

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Nicolas ARBOR**

Thèse dirigée par **Christophe Furget**

préparée au sein **Laboratoire de Physique Subatomique  
et de Cosmologie de Grenoble**  
et de **Ecole Doctorale de Physique de Grenoble**

# Étude de la fragmentation des partons par la mesure de corrélations photon-hadron auprès de l'expérience ALICE au LHC

Thèse soutenue publiquement le **19 Septembre 2013**,  
devant le jury composé de :

**Mr, Arnaud Lucotte**

Directeur de Recherche, LPSC, Président

**Mr, Yves Schutz**

Directeur de Recherche, SUBATECH, Rapporteur

**Mr, Guillaume Unal**

Physicien, CERN, Rapporteur

**Mr, François Arleo**

Chargé de Recherche, LAPTH, Examineur

**Mr, Alberto Baldisseri**

Ingénieur, CEA Saclay, Examineur

**Mr, Boris Hippolyte**

Maître de Conférence, IPHC - Université de Strasbourg, Examineur

**Mr, Christophe Furget**

Professeur, LPSC - Université de Grenoble, Directeur de thèse

**Mr, Gustavo Conesa Balbastre**

Chargé de Recherche, LPSC, Invité





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>I Contexte théorique et expérimental</b>	<b>7</b>
<b>1 Interactions fondamentales</b>	<b>9</b>
1.1 Contexte historique . . . . .	10
1.1.1 Du développement de la physique subatomique . . . . .	10
1.1.2 À l'établissement du modèle standard . . . . .	11
1.2 La Chromodynamique quantique . . . . .	13
1.2.1 Théorie quantique des champs . . . . .	13
1.2.2 Liberté asymptotique . . . . .	15
1.3 Processus hadroniques . . . . .	17
1.3.1 Modèle des partons . . . . .	17
1.3.2 QCD perturbative . . . . .	19
1.3.3 Collisions hadroniques et approche Monte Carlo . . . . .	20
1.4 Le confinement . . . . .	21
1.4.1 Le vide QCD . . . . .	22
1.4.2 Symétrie chirale . . . . .	22
1.4.3 Théories effectives et QCD sur réseau . . . . .	23
<b>2 Le plasma de quarks-gluons</b>	<b>25</b>
2.1 Diagramme de phase . . . . .	26
2.1.1 Potentiel d'interaction . . . . .	26
2.1.2 Transition de phase . . . . .	26
2.2 Formation et évolution du Plasma de Quarks-Gluons (PQG) . . . . .	29
2.2.1 Pré-équilibre ( $0 < \tau < 1$ fm/c) . . . . .	30
2.2.2 Expansion hydrodynamique ( $1$ fm/c $< \tau < 20$ fm/c) . . . . .	31
2.2.3 Hadronisation et freeze-out ( $20$ fm/c $< \tau$ ) . . . . .	32
2.3 Signatures du plasma de quarks-gluons . . . . .	32
2.3.1 Observables globales . . . . .	33
2.3.2 Sondes dures . . . . .	35
2.4 Tomographie du plasma de quarks-gluons . . . . .	37
2.4.1 Observables . . . . .	38

2.4.2	Corrélation photon/ $\pi^0$ -hadron . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Collisions d'ions lourds ultra-relativistes</b>	<b>45</b>
3.1	Caractéristiques de la collision . . . . .	46
3.1.1	Cinématique relativiste . . . . .	46
3.1.2	Pouvoir d'arrêt . . . . .	46
3.1.3	Centralité . . . . .	47
3.2	Effets nucléaires froids . . . . .	49
3.2.1	Fonctions de structure $F_2^A$ . . . . .	50
3.2.2	Fonction de distribution partonique nucléaire (nPDF) . . . . .	51
3.3	De 1987 à hier . . . . .	52
3.3.1	CERN-SPS : premières signatures du plasma de quarks-gluons . . . . .	53
3.3.2	BNL-RHIC : mise en évidence du <i>quenching</i> . . . . .	53
3.4	État de l'art : apport du LHC . . . . .	55
3.4.1	Variables globales . . . . .	55
3.4.2	Interactions parton-milieu . . . . .	58
<b>4</b>	<b>A Large Ion Collider Experiment (ALICE)</b>	<b>65</b>
4.1	Large Hadron Collider (LHC) . . . . .	66
4.1.1	Production et accélération de particules . . . . .	66
4.1.2	Les expériences ATLAS et CMS . . . . .	68
4.1.3	Complémentarité des expériences ALICE, ATLAS et CMS . . . . .	70
4.2	A Large Ion Collider Experiment (ALICE) . . . . .	72
4.2.1	L'expérience ALICE . . . . .	72
4.2.2	Déclenchement et acquisition de données . . . . .	76
4.2.3	Reconstruction et analyse des données . . . . .	79
<b>II</b>	<b>Reconstruction et Identification de particules</b>	<b>81</b>
<b>5</b>	<b>Reconstruction de particules</b>	<b>83</b>
5.1	Particules chargées . . . . .	84
5.1.1	Trajectographe Interne Silicium (ITS) . . . . .	84
5.1.2	Chambre de Projection Temporelle (TPC) . . . . .	85
5.1.3	Trajectographie . . . . .	86
5.2	Photons . . . . .	89
5.2.1	Calorimétrie . . . . .	89
5.2.2	Calorimètre Électromagnétique (EMCal) : tours et modules . . . . .	92
5.2.3	Calorimètre Électromagnétique (EMCal) : électronique de lecture . . . . .	93
5.3	Algorithmes de reconstruction des photons . . . . .	95
5.3.1	Extraction du signal brut . . . . .	95
5.3.2	Contrôle de la température . . . . .	97
5.3.3	Clusterisation . . . . .	97



<b>6</b>	<b>Caractérisation du calorimètre électromagnétique</b>	<b>101</b>
6.1	Calibration du calorimètre EMCal . . . . .	103
6.1.1	Pré-calibration cosmique . . . . .	103
6.1.2	Calibration $\pi^0$ . . . . .	105
6.2	Tests sous faisceau . . . . .	106
6.2.1	Installation et instrumentation . . . . .	107
6.2.2	Reconstruction des données . . . . .	109
6.3	Simulation Monte Carlo . . . . .	113
6.3.1	Géométrie du détecteur . . . . .	114
6.3.2	Simulation de l'électronique . . . . .	115
6.4	Performances du calorimètre EMCal . . . . .	116
<b>7</b>	<b>Identification des photons et <math>\pi^0</math></b>	<b>119</b>
7.1	Forme des gerbes électromagnétiques . . . . .	120
7.1.1	Centre de masse . . . . .	120
7.1.2	Paramétrisation elliptique . . . . .	120
7.2	Identification des photons et des mésons neutres ( $\pi^0, \eta$ ) . . . . .	121
7.2.1	Cluster de particules chargées . . . . .	122
7.2.2	Cinématique . . . . .	124
7.2.3	Identification des photons . . . . .	125
7.2.4	Identification des $\pi^0$ . . . . .	126
7.3	Simulation des gerbes électromagnétiques . . . . .	129
7.3.1	Configuration de la simulation . . . . .	129
7.3.2	Résultats . . . . .	130
<b>8</b>	<b>Sélection des photons et <math>\pi^0</math> de haut-<math>p_T</math></b>	<b>133</b>
8.1	Système de déclenchement du calorimètre EMCal . . . . .	134
8.1.1	Électronique de déclenchement . . . . .	134
8.1.2	Algorithme de sélection : Niveau 0 . . . . .	135
8.1.3	Algorithme de sélection : Niveau 1 . . . . .	136
8.2	Performances du système de déclenchement . . . . .	138
8.2.1	Biais de sélection . . . . .	138
8.2.2	Facteur de rejection . . . . .	139
8.2.3	Efficacité de sélection . . . . .	140
<b>III</b>	<b>Étude de la fragmentation des partons</b>	<b>143</b>
<b>9</b>	<b>Analyse des corrélations photon/<math>\pi^0</math>-hadron dans les collisions proton-proton</b>	<b>145</b>
9.1	Sélection des données . . . . .	148
9.1.1	Particules neutres . . . . .	148
9.1.2	Particules chargées . . . . .	149
9.1.3	Monte Carlo . . . . .	151
9.2	Sélection des photons . . . . .	152

9.2.1	Forme des clusters . . . . .	153
9.2.2	Isolation . . . . .	154
9.2.3	Pureté . . . . .	156
9.3	Sélection des $\pi^0$ . . . . .	161
9.3.1	Identification des $\pi^0$ . . . . .	161
9.3.2	Isolation des $\pi^0$ . . . . .	163
9.4	Mesure des corrélations angulaires photon/ $\pi^0$ -hadron . . . . .	163
9.5	Mesure de la fragmentation . . . . .	167
9.5.1	Bruit de fond combinatoire . . . . .	168
9.5.2	Effets de détecteurs . . . . .	169
9.5.3	Contamination . . . . .	170
9.5.4	Résultats et incertitudes . . . . .	171
<b>10</b>	<b>Analyse des corrélations photon/<math>\pi^0</math>-hadron dans les collisions Plomb-Plomb</b>	<b>177</b>
10.1	Sélection des données . . . . .	178
10.1.1	Particules neutres . . . . .	178
10.1.2	Particules chargées . . . . .	178
10.1.3	Monte Carlo . . . . .	179
10.2	Sélection des photons et des $\pi^0$ . . . . .	180
10.2.1	Identification des photons . . . . .	180
10.2.2	Identification des $\pi^0$ . . . . .	184
10.3	Mesure des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron . . . . .	185
10.4	Conclusions et perspectives . . . . .	191
10.4.1	Sélection des photons . . . . .	191
10.4.2	LHC Run II . . . . .	193
<b>11</b>	<b>Perte d'énergie et fragmentation des partons</b>	<b>195</b>
11.1	Perte d'énergie des partons . . . . .	197
11.1.1	Modèles perturbatifs . . . . .	197
11.1.2	Fraction d'énergie perdue $P(\epsilon, \hat{q})$ . . . . .	198
11.1.3	Approches analytiques des fonctions de fragmentation modifiées . . . . .	199
11.2	Approches Monte Carlo de la fragmentation . . . . .	201
11.2.1	Gerbe partonique dans le vide . . . . .	201
11.2.2	Gerbe partonique dans un milieu déconfiné . . . . .	203
11.3	Applications numériques . . . . .	204
	<b>Conclusion</b>	<b>207</b>

# Remerciements

*"Mama always said life was like a box of chocolates, you never know what you're gonna get"*  
Forrest Gump (1994)

La thèse est à la fois une étape professionnelle, à savoir le début (et parfois aussi la fin) de la carrière d'un chercheur, et une véritable aventure humaine au niveau personnel. La fin de ces trois années marque ainsi pour moi la fin d'une vie d'écopier/étudiant commencée il y a plus de 25 ans, et le commencement d'une vie professionnelle aux perspectives multiples (certains diraient incertaines). Beaucoup de personnes ont contribué à rendre cette vie étudiante si particulière, les quelques lignes qui suivent sont là tout simplement pour les remercier de ces années passées à leurs côtés.

Il m'est difficile de coucher sur le papier la réelle intensité de mes sentiments. Je vais donc faire le plus simple possible, mais je sais que chacun saura se retrouver. Je commencerais par remercier le hasard, je dirais même la chance, qui m'a fait naître dans un pays en paix et dans un milieu social sans réel problème financier. Etudier reste malheureusement en 2013 un privilège auquel peu de gens peuvent accéder. J'ai grandi dans un cadre familial privilégié, entouré d'une mère d'un père d'une sœur et de toute une famille adorée. Merci à toi maman et merci à toi papa pour m'avoir nourri, bercé, habillé, mouché, éduqué, écouté, aidé, supporté (merci à ma grande sœur aussi pour ça) au cours de toutes ces années. Et un immense merci pour m'avoir toujours soutenu dans tous mes projets. Au cours de ma vie d'écopier/étudiant j'ai rencontré des enseignants qui m'ont formé et qui m'ont guidé. Merci à Mr Borel (collège) et Mr Arnaud (lycée) pour m'avoir donné l'envie d'étudier les sciences et la physique en particulier. Merci à Fred (aussi appelé Mr Mayet) pour m'avoir fait découvrir le monde de la recherche et pour tes nombreux conseils à l'Université, et merci à Benoît pour m'avoir épaulé dans mes premiers pas de l'autre "côté" (en tant qu'enseignant). J'ai eu finalement la chance de réaliser ma thèse dans le premier laboratoire que j'ai arpenté au cours de mes études, le LPSC. Merci à Serge d'être un directeur ouvert avec qui l'on peut toujours discuter, à Anic pour avoir géré tous mes problèmes administratifs et financiers, et merci à tous ceux qui permettent à ce laboratoire d'être ce qu'il est. Cette thèse n'aurait pas été possible sans un directeur de thèse qui accepte de m'encadrer durant ces 3 années. Merci à Christophe pour tes nombreux conseils et tes nombreuses idées, merci pour m'avoir fait confiance et permettre de réaliser la thèse que je souhaitais. Merci à l'ensemble du groupe qui m'a accueilli et aux personnes avec qui j'ai eu la chance de pouvoir travailler. Merci à Jean-Sébastien pour toute l'aide que tu as pu m'apporter, à Jean-François pour ta gentillesse et pour cette autre vision de la recherche que tu m'as donnée, et un merci tout particulier à Gustavo qui a toujours été présent à mes côtés pour m'épauler, me débloquer ou tout simplement discuter. Cette thèse n'aurait également pas pu se terminer sans un jury qui accepte de la relire, la corriger et de l'évaluer. Merci à tous les membres pour le temps qu'ils m'ont consacré, pour leur lecture minutieuse et pour les nombreuses remarques (très pertinentes) qu'ils ont proposées.

