détecteurs de la partie centrale : ITS, TPC, TRD, TOF, HMPID et PHOS. Un cluster est défini par l'ensemble des digits supposés générés par une même particule traversant un élément actif du détecteur, et un *digit* est un signal digitalisé obtenu à un temps donné par une cellule élémentaire du détecteur (*pad*). Cette étape, ou *clusterisation* est faite séparément dans chaque sous détecteur. A l'aide des clusters reconstruits au niveau des deux couches de pixel de l'ITS, une première estimation de la position du vertex primaire est effectuée et la recherche de traces commence alors. Celle-ci peut combiner les informations des différents détecteurs pour optimiser les performances, mais sans créer de dépendance entre les codes de reconstruction de chacun, de sorte qu'il reste possible d'utiliser l'un sans l'autre, il s'agit du *combined track reconstruction*. La procédure, fondée sur un filtre de Kalman, commence par le principal outil de trajectographie, la TPC, qui construit les traces à partir des clusters de son rayon externe vers l'intérieur, puis l'ITS prend ensuite le relais et extrapole vers le vertex primaire. L'algorithme repart ensuite en sens inverse et une fois le rayon externe de la TPC atteint, les traces sont supposées de qualité suffisante pour être extrapolées vers le TRD, TOF, HMPID et PHOS. La dernière étape consiste à refaire le chemin inverse vers le point d'interaction pour améliorer encore l'ajustement des traces. Puis une fois les traces ainsi déterminées, il est possible d'affiner la reconstruction du vertex primaire.

Les techniques de reconstruction de chaque sous-détecteur partage une convention commune quant au système local de coordonnées utilisé :

- le système de coordonnées est établi dans le sens direct ;
- son origine et son axe z sont ceux du système de coordonnées global d'ALICE ;
- l'axe x est perpendiculaire au plan de détection, e.g pads de la TPC, couche de l'ITS,...

tandis que le système de coordonnées global d'ALICE est lui défini comme suit :

- un repère direct ;
- un axe z coïncidant avec l'axe du faisceau et pointant dans la direction opposée au bras dimuon ;
- un axe y dirigé vers le haut ;
- une origine déterminée par le point nominal de collision des deux faisceaux (lié aux caractéristiques de l'accélérateur). Elle ne correspond pas exactement à l'intersection de l'axe z avec le plan de la membrane centrale de la TPC, le décalage est de l'ordre de quelques centimètres.

L'identification des particules étranges ne nécessitant que l'ITS et la TPC, nous détaillerons dans les paragraphes suivant les techniques de reconstruction pour ces seuls détecteurs.

4.2 Reconstruction des points

4.2.1 A l'intérieur de la TPC

Sous l'effet du champ électrique, les électrons primaires créés le long de la trajectoire d'une particule chargée dans la TPC dérivent et diffusent avant d'atteindre les secteurs de la TPC où ils sont collectés. Cette diffusion, responsable sur les pads de la TPC d'un nuage de charge correspondant au point d'origine, limite clairement la résolution de reconstruction de ce dernier. Il faut, à partir des collections de charges sur les anodes, déterminer la position dans les trois dimensions d'espace du point d'impact d'origine. On définit alors un repère local cartésien obéissant à la convention commune décrite précédemment. La demi-longueur de la TPC est

échantillonnée en intervalles de temps dont la lecture permet de convertir les temps de dérive en position selon z , moyennant la connaissance de la vitesse de dérive avec précision. Dû à la diffusion, les charges résultant de l'ionisation atteignent les pads avec un certain décalage en temps. La coordonnée z est alors donnée par la valeur moyenne de la gaussienne ajustée sur la série de mesures temporelles. Les charges provenant d'un même point d'ionisation ayant également diffusées dans l'espace, elles touchent un certain nombre de pads adjacents, un ajustement gaussien de ces distributions de charges en x et y fournit les deux autres coordonnées. Le signal total collecté, proportionnel à l'énergie d'ionisation, est aussi une information importante qui est stockée pour permettre une identification des particules en dE/dx . L'ensemble de ces pads et canaux temporels supposés allumés par une même ionisation forme un *cluster*. Mais du fait de la très haute densité de traces, et donc principalement dans les collisions d'ions lourds, beaucoup de ces amas d'énergie se chevauchent et leur différenciation devient délicate, c'est pourquoi les étapes de recherche de *clusters* et de traces ne sont pas totalement décorréliées, et les *clusters* ne sont réellement associés aux traces qu'à l'étape finale de trajectographie.

La connaissance de la vitesse de dérive des électrons dans le gaz de la TPC joue un rôle important dans la détermination de la coordonnée z du point d'ionisation. Elle est de direction et de norme constante lorsque le champ électrique \vec{E} est constant et colinéaire au champ magnétique \vec{B} . Cependant la présence de certaines déformations de la TPC et son positionnement mécanique mènent à un alignement imparfait des champs. Viennent également s'ajouter des distorsions du champ magnétique et la présence de charges résiduelles (cf paragraphe 3.1.1.3). Ces effets provoquent un déplacement systématique de la dérive des électrons et rendent nécessaire l'application de corrections nommées " $\vec{E} \wedge \vec{B}$ ". La connaissance de la vitesse de dérive et la précision des corrections de type $\vec{E} \wedge \vec{B}$ ont un impact très important sur la reconstruction des points d'espace et conditionnent du même fait la reconstruction des traces : la prolongation de celles-ci de la TPC vers l'ITS peut être manquée de plusieurs centimètres si ces deux facteurs ne sont pas maîtrisés.

4.2.2 A l'intérieur de l'ITS

La recherche de *clusters* se fait dans l'ensemble des couches de l'ITS, et la reconstruction de leur position, interprétée comme l'intersection d'une trace avec le plan de détection, peut apporter jusqu'à six points supplémentaires pour contraindre ensuite les traces.

Dans le SSD, la procédure commence par la localisation, sur les faces P et N du détecteur, de *clusters* à une dimension. Ceux dont la forme est trop étendue (plus de quatre *strips*) sont simplement divisés en deux. Chaque membre d'une face est ensuite associé à un partenaire membre de la face opposée pour former des *clusters* à deux dimensions. Cette association prend en compte les corrélations entre la charge collectée du *cluster* de la première face et celle de la deuxième : lorsque la différence entre la charge d'un *cluster* unidimensionnel et celui d'une face opposée est plus importante que 3σ et qu'aucun autre candidat avec une différence inférieure à 6σ , n'est trouvé, un seul point à deux dimensions est créé, dans le cas contraire les points de toutes les combinaisons possibles sont gardés pour l'étape de la recherche de traces.

La recherche des points dans le SDD et le SPD se fait d'une façon très similaire à la procédure appliquée dans la TPC. Pour chaque groupe de *digits* voisins dont le signal est au dessus d'un certain niveau prédéfini, on détermine la position du maximum local. Un point d'espace est ensuite reconstruit comme le centre de gravité de l'ensemble de *digits* autour de chacun de ses maxima locaux. Dans le SDD comme dans le SPD, la localisation des points est rendue très

difficile car les taux d'occupation, très élevés du fait de la grande densité de particules, conduisent à une importante probabilité de recouvrement entre les *clusters*.

4.3 Reconstruction des traces

Une fois les positions des points d'impact déterminées dans les détecteurs, il reste à les associer entre eux pour accéder aux trajectoires des particules. La chaîne de reconstruction commence dans la TPC par l'identification d'une graine de trace qui va permettre d'initier le processus. Les traces sont reconstruites au fur et à mesure et les paramètres évalués localement, *clusters* après *clusters*, et entre chacun d'entre eux. La trajectoire est modélisée par une hélice que corrige ensuite un filtre de Kalman. La TPC est le premier détecteur à se lancer dans la reconstruction, elle est suivie par l'ITS puis le chemin inverse partant du vertex primaire est ensuite parcouru et traverse l'ensemble des détecteurs pour affiner les traces. Nous n'évoquerons la trajectographie que dans les détecteurs qui sont utiles à l'étude des Λ et K_s^0 auxquels cette thèse s'intéresse.

4.3.1 Modélisation hélicoïdale des traces

Comme il sera évoqué dans les paragraphes qui suivent, l'algorithme de reconstruction s'appuie sur une modélisation des traces par une hélice. En effet, les particules spiralent dans le champ magnétique produit par l'aimant L3 et décrivent ainsi une trajectoire de forme hélicoïdale d'autant plus prononcée que leur impulsion est faible (au dessus de $pt \sim 1$ GeV/c la trajectoire pourrait se confondre avec une ligne droite). Cette modélisation nécessite l'ajustement d'un certain nombre de paramètres. Nous commencerons donc, dans cette section liée à la reconstruction des traces, par détailler la caractérisation mathématique d'une hélice.

4.3.1.1 Paramétrisation mathématique d'une hélice

La figure 4.1 schématise la paramétrisation d'une hélice dans les plans transverse et de courbure où les variables utilisées sont définies comme suit :

- s est l'abscisse curviligne de l'hélice ;
- R est le rayon de courbure de l'hélice projetée ;
- (x_c, y_c) est le centre du cercle obtenu par projection de l'hélice dans le plan xOy ;
- (x_0, y_0, z_0) est le premier point de l'hélice correspondant donc à l'origine des abscisses curvilignes $s = 0$;
- (x_i, y_i) sont les coordonnées des points reconstruits dans la TPC ;
- h est l'hélicité définissant le sens de rotation de l'hélice (produit de la charge q de la particule par la norme B du champ magnétique ;
- ϕ_0 est l'angle azimutal du premier point de l'hélice ;
- λ est l'angle d'inclinaison ;
- p , p_t et p_z sont respectivement l'impulsion totale de la particule, l'impulsion transverse et l'impulsion longitudinale.

Etablissons à présent les équations du mouvement définissant la trajectoire d'une hélice. Le champ magnétique étant colinéaire à l'axe du faisceau, une particule chargée décrit un arc de cercle dans le plan transverse (xOy). Les équations du mouvement peuvent alors se paramétriser en fonction de l'abscisse curviligne s . Le parcours infinitésimal de la particule traversant la TPC s'exprime comme suit :

$$(ds)^2 = (dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2, \quad (4.1)$$

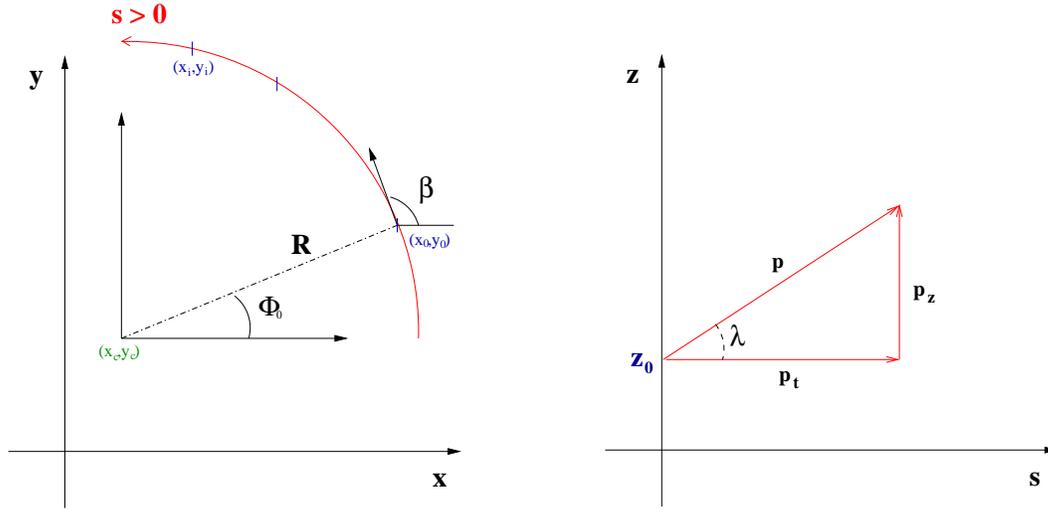


FIG. 4.1 – Projection d'une hélice et définition de ses paramètres dans les plans transverse (x_0y) à gauche et de courbure à droite.

et comme l'illustre la figure 4.1, on a :

$$\begin{aligned} dx &= -R h \sin \phi d\phi \\ dy &= -R h \cos \phi d\phi \\ dz &= -R h \tan \lambda d\phi \end{aligned} \quad (4.2)$$

d'où

$$ds = \frac{Rd\phi}{\cos \lambda} \quad \Rightarrow \quad \phi = \phi_0 + \frac{\cos \lambda}{R} s \quad (4.3)$$

Et par intégration, on obtient les équations du mouvement suivantes :

$$\begin{aligned} x(s) &= x_0 + R \left(\cos \left(\phi_0 + h s \frac{\cos \lambda}{R} \right) - \cos \phi_0 \right) \\ y(s) &= y_0 + R \left(\sin \left(\phi_0 + h s \frac{\cos \lambda}{R} \right) - \sin \phi_0 \right) \\ z(s) &= z_0 + s \cdot \sin \lambda \end{aligned} \quad (4.4)$$

4.3.1.2 Le choix d'ALICE

Parmi l'ensemble des paramètres intervenant, seuls cinq sont en réalité indépendants et suffisent pour caractériser une hélice, ils peuvent être choisis de façon tout à fait arbitraire. La trajectographie d'ALICE, qui se fait de façon locale, utilise les paramètres suivants :

$$\mathbf{x}^T = (y, z, \sin \beta, \tan \lambda, 1/p_t) \quad (4.5)$$

où \mathbf{x}^T est le vecteur d'état de la trajectoire à un instant donné du *tracking*, p_t est l'impulsion transverse, y et z les coordonnées, β l'angle entre la tangente à la trace et l'horizontale, λ l'angle d'inclinaison (cf figure 4.1).

Le vecteur \mathbf{x}^T est connu au point x_1 et l'on cherche la valeur des paramètres au point x_2 donné

par la position du plan de détection suivant. Les fonctions analytiques f_i définissant les évolutions des paramètres p_i de x_1 à x_2 sont connues :

$$p_i(x_2) = f_i(p_i(x_1)) \quad (4.6)$$

Le choix des cinq paramètres a été dicté par la volonté de simplifier ces fonctions de propagation : les calculs étant faits à chaque rangée de *pads* dans la TPC, c'est à dire 160 fois (au maximum) pour chaque trace, on réduit ainsi le temps de calcul total. Mis à part pour y et z , les paramètres choisis ont donc des fonctions associées simples :

- le paramètre $\tan \lambda$ ne change pas d'un point à l'autre ;
- l'évolution du paramètre $\sin \beta$ de x_1 à x_2 est décrite par : $\sin \beta_2 = \sin \beta_1 + (x_2 - x_1) \cdot C$, où C est la courbure de la trace ;
- le paramètre $1/p_t$ a quant à lui été préféré à p_t car dans le cas où le champ magnétique est nul, la courbure des traces est infini ce qui conduit à une valeur de p_t infinie ($p_t = RqB$ et $p_z = p_t \tan \lambda$). Pour éviter cette situation, on a donc choisi d'utiliser $1/p_t$.

Cette modélisation en hélice est le principe de base permettant l'identification des graines de traces et des traces elles-mêmes.

4.3.2 Graine de trace...

La chaîne de reconstruction requiert la détermination d'une approximation initiale, avec un niveau de confiance relativement bon, des paramètres des traces et de leur matrice de covariance, il s'agit des *graines de trace*. Mais aucun des détecteurs de trajectographie d'ALICE ne peut fournir ce point de départ à la TPC qui doit alors s'appuyer sur ses seules informations pour initier le processus. Deux stratégies de recherche de graines, ont été développées : l'une avec la contrainte du vertex primaire dont la position a été estimée auparavant par le SPD, l'autre sans.

Le premier algorithme commence par la recherche d'une paire de points, entre la rangée de *pads* i et une rangée j plus intérieure (présentement $i - j = 20$), définissant une direction pointant vers le vertex primaire. La restriction à une région dans le plan (x,y) définie par une certaine limite en impulsion transverse, réduit de façon significative le nombre d'associations possibles. Lorsqu'une paire est trouvée, les paramètres d'une hélice passant par ces points et le vertex primaire sont calculés. La présence éventuelle de *clusters* à proximité de cette hélice et les informations portées par la rangée de *pads* intermédiaire $k = j + (i - j)/2$ sont les critères déterminants dans le choix de conserver cette hélice comme trace potentielle. La matrice de covariance qui lui est alors associée est évaluée à partir des erreurs propres aux points de la paire et de l'incertitude sur la position du vertex primaire. Connaissant les paramètres de l'hélice et la matrice de covariance, il est alors possible d'appliquer entre la rangée i la plus externe et la rangée j un filtre de Kalman. Ce dernier algorithme prend en compte les processus de perte d'énergie et de diffusion multiple négligés dans le calcul d'une trajectoire suivant une hélice parfaite, et permet de déterminer lors de la reconstruction de la trace (ou embryon de trace) considérée, les zones que celle-ci a dû traverser. Si au moins la moitié des points possibles entre ceux de la paire initiale est associée avec succès par le filtre de Kalman à la trace candidate alors celle-ci est conservée comme graine.

Mais cette façon de procéder pénalise la reconstruction des traces secondaires pourtant essentielles à l'identification de certaines particules neutres à temps de vie court comme les Λ et K_s^0 . Pour cette raison, deux algorithmes de recherche de graine sans contrainte liée au vertex primaire ont été développées. Le premier considère chaque *cluster* de la rangée de *pads* k définie précédemment, et lui associe deux autres points sur les rangées $k + 1$ et $k - 1$. Une simple ligne

reliant ces trois points est ensuite tracée et prolongée aux rangées $k - 2$ et $k + 2$ pour trouver les *clusters* s'en approchant le plus. Lorsque sept points sont associés les uns aux autres, l'extrapolation linéaire est remplacée par un ajustement polynomial puis la procédure continue ainsi jusqu'à atteindre les rangées i et j . Le nombre de rangées de *pads* entre i et j définit le nombre maximal de *clusters* caractérisant le passage d'une particule et si l'algorithme, basé sur des simples extrapolations suivant une ligne ou un polynôme, associe à la trace possible considérée la moitié des *clusters* possibles, alors cette trace candidate est considérée comme graine.

Pour accroître encore l'efficacité d'identification de graine correspondant à des traces secondaires, un deuxième algorithme procédant de façon différente a été mis en place : pour chaque paire reliant par une extrapolation linéaire un point de la rangée de *pads* i à un autre de la rangée j , où $i - j = 7$, un troisième *cluster* appartenant à la rangée $k = j + (i - j)/2$ est recherché à proximité de la droite. Si ce dernier est trouvé, les paramètres d'une hélice joignant les trois points ainsi que la matrice de covariance associée sont calculés et permettent ensuite de démarrer le filtre de Kalman de i vers j suite auquel la décision de conserver la graine est prise.

4.3.3 De la graine à la trace dans la TPC

Chaque graine est ensuite prolongée jusqu'à la dernière rangée interne pour former la totalité de la trace traversant la TPC. La reconstruction se fait toujours de l'extérieur vers le centre du détecteur, on bénéficie ainsi de la plus faible densité de points dans la zone périphérique externe. La prolongation à la rangée de *pads* suivante n se fait de façon similaire à la reconstruction des graines :

1. Les paramètres de l'hélice modélisant la trajectoire jusqu'à la rangée de *pads* $n - 1$ et la matrice de covariance associée servent de données d'entrée au filtre de Kalman ;
2. Le filtre de Kalman détermine alors la région par où la trace a dû passer sur la rangée n et permet d'associer un nouveau *cluster*. La largeur de la fenêtre dans laquelle le nouveau point est recherché est posée égale à 4σ où σ est calculé à partir de l'erreur sur la position de la trace, information contenue dans la matrice de covariance de l'étape 1 et de l'erreur attendue sur la position du *cluster* ;
3. Les paramètres de l'hélice définissant la trajectoire et la matrice de covariance sont mis à jour.

Mais pour une même trace réelle, il est possible que correspondent plusieurs graines et que l'algorithme donne alors naissance à plusieurs traces fictives. Limiter les reconstructions multiples requiert par conséquent l'introduction d'un paramètre additionnel : le facteur de recouvrement de traces, défini comme le rapport du nombre de *clusters* partagés par deux traces candidates sur le nombre total de *clusters*. S'il est supérieur à une certaine valeur, alors la trace de plus haut χ^2 est supprimée. Notons également que les points retenus lors de la reconstruction d'une trace sont retirés de l'ensemble disponible pour la reconstruction des suivantes. Le mélange des traces est ainsi limité, particulièrement dans les régions de forte densité de points, et la recherche de traces ultérieures est grandement facilitée.

Ainsi que déjà précisé, le filtre de Kalman apporte des corrections lors de la reconstruction des traces en paramétrisant la trajectoire de façon plus réaliste que l'hélice parfaite pour rendre compte des effets de diffusion multiple et de perte d'énergie. Cependant, l'estimation de ces facteurs correctifs nécessite une hypothèse sur la masse de la particule ayant donné naissance à la trace considérée et le coût en terme de temps de calcul induit par l'utilisation même de l'algorithme de Kalman étant important, seule la masse du pion est considérée. Cette approximation

se justifie par la grande multiplicité des π au regard des autres particules produites à l'intérieur d'un événement.

4.3.4 Extrapolation des traces et reconstruction dans l'ITS

L'algorithme de reconstruction dans l'ITS est également basé sur le filtre de Kalman et la modélisation des trajectoires par une hélice mais la difficulté supplémentaire à laquelle il doit faire face est la correspondance avec les traces de la TPC. La distance relativement large entre ces deux détecteurs et la forte densité de traces à l'intérieur même de l'ITS rendent la tâche très délicate et une simple continuité de la procédure appliquée dans la TPC avec comme critère de rattachement d'un cluster à une trace le χ^2 assigné par le filtre de Kalman, conduirait à une grande probabilité de mauvaise association. La méthode consiste alors à construire pour chaque trace trouvée dans la TPC un ensemble de prolongements possibles dans l'ITS (*track hypothesis tree*). Pour une trace donnée de la TPC, l'algorithme essaie de lui associer l'ensemble des points de l'ITS, ceux dont le χ^2 est au delà d'une certaine valeur ne sont cependant pas considérés comme une hypothèse plausible. Pour réduire le temps nécessaire à la reconstruction, les prolongements possibles sont triés selon leur valeur de χ^2 après chaque couche de l'ITS et seuls les meilleurs sont extrapolés plus loin. A la fin de la procédure, la trace la plus probable est choisie en tenant compte des informations suivantes :

- la somme des χ^2 des points composant la trace ;
- la probabilité que la trace soit dans une zone morte du détecteur ;
- l'éventuelle présence de canaux de l'électronique de lecture défectueux ;
- la probabilité d'absence de point dans certaines couches de l'ITS pour des traces secondaires ;
- les éventuels *clusters* partagés par plusieurs traces à la fois.

Les *clusters* membres de cette meilleure trace lui sont ensuite assignés. Mais le cas peut se présenter où certains points sont considérés comme appartenant à plusieurs traces, ceux-ci sont alors traités par une procédure spéciale qui décide de leur assignement selon des critères liés entre autres à la déviation de la forme du cluster par rapport à celle attendue et à l'incertitude associée à la position des traces candidates. Ces ambiguïtés se présentent principalement pour les points de la couche la plus interne de l'ITS où la densité de traces est très élevée, et ceux de la couche la plus externe où la position de la trace n'est pas définie avec précision du fait de la nécessité d'extrapoler pour pallier la zone morte entre l'ITS et la TPC. Notons finalement que lors de la propagation d'une couche à l'autre, les paramètres des traces sont corrigés de la perte d'énergie et des diffusions multiples, et l'hypothèse sur la masse de la particule nécessaire à ces calculs est fournie par les mesures en dE/dx de la TPC. Si le phénomène de diffusion multiple est faible dans le gaz de la TPC, il est très prononcé dans l'ITS et l'utilisation d'un filtre de Kalman est en réalité surtout nécessaire dans ce dernier détecteur.

4.3.5 Reconstruction autonome dans l'ITS

La chambre à projection temporelle reconstruit des traces que l'ITS se charge de prolonger jusqu'au plus près du vertex primaire, mais certaines traces, environ 10%, restent invisibles pour la TPC parce qu'elles correspondent à des particules d'impulsion trop faible qui ne l'atteignent pas, ou à celles trop énergétiques qui passent entièrement dans les zones mortes entre ses secteurs. L'ITS a alors la possibilité d'effectuer une reconstruction à partir de ses seuls *clusters* et de reconstruire ainsi les traces non détectées par la TPC.

La reconstruction en utilisant uniquement l'ITS est une procédure délicate. Elle a lieu en

effet dans une région où la densité de points d'espace est élevée et où ceux-ci sont fortement déplacés par le phénomène de diffusion multiple. De plus une trace ne peut être contrainte que par le nombre réduit de points, six au maximum si la particule traverse toutes les couches du détecteur. Pour ces raisons, la reconstruction standard ITS+TPC est d'abord effectuée, puis tous les points de l'ITS associés à une trace reconstruite sont supprimés de l'événement. Le nombre restant de *clusters*, ceux ne pouvant être assignés à une trace trouvée par la TPC, est ainsi fortement réduit et il devient possible de réaliser une reconstruction autonome dans l'ITS.

L'idée générale de la reconstruction autonome dans l'ITS consiste à considérer une fenêtre de coordonnées (Θ, φ) au niveau de chaque couche dans laquelle la trace recherchée est autorisée à passer. Pour chaque couple de points appartenant aux deux couches les plus internes dans la même fenêtre (Θ, φ) , on estime la courbure de la trace avec l'aide de la position du vertex primaire. La valeur attendue φ_3 de l'angle φ au niveau de la troisième couche est calculée et le point suivant est recherché dans la fenêtre (Θ, φ_3) . La procédure continue de même sur les autres couches de l'ITS, le rayon de courbure étant à chaque fois estimé à l'aide des trois derniers points trouvés. L'algorithme commence par rechercher les traces de hautes impulsions transverses, celles-ci n'étant quasiment pas courbées par le champ magnétique, les coordonnées (Θ, φ) ne changent pas d'une couche à l'autre, leur reconstruction est par conséquent facilitée. Les traces de plus faible p_t sont ensuite successivement recherchées en répétant la procédure et en augmentant la taille de la fenêtre (Θ, φ) initiale. Une trace peut avoir plus de six *clusters* qui lui sont associés puisque plus d'un point peut être trouvé sur chaque couche dans la fenêtre (Θ, φ) . Les traces candidates sont alors ajustées par un filtre de Kalman qui prend comme données d'entrée les paramètres et la matrice de covariance calculés à partir des positions du vertex primaire et des deux clusters initiaux de la couche 1 et 2. Seule la combinaison de *clusters* conduisant au χ^2 le plus faible est alors conservée.

4.3.6 Performances de la chaîne de reconstruction

- La reconstruction dans les détecteurs est caractérisée par deux grandeurs définies ci-dessous :
- l'efficacité des algorithmes à reconstruire les traces : rapport du nombre de *traces correctes trouvées* sur le nombre de *traces trouvables* ;
 - l'efficacité physique de reconstruction : rapport du nombre de *traces correctes trouvées* reconstruites sur le nombre total de traces générées.

Le tableau 4.1 explique les définitions de *traces correctes trouvées* et *traces trouvables* selon les détecteurs.

L'efficacité physique de reconstruction est présentée en figure 4.2 pour des simulations de collisions Pb–Pb et p–p, et pour la TPC seule ou combinée à l'ITS et au TRD. On remarque que pour les raisons de facilité d'association de *clusters* expliquées ci-dessus, l'efficacité dans les collisions élémentaires est toujours meilleure. Mais intéressons-nous tout d'abord au comportement dans un seul détecteur : la TPC. La courbe met en valeur deux caractéristiques :

- la décroissance de l'efficacité aux basses impulsions transverses due aux phénomènes de perte d'énergie et d'interactions avec le matériel ;
- la dépendance selon la nature des particules.

L'efficacité de reconstruction des vertex V0 qui nous intéresse dans cette thèse est en réalité une convolution de l'efficacité des protons et pions. Dans le cadre du *combined track reconstruction*, chaque détecteur contribue à la reconstruction et améliore ainsi la qualité des traces mais la condition que celles-ci soient identifiées dans chacun des détecteurs est très exigeante et conduit à une réduction de la statistique de telles traces, d'où une efficacité moindre.

Détecteur(s)	Traces trouvables	Traces correctes trouvées
TPC seule	Trace croisant au moins 50% des rangées de pads.	<ul style="list-style-type: none"> – Trace trouvable ; – au moins 90% des clusters assignés par l'algorithme à la trace appartiennent réellement à la dite trace ; – au moins 10% des clusters les plus internes assignés par l'algorithme à la trace appartiennent réellement à la dite trace ;
ITS seul	Trace laissant au moins 5 points dans l'ITS.	Au moins 5 des clusters assignés à la trace par l'algorithme de l'ITS appartiennent réellement à la dite trace.
TPC+ITS	<ul style="list-style-type: none"> – Trace croisant au moins 60% des rangées de pads ; – trace laissant 6 points dans l'ITS. 	<ul style="list-style-type: none"> – Trace trouvable ; – trace obéissant aux critères de <i>traces correctes</i> de la reconstruction dans la TPC seule ; – trace obéissant aux critères de <i>traces correctes</i> de la reconstruction dans l'ITS seul.

TAB. 4.1 – Définition des traces trouvables et des traces reconstruites considérées comme correctes lors de la reconstruction dans la TPC, l'ITS et les deux combinées.

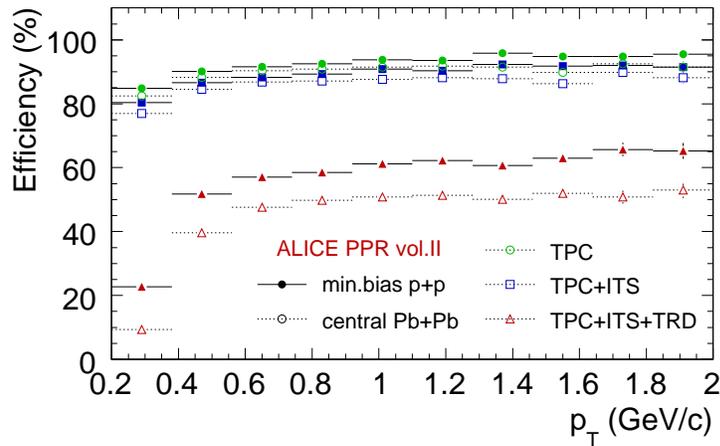


FIG. 4.2 – Efficacité physique de reconstruction des traces pour différentes particules en fonction de l'impulsion transverse dans les cas extrêmes des collisions Pb–Pb centrales et des collisions p–p, et selon les détecteurs ou associations de détecteurs utilisés [A⁺06].

D'une façon générale, les performances de reconstruction dépendent beaucoup de la multiplicité de traces de l'événement. La qualité des traces reconstruites est caractérisée par différents paramètres, dont les principaux :

- Le nombre de *clusters* associés à la trace en comparaison du nombre de rangées de *clusters* traversées par la trace. Dans les collisions d'ions lourds où le nombre de particules créées est très important il est nettement plus difficile d'associer tous les *clusters* aux traces qui leur correspondent tandis que lors des collisions proton-proton les traces relativement bien séparées facilite le travail de reconstruction.
- La résolution en position. Dans le cas des collisions p-p, l'incertitude liée à l'estimation de la position du vertex primaire est un facteur limitant de la résolution.

4.4 Identification des particules

La position des traces ne constitue pas la seule information apportée par les détecteurs, la TPC et l'ITS sont également capable d'apporter des éléments aidant à l'identification de la nature des particules qui les traversent (*Particule IDentification*). Dans le cas de l'étude des vertex secondaires V0, ces mesures peuvent aider à sélectionner les particules filles. Nous nous attachons dans ce qui suit à la TPC et l'ITS puisque eux seuls interviennent dans les analyses menées pour cette thèse, mais d'autres détecteurs renseignent également sur la nature des particules. Nous présenterons cependant une spécificité de l'expérience ALICE : l'identification conjointe des particules par l'ensemble des détecteurs.

4.4.1 Identification par perte linéique d'énergie dans la TPC

Les électrons de dérive créés par le passage d'une particule chargée dans le gaz de la TPC permettent de reconstruire sa trace mais ils renseignent également sur la perte d'énergie totale de la particule qui leur a donné naissance et par là même sur sa nature. On parle alors d'identification par perte linéique d'énergie ou plus couramment d'identification en dE/dx .

La charge collectée sur les *pads* est proportionnelle à l'énergie perdue par chaque ionisation, de façon plus précise la valeur du dE/dx en chaque point de mesure est définie par le rapport de l'amplitude au maximum local à l'intérieur du *cluster* et de la longueur du segment de trace associé. Le nombre de point dépend directement du nombre de rangées de *pads* dans le secteur interne et externe du détecteur. La TPC d'ALICE permet d'en reconstruire jusqu'à 159 pour chaque trace. Les charges correspondant aux points le long de la trajectoire suivent une loi de Landau dont on calcule la valeur moyenne $\langle dE/dx \rangle$ associée alors à la particule. Cette distribution a la particularité de présenter une longue queue tendant très lentement vers zéro, ce qui signifie que la dispersion par rapport à la valeur moyenne est très grande, et même infinie en théorie. On retire donc au préalable un certain pourcentage des valeurs les plus élevées appartenant à la queue de la distribution pour s'affranchir des fluctuations de la valeur moyenne. La perte d'énergie par unité de longueur $\langle dE/dx \rangle$ dépend de la masse et de l'impulsion des particules traversant la TPC suivant la loi de Bethe-Bloch :

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{C_1}{\beta^2} \left(\ln(C_2 \beta^2 \gamma^2) - \beta^2 + C_3 \right) \quad (4.7)$$

où C_1 , C_2 et C_3 sont des constantes caractéristiques du détecteur, β la vitesse de la particule et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. L'information sur la perte d'énergie combinée à la mesure de l'impulsion donnée par le rayon de courbure de la trace dans le champ magnétique de la TPC ($p_t = RqB$ où q est la

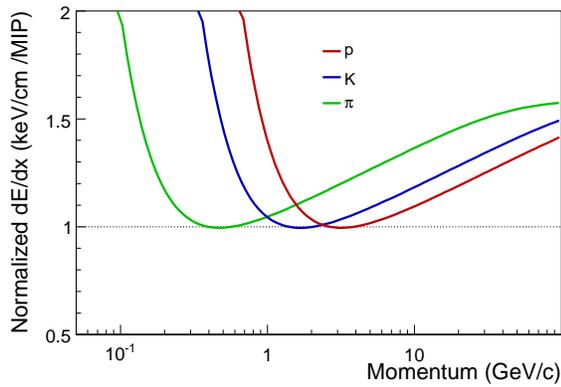


FIG. 4.3 – Courbes théoriques de Bethe-Bloch modélisant la perte d'énergie de différentes particules dans la TPC. Les courbes sont normalisées à 1 au minimum d'ionisation, la valeur de la perte d'énergie en ce dernier point étant la même quelle que soit la nature de la particule considérée.