Que serait la vie d'étudiant sans l'amitié ? Il y a les amis d'enfance, ceux que l'on connaît depuis l'époque des coloriages et de la sieste (n'est-ce pas Thib), du collège ou du lycée. Il y a les amis

rencontrés à l'Université, ceux avec qui j'ai vécu ces trois dernières années. Merci à vous (trop nombreux pour être cités ... sans en oublier) pour ces innombrables moments partagés au labo, autour d'un verre au Family's, d'un kebab au « bonsoooooiirrrr », ou sur un canapé lors d'une de ces mémorables soirées consoles. Merci pour nos inoubliables discussions à refaire le monde (en particulier celui de la recherche), nos débats plus ou moins censés (alors...homme ou chien)...bref merci à chacun(e) d'être ce qu'il/elle est. Une dédicace spéciale à Tom, camarade universitaire à l'UJF, partenaire de la pause ping-pong de 16h (240-237...et encore je n'ai pas forcé), et numéro 1 des discussions classes et raffinées. Pour survivre pendant une thèse il faut une famille, il faut des amis, et il faut également de quoi se changer les idées. La musique m'apporte ces moments d'évasion si particuliers. Merci à l'harmonie de St Laurent du Pont, à Anne-Marie et à Laurent, de rendre ce rêve réalité. Et merci à tous les musiciens avec qui j'ai la chance de pouvoir jouer depuis plus de 15 années.

Tout ça n'aurait finalement pas eu la même saveur sans toi, Florence (d'ailleurs rien n'aurait de saveur sans toi...). Nous avons déjà partagé un tour du monde à deux, nous avons vécu cette nouvelle aventure main dans la main. Vivre ma thèse à tes côtés pendant que tu vivais la tienne à mes côtés a été une période d'intense complicité. Merci à toi de m'accepter tel que je suis, de n'être (presque) jamais fatiguée de m'écouter, de me pousser chaque jour à m'améliorer...merci à toi de m'aimer!

# Introduction

L'année 2013 aura été marquée par la découverte au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) d'une nouvelle particule correspondant selon toute probabilité au boson de Higgs [1] [2]. Ce boson, dont l'existence a été prédite il y a près de 50 ans [3][4], apporte une explication à la masse des particules élémentaires mais ne répond cependant pas complètement à la question de l'origine de la masse des hadrons. C'est en effet l'interaction entre les quarks confinés au sein des hadrons, appelée "interaction forte", qui est responsable de la majeure partie de leur masse (environ 99%). La théorie de l'interaction forte, la chromodynamique quantique (QCD), a été validée avec précision à haute énergie en confrontant les prédictions théoriques aux observables expérimentales accessibles avec les collisions de particules. La forte intensité de son couplage rend cependant difficile l'utilisation de la QCD à basse énergie, difficulté contournée par l'élaboration de méthodes numériques dans le cadre de la QCD sur réseau. Celle-ci offre non seulement un cadre théorique à l'étude du confinement des quarks en calculant les propriétés fondamentales des hadrons (masse, moment magnétique, ...), mais prédit également l'existence d'une nouvelle phase de la matière nucléaire à très haute température et/ou très haute densité. Cet état, qui aurait été celui de l'Univers quelques microsecondes après le Big Bang, est composé de quarks et de gluons déconfinés connu sous le nom de plasma de quarks-gluons (PQG). La mesure de sa composition, ses propriétés et des interactions entre les constituants du PQG est un enjeu important pour la physique nucléaire d'aujourd'hui. L'étude de la transition entre la phase de confinement (hadrons) et la phase de déconfinement (PQG) doit en effet permettre une meilleure compréhension des symétries et des mécanismes fondamentaux à l'origine de l'interaction forte.

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont très vite apparues comme l'approche expérimentale privilégiée pour atteindre les conditions thermodynamiques nécessaires à la formation du plasma de quarks-gluons. Deux accélérateurs jouent actuellement un rôle majeur dans ce domaine : le *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) à Brookhaven et le *Large Hadron Collider* (LHC) au CERN. L'augmentation de l'énergie disponible lors des collisions au cours de ces vingt dernières années a permis de passer d'un objectif de découverte à celui d'une caractérisation du PQG. Selon les prédictions théoriques, les interactions entre les nucléons des deux noyaux en collision peuvent conduire à la formation d'un milieu chaud et déconfiné de quarks et de gluons. Celui-ci va ensuite se refroidir lors de son expansion jusqu'à se transformer en un gaz de hadrons. Lors de la phase initiale de la collision, des collisions dures peuvent également conduire à la production de partons de grande impulsion transverse ( $p_T$ ), qui se fragmentent en un jet de hadrons après avoir éventuellement interagi

avec le milieu chaud. L'étude des caractéristiques du PQG doit être réalisée à partir des informations disponibles dans l'état final. Les mesures peuvent être distinguées en deux catégories. Les sondes molles, associées aux particules de faible  $p_T$  (quelques GeV/c) produites durant les différentes phases de l'évolution, mesurent les distributions spatio-temporelles et énergétiques des différents types de particules. Elles permettent d'accéder aux propriétés globales du milieu comme sa densité ou sa température. Par opposition, les sondes dures sont associées aux partons de grand  $p_T$  produits dans la phase initiale de la collision. L'interaction des partons dans le plasma de quarks-gluons modifie leur énergie et les caractéristiques des hadrons issus de leur fragmentation. L'objectif principal de l'étude des sondes dures est d'évaluer l'énergie perdue par le parton dans le milieu et de comprendre de quelle manière cette énergie est redistribuée. Pour cela, il est nécessaire de comparer les mesures des collisions noyau-noyau aux mesures de référence réalisées dans les collisions proton-proton ou proton-noyau (ces dernières ayant l'avantage de prendre en compte les effets nucléaires froids liés à l'interaction des nucléons dans le noyau). Au-delà de la simple évaluation de l'énergie perdue, une des observables privilégiées pour ce genre d'étude est la fonction de fragmentation qui représente la distribution en énergie des hadrons produits par le parton. La fonction de fragmentation va en effet être sensible aux détails de l'interaction du parton dans le PQG en évaluant précisément la redistribution de l'énergie perdue. Cependant une des principales difficultés de la mesure inclusive de la fragmentation est liée à l'absence d'information sur l'énergie initiale du parton produit lors de la collision. Une manière efficace de palier à ce manque consiste à mesurer les corrélations entre un photon et les hadrons issus de la fragmentation d'un parton émis à  $180^\circ$ , la mesure de l'énergie du photon (très peu sensible au milieu) permettant une estimation précise de l'énergie initiale du parton avant son interaction dans le milieu. Cette thèse s'articule autour de l'analyse des corrélations photon-hadron dans les collisions proton-proton et Plomb-Plomb afin d'étudier une éventuelle modification de la fragmentation partonique par le plasma de quarks-gluons.

Depuis son démarrage en 2009, le LHC a permis de collecter des données pour des collisions proton-proton, à une énergie disponible allant de 900 GeV à 8 TeV, et des collisions Plomb-Plomb à une énergie de 2.76 TeV (par nucléon). Des collisions proton-Plomb ont également été enregistrées à une énergie de 5.02 TeV au début de l'année 2013. Au LHC, la physique du plasma de quarks-gluons est étudiée par trois des quatre grandes expériences : ALICE, ATLAS et CMS. Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé au sein de la collaboration ALICE (A Large Ion Collider Experiment), seule expérience du LHC entièrement dédiée à la physique des ions lourds. L'expérience ALICE a été conçue pour permettre l'identification des particules dans un environnement de haute multiplicité et sur une large gamme en énergie s'étendant de quelques centaines de MeV à près de 100 GeV. Cette dynamique offre la possibilité d'étudier conjointement les sondes molles (bas  $p_T$ ) et les sondes dures (haut- $p_T$ ) du PQG. Pour la mesure de la fragmentation des partons, deux techniques expérimentales sont principalement utilisées : la trajectographie pour la reconstruction des hadrons chargés, et la calorimétrie pour la reconstruction des particules neutres. Dans le cadre de l'étude des corrélations photon-hadron, le calorimètre EMCal joue un rôle central dans la sélection des événements, l'identification, et la mesure en énergie des particules. Une partie importante

de cette thèse est consacrée à l'étude de ses performances.

Le plan de ce manuscrit reflète la volonté d'aborder, tant dans la présentation des résultats que durant les trois années de travail écoulées, l'ensemble des aspects d'une analyse de physique des ions lourds. La problématique de cette thèse, à savoir la fragmentation des partons en collisions d'ions lourds ultra-relativistes, s'inscrit dans le cadre théorique de l'interaction forte (chapitre 1) replacé dans le contexte plus spécifique de la physique du plasma de quarks-gluons (chapitres 2 et 3). Après une présentation générale du dispositif expérimental (chapitre 4), les différentes techniques de détection sont développées pour la reconstruction des particules chargées (chapitre 5) et neutres (chapitres 5 et 6), l'identification des photons (chapitre 7), et la sélection des photons de haute impulsion transverse (chapitre 8). La dernière partie de ce manuscrit présente les résultats obtenus par l'analyse des données de collisions proton-proton (chapitre 9) et Plomb-Plomb (chapitre 10). Le dernier chapitre replace finalement les résultats expérimentaux dans le contexte théorique de la perte d'énergie des partons dans le plasma de quarks-gluons (chapitre 11).





Première partie

Contexte théorique et expérimental



# 1

## Interactions fondamentales

### Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Contexte historique</b>	<b>10</b>
1.1.1	Du développement de la physique subatomique	10
1.1.2	À l'établissement du modèle standard	11
<b>1.2</b>	<b>La Chromodynamique quantique</b>	<b>13</b>
1.2.1	Théorie quantique des champs	13
1.2.2	Liberté asymptotique	15
<b>1.3</b>	<b>Processus hadroniques</b>	<b>17</b>
1.3.1	Modèle des partons	17
1.3.2	QCD perturbative	19
1.3.3	Collisions hadroniques et approche Monte Carlo	20
<b>1.4</b>	<b>Le confinement</b>	<b>21</b>
1.4.1	Le vide QCD	22
1.4.2	Symétrie chirale	22
1.4.3	Théories effectives et QCD sur réseau	23

L'objectif de ce premier chapitre est de contextualiser la problématique de notre travail de recherche, tant d'un point de vue historique que théorique. Nous commencerons par un détour vers l'histoire des sciences qui nous permettra de rappeler brièvement les principales étapes du développement de la physique nucléaire et de la physique des particules au XXème et XXIème siècle. Fort de ce contexte, nous nous concentrerons ensuite sur la théorie de l'interaction forte, la Chromodynamique Quantique, qui permet de décrire les interactions hadroniques. Nous introduirons le formalisme de cette théorie, puis nous expliquerons quelles en sont les limites actuelles et comment les relier à la problématique de cette thèse.

## 1.1 Contexte historique

### 1.1.1 Du développement de la physique subatomique

La présentation du contexte historique d'un travail de recherche est un exercice difficile, particulièrement en Physique où la théorie et la technique sont étroitement liées, mais elle nous semble indispensable pour aborder la première question à laquelle il nous faut répondre : comment en sommes-nous arrivés à la problématique abordée dans cette thèse<sup>1</sup> ? Au début du XXème siècle la théorie atomique est admise par la majorité des physiciens. Les expériences de diffraction  $\alpha$ -Au (E. Rutherford, 1910 [5]) ont mis en évidence l'existence du noyau atomique, et conduit à un modèle de type "planétaire" (J. Perrin, 1901 - E. Rutherford, 1911 [5]) où l'atome est représenté comme un noyau chargé positivement autour duquel gravitent des électrons<sup>2</sup>. Les expériences de collisions  $\alpha$ -noyau vont ensuite permettre la découverte du proton (E. Rutherford, 1919 [6]) puis du neutron (J. Chadwick, 1932 [7]), qui seront identifiés comme les constituants du noyau atomique. En parallèle, les physiciens étudient le phénomène de radioactivité (H. Becquerel, 1896 [8]) et mettent en évidence trois types de rayonnement :  $\beta$  (électrons),  $\alpha$  ( $He^{2+}$ ) et  $\gamma$  (photons).