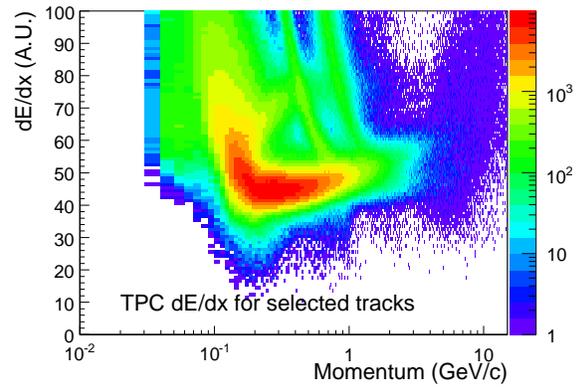


FIG. 4.4 – Pertes d'énergie mesurées pour différentes particules dans la TPC (données simulées p-p). Des échantillons très purs de protons et pions ont été réalisés à partir des particules filles de Λ et de K_s^0 reconstruits et sélectionnés sur un intervalle en masse invariante étroit pour éliminer tout bruit de fond.

charge, R le rayon de courbure et B le champ magnétique) permet ainsi de connaître la masse de la particule et donc sa nature.

La figure 4.3 présente les courbes théoriques correspondant aux pertes d'énergie des principales particules chargées visibles dans la TPC en fonction de l'impulsion, elles sont normalisées à l'unité pour le minimum d'ionisation (la valeur de la perte d'énergie au minimum d'ionisation, entre la forte décroissance à basse impulsion et la remontée relativiste à haute impulsion, est commune à tous les types de particules). Expérimentalement, ces valeurs se distribuent, à impulsion fixée, selon une gaussienne caractérisée par son paramètre σ qui dépend des propriétés du détecteur et de la qualité de la trace reconstruite. La déviation de la mesure expérimentale par rapport à la courbe théorique exprimée en nombre de σ fournit une estimation de la probabilité que la particule considérée soit effectivement du type recherché. Aux hautes impulsions, la distinction entre les différentes espèces requiert une très bonne résolution du détecteur pour minimiser la valeur du σ et limiter ainsi les zones de recouvrements entre les différentes espèces, en pratique elle est très difficile au niveau du minimum d'ionisation avec la TPC seule.

4.4.2 Identification conjointe des particules par l'ensemble des détecteurs

Les détecteurs capables d'identifier les particules, - la TPC, l'ITS, le TRD, le TOF et le HMPID -, agissent dans des régions en impulsion différentes et les informations qu'ils apportent peuvent être ainsi bien souvent complémentaires. Les quatre couches de silicium qui composent le SSD et SDD de l'ITS devraient être capable de mesurer la perte d'énergie des particules qui les traversent et de permettre d'identifier leur nature dans la région non relativiste de la courbe de Bethe-Bloch. Cependant, l'aide de l'ITS est très marginale et elle concerne de plus une région en p_t où la TPC offre déjà de très bons résultats. En revanche, le TOF couvre la région du minimum d'ionisation où la TPC est peu performante et sa contribution au PID est importante. ALICE a alors mis en place un algorithme associant les mesures de l'ensemble de ces détecteurs pour délivrer une identification plus complète et plus précise : il s'agit du *combined PID*. Combiner des informations PID provenant de détecteurs différents implique de traiter d'une même façon des

signaux de natures diverses : mesures en dE/dx de la TPC, en temps de vol du TOF...L'option choisie consiste à les associer grâce à une méthode Bayésienne.

La première étape est d'évaluer la réponse de chaque détecteur via la méthode bayésienne. Posons $r(s|i)$ la fonction de densité de probabilité conditionnelle d'observer dans un certain détecteur le signal PID s si une particule de type i ($i = e, \mu, \pi, \dots$) est détectée. La probabilité que la particule soit de type i si le signal s est observé est notée $w(s|i)$, elle dépend de $r(s|i)$ et de la probabilité à priori C_i de trouver ce type de particule dans le détecteur. La formule Bayésienne s'écrit alors comme suit :

$$w(s|i) = \frac{r(s|i)C_i}{\sum_{k=e,\mu,\pi,\dots} r(s|k)C_k} \quad (4.8)$$

La procédure commence par affecter à chaque trace une valeur de $r(s|i)$. Cette valeur représente la réponse du détecteur, puis calcule un ensemble de probabilités $w(s|i)$, appelées aussi poids PID, pour chacune des traces. Dans le cas de la TPS ou l'ITS, le signal s correspond à la mesure du dE/dx et $r(s|i)$ à la gaussienne de valeur moyenne $\langle dE/dx \rangle$. Les probabilités à priori C_i sont estimées par un algorithme annexe, elles sont dépendantes de facteurs externes tels que la sélection sur les traces, le type d'événement...

Cette méthode s'applique facilement à un ensemble N de détecteurs où la formule donnant le poids PID combiné s'écrit alors :

$$W(\bar{s}|i) = \frac{R(\bar{s}|i)C_i}{\sum_{k=e,\mu,\pi,\dots} R(\bar{s}|k)C_k}, \quad (4.9)$$

avec $\bar{s} = s_1, s_2, \dots, s_N$ le vecteur des signaux PID mesurés par chacun des détecteurs et $R(\bar{s}|k)C_k$ la réponse du système de N détecteurs. En considérant les signaux s_j non corrélés, on a :

$$R(\bar{s}|k)C_k = \prod_{j=1}^N r(s_j|i). \quad (4.10)$$

Une telle procédure rend l'information sur l'identification des particules dépendante de facteurs externes tels que la sélection sur les traces via la détermination des probabilité C_i et la décision finale sur le PID ne peut donc se faire qu'au niveau de l'analyse et non de la trajectographie. Mais les capacités de l'expérience ALICE à identifier les particules chargées sur un très large domaine en impulsion transverse en sont considérablement améliorées, ce qui sera d'une aide certaine puisque la physique du LHC devrait voir émerger des observables nouvelles à haute impulsion.

4.5 Reconstruction du vertex primaire

La mesure de la position du vertex primaire est essentielle à la reconstruction des traces mais elle est aussi d'une importance cruciale pour les analyses de physique dédiées aux vertex secondaires qui signent la décroissance par interaction faible des particules étranges, charmées ou belles. Une très bonne résolution est tout particulièrement requise pour la détection de la beauté et du charme ouverts. Les deux faisceaux collisionnant devraient idéalement se rencontrer au point $(0, 0, 0)$ dans le référentiel global d'ALICE mais les particules incidentes sont regroupées en paquets (*bunches*) à l'intérieur desquels elles se distribuent dans les trois directions de l'espace suivant des fonctions gaussiennes de dispersions $\sigma_{x,y,z}^{bunch}$. La convolution des distributions de

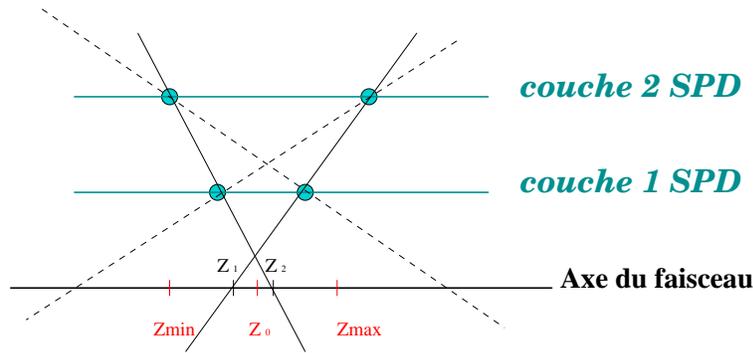


FIG. 4.5 – Visualisation du principe de localisation sur l’axe z du vertex primaire en utilisant les clusters reconstruits dans les couches du SPD de l’ITS. Les lignes en trait plein représentent des *tracklets* convergeant dans l’intervalle de confiance sur l’axe du faisceau, les lignes en pointillé sont des associations éliminées.

particules dans les deux paquets interagissant permet de calculer la dispersion de la région d’interaction. Le vertex primaire se trouve ainsi contenu dans une zone dont la géométrie en forme de diamant est définie par les caractéristiques du faisceau : $\sigma_{x,y,z}^{vertex} = \sigma_{x,y,z}^{bunch} / \sqrt{2}$. La dispersion en z notamment est élevée.

4.5.1 Première estimation du vertex primaire à l’aide du SPD

Dans ALICE, la recherche du point de collision s’appuie sur les informations fournies par le détecteur à pixels que constituent les deux couches les plus internes de l’ITS. Une première estimation de la position du vertex primaire est ainsi réalisée à l’aide des seuls *clusters* du SPD, elle permet de contraindre la reconstruction des traces dans l’ensemble des détecteurs. Cet algorithme nommé *AliVertexerZ* se doit d’être efficace puisqu’il est absolument nécessaire à la trajectographie mais la précision atteinte est faible et il ne permet d’accéder qu’à la coordonnée sur l’axe z . La première étape consiste à effectuer une estimation grossière de la position Z_0 du vertex primaire à partir de la distribution en z des points de la couche 1 du SPD, puis un intervalle de confiance (Z_{min}, Z_{max}) autour de Z_0 est défini, où $Z_{max,min} = Z_0 \pm \Delta Z$ et ΔZ est supposé dépendre de façon polynomiale de Z_0 . Il convient ensuite de construire des *tracklets* en associant l’ensemble des points reconstruits de la première couche du SPD aux points de la deuxième couche. Seules les paires dans une fenêtre en angle azimutal $\Delta\phi$ (différence entre les angles ϕ à l’intérieur de la paire) inférieur à une valeur préalablement choisie, ceci pour réduire le bruit de fond combinatoire, et conduisant à une localisation Z_i du vertex primaire dans l’intervalle de confiance sont conservées. La distribution Z_i est ajustée à l’aide d’une fonction gaussienne dont le centroïde donne la position finale du vertex primaire.

A partir de cet algorithme, un *vertexer* reconstruisant les trois coordonnées du point d’interaction a été ensuite développé, mais pour des raisons historiques il n’est pas encore utilisé par l’ensemble des codes de reconstruction. Le *AliVertexer3D* permet ainsi d’accéder à une estimation de la position en x et y . Les *tracklets* sont associées par paires puis elles sont sélectionnées selon des critères liés à leur distance de plus courte approche (dca), la distance entre leur intersection et l’axe du faisceau et la distance entre leur intersection et la zone en diamant de l’interaction. Ces *tracklets* sont ensuite approximées à des droites et le même algorithme de recherche que celui utilisant les traces reconstruites (cf paragraphe suivant) est appliqué.

4.5.2 Reconstruction précise du vertex primaire à partir des traces

Une fois les traces reconstruites, il est possible d'affiner la position du vertex primaire. L'algorithme *AliVertexerTracks* utilise les traces reconstruites par la TPC et l'ITS, celles-ci sont approximées par une droite tangente à l'hélice et prolongées jusqu'au plus près de la position estimée du point de collision. Toutes les combinaisons possibles de paires de traces (i, j) sont ensuite considérées et pour chacune d'entre elles le centre $C(i, j)$ du segment joignant les deux traces au niveau distance de plus courte approche au vertex est calculé. Les coordonnées du vertex primaire sont alors données par :

$$x_v = \frac{1}{N_{\text{paires}}} \sum_{i,j} x_{ij}, \quad y_v = \frac{1}{N_{\text{paires}}} \sum_{i,j} y_{ij}, \quad z_v = \frac{1}{N_{\text{paires}}} \sum_{i,j} z_{ij} \quad (4.11)$$

où N_{paires} est le nombre de paires de traces.

Les coordonnées du point d'interaction ainsi trouvées sont ensuite dans un deuxième temps ajustées en minimisant la fonction χ^2 définie comme suit :

$$\chi^2(\mathbf{r}_v) = \sum_i (\mathbf{r}_v - \mathbf{r}_i)^T \mathbf{V}_i^{-1} (\mathbf{r}_v - \mathbf{r}_i) \quad (4.12)$$

avec \mathbf{r}_v le vecteur position du vertex primaire, \mathbf{r}_i le vecteur position de la trace i et \mathbf{V}_i la matrice de covariance, celle-ci définit la qualité des paramètres de la trace i .

Afin de ne pas biaiser la résolution du point d'interaction en prenant en compte des traces provenant de vertex secondaires, les traces apportant une contribution au χ^2 plus grande qu'une certaine valeur χ_{max}^2 sont retirées.

4.5.3 Résolution du vertex primaire

La qualité de la reconstruction du vertex primaire dépend fortement de la multiplicité des événements. Pour les faibles densités de particules, telles que dans les collisions proton-proton, le bruit de fond combinatoire est considérablement réduit mais le manque de statistique conduit à une faible précision sur la position du point d'interaction, tandis que lors des collisions Pb-Pb le facteur limitant est essentiellement dominé par les défauts d'alignement (*residual misalignments*). Des simulations ont montré que la résolution en z du vertex primaire varie dans les collisions Pb-Pb d'environ $10 \mu\text{m}$ pour des multiplicités $dN_{\text{ch}}/d\eta$ de l'ordre de 1500 à $6 \mu\text{m}$ pour $dN_{\text{ch}}/d\eta \sim 8000$, tandis que pour les collisions p-p elle varie de $250 \mu\text{m}$ à $125 \mu\text{m}$. Notons également que la précision sur la position du vertex primaire est dépendante de la valeur du champ magnétique : des valeurs élevées de $|\vec{B}|$, qui courbent fortement les trajectoires et font spiraler les particules, mènent à un taux d'occupation plus important qui augmente le bruit de fond combinatoire et dégrade la résolution.

4.6 Reconstruction des vertex secondaires de désintégration

La connaissance de la position du point de collision permet de distinguer les traces qui en proviennent de celles, dites secondaires, qui sont créées via la désintégration par interaction faible de certaines particules dont la durée de vie est limitée. Ces vertex secondaires, venant de la décroissance des particules étranges notamment sont de trois natures : *kink*, *Cascade* et *V0*. Nous présenterons ici leurs caractéristiques générales et la nécessité d'une reconstruction via des méthodes topologiques. La reconstruction des vertex *V0* constituant le sujet de cette thèse, ceux-ci seront détaillés davantage au paragraphe qui leur est consacré.

Le temps de vie relativement faible des particules étranges conduit à un parcours de quelques centimètres seulement dans les détecteurs mais le rapport d'embranchement élevé de leur désintégration en mode chargé permet leur reconstruction via une méthode topologique associant les traces des particules filles. Les vertex secondaires se reconstruisent donc de manière indirecte par l'identification des produits de décroissance de la particule correspondante. Le tableau 4.2 résume les caractéristiques des particules étranges. Selon leur charge électrique, différentes topologies de désintégration apparaissent comme l'illustre la figure 4.6. Le vertex *kink* est signé par la décroissance en vol d'une particule chargée en une fille neutre et une chargée, il correspond aux kaons K^+ et K^- . La trace fille chargée suit une direction légèrement inclinée par rapport à celle de la mère tandis que la particule neutre est invisible dans les détecteurs. Le terme *V0* est le nom donné à la topologie de désintégration des particules neutres, de nombre quantique $|S| = 1$, en deux filles de charges opposées, c'est à dire les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$. Historiquement, leur nom provient de la forme en "V" que leur décroissance créait dans les émulsions et les chambres à bulles. Les vertex *cascades* sont eux une association des deux précédents vertex, ils désignent la désintégration d'une particule chargée en une fille chargée et une neutre qui donnent naissance à son tour à deux particules chargées, il s'agit des Ξ et des Ω dont les méthodes d'identification consistent premièrement à reconstruire un Λ et à l'associer ensuite à une particule dite célibataire. Les vertex "kink" et "cascade" n'intervenant pas dans les travaux de cette thèse, ils ne seront pas considérés ci-après.

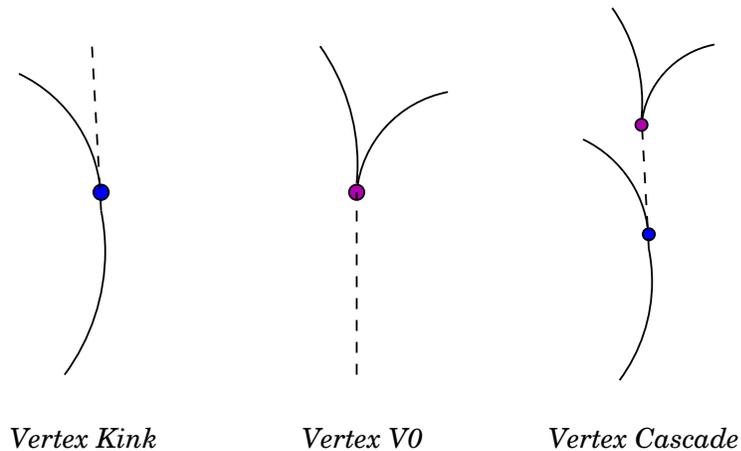


FIG. 4.6 – Topologies de décroissance des particules étranges. Les traits pleins représentent les particule chargée dont la trajectoire est courbée par le champ magnétique dans lequel baignent les détecteurs, les pointillés les particules neutres invisibles dans les détecteurs.

4.7 Algorithmes de reconstruction des vertex V0

Les particules Λ et K_s^0 , du fait de la neutralité de leur charge électrique, restent invisibles pour les détecteurs de trajectographie que sont la TPC et l'ITS. Mais leur présence est signée par leur décroissance en deux filles chargées en des points nommés vertex secondaires V0. L'expérience ALICE a développé deux algorithmes permettant leur identification : le *Offline V0 finder* et le *On-the-fly V0 finder*. S'ils reposent tous les deux sur la même idée clef d'une reconstruction par association de deux traces chargées, ils sont cependant fondés sur des stratégies très différentes. Leur fonctionnement sera présenté dans cette section. Notons que l'identification des particules

Particule	Quarks de valence	Masse (MeV/c ²)	c τ (cm)	Canal de désintégration	Rapport d'embranchement
Vertex de type Kink					
K ⁻	$\bar{u}s$	493.677 \pm 0.016	371,3	$\pi^0 + \pi^-$	21.13 \pm 0.14 %
K ⁺	$u\bar{s}$	493.677 \pm 0.016	371,3	$\pi^0 + \pi^+$	21.13 \pm 0.14 %
Vertex de type V0					
K _s ⁰	$\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{s} + \bar{d}s)$	497.648 \pm 0.022	2.68	$\pi^- + \pi^+$	68.95 \pm 0.14 %
Λ	uds	1115.683 \pm 0.006	7.89	$p + \pi^-$	63.9 \pm 0.5 %
Λ	$\bar{u}d\bar{s}$	1115.683 \pm 0.006	7.89	$\bar{p} + \pi^+$	63.9 \pm 0.5 %
Vertex de type Cascade					
Ξ^-	dss	1321.31 \pm 0.13	4.91	$\Lambda + \pi^-$	99.887 \pm 0.035 %
Ξ^+	$\bar{d}\bar{s}\bar{s}$	1321.31 \pm 0.13	4.91	$\Lambda + \pi^+$	99.887 \pm 0.035 %
Ω^-	sss	1672.45 \pm 0.29	2.46	$\Lambda + K^-$	67.8 \pm 0.7 %
Ω^+	$\bar{s}\bar{s}\bar{s}$	1672.45 \pm 0.29	2.46	$\Lambda + K^+$	67.8 \pm 0.7 %

TAB. 4.2 – Caractéristiques des particules étranges et multi-étranges.

de type V0 ne nécessite que les détecteurs principaux de trajectographie de la partie centrale d'ALICE : la TPC et l'ITS.

4.7.1 Technique de reconstruction *Offline*

L'algorithme nommé *Offline V0 finder* recherche les vertex secondaires V0 après l'étape de reconstruction des traces. Il consiste en l'association systématique, à l'intérieur de chaque événement, de traces de charges opposées puis en des sélections topologiques qui décident de l'éventuelle conservation de la paire trace positive/trace négative comme candidate V0. Ces sélections sont représentées sur la figure 4.7, et nous les expliquons ci-dessous. Le calcul des variables géométriques subissant les coupures est réalisé à partir des paramètres de l'hélice associée aux traces ou à leur extrapolation.

Les distances de moindre approche (dca) ou paramètres d'impact \mathbf{b}^- et \mathbf{b}^+ . La dca ou paramètre d'impact se définit comme la distance entre l'extrapolation de la trace fille candidate négative (ou positive) au plus proche du vertex primaire et ce dernier. La sélection basée sur cette variable constitue la première étape de la procédure, c'est elle qui différencie les traces primaires des traces secondaires. Elle élimine les traces dont le paramètre d'impact est faible et qui ne proviennent donc très probablement pas de la désintégration d'une particule, et permet ainsi de limiter la contamination due aux traces primaires. Notons cependant que les traces filles de grande impulsion transverse ont une trajectoire très faiblement courbée et leur extrapolation peut par conséquent passer très près du vertex primaire.

La distance de moindre approche entre les deux traces filles (dca). Afin de contraindre les deux traces à provenir d'un même point, - le vertex de désintégration -, la paire est rejetée si sa dca dans l'espace est supérieure à une certaine valeur. Cette distance, nulle en théorie, ne peut l'être expérimentalement du fait de la résolution finie des détecteurs, c'est pourquoi la valeur de la dca maximale autorisée est supérieure à zéro.

La zone fiduciaire. A cette étape, la position spatiale du vertex secondaire peut être calculée, elle est donnée par le centre du segment joignant les traces des particules filles à leur point

de moindre approche. On décide ensuite de ne garder le V0 que s'il se trouve dans un certain volume dit fiduciaire. La valeur du rayon inférieur de ce domaine sert à éliminer la zone très proche du vertex primaire dans laquelle les résolutions sur le vertex primaire et les vertex secondaires sont très dégradées. La limite supérieure a été initialement fixée à la valeur du rayon du *beam-pipe* (3cm) ce qui interdisait aux particules mères de traverser la matière des détecteurs, elle a depuis été étendue jusqu'au rayon externe de la TPC. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 5.4.2 du chapitre 5..

La distance de vol. La longueur moyenne de décroissance, puisqu'étant une caractéristique propre de la particule que l'on cherche à reconstruire, est connue à l'avance et pourrait donc servir de critère de sélection. Elle est donnée pour les candidats reconstruits par le calcul de la distance entre le vertex primaire et le vertex V0. Lors de la reconstruction, l'algorithme n'applique pas de coupure sur cette variable. Mais la valeur projetée dans le plan transverse au détecteur de la distance de vol est à relier aux rayons de la zone fiduciaire, et la contrainte se fait donc indirectement.

L'angle de pointage. A cette étape, l'impulsion de la particule mère candidate \vec{p}_{V0} est calculée comme la somme vectorielle des impulsions des traces filles elles-même déterminées à partir des paramètres de l'hélice caractérisant leur trajectoire. L'algorithme, qui cherche à reconstruire des vertex V0 formés par la décroissance d'une particule Λ ou K_s^0 issue du point de collision, s'assure alors que le vecteur impulsion \vec{p}_{V0} pointe en direction du vertex primaire. Pour ce faire, un angle dit de pointage est défini entre le vecteur \vec{p}_{V0} et un vecteur reliant le vertex primaire au vertex V0. Du fait de la résolution des détecteurs, cet angle n'est pas nul mais on ne sélectionne que des très petites valeurs en contraignant son cosinus à être proche de l'unité.

Les valeurs de ces coupures sont le résultat d'un compromis entre la pureté des candidats V0 reconstruits et l'efficacité de reconstruction. Afin de maximiser les performances d'identification, elles doivent être adaptées à un type d'environnement : environnement à haute multiplicité des collisions d'ions lourds ou environnement à basse multiplicité des collisions élémentaires proton-proton dans lesquelles les coupures se doivent d'être moins contraignantes. Notons également que la reconstruction des V0 dépend de la qualité de la reconstruction du vertex primaire. Or dans les collisions p-p celui-ci peut se déplacer sur un intervalle relativement large et sa résolution peut être très dégradée en comparaison des collisions Pb-Pb, ce qui de fait impacte la précision des coupures et leurs effets sur l'identification des V0. Mais relacher les coupures permet de minimiser l'effet de l'élargissement de la résolution sur la position du point de collision.

4.7.2 Technique de reconstruction *On-the-fly*

L'algorithme de reconstruction *On-the-fly* est basé sur une stratégie différente du précédent finder : la recherche des V0 est réalisée pendant l'étape de reconstruction générale des traces, elle se fait via l'estimation de la probabilité d'avoir un V0 pendant l'ajout des *clusters* aux traces.

Ainsi qu'il a été expliqué au paragraphe 4.3.4, la continuité des traces entre la TPC et l'ITS est délicate à réaliser du fait de la distance entre les deux détecteurs. Pour palier à cette difficulté, on conserve plusieurs prolongations dans l'ITS pour une même trace reconstruite par la TPC et à la fin de la procédure la candidate la plus probable est conservée. La trace la plus probable dans le cas des primaires est la plus longue et celle dont le χ^2 est minimal tandis que, pour celles originant de la décroissance de vertex secondaire, le choix final se fait sur la trace dont le χ^2 effectif est le plus faible. Ce dernier paramètre prend en compte la probabilité pour les traces secondaires de ne laisser aucun point dans une ou plusieurs couches de l'ITS. Le *On-the-fly finder*

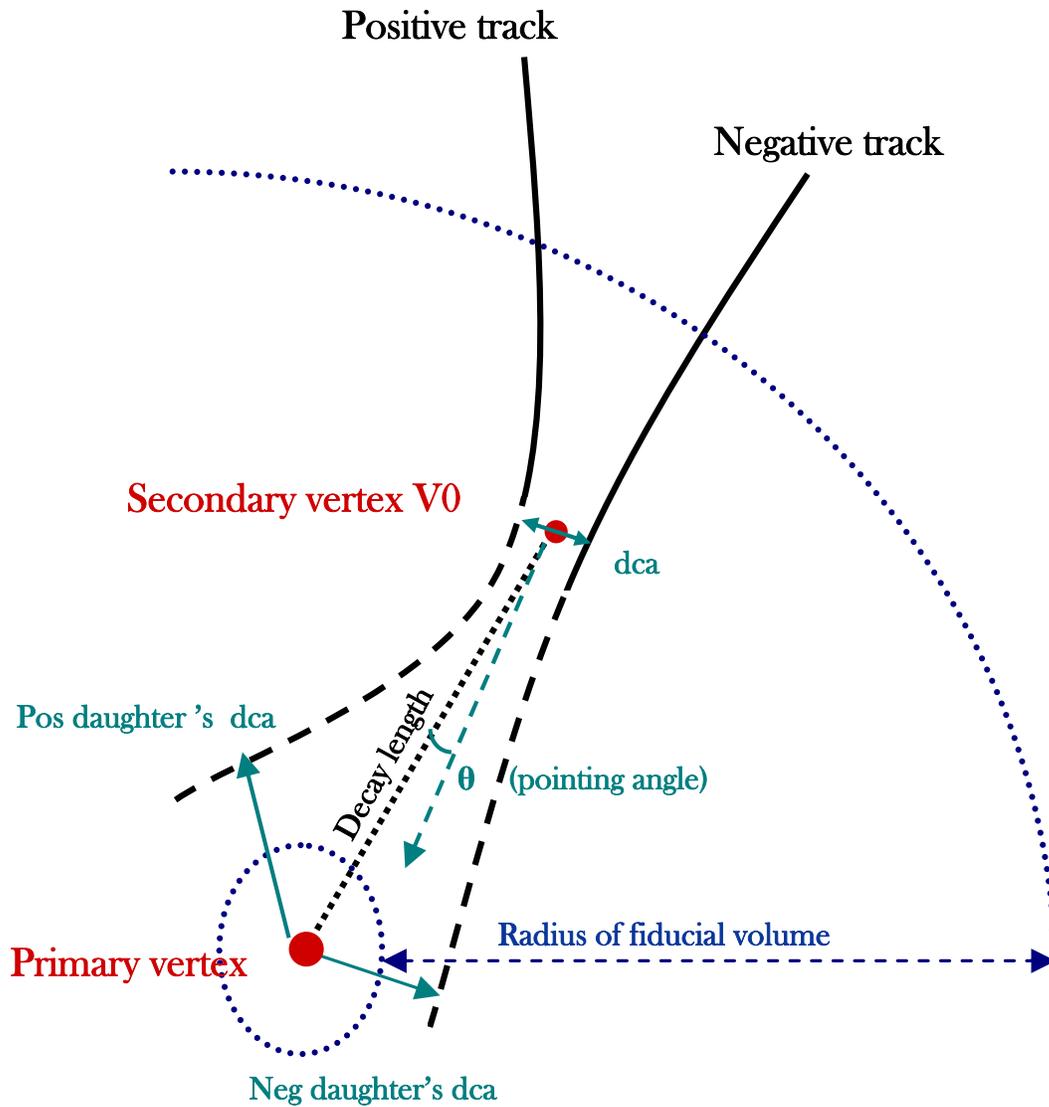


FIG. 4.7 – Topologie de désintégration en V0 et visualisation des coupures nécessaires à la reconstruction.

intervient avant l'effacement du *track hypothesis tree* et entreprend la localisation des V0 par l'association de deux traces secondaires et au moyen de sélection similaires à l'algorithme *Offline* que nous détaillerons ci-dessous. Les paramètres et matrices de covariance des filles candidates au point de désintégration probable déterminé par l'algorithme sont utilisées, ces informations sont accessibles uniquement pendant la reconstruction des traces. En effet après le *tracking* seules les caractéristiques globales des traces sont conservées et les paramètres locaux alors perdus ne peuvent être que recalculés. La stratégie de l'algorithme *On-the-fly* permet ainsi de minimiser l'impact de l'association erronée de *clusters* sur les paramètres du candidat V0 et s'assure de la prise en compte de la perte d'énergie des traces filles.

Le *On-the-fly V0 finder* associe, pendant l'étape de reconstruction, les traces de charges opposées deux à deux et détermine, en se basant sur les paramètres locaux des traces, la valeur des caractéristiques suivantes :

Distance normalisée de moindre approche au vertex primaire. La minimisation du bruit de fond combinatoire requiert l'élimination des traces primaires lors de la reconstruction des V0. Mais la résolution sur la mesure de la dca au vertex primaire dépend fortement de l'impulsion de la particule et de sa nature. On définit alors la dca normalisée comme suit :

$$\text{dca normalisée} = \frac{\text{dca absolue}}{\sigma}$$

où σ est l'erreur sur la détermination de la dca absolue, elle est estimée à partir de la matrice de covariance de la trace propagée jusqu'au plus près du vertex primaire.

La distance normalisée présente l'avantage d'être une distribution gaussienne dont la largeur est indépendante de l'impulsion des particules.

Distance normalisée de moindre approche entre les deux traces filles. Les quatre détecteurs présents dans la zone fiduciaire, - la TPC, le SPD, le SDD et le SSD -, rendent le système très inhomogène et la résolution sur la dca dépendante du rayon et de l'impulsion des particules. Les matrices de covariance des deux traces filles à la position du vertex V0 sont alors utilisées pour déterminer l'erreur associée à la mesure de la dca. De la même façon que précédemment, le rapport de la valeur absolue par l'erreur, permet de définir une distance de moindre approche normalisée indépendante du rayon et de l'impulsion.

L'angle de pointage normalisé. La résolution de ce paramètre est également une fonction de l'impulsion et du rayon, le cosinus normalisé est donc une fois de plus un meilleur outil pour maximiser l'efficacité de reconstruction et diminuer le bruit de fond combinatoire.

La causalité. Ce paramètre est pris en compte dans le *On-the-fly finder* uniquement. Par définition, aucun *cluster* ne devrait exister le long de la prolongation des traces filles entre le vertex V0 et le vertex primaire. Celles-ci ayant été formées à la position du V0, elles ne peuvent en effet pas avoir traversé les couches précédentes de l'ITS. L'absence de *clusters* dans certains plans de détection de l'ITS peut par conséquent être requise pour éliminer les mauvaises associations : ce critère porte le nom de causalité. Cependant, dans les collisions d'ions lourds où la multiplicité est élevée, la probabilité qu'un *cluster* produit par une trace se trouve sur la prolongation d'une autre est grande. L'emploi direct de ce paramètre avec comme valeur logique 0 ou 1 peut alors se révéler extrêmement inefficace. On associe alors les *clusters* des zones interdites à chacune des traces possibles et on calcule ensuite la valeur du χ^2 . Celle-ci indique à quelle trace il est le plus probable que les *clusters* en question appartiennent. Dans les collisions à faible multiplicité telles que les collisions proton-proton, la causalité est un critère de discrimination relativement puissant.

La dernière étape de la procédure consiste à définir pour chacune des variables décrites ci-dessus une fonction de vraisemblance. La forme de cette dernière, gaussienne ou exponentielle pour les principales, est donnée par la distribution de la variable qui lui est associée. La fonction de vraisemblance finale attachée au V0 est une convolution de l'ensemble des fonctions de vraisemblances caractérisant les critères utilisés lors de la reconstruction. Une valeur seuil décide de l'acceptation ou du rejet du candidat V0 considéré.

4.7.3 Premiers éléments d'une comparaison

Ces techniques de reconstruction présentent chacune des avantages et des inconvénients qu'il convient de préciser.

Le finder *On-the-fly* permet d'accéder aux caractéristiques locales de l'hélice décrivant la trajectoire au fur et à mesure de sa reconstruction, les paramètres des traces filles à la position du point de désintégration estimée par l'algorithme sont alors utilisés. Le vertex V0 est ainsi défini avec une plus grande précision. Le finder *Offline* au contraire opère après la reconstruction des traces et certaines informations sur les particules filles à l'endroit de la décroissance évalué a posteriori sont perdues. Il faut alors recalculer des données qui ont pourtant existé à un moment donné du *tracking*. Ainsi le calcul de l'impulsion des deux filles au niveau du V0 est réeffectué connaissant la valeur au niveau du vertex primaire, ceci nécessite de refaire le chemin inverse du point de collision au vertex secondaire et de modéliser la perte d'énergie le long de cette trajectoire. Cette procédure n'est pour le moment pas implémentée, nous reviendrons plus tard sur cet aspect. L'algorithme *On-the-fly* tient lui indirectement compte de la perte d'énergie car il utilise les paramètres locaux des traces calculés par le filtre de Kalman qui intègre ce phénomène.

Cependant, la technique de reconstruction *On-the-fly* rend l'algorithme, et par le fait même ses performances, très dépendant de la qualité de la paramétrisation de la géométrie des détecteurs et de la modélisation de la perte d'énergie. Ceci n'est pas le cas pour le *Offline finder*. En effet lorsque la trace une fois reconstruite dans sa totalité est utilisée, les erreurs à l'évaluation de chaque *cluster* sont atténuées car les paramètres finaux résultent de la moyenne des incertitudes de tous les points composant la trajectoire. Dans le cas d'une identification des V0 à l'étape de la trajectographie les incertitudes locales prennent de l'ampleur. Pour cette raison, l'algorithme *On-the-fly* doit effectuer des coupures topologiques sur des distances normalisées qui tiennent compte des erreurs locales et non sur des valeurs absolues comme le fait le *Offline finder*.

Identification des particules étranges Λ et K_s^0

“L'étrangeté est le condiment nécessaire de toute beauté.”
Charles Baudelaire

La mesure des particules étranges apportent des informations essentielles sur la nature de la matière formée suite à la collision. L'évaluation de leur taux de production permet de contraindre les modèles thermiques statistiques qui se proposent d'interpréter la composition chimique du système tandis que leur distribution en impulsion transverse aide à comprendre les processus dynamiques intervenant dans la productions des particules.

Au LHC, ces mesures prendront toute leur importance puisqu'elles devraient départager les deux catégories de modèles thermiques statistiques qui jusqu'à présent peuvent représenter les données expérimentales : les modèles à l'équilibre et ceux hors équilibre, chacun caractérisant différemment le système formé par la collision. Aux impulsions transverses intermédiaires, l'évolution des abondances relatives entre baryons et mésons étranges devrait également permettre une meilleure compréhension des mécanismes d'hadronisation, et le LHC ouvrira également la voie à l'observation de ce rapport dans des *jets* de particules très énergétiques. L'intérêt des particules étranges, et plus particulièrement des Λ et K_s^0 dans cette étude tient à leur reconstruction par des méthodes topologiques qui permettent une identification jusqu'à des impulsions transverse élevées. La limite supérieure est simplement déterminée par la statistique, mais aussi par la dégradation de la résolution des détecteurs.

La statistique de la première année de prise de données en collision p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV ou à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV, référence de la majorité des observables pour la mise en évidence du QGP dans les collisions d'ions lourds, devraient permettre de déterminer les principales caractéristiques

de production d'hypérons à rapidité centrale. Nous exposerons dans ce chapitre les méthodes d'extraction du signal des K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ et les techniques de corrections qui permettront d'accéder au taux de production et aux distributions en masse ou impulsion transverse. Les mesures des Λ et $\bar{\Lambda}$ portent un intérêt en soi mais elles conditionneront également les analyses des protons et antiprotons dans lesquelles il faut distinguer entre ceux provenant de la collision et ceux issus de la désintégration des Λ .

Ce chapitre présente également une étude comparative des deux algorithmes de reconstruction des vertex V0 qui ont été développés. Ils reposent tous les deux sur une philosophie différente et ne mènent par conséquent pas aux mêmes résultats. L'étude de leurs performances et les caractéristiques des particules qu'ils permettent de reconstruire constitueront les éléments de base dans le choix de celui à conserver.

5.1 La simulation de données

La mise en place des codes de reconstruction et d'analyse ainsi que leur validation requièrent la simulation de données qui se doit d'être la plus réaliste possible, du point de vue de la composition chimique et de la modélisation dynamique au niveau des générateurs d'événements et de la réponse des détecteurs. Depuis des années et ce jusqu'aux premières collisions du LHC, la collaboration ALICE réalise régulièrement des campagnes de simulation de données nommées *Physics Data Challenge* et dédiées à des analyses particulières.

5.1.1 Les étapes de la simulation

La simulation est un terme générique couvrant plusieurs aspects :

1. La génération de la collision et des particules créées ;
2. Le transport de ces particules au travers l'ensemble des détecteurs ;
3. La simulation des dépôts d'énergie (*hits*) dans les composants actifs ou non des détecteurs ;
4. La simulation de la réponse des détecteurs et du comportement de l'électronique associée (*sdigits* et *digits*) ;
5. La création des fichiers de données simulées brutes (*raw data*) ;
6. La reconstruction des données brutes simulées et la création des fichiers ESD et éventuellement AOD.

La figure 5.1 schématise les étapes de la simulation en comparaison avec la prise de données réelles (cf § 3.4), la reconstruction est quant-à elle un traitement commun.

La première étape de la simulation se fait grâce à des générateurs Monte Carlo interfacés avec AliRoot dont entre autres PYTHIA pour les collisions proton-proton et HIJING pour les collisions d'ions lourds. Les particules créées à l'issue de ce processus sont considérées comme primaires. Lors d'un événement réel, les particules produites au point d'interaction volent ensuite vers les détecteurs qui sont autant de matière avec laquelle elles sont susceptibles d'interagir. Elles donnent naissance à des particules secondaires par désintégration du fait de leur courte durée de vie et par interaction avec les détecteurs. La simulation de ces particules secondaires nécessite de prendre en compte de façon réaliste les phénomènes de perte d'énergie et de diffusions multiples. Pour ce faire, il faut disposer d'une représentation très fine de la géométrie d'ALICE, du tube du faisceau, aux détecteurs, en passant par tous les éléments de structure et d'électronique. Ce transport des particules primaires issues des générateurs Monte Carlo est réalisé par GEANT3

qui a accès aux classes d'AliRoot dans lesquelles sont définies les géométries des détecteurs et la qualité de l'alignement.

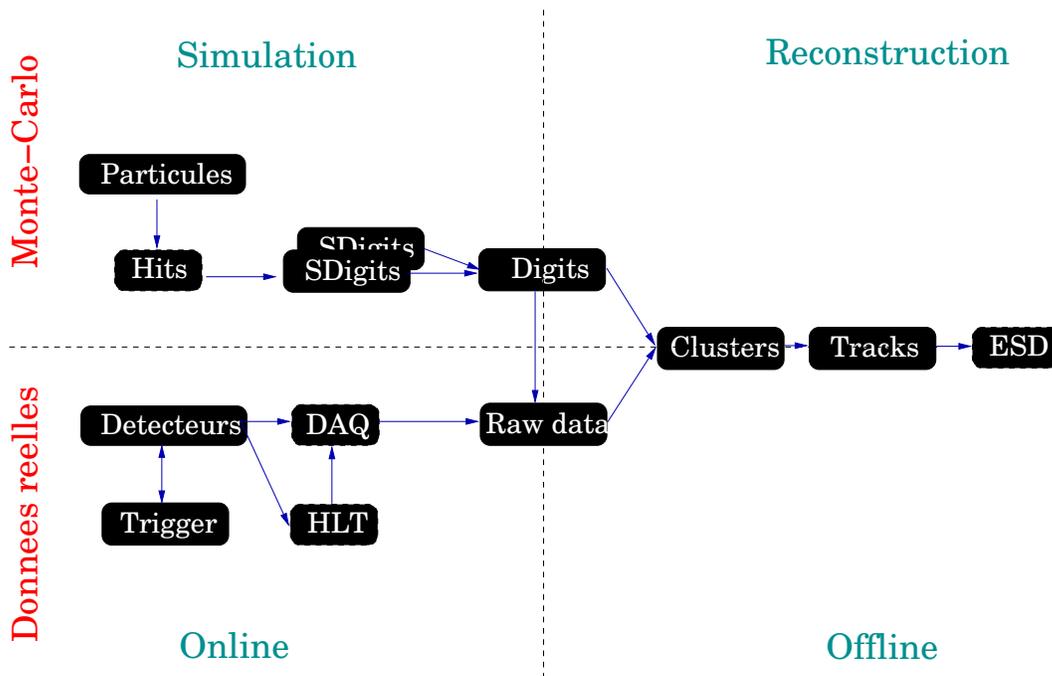


FIG. 5.1 – Schématisation des étapes de simulation en haut à gauche, de prise de données réelles en bas à gauche et de reconstruction des données sur la partie de gauche.

5.1.2 Les simulations utilisées

Les données qui ont été utilisées pour l'étude des V0 finders sont les simulations PDC06 et PDC07 produites en 2006 et 2007 en vue des premières collisions, les nombres d'événements disponibles sont respectivement d'environ 700.000 et 3×10^6 événements. Il s'agit de collisions proton-proton simulés par PYTHIA 6.2 avec les paramètres de l'*ATLAS Tune* sur lesquels la collaboration ALICE s'est accordée (cette paramétrisation est expliquée au paragraphe § 2.4.6.1 du chapitre 2.). La campagne PDC07 correspond à des énergies dans le centre de masse de $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV tandis que les événements PDC06 sont des collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV, cette dernière devant constituer très probablement l'énergie des toutes premières prises de données. Les taux de production dN/dy des K_s^0 et Λ sont respectivement d'environ 0.36 et 0.04 dans les simulations à $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV et de 0.36 et 0.05 dans celles à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV. Dans ces deux cas, l'alignement des détecteurs a été pris en compte de sorte qu'il ne reste que des défauts d'alignement résiduels que l'on ne peut corriger (*residual misalignment*). Puisque pour ses débuts et ce pendant une certaine période, le LHC fonctionnera en mode proton-proton, les besoins d'une comparaison des algorithmes de reconstruction des vertex V0 pour de telles collisions sont justifiés et leur caractère urgent est manifeste devant une évaluation basée sur des événements Pb-Pb qui sont prévus plus tardivement dans le planing d'utilisation de l'accélérateur.

5.2 Etude des méthodes d'extraction du signal

L'évaluation du signal des particules reconstruites via leur topologie de décroissance, telles que les Λ et K_s^0 , se fait par le calcul de leur masse invariante qu'il convient ensuite d'ajuster pour éliminer le bruit de fond.

5.2.1 Calcul de la masse invariante

La masse invariante de la particule mère est déterminée à partir des caractéristiques cinématiques et des hypothèses sur les masses des particules filles.

Considérons la désintégration à deux corps d'une particule, représentée sur la figure 5.2. Les

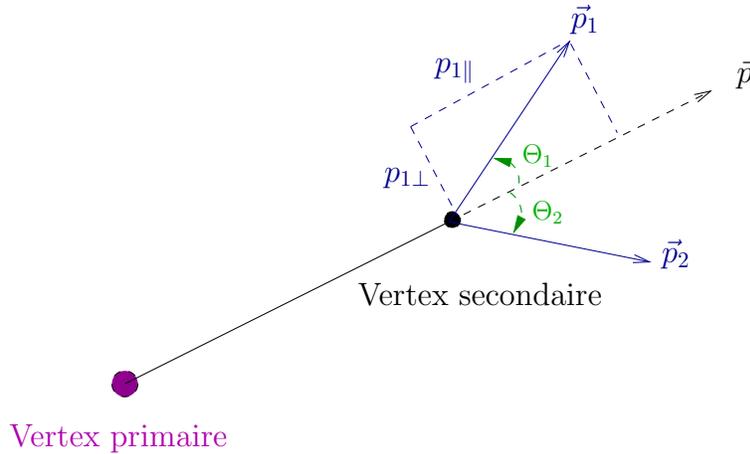


FIG. 5.2 – Schématisation d'une désintégration à deux corps dans le référentiel du laboratoire pour une particule issue du vertex primaire et ayant une impulsion non nulle \vec{p} . Les impulsions \vec{p}_1 , \vec{p}_2 et les angles de décroissance Θ_1 et Θ_2 correspondent aux particules filles 1 et 2.

principes de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de calculer la masse de la particule mère à partir de la formule suivante :

$$M^2 = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) \quad (5.1)$$

où \mathbf{p}_1 et \mathbf{p}_2 sont les quadrivecteurs des produits de décroissance, \vec{p}_1 et \vec{p}_2 leur vecteur impulsion, E_1 et E_2 leur énergie, m_1 et m_2 leur masse.

Si les techniques de reconstruction des vertex V0 s'appuient sur la simple connaissance de la charge des produits de décroissance, l'évaluation du signal des Λ et K_s^0 lors de l'analyse nécessite elle de faire une hypothèse sur la masse des particules filles candidates. A chaque vertex V0 correspondent ainsi les trois masses invariantes reconstruites décrites ci-dessous, auxquelles s'ajoute également celle due à la conversion γ ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, cf § 5.4.2) et les contributions d'associations purement fortuites :

$$M_\Lambda^2 = m_p^2 + m_{\pi^-}^2 + 2(E_p E_{\pi^-} - \vec{p}_p \cdot \vec{p}_{\pi^-}) \quad (5.2)$$

$$M_\Lambda^2 = m_{\bar{p}}^2 + m_{\pi^+}^2 + 2(E_{\bar{p}} E_{\pi^+} - \vec{p}_{\bar{p}} \cdot \vec{p}_{\pi^+}) \quad (5.3)$$

$$M_{K_s^0}^2 = m_{\pi^+}^2 + m_{\pi^-}^2 + 2(E_{\pi^+} E_{\pi^-} - \vec{p}_{\pi^+} \cdot \vec{p}_{\pi^-}) \quad (5.4)$$

Ainsi, dans les spectres en masse invariante, le signal des K_s^0 correspond au bruit des Λ ou $\bar{\Lambda}$ et réciproquement. D'une façon générale, les mésons étant produits plus abondamment que les baryons lors des collisions, le bruit de fond de la distribution des Λ est nettement plus important que celui de la distribution des K_s^0 . Mais ceci reste à nuancer tout de même dans la mesure où d'autres facteurs participent au bruit de fond (bruit combinatoire, conversion γ) et où chacune des contributions n'a pas le même impact sur les spectres : certaines peuvent être localisées dans une région en masse ou en impulsion par exemple.

5.2.2 Informations PID

La distinction entre signal et bruit peut être améliorée au niveau de l'analyse en utilisant les informations sur les pertes linéique d'énergies dans la TPC (et dans une très moindre mesure dans l'ITS) qui permettent d'identifier avec un certain niveau de confiance les particules filles. Dans les études que nous avons menées à partir de données simulées, nous n'avons cependant pas utilisé l'aide du PID. Nous montrerons ainsi qu'il devrait être possible d'extraire de façon satisfaisante le signal K_s^0 et Λ dès les premières données et sans les informations en dE/dx mais leur aide sera à l'évidence certaine dès qu'une calibration fine des détecteurs sera disponible. Dans le cas des K_s^0 cependant, le PID ne devrait pas aider beaucoup à l'identification puisque ce méson décroît en π^+ et π^- or les pions représentent la très grande majorité des particules, de ce fait la probabilité d'une erreur sur la nature des traces filles est déjà fortement restreinte.

5.2.3 Ajustement par des fonctions de Gauss et de Breit-Wigner

Les spectres en masse invariante des K_s^0 et Λ font très nettement apparaître un signal qui se dégage du bruit de fond combinatoire, et ce sans l'ajout de coupures topologiques supplémentaires et plus fines que celles choisies pour la reconstruction, ni utilisation des informations PID. L'évaluation du nombre de particules constituant le signal consiste ensuite à ajuster le spectre, ceci nécessite de modéliser la forme de ses deux composantes : le bruit de fond et le pic :

$$f_{\text{ajustement}}(x) = S(x) + B(x). \quad (5.5)$$

La quantité de signal est ensuite estimée par l'intégrale entre une limite inférieure et supérieure de la fonction $S(x)$. Les bornes de l'intégrale sont définies à partir des estimateurs de la largeur σ et de la moyenne μ de la fonction d'ajustement, nous avons ici choisi un intervalle de 4σ centré sur la valeur μ , cet intervalle définit la proportion de signal pris en compte. Plusieurs fonctions d'ajustement peuvent être proposées, nous allons étudier dans ce paragraphe les fonctions de Gauss et de Breit-Wigner.

5.2.3.1 Considérations sur la forme du bruit de fond

La forme a priori du bruit de fond nous a conduit à utiliser un polynôme $P(x)$ du premier degré pour les particules K_s^0 et du second ordre pour les Λ . Le niveau important de bruit dans le spectre des Λ et sa forme non linéaire s'expliquent par l'absence, lors de notre analyse, de coupure topologique plus contraignante que celles de la reconstruction. Ce choix délibéré permet de ne pas rajouter de biais systématiques qui réclament une étude fine, étude qui ne se justifie pas sur des productions Monte Carlo. A l'avenir, l'analyse des vertex V0 dans les données prises par ALICE pourra inclure des coupures supplémentaires qui permettront de rendre le bruit de fond plus facilement et fidèlement ajustable. La pureté du signal s'en trouvera ainsi amélioré mais conduira irrévocablement à une chute d'efficacité : la décision de favoriser l'une par rapport à l'autre est prise selon la physique que l'on souhaite étudier (l'identification des Ξ par exemple

nécessite un échantillon pur de Λ et accepte pour une cela une perte de statistique). Il faut cependant être conscient que la diminution de l'incertitude systématique obtenue grâce à un ajustement plus facile du bruit de fond suite à des coupures topologiques plus contraignantes peut induire une augmentation de l'incertitude statistique. Un compromis entre les deux doit alors être trouvé de façon à ce que l'incertitude totale soit minimisée, pour ce faire des méthodes, dont l'analyse discriminante linéaire (ADL), ont été développées [Fai04].

Il faut garder en mémoire que deux composantes entrent en compte dans la qualité de l'ajustement du spectre en masse invariante : la reproduction de la forme du pic et celle du bruit de fond. Une valeur élevée du paramètre χ^2 peut donc tenir à une mauvaise modélisation du bruit ou du pic. Mais la forme a priori du bruit de fond nous conduit à penser qu'un polynôme convient bien. La figure 5.3 permet de vérifier cette hypothèse au travers l'exemple des K_s^0 . Elle présente en effet le bruit de fond seul et la valeur du paramètre χ^2 , relativement proche de l'unité, montre que le choix du polynôme $P(x)$ convient pour l'ajuster. Cette figure a été obtenue grâce aux informations Monte Carlo liées aux particules reconstruites. Lors de la simulation de données, il est en effet possible ainsi qu'il sera expliqué au paragraphe 5.3.2, d'associer à chaque particule reconstruite la particule issue du générateur PYTHIA qui lui correspond. On peut alors accéder à la véritable nature des particules contenues dans le spectre en masse invariante et distinguer ainsi le signal du bruit, ce qui bien évidemment ne peut être fait dans les données réelles.

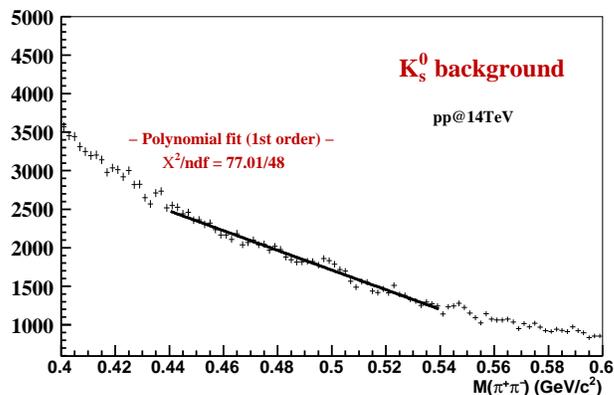


FIG. 5.3 – Distribution du bruit de fond seul dans le spectre en masse invariante des K_s^0 pour les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV. La fonction d'ajustement utilisée est un polynôme du premier degré.

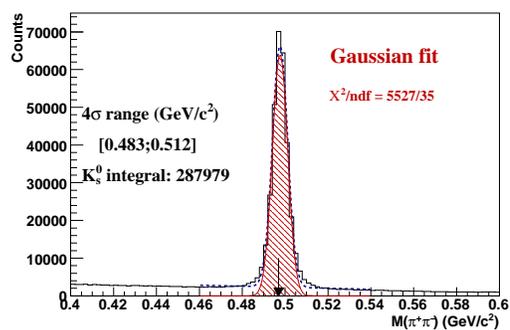
5.2.3.2 Ajustement gaussien

Les particules à temps de vie relativement long ($\sim 2.06 \times 10^{-10}$ s pour les Λ et $\sim 0.90 \times 10^{-10}$ s pour les K_s^0), caractéristique des décroissances par interaction faible, présentent une incertitude en masse ($\sim \hbar/\Delta t$) peu importante, au contraire des résonances pour laquelle elle est suffisamment large pour être observée clairement. La largeur du pic dans le spectre en masse invariante des Λ et K_s^0 devraient alors être dominée par la résolution des différents détecteurs activés pour la reconstruction. Les différents bruits inhérents aux appareils de détection, au traitement du signal, introduisent en effet un élargissement du pic de masse. Ces bruits suivant pour la plupart une

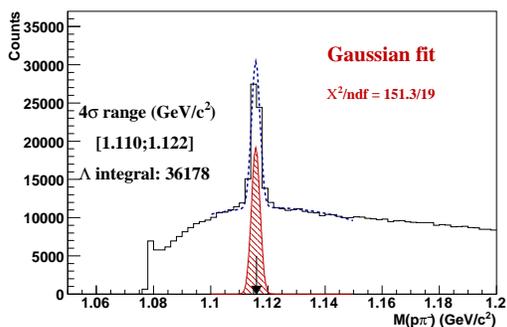
loi de Gauss, il paraît légitime d'essayer un ajustement de type gaussien pour reproduire le pic en masse invariante combiné avec un polynôme $P(x)$ pour modéliser la forme du bruit de fond :

$$f_{\text{Gauss}}(x) = \frac{k}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + P(x) \quad (5.6)$$

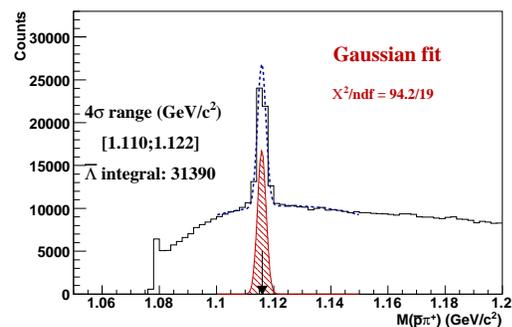
La forme du bruit de fond est un paramètre sous contrôle comme nous l'avons expliqué au paragraphe § 5.2.3.1, nous vérifions alors ici l'hypothèse sur la forme du signal. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.4 pour les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$. Les valeurs du paramètre χ^2 montrent clairement qu'un ajustement de type gaussien ne convient pas pour modéliser le signal, quelque soit la particule bien que la situation la plus critique concerne les K_s^0 . Le tableau 5.1 compare la quantité de signal estimée par cette méthode avec la quantité réelle déduite de l'information Monte Carlo. La fonction gaussienne tend à sous-estimer le signal réel, cependant ces chiffres doivent être pris comme un simple ordre de grandeur puisqu'ils ne sont pas associés à leur incertitude qui, au vu de la qualité de l'ajustement, sont très importantes.



(a)



(b)



(c)

FIG. 5.4 – Distribution en masse invariante intégrée sur tout le spectre en p_t des K_s^0 (a), Λ (b) et $\bar{\Lambda}$ (c) reconstruits dans l'intervalle en rapidité $|y| < 1$, ajustée à l'aide d'une fonction gaussienne. En hachuré rouge est représenté l'ajustement après soustraction du bruit de fond, en pointillé bleu l'ajustement signal+bruit. La flèche noire situe la masse des K_s^0 donnée par le PDG. (Production Monte Carlo LHC07f, statistique ~ 3 M d'événements.)

Pour des raisons de correction de taux de production que nous détaillerons au paragraphe 5.3,

il est nécessaire de discrétiser le spectre en masse invariante en fins intervalles d'impulsion transverse et d'y évaluer la quantité de signal. Nous ne montrons ici en figure 5.5 que deux exemples de spectre pour une tranche à bas et à haut p_t , pour les K_s^0 et Λ . La tendance générale observée est une amélioration de la valeur du χ^2 au fur et à mesure de l'augmentation de l'impulsion pour les K_s^0 et une stagnation pour les Λ . Cette observation peut s'expliquer par l'influence des diffusions multiples, phénomène traduisant la perte d'énergie des particules par interaction avec la matière lors de la traversée des détecteurs. A basse impulsion transverse, les diffusions multiples sont très importantes et tendent à donner à la trajectoire un comportement quelque peu erratique. Les signaux qui au niveau de chaque *cluster* appartenant à la trajectoire suivent une distribution gaussienne, ne sont alors pas tous centrés à la même valeur, le signal total est donc déformé et s'éloigne ainsi de la loi normale pour les particules de bas p_t . En revanche, à haute impulsion, les diffusions multiples sont quasiment négligeables et les trajectoires sont des courbes douces passant par le centre de la gaussienne de chaque *cluster*. On comprend alors pourquoi le signal est plus proche d'une distribution gaussienne pour les particules de p_t élevé. Mais d'une façon générale, il reste difficile d'évaluer correctement le signal à partir d'une fonction de Gauss.

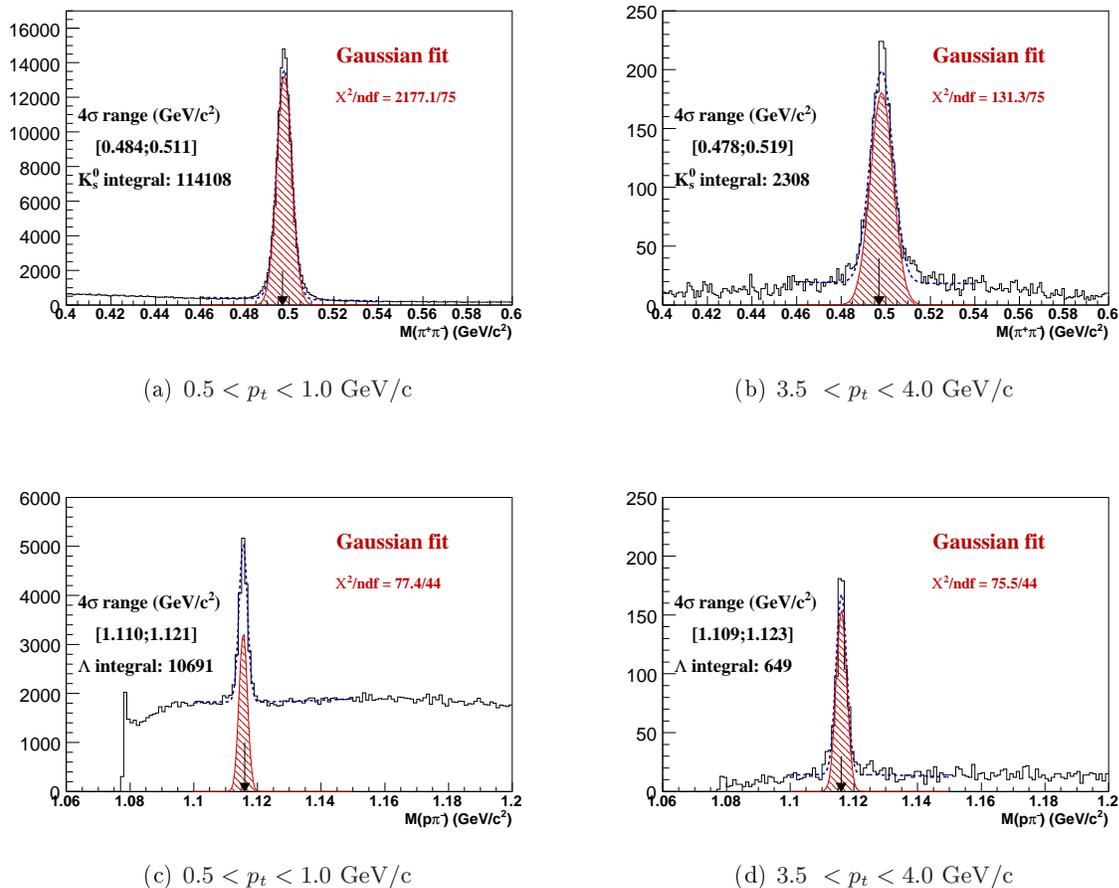


FIG. 5.5 – Ajustements, à l'aide d'une fonction de Gauss de la masse invariante des K_s^0 (haut) et Λ (bas) reconstruits à mi-rapacité ($|y| < 1$), pour deux intervalles en p_t . (Production Monte Carlo LHC07f, statistique ~ 3 M d'événements.)

5.2.3.3 Ajustement de Breit Wigner

La présence d'une queue de distribution à droite du pic suggère l'idée d'un ajustement selon une loi de Breit-Wigner, celle-ci a précisément été introduite pour expliquer ce phénomène initialement dans les spectres des résonances où il est très présent. Mais au contraire des résonances où la forme de la distribution tient à des considérations physiques, la queue de distribution des Λ et K_s^0 serait la conséquence d'effets de détection ainsi que nous allons l'expliquer. La fonction d'ajustement alors comme :

$$f_{\text{BW}}(x) = \frac{k\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(x - \mu)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + P(x) \quad (5.7)$$

où $P(x)$ est un polynôme du premier ordre pour les K_s^0 et du deuxième ordre pour les Λ .

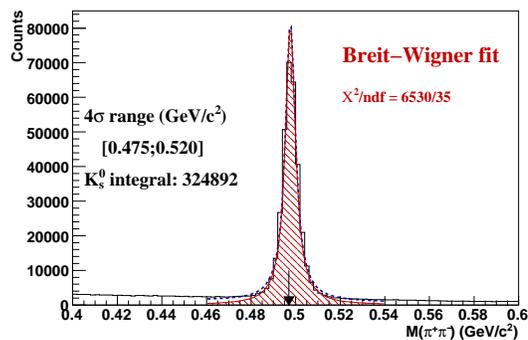
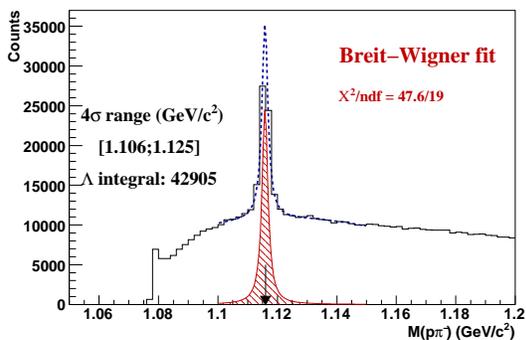
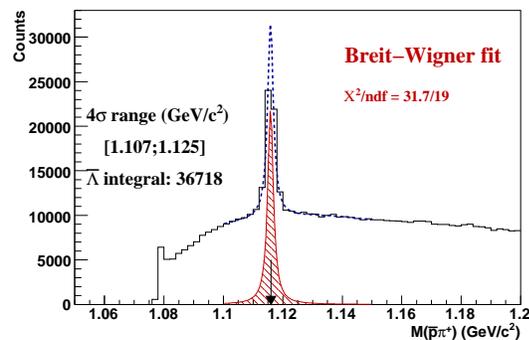
(a) K_s^0 (b) Λ (c) $\bar{\Lambda}$

FIG. 5.6 – Distribution en masse invariante intégrée sur tout le spectre en p_t des K_s^0 (a), Λ (b) et $\bar{\Lambda}$ (c) reconstruits dans l'intervalle en rapidité $|y| < 1$, ajustée à l'aide d'une fonction de Breit-Wigner. En hachuré rouge est représenté l'ajustement après soustraction du bruit de fond, en pointillé bleu l'ajustement signal+bruit. La flèche noire situe la masse des K_s^0 donnée par le PDG. (Production Monte Carlo LHC07f, statistique ~ 3 M d'événements.)