Les développements de la mécanique quantique, en particulier les travaux de Max Planck [9] sur l'étude du corps noir, vont permettre d'améliorer les modèles atomiques. Pour remédier au problème de la perte d'énergie de l'électron dans le modèle de Rutherford, un nouveau modèle introduisant la quantification de l'énergie est proposé (N. Bohr, 1913 - A. Sommerfeld, 1915 [10]). Ce modèle permet entre autres d'expliquer les résultats spectroscopiques observés au cours du XIXème siècle (J.J. Balmer, W. Ritz, F. Paschen) et intègre la relativité restreinte dans le calcul des niveaux d'énergie de l'électron. Suite aux travaux sur la dualité onde/corpuscule (L. De Broglie, 1924 [11]), Erwin Schrödinger [12] propose en 1926 une équation d'onde permettant de calculer les différents niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène, puis généralise cette équation à l'ensemble des atomes connus à l'époque. La prise en compte du spin des électrons (W. Pauli - 1927 [13]) permettra une description encore plus précise des niveaux d'énergie atomique.

En 1925, Werner Heisenberg [14] émet l'hypothèse que le proton et le neutron sont deux états d'une même particule : le nucléon. Il introduit pour cela le concept d'isospin qui aura un rôle très important dans le développement de la physique des particules. Une fois que la composition du noyau atomique fut clarifiée se posa le problème de l'interaction nucléaire entre les nucléons (protons et neutrons) qui le composent. L'existence d'une telle interaction est en effet rendue indispensable pour assurer la stabilité du noyau atomique soumis à la répulsion électrostatique des protons. L'interaction nucléaire doit donc compenser cette répulsion en agissant à la fois entre proton-proton, proton-neutron et neutron-neutron. Hideki Yukawa [15] propose en 1934 un potentiel pour décrire l'interaction nucléaire. La quantification de ce champ d'interaction fait apparaître une particule appelée méson  $\pi$  (qui ne sera mise en évidence expérimentalement qu'en 1947). La même année, Enrico Fermi [16] propose une théorie de la radioactivité  $\beta$  (non-explicable par l'équation de Schrödinger) conduisant à l'existence

---

1. Nous renvoyons chaque fois que cela est possible le lecteur intéressé par cette approche historique aux publications originales

2. Découverts par J.J Thomson en 1897.

d'une autre interaction nucléaire dite interaction faible. Les physiciens s'intéressent alors à la structure des nucléons et testent expérimentalement leur caractère élémentaire. Ce type d'expériences nécessitant une énergie suffisante pour casser le noyau atomique (l'énergie de liaison d'un nucléon est d'environ 8 MeV), cela va conduire au développement des accélérateurs de particules dès les années 1930 (R. Wideröe - 1928, J. Cockcroft et E. Walton - 1931, E.O. Lawrence - 1932).

### 1.1.2 À l'établissement du modèle standard

Au cours des années 1950, l'étude du rayonnement cosmique et les accélérateurs de particules vont permettre la découverte d'un nombre de plus en plus important de hadrons, à commencer par les mésons  $\pi^\pm$  en 1947 [17] et le méson  $\pi^0$  en 1950 [18]. Les physiciens vont dès lors chercher à classer ces hadrons<sup>3</sup>. Les hadrons sont alors considérés à l'époque comme des états excités du nucléon, mais en 1961 Murray Gell-Mann fait l'hypothèse que le proton et le neutron ne sont pas des particules élémentaires mais sont tous deux composés de quarks [19]. En se basant sur la théorie de l'isospin (groupe de symétrie  $SU(2)$ ) développée par Werner Heisenberg, Murray Gell-Mann (et indépendamment Yuval Ne'eman [20]) montre que les hadrons peuvent être regroupés en multiplets classés suivant les propriétés du groupe de symétrie  $SU(3)_f$  incluant l'isospin  $I_3$  et l'étrangeté  $S$ , nombre quantique introduit par Murray Gell-Mann en 1954<sup>4</sup>. L'exemple du multiplet des mésons pseudoscalaires est illustré par la figure 1.1.

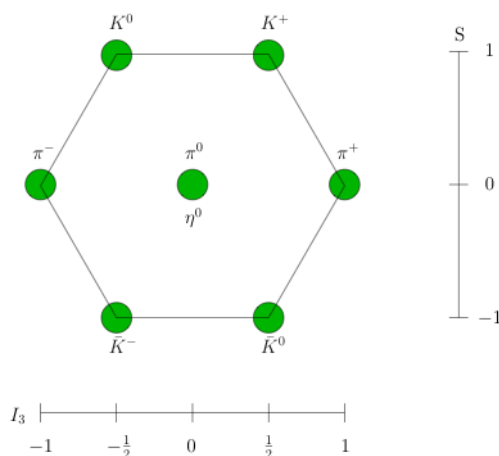


FIGURE 1.1: Multiplet de mésons pseudoscalaires.

Cette classification est un indice fort de l'existence d'une sous-structure des hadrons qui seraient formés par l'assemblage de trois types de quarks (up, down et strange) soit en paire

3. Il est intéressant de noter que c'est à cette époque que l'étude de la matière va se séparer en deux domaines distincts : d'un côté la physique nucléaire qui étudie la structure du noyau atomique en termes de nucléons, de l'autre la physique des particules qui étudie les hadrons et cherche à décrire leurs interactions.

4. Ce modèle suppose que la symétrie  $SU(3)_f$  est une symétrie exacte alors qu'elle n'est en réalité qu'une approximation.

quark-antiquark (mésons) soit en triplet de quarks (baryons). La découverte de la particule  $\Omega^-$  en 1964 [21], prédite par le multiplet des particules de spin  $3/2$  et de parité  $+1$ , apporte une confirmation expérimentale à cette théorie. La découverte de nouvelles particules conduira finalement à postuler l'existence de deux autres quarks, le charme (S. Glashow - 1964 [22]) et le bottom (M. Kobayashi et T. Maskawa - 1973 [23]), complétés de nos jours par un sixième quark, le top, dont le temps de vie est trop court pour lui permettre de former des hadrons. La spectroscopie des hadrons met alors en évidence un problème lié au principe d'exclusion de Pauli qui postule que deux particules ne peuvent pas être dans le même état quantique. Des hadrons tels que le  $\Delta^{++}$ , composé de quarks identiques, semblent en effet violer ce principe. Pour résoudre ce problème les physiciens introduisent un nouveau nombre quantique, la couleur [24]. Chaque quark se voit ainsi associé une couleur rouge, bleue ou verte, leur assemblage formant nécessairement des hadrons neutres de couleur. Ce nombre quantique est à l'époque un argument fort en faveur d'une théorie des champs de l'interaction nucléaire. L'existence des quarks, jusque là considérés comme un artifice mathématique, est mise en évidence expérimentalement par les expériences de diffusion profondément inélastique. En 1969, Richard Feynman propose alors un modèle, appelé "modèle des partons", permettant de calculer les sections efficaces des processus hadroniques en se basant sur les interactions entre quarks [25] (section 1.3). En 1979, l'accélérateur PETRA permet la première mesure d'un état final contenant 3 jets de particules, dont nécessairement un jet produit par la radiation d'un gluon d'une paire de quark-antiquark [26] [27]. Cette mise en évidence expérimentale de l'existence des gluons, proposée théoriquement quelques années auparavant [28], va amener les physiciens à perfectionner le modèle des partons. Reprenant les travaux de C. Yang et R. Mills [29], H. David Politzer, Frank Wilczek et David Gross développent en 1974 une théorie utilisant le quark comme objet fondamental et le gluon comme vecteur de l'interaction : la Chromodynamique Quantique (QCD) [30]. L'interaction nucléaire entre hadrons est alors considérée comme un résidu d'une interaction plus fondamentale entre les quarks : l'interaction forte.

Au cours des années 1970 se développe ainsi un modèle permettant de décrire l'ensemble des particules élémentaires constituant la matière ainsi que leurs interactions : le modèle standard (figure 1.2). Les particules sont regroupées en trois familles de fermions composée chacune de deux quarks et de deux leptons (ainsi que des antiparticules associées). Les interactions sont quant à elles décrites par l'échange de bosons vecteurs : le photon pour l'interaction électromagnétique, le gluon pour l'interaction forte, les bosons  $Z^0$ ,  $W^\pm$  pour l'interaction faible et le graviton pour l'interaction gravitationnelle. Le modèle standard est ainsi une théorie quantique des champs basée sur le groupe de symétrie  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ . Les interactions électromagnétique et faible sont unifiées en une seule théorie, la théorie électrofaible [31] [32] [33]. Dans la suite de ce chapitre nous introduirons les caractéristiques principales de l'interaction forte et de son cadre théorique, la Chromodynamique Quantique.

Particules de matière (fermions)						Particules d'interactions		boson de masse		
I			II			III				
QUARKS	2.4 MeV +2/3 1/2	u up	1.27 GeV +2/3 1/2	c charm	171.2 GeV +2/3 1/2	t top	0 0 1	$\gamma$ photon	125 GeV 0 0	H boson de Higgs
	4.8 MeV -1/3 1/2	d down	104 GeV -1/3 1/2	s strange	4.2 GeV -1/3 1/2	b bottom	0 0 1	g gluon		
	<2.2 eV 0 1/2	$\nu_e$ neutrino électronique	<0.17 MeV 0 1/2	$\nu_\mu$ neutrino muonique	<15.5 MeV 0 1/2	$\nu_\tau$ neutrino tauique	91.2 GeV 0 1	$Z^0$ boson Z		
	511 KeV -1 1/2	e électron	105.7 MeV -1 1/2	$\mu$ muon	1.777 GeV -1 1/2	$\tau$ tau	80.4 GeV $\pm 1$ 1	$W^\pm$ bosons W	125 GeV 0 0	H boson H
LEPTONS						BOSONS DE JAUGE				
			</							

dynamique du système peut être calculée à partir du Lagrangien décrivant le comportement des fermions libres (champs  $\Psi$ ) [40] :

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi(x) = \bar{\Psi}(x)(i\cancel{D} - m)\Psi(x) \text{ où } \gamma^\mu \text{ sont les matrices de Dirac}$$

Ce lagrangien est invariant sous une transformation de jauge globale  $\Psi(x) = e^{i\alpha}\Psi(x)$ , mais ne l'est pas sous une transformation de jauge locale pour laquelle  $\alpha \equiv \alpha(x)$  :

$$\partial_\mu\Psi(x) \rightarrow e^{iq\alpha(x)}(\partial_\mu + iq\partial_\mu\alpha(x))\Psi(x) \quad (1.1)$$

Pour que l'invariance locale soit respectée, il faut introduire un champ de jauge  $A_\mu$  qui se transforme localement comme

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \partial_\mu\alpha(x) \quad (1.2)$$

de telle sorte que la dérivée covariante  $D_\mu\Psi(x) = (\partial_\mu + iqA_\mu(x))\Psi(x)$  se transforme comme  $\Psi(x)$  :

$$D_\mu\Psi(x) \rightarrow (D_\mu\Psi')(x) = e^{iq\alpha(x)}D_\mu\Psi(x) \quad (1.3)$$

Finalement, pour que le champ de jauge corresponde à un champ de photons physiques, autrement dit pour qu'il puisse se propager, il faut ajouter un terme cinétique  $\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x)$  où  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ . Nous obtenons alors le lagrangien invariant de jauge en QED :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\Psi}(x)(i\cancel{D} - m)\Psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \quad (1.4)$$

### 1.2.1.2 Chromodynamique quantique (QCD)

La théorie de l'interaction forte, la chromodynamique quantique, est elle-aussi construite avec le formalisme de la théorie quantique des champs. C'est une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie SU(3) qui fait intervenir huit bosons vecteurs, les gluons. Comme en QED, le lagrangien décrivant le comportement des quarks libres est donnée par la relation :

$$\mathcal{L}_0 = \sum_f \bar{q}_f(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q_f(x) = \sum_f \bar{q}_f(x)(i\cancel{D} - m)q_f(x) \quad (1.5)$$

Ce lagrangien est lui-aussi invariant sous une transformation de jauge globale, mais il s'agit dans ce cas d'une transformation du groupe SU(3) (et non plus du groupe U(1) comme en QED). Pour obtenir un lagrangien invariant sous une transformation de jauge locale, il faut recourir une nouvelle fois à la dérivée covariante  $D_\mu = (\partial_\mu + igT_a G_a^\mu)$  où  $T_a = \lambda_a/2$  ( $\lambda_a$  = matrices de Gell-Mann). L'invariance locale nécessite que les huit champs de jauge  $G_a^\mu$  se transforment comme  $G_a^\mu \rightarrow G_a^\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha_a$ . Il faut finalement ajouter un terme cinétique qui va contenir la partie dite non-abélienne du lagrangien :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf^{abc}G_\mu^b G_\nu^c \quad (f_{abc} = \text{constantes de structure}).$$

Nous obtenons ainsi le lagrangien invariant de jauge en QCD :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_f \bar{q}_f(x)(i\cancel{D} - m)q_f(x) - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a(x)G_a^{\mu\nu}(x) \quad (1.6)$$



Afin de mettre en évidence le sens physique des différents termes, il est possible de décomposer de manière schématique le lagrangien obtenu :

$$\mathcal{L} = \bar{q}q + G^2 + g\bar{q}qG + gG^3 + g^2G^4$$

Les trois premiers termes (représentant respectivement la propagation des fermions, des bosons, et les vertex à deux fermions) sont communs à l'électrodynamique et à la chromodynamique quantique. Les deux derniers termes, représentant respectivement un vertex à trois et à quatre gluons, sont quant à eux propres à la QCD. Cette particularité peut s'expliquer par le fait que contrairement aux photons qui se couplent à la charge électrique en restant neutre, les gluons se couplent à la charge de couleur tout en la portant eux-mêmes directement. Cela rend possible l'existence d'interactions entre gluons (alors que toute interaction entre photons est interdite par la théorie), interactions à l'origine des caractéristiques les plus fondamentales de la chromodynamique quantique.

### 1.2.2 Liberté asymptotique

Le fait que les gluons puissent interagir entre eux a un impact direct sur les caractéristiques de l'interaction forte, et en particulier sur le couplage. Dans le cas de la QED, le calcul du couplage des quarks aux ordres supérieurs fait intervenir des boucles de quarks qui divergent et doivent être corrigées par une procédure de renormalisation. Une solution possible à ce problème consiste à redéfinir la charge mesurée ( $e$ ) qui diffère de la charge nue ( $e_0$ ), c'est-à-dire la charge sans interaction. Les divergences de calculs imposent cependant que la relation entre  $e$  et  $e_0$  soit spécifiée pour une valeur déterminée de  $Q^2$ , que l'on note  $Q^2 = \mu^2$ , où  $Q^2$  représente l'échelle d'énergie de l'interaction (moment transféré entre les quarks). La renormalisation a pour conséquence de redéfinir la constante de couplage  $\alpha = e^2/4\pi$  qui dépend désormais de  $Q^2$ . Cette constante de couplage "mobile" est liée au paramètre libre  $\mu$  introduit par la procédure de renormalisation :

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (1.7)$$

L'équation (1.7) permet de mettre en évidence l'effet d'écrantage propre à la QED : plus  $Q^2$  augmente, plus la constante de couplage  $\alpha(Q^2)$  augmente.

Qu'en est-il dans le cas de l'interaction forte ? En QCD, l'équation (1.7) reste valable, mais il convient de tenir compte à la fois du nombre quantique de couleur et des interactions entre gluons. Contrairement au cas de la QED, il est en effet possible en QCD d'avoir à la fois des vertex quark-quark-gluon et des vertex gluon-gluon. Il y a ainsi une sorte de compétition entre les diagrammes de polarisation du quark (relatif au nombre de quarks dans la théorie) et ceux du gluon (relatif au nombre de gluons), le terme dominant dépendant finalement du nombre relatif de saveurs et de couleurs. La constante de couplage mobile prend alors la forme suivante :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi} (33 - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (1.8)$$

Pour un nombre de saveurs de quarks  $n_f$  inférieur à 16 (ce qui est le cas dans la théorie actuelle), la constante de couplage mobile QCD correspond donc à un effet d'anti-écranage où les gluons virtuels entourant les quarks diluent la charge de couleur de ces derniers : plus  $Q^2$  augmente, plus la constante de couplage  $\alpha_s(Q^2)$  diminue (figure 1.3). À grand  $Q^2$ , le couplage  $\alpha_s$  tend vers 0 ce qui signifie que les quarks n'interagissent quasiment plus : c'est le phénomène de liberté asymptotique. À l'inverse lorsque les quarks s'éloignent les uns des autres la constante de couplage augmente : c'est le phénomène de confinement. À partir d'une distance de l'ordre du fermi, l'énergie d'interaction est suffisante pour permettre la création de nouvelles paires  $q\bar{q}$ . Les quarks s'assemblent alors et se retrouvent confinés au sein d'un hadron neutre de couleur.

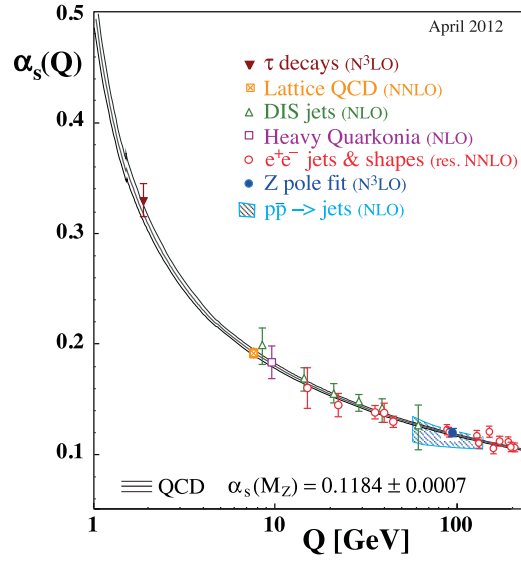


FIGURE 1.3: Synthèse des différentes mesures de la constante de couplage  $\alpha_s$  en fonction de l'échelle d'énergie  $Q$  [41].

Contrairement à la QED, la constante de couplage mobile QCD ne peut pas dépendre du paramètre  $\alpha_s(\mu^2 = 0)$  mais doit être définie pour une échelle d'énergie  $\alpha_s(\mu^2 = \Lambda_{QCD}^2)$  permettant le calcul perturbatif de  $\alpha_s$ . La constante de couplage s'écrit alors sous la forme :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \quad (1.9)$$

$\Lambda_{QCD}$  ( $\approx 217$  MeV) est un paramètre fondamental de la chromodynamique quantique déterminé expérimentalement à partir de la mesure de la dépendance de  $\alpha_s$  en fonction de  $Q^2$  ou par comparaison des observables et prédictions théoriques à l'ordre supérieur [42]. Il existe donc deux régimes bien distincts en QCD (la séparation ayant lieu autour de  $Q^2 \approx 1$  GeV<sup>2</sup>) dont il va falloir tenir compte dans les calculs des interactions hadroniques :

- $Q^2 \gg \Lambda^2$  : domaine de la QCD perturbative (processus durs à grand  $Q^2$  / courte portée).
- $Q^2 \approx \Lambda^2$  : domaine de la QCD non-perturbative (processus mous à faible  $Q^2$  / longue portée).

## 1.3 Processus hadroniques

Les collisions hadroniques de haute-énergie sont un moyen de sonder les propriétés du nucléon avec une résolution spatiale d'autant plus fine que l'énergie des particules est grande. Le modèle des quarks développé par Murray Gell-Mann permet de comprendre la "spectroscopie" des hadrons, mais il ne permet pas de décrire l'interaction des hadrons dans les collisions de haute-énergie. Au début des années 1970, les expériences de diffusion d'électron sur un nucléon (accélérateur SLAC *Stanford Linear Accelerator Center* [43] [44]) vont conduire au développement du modèle des partons qui décrit la diffusion profondément inélastique comme une somme incohérente de diffusions élastiques d'un électron sur les constituants élémentaires du nucléon appelés "partons". Ce modèle sera ensuite amélioré par la prise en compte des propriétés de la chromodynamique quantique, en particulier le phénomène de liberté asymptotique permettant un calcul perturbatif des processus hadroniques [45] [46].

### 1.3.1 Modèle des partons

Le modèle des partons introduit par Feynman [25] considère le nucléon comme un ensemble de partons ponctuels, identifiés par la suite aux quarks. Il a été développé pour permettre le calcul de la section efficace de la diffusion profondément inélastique électron-nucléon. Le postulat de base consiste à décrire l'interaction électron-nucléon à partir des interactions électron-partons au cours desquelles les partons sont considérés comme libres et indépendants les uns des autres. Pour décrire le processus, il faut dans ce cas répartir l'impulsion totale du nucléon entre ses constituants. Chaque constituant  $i$  porte ainsi une fraction  $x_i$  avec la densité de probabilité  $f_i(x_i)$ , appelée "fonction de densité de partons (pdf)". La section efficace hadronique est une superposition incohérente des sections efficaces partoniques, appelés "processus durs" :

$$\sigma_{AB}(p, p') \approx \sum_{\text{parton } i,j} \int_0^1 dx dx' f_i^A(x) f_j^B(x') \hat{\sigma}_{ij}(xp, x'p') \quad (1.10)$$

L'équation 1.10 met en évidence la propriété de factorisation du calcul des sections efficaces hadroniques : la fonction de densité de parton  $f_i(x)$  contient les effets à "longue distance" (confinement) alors que les effets à "courte distance" sont contenus dans la section efficace partonique dure  $\sigma_{ij}$ .

L'application de ce modèle aux processus hadroniques, tels que la diffusion profondément inélastique et la diffusion Drell-Yan, fait apparaître une grandeur sans dimension  $F$  appelée "fonction de structure" qui paramétrise la structure du hadron lors de la collision. La fonction de structure  $F_1(x) = 1/2 \sum_i q_i^2 f_i(x)$  mesure la densité de parton en fonction de la fraction d'énergie  $x$  portée par le parton, alors que la fonction de structure  $F_2(x) = \sum_i q_i^2 x f_i(x)$  décrit la densité d'impulsion, chacune étant pondérée par la charge du parton  $q_i$ . Un des résultats majeurs du modèle des partons fut la mise en évidence de l'invariance des fonctions de structure (également appelée invariance de Bjorken) en fonction de l'impulsion transférée  $Q^2$  :  $F(x, Q^2) \rightarrow F(x)$  quand  $Q^2 \rightarrow \infty$  [47] [48]. L'observation de cette invariance a été la première preuve expérimentale de la structure composite du nucléon. Malgré ses succès

expérimentaux, le modèle des partons laisse un certain nombre de questions ouvertes qui vont conduire à l'utilisation de la chromodynamique quantique pour le calcul des processus hadroniques. Parmi ces questions ouvertes, nous pouvons citer la largeur de décroissance des mésons neutres  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  et la section efficace du processus d'annihilation  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  qui ont apporté une confirmation expérimentale d'un degré de liberté supplémentaire : la couleur des quarks. Les règles de somme sur l'impulsion montrent quant à elles que les quarks ne portent que 50% de l'impulsion totale du hadron, d'où la nécessité d'inclure un autre type de constituant (électriquement neutre) identifié par la suite comme étant le boson vecteur de l'interaction forte, le gluon. Un des arguments les plus forts en faveur d'une amélioration du modèle des partons provient finalement de la violation d'invariance d'échelle des fonctions de structure dans les collisions à très grand moment transféré  $Q^2$  (figure 1.4). L'invariance étant basée sur l'hypothèse de partons libres, il apparaît alors nécessaire de prendre en compte l'interaction entre partons dans le calcul des processus hadroniques.

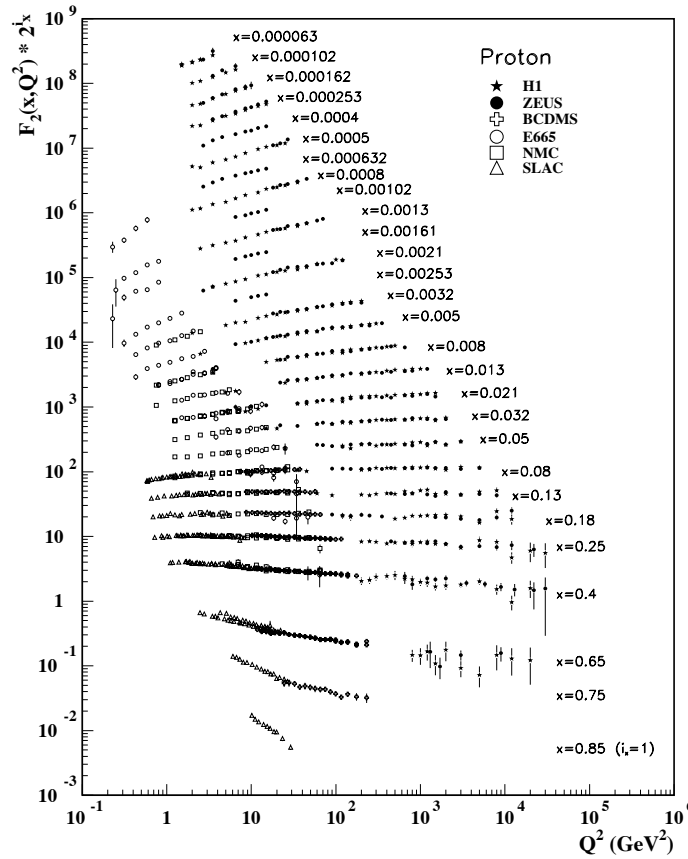


FIGURE 1.4: Fonction de structure du proton  $F_2^p$  mesurées par diffusion électromagnétique  $e^\pm$ -proton (expérience H1 et ZEUS), et par diffusion d'électrons (SLAC) et de muons (BCDMS, E665, NMC) sur cible fixe. Les données sont représentées en fonction de  $Q^2$  [49].

### 1.3.2 QCD perturbative

L'amélioration du modèle des partons passe par la prise en compte des gluons (réels et virtuels) pouvant être émis par les quarks formant le hadron. Tout comme dans le cas de la constante de couplage  $\alpha_s$ , les gluons font apparaître des divergences dans la théorie (divergences Ultra-Violettes) qu'il va falloir renormaliser en faisant apparaître dans les calculs une échelle de renormalisation  $\mu_R$ . L'émission de gluons induit également un autre type de divergence, appelées divergences Infra-Rouges, qui sont liées à la fois à l'émission de gluons colinéaires au quark et à l'émission de gluons d'impulsion quasi nulle. La régularisation de ces divergences passe par une redéfinition des fonctions de structure qui acquièrent de ce fait une dépendance en  $Q^2$  et violent l'invariance d'échelle de Bjorken obtenue dans le cas du modèle des partons. La figure 1.4 présente une compilation des mesures expérimentales de la fonction de structure du proton et met en évidence la dépendance en  $Q^2$  prévue par la chromodynamique quantique.