La figure 5.6 et les discrétisations en impulsion transverses représentées sur les histogrammes 5.7 mènent aux conclusions suivantes :

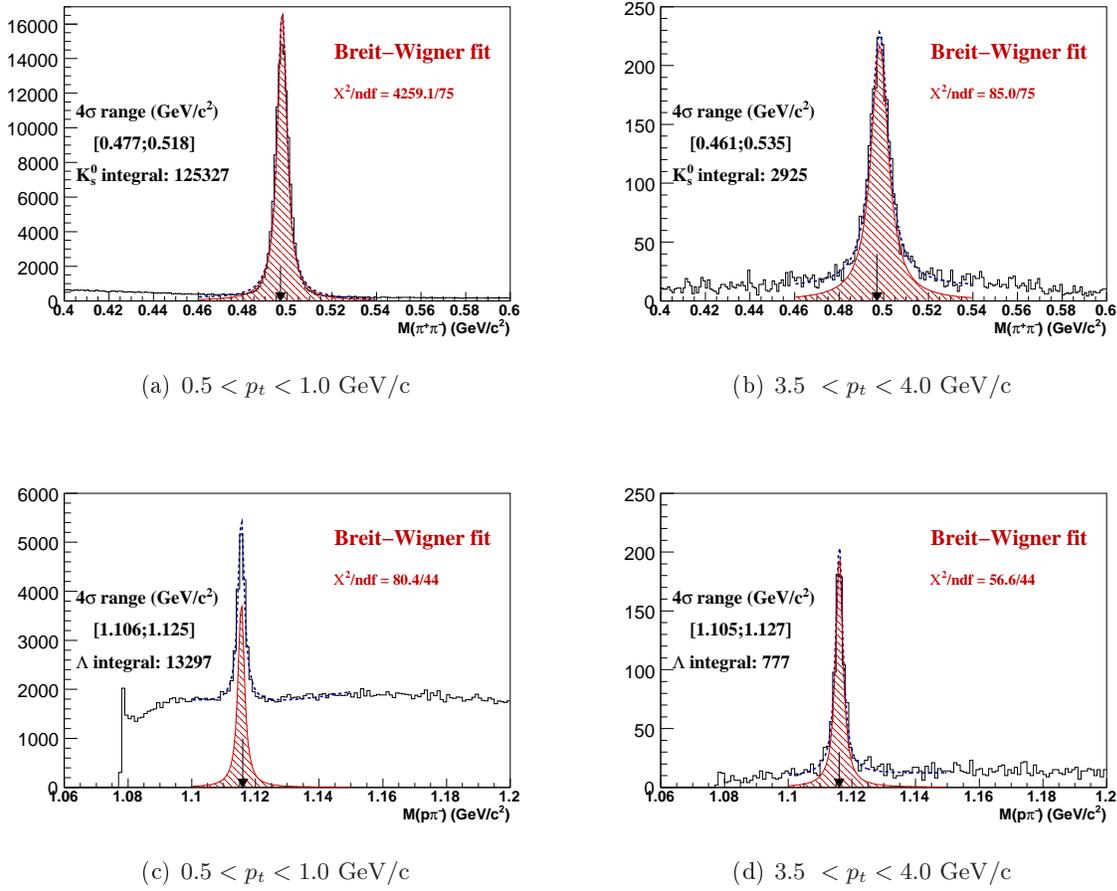


FIG. 5.7 – Ajustements, à l’aide d’une fonction de Breit-Wigner de la masse invariante des K_s^0 (haut) et Λ (bas) reconstruits à mi-rapacité ($|y| < 1$), pour deux intervalles en p_t . (Production Monte Carlo LHC07f, statistique ~ 3 M d’événements.)

1. La fonction de Breit-Wigner reproduit très mal le spectre des K_s^0 mais de façon un peu plus correcte celui des Λ et $\bar{\Lambda}$.
2. Elle ajuste mieux les masses invariantes dans les tranches aux impulsions élevées où le paramètre χ^2 atteint alors des valeurs raisonnables.

Ces observations trouvent leur explication dans l’existence d’une queue de distribution plus ou moins marquée. La formule 5.1 du calcul de la masse invariante montre que les contributions de masse élevée à droite du pic proviennent de particules filles dont l’impulsion est relativement importante, or la résolution en impulsion des traces se dégrade au fur et à mesure que celle-ci augmente, d’où un élargissement du pic dans cette région. La résolution en impulsion dans la TPC pendant l’étape de reconstruction est en effet meilleure pour les traces très courbées c’est à dire pour celles correspondant à des particules peu énergétiques. Cette queue de distribution, que la fonction de Breit-Wigner est supposée reproduire, est d’autant plus prononcée dans les tranches en masse invariante de p_t élevé où les deux particules filles sont énergétiques, ceci explique alors l’amélioration de l’ajustement avec l’augmentation de l’impulsion de la particule mère. Une différence importante entre les valeurs des impulsions portées par les particules filles,

est également un élément explicatif de l'apparition de la queue à droite du pic. Ce cas de figure permet en effet à l'une des filles d'acquérir une forte impulsion dont la résolution sera dégradée. Pour le K_s^0 , les produits de décroissance ont la même masse, ils emportent par conséquent chacun une fraction de l'impulsion sensiblement équivalente, il s'agit de la raison pour laquelle d'une façon générale la queue de distribution est moins marquée pour ce type de particules entraînant un ajustement très mauvais à l'aide d'une loi de Breit-Wigner. Pour les Λ au contraire, la possibilité de donner naissance à deux filles dont la différence entre les impulsions est notable, est beaucoup plus probable, et elle est encore davantage favorisée lorsque le Λ est très énergétique.

Sur les spectres en masse invariante intégrées en impulsion transverse, l'ajustement par une fonction de Breit-Wigner semble sur-estimer le signal réellement produit, (cf tableau 5.1, mais là encore ces chiffres apportent un simple ordre de grandeur sans les erreurs associées.

Particule	Signal Monte Carlo	Méthode d'évaluation du signal utilisée		
		Gaussienne	Breit Wigner	Bin Counting
K_s^0	306 751 (100%)	93.9%	105.9%	99,9%
Λ	38 979 (100%)	92.8%	110.0%	94.6%
Λ	33 468 (100%)	93.8%	109.7%	91.2%

TAB. 5.1 – Evaluation du signal K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ par les méthodes d'ajustement avec une fonction de Breit-Wigner, de Gauss et par la méthode de sommation du nombre d'entrées. Comparaison avec le nombre réel de particules recherchées présentes parmi les candidats reconstruits (signal Monte Carlo).

5.2.4 Evaluation du signal par simple sommation du nombre d'entrées

Les ajustements des masses invariantes à l'aide des fonctions gaussiennes et de Breit-Wigner reproduisent difficilement les spectres et l'évaluation du signal produit est alors peu précis et représentatif. La méthode de *bin counting*, simple sommation du nombre d'entrées dans l'histogramme qui ne présuppose pas d'une forme particulière, semble alors être en mesure d'apporter une réponse. Elle procède selon les étapes suivantes :

1. Détermination de deux fenêtres, une à droite et une à gauche du pic, suffisamment éloignées de celui-ci pour être considérées comme ne contenant que du bruit.
2. Ajustement du bruit de fond à l'aide d'un polynôme P , cet ajustement est contraint par les deux zones définies précédemment.
3. Délimitation de la zone centrale de signal autour de la valeur de la masse de la particule recherchée.
4. Calcul du nombre d'entrées N_{S+B} par sommation du contenu des *bins* de l'histogramme dans la zone de signal ;
5. Estimation du bruit N_B contenu dans la zone centrale par l'intégrale de P entre les limites supérieure et inférieure de la zone centrale.
6. Evaluation de la quantité de signal $N_S = N_{S+B} - N_B$.

En pratique, les bornes de la zone de signal sont déterminées à partir d'un ajustement gaussien. Même si ce dernier ne représente pas fidèlement le pic en masse invariante, il fournit une première estimation qui sert de point de départ à la méthode de *bin counting*. L'hypothèse de la forme

gaussienne permet en effet d'obtenir les valeurs des estimateurs de la largeur σ et de la moyenne m , le signal devrait alors être contenu à $\sim 95\%$ dans l'intervalle $[m - 2\sigma; m + 2\sigma]$ et à $\sim 99\%$ dans $[m - 3\sigma; m + 3\sigma]$. A partir de ces considérations, le choix des limites de la zone de signal peut être fait, et les zones de bruit seront alors placées au delà de 3σ ou 4σ lorsque la forme du spectre le permet.

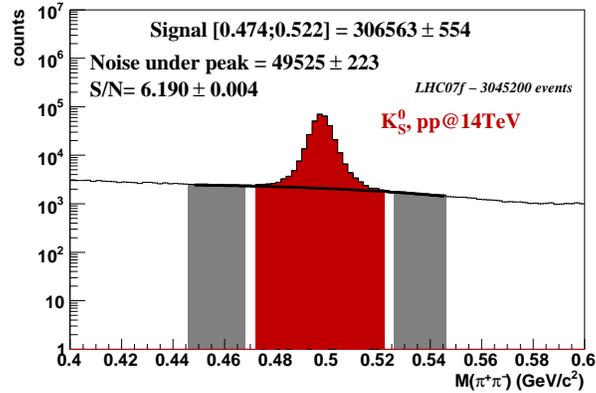


FIG. 5.8 – Distribution en masse invariante des K_s^0 intégrée sur tout le spectre en impulsion transverse à mi-rapacité ($|y| < 1$) et évaluation du signal par la méthode de *Bin Counting*. Les erreurs sont statistiques uniquement.

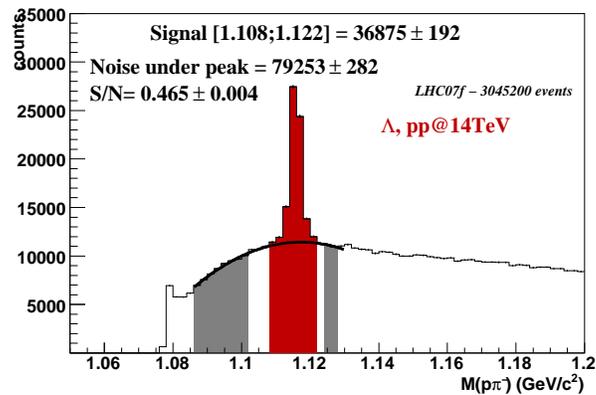


FIG. 5.9 – Distribution en masse invariante des Λ intégrée sur tout le spectre en impulsion transverse à mi-rapacité ($|y| < 1$) et évaluation du signal par la méthode de *Bin Counting*. Les erreurs sont statistiques uniquement.

Les figures 5.8, 5.9 et 5.10 présentent les résultats pour les spectres intégrés en impulsion transverse. Nous avons utilisé pour ajuster le bruit de fond un polynôme du premier ordre pour les K_s^0 et du deuxième ordre pour les Λ et $\bar{\Lambda}$. Les incertitudes associées au signal obtenu sont purement statistiques. La quantité de particules estimée par la méthode de la simple sommation du nombre d'entrée donne des résultats cohérents avec la quantité réellement produite, comme l'illustre le tableau 5..1. Nous avons ensuite étudié la discrétisation en p_t , quelques uns des

histogrammes sont montrés en figure 5.11 pour des impulsions faibles, moyennes et un peu plus élevées. On observe que le *bin-counting* est une méthode relativement adaptée à toutes les tranches en impulsion transverse. L'évolution de la forme du bruit de fond des K_s^0 nous a conduit à utiliser un polynôme du premier degré, tandis que pour les particules Λ un polynôme du second ordre est nécessaire. Il est intéressant de noter que le bruit prend une forme linéaire, ce qui n'est pas le cas dans le spectre en masse invariante intégré en p_t . La majorité du bruit de fond à forme complexe des Λ , se trouve en effet dans la tranche entre 0 et 0.5 GeV/c où le signal est faible. La très forte densité de traces aux faibles impulsions conduit en effet irrévocablement à une augmentation du bruit de fond combinatoire.

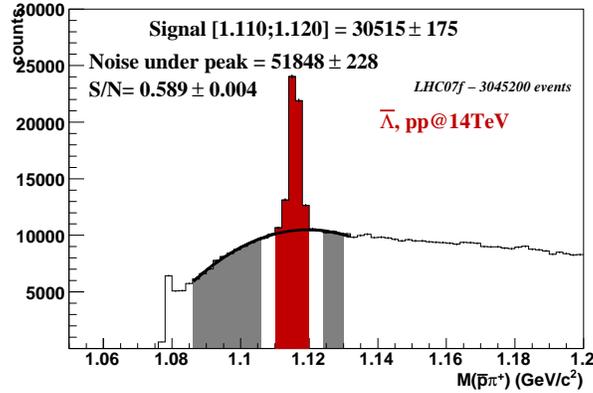


FIG. 5.10 – Distribution en masse invariante des $\bar{\Lambda}$ intégrée sur tout le spectre en impulsion transverse à mi-rapacité ($|y| < 1$) et évaluation du signal par la méthode de *Bin Counting*. Les erreurs sont statistiques uniquement.

5.3 Techniques de correction du signal

Le taux de production mesuré expérimentalement par les méthodes décrites précédemment ne correspond pas au nombre total de particules créées par la collision. Les caractéristiques inhérentes aux détecteurs telles que leur couverture spatiale ou leur résolution, ainsi que les méthodes de reconstruction et d'analyse en elles-mêmes, ne permettent en effet d'identifier qu'une fraction des particules produites. Afin de corriger les spectres bruts, chacun des facteurs impliquant une perte doit être quantifié précisément à l'aide de données purement simulées ou par la technique de *l'embedding*. L'efficacité de reconstruction, que nous définirons ci-dessous, est en particulier délicate à évaluer. Sa dépendance en p_t est très prononcée et les corrections qu'elle impose s'évaluent donc *bin* par *bin* d'où la discrétisation de la masse invariante en intervalles fins d'impulsion transverse que nous avons évoquée au paragraphe précédent. Mais la finesse de ces intervalles est limitée par la statistique, il faut établir un compromis entre leur largeur et le nombre de particules qu'ils contiennent. Nous exposerons la stratégie de correction des spectres des Λ et K_s^0 lors des premières données puis nous détaillerons les principes de la méthode d'*embedding* qui permettra à l'avenir de définir une efficacité de reconstruction probablement plus précise et par certains aspects complémentaire.

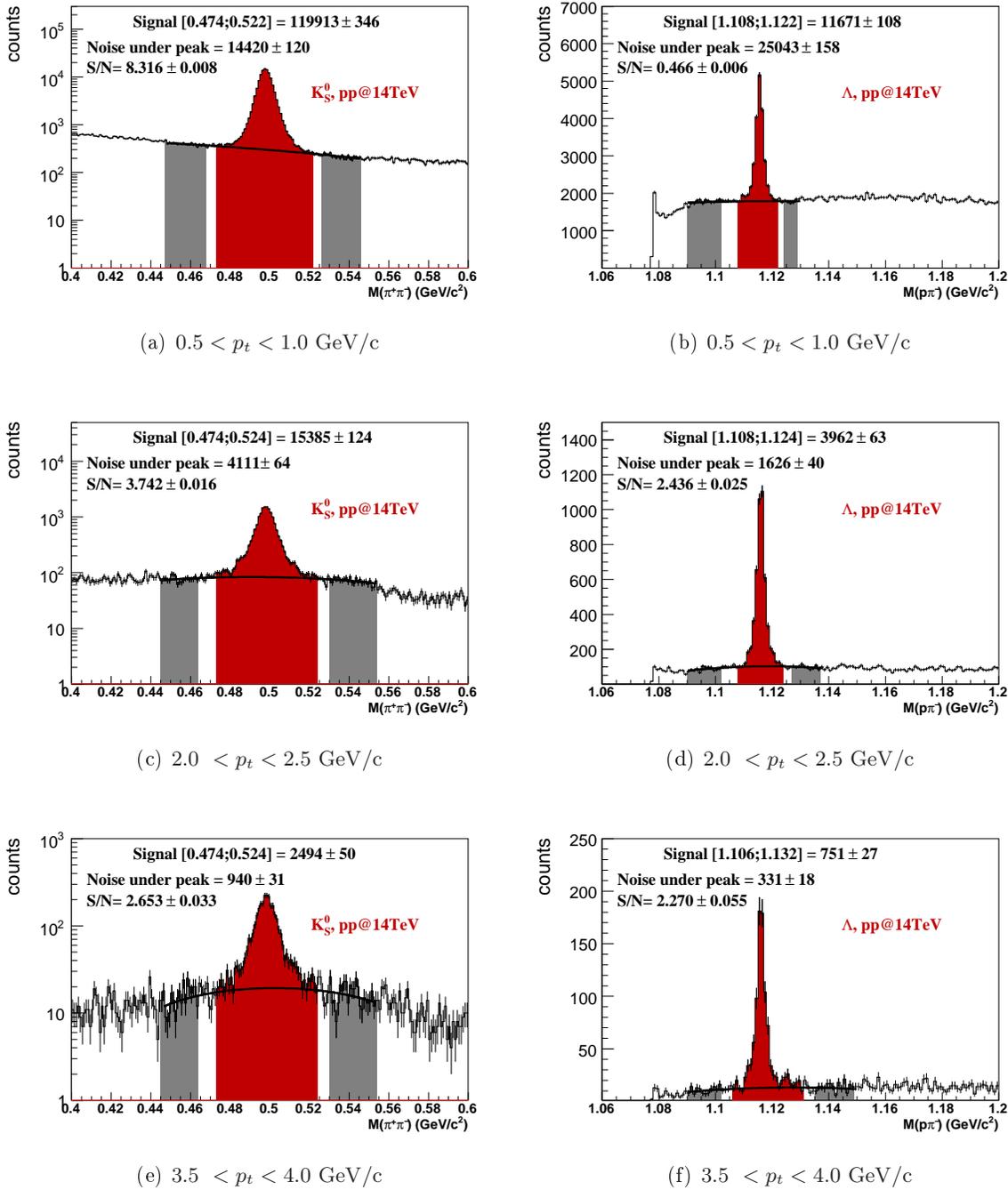


FIG. 5.11 – Estimation du signal des K_S^0 (à gauche) et des Λ (à droite), pour quelques intervalles en p_t et pour $|y| < 1$. Echelle logarithmique. (Production Monte Carlo LHC07f, statistique ~ 3 M d'événements.)

5.3.1 Des spectres bruts aux spectres corrigés

La quantité physique intéressante et exploitable est le nombre de particules réellement produites lors de la collision, nous sommes alors amenés à corriger les mesures brutes du paragraphe 5.2 pour obtenir les taux de production réels des particules étudiées.

L'un de ces facteurs correctifs tient aux détecteurs en eux-mêmes qui, pour des raisons liées à leur géométrie et à leur technique de reconstruction, ne peuvent voir qu'une partie des particules générées. Ceci définit l'acceptance :

$$Acc = \frac{N_{trouvables}}{N_{générées}} \quad (5.8)$$

où $N_{trouvables}$ est le nombre de particules trouvables telles que définies au tableau 4.1 du chapitre 4.

Parmi ses particules trouvables, seule une fraction est effectivement reconstruite par les algorithmes, d'où l'efficacité suivante :

$$Eff = \frac{N_{trouvées}}{N_{trouvables}} \quad (5.9)$$

Elle prend en compte l'efficacité de reconstruction des traces en elles-mêmes mais également les pertes induites par les coupures topologiques, et éventuellement cinématiques, appliquées par les *finders* et lors de l'analyse. A l'évidence, plus ces coupures sont serrées, plus l'efficacité chute mais elles permettent d'éliminer les mauvaises associations de traces qui constituent le bruit de fond. Les méthodes d'identification sont le résultat de compromis entre efficacité et pureté.

L'efficacité globale de reconstruction se définit par le produit de ces deux grandeurs :

$$\epsilon = Acc \times Eff = \frac{N_{trouvées}}{N_{générées}} \quad (5.10)$$

Par la suite nous employerons le terme *associé* pour désigner les particules trouvées, donc correctement reconstruites, par les algorithmes, - terme sur lequel nous reviendrons au paragraphe suivant.

Il reste un élément à prendre en compte pour remonter au taux réel de production : le rapport d'embranchement. En effet les V_0 sont reconstruits via leur désintégration en particules filles chargées mais ce mode de décroissance, s'il est la seule signature visible dans la TPC et l'ITS de la présence de la particule mère recherchée, n'est cependant pas le seul le possible et il nous faut considérer l'ensemble des Λ et K_s^0 produits par la collision. On a ainsi :

$$\text{Taux de production corrigés} = \frac{N_{détectées}}{\text{rapport d'embranchement} \times \epsilon} \quad (5.11)$$

avec $N_{détectées}$ la quantité de signal évaluée dans des collisions réelles par les méthodes décrites au paragraphe 5.2.

Suite aux corrections du signal brut effectuées dans chaque intervalle en impulsion transverse par la formule ci-dessus, on obtiendra un spectre en fonction de p_t qu'il conviendra de normaliser pour accéder à la quantité physique exploitable : le taux de production par événement et par unité de rapidité :

- normalisation par $1/\Delta y$ où $\Delta y = 2$ est la largeur de la fenêtre en rapidité à l'intérieur de laquelle les particules sont identifiées : $|y| < 1$;
- normalisation par $1/2\pi$ venant de l'angle azimutal ;
- normalisation par $1/N_{ev}$ où N_{ev} est le nombre d'événements ;

5.3.2 Critères d'association entre particules Monte Carlo et particules reconstruites

L'association des traces reconstruites avec les traces Monte Carlo qui en sont à l'origine est fondamentale dans la caractérisation de l'efficacité, quelle soit extraite à partir de simulations pures (cf § 5.3.5) ou par la méthode de *l'embedding* (cf § 5.3.6). Elle permet d'accéder à la vraie nature des candidats identifiés par les algorithmes de reconstruction et de quantifier ainsi le nombre de $V0$ trouvées intervenant dans l'équation 5.10 et que nous nommerons désormais ***particules associées***. Les critères d'association reposent uniquement sur une recherche des traces en correspondance : la trace reconstruite est reconnue comme provenant d'une trace Monte Carlo si elles possèdent toutes les deux un minimum de points en commun. Les nombres de *clusters* associés requis ont déjà été détaillés dans la dernière colonne du tableau 4.1. Il faut cependant noter que certaines traces peuvent remplir ces critères, bien qu'ils soient relativement stricts, et ne pas correspondre à une particule Monte-Carlo, elles donnent lieu à des particules dites *fakes* dont la probabilité peut être évaluée à partir de simulations. Cette méthode d'association est étendue aux vertex secondaires : un Λ (K_s^0) est associé si les traces positives et négatives reconstruites du $V0$ identifié par le *finder* sont associées à des traces Monte Carlo provenant d'un Λ (K_s^0) Monte Carlo.

5.3.3 Λ et K_s^0 secondaires

L'étude des particules K_s^0 et Λ porte sur celles qui proviennent directement de la collision car ce sont celles qui portent les informations liées à la nature de la matière formée qui nous intéressent. Or les particules laissant des traces dans les détecteurs proviennent de sources diverses, elles peuvent être primaires et formées par la collision elle-même ou être secondaires et produites soit par la désintégration de certaines particules instables, soit par interaction avec les matériaux des détecteurs. Et selon les coupures de reconstruction appliquées, l'ensemble des candidats identifiés par le *V0 finder* contient une fraction, plus ou moins importante mais jamais nulle, de Λ , $\bar{\Lambda}$ et K_s^0 secondaires. Ces $V0$ secondaires sont des particules associées, ainsi qu'il a été défini au paragraphe 5.3.2 puisqu'ils ont un partenaire Monte Carlo. Il convient d'identifier leur origine afin de choisir une méthode adaptée pour corriger les spectres et remonter au taux de production de particules primaires. Dans ce paragraphe, nous considérons comme secondaires, l'ensemble des Λ et K_s^0 dont la distance du point de formation au vertex primaire est supérieure à 0.2 cm, nous reviendrons par la suite sur cette définition.

5.3.3.1 Origine des K_s^0 secondaires

Les positions en x et y des points de formation des K_s^0 secondaires sont représentées sur la figure 5.12. Elle laisse très nettement apparaître des cercles concentriques autour du point d'interaction correspondant aux couches de l'ITS. Les K_s^0 secondaires sont donc majoritairement produits par interaction avec les matériaux des détecteurs. Mais leur taux de production reste très faible, ils ne constituent en effet que 0.37% du nombre total de K_s^0 associés reconstruits par le *V0 finder* et peuvent être considérés comme négligeables. Cette évaluation a été réalisée grâce aux informations Monte Carlo liées aux particules reconstruites, informations qui sont accessibles uniquement dans des données simulées.

5.3.3.2 Origine des Λ et $\bar{\Lambda}$ secondaires

Au contraire des K_s^0 , les positions de production des Λ et $\bar{\Lambda}$ secondaires représentées sur la figure 5.13 ne laissent apparaître aucune structure nette, si ce n'est une plus forte densité au fur

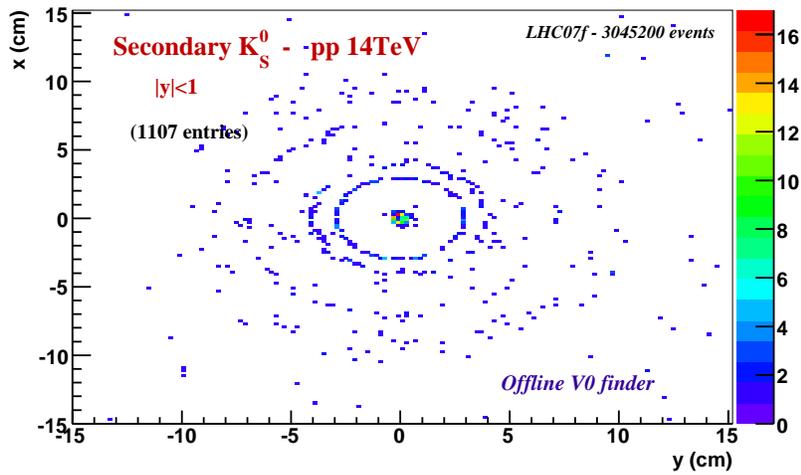


FIG. 5.12 – Distribution en x et y du point de formation des K_s^0 secondaires, dans l'intervalle en rapidité $|y| < 1$.

et à mesure que l'on s'approche du vertex primaire. Ils ne proviennent donc pas uniquement des interactions à la traversée des couches de détecteurs. Leur taux de production est relativement important : 19% du total des Λ associés et 17% des $\bar{\Lambda}$ associés.

La quantité de Λ et $\bar{\Lambda}$ secondaires est en fait alimentée par un certain nombre de désintégrations dont le rapport d'embranchement est élevé, ce phénomène est appelé *feed-down* :

- décroissance par interaction faible des Ξ :
 $\Xi^{0/-/+} \rightarrow \Lambda(\bar{\Lambda}) + \pi^{0/+/-}$ (rapport d'embranchement 99.5%, 99.8% et 99.8%);
- décroissance par interaction faible des Ω :
 $\Omega^{-/+} \rightarrow \Lambda(\bar{\Lambda}) + K^{-/+}$ (rapport d'embranchement 67.8%);

Ces différentes contributions aux Λ et $\bar{\Lambda}$ secondaires pour $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV reconstruits se répartissent comme suit :

Λ provenant de Ξ^0	43.0%	$\bar{\Lambda}$ provenant de Ξ^0	42.5%
Λ provenant de Ξ^-	41.0%	$\bar{\Lambda}$ provenant de Ξ^+	40.4%
Λ provenant de Ω^-	3.3%	Λ provenant de Ω^+	3.2%
Autres	12.7%	Autres	13.9%

Mais ces valeurs sont très dépendantes de ce qui a été généré, en particulier des fractions relatives Ξ/Λ , Ω/Λ par exemple. De plus, le modèle PYTHIA a tendance à sous-estimer la production de baryons, on peut s'attendre à ce que ces valeurs soit modifiées dans les données réelles. Diminuer la contamination par les particules secondaires pour remonter à la quantité de particules originant réellement de la collision en elle-même nécessite de resserrer certaines coupures topologiques mais ceci ne permettra d'en éliminer qu'une faible partie. Le traitement de ce *feed-down* implique une évaluation fine à partir de simulations Monte-Carlo pour estimer les taux de contaminations et choisir ainsi les coupures de sélection finales. L'aide des modèles statistiques sera nécessaire.

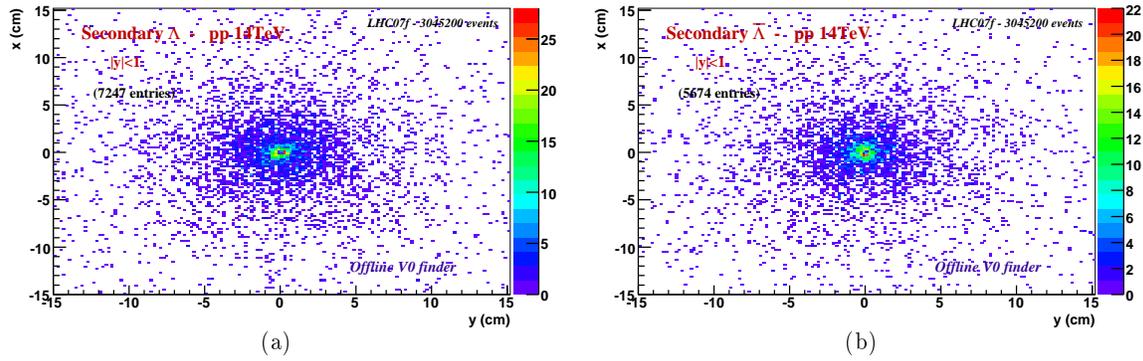


FIG. 5.13 – Distribution en x et y du point de formation des Λ (à gauche) et $\bar{\Lambda}$ (à droite) secondaires, dans l'intervalle en rapidité $|y| < 1$.

5.3.4 Le cas particulier de la contribution des Σ dans les distributions des Λ et $\bar{\Lambda}$

Une autre contribution, dont l'importance est grande, est à rajouter aux spectres des Λ et $\bar{\Lambda}$. Il s'agit des décroissances par interaction forte des résonances Σ^0 et des particules $\Sigma(1385)$:

- $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ (rapport d'embranchement 100%) ;
- $\Sigma(1385)^{0/+/-} \rightarrow \Lambda + \pi^{0/+/-}$ (rapport d'embranchement 87.0%) ;

L'intervention de la famille Σ (par Σ , nous entendons Σ^0 , $\Sigma(1385)^0$, $\Sigma(1385)^+$ et $\Sigma(1385)^-$) dans les spectres des Λ et $\bar{\Lambda}$ est particulière. En effet, ces particules ont un temps de vie extrêmement court ($\sim 7.4 \times 10^{-20}$ s) et décroissent donc pratiquement au vertex primaire, ce qui les rend indifférenciables des Λ primaires dans les données réelles et les spectres sont alors toujours un mélange des deux.

La fenêtre (a) de la figure 5.14 présente le spectre de la totalité des Λ divisé par celui des Λ provenant des Σ dans les événements Monte Carlo pur, c'est à dire la production PYTHIA avant reconstruction, et la fenêtre (b) montrent ce même rapport pour l'échantillon de V0 associés identifiés par le *V0 finder* d'ALICE. Le pourcentage estimé par PYTHIA de Λ provenant de la décroissance de la famille des Σ est de 53% et ce chiffre reste inchangé parmi les Λ associés reconstruits par le *V0 finder*. Mais cette valeur reste une hypothèse du modèle PYTHIA générant les simulations. La contribution des Σ dans la quantité de Λ produits peut être estimée de façon plus réaliste par des modèles statistiques. Ceux-ci ne donnent pas une vision dynamique mais en première approximation on peut supposer que les distributions des Λ provenant de la collision et de ceux issus d'un Σ sont les mêmes, ce qui se justifie facilement par la très grande différence de masse entre les produits de décroissance du Σ : $\gamma + \Lambda$, le Λ nettement plus lourd emporte donc la quasi-totalité de l'impulsion initiale. Puisqu'ils ne peuvent dans les données réelles être différenciés des particules originant du point d'interaction, les Λ produits par la décroissance des Σ sont considérés comme primaires. Les particules Λ et Σ^0 sont même quasiment équivalentes.

5.3.5 Stratégie de correction des premières données

5.3.5.1 Précision sur la définition d'efficacité

L'efficacité définie, à partir des seules simulations Monte Carlo, comme le rapport du nombre de particules reconstruites associées sur le nombre de particules générées par PYTHIA peut

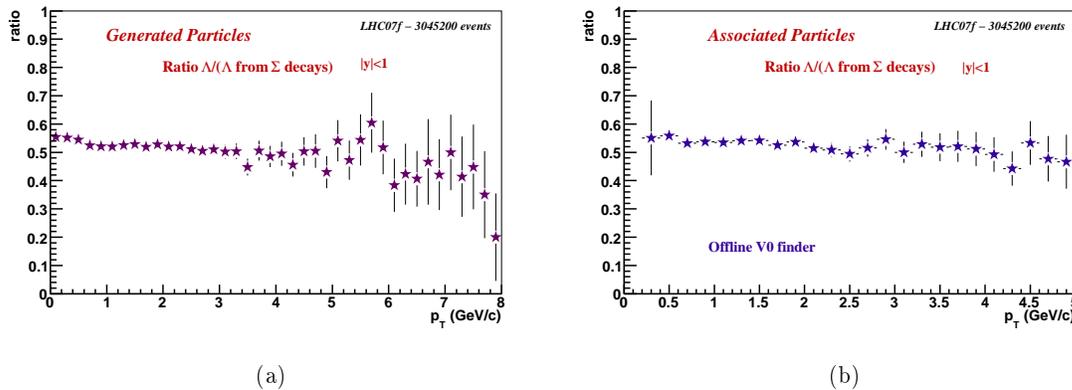


FIG. 5.14 – Rapport de la distribution totale des Λ et de la distribution des Λ provenant de la décroissance de la famille des particules Σ , pour les particules générés (à gauche) et les particules associées identifiées par le *V0 finder* (à droite) . (Production Monte Carlo LHC07f, statistique ~ 3 M d'événements).

être une solution pour corriger les spectres brutes et remonter au taux de production réel. Mais en toute cohérence, il ne faut considérer au numérateur de l'expression de l'efficacité que les particules associées primaires puisque par définition les décroissances et phénomènes d'interaction avec les détecteurs n'interviennent pas au dénominateur. La contribution des désintégrations des particules Σ doit cependant être prise en compte pour les raisons évoquées au paragraphe précédent. Lors de la simulation de données, le générateur PYTHIA produit les particules Monte Carlo primaires, celles-ci sont ensuite propagées dans les détecteurs par GEANT3 qui s'occupe également de la décroissance des particules instables et notamment des décroissances Σ . Nous devons donc ajouter aux Λ , $\bar{\Lambda}$ et K_s^0 produits par PYTHIA, les Λ , $\bar{\Lambda}$ issues de la désintégration de la famille des Σ prise en charge par GEANT3. Se pose alors la question de la définition des particules primaires, plusieurs possibilités s'offrent à nous :

1. Particule primaire = particules produites par PYTHIA + Λ et $\bar{\Lambda}$ issues de la décroissance d'un Σ à condition que celui-ci ait été formé au vertex primaire.
2. Particule primaire = toute particule dont le rayon de production (distance entre le point de création de la particule et le vertex primaire) est inférieure à une certaine valeur limite.