La prise en compte des corrections QCD ne modifie pas les propriétés de factorisation mises en avant par le modèle des partons. La chromodynamique quantique permet ainsi un calcul séparé des processus perturbatifs (courte distance) et non-perturbatifs (longue distance) intervenant dans la description d'une collision hadronique. Cette séparation, qui tire sa justification théorique du théorème de factorisation [50], implique d'utiliser une autre échelle appelée "échelle de factorisation"  $\mu_F$ <sup>5</sup>. Dans l'approximation des logarithmes dominant, la section efficace d'un processus hadronique  $A + B \rightarrow h + X$  peut finalement s'exprimer sous la forme [45] [46] :

$$d\sigma(A+B \rightarrow h+X) = \sum_{abc} f_{a/A}(x_a, Q^2, \mu) f_{b/B}(x_b, Q^2, \mu) \otimes d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow c+X}(\mu_R) \otimes D_{c \rightarrow h}(z, Q^2, \mu_F) \quad (1.11)$$

La partie perturbative de l'équation,  $\hat{\sigma}_{ab}$ , est calculée par application de la théorie des perturbations. Le formalisme lagrangien de la théorie quantique des champs permet en effet d'obtenir un certain nombre de règles, appelées règles de Feynman, permettant le calcul des processus perturbatifs à l'ordre dominant (LO) et aux ordres supérieurs (NLO, NNLO, ...). Le théorème de factorisation assure que le calcul de  $\hat{\sigma}_{ab}$  est indépendant du type de hadron  $h$  produit par la collision. La partie non-perturbative, à savoir les fonctions de distributions  $f(x, Q^2, \mu^2)$  et la fonction de fragmentation  $D(z, Q_f^2)$ , est alors estimée séparément. Les fonctions de distribution ne peuvent pas être calculées de manière perturbative, mais peuvent être déterminées expérimentalement à partir des fonctions de structure. Ces fonctions dépendent de l'échelle de factorisation  $\mu_F \equiv \mu$ , leur évolution étant paramétrisée par l'équation DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [51] [52] [53] :

$$\mu^2 \frac{\partial f(x, \mu^2)}{\partial \mu^2} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{ab}(z, \alpha_s(\mu^2)) f(x/z, \mu^2) \quad (1.12)$$

où la fonction de division  $P_{ab}$  est associée à la probabilité d'embranchement  $b \rightarrow a(X)$  (*splitting function*). Les fonctions de distribution de quarks et de gluons sont représentées sur la figure 1.5 pour deux valeurs d'échelle  $\mu^2 = 10$  et  $\mu^2 = 10000 \text{ GeV}^2$ .

5. dans la suite de cette partie nous prendrons  $\mu_F = \mu_R = \mu$

La fonction de fragmentation  $D(z, Q_f^2)$  est quant à elle une convolution d'un terme perturbatif, correspondant à la fragmentation des partons jusqu'à une valeur limite  $Q_0^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$ , et d'un terme non-perturbatif décrivant la manière dont les quarks et les gluons se combinent pour former des hadrons. Cette partie non-perturbative ne peut pas être déterminée par la QCD et se base sur des modèles effectifs d'hadronisation dont les plus courants sont le modèle des cordes [54] et le modèle des clusters [55].

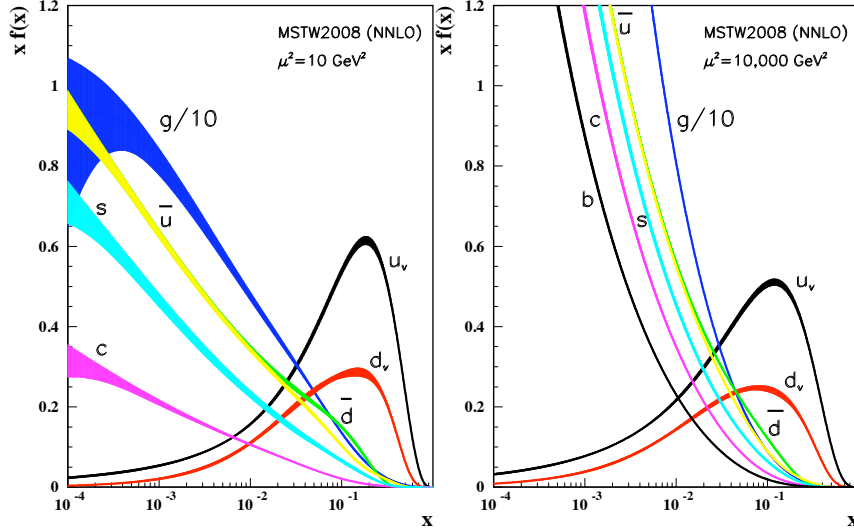


FIGURE 1.5: Distributions de  $x$  fois les distributions de partons non-polarisées  $f(x)$  (ou  $f = u_v, d_v, \bar{u}, \bar{d}, s, c, b, g$ ) et les incertitudes associées utilisant la paramétrisation NNLO MRST2006 à l'échelle  $\mu^2 = 10 \text{ GeV}^2$  et  $\mu^2 = 10000 \text{ GeV}^2$  [49].

### 1.3.3 Collisions hadroniques et approche Monte Carlo

Le modèle des partons amélioré par les corrections de QCD perturbative permet le calcul des sections efficaces de production hadroniques, comme par exemple la production inclusive de jets, avec un accord remarquable entre la théorie et l'expérience. Un tel accord nécessite la description complète d'une collision hadronique en prenant en compte non seulement le processus dur partonique (comme décrit dans le paragraphe précédent) mais également l'ensemble des autres processus ayant lieu dans l'état initial et final de la collision. Les partons impliqués dans le processus dur peuvent ainsi émettre des radiations dans l'état initial (*Initial State Radiation* (ISR)) et/ou dans l'état final (*Final State Radiation* (FSR)) de la collision. Ces radiations peuvent être estimées théoriquement par le calcul des éléments de matrice correspondant aux diagrammes de Feynman ordre par ordre. Lors d'une collision entre deux faisceaux de particules, il est également important de tenir compte des interactions multiples entre les différentes particules du faisceau non-impliquées dans le processus dur (*beam remnants*), ces interactions constituant les événements sous-jacents à la collision (*underlying event*).

Dans le but de reproduire avec la plus grande précision possible les observables expérimentales, le développement des approches Monte-Carlo a mis en évidence la nécessité de prendre en compte l'ensemble des processus intervenant au cours de la collision. Les générateurs Monte-Carlo ont pour objectif de simuler la production de particules lors de collisions hadroniques via une distribution aléatoire des variables suivant leur densité de probabilité. Le générateur Monte-Carlo PYTHIA [56], un des plus utilisés actuellement en physique des hautes énergies, est basé sur le modèle des partons présenté dans le paragraphe précédent. L'utilisation de ce type de générateurs étant devenu un élément fondamental des analyses de physique, il est important de comprendre la manière dont les collisions hadroniques sont simulées. Lors d'une collision entre deux faisceaux de particules, PYTHIA reproduit le développement temporel suivant :

1. deux faisceaux de particules sont propagés l'un vers l'autre, chaque particule du faisceau étant caractérisée par une fonction de distribution de parton qui définit la composition partonique en terme de saveurs et de distribution en énergie.
2. dans chaque faisceau, un parton initie une gerbe partonique sous la forme d'une succession de branchement  $q \rightarrow qg$ . Cette gerbe constitue le rayonnement de l'état initial (ISR).
3. dans chaque faisceau, un parton intervient dans le processus dur (type  $2 \rightarrow 2$ ).
4. les partons produits par le processus dur rayonnent à leur tour pour créer les rayonnements de l'état final (FSR).
5. en plus du processus dur, d'autres interactions semi-dures peuvent avoir lieu entre les autres partons des particules constituant les faisceaux.
6. les particules restantes sont à leur tour prises en compte (*beam remnants*).
7. le mécanisme de confinement est appliqué via l'hadronisation des partons produits par les différents processus. L'hadronisation, également appelée "fragmentation" dans certains cas, est basée sur le modèle des cordes (*string fragmentation*).

Dans les faits, PYTHIA ne respecte pas l'ordre chronologique décrit précédemment mais commence par le processus dur avant d'intégrer les radiations de l'état initial/final puis les interactions multiples. La simulation des radiations par le générateur PYTHIA n'est pas réalisée en totalité par le calcul des éléments de matrice aux ordres supérieurs, en partie à cause d'un temps de calcul trop important, mais elle est approximée par une succession de branchement du type  $a \rightarrow bc$ . La fragmentation des partons étant un élément central de la problématique de cette thèse, elle fera l'objet d'une description détaillée dans un chapitre à part entière (chapitre 11).

## 1.4 Le confinement

Malgré le succès de la chromodynamique quantique pour le calcul perturbatif des processus hadroniques, sa légitimité à être considérée comme la théorie de l'interaction forte n'a pas encore été confirmée. Les propriétés de l'interaction forte, en particulier le phénomène de confinement des quarks au sein des hadrons, reposent en effet sur des symétries fondamentales qui ne sont actuellement que partiellement décrites par la QCD non-perturbative.

La validation du modèle standard nécessite alors des résultats plus précis tant du point de vue théorique (QCD sur réseau, modèles effectifs) qu'expérimental (physique hadronique, plasma de quark-gluon).

### 1.4.1 Le vide QCD

En théorie quantique des champs, le vide (état de plus basse énergie) tient un rôle capital dont va dériver la majeure partie des propriétés de la théorie. Dans la théorie électrofaible, ce vide est responsable de la masse des particules via l'interaction de ces dernières avec le champ de Higgs [3] [4]. Dans la théorie de l'interaction forte, le vide confine la couleur des quarks et des gluons au sein des hadrons. Le vide de QCD est opaque à la charge de couleur, autrement dit il ne tolère des objets colorés que lorsqu'ils sont confinés au sein d'une "bulle" dont la taille caractéristique est de l'ordre du fermi ( $\approx \frac{1}{\Lambda_{QCD}}$ ). La création de cette bulle nécessite une certaine énergie qui constitue l'essentiel de la masse des hadrons, le reste étant fournie par la masse des quarks eux-mêmes ou "masse nue". Cette masse dynamique des hadrons, tout comme la masse créée par le champ de Higgs, n'est donc pas une propriété de la particule elle-même mais une propriété a priori du vide.

### 1.4.2 Symétrie chirale

Le lagrangien QCD possède non seulement la symétrie exacte d'invariance de jauge locale (section 1.2.1) mais également un certain nombre de symétries dites "approximatives", c'est-à-dire valables sous certaines conditions principalement liées à la masse des quarks. Si l'on s'intéresse uniquement à la partie du lagrangien correspondant aux quarks up et down, il est possible de mettre en évidence deux types de symétries :

$$\mathcal{L} = \sum_{j=u,d} \bar{q}_j (i\not{D} - m) q_j = \bar{q} (i\not{D} - M) q \quad (1.13)$$

avec  $\not{D} = \gamma_\mu D\gamma^\mu$ ,  $q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$  et  $M = \begin{pmatrix} m_u & 0 \\ 0 & m_d \end{pmatrix}$ .

- si  $m_u - m_d \approx 0$  alors le lagrangien devient invariant sous une transformation unitaire 2x2 agissant sur le champ de quark : c'est la symétrie d'isospin  $SU(2)_f$ .
- si  $m_u = m_d = 0$  alors le lagrangien devient invariant sous une transformation agissant sur l'hélicité des quarks, également appelée transformation chirale. En introduisant les projecteurs  $\gamma_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$  et  $\gamma_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$  il est en effet possible de décomposer le champ de quarks en deux composantes :

$$L = \bar{q}_L i\not{D} q_L + \bar{q}_R i\not{D} q_R \quad \text{avec} \quad q_L = \gamma_L q \quad \text{et} \quad q_R = \gamma_R q \quad (1.14)$$

Comme cette formulation du lagrangien ne possède pas de terme connectant les champs gauche et droit, ce dernier devient invariant sous une transformation distinguant l'hélicité : c'est la symétrie chirale. La réalisation de la symétrie chirale devrait conduire à un dédoublement du spectre de hadrons : chaque hadron devrait posséder un partenaire chirale de parité opposée et de même masse (par exemple le  $\pi$  et le  $\sigma$ ). Mais la symé-



trie chirale est en fait explicitement brisée par la masse nue des quarks. Cette masse étant faible, la brisure devrait cependant laisser apparaître des doublets de hadrons de masse quasi-identique. Or la réalité expérimentale montre clairement que la violation de symétrie est bien plus importante que celle liée à la masse nue des quarks. C'est en fait la masse dynamique des quarks qui brise fortement la symétrie chirale. Cette masse provient de l'interaction des quarks avec le vide de QCD. Le paramètre d'ordre associé à la brisure spontanée de symétrie chirale, appelé condensat de quark  $\langle q\bar{q} \rangle$ , prend une valeur non-nulle dans le vide  $\langle 0|q\bar{q}|0 \rangle \approx -250 \text{ MeV}^3$ . Les quarks interagissent avec le condensat et acquièrent de ce fait une masse supplémentaire qui justifie l'essentiel de la masse des hadrons<sup>6</sup>. Le théorème de Goldstone explique qu'à toute symétrie spontanément brisée est associée un boson de masse nulle appelé boson de Goldstone [57]. Cette brisure de symétrie chirale implique ainsi l'existence de trois bosons de Goldstone que l'on identifie au triplet  $\pi^+, \pi^-, \pi^0$ . Comme cette symétrie n'est pas exacte dans le cas de la QCD ( $m_u, m_d \neq 0$ ), la masse des pions n'est pas nulle mais elle reste cependant très faible comparée à la masse des autres hadrons ( $m_u, m_d \ll \Lambda_{QCD}$ ).

### 1.4.3 Théories effectives et QCD sur réseau

Le condensat de quarks est un paramètre fondamental de la chromodynamique quantique dont l'étude est indispensable à une meilleure compréhension des propriétés dynamiques du vide, et donc de la QCD non-perturbative dans son ensemble. Le calcul de ce paramètre est cependant rendu extrêmement complexe par le fait qu'il nécessite une connaissance détaillée des configurations possibles de quarks et de gluons dans le vide. Il existe de nos jours deux types d'approches à la résolution de ce problème : les modèles (ou théories) effectifs et le calcul sur réseau.

Les modèles effectifs (ou phénoménologiques) cherchent à utiliser les symétries fondamentales de l'interaction forte, en particulier la symétrie chirale. Dans le cadre de l'approximation  $m_\pi \approx 0$ , la symétrie chirale peut en effet être utilisée pour décrire les propriétés du nucléon. La théorie des perturbations chirales [58] [59], une des théories effectives les plus utilisées actuellement, utilise ainsi les propriétés des bosons de Goldstone pour étudier la limite à basse-énergie de la QCD. D'autres modèles effectifs interprètent le nucléon comme un noyau de quarks de valence entouré d'un nuage de pions, ce dernier étant considéré comme une excitation du vide de QCD. Ces modèles effectifs permettent de retrouver les caractéristiques principales du spectre de hadrons observés expérimentalement, mais ils restent peu précis quant à la description de la structure des nucléons à proprement parler. Le lecteur intéressé par une description détaillée des principaux modèles peut se reporter aux références suivantes : modèle du sac [60] [61], modèle sigma [62] [63], modèle Nambu-Jona-Lasinio [64].

Une seconde approche repose sur le calcul de la QCD sur réseau. L'idée directrice consiste à supprimer les divergences qui apparaissent dans les calculs de QCD non-perturbative via une discrétisation sur un réseau de type euclidien à 4-dimensions [65]. Il est alors possible de calculer à l'aide d'une simulation numérique de type Monte-Carlo les observables liées à la

---

6. Le mécanisme de Higgs n'explique que la masse nue des quarks, soit quelques MeV pour les quarks up et down

QCD non-perturbative [66]. Les calculs de QCD sur réseau nécessite 6 paramètres d'entrée : la constante de couplage  $\alpha_s$  et les masses des quarks up, down, charm, strange et bottom (le quark top ayant une durée de vie trop brève pour former des états liés). Ces paramètres sont fixés à partir de la masse expérimentale de six hadrons. La QCD sur réseau permet alors de tester la chromodynamique quantique dans le domaine non-perturbatif à partir des observables hadroniques (masse, moment magnétique, facteur de forme, ...). Un autre objectif du calcul sur réseau est d'étudier la topologie du vide de QCD, et en particulier les mécanismes responsables du phénomène de confinement (constante de couplage) et de la brisure spontanée de symétrie chirale.

Le calcul sur réseau présente finalement l'avantage de pouvoir également étudier le comportement de la QCD à haute température. Que ce soit dans le cas de l'interaction électrofaible ou dans celui de l'interaction forte, la théorie prédit qu'à haute-température le vide subit un changement de nature. La théorie électrofaible prédit ainsi une disparition du champ de Higgs pour une température de l'ordre de 200 GeV. Dans le cadre de la QCD cela se traduit par une valeur nulle du condensat de quarks  $\langle q\bar{q} \rangle$ , et donc une restauration de la symétrie chirale à une température de l'ordre de 200 MeV. L'opacité à la charge de couleur disparaît alors, et les quarks ne sont plus confinés au sein des hadrons. Cet état de la matière, qui était probablement celui de l'Univers quelques microsecondes après le Big-Bang, est appelé le plasma de quark-gluon (PQG). Il représente une piste privilégiée dans l'étude du vide de QCD et donc de l'interaction forte. L'étude des propriétés du plasma de quark-gluon constitue la problématique centrale de cette thèse.

# 2

## Le plasma de quarks-gluons

### Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Diagramme de phase</b>	<b>26</b>
2.1.1	Potentiel d'interaction	26
2.1.2	Transition de phase	26
<b>2.2</b>	<b>Formation et évolution du Plasma de Quarks-Gluons (PQG)</b>	<b>29</b>
2.2.1	Pré-équilibre ( $0 < \tau < 1$ fm/c)	30
2.2.2	Expansion hydrodynamique ( $1$ fm/c $< \tau < 20$ fm/c)	31
2.2.3	Hadronisation et freeze-out ( $20$ fm/c $< \tau$ )	32
<b>2.3</b>	<b>Signatures du plasma de quarks-gluons</b>	<b>32</b>
2.3.1	Observables globales	33
2.3.2	Sondes dures	35
<b>2.4</b>	<b>Tomographie du plasma de quarks-gluons</b>	<b>37</b>
2.4.1	Observables	38
2.4.2	Corrélation photon/ $\pi^0$ -hadron	42

Dès les années 1970, les physiciens se sont intéressés à l'étude de la matière nucléaire dans des conditions thermodynamiques extrêmes. La dépendance exponentielle en masse des résonances produites par les interactions hadroniques semble par exemple conduire à l'existence d'une température limite au-delà de laquelle le système utilise toute l'énergie disponible pour produire de nouveaux hadrons (limite de Hagedorn :  $T_c \approx 150 - 200$  MeV [67]). De nouvelles mesures ont finalement conduit à l'hypothèse de l'existence d'une nouvelle phase de la matière nucléaire, le plasma de quarks-gluons, au sein de laquelle le concept de hadron disparaît au profit des quarks et des gluons.

Nous commencerons ce chapitre par introduire les caractéristiques principales du plasma de quarks-gluons. Nous décrirons ensuite les différents types de sondes qui peuvent être utilisées pour étudier ses propriétés, pour finalement parvenir à la sonde privilégiée de ce travail de thèse : l'interaction des partons dans le milieu.

## 2.1 Diagramme de phase

Le plasma de quarks-gluons (PQG) est généralement défini dans la littérature comme un état de la matière au sein duquel les quarks et les gluons ne sont plus confinés en entités neutres de couleur. Cette définition est liée au fait que le concept de hadron perd son sens lorsque la densité de nucléons est élevée et que chaque quark se retrouve entouré d'un nombre considérable d'autres quarks : il est alors impossible d'identifier les quarks partenaires appartenant à un même hadron.

### 2.1.1 Potentiel d'interaction

Le déconfinement peut être modélisé à l'aide du potentiel d'interaction  $V_{q\bar{q}}$  entre une paire de quarks statiques séparés par une distance  $r$ . À une température nulle le potentiel peut s'exprimer sous la forme :

$$V(r, T = 0) \approx -\frac{\alpha_s(T = 0)}{r} + \sigma(r) \quad (2.1)$$

où  $\alpha_s$  représente le couplage fort entre les quarks, et  $\sigma(r)$  la tension entre les quarks. Le premier terme représente l'interaction coulombienne liée à la charge de couleur, alors que le second terme est responsable du phénomène de confinement. Le potentiel peut avoir deux comportements différents selon la distance  $r$  entre les quarks :

- pour une distance  $r$  faible, le comportement coulombien domine et le potentiel diminue avec la distance.
- pour une distance  $r$  grande, le potentiel prend une forme quasi-linéaire (proportionnel à la tension  $\sigma(r)$ ) avec un couplage qui augmente avec la distance.

Lorsque la température augmente, les paires  $q\bar{q}$  excitées dans le vide conduisent à une saturation du potentiel d'interaction par un effet d'écrantage de l'interaction entre les quarks. Au-delà d'une certaine température critique ( $T_c \approx 160$  MeV), le milieu atteint la phase de déconfinement : les quarks interagissent fortement entre-eux mais ils sont désormais libres d'accéder à la totalité du volume occupé par le système (ils ne sont plus confinés au sein d'un hadron). Le potentiel modifié par l'écrantage des charges de couleur déconfinées peut alors s'écrire :

$$V(r, T > T_c) \approx -\frac{\alpha_s}{r} e^{-\mu r} + \sigma r \left\{ \frac{1 - e^{-\mu r}}{\mu r} \right\} \quad (2.2)$$

où  $\mu^{-1}$  caractérise le rayon d'écran (également appelé "rayon de Debye" ( $r_D$ )). Le facteur  $\mu$  est proportionnel à la température et inversement proportionnel à la densité de charges de couleur. Lorsque la température de déconfinement est atteinte, le terme de tension  $\sigma$  s'annule et le potentiel d'interaction est alors réduit au terme coulombien écranté (figure 2.1).

### 2.1.2 Transition de phase

Le passage d'un état confiné de la matière, sous forme de "gaz de hadrons", à l'état de plasma de quarks-gluons est un véritable changement de phase d'un point de vue thermodynamique. Il est ainsi possible de construire le diagramme de phase de la matière nucléaire,

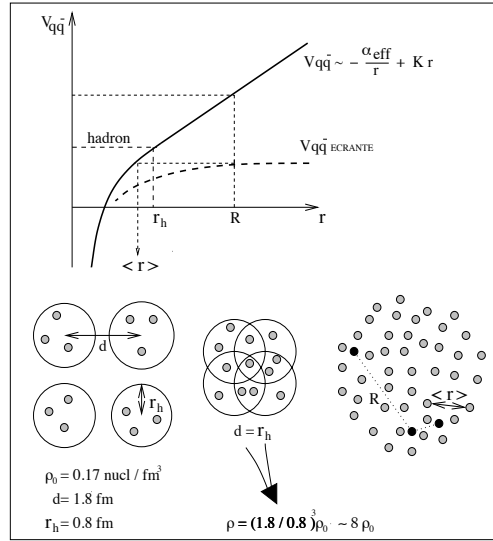


FIGURE 2.1: Haut : Variation du potentiel quark-antiquark  $V_{q\bar{q}}$  en fonction de la distance d'interaction ( $r$ ) en présence ou non des effets d'écrantage par les charges de couleur déconfinées ; Bas : illustration du phénomène de déconfinement par comparaison entre la matière nucléaire dans son état fondamental (densité  $\rho_0$ ), son état comprimé ( $\rho \approx 8\rho_0$ ) et son état déconfiné [68].

qui sera fonction de la température et du potentiel baryonique  $\mu_B$ <sup>1</sup>. La figure 2.2 fournit une représentation schématique du diagramme de phase en faisant apparaître les différents états de la matière nucléaire. À faible température et faible densité, la matière existe sous sa forme hadronique telle que nous la connaissons dans les noyaux atomiques. Une augmentation de la température et/ou de la densité baryonique permet d'atteindre la phase déconfinée de plasma de quarks-gluons. La supraconductivité de couleur, état où les quarks s'assemblent en paires de Cooper, est quant à elle (théoriquement) accessible à basse-température et très haute-densité.

Cet état de déconfinement peut théoriquement être atteint par deux voies expérimentales distinctes permettant de sonder deux régions différentes du diagramme de phase :

1. **Augmentation de la température** : l'excitation thermique du vide produit des paires quark-antiquark et dissout les états liés hadroniques. Cela permet d'obtenir un état déconfiné de la matière avec un nombre baryonique  $\mu_B \approx 0$ . Si la température est suffisante, les nuages de gluons présents autour de chacun des quarks se mélangent, ce qui conduit à la restauration de la symétrie chirale (cette symétrie étant brisée par la masse dynamique des quarks).
2. **Augmentation de la densité baryonique** : une compression adiabatique d'un grand nombre de baryons permet également l'obtention d'une transition de phase vers un état déconfiné de la matière mais avec une densité baryonique  $\mu_B > 0$ .

1.  $\mu_B$  correspond à la différence entre le nombre de baryons et d'anti-baryons

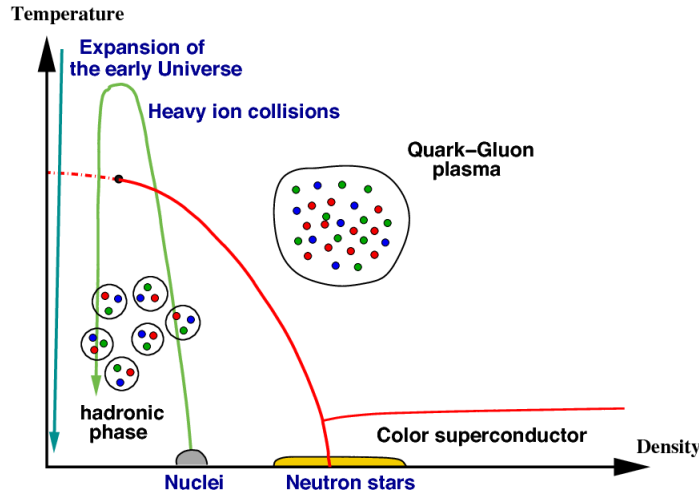


FIGURE 2.2: Diagramme de phase QCD représentant les différents états de la matière nucléaire (gas de hadrons, plasma de quarks-gluons, zone de supra-conductivité de couleur) en fonction de la densité baryonique et de la température. La matière nucléaire à l'état ordinaire est représentée par le point gris [69].