Nous nous sommes accordées sur la deuxième définition avec comme valeur limite 0.2 cm, une étude systématique des effets des différentes définitions sur l'efficacité sera détaillée au paragraphe 5.3.5.3.

5.3.5.2 Efficacités obtenues et conditions d'application

Les efficacités de reconstruction sont présentées en figures 5.15 et 5.16. Elles résultent de la convolution des efficacités de reconstruction des deux traces filles et comme telles elles augmentent avec la valeur de l'impulsion transverse puis saturent, à environ 0.6 dans le cas des K_s^0 et 0.5 dans le cas des Λ et $\bar{\Lambda}$. Les rapports d'embranchement n'étant pas pris en compte, les maxima ne peuvent être que de 0.69 pour les K_s^0 et de 0.64 pour les Λ et $\bar{\Lambda}$. La forte dépendance de l'efficacité avec l'impulsion transverse explique la nécessité de discrétiser le spectre de masse invariante en intervalle de p_t pour appliquer les facteurs correctifs.

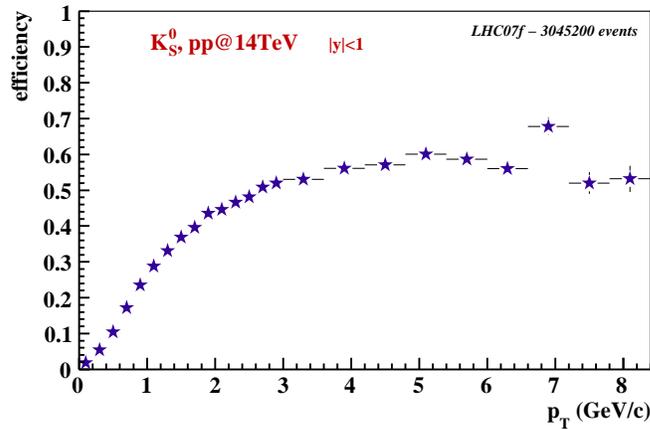


FIG. 5.15 – Efficacité de reconstruction des K_s^0 à mi-rapacité ($|y| < 1$). (Efficacité du *Offline V0 finder*).

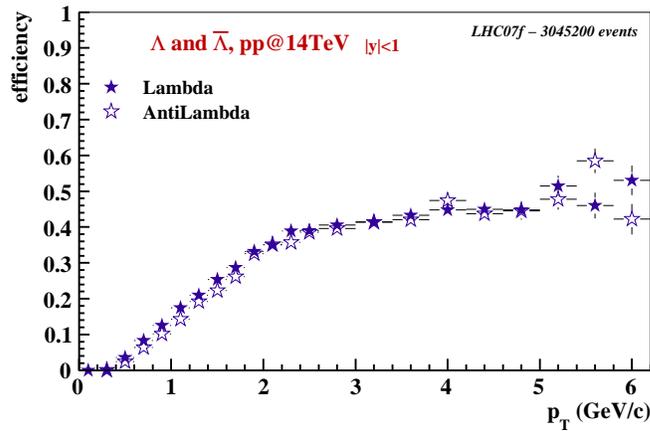


FIG. 5.16 – Efficacité de reconstruction des Λ et $\bar{\Lambda}$ à mi-rapacité ($|y| < 1$). (Efficacité du *Offline V0 finder*).

On note que l'efficacité de reconstruction des $\bar{\Lambda}$ est plus faible que celle des Λ , surtout dans la région des basses impulsions. Mais il n'y a priori aucune raison que la reconstruction des Λ soit plus efficace que celle de son antiparticule. Cette différence tient en fait au phénomène d'absorption : les antiparticules peuvent s'annihiler avec les matériaux des détecteurs, et le nombre d' $\bar{\Lambda}$ reconstruits est alors inférieur à celui réellement produit, ce qui diminue d'autant l'efficacité. Les rapports $\bar{\Lambda}/\Lambda$ en fonction de l'impulsion transverse sont présentés en figure 5.17 pour les particules Monte Carlo et les particules associées. Aucune asymétrie lors de la génération n'est observée, en revanche à basse impulsion transverse les $\bar{\Lambda}$ reconstruits associés sont moins nombreux que les Λ , signe que certains d'entre eux ont été absorbés par la matière des détecteurs. L'absorption semble toucher préférentiellement les $\bar{\Lambda}$ de faible p_t mais compte tenu des incertitudes il est difficile d'établir une tendance claire à haut p_t .

Mais à quelles conditions ces efficacités, dont la définition a laissé de côté les particules se-

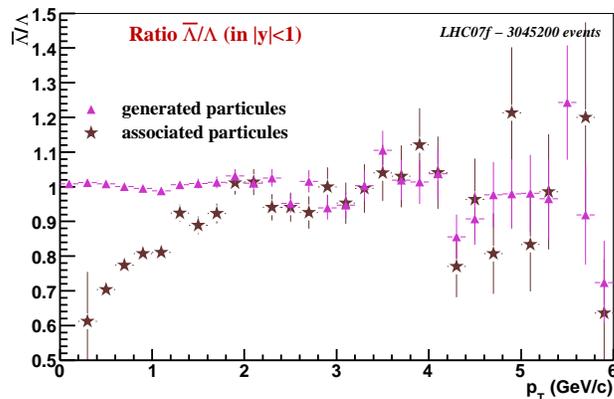


FIG. 5.17 – Evolution du rapport $\bar{\Lambda}/\Lambda$ en fonction de l'impulsion transverse à mi-rapacité ($|y| < 1$) pour les particules générées et les particules reconstruites associées.

conformes qui sont pourtant présentes parmi les candidats reconstruits, peuvent-elles servir à la correction des premières données ?

Intéressons-nous premièrement aux K_s^0 . La quantité de secondaires a été estimée à un pourcentage très faible du nombre total d'associés, environ 0.37% (cf § 5.3.3.1). Les K_s^0 secondaires proviennent principalement des interactions avec les détecteurs et non pas de la décroissance de particules ou résonances que les modèles tels que PYTHIA peinent à reproduire correctement, donc sous l'hypothèse d'une prise en compte correcte de la géométrie des détecteurs lors de la simulation ce chiffre de 0.37% ne devrait pas changer significativement dans les données réelles. La figure 5.19 montre de plus que l'efficacité de reconstruction des K_s^0 secondaires est faible, elle est quasiment nulle jusqu'à $p_t = 1.5$ GeV/c. Or, comme l'illustre la distribution en figure 5.18, la majorité des particules secondaires (82%) se situe en dessous de cette limite. Dans les régions où l'efficacité atteint des valeurs non négligeables d'environ 0.3, ou 0.5 pour $p_t = 5$ GeV/c avec de plus une barre d'erreur importante, le nombre de K_s^0 secondaires dans un intervalle donné en impulsion est de l'ordre de l'unité. Dans ces conditions, négliger les particules secondaires dans la définition de l'efficacité de reconstruction des K_s^0 est une approximation proche de la réalité et pouvant servir à la correction des spectres lors des premières données.

Le cas des Λ et $\bar{\Lambda}$ est plus complexe. Le pourcentage de secondaires n'est en effet plus négligeable, il est de respectivement 18.6% et 17.0% pour les Λ et leurs antiparticules, à cela s'ajoute une efficacité non nulle comme le montre la distribution 5.21. La première situation extrême relativement simple à traiter est une efficacité de reconstruction des secondaires totalement nulle, situation à laquelle s'apparentait le cas des K_s^0 mais les Λ se comportent différemment. La deuxième situation extrême serait une efficacité de reconstruction des secondaires similaires à celle des primaires, auquel cas les facteurs correctifs pour chaque intervalle en impulsion transverse seraient identiques et l'on pourrait utiliser indifféremment l'une ou l'autre pour corriger les taux de production avec une relativement bonne approximation. Mais les Λ et $\bar{\Lambda}$ ne rentrent pas non plus dans ce dernier cas ainsi que l'illustrent les comparaisons en figure 5.22 et 5.23. Que l'efficacité de reconstruction des primaires soit la même que celle des secondaires est en effet peu probable puisque les coupures topologiques appliquées n'affectent pas de la même façon les Λ créés au point de collision que ceux provenant de la décroissance de diverses particules

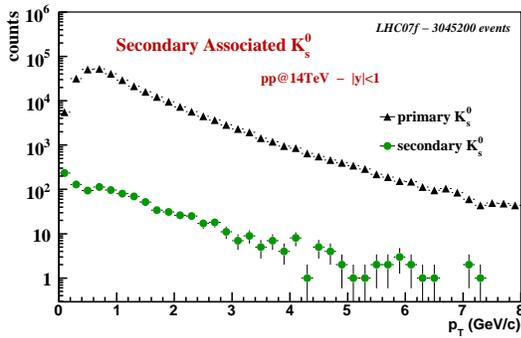


FIG. 5.18 - Distribution en impulsion transverse des K_s^0 associés primaires et secondaires à mi-rapacité ($|y| < 1$).

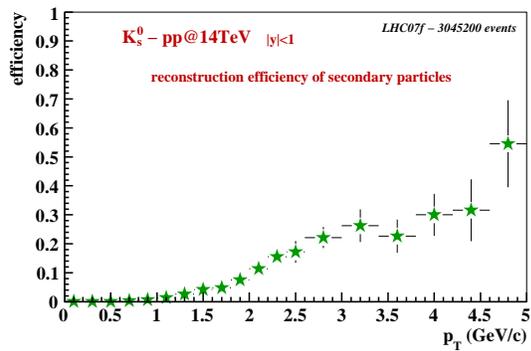


FIG. 5.19 - Efficacité de reconstruction des K_s^0 secondaires à mi-rapacité ($|y| < 1$).

aux caractéristiques différentes telle que la distance de vol $\gamma c\tau$. La forme de l'efficacité des secondaires dépend donc d'un point de vue statique des rapports d'abondance des particules, Ξ et Ω notamment, générées par PYTHIA et, d'un point de vue dynamique, de la modélisation de leur distribution. On remarque cependant que les efficacités des Λ se rejoignent à partir de $p_t = 2.5$ GeV/c mais environ 85% des secondaires se situent avant cette limite donc dans une région où les taux de reconstruction entre primaires et secondaires sont très différents. La situation des $\bar{\Lambda}$ est inversée : les deux efficacités divergent à partir de $p_t \sim 1.5$ GeV/c, dans le domaine en dessous de la cette valeur elles sont semblables mais bien que la proportion de $\bar{\Lambda}$ secondaires soit assez élevée (46%), elle reste trop faible pour faire l'approximation de corriger les données avec l'efficacité de reconstruction négligeant dans sa définition la présence de particules secondaires.

Pour corriger les taux de production des Λ et $\bar{\Lambda}$ de l'efficacité de reconstruction, il faudra alors d'abord évaluer dans le spectre issus des données la contamination provenant de la présence de particules secondaires, puis en soustraire cette contribution. Le traitement de ce *feed-down* nécessite une modélisation chimique statique évaluant les rapports de particules (modèles thermiques

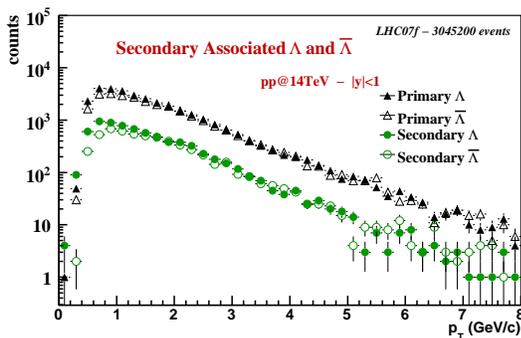


FIG. 5.20 - Distribution en impulsion transverse des Λ et $\bar{\Lambda}$ associés primaires et secondaires à mi-rapacité ($|y| < 1$).

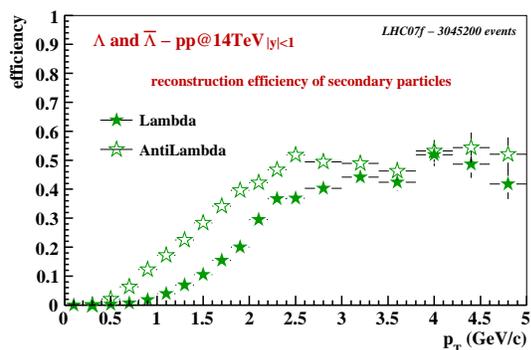


FIG. 5.21 - Efficacité de reconstruction des Λ et $\bar{\Lambda}$ secondaires à mi-rapacité ($|y| < 1$).

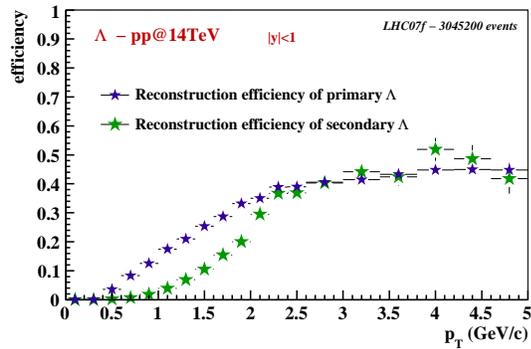


FIG. 5.22 – Comparaison des efficacités de reconstruction des Λ primaires et des Λ secondaires.

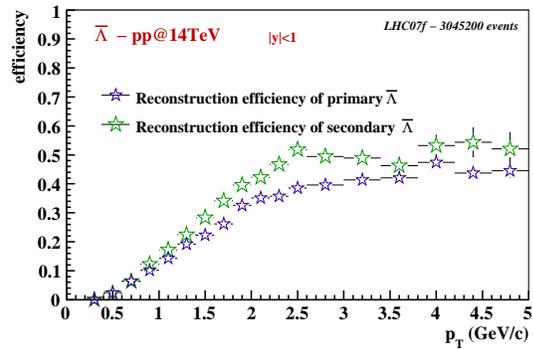


FIG. 5.23 – Comparaison des efficacités de reconstruction des $\bar{\Lambda}$ primaires et des $\bar{\Lambda}$ secondaires.

statistiques) et une modélisation dynamique apportant les distributions en impulsions transverses. En première approximation on peut cependant considérer les distributions de Λ primaires et secondaires équivalentes, ceci est réaliste dans le cas des Λ provenant de décroissance de Ξ , les différences de masse entre les particules fille sont telles que le Λ emportent une grande majorité de l'impulsion du Ξ ; l'approximation est plus dangereuse pour les Λ issus des Ω mais ceux-ci ne constituent de toute façon une fraction beaucoup plus faible de la totalité des Λ secondaires. De plus, l'une des difficultés d'une correction à l'aide des rapports des abondances relatives fournies par les modèles thermiques tient au fait que les spectres mesurés ne sont pas inclusifs et ils ne contiennent par conséquent qu'une partie des Λ secondaires. Les corrections de *feed-down* nécessitent donc de s'accorder sur une stratégie à adopter.

Plusieurs possibilités s'offrent à nous :

1. Les modèles thermiques statistiques renseignant sur les rapports de particules produites à une énergie de collision donnée, on peut connaître un estimateur du nombre de particules se désintégrant en Λ . Cette information peut servir à corriger les spectres et connaître ainsi le taux de production de particules primaires. Mais expérimentalement, les algorithmes de reconstruction ont une efficacité qui n'est pas de 100%. Il faut alors estimer la fraction de Λ secondaires que l'on n'a pas reconstruit. Ceci peut se faire en comparant les spectres obtenus avec les coupures de reconstruction et d'analyse choisis avec les spectres inclusifs. Un spectre de Λ est dit inclusif lorsqu'il contient les Λ venant de l'ensemble des processus de création : Λ venant du vertex primaire, de la désintégration de certaines particules instables, des interactions de particules avec les détecteurs, etc...Connaissant alors le pourcentage théorique total de Λ secondaires et le pourcentage de Λ secondaires que l'on n'a pas reconstruit, on peut évaluer le contamination de notre échantillon de Λ .
2. La deuxième solution serait d'identifier toutes les particules se désintégrant en Λ et de mesurer leur distribution expérimentale en impulsion transverse. Puis à partir de leur rapport d'embranchement dans le canal $\Lambda + X$ et de l'efficacité de reconstruction des Λ secondaires que nous avons établie grâce aux simulations Monte Carlo, on peut corriger notre spectre du *feed-down* pour chaque intervalle en p_t .

5.3.5.3 Variations de l'efficacité avec la définition de particule associée primaire

Lors de la définition des particules primaires, nous avons choisi arbitrairement une valeur limite du rayon de production au delà de laquelle les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ sont considérés comme secondaires. Nous revenons dans ce paragraphe sur cette question pour nous assurer que les efficacités obtenues ne sont pas dépendantes de ce choix. Les analyses sur des données simulées permettent de connaître la vraie nature des particules reconstruites et de remonter également à leur parent : vertex primaire ou vertex de décroissance de particules instables.

Le tableau 5.2 présente la composition des Λ associés considérés comme primaire en accord avec la définition adoptée. Avec l'augmentation du rayon de production, les quantités de Λ issus des différentes désintégrations que l'introduit dans le groupe " Λ associés primaires" augmentent également bien évidemment. Mais cependant, ainsi que l'illustrent les figures 5.24, 5.25 et 5.26, les efficacités de reconstruction des Λ primaires ne changent pas ; ceci est également, et à plus forte raison, vrai pour les K_s^0 puisque nous avons vu au paragraphe 5.3.3.1 que la quasi-totalité des K_s^0 est formée au point de collision. Nous avons inclus dans le tableau ci-dessous les proportions de Λ venant des désintégrations des Σ , bien que ces Λ se confondent en réalité totalement avec ceux issus du vertex primaire. Les valeurs ne changent bien évidemment pas avec l'augmentation du rayon de production définissant si la particule est primaire ou non. Les faibles variations sont purement statistiques.

Décroissances	Définition de particule primaire				
	Définition 1	selon le rayon de production			
		< 0.2 cm	< 0.5 cm	< 1.0 cm	< 1.5 cm
Σ^0	22.5%	22.5%	22.2%	22.2%	21.7%
$\Sigma(1385)^+$	11.3%	11.2%	11.0%	10.8%	10.9%
$\Sigma(1385)^0$	8.00%	8.00%	7.90%	7.87%	7.73%
$\Sigma(1385)^-$	11.4%	11.3%	11.3%	11.3%	11.0%
Ξ^0	0%	0.21%	0.5%	0.97%	1.44%
Ξ^-	0%	0.31%	0.8%	1.57%	2.15%
Ω	0%	0.10%	0.20%	0.34%	0.36%
Vertex primaire	46.8%	46.4%	46.1%	44.8%	44.7%

TAB. 5.2 – Evaluation de la composition des Λ associés considérés comme primaires à mi-rapidité. La définition 1 est celle expliquées au paragraphe 5.3.5.1.

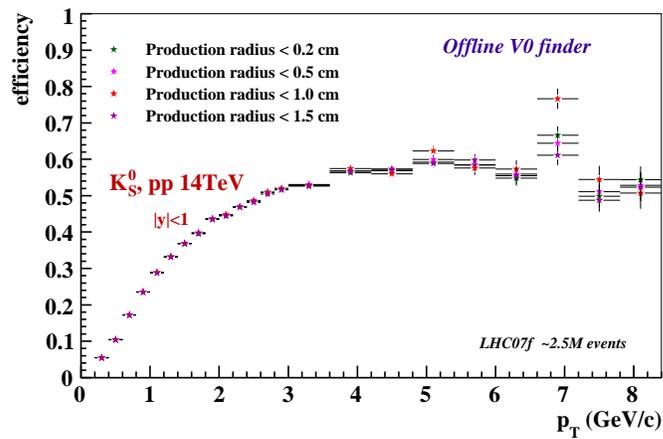


FIG. 5.24 – Evolution de l'efficacité des K_S^0 en fonction de l'impulsion transverse pour différentes définitions de particules primaires.

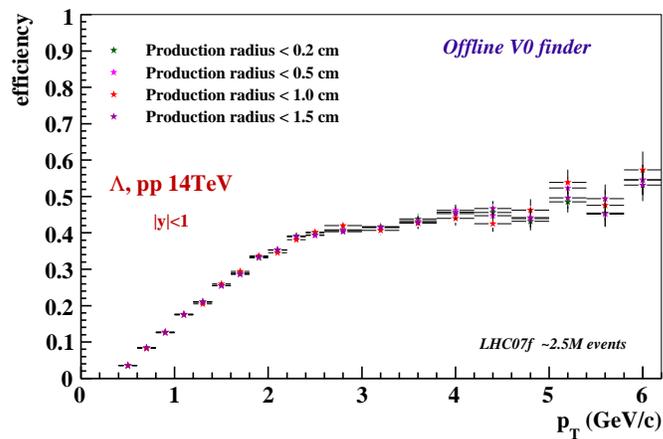


FIG. 5.25 – Evolution de l'efficacité des Λ en fonction de l'impulsion transverse pour différentes définitions de particules primaires.

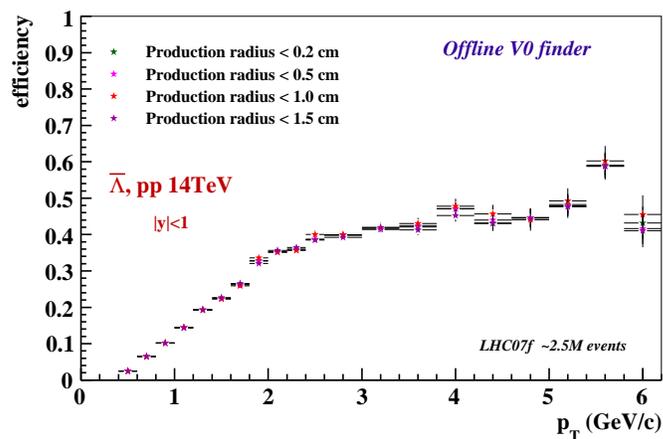


FIG. 5.26 – Evolution de l'efficacité des $\bar{\Lambda}$ en fonction de l'impulsion transverse pour différentes définitions de particules primaires.

5.3.6 Correction à partir de l'embedding

Les corrections des spectres bruts peuvent être réalisées par une méthode dont la mise en place nécessite des données : *l'embedding*. Elle est plus réaliste sous certains aspects que des simulations Monte Carlo pures déconnectées des événements réels, mais aussi complémentaire. Nous décrivons dans ce paragraphe le principe de fonctionnement de cette technique qui devrait permettre à l'avenir d'établir une efficacité peut être plus précise mais sous certains aspects complémentaires avec celle obtenue au paragraphe précédent.

5.3.6.1 Les étapes de l'embedding

L'embedding consiste à inclure dans un événement réel des particules simulées (Λ et K_s^0) dont on cherche à évaluer le signal. La connaissance des caractéristiques globales de la collision qui a été reconstruite au préalable, multiplicité et position du vertex primaire, permettent de contraindre la simulation. Le processus d'*embedding* rassemble les étapes suivantes :

1. Génération des particules souhaitées :
Le générateur exploite l'information qui lui a été transmise sur la position du vertex primaire pour simuler les particules de telle sorte que le vertex primaire soit le même.
2. Propagation des particules dans les détecteurs d'ALICE par GEANT3 :
Simulation de la géométrie d'ALICE par un programme qui répertorie l'ensemble des éléments d'ALICE : tube du faisceau, système de refroidissement, électronique de mesure, etc... et simulation de la réponse des détecteurs (cf § 5.1). Afin d'optimiser le temps de calcul nécessaire, il est possible de ne propager que les particules dans l'acceptance du détecteur.
3. Insertion des particules simulées dans l'événement réel :
Nous disposons à ce stade d'un événement Monte Carlo digitalisé regroupant l'ensemble des signaux tels que les détecteurs auraient pu les produire. L'étape suivante consiste à l'insérer aux données d'un événement réel délivré par la DAQ.
4. Reconstruction de l'événement réel enrichi :
On possède ainsi à l'intérieur d'un événement réel des particules réelles et Monte Carlo reconstruites.
5. Association entre données Monte Carlo reconstruites et données Monte Carlo simulées :
Cette association est faite selon les critères exposés au paragraphe 5.3.2.

L'ajout de particules Monte Carlo ne se fait pas sans précaution, celles-ci ne doivent pas modifier de façon notable les caractéristiques de l'événement réel. Pour cette raison, il est nécessaire de connaître la multiplicité de ce dernier afin d'évaluer la quantité de particules simulées que l'on est en droit d'introduire. Il faudra donc fixer une limite supérieure et quantifier précisément les éventuelles modifications induites. L'évaluation du nombre de Λ et K_s^0 Monte Carlo à insérer dans l'événement réel se fait également en fonction de leur taux de production attendus dans les collisions étudiées. Les simulations PYTHIA peuvent renseigner sur ce nombre mais d'une façon générale ce générateur ne reproduit que difficilement la composition chimique du système et donc les rapports de particules, on peut alors extrapoler les résultats obtenus par les expériences précédentes aux énergies moins élevées. Ces extrapolations sont présentées en figure 5.27 pour les K_s^0 et figure 5.28 pour les Λ et $\bar{\Lambda}$.

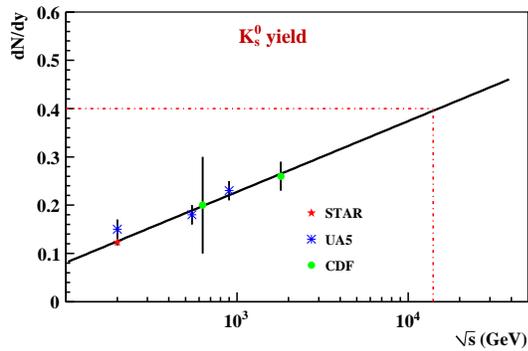


FIG. 5.27 – Evolution du taux de production par unité de rapidité et par événement des K_s^0 en fonction de l'énergie de la collision et extrapolation linéaire jusqu'à l'énergie maximale du LHC. Les données de STAR sont extraites de [AH04], celles de UA5 de [A⁺87] et celles de CDF de [A⁺89a].

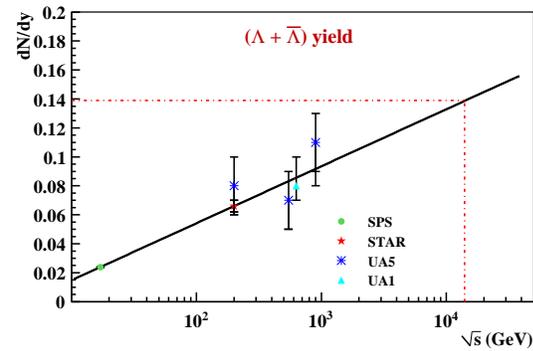


FIG. 5.28 – Equivalent de la figure 5.27 pour les particules $(\Lambda + \bar{\Lambda})$. Les données du SPS (NA49) sont extraites de [Sus02], celles de STAR de [AH04], celles de UA5 de [A⁺89b] et celles de UA1 de [Tan86].

5.3.6.2 Détermination de l'efficacité

L'*embedding* apportera une première information concernant la résolution en impulsion transverse par la comparaison du p_t des particules Monte Carlo avec celui des particules associées, elle constitue une limite inférieure sur la largeur des *bins* en p_t pour la définition de l'efficacité et donc la discrétisation des spectres de masse invariante.

Afin de calculer l'efficacité, les données issues de l'*embedding* doivent avoir subi les mêmes coupures que les données réelles et pour que les effets de ces coupures soient également identiques, il faudra s'assurer que les distributions des particules MC associées et du signal réel se superposent. Une fois la qualité de l'*embedding* vérifiée, l'efficacité est calculée comme le rapport des particules Monte-carlo associées par celles générées suivant la formule 5.10. Le problème, lié aux particules secondaires issues de désintégration, rencontré dans la définition de l'efficacité à partir des simulations pures (cf § 5.3.5) ne se pose pas ici puisque seules les particules que l'on souhaite étudier sont insérées dans l'événement réel. Par contre, les Λ et K_s^0 secondaires provenant d'interactions avec les détecteurs existent bien, puisque les particules Monte Carlo insérées dans l'événement subissent la propagation dans les détecteurs. Les distributions pourront être corrigées avec une telle efficacité puis on appliquera les corrections de *feed-down*.

5.3.6.3 Avantages et inconvénients de l'*embedding*

Si l'acceptance des détecteurs n'est liée qu'à leur géométrie et peut donc être entièrement déterminée par des simulations, l'efficacité est elle très dépendante des conditions extérieures telles que la multiplicité des événements. Or le générateur PYTHIA ne peut reproduire fidèlement ces facteurs qui influent sur le calcul de l'efficacité. La technique de l'*embedding*, puisqu'elle insère des particules simulées parmi des particules issues d'une vraie collision, permet de mieux prendre en compte ces conditions et est donc plus réaliste qu'une méthode déconnectée de l'événement réel et s'appuyant sur les seules simulations.

L'*embedding* permet de mieux reproduire le bruit de fond combinatoire que ne le fait une

simulation pure réalisée par PYTHIA. Dans ce dernier cas, le bruit est directement dépendant de la modélisation des abondances de particules, résonances et de leur décroissance, ce qu'il est très difficile de reproduire fidèlement. Cependant, l'*embedding* présente un inconvénient non négligeable : la multiplicité des événements change avec l'ajout de particule simulées dans les données réelles, ce qui influence l'efficacité. Et la modification est d'autant plus importante que les multiplicités des événements réelles sont faibles comme c'est le cas dans les collisions p-p. En ce sens, une efficacité calculée à partir de simulations pures est plus fiable.

5.4 Comparaison et évaluation des performances des *V0 finders* d'ALICE

Le principe de détermination des taux de production et de correction des données exposé jusqu'ici, a été illustré en prenant pour exemple les particules reconstruites par le *Offline V0 finder* et ce, de façon arbitraire, puisqu'il ne dépend en rien des algorithmes de recherche des Λ et K_s^0 . Mais la présence de deux techniques de reconstruction des vertex secondaires V0 dans la chaîne de reconstruction d'ALICE nécessite d'évaluer les performances de chacune des méthodes pour à terme décider éventuellement d'un choix éliminant l'une d'entre elles. Par ailleurs, il est très utile de vérifier la cohérence des résultats obtenus au moyen de chacune des méthodes, pour des raisons de systématique. Cependant, l'information liée aux V0, puisqu'ils sont reconstruits deux fois, prend une taille double rendant les fichiers ESD plus volumineux. Ainsi, bien que leur contribution reste faible devant les traces, ceci est préjudiciable à une bonne utilisation de l'espace disque. Cette section présente alors une étude comparative des deux *V0 finders* d'ALICE. Il s'agit d'essayer de déterminer s'il y a une grande différence d'efficacité entre les deux et lequel présente le meilleur compromis entre efficacité et pureté.

5.4.1 Coupures topologiques et stratégie de comparaison

Pour comparer de façon juste les deux algorithmes de reconstruction des vertex V0, il a été choisi d'appliquer aux particules reconstruites par le finder *On-the-fly* les mêmes coupures topologiques qui ont servi lors de la reconstruction par le finder *Offline*. Les distributions de ces variables utilisées comme sélection peuvent être visualisées sur les figures 5.30 et les valeurs de coupures, symbolisées par une flèche rouge sont résumées dans le tableau 5.3.

Variable	Valeurs autorisées
Dca de la trace fille positive au vertex primaire	> 0.036 cm
Dca de la trace fille négative au vertex primaire	> 0.036 cm
Dca entre les deux traces filles	< 0.5 cm
Cosinus de l'angle de pointage	> 0.99
Volume fiduciaire	aucune restriction

TAB. 5.3 – Valeurs numériques des sélections topologiques appliquées lors de la reconstruction par le *Offline finder* et utilisées pour la comparaison des deux algorithmes.

Les distributions pour les distances de plus courte approche (dca) des particules filles au vertex primaire (ou paramètre d'impact) pour les V0 issus du *Offline finder* sont remarquables au sens où elles ne présentent pas de coupure franche pour la sélection que l'on suppose avoir été appliquée

lors de la reconstruction. Cette observation nous a amené à de plus amples investigations. Les coupures sur les variables sont a priori fixées au moment de la reconstruction des événements : la valeur maximale de 0.05 cm a été affectée aux paramètres d'impact des particules filles, valeur qui n'est pas retrouvée au niveau de l'analyse des *V0* reconstruits puisque l'on observe sur les distributions que ces variables peuvent atteindre 0.036 cm. La raison d'une telle différence a été identifiée comme provenant d'une incohérence pour le choix de la position du vertex primaire. Les algorithmes de reconstruction des *V0* ont en effet besoin de connaître la position du point de collision afin d'appliquer les coupures topologiques nécessaires à la sélection des candidats les plus probables. Dans la production Monte Carlo utilisée pour cette étude, le *Offline finder* s'appuie, pour des raisons simplement historiques, sur le résultat de l'algorithme *AliVertexerZ* qui ne reconstruit que la coordonnée z du point d'interaction, or la reconstruction des traces est elle contrainte par la position en trois dimensions du vertex primaire donnée par l'algorithme de recherche *AliVertexer3D*. La coupure sur les paramètres d'impact appliquée n'a donc pas tout à fait l'effet escompté, elle élimine progressivement les traces dont la dca au vertex primaire est en dessous de 0.036 cm. Depuis, l'utilisation du *AliVertexer3D* a été implémentée au niveau de la recherche des *V0* par le *Offline finder* et les paramètres d'impact des particules filles ont retrouvé une distribution cohérente avec les instructions fournies au niveau de la configuration de la reconstruction comme l'illustrent les figures 5.29. Mais le très faible nombre d'événements de cette production n'a pas permis de mener à bien la comparaison des *V0 finders*, nous sommes donc appuyés sur la production précédente.

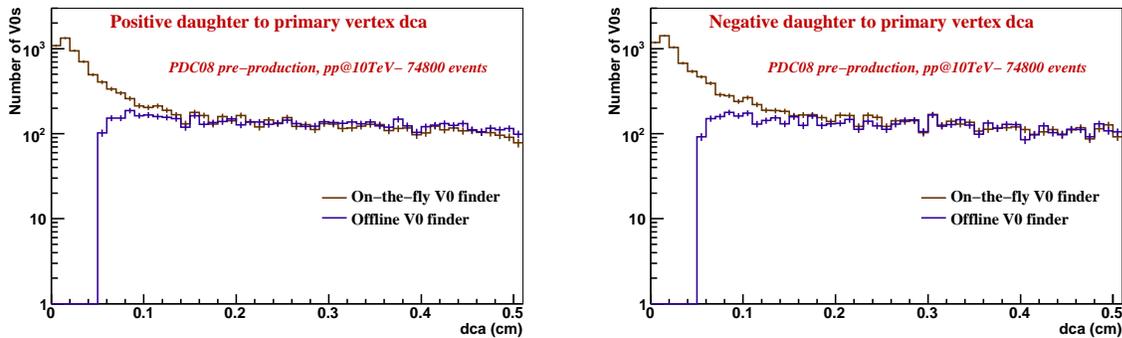


FIG. 5.29 – Distributions des dca des traces filles positives (à gauche) et négatives (à droite) pour les *Offline* et *On-the-fly finders* (Pre-production PDC08). La valeur numérique choisie lors de la paramétrisation de l'algorithme de sélection des *V0*s (*Offline*) correspond effectivement à la coupure observée sur les distributions.

5.4.2 Effet d'une zone fiduciaire restreinte

La zone fiduciaire, ainsi qu'il a été évoqué au paragraphe 4.7.1, représente le domaine du plan transverse dans lequel les désintégrations des vertex *V0* recherchés sont admises. L'algorithme *Offline* a optimisé sa méthode de reconstruction pour des Λ et K_s^0 se désintégrant à une distance relativement faible du point d'interaction, ce qui se justifie facilement au vu de leur longueur de décroissance ($c\tau = 2.68$ cm pour les K_s^0 et $c\tau = 7.89$ cm pour les Λ et $\bar{\Lambda}$). Rappelons que la longueur de décroissance représente la distance à partir de laquelle 50% des particules considérées ont décru, certaines d'entre elles peuvent donc vivre beaucoup longtemps. Lors de la recherche

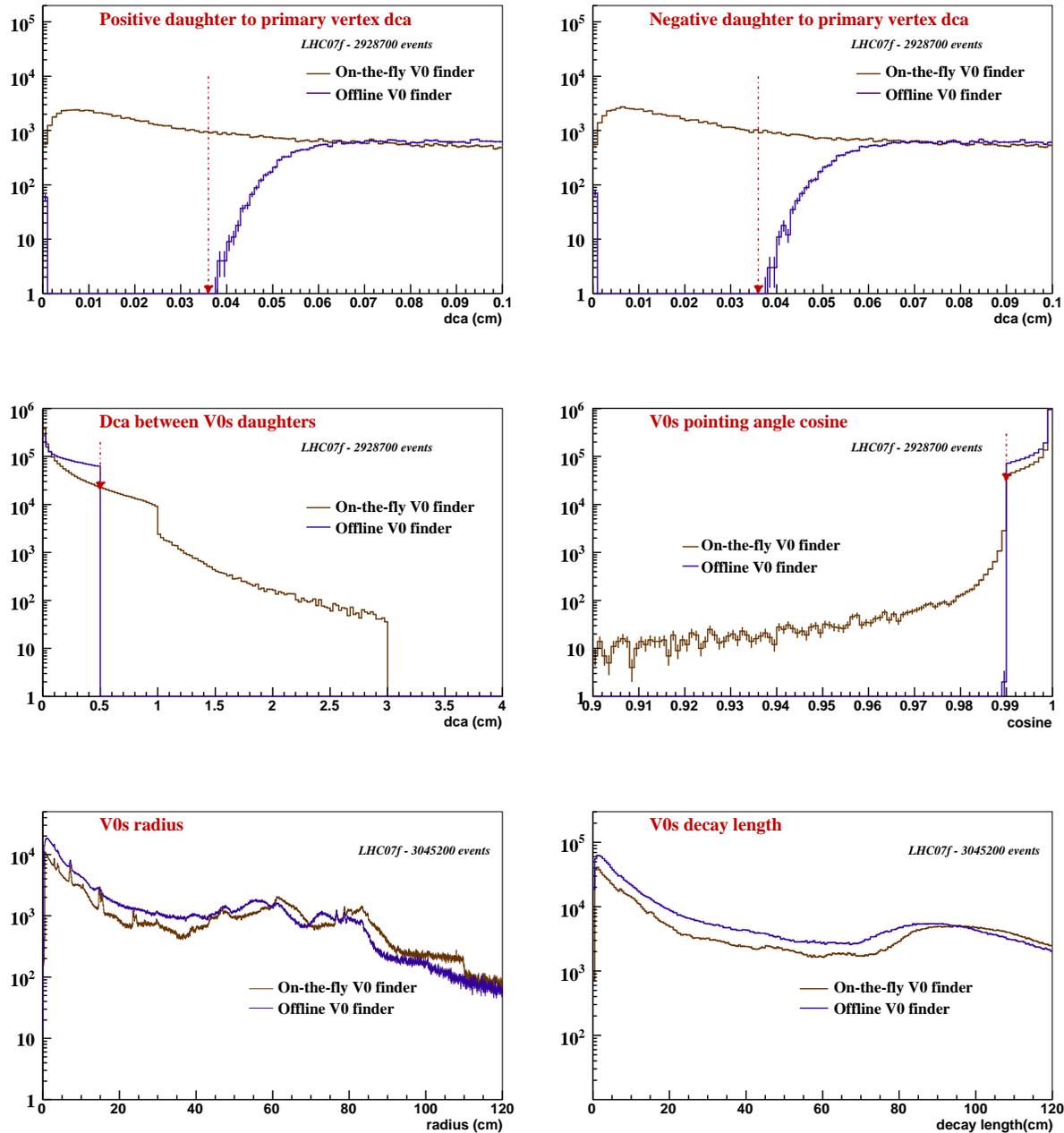
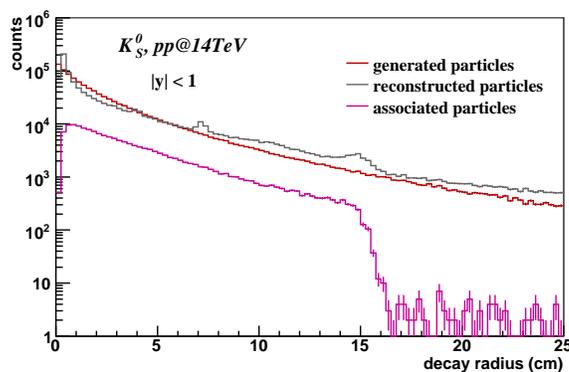


FIG. 5.30 – Distributions des variables topologiques caractérisant les vertex V_0 . Les flèches rouges situent les valeurs des coupures qui ont été appliquées lors de la reconstruction par le *Offline finder* et que nous avons appliquées sur les V_0 reconstruits par le *On-the-fly finder*.

Sous-détecteur de l'ITS	Couche	Rayon
SPD	1ère couche	3.9 cm
	2ème couche	7.6 cm
SDD	3ème couche	15.0 cm
	4ème couche	23.9 cm
SSD	5ème couche	37.8 cm
	6ème couche	42.8 cm

TAB. 5.4 – Position des différentes couches de l'ITS.

des $V0$ par le *Offline finder*, le choix a été fait d'imposer sur les traces filles un critère de qualité qui ne sélectionne que celles ayant laissé au moins quatre points dans l'ITS, critère cohérent avec un environnement dans lequel les $V0$ décroissent rapidement (un point dans chacune des deux couches du SSD et un point dans chacune des couches du SDD). Ceci devait permettre d'obtenir la meilleure précision possible sur les paramètres des traces. Mais cette exigence nommée *kITSrefit condition* introduit indirectement une restriction du volume fiduciaire puisqu'elle requiert une décroissance des particules recherchées, au plus tard, à mi-chemin dans l'ITS, de telle sorte que les particules filles puissent traverser les quatre dernières couches du détecteur (le tableau 5.4 rappelle les positions des différentes couches de l'ITS). La figure 5.31 montre effectivement au travers l'exemple des K_s^0 que la distribution des particules associées en fonction du rayon de décroissance chute sévèrement à partir de $R = 15$ cm, valeur correspondant à la localisation de la première couche du SSD, alors que celle des particules générés fait apparaître l'existence de K_s^0 au delà de cette limite. Cette chute n'est pas franche pour un rayon de décroissance donné car la coupure ne s'applique pas directement sur cette dernière variable, elle est une conséquence indirecte du nombre de *clusters* requis dans l'ITS par le *Offline V0 finder*. De plus lorsque le vertex primaire est autorisé à se déplacer en x et y dans les simulations (phénomène de *smearing*), les coordonnées x et y ne coïncident plus précisément avec l'origine du repère global d'ALICE qui est également le centre de l'ITS à partir duquel sont définis les rayons des différentes couches. La courbe en gris des candidats $V0$ reconstruits ne présente elle aucune diminution brusque mais au vu de la distribution des associées, nous pouvons en déduire que les particules reconstruites au delà de 15 cm sont quasiment toutes le résultat de mauvaises associations contribuant au bruit de fond.

FIG. 5.31 – Distribution des K_s^0 associés, des candidats K_s^0 reconstruits par le *Offline finder* et des K_s^0 générés en fonction du rayon de décroissance. (Simulations PDC06)

Cette information est également portée par la pureté de l'échantillon reconstruit par le *Offline finder* qui se définit comme suit :

$$\text{pureté} = \frac{N_{\text{associées}}}{N_{\text{reconstruites}}} \quad (5.12)$$

L'évolution de la pureté en fonction du rayon de décroissance pour les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ est présentée en figure 5.32, elle laisse nettement apparaître une diminution à $R = 15$ cm puis s'annule, montrant ainsi que les candidats au delà de cette valeur ne sont que des associations fortuites. Les variations de l'efficacité en fonction de ce rayon (cf figure 5.33) suivent évidemment un comportement similaire et prouvent qu'aucun V0 associés n'est reconstruit à partir de 15 cm.

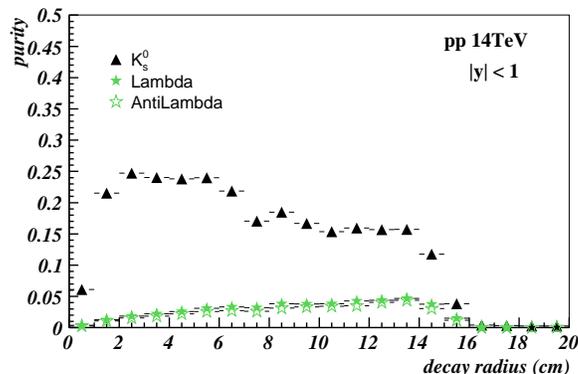


FIG. 5.32 – Pureté de l'échantillon reconstruit par le *Offline V0 finder* en fonction du rayon de décroissance dans une zone fiduciale réduite induite par la condition de refit des traces dans l'ITS (Simulations PDC06).

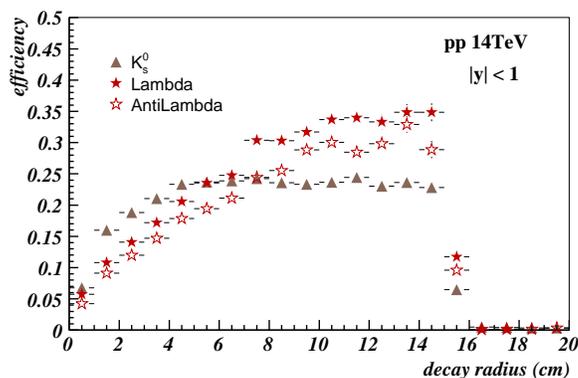


FIG. 5.33 – Efficacité de reconstruction par le *Offline V0 finder* en fonction du rayon de décroissance dans une zone fiduciale réduite induite par la condition de refit des traces dans l'ITS (Simulations PDC06).

La condition liée au nombre de points dans l'ITS qui est imposée aux traces filles introduit implicitement une restriction du volume fiduciale. Cependant, les Λ et K_s^0 de haute impulsion volent sur une large distance et leur produit de décroissance qui naissent alors tardivement et donc loin du vertex primaire ont une probabilité faible de traverser trois couches de l'ITS. Cette exigence pénalise en effet sévèrement la reconstruction des particules énergétiques comme le

montre la chute de l'efficacité observée à partir de $p_t \sim 3$ GeV/c pour les K_s^0 sur la figure 5.34 et à partir de $p_t \sim 5$ GeV/c pour les Λ et $\bar{\Lambda}$ sur la figure 5.35.

L'observation de cette perte de statistique à haute impulsion transverse nous a amené à supprimer le critère de qualité des traces filles utilisé par l'algorithme de reconstruction *Offline*. Mais étendre la zone fiduciaire se fait au détriment de la précision sur la position de chaque trace utilisée pour reconstruire les vertex *V0*. Il nous faut faire un compromis entre statistique et précision. La comparaison des deux *V0 finders* qui suit a été faite avec ce changement pris en compte.

Remarque :

La courbe grise des candidats *V0* de la figure 5.31 laisse entrevoir à la position des couches de l'ITS des pics caractéristiques du phénomène de conversion γ . A la traversée des matériaux des détecteurs les particules γ se matérialisent en donnant naissance à un électron et un positron : $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Ce vertex secondaire correspond à la topologie de désintégration d'un *V0* : une particule neutre donnant naissance à deux traces de charges opposées, et vient donc contaminer les échantillons de K_s^0 et Λ , ce qui est confirmé par les chutes locales de la pureté au niveau des couches de l'ITS comme l'illustre la figure 5.32. L'effet de la conversion γ se voit également sur la courbe du rayon de décroissance en figure 5.30 (en bas à gauche) où elle se manifeste par les pics clairement visibles au niveau des couches de l'ITS.

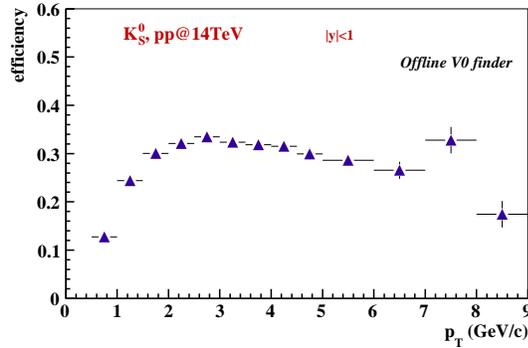


FIG. 5.34 – Efficacité de reconstruction des K_s^0 par le *Offline V0 finder* dans une zone fiduciaire réduite induite par la condition de refit des traces dans l'ITS (Simulations PDC06).

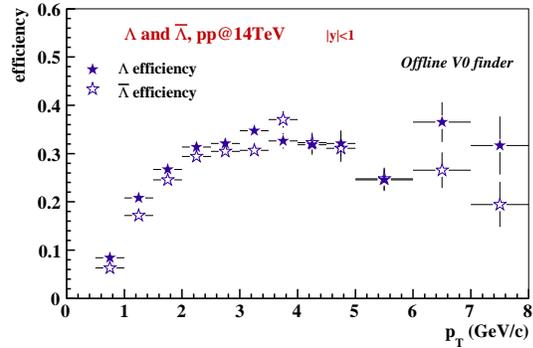


FIG. 5.35 – Efficacité de reconstruction des Λ et $\bar{\Lambda}$ par le *Offline V0 finder* dans une zone fiduciaire réduite induite par la condition de refit des traces dans l'ITS (Simulations PDC06).

5.4.3 Masse invariante et résolution en impulsion transverse

L'algorithme *Offline* a originellement été conçu et optimisé pour la reconstruction des Λ et K_s^0 se désintégrant proche du vertex primaire, - à l'intérieur du tube du faisceau -, ce qui n'est pas en adéquation avec la distribution du rayon de décroissance de ces particules et mène à une diminution sévère de la statistique à haute impulsion transverse, ainsi qu'il a été expliqué précédemment. Mais il faut également étudier les éventuelles conséquences d'une telle stratégie sur les caractéristiques des *V0* reconstruits.

Nous avons représenté en figure 5.36 les distributions en masse invariante des K_s^0 associés pour différents intervalles de décroissance, pour le *Offline finder* dans la fenêtre (a) et le *On-the-*

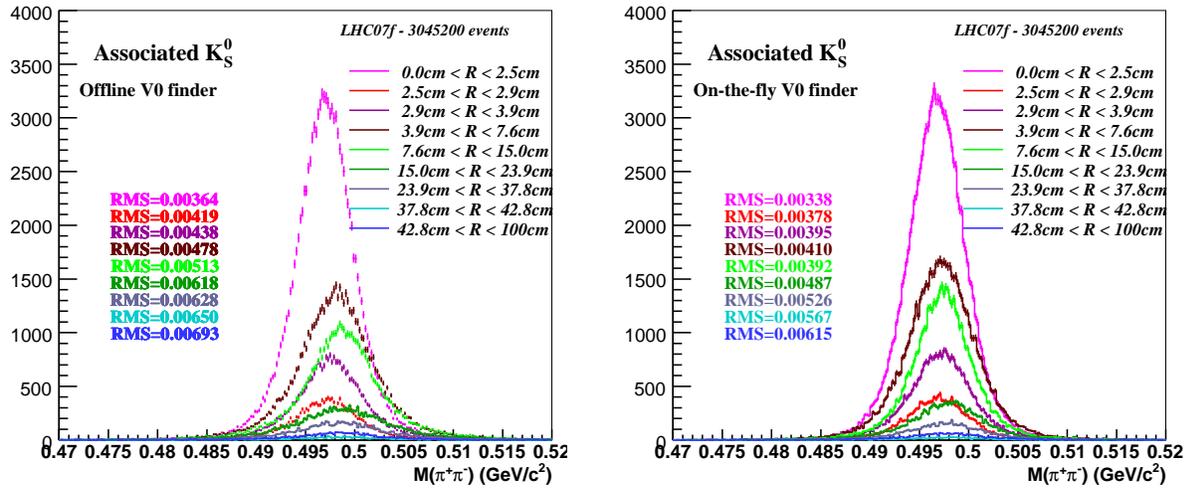


FIG. 5.36 – Masse invariante des K_S^0 associés en fonction du rayon de décroissance - *Offline finder* à gauche et *On-the-fly finder* à droite. Les intervalles choisis correspondent aux positions du *beam-pipe*, des détecteurs de l'ITS et de la TPC.

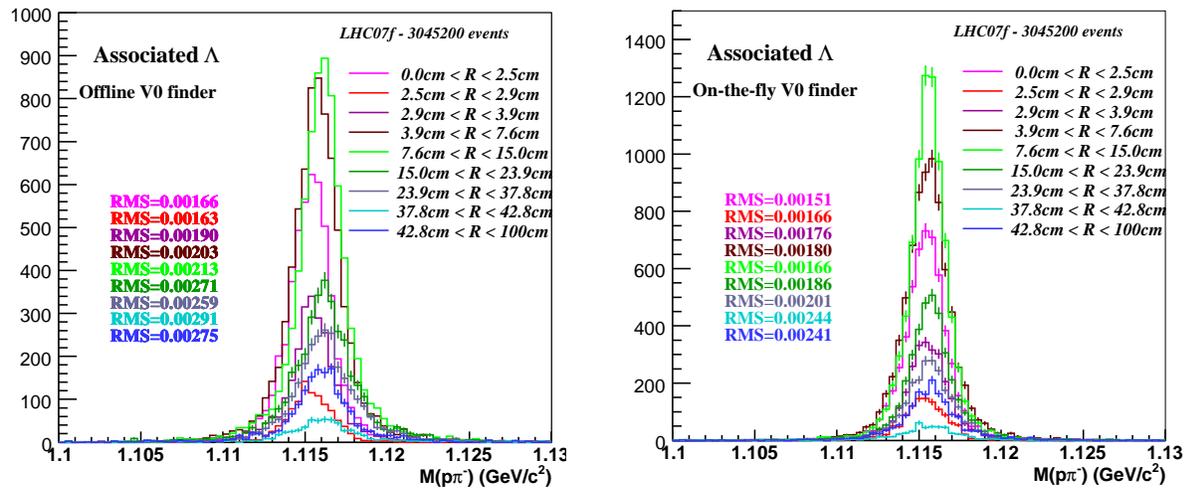


FIG. 5.37 – Masse invariante des Λ associés en fonction du rayon de décroissance - *Offline finder* à gauche et *On-the-fly finder* à droite. Les intervalles choisis correspondent aux positions du *beam-pipe*, des détecteurs de l'ITS et de la TPC.

fly finder dans la fenêtre (b). Les bornes supérieures des intervalles correspondent aux rayons inférieur et supérieur du tube du faisceau, à ceux des six couches de l'ITS et au rayon externe de la TPC. La figure 5.37 est l'équivalent pour les Λ associés. On observe clairement dans le cas de l'algorithme *Offline* un décalage de la position du pic de masse invariante vers des valeurs plus élevées avec l'augmentation du rayon de désintégration de la particule associée reconstruite. Ce décalage qui affecte indifféremment les K_s^0 et Λ *Offline* est absent dans les masses invariantes des particules associées reconstruites par le *On-the-fly finder*.

Ce décalage observé dans la reconstruction par l'algorithme *Offline* tient au fait que ce dernier ne corrige pas du matériel traversé par les particules filles des vertex $V0$. Le code global de trajectographie d'ALICE, qui prend en compte les pertes d'énergie des particules dans les matériaux des détecteurs, propage les traces au plus près du point de collision. Les valeurs des paramètres associés aux traces qui sont stockées sont donc celles au niveau de la distance de plus courte approche au vertex primaire. Le *Offline finder* utilise ces traces pour la reconstruction des K_s^0 et Λ mais puisqu'elles sont alors supposées provenir d'un $V0$, il faut recalculer les paramètres à la position du vertex secondaire. Cependant cet algorithme était restreint à une zone fiduciaire vide, c'est à dire à ne considérer que l'intérieur du tube du faisceau comme lieu principal des décroissances des K_s^0 et Λ , et l'extrapolation des traces au vertex secondaire pouvait alors se faire sans correction de perte d'énergie. Mais l'on souhaite désormais reconstruire des $V0$ au delà du tube du faisceau, là où il y a présence de matériel entre le point de collision et le vertex secondaire. Comme ces corrections ne sont pas prises en compte, la valeur de l'impulsion des traces au niveau du $V0$ est celle au niveau du point de collision. Cette dernière est plus faible puisque le *tracking* principal a lui corrigé des pertes d'énergie le long du chemin en direction du vertex primaire. Ainsi, plus la particule mère décroît loin du point de collision, plus la valeur de l'impulsion des filles prise en compte est faible devant la valeur réelle et, en accord avec l'équation 5.1, plus la masse reconstruite est élevée devant la masse réelle. Le décalage des pics de masse invariante est donc dû à une valeur erronée des impulsions des particules filles qui elles-mêmes faussent l'impulsion reconstruite de la particule mère. Et c'est ce dernier effet qui est le plus important car il peut introduire un biais dans les spectres en p_t . L'algorithme *On-the-fly* n'est pas affecté par ce phénomène car, puisqu'il opère pendant le *tracking*, il accède aux paramètres locaux des traces et considère les impulsions directement au niveau de la position du vertex secondaire trouvé.

Les résolutions en impulsion transverse des K_s^0 et Λ devraient ainsi donc être affectées de manière similaire. Nous les avons représentées en figure 5.38 (K_s^0) et 5.39 (Λ) pour différentes tranches en p_t . La résolution se dégrade au fur et à mesure que l'impulsion transverse augmente, comme nous l'avons déjà expliqué lors de la reconstruction des traces au chapitre 4.. Mais on remarque que la perte de résolution est plus fortement prononcée pour les particules reconstruites par le *Offline finder*. En effet, plus les K_s^0 et Λ sont énergétiques, plus ils se désintègrent loin du point de collision et donc plus les corrections de pertes d'énergie dans les détecteurs non prises en considération par l'algorithme altèrent la reconstruction de la valeur de l'impulsion de la particule mère. La résolution des K_s^0 traduite par la valeur de la *RMS* est ainsi la même jusqu'à quasiment $p_t = 2$ GeV/c entre les deux *V0 finders* puis elle se dégrade plus rapidement pour le *Offline finder*. Dans le cas des Λ , la résolution est, dès les faibles impulsions, moins bonne pour ceux reconstruits par l'algorithme *Offline*.

Les deux algorithmes de reconstruction se distinguent ici nettement. Le *On-the-fly finder* opérant pendant le *tracking*, il accède aux paramètres locaux des traces filles et utilise alors l'impulsion de ces dernières à la position du vertex secondaire, tandis que le *Offline finder* doit lui recalculer ses valeurs non stockées et donc perdues une fois la reconstruction des traces effectuées.

Pour ce faire, il doit prendre en considération les pertes d'énergies dans le matériel des détecteurs, ce qui n'avait pas été implémenté au moment de la production des simulations étudiées ici. La procédure de correction est en cours d'implémentation, les différences des résolutions en impulsion transverse entre les deux algorithmes devront alors s'estomper.

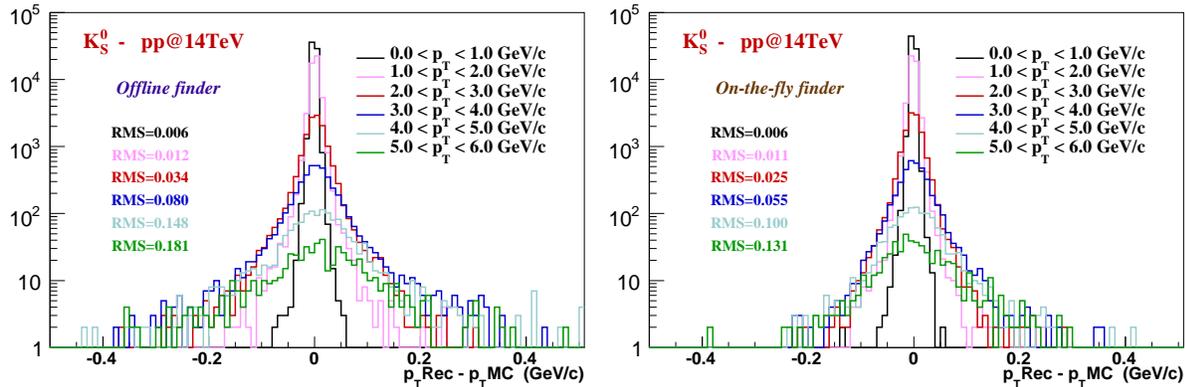


FIG. 5.38 – Résolution en impulsion transverse des K_S^0 associés reconstruits à mi-rapidité ($|y| < 1$). *Offline finder* à gauche et *On-the-fly finder* à droite. Plusieurs intervalles en impulsion transverse sont représentés. (Simulation LHC07f, statistique 3 M d'événements).

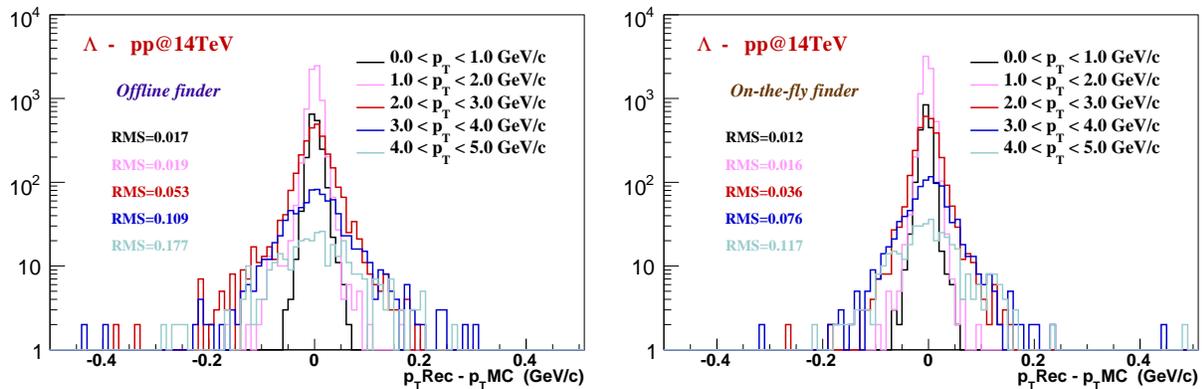


FIG. 5.39 – Résolution en impulsion transverse des Λ associés reconstruits à mi-rapidité ($|y| < 1$). *Offline finder* à gauche et *On-the-fly finder* à droite. Plusieurs intervalles en impulsion transverse sont représentés. (Simulation LHC07f, statistique 3 M d'événements).

5.4.4 Masse invariante et évaluation des contributions au bruit de fond

Le bruit de fond présent parmi les candidats K_S^0 et Λ reconstruits peut provenir de deux principales sources :

- une mauvaise identification des particules filles ;
- une mauvaise association des particules filles entre elles (bruit de fond dit combinatoire).

Pour évaluer la contribution de l'un par rapport à l'autre, nous définissons ce que nous appellerons le "PID parfait" (*perfect PID*). La structure des codes d'analyse permet sur des données simulées d'associer chaque trace reconstruites à la trace Monte Carlo qui lui a donné naissance et de connaître ainsi ses caractéristiques véritables principales. Nous pouvons alors simuler, par

Particule	Origine des candidats	Offline finder	On-the-fly finder
K_s^0	mauvaise identification	60.9%	65.8%
	mauvaise association	17.0%	9.8%
	particules associées	22.1%	24.4%
Λ	mauvaise identification	92.7%	92.5%
	mauvaise association	5.4%	5.0%
	particules associées	1.9%	2.5%
$\bar{\Lambda}$	mauvaise identification	96.9%	96.5%
	mauvaise association	1.5%	1.2%
	particules associées	1.6%	2.3%

TAB. 5.5 – Composition de l'échantillon des candidats K_s^0 , Λ , et $\bar{\Lambda}$ reconstruits à mi-rapacité par le *Offline* et *On-the-fly finders* : évaluation de l'importance des contributions au bruit de fond, - identification erronée des particules filles ou mauvaise association, - et comparaison avec la proportion de particules associées reconstruites. Les valeurs sont tout intégrées. (Simulation LHC07f).

l'accès aux informations Monte Carlo, une identification PID parfaite des détecteurs en s'assurant que les conditions ci-dessous soient vérifiées :

- les traces filles ne sont pas primaires ;
- la nature des deux particules filles du candidat K_s^0 (Λ) correspond bien à la décroissance d'un K_s^0 (Λ).

Si les conditions supplémentaires suivantes sont également vérifiées, alors le candidat K_s^0 (ou Λ) est une particule associée :

- les deux particules filles ont le même parent ;
- le parent des filles a le PDG code d'un K_s^0 (ou d'un Λ).

La différence entre la distribution des candidats reconstruits et la distribution des particules obéissant aux critères du "PID parfait" permet alors d'évaluer la contribution au bruit de fond venant d'une mauvaise identification des particules filles, et celle entre la distribution "PID parfait" et la distribution des particules associées renseigne sur la contribution venant d'une mauvaise association. Les figures 5.40 (K_s^0) et 5.41 (Λ) présentent ces spectres en masse invariante dans le cas du *Offline finder* sur les fenêtres (a) et du *On-the-fly finder* sur les fenêtres (b) tandis que le tableau 5.5 chiffre les différentes contributions intervenant dans la composition des particules reconstruites. D'une façon générale, l'algorithme *On-the-fly* reconstruit plus de candidats et parmi eux plus de particules associées (nous reviendrons plus après, au paragraphe 5.4.5, sur le rapport signal sur bruit). La mauvaise identification des traces filles représente la plus importante contribution au bruit de fond pour les deux algorithmes, mais si elle est équivalente entre les deux *finders* pour la reconstruction des Λ et $\bar{\Lambda}$, en revanche elle diffère pour les K_s^0 . Dans le cas de ces dernières particules, la proportion d'identification erronée des particules filles est en effet nettement plus importante pour le *On-the-fly finder*. On voit ici la manifestation de la conversion $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, pour des raisons spécifiques, la stratégie adoptée par l'algorithme *On-the-fly* est de conserver ces γ , car s'ils représentent un bruit de fond pour l'étude des K_s^0 et Λ , ils peuvent servir d'autres analyses et aider à la calibration des détecteurs. Dans notre cas cependant, cette contamination devrait être relativement facile à éliminer dans les données réelles en utilisant par exemple la technique d'identification PID.

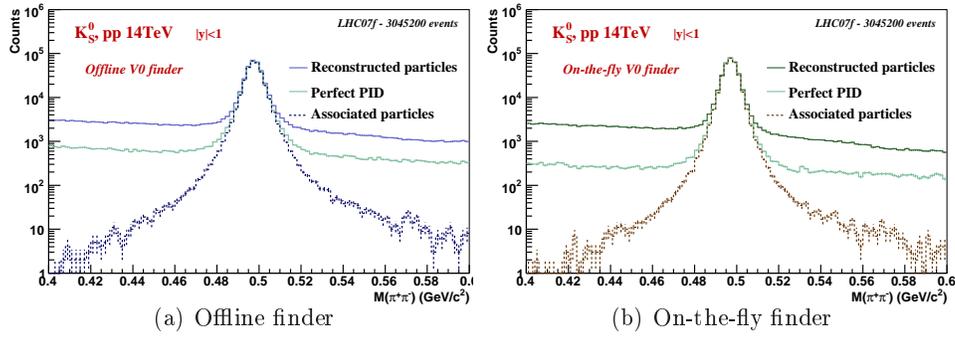


FIG. 5.40 – Distributions en masse invariante des candidats K_s^0 , des K_s^0 obéissant aux critères du “PID parfait” et des K_s^0 associés pour les reconstructions par le *Offline* et *On-the-fly finder*.