La transition entre la phase hadronique (confinement) et la phase de plasma de quarks-gluons (déconfinement) peut être étudiée soit à l'aide de modèles thermodynamiques effectifs, soit par des calculs de QCD sur réseau. Ces deux approches complémentaires cherchent à quantifier les propriétés thermodynamiques du système et leur évolution lors du changement de phase. La simulation numérique sur réseau détermine ses propriétés thermodynamiques en se basant directement sur la chromodynamique quantique. L'idée sous-jacente aux calculs de la QCD sur réseau consiste à déterminer la fonction de partition du système à partir du lagrangien QCD [70] :

$$Z(T, V) = \int dA d\Psi d\bar{\Psi} e^{(-\int_V d^3x \int_0^{1/T} d\tau L_{QCD}(A, \Psi, \bar{\Psi}))} \quad (2.3)$$

où  $\Psi$  ( $\bar{\Psi}$ ) représente les champs de quarks (anti-quarks), et  $A$  le champ d'interaction. Les observables thermodynamiques, comme la densité d'énergie  $\epsilon$  et la pression  $P$  peuvent être déduites directement à partir de la fonction de partition :

$$\epsilon = \left(\frac{T^2}{V}\right) \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T}\right)_V, \quad P = T \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial V}\right)_T \quad (2.4)$$

L'évolution de ces observables en fonction de la température du système permet d'étudier la transition de phase. La figure 2.3 représente la variation de la densité d'énergie, de la pression et de l'entropie obtenue par un calcul de QCD sur réseau en fonction de la température (normalisée par la température critique  $T_c$ ). La densité d'énergie ( $\epsilon$ ), représentée par la variable  $\frac{\epsilon}{T^4}$ , subit une augmentation brutale après  $T_c$  pour tendre ensuite asymptotiquement vers la limite thermodynamique de Stefan-Boltzmann (SB) correspondant à la densité d'énergie d'un gaz parfait [71]. Cette variable étant liée aux degrés de liberté du

système, elle constitue un argument fort en faveur de l'existence d'une transition de phase thermodynamique.

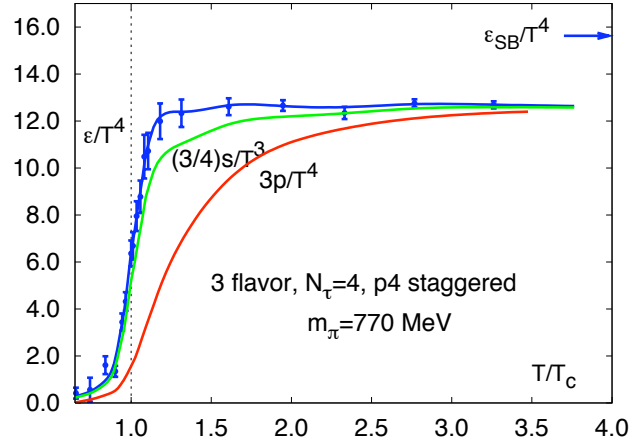


FIGURE 2.3: Estimation de la densité d'énergie  $\epsilon(T)/T^4$ , de la pression  $P(T)/T^4$  et de l'entropie  $s(T)/T^3$  obtenus par simulation de QCD sur réseau (en considérant 3 saveurs de quarks) [72].

La transition de phase peut également être étudiée à partir de l'évolution de la valeur du condensat de quark  $\langle q\bar{q} \rangle$ . Le paramètre  $\langle q\bar{q} \rangle$  permet en effet de mesurer la brisure dynamique de la symétrie chirale à température finie. Il est d'usage de distinguer deux phases, la phase de Wigner ( $\langle q\bar{q} \rangle = 0$ ) et la phase de Nambu-Goldstone ( $\langle q\bar{q} \rangle \neq 0$ ) [73] [74], qui vont dépendre de la température du système. En milieu confiné, les quarks acquièrent une masse dynamique  $M_q \approx 0.3$  GeV qui brise la symétrie chirale ( $\langle q\bar{q} \rangle(T) \neq 0$ ). Mais lorsque la température augmente, les paires  $q\bar{q}$  du vide sont dissociées par les fluctuations thermiques et la symétrie chirale est restaurée ( $\langle q\bar{q} \rangle(T) = 0$ ). Il est alors possible de déterminer numériquement la température critique  $T_c$  à partir de laquelle le condensat de quark prend une valeur nulle.

Une des questions ouvertes de la physique nucléaire concerne finalement la nature de la transition de phase. Comme l'indique la figure 2.4, les calculs théoriques semblent indiquer la présence d'un point critique qui représente une séparation nette entre une transition continue (*crossover*) et une transition brutale du 1<sup>er</sup> ordre entre la phase hadronique et la phase de plasma de quarks-gluons.

## 2.2 Formation et évolution du Plasma de Quarks-Gluons (PQG)

Dans les années 1970, les découvertes sur la liberté asymptotique conduisirent à l'idée d'utiliser les collisions d'ions lourds ultra-relativistes pour étudier le déconfinement. Selon l'énergie  $\sqrt{s}$  de la collision, la densité baryonique  $\mu_B$  et la température  $T$  du milieu formé vont prendre des valeurs différentes et donc permettre de sonder une région différente du diagramme de phase (figure 2.2). Pour des collisions d'énergie disponible de l'ordre de quelques

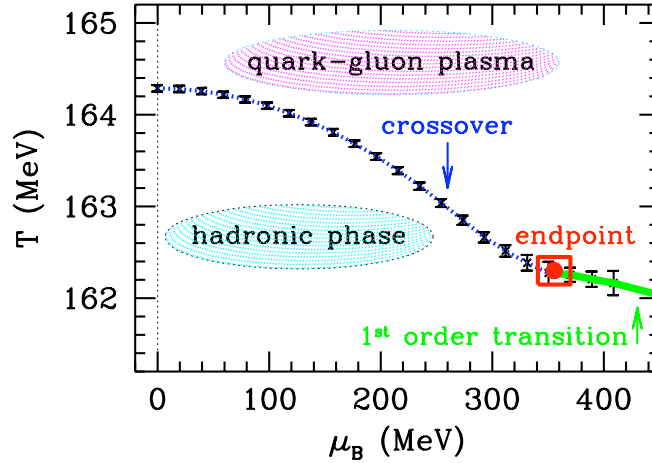


FIGURE 2.4: Diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la densité baryonique et de la température. La ligne pointillée bleue correspond à une transition de phase continue ("crossover"), le trait plein vert à la transition de 1<sup>er</sup> ordre [75].

GeV, l'importance relative des quarks de valence comparée aux quarks de la mer donne une densité baryonique assez élevée. Aux énergies de l'ordre du TeV (et à petit  $x$  de Bjorken), les quarks de valence ne représentent au contraire qu'une faible fraction de la densité totale ( $\approx 5\%$ ), d'où une densité baryonique proche de 0.

Le plasma de quarks-gluons formé lors des collisions d'ions lourds a une taille caractéristique de l'ordre de quelques fermis et un temps de vie de l'ordre de 10 fm/c, ce qui rend impossible toute étude directe de ses propriétés. Formé dans les premiers instants de la collision, le PQG se refroidit rapidement par expansion et par émission de différents types de radiation. L'évolution spatio-temporelle d'une collision est communément décrite par le modèle de Bjorken [76]. Ce modèle met en évidence trois étapes principales de l'évolution : la phase de pré-équilibre (ou thermalisation), l'équilibre thermodynamique suivie d'une expansion hydrodynamique au cours de laquelle se produit la transition entre l'état de plasma de quarks-gluons et celui de gaz de hadrons, puis la phase d'hadronisation (figure 2.5). L'étude du PQG repose bien-entendu sur une connaissance précise des caractéristiques principales de chacune de ces phases.

### 2.2.1 Pré-équilibre ( $0 < \tau < 1$ fm/c)

Après la collision des noyaux au temps  $\tau = 0$ , des interactions multiples entre partons se produisent formant ainsi un état de pré-équilibre. Il y a aujourd'hui plusieurs modèles concurrents permettant de décrire la thermalisation du milieu. Dans le cadre du modèle des cordes, des cordes de couleur sont produites lorsque les deux noyaux en collision se traversent. Les champs de couleur ainsi créés génèrent alors des paires colorées en interaction (quark-antiquark, gluon-gluon, ...) permettant l'établissement d'un équilibre thermique [77]. Dans le modèle du condensat de verre coloré (CGC), le milieu produit par la collision est dans un état initial saturé par des gluons de faible énergie [78] [79]. La fraction d'impulsion portée



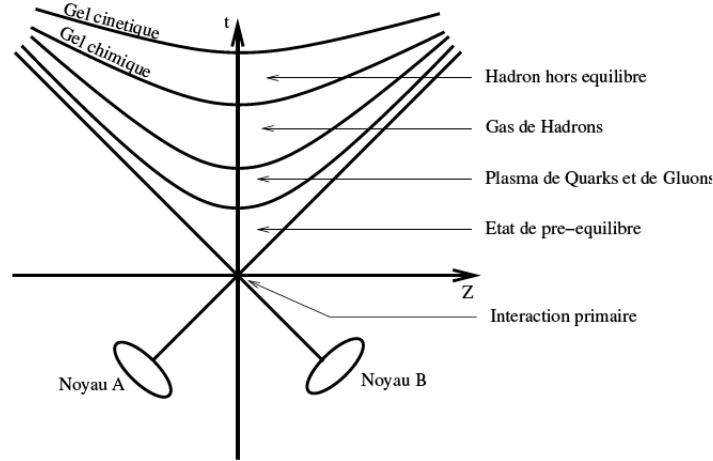


FIGURE 2.5: Déroulement spatio-temporel d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes [70].

par un gluon dans le proton ( $xg(x, Q^2)$ ) dominant la contribution des quarks à faible  $x$ , le nombre de gluons va augmenter avec l'énergie de la collision (nature non-abélienne de la QCD). Cette augmentation ne peut cependant pas être infinie car les gluons, d'une taille transverse de l'ordre de  $1/Q$ , vont se superposer jusqu'à saturer le milieu en favorisant les recombinaisons du type  $gg \rightarrow g$  (figure 2.6 droite). Le modèle fait ainsi apparaître une échelle de saturation  $Q_s^2$ , dépendante de la taille caractéristique du noyau considéré, qui permet de décrire l'évolution de la densité gluonique du milieu :

$$Q_s^2 \approx \alpha_s(Q_s^2) \frac{xg(x, Q_s^2)}{\pi R^2} \quad (\text{avec } R \text{ le rayon du noyau})$$

### 2.2.2 Expansion hydrodynamique ( $1 \text{ fm}/c < \tau < 20 \text{ fm}/c$ )

Si l'énergie de la collision est suffisante, les partons produits durant la phase de pré-équilibre sont déconfinés et produisent un état d'équilibre thermodynamique. Comme le libre parcours moyen des particules est inférieur à la taille caractéristique du système (système en interaction forte), l'expansion spatiale de ce dernier peut alors être décrite par l'hydrodynamique relativiste<sup>2</sup>. Il est ainsi possible d'estimer les propriétés de transport du milieu, comme par exemple sa viscosité (normalisée par l'entropie)  $\eta/s$ . L'évolution du plasma sera décrite par les deux équations de base de l'hydrodynamique, à savoir la conservation de l'énergie-impulsion (tenseur  $T^{\mu\nu}$ ) et la conservation du nombre baryonique ( $\mu_B$ ) :

$$\begin{aligned} \partial_\mu \langle T^{\mu\nu} \rangle &= 0 \\ \partial_\mu \langle j^{\mu_B} \rangle &= 0 \end{aligned} \quad (2.5)$$

Au cours de son expansion, le milieu se refroidit jusqu'à atteindre une phase mixte où coexiste la phase de plasma de quarks-gluons et la phase de gaz hadronique.

2. Cette idée a été suggérée pour la première fois par Enrico Fermi en 1950 [81], puis reprise par Lev Landau en 1953 [82]

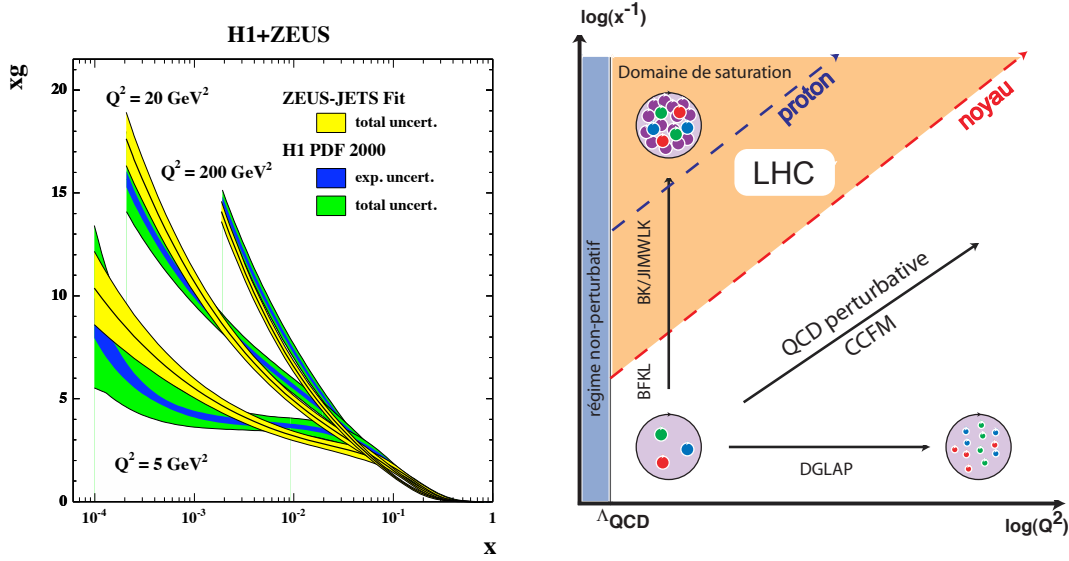


FIGURE 2.6: Gauche : distributions de gluons  $xg(x, Q^2)$  en fonction de la fraction d'impulsion  $x$  pour différentes valeurs du moment transféré  $Q^2$  [80]; Droite : illustration de l'évolution de la densité gluonique en fonction du moment transféré  $Q^2$  et de la fraction d'impulsion  $x$ .

### 2.2.3 Hadronisation et freeze-out ( $20 \text{ fm}/c < \tau$ )

Lorsque la température critique de changement de phase est atteinte, le milieu se transforme en un gaz de hadrons. L'hadronisation conduit à un nouvel équilibre global qui fixe les abondances relatives des hadrons et de leurs résonances. Un premier gel intervient lorsque les interactions inélastiques entre hadrons cessent, fixant ainsi la composition du système (gel chimique ou *freeze-out*). Quand le libre parcours moyen devient trop important par rapport aux dimensions spatio-temporelles du milieu, l'équilibre thermodynamique est brisé et le système se "casse" en un ensemble de particules individuelles (gel cinétique). Pendant la phase d'hadronisation, la température reste à peu près constante, cette température (de l'ordre de 160 MeV) étant proche de la température critique  $T_c$ .

## 2.3 Signatures du plasma de quarks-gluons

La durée de vie du plasma de quarks-gluons ne permettant pas son observation directe, seules les particules de l'état final peuvent être utilisées comme sondes afin de remonter aux caractéristiques du milieu. L'évolution spatio-temporelle du plasma de quarks-gluons met en avant l'idée d'un milieu à l'équilibre thermodynamique au sein duquel les quarks et les gluons évoluent de manière collective jusqu'à leur hadronisation. Les collisions d'ions lourds, ou plus exactement les collisions nucléon-nucléon au sein des noyaux, vont également produire des partons de haute-impulsion transverse qui ne vont pas participer directement à cette expansion collective. Ces partons produits lors des processus partoniques durs interagissent cependant avec le milieu déconfiné "avant" de s'hadroniser. Nous voyons ainsi apparaître

deux types de sondes complémentaires pour l'étude du PQG : les observables globales, sensibles aux propriétés collectives du milieu, et les sondes dures qui décrivent l'interaction des partons de haut- $p_T$  avec le milieu<sup>3</sup>.

### 2.3.1 Observables globales

La majorité des particules produites durant l'évolution du milieu, environ 95%, ont une impulsion transverse inférieure à 2 GeV/c. Ces particules sont des sondes privilégiées pour l'étude des caractéristiques thermodynamiques et hydrodynamiques. La densité d'énergie  $\epsilon$  peut ainsi être estimée à partir de la distribution en énergie transverse ( $E_T$ ) des hadrons :

$$\epsilon = \frac{1}{\pi R^2 \tau} \frac{dE_T}{dy} \text{ avec } \tau \text{ le temps de thermalisation et } \pi R^2 \text{ l'aire effective de collision}$$

La mesure des spectres hadroniques permet d'accéder à la température du milieu à partir d'un ajustement par un modèle statistique de type grand canonique (*Statistical Hadronization Model* (SHM) [83]). Ce modèle statistique prédit en effet la densité de particules ( $n$ ) produites par un milieu à l'équilibre thermique de température ( $T$ ) :

$$n_i = d_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\exp[(E_i - \mu_i)/T] \pm 1} \quad (2.6)$$

où  $d$  représente la dégénérescence de spin,  $p$  l'impulsion,  $E$  l'énergie totale, et  $\mu$  le potentiel chimique. Le signe " $\pm$ " dépend quant à lui du type de particules considérées (bosons/fermions).

Les hadrons peuvent également être utilisés pour remonter aux caractéristiques spatio-temporelles. Les analyses interférométriques de type "Hanbury-Brown Twiss" (HBT) se basent sur l'étude des interférences quantiques qui apparaissent lors de l'émission de deux hadrons identiques par deux points distincts d'une même source [84] [85]. L'étude des corrélations entre hadrons permet alors de déterminer la taille caractéristique du milieu dans les trois directions de l'espace.

L'étude de l'expansion hydrodynamique est réalisée par la mesure des anisotropies spatiales dans le spectre d'émission des hadrons [86]. Lors d'une collision, la zone d'interaction entre les deux noyaux a la forme d'une amande, comme le montre la figure 2.7. L'expansion de cette forme elliptique va conduire à des gradients de pression plus ou moins importants selon la direction spatiale considérée. Les spectres hadroniques produits par le milieu seront ainsi sensibles aux fluctuations initiales de densité qui apparaîtront sous la forme d'anisotropies spatiales.

---

3. La présentation des principaux résultats expérimentaux obtenus au LHC est faite dans le chapitre 3.

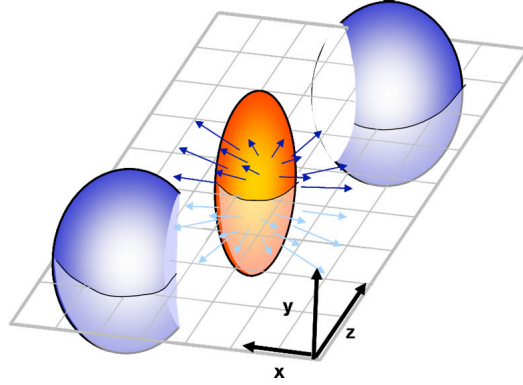


FIGURE 2.7: Illustration d'une collision d'ions lourds (bleus) et de la zone d'interaction (orange). La plan quadrillé (x,z) représente le plan de réaction de la collision

Ce comportement collectif, appelé "flot anisotropique", peut être déterminé par une expansion en série de Fourier de la distribution azimuthale des hadrons :

$$E \frac{d^3N}{d^3p} = \frac{d^2N}{2\pi p_T dp_T dy} \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\Phi - \Psi_r)] \right) \quad (2.7)$$

où  $\Phi$  représente l'angle azimuthal de la particule et  $\Psi_r$  l'angle azimuthal du plan de réaction. Le plan de la réaction est déterminé événement par événement par une mesure du plan de l'événement ( $\Psi_{ep}$ ). La figure 2.8 représente une simulation des distributions initiales de nucléons de type  $v_2$  et  $v_3$  lors d'une collision entre deux noyaux.

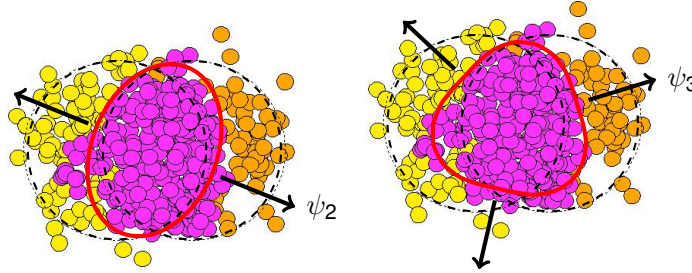


FIGURE 2.8: Simulation du flot anisotropique de type  $v^2$  et  $v^3$  lors d'une collision noyau-noyau (les points colorés représentent les nucléons).

Plusieurs autres analyses peuvent finalement être réalisées pour remonter aux caractéristiques et à la composition du milieu produit lors d'une collision d'ions lourds. À titre d'exemple, la masse des mésons vecteurs légers ( $\rho, \omega, \phi$ ) permet d'étudier la restauration de la symétrie chirale, tandis que la production de hadrons étranges doit être sensible à la densité de gluons présents dans le milieu.

### 2.3.2 Sondes dures

Outre les observables globales décrites dans le paragraphe précédent, il est possible d'étudier les propriétés du milieu à partir des modifications qu'il induit sur la production des hadrons de haute impulsion transverse. Ces modifications peuvent provenir soit d'un changement dans les conditions de production de ces hadrons, soit d'une interaction entre les partons produits par le processus dur de la collision et ceux présents dans le milieu.

#### Perte d'énergie des partons

La première discussion concernant l'interaction des partons dans le plasma de quarks-gluons a eu lieu dans les années 1980. La publication de J.D. Bjorken [87] met en avant l'idée que les partons perdent de l'énergie lors de la traversée du milieu conduisant ainsi à une modification des spectres hadroniques. Le mécanisme de perte d'énergie privilégié à cette époque est la diffusion élastique des partons sur les quarks et les gluons déconfinés du milieu. Dix ans plus tard est publiée une première estimation quantitative, basée sur une approche de QCD perturbative utilisant désormais des pertes d'énergies de type radiatif [88]. Les calculs de perte d'énergie prédisent alors une suppression importante de la production hadronique à haut- $p_T$ , phénomène connu sous le nom de *quenching*<sup>4</sup>.

Les partons de haute impulsion transverse ( $p_T \gg \Lambda_{QCD}$ ) sont produits par les collisions dures partoniques à une échelle de temps ( $\tau \approx 1/Q$ ) bien inférieure au temps de formation du plasma de quarks-gluons. Ces partons vont donc se propager à travers le milieu et interagir avec lui. La perte d'énergie  $\Delta E$  que subit le parton suite à ces interactions dépend alors à la fois de paramètres décrivant les caractéristiques du parton (virtualité, énergie, quark/gluon) et du milieu (température, couplage parton-milieu, taille caractéristique). Ces paramètres peuvent être reliés à travers un certain nombre de variables caractérisant l'interaction entre le parton et le milieu :

- **Libre parcours moyen ( $\lambda$ )** :  $\lambda = 1/(\rho\sigma)$  où  $\rho$  est la densité du milieu et  $\sigma$  la section efficace d'interaction parton-milieu.
- **Opacité (N)** :  $N=L/\lambda$  où  $L$  est la longueur parcourue dans le milieu. L'opacité  $N$  correspond au nombre de diffusions du parton dans le milieu.
- **Masse Debye  $m_D$**  :  $m_D(T) \approx gT$  où  $g$  représente la paramètre de couplage et  $T$  la température du milieu. La masse Debye représente l'échelle d'échange d'impulsion typique entre le parton et le milieu.
- **Coefficient de transport ( $\hat{q}$ )** :  $\hat{q} \equiv m_D^2/\lambda = m_D^2\rho\sigma$ . La variable  $\hat{q}$  caractérise le pouvoir de diffusion du milieu via le transfert d'impulsion (carré) moyen par unité de longueur. Elle présente l'avantage d'associer les caractéristiques thermodynamiques ( $m_D$ ,  $\rho$ ) et dynamiques du milieu ( $\sigma$ ).

La perte d'énergie des partons peut être de type collisionnelle, par diffusion avec les constituants du milieu, et radiative, par émission de gluons sous la forme d'un rayonnement de

---

4. Cette prédiction théorique est confirmée en 2001 par la première mise en évidence expérimentale du *quenching* au Relativistic Heavy Ion Collider de Brookhaven [89] [90]

freinage (*gluonstrahlung*) (figure 2.9). Ces mécanismes dépendent à la fois de la masse du parton considéré, et de son couplage ( $\alpha$ ) avec les constituants du milieu (quarks, gluons). Les interactions seront ainsi différentes dans le cas d'un quark léger (u,d), d'un quark lourd (c,b) ou d'un gluon. En utilisant un modèle très simple de plasma statique et uniforme, il est possible de mettre en évidence les diverses dépendances de la perte d'énergie du parton dans le plasma de quarks-gluons [91] :

- **cas collisionnel** : la perte d'énergie dépend de la couleur du parton (quark, gluon) :

$$\Delta E_{coll}|_{q,g} \propto C_R L \alpha_s \quad (2.8)$$

où le facteur de Casimir  $C_R = 4/3$  (3) caractérise la charge de couleur du quark (gluon). Il apparait que la quantité d'énergie perdue  $\Delta_{coll}$  dépend linéairement de la taille du milieu.

- **cas radiatif** : la perte d'énergie dépend de la taille caractéristique du milieu ( $L \ll \lambda$  ou  $L \gg \lambda$ ) et de l'énergie des gluons rayonnés