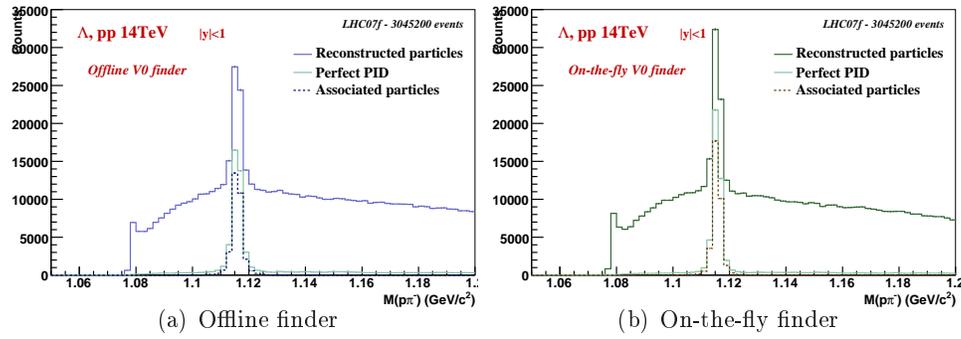


FIG. 5.41 – Distributions en masse invariante des candidats Λ , des Λ obéissant aux critères du “PID parfait” et des Λ associés pour les reconstructions par le *Offline* et *On-the-fly finder*. Le pic à bas p_t est caractéristique de la présence de la conversion γ .

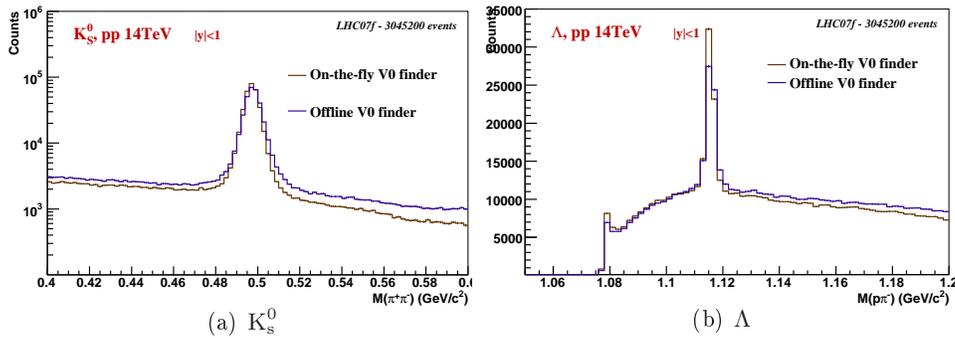


FIG. 5.42 – Comparaison des distributions des candidats reconstruits par le *Offline finder* et par le *On-the-fly finder*. Le pic à bas p_t dans les distributions des Λ est caractéristique de la présence de la conversion γ .

5.4.5 Comparaison des rapports signal sur bruit

Les rapports signal sur bruit S/N , qui sont un bon moyen d'évaluer les capacités des algorithmes à reconstruire les particules recherchés et à minimiser le bruit de fond, ont été évalués en utilisant la méthode de sommation du nombre d'entrées détaillée au paragraphe 5.2.4. Il nous faut préciser que les valeurs de ces rapports sont très dépendantes de l'intervalle d'évaluation du signal choisi. En effet, si la quantité de signal évaluée ne doit pas changer significativement, la quantité de bruit, définie comme l'intégrale de la fonction d'ajustement entre les bornes de la zone de pic, augmente de façon évidente avec l'élargissement de cette zone. Le rapport signal sur bruit n'a donc de sens qu'avec l'information de la largeur de l'intervalle de signal. Dès lors, il était impératif de ne pas faire varier cette dernière pour comparer les algorithmes *Offline* et *On-the-fly*. Les résultats obtenus figurent sur les histogrammes 5.43 pour les K_S^0 , 5.44 pour les Λ et 5.45 pour les $\bar{\Lambda}$. Les intervalles qui ont été choisis pour le signal, au vu des considérations détaillées au paragraphe 5.2.4, sont les suivants :

- K_S^0 : $I = [0.474; 0.522]$ soit la masse du PDG $+0.025$ MeV $- 0.023$ MeV ;
- Λ : $I = [1.108; 1.122]$ soit la masse du PDG ± 0.007 MeV ;
- $\bar{\Lambda}$: $I = [1.110; 1.120]$ soit la masse du PDG ± 0.005 MeV.

Particule	Offline finder		On-the-fly finder	
	Signal évalué	Nombre d'associés	Signal évalué	Nombre d'associés
K_S^0	$306\,563 \pm 554$	306 751	$313\,311 \pm 560$	311 770
Λ	$36\,808 \pm 192$	38 979	$40\,130 \pm 200$	41 848
$\bar{\Lambda}$	$30\,477 \pm 175$	33 468	$34\,613 \pm 186$	37 292

TAB. 5.6 – Quantité de signal évaluée par la méthode de sommation du nombre d'entrées pour la reconstruction à mi-rapacité des K_S^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ par les *Offline* et *On-the-fly finders* (les erreurs sont purement statistiques), et comparaison avec le nombres de particules associées.

Les rapports signal sur bruit sont pour les trois particules meilleurs pour le *On-the-fly finder*, il optimise ainsi mieux la reconstruction des vertex *V0* que le *Offline finder*. Le tableau 5.6 montre également que, non seulement l'algorithme *On-the-fly* présente les rapports S/N les plus élevés, mais il reconstruit également plus de signal.

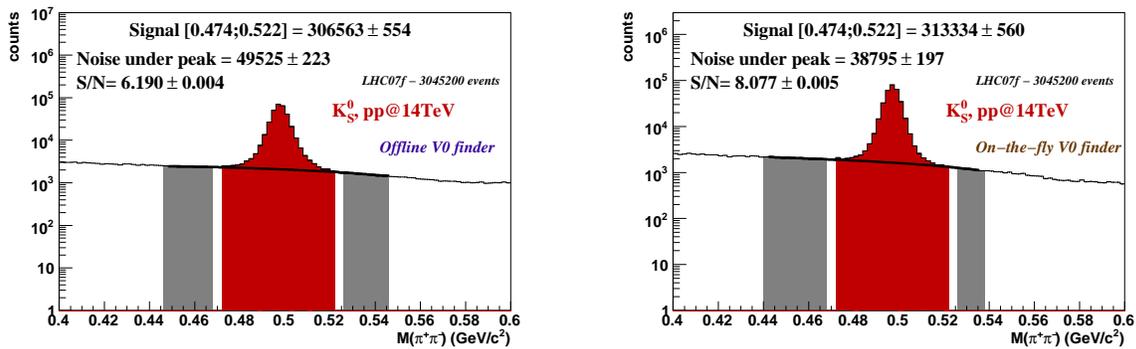


FIG. 5.43 – Comparaison des rapports signal sur bruit évalués par la méthode de sommation du nombre d'entrées pour les K_S^0 reconstruits dans l'intervalle en rapidité $|y| < 1$ par l'algorithme *Offline* à gauche et *On-the-fly* à droite.

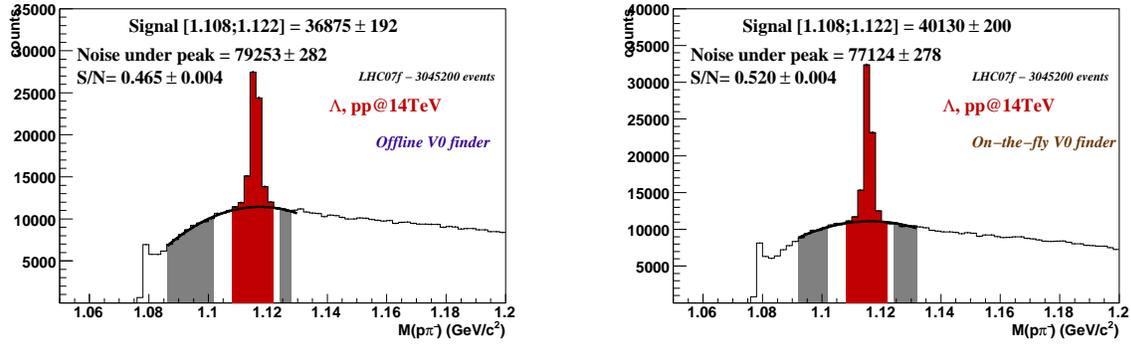


FIG. 5.44 – Comparaison des rapports signal sur bruit évalués par la méthode de sommation du nombre d'entrées pour les Λ reconstruits dans l'intervalle en rapidité $|y| < 1$ par l'algorithme *Offline* à gauche et *On-the-fly* à droite.

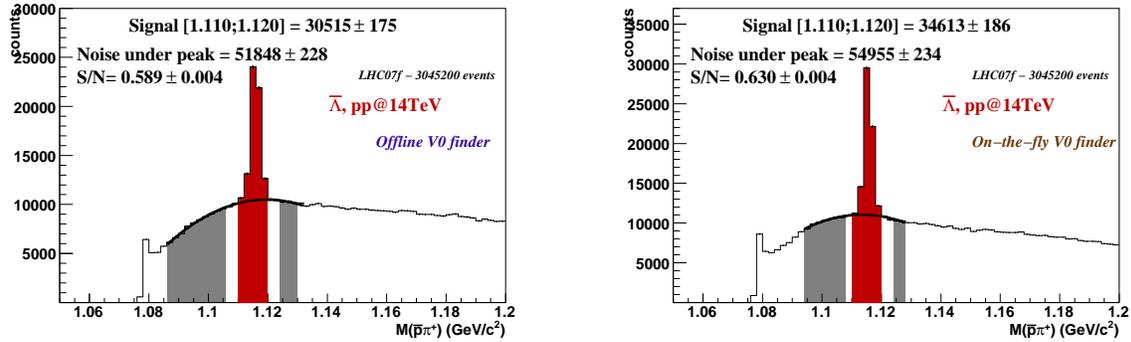


FIG. 5.45 – Comparaison des rapports signal sur bruit évalués par la méthode de sommation du nombre d'entrées pour les $\bar{\Lambda}$ reconstruits dans l'intervalle en rapidité $|y| < 1$ par l'algorithme à gauche et *On-the-fly* à droite.

5.4.6 Comparaison des efficacités

Les capacités des algorithmes à reconstruire les vertex V0 en fonction de l'impulsion transverse de la particule mère sont évaluées par l'intermédiaire de l'efficacité dont la définition a déjà été exposée au paragraphe 5.3.5.1.

Les figures 5.47 et 5.48 montrent que le *On-the-fly finder* est plus efficace que le *Offline* pour la reconstruction des Λ et $\bar{\Lambda}$ sur tout le spectre en impulsion transverse (notons au passage que les Λ et $\bar{\Lambda}$ dont l'impulsion transverse est inférieure à 0.35 GeV/c ne sont pas reconstruits), et cette différence s'accroît pour les Λ de haut p_t . Le comportement diffère pour les K_s^0 : aux très faibles impulsions (les K_s^0 sont reconstruits dès $p_t = 0.05$ GeV/c) le *On-the-fly finder* a une efficacité supérieure au *Offline finder* puis la tendance s'inverse clairement avec l'augmentation de l'impulsion transverse. Cette observation pourrait être la conséquence des corrections de perte d'énergie dans les matériaux des détecteurs non prises en compte par le *Offline finder*. Nous avons vu au paragraphe 5.4.3 qu'elles conduisent à une impulsion reconstruite plus élevée que la réalité, la particule associée a donc un p_t plus grand que celui de sa partenaire Monte Carlo.

Cela conduit alors à une perte d'efficacité par un effet de *binning* dans les histogrammes. Cette perte est davantage ressentie à haute impulsion transverse puisque ces corrections sont liées à la distance entre la dca au vertex primaire des traces filles et la position du vertex $V0$, elles sont par conséquent d'autant plus importantes que la particule est énergétique et qu'elle décroît donc loin du vertex primaire. De plus, du fait de la masse des particules filles, ces corrections sont relativement importantes pour les Λ et $\bar{\Lambda}$ tandis qu'elles sont quasiment négligeables pour les K_S^0 . Ainsi la prise en compte ou non du phénomène de perte d'énergie des traces filles ne devrait quasiment pas affecter l'efficacité de reconstruction des K_S^0 , et pour ces particules l'algorithme *Offline* est meilleur à haut p_t . La chute d'efficacité du *Offline finder* par rapport au *On-the-fly finder* pour les Λ et $\bar{\Lambda}$ s'expliquerait alors par le fait que le premier algorithme n'applique pas les corrections.

L'algorithme *On-the-fly* présente des efficacités intégrées en p_t plus élevées, et ce même pour les K_S^0 car l'intervalle même très restreint où il est plus efficace que le *Offline finder* correspond au domaine de la distribution en impulsion transverse où la statistique est nettement plus importante. Cependant, les différences entre les deux algorithmes de reconstruction des vertex $V0$ reste faible.

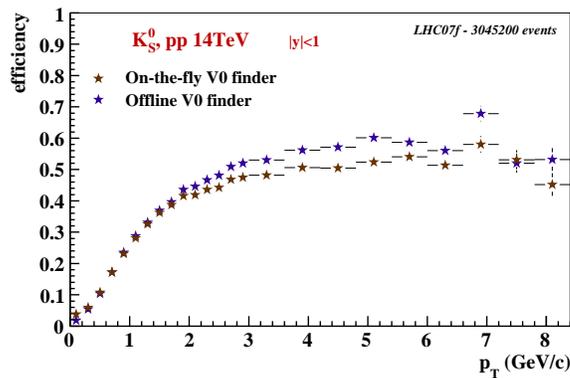


FIG. 5.46 – Comparaison des efficacités de reconstruction des K_S^0 par les algorithmes *Offline* et *On-the-fly* à mi-rapacité. (Simulation LHC07f, statistique : 3 M d'événements)

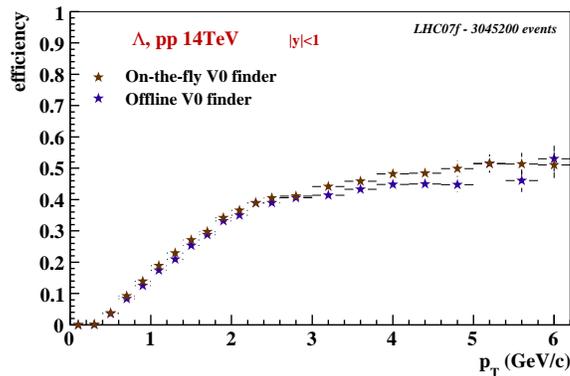


FIG. 5.47 – Comparaison des efficacités de reconstruction des Λ par les algorithmes *Offline* et *On-the-fly* à mi-rapacité. (Simulation LHC07f, statistique : 3 M d'événements)

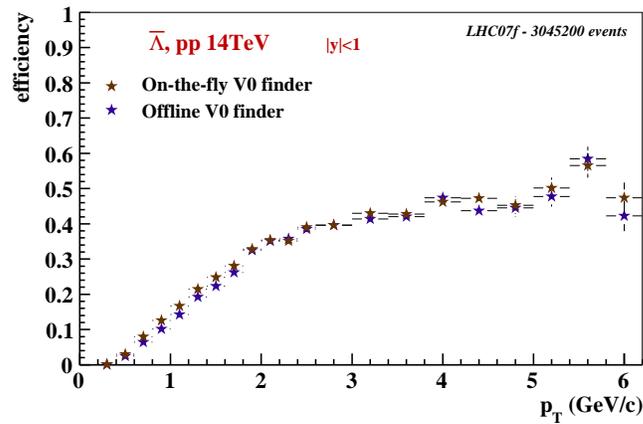


FIG. 5.48 – Comparaison des efficacités de reconstruction des $\bar{\Lambda}$ par les algorithmes *Offline* et *On-the-fly* à mi-rapacité. (Simulation LHC07f, statistique : 3 M d'événements)

Particules	Efficacité du <i>Offline finder</i>	Efficacité du <i>On-the-fly finder</i>
K_s^0	13.9 %	14.2 %
Λ	9.9 %	10.6 %
$\bar{\Lambda}$	8.6 %	9.6 %

TAB. 5..7 – Efficacités intégrées des *Offline* et *On-the-fly finders* pour les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ à mi-rapacité ($|y| < 1$). Comparaison à mêmes coupures topologiques.

5.4.7 Stratégie de comparaison à rapport signal sur bruit équivalent

La stratégie de comparaison à même coupures topologiques adoptée jusqu'à présent est un choix arbitraire et il est possible de se baser sur d'autres critères. Les approches de la reconstruction des deux *V0 finders* diffèrent notablement et par définition elles ne peuvent conduire qu'à des distributions des observables topologiques différentes. Il est par conséquent légitime de mener également une étude comparative adoptant un autre angle. La capacité des algorithmes à optimiser la reconstruction des particules tout en minimisant le bruit de fond étant un critère important, il a été décidé d'envisager une comparaison à rapport signal sur bruit équivalent.

Nous avons alors fait varier les coupures topologiques jusqu'à atteindre un rapport signal sur bruit statistiquement équivalent pour les deux algorithmes. Ce dernier a été évalué par la méthode de sommation du nombre d'entrées avec un intervalle de signal identique entre les deux *finders* pour chaque particule. En pratique, aucune coupure supplémentaire que celles de la reconstruction n'a été rajoutée dans le cas du *Offline finder*, les rapports S/N équivalents ont pu être obtenus en appliquant simplement certaines restrictions topologiques aux candidats issus du *On-the-fly finder*.

Les résultats de cette analyse et les valeurs des coupures utilisées sont présentés en figure 5.49, 5.50 et 5.51 et dans les tableaux 5..8, 5..9 et 5..10, respectivement pour les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$. Aucun changement significatif, quant-aux masses invariantes et aux efficacités n'est observé par rapport à la comparaison à même coupures. Le tableau 5..11 résume les valeurs des efficacités intégrées en impulsion transverse : la présente comparaison tend à creuser l'écart entre les deux *finders* déjà mis en évidence dans l'analyse précédente (cf tableau 5..7) mais les différences restent marginales.

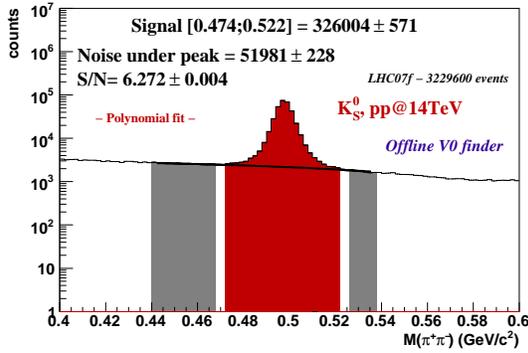
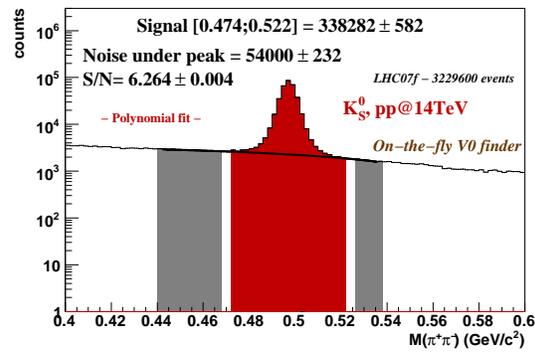
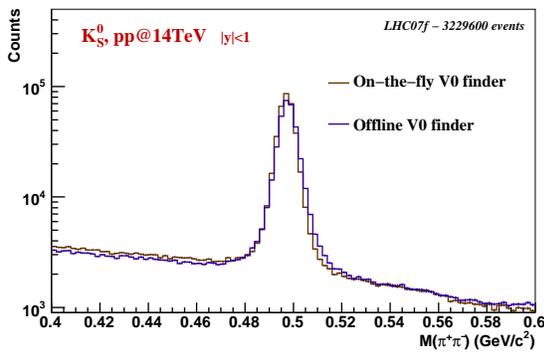
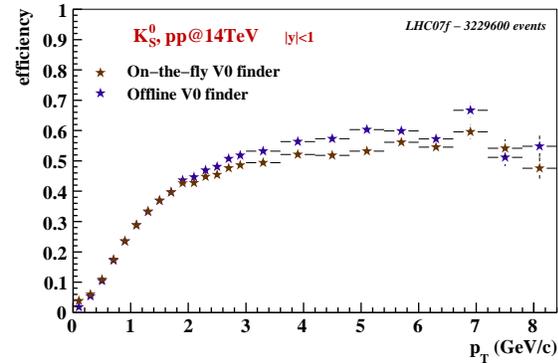
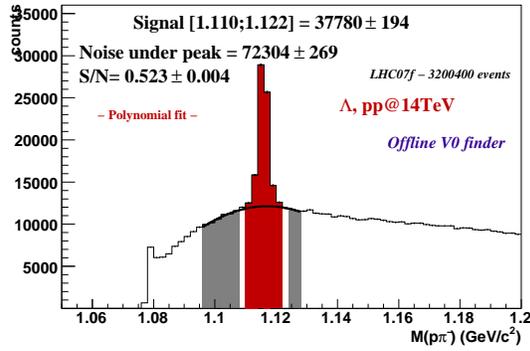
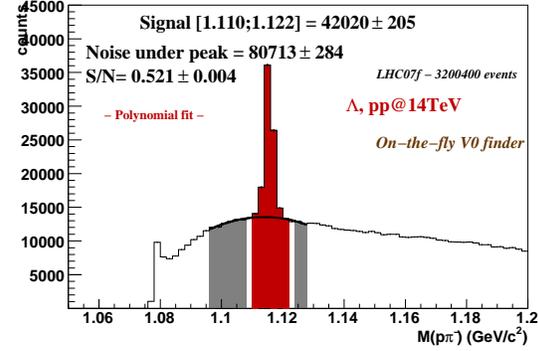
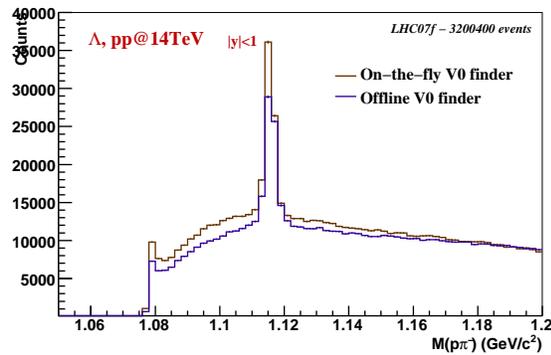
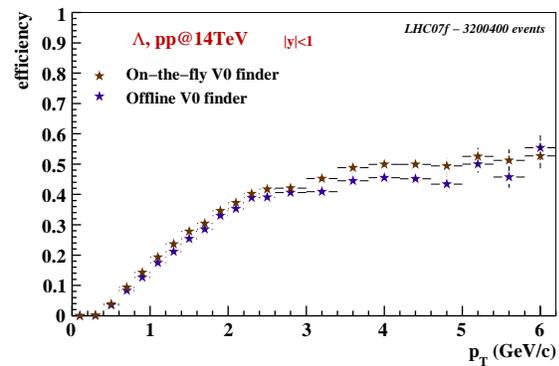
(a) Rapport signal sur bruit des K_s^0 reconstruits par le *Offline finder*(b) Rapport signal sur bruit des K_s^0 reconstruits par le *On-the-fly finder*(c) Comparaison des distributions en masse invariante des K_s^0 reconstruits(d) Comparaison des efficacités des K_s^0

FIG. 5.49 – Etude des algorithmes *Offline* et *On-the-fly* à même rapport signal sur bruit pour la reconstruction des K_s^0 à mi-rapacité ($|y| < 1$). (Simulation LHC07f, statistique : 3 M d'événements)

Variable	Valeurs autorisées	
	Offline finder	On-the-fly finder
Dca de la trace fille positive au vertex primaire	> 0.0036 cm	> 0.0021 cm
Dca de la trace fille négative au vertex primaire	> 0.0036 cm	> 0.0021 cm
Dca entre les deux traces filles	< 0.5 cm	
Cosinus de l'angle de pointage	> 0.99	
Volume fiduciaire	aucune restriction	

TAB. 5.8 – Valeurs des coupures topologiques appliquées aux candidats K_s^0 pour la comparaison des algorithmes *Offline* et *On-the-fly* à rapport signal sur bruit équivalent.

(a) Rapport signal sur bruit des Λ reconstruits par le *Offline finder*(b) Rapport signal sur bruit des Λ reconstruits par le *On-the-fly finder*(c) Comparaison des distributions en masse invariante des Λ reconstruits(d) Comparaison des efficacités des Λ FIG. 5.50 – Etude des algorithmes *Offline* et *On-the-fly* à même rapport signal sur bruit pour la reconstruction des Λ à mi-rapacité ($|y| < 1$). (Simulation LHC07f, statistique : 3 M d'événements)

Variable	Valeurs autorisées	
	Offline finder	On-the-fly finder
Dca de la trace fille positive au vertex primaire	> 0.0036 cm	
Dca de la trace fille négative au vertex primaire	> 0.0036 cm	
Dca entre les deux traces filles	< 0.5 cm	< 0.65 cm
Cosinus de l'angle de pointage	> 0.99	
Volume fiduciaire	aucune restriction	

TAB. 5.9 – Valeurs des coupures topologiques appliquées aux candidats Λ pour la comparaison des algorithmes *Offline* et *On-the-fly* à rapport signal sur bruit équivalent.

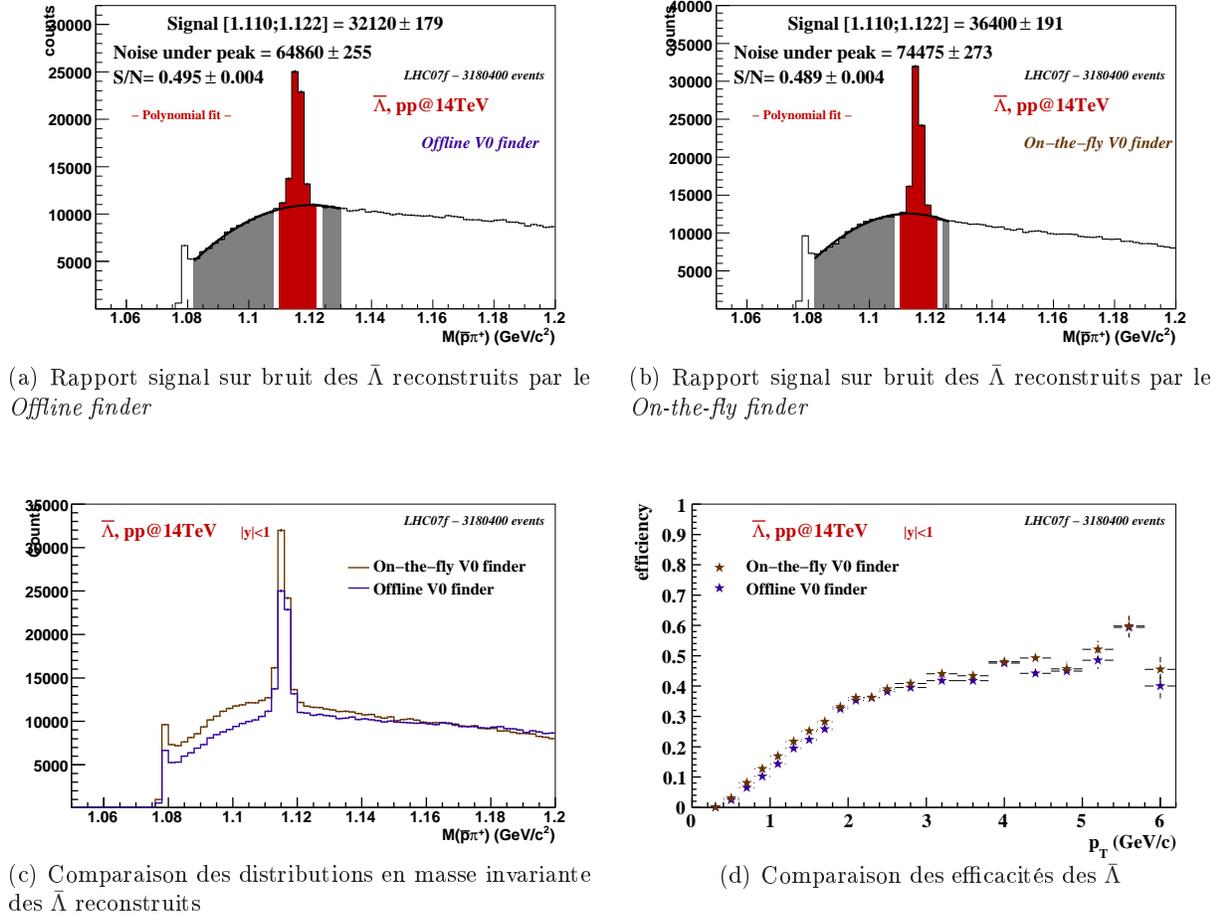


FIG. 5.51 – Etude des algorithmes *Offline* et *On-the-fly* à même rapport signal sur bruit pour la reconstruction des $\bar{\Lambda}$ à mi-rapacité ($|y| < 1$). (Simulation LHC07f, statistique : 3 M d'événements)

Variable	Valeurs autorisées	
	Offline finder	On-the-fly finder
Dca de la trace fille positive au vertex primaire	> 0.0036 cm	
Dca de la trace fille négative au vertex primaire	> 0.0036 cm	
Dca entre les deux traces filles	< 0.5 cm	< 0.55 cm
Cosinus de l'angle de pointage	> 0.99	
Volume fiduciaire	aucune restriction	

TAB. 5.10 – Valeurs des coupures topologiques appliquées aux candidats $\bar{\Lambda}$ pour la comparaison des algorithmes *Offline* et *On-the-fly* à rapport signal sur bruit équivalent.

Particules	Efficacité du <i>Offline finder</i>	Efficacité du <i>On-the-fly finders</i>
K_s^0	14.0 %	14.4 %
Λ	9.9 %	10.8 %
$\bar{\Lambda}$	8.2 %	9.7 %

TAB. 5..11 – Efficacités intégrées des *Offline* et *On-the-fly finder* pour les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ à mi-rapacité ($|y| < 1$). Comparaison à rapport signal sur bruit équivalent.

5.4.8 Conclusion de l'étude comparative des *V0 finders*

Les performances des algorithmes de reconstruction des vertex $V0$ d'ALICE ont été évaluées et comparées via deux stratégies dont les conclusions concordent : comparaison à mêmes coupures topologiques et à rapport signal sur bruit équivalent. Cette étude a été réalisée sans utilisation d'information PID aidant à l'identification des traces filles.

D'une façon générale, les résultats de l'étude des différentes caractéristiques de reconstruction sont en faveur du *On-the-fly finder*. Il montre en effet de meilleures capacités de rejection des associations de traces fortuites et optimise ainsi mieux les rapports signal sur bruit des K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$. De même, les efficacités de ces trois particules sont globalement plus élevées, sauf pour les K_s^0 de haute impulsion où le *Offline finder* présente un meilleur taux de reconstruction. Mais ces différences, si elles sont effectivement notables, restent dans l'ensemble relativement faibles. Il est cependant un critère sur lequel l'algorithme *Offline* nécessite une réelle correction : les impulsions des particules filles, qui sont stockées après le *tracking* uniquement au plus près du point d'interaction, ne sont pas recalculées à la position du vertex secondaire en tenant compte des pertes d'énergie à la traversée des détecteurs. Ceci entraîne un décalage de la masse invariante qui est d'autant plus prononcé que la particule mère vole sur une longue distance, et par conséquent l'impulsion reconstruite du Λ ou K_s^0 est sensiblement faussée. La procédure de correction est en cours d'implémentation. Elle nécessite une connaissance parfaite de la quantité de matière traversée et de sa localisation, mais que les corrections soit calculées sur le chemin du vertex primaire vers le vertex $V0$ comme il sera le cas pour l'algorithme *Offline* ou dans la direction inverse ainsi qu'il est fait dans l'algorithme *On-the-fly*, n'a aucune incidence.

L'algorithme *On-the-fly* bénéficie d'informations disponibles uniquement pendant l'étape de recherche des traces, lui conférant ainsi de meilleures performances. Mais ce qui le sert pour une meilleure reconstruction des vertex $V0$, peut aussi également le déservir et le rendre vulnérable. En effet, ainsi que nous l'avons expliqué au paragraphe 4.7.3 du chapitre 4., le fait que le *On-the-fly finder* opère pendant le *tracking* le rend très dépendant de la qualité de la paramétrisation de la géométrie des détecteurs et de la modélisation de la perte d'énergie des traces, et il n'a de plus pas été testé par des défauts d'alignement par exemple. Le deuxième inconvénient majeur réside dans sa nécessité de disposer des informations liées aux *clusters* pour fonctionner ce qui interdit toute seconde reconstruction des $V0$ pour corriger un quelconque problème, les *clusters* ne sont en effet pas supposés être conservés longtemps. Le *Offline finder* n'a lui besoin que des traces reconstruites. Pour cette même raison, il sera également impossible avec le *On-the-fly finder* d'appliquer la méthode de rotation des traces, très communément utilisée pour supprimer le bruit de fond au niveau de l'analyse, ou bien encore l'*event mixing*.

Au vu de ces considérations, il semble prématuré de ne conserver que l'algorithme *On-the-fly*, d'autant plus que ses performances, même meilleurs dans l'ensemble, restent très proches de celles du *Offline finder*. La stratégie adoptée est alors de garder les deux techniques de reconstruction

pour les prises de données proton-proton, la faible multiplicité de ces événements conduit à une statistique de particules K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ raisonnable et ne devrait donc pas poser de problèmes d'espace de stockage même si les informations sur les vertex $V0$ seront alors doublées. Ce ne sera pas le cas lors des collisions d'ions lourds. Une fois les comportements des deux algorithmes maîtrisés sur les données réelles proton-proton, une décision devra en revanche être prise pour les collisions Pb-Pb.

Les comportements des algorithmes, s'ils sont similaires dans un environnement de faible multiplicité tel que les collisions p-p, devraient se différencier de façon plus significative dans les collisions Pb-Pb. En effet, l'une des différences entre les *V0 finders* est leur réaction dans le cas où un (ou plusieurs) *cluster* se trouve sur la prolongation des traces filles entre le vertex $V0$ et le le vertex primaire : le *Offline finder* l'attache automatiquement à la trace fille tandis que le *On-the-fly* évalue les hypothèses de rattachements possibles et opte pour la meilleure. Mais les critères de rattachement sont très délicats à paramétrer et le choix très difficile à faire, et ils pourraient même conduire à des résultats davantage erronés que ceux de la méthode du simple rattachement de tous les *clusters* se trouvant sur la prolongation des traces filles. De telles situations ambiguës sont assez rares dans les collisions p-p, mais très fréquentes dans les environnements de haute multiplicité des collisions d'ions lourds...

Conclusion et perspectives

“Les erreurs sont les portes de la découverte.”

James Joyce

La production de baryons et de mésons étranges représente une sonde particulièrement pertinente du plasma de quarks et de gluons, état de la matière que les collisions d’ions lourds à des énergies ultra-relativistes devraient être en mesure de former. Pour pouvoir établir des conclusions définitives sur la création et les propriétés du QGP, il faut comparer systématiquement les phénomènes observés dans les collisions d’ions lourds avec ceux issus des collisions p–p qui servent de référence hadronique. L’intérêt d’étudier les particules étranges dans les collisions p–p est alors manifeste.

L’objectif de ce travail de thèse a été de préparer l’étude des mécanismes de production des baryons et des mésons dans les collisions p–p à l’énergie du LHC, par la mesure des K_s^0 et des Λ dans ALICE. L’un des principaux intérêts de la mesure des K_s^0 et des Λ réside dans les informations qu’ils peuvent apporter sur ces mécanismes de production à impulsion transverse (p_t) intermédiaire ($2 < p_t < 5$ GeV/c). Ces particules sont en effet mesurées grâce à la reconstruction de leur topologie de désintégration, ce qui permet de les identifier sur un très large domaine en p_t bien au delà des limites permises par les méthodes d’identification fondées sur la perte d’énergie ou le temps de vol. Dans les collisions Au–Au au RHIC, l’observation d’un rapport baryon/méson “anormalement” élevé à p_t intermédiaire a été interprété comme le fruit d’une compétition entre deux mécanismes d’hadronisation : la fragmentation et la coalescence (ou recombinaison) de partons qui pourrait être dominante dans cette région de p_t . Ces phénomènes de recombinaison nécessitent un milieu dense en partons que seules les collisions d’ions lourds devraient être à même de produire. Les collisions élémentaires p–p aux énergies du RHIC mènent, quant-à-elle, à un rapport baryon/méson nettement plus faible, ce qui est cohérent avec le fait que les mécanismes de recombinaison ne peuvent s’y appliquer. Pour étudier la validité des modèles de recombinaison et de l’évolution de l’imbrication fragmentation/recombinaison entre les collisions d’ions lourds du RHIC et celles du LHC, il faudra d’abord maîtriser les processus mis en jeu dans les collisions p–p. Ainsi les interrogations sur le comportement du rapport baryon/méson dans les collisions p–p à l’énergie très élevée du LHC, nous ont amené à étudier les données p– \bar{p} des expériences CDF et UA1 respectivement à $\sqrt{s_{NN}} = 630$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 1800$ GeV pour établir une fonction d’excitation de cette observable et extrapoler sa tendance jusqu’à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV.

Les amplitudes des rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ se sont révélées de façon surprenante assez hautes. Ces collisions ne peuvent cependant être le lieu que d'une hadronisation par fragmentation puisqu'elles ne sont pas supposées apporter la matière et l'énergie suffisante pour former un milieu dense en partons dans lequel la coalescence peut s'appliquer. Mais si l'amplitude augmente entre les données de STAR et UA1, il semble stagner entre UA1 et CDF ce qui laisse la porte ouverte à tous les scénarios possibles au LHC.

Pour essayer de comprendre, les processus conduisant à ces amplitudes, nous nous sommes intéressés à deux générateurs d'événements PYTHIA et EPOS, basés sur des mécanismes similaires de fragmentation mais proposant une approche différente des processus doux. Les prédictions de PYTHIA à l'énergie du LHC mènent à un rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ très faible, en contradiction avec la tendance que l'on peut déduire des expériences aux énergies inférieures. En étudiant les différents paramètres, nous avons montré que deux phénomènes permettent d'augmenter la production de baryons :

- l'augmentation du taux d'interactions multiples ;
- la limitation des radiations gluoniques de l'état initial.

Le modèle EPOS propose une vision radicalement différente des collisions p-p : il prédit une très nette augmentation du rapport baryon/méson dans la région en p_t intermédiaire en introduisant l'existence d'effets collectifs, phénomène jusque là réservé à la matière créée dans les collisions d'ions lourds.

Le comportement du rapport baryon/méson aux énergies du LHC reste donc une question ouverte. Les données expérimentales suggèrent une stagnation de l'amplitude mais la valeur de cette amplitude n'est pas reproduite par PYTHIA. Une meilleure prise en compte des interactions multiples dans ce modèle, phénomène gagnant en importance avec l'augmentation de l'énergie de la collision, devrait cependant permettre d'augmenter la production de baryons et davantage reproduire le rapport baryon/méson. En revanche le modèle EPOS ne s'inscrit pas dans cette optique et prédit une très nette augmentation de la production baryonique à $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV par l'existence de phénomènes qui conduirait à modifier considérablement notre approche des collisions p-p. Si de telles prédictions sont confirmées par les données du LHC, le statut de référence hadronique des collisions p-p serait alors, selon le modèle EPOS, sévèrement remis en cause.

En marge des motivations principales exposées précédemment, la mesure des K_s^0 et Λ s'insère aussi dans le cadre global de l'étude de la composition chimique du système. Dans les collisions d'ions lourds du LHC, les mesures des taux de production des particules étranges devraient contraindre très fortement les différents modèles thermiques statistiques. Ceux-ci s'appuient sur les rapports relatifs de particules pour établir, à l'aide d'un langage thermodynamique, les paramètres de température et de densité baryonique caractérisant le système formé. Le paramètre qui différencie les deux catégories de modèles existant, - ceux à l'équilibre et ceux hors équilibre -, est le facteur de saturation d'étrangeté γ_S . Les premiers modèles, imposant $\gamma_S \leq 1$, présupposent une saturation ou sous-saturation de la production de particules étranges tandis que les deuxièmes autorisent des valeurs différentes de l'unité et postulent l'existence de système sous ou sur-saturé. Si l'ensemble de ces modèles est en accord avec les données des expériences précédentes, leurs prédictions aux énergies du LHC diffèrent notablement. Suivant le scénario hors équilibre impliquant une sur-saturation de l'étrangeté, la production de particules étranges au LHC devrait fortement excéder celle prévue par les modèles statistiques à l'équilibre. Les données devraient ainsi permettre de les départager. Mais pour interpréter clairement les données, ces mesures devront également auparavant être effectuées dans les collisions p-p.

Pour pouvoir mener l'ensemble de ces études dans ALICE, nous avons pris en charge les outils d'analyse permettant l'identification des barons et mésons étranges Λ , $\bar{\Lambda}$ et K_s^0 dont la topologie de désintégration définit les vertex secondaires de type $V0$. La présence dans la chaîne de reconstruction de deux algorithmes de recherche de ces particules, nommés *On-the-fly finder* et *Offline finder*, rendait nécessaire l'évaluation de leurs performances et leur comparaison pour à terme décider d'un choix. Ils reposent tous les deux sur une technique de reconstruction similaire mais leur philosophie diffère : le premier opère pendant l'étape générale de trajectographie et utilise les informations sur les *clusters* dans les détecteurs, tandis que le second utilise les traces entièrement reconstruites. En s'appuyant sur les différentes campagnes de simulation réalisées par la Collaboration, nous avons mené cette étude via deux stratégies : une comparaison à coupures topologiques égales et une autre à même rapport signal sur bruit. Les résultats de ces deux analyses concordent parfaitement et sont, d'une façon générale, en faveur de l'algorithme *On-the-fly*. Les différences sont cependant quasiment marginales. Mais il est un point sur lequel le *Offline finder* devra obligatoirement s'améliorer : il s'agit de la prise en compte des corrections dues à la perte d'énergie des particules à la traversée des matériaux constituant les détecteurs. La nécessité de ces corrections découle de l'élargissement de la zone fiduciaire que nous avons dû introduire pour limiter la chute d'efficacité dans la région de haute impulsion. Le *On-the-fly finder* doit quant-à-lui ses meilleures performances aux informations sur les *clusters* qui sont disponibles uniquement pendant la procédure globale de recherche des traces. Cependant, cette technique de reconstruction *online* rend l'algorithme très dépendant de la paramétrisation et modélisation de la géométrie des détecteurs et la nécessité de disposer des *clusters* pour fonctionner est très contraignant. Au vu de ces résultats, il nous est apparu très prématuré de faire un choix. La stratégie proposée et adoptée consiste alors à conserver ces deux algorithmes afin d'étudier de façon précise leur comportement dans les données réelles de collisions p-p.

Les algorithmes qui permettent les analyses des particules Λ , $\bar{\Lambda}$ et K_s^0 ont été testés avec les différents environnements informatiques de traitement des données que l'expérience ALICE a à sa disposition (la grille, le système CAF : *CERN Analysis Facilities*). Ils ont été validés par la Collaboration et n'attendent plus que les premières collisions. Les analyses qui en découleront feront partie des premiers articles publiés lors des prises de données. Ces articles présenteront les rapports baryon/antibaryon et les taux de production des Λ et K_s^0 qui seront comparés aux modèles statistiques et les rapports Λ/K_s^0 comparés aux modèles PYTHIA et EPOS. Les diverses méthodes d'extraction du signal, par ajustement à l'aide d'une fonction ou par sommation du nombre d'entrées, ont été évaluées. Les distributions en masse invariante, et leur discrétisation en intervalle d'impulsion transverse, n'ayant pas la forme d'une gaussienne, ni celle d'une fonction de Breit-Wigner, la méthode la plus fiable devrait être la sommation du nombre d'entrées, cette méthode ne présupposant pas de forme au signal. Les techniques de correction qu'il sera nécessaire d'effectuer pour accéder au taux de production ont été exposées. Nous avons établi l'évolution de l'efficacité de reconstruction des particules Λ , $\bar{\Lambda}$ et K_s^0 en fonction de l'impulsion transverse pour les deux *V0 finder*. Ces résultats, fondés sur des simulations Monte Carlo pures, seront complémentaires à l'efficacité obtenue par la technique de *l'embedding* qui reproduit de façon plus réaliste le bruit de fond mais présente le désavantage de biaiser les événements en modifiant leur multiplicité. Mais avant d'appliquer les corrections dues à l'efficacité, il faudra s'accorder sur la stratégie à adopter pour évaluer la contamination des distributions par les particules secondaires venant de désintégration de Ξ , principalement, et dans une moindre mesure de Ω . Nous avons proposé deux solutions possibles.

Un complément et une extension des analyses proposées et préparées dans ce travail de thèse pourra consister à évaluer le rapport baryon/méson dans les *jets* de particules. La présence du

calorimètre EMCal permettra en effet d'identifier avec de bonnes capacités les *jets*. Ces derniers correspondent à des processus durs, domaine où s'applique la fragmentation sans aucune ambiguïté. La physique devrait alors y être reproduite par le modèle PYTHIA. La paramétrisation de l'*Underlying event* contenant entre autre les interactions multiples n'entre plus en compte puisque l'on s'intéresse dans les *jets* aux seuls processus durs. La mesure du rapport Λ/K_s^0 dans de tels événements devrait alors permettre de vérifier la modélisation du processus d'hadronisation par fragmentation, et éventuellement de contraindre les fonctions de fragmentation. L'étude des *jets* de particules présente également l'intérêt d'identifier l'origine de la production de baryons et de mésons. En effet, on suppose que les baryons seraient produits préférentiellement des *jets* initiés par un gluon, et les mésons dans ceux initiés par des quarks.

Paramètres de PYTHIA

Les tableaux ci-dessous donnent la valeur des différents paramètres pour les descriptions de PYTHIA que nous avons utilisées.

Paramètre	Atlas	UE	SP	AP	Description
PDF	CTEQ5L	CTEQ5L	CTEQ5L	CTEQ5L	Fonction de distribution partonique (ordre dominant).
MSTP81 (D=1)	1	1	1	1	Décide de l'utilisation des interactions multiples.
MSTP82 (D=1)	4	4	4	4	Structure des interactions multiples (=4 : interactions multiples en supposant un recouvrement de matière décrit par une double gaussienne.
MSTJ(1) (D=1)			2	2	Utilisation des quarks de la mer pour former les hadrons
MSTJ(12) (D=1)			3	5	Choix du modèle de production des baryons
PARP(67) (D=1)	1	4	1	1	La valeur Q^2 de l'interaction dure est multipliée par PARP(67) pour définir le maximum de la virtualité permise des cascades de type espace.
PARP(82) (D=2.1 GeV)	1.8	2.0	1.8	1.8	Paramètre de l'équation 2.18 régissant la valeur $p_{t_{min}}$ des interactions multiples.
PARP(83) (D=0.5)	0.5	0.5	0.5	0.5	Paramètre de la double gaussienne, équivalent du paramètre β de l'équation 2.17.
Suite page suivante					

Paramètre	Atlas	UE	SP	AP	Description
Suite ...					
PARP(84) (D=0.2)	0.5	0.4	0.5	0.5	Paramètre de la double gaussienne, $\text{PARP}(84) = a_2/a_1$ (cf équation 2.17).
PARP(85) (D=0.33)	0.33	0.9	0.33	0.33	Probabilité qu'un processus dans le formalisme des interactions multiples donne deux gluons connectés en couleur à leurs plus proches voisins dans l'espace des impulsions.
PARP(86) (D=0.66)	0.66	0.95	0.66	0.66	Probabilité qu'un processus dans le formalisme des interactions multiples donne deux gluons, soit de la façon décrite par PARP(85), soit par la formation d'une boucle de gluon fermée.
PARP(89) (D=1000GeV)	1000	1800	1000	1000	Référence d'énergie à laquelle est calculée PARP(82). Aucune signification physique réelle.
PARP(90) (D=0.16)	0.16	*	0.16	0.16	Paramètre de l'équation 2.18 régissant la valeur $p_{t_{min}}$ des interactions multiples.
PARJ(81) (D=0.29)	0.29	0.29	0.16	0.16	valeur de Λ pour les gerbes partoniques
PARJ(1) (D=0.1)			D×1.2	D×2	Facteur de suppression des paires diquark-antidiquark
PARJ(18) (D=1)			1	0.19	Facteur supplémentaire de suppression pour les baryons de spin 3/2

TAB. A.1: Paramètres des descriptions Atlas Tune, Underlying Event (UE), Simple (SP) et Advanced PopCORN (AP) de PYTHIA 6.2. Les valeurs par défaut sont signalées par la lettre D. Le signe * pour le paramètre PARP(90) remplace les trois valeurs que nous avons essayées : 0.08, 0.16 et 0.08

Paramètre	Min-Bais	New UE	Description
PDF	CTEQ6L	CTEQ6L	Fonction de distribution partonique (ordre dominant).
MSTP81 (D=1)	1	1	Décide de l'utilisation des interactions multiples.
Suite page suivante			

Paramètre	Min-Bais	New UE	Description
Suite ...			
MSTP82 (D=3)	4	4	Structure des interactions multiples (=4 : interactions multiples en supposant un recouvrement de matière décrit par une double gaussienne.
MSTP68 (D=1)	1	1	Choix de la virtualité maximale lors des ISR
PARP(67) (D=1)	4	4	La valeur Q^2 de l'interaction dure est multipliée par PARP(67) pour définir le maximum de la virtualité permise des cascades de type espace.
PARP(82) (D=2.0 GeV)	2.3	2.6	Paramètre de l'équation 2.18 régissant la valeur $p_{t_{min}}$ des interactions multiples.
PARP(83) (D=0.5)	0.5	0.5	Paramètre de la double gaussienne, équivalent du paramètre β de l'équation 2.17.
PARP(84) (D=0.2)	0.5	0.3	Paramètre de la double gaussienne, PARP(84) = a_2/a_1 (cf équation 2.17).
PARP(85) (D=0.9)	0.9	0.9	Probabilité qu'un processus dans le formalisme des interactions multiples donne deux gluons connectés en couleur à leurs plus proches voisins dans l'espace des impulsions.
PARP(86) (D=0.95)	0.95	0.95	Probabilité qu'un processus dans le formalisme des interactions multiples donne deux gluons, soit de la façon décrite par PARP(85), soit dans par la formation d'une boucle de gluon fermée.
PARP(89) (D=1800GeV)	1800	1800	Référence d'énergie à laquelle est calculée PARP(82). Aucune signification physique réelle.
PARP(90) (D=0.16)	0.2	0.24	Paramètre de l'équation 2.18 régissant la valeur $p_{t_{min}}$ des interactions multiples.

TAB. A.2: Paramètres des descriptions Minimum-Bias et Underlying Event de PYTHIA 6.3. Les valeurs par défaut sont signalées par la lettre D.

Bibliographie

- [A+85a] H. Aihara et al.
Baryon production in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} = 29$ GeV : clusters, diquarks, popcorn?
Phys. Rev. Lett., 55 :1047, 1985.
- [A+85b] G. J. Alner et al.
Kaon production in anti-p p reactions at a center of mass energy of 540 GeV.
Nucl. Phys., B258 :505, 1985.
- [A+87] R. E. Ansorge et al.
Kaon production at 200-GeV and 900-GeV center-of-mass energy.
Phys. Lett., B199 :311–316, 1987.
- [A+88] R. E. Ansorge et al.
Kaon production in anti-p p interactions at c.m energies from 200-GeV to 900 GeV.
Z. Phys., C41 :179–190, 1988.
- [A+89a] F. Abe et al.
 K_s^0 production in $\bar{p}p$ interactions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV.
Phys. Rev., D40 :3791–3794, 1989.
- [A+89b] R. E. Ansorge et al.
Hyperon production at 200-GeV and 900 GeV center of mass energy.
Nucl. Phys., B328 :36, 1989.
- [A+96] E. M. Aitala et al.
Asymmetries between the production of D^+ and D^- mesons from 500-GeV/c π^- - nucleon interactions as a function of x_F and p_T^2 .
Phys. Lett., B371 :157–162, 1996.
hep-ex/9601001.
- [A+00] G. Abbiendi et al.
A study of parton fragmentation in hadronic Z^0 decays using Lambda Antilambda correlations.
Eur. Phys. J., C13 :185–195, 2000.
hep-ex/9808031.
- [A+03a] John Adams et al.
Evidence from d + Au measurements for final-state suppression of high p(T) hadrons in Au + Au collisions at RHIC.
Phys. Rev. Lett., 91 :072304, 2003.
nucl-ex/0306024.
- [A+03b] Stephen Scott Adler et al.
Elliptic flow of identified hadrons in Au + Au collisions at $\sqrt{s(NN)}^{1/2} = 200$ -GeV.

- Phys. Rev. Lett.*, 91 :182301, 2003.
nucl-ex/0305013.
- [A⁺04] John Adams et al.
Particle dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production at moderate p(T) in Au + Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ -GeV.
Phys. Rev. Lett., 92 :052302, 2004.
nucl-ex/0306007.
- [A⁺05a] Darin E. Acosta et al.
 K_S^0 and Λ^0 production studies in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1800$ -GeV and 630-GeV.
Phys. Rev., D72 :052001, 2005.
hep-ex/0504048.
- [A⁺05b] John Adams et al.
Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma :
The STAR collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions.
Nucl. Phys., A757 :102–183, 2005.
nucl-ex/0501009.
- [A⁺06] (ed.) Alessandro, B. et al.
ALICE : Physics performance report, volume II.
J. Phys., G32 :1295–2040, 2006.
- [A⁺07] B. I. Abelev et al.
Strange particle production in p + p collisions at $\sqrt{s} = 200$ -GeV.
Phys. Rev., C75 :064901, 2007.
nucl-ex/0607033.
- [ABMS06] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel.
Hadron production in central nucleus nucleus collisions at chemical freeze-out.
Nucl. Phys., A772 :167–199, 2006.
nucl-th/0511071.
- [AGIS83] Bo Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand.
Parton Fragmentation and String Dynamics.
Phys. Rept., 97 :31–145, 1983.
- [AGS85] Bo Andersson, G. Gustafson, and T. Sjostrand.
Baryon production in jet fragmentation and upsilon decay.
Phys. Scripta, 32 :574, 1985.
- [AH04] John Adams and M. Heinz.
Neutral strange particle production at mid unit rapidity in p + p collisions at $\sqrt{s} = 200$ -GeV.
2004.
nucl-ex/0403020.
- [AKK06] S. Albino, B. A. Kniehl, and G. Kramer.
Fragmentation functions for $K^0(S)$ and Lambda with complete quark flavour separation.
Nucl. Phys., B734 :50–61, 2006.
hep-ph/0510173.
- [AM74] X. Artru and G. Mennessier.
String model and multiproduction.
Nucl. Phys., B70 :93–115, 1974.

- [AMH01] J. C. Anjos, J. Magnin, and G. Herrera.
On the intrinsic charm and the recombination mechanisms in charm hadron production.
Phys. Lett., B523 :29–34, 2001.
hep-ph/0109185.
- [And97] Bo Andersson.
The Lund model.
Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol., 7 :1–471, 1997.
- [AP77] Guido Altarelli and G. Parisi.
Asymptotic Freedom in Parton Language.
Nucl. Phys., B126 :298, 1977.
- [B⁺96] G. Bocquet et al.
Inclusive production of strange particles p anti-p collisions at $s^{*}(1/2) = 630\text{-GeV}$ with UA1.
Phys. Lett., B366 :441–446, 1996.
- [BGK⁺04] F. Becattini, M. Gazdzicki, A. Keranen, J. Manninen, and R. Stock.
Study of chemical equilibrium in nucleus nucleus collisions at AGS and SPS energies.
Phys. Rev., C69 :024905, 2004.
hep-ph/0310049.
- [Bjo83] J. D. Bjorken.
Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region.
Phys. Rev., D27 :140–151, 1983.
- [BMMRS01] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich, and J. Stachel.
Hadron production in Au Au collisions at RHIC.
Phys. Lett., B518 :41–46, 2001.
hep-ph/0105229.
- [BO06] Nicolas Borghini and Jean-Yves Ollitrault.
Momentum spectra, anisotropic flow, and ideal fluids.
Phys. Lett., B642 :227–231, 2006.
nucl-th/0506045.
- [Bru04] G. E. Bruno.
New results from the NA57 experiment.
J. Phys., G30 :S717–S724, 2004.
nucl-ex/0403036.
- [C⁺04] (ed.) Carminati, F. et al.
ALICE : Physics performance report, volume I.
J. Phys., G30 :1517–1763, 2004.
- [C⁺06] M. Cheng et al.
The transition temperature in QCD.
Phys. Rev., D74 :054507, 2006.
hep-lat/0608013.
- [Cai05a] Helen Caines.
Volume effects on strangeness production.
J. Phys., G31 :S1057–S1060, 2005.
nucl-ex/0412015.
- [Cai05b] Helen Caines.

- What's interesting about strangeness production? - An overview of recent results.
J. Phys., G31 :S101–S118, 2005.
nucl-ex/0412016.
- [Cai06] Helen Caines.
The effects of varying the correlation volume on strangeness production in high energy collisions.
2006.
nucl-ex/0601014.
- [Cha08] G. Chanfray.
Mésons dans la matière hadronique dense et chaude.
Ecole Joliot Curie, 2008.
- [Chu03] Tatsuya Chujo.
Results on identified charged hadrons from the PHENIX experiment at RHIC.
Nucl. Phys., A721 :273–276, 2003.
nucl-ex/0212014.
- [CKK⁺05] J. Cleymans, Burkhard Kampfer, M. Kaneta, S. Wheaton, and N. Xu.
Centrality dependence of thermal parameters deduced from hadron multiplicities in Au + Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 130$ -GeV.
Phys. Rev., C71 :054901, 2005.
hep-ph/0409071.
- [CKW02] J. Cleymans, Burkhard Kampfer, and S. Wheaton.
Centrality dependence of thermal parameters in heavy-ion collisions at CERN-SPS.
Phys. Rev., C65 :027901, 2002.
nucl-th/0110035.
- [Com79] B. L. Combridge.
Associated Production of Heavy Flavor States in p p and anti-p p Interactions : Some QCD Estimates.
Nucl. Phys., B151 :429, 1979.
- [CP75a] N. Cabibbo and G. Parisi.
Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation.
Phys. Lett., B59 :67, 1975.
- [CP75b] John C. Collins and M. J. Perry.
Superdense Matter : Neutrons Or Asymptotically Free Quarks ?
Phys. Rev. Lett., 34 :1353, 1975.
- [dFSV98] D. de Florian, M. Stratmann, and W. Vogelsang.
QCD analysis of unpolarized and polarized Lambda baryon production in leading and next-to-leading order.
Phys. Rev., D57 :5811–5824, 1998.
hep-ph/9711387.
- [DHO⁺01] H. J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, and K. Werner.
Parton-based Gribov-Regge theory.
Phys. Rept., 350 :93–289, 2001.
hep-ph/0007198.
- [DL92] A. Donnachie and P. V. Landshoff.
Total cross-sections.
Phys. Lett., B296 :227–232, 1992.
hep-ph/9209205.

- [Dur] <http://durpdg.dur.ac.uk/cgi-hepdata/hepreac/3273997>.
HepData Reaction Database (Durham-UK).
- [EG97] Patrik Eden and Gosta Gustafson.
Baryon production in the string fragmentation picture.
Z. Phys., C75 :41–49, 1997.
hep-ph/9606454.
- [Fai04] 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.
- [FK04] Z. Fodor and S. D. Katz.
Critical point of QCD at finite T and mu, lattice results for physical quark masses.
JHEP, 04 :050, 2004.
hep-lat/0402006.
- [FMNB03] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka, and S. A. Bass.
Hadron production in heavy ion collisions : Fragmentation and recombination from
a dense parton phase.
Phys. Rev., C68 :044902, 2003.
nucl-th/0306027.
- [FMNB04] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka, and S. A. Bass.
Hadronization in heavy ion collisions : Recombination or fragmentation ?
J. Phys., G30 :S223–S228, 2004.
nucl-th/0305079.
- [Fri04] R. J. Fries.
Recombination models.
J. Phys., G30 :S853–S860, 2004.
nucl-th/0403036.
- [GKL03] V. Greco, C. M. Ko, and P. Levai.
Parton coalescence at RHIC.
Phys. Rev., C68 :034904, 2003.
nucl-th/0305024.
- [Gla59] R.J Glauber.
Lectures in Theoretical Physics.
édité par W.E.Brittin et L.G.dunham (Interscience, New-York), 1959.
- [GM53] M. Gell-Mann.
Isotopic Spin and New Unstable Particles.
Phys. Rev., 92 :833–834, 1953.
- [GM64] Murray Gell-Mann.
A Schematic Model of Baryons and Mesons.
Phys. Lett., 8 :214–215, 1964.
- [GP88] Gosta Gustafson and Ulf Pettersson.
Dipole Formulation of QCD Cascades.
Nucl. Phys., B306 :746, 1988.
- [Gri62] V. N. Gribov.
Analytic properties of the partial wave amplitudes and the asymptotic behavior of
the scattering amplitude.
Sov. Phys. JETP, 15 :873, 1962.

- [GW73] D. J. Gross and Frank Wilczek.
Ultraviolet behavior of non-abelian Gauge theories.
Phys. Rev. Lett., 30 :1343–1346, 1973.
- [Gyu04] Miklos Gyulassy.
The QGP discovered at RHIC.
2004.
nucl-th/0403032.
- [Hei05] Ulrich W. Heinz.
Hydrodynamics at RHIC : How well does it work, where and how does it break
down ?
J. Phys., G31 :S717–S724, 2005.
nucl-th/0412094.
- [Hei07] Mark Heinz.
How important are next-to-leading order models in predicting strange particle spec-
tra in p+p collisions at STAR ?
Eur. Phys. J., C49 :129–133, 2007.
0707.1508.
- [Hip07] B. Hippolyte.
Strange prospects for LHC energies.
Eur. Phys. J., C49 :121–124, 2007.
nucl-ex/0608054.
- [HJ00] Ulrich W. Heinz and Maurice Jacob.
Evidence for a new state of matter : An assessment of the results from the CERN
lead beam programme.
2000.
nucl-th/0002042.
- [HY04] Rudolph C. Hwa and C. B. Yang.
Recombination of shower partons at high p(T) in heavy-ion collisions.
Phys. Rev., C70 :024905, 2004.
nucl-th/0401001.
- [ILM01] Edmond Iancu, Andrei Leonidov, and Larry D. McLerran.
Nonlinear gluon evolution in the color glass condensate. I.
Nucl. Phys., A692 :583–645, 2001.
hep-ph/0011241.
- [IV03] Edmond Iancu and Raju Venugopalan.
The color glass condensate and high energy scattering in QCD.
2003.
hep-ph/0303204.
- [Kar02] Frithjof Karsch.
Lattice results on QCD thermodynamics.
Nucl. Phys., A698 :199–208, 2002.
hep-ph/0103314.
- [KCOR08] I. Kraus, J. Cleymans, H. Oeschler, and K. Redlich.
Particle production in p-p collisions and prediction for LHC energy.
2008.
hep-ph/0808.0611.
- [KCSW04] Burkhard Kampfer, J. Cleymans, P. Steinberg, and S. Wheaton.

- Strangeness saturation : Dependence on system-size, centrality and energy.
Heavy Ion Phys., 21 :207–213, 2004.
hep-ph/0304269.
- [KL03] F. Karsch and E. Laermann.
Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice QCD.
2003.
hep-lat/0305025.
- [KMR86] P. Koch, Berndt Muller, and Johann Rafelski.
Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions.
Phys. Rept., 142 :167–262, 1986.
- [KMS88] F. Karsch, M. T. Mehr, and H. Satz.
Color Screening and Deconfinement for Bound States of Heavy Quarks.
Z. Phys., C37 :617, 1988.
- [Lam07] M. A. C. Lamont.
Investigation of the high-p(T) strange baryon anomalies at RHIC.
Eur. Phys. J., C49 :35–39, 2007.
- [LR08] Jean Letessier and Johann Rafelski.
Hadron production and phase changes in relativistic heavy ion collisions.
Eur. Phys. J., A35 :221–242, 2008.
nucl-th/0504028.
- [Mog08] N. Moggi.
communication privé.
2008.
- [MS86] T. Matsui and H. Satz.
J/psi Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation.
Phys. Lett., B178 :416, 1986.
- [MV94] Larry D. McLerran and Raju Venugopalan.
Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei.
Phys. Rev., D49 :2233–2241, 1994.
hep-ph/9309289.
- [MV03] Denes Molnar and Sergei A. Voloshin.
Elliptic flow at large transverse momenta from quark coalescence.
Phys. Rev. Lett., 91 :092301, 2003.
nucl-th/0302014.
- [Nat08] C. E. Nattrass.
System size dependence of strange particle correlations in Cu + Cu and Au + Au
collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ -GeV in STAR at RHIC.
J. Phys., G35 :044063, 2008.
- [RL06] Johann Rafelski and Jean Letessier.
Soft hadron relative multiplicities at LHC.
Eur. Phys. J., C45 :61–72, 2006.
hep-ph/0506140.
- [RM82] Johann Rafelski and Berndt Muller.
Strangeness Production in the Quark - Gluon Plasma.
Phys. Rev. Lett., 48 :1066, 1982.
- [RT02] K. Redlich and A. Tounsi.
Strangeness enhancement and energy dependence in heavy ion collisions.

- Eur. Phys. J.*, C24 :589–594, 2002.
hep-ph/0111261.
- [SB04] Jurgen Schaffner-Bielich.
What is so special about strangeness in hot matter?
J. Phys., G30 :R245, 2004.
nucl-th/0408012.
- [Shu80] Edward V. Shuryak.
Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter.
Phys. Rept., 61 :71–158, 1980.
- [Ska06] P. Skands.
communication privé.
2006.
- [SLMS03] Torbjorn Sjostrand, Leif Lonnblad, Stephen Mrenna, and Peter Skands.
PYTHIA 6.3 : Physics and manual.
2003.
hep-ph/0308153.
- [SS04] T. Sjostrand and P. Z. Skands.
Multiple interactions and the structure of beam remnants.
JHEP, 03 :053, 2004.
hep-ph/0402078.
- [SS05] T. Sjostrand and P. Z. Skands.
Transverse-momentum-ordered showers and interleaved multiple interactions.
Eur. Phys. J., C39 :129–154, 2005.
hep-ph/0408302.
- [Sud56] V. V. Sudakov.
Vertex parts at very high-energies in quantum electrodynamics.
Sov. Phys. JETP, 3 :65–71, 1956.
- [Sus02] T. Susa.
Cascade production in $p + p$, $p + A$ and $A + A$ interactions at 158-A-GeV.
Nucl. Phys., A698 :491–494, 2002.
- [SvZ87] Torbjorn Sjostrand and Maria van Zijl.
A Multiple Interaction Model for the Event Structure in Hadron Collisions.
Phys. Rev., D36 :2019, 1987.
- [T⁺05] Giorgio Torrieri et al.
SHARE : Statistical hadronization with resonances.
Comput. Phys. Commun., 167 :229–251, 2005.
nucl-th/0404083.
- [Tan86] Ching-Hua Tan.
Inclusive production of Strange Particles at the CERN Proton-Antiproton Collider.
Thèse de doctorat, Wuhan University (China), 1986.
- [Tim08] Anthony R. Timmins.
Strange Particle Production at RHIC.
2008.
0810.0017.
- [TZD04] Roberto Turolla, Silvia Zane, and Jeremy J. Drake.
Bare quark stars or naked neutron stars ? The case of RX J1856.5-3754.
Astrophys. J., 603 :265–282, 2004.

- astro-ph/0308326.
- [VG02] Ivan Vitev and Miklos Gyulassy.
Jet quenching and the anti-p \geq pi- anomaly at RHIC.
Phys. Rev., C65 :041902, 2002.
nucl-th/0104066.
- [WC04] S. Wheaton and J. Cleymans.
THERMUS : A thermal model package for ROOT.
2004.
hep-ph/0407174.
- [Wer07] Klaus Werner.
Core-Corona Separation in Ultra-Relativistic Heavy Ion Collisions.
Phys. Rev. Lett., 98 :152301, 2007.
0704.1270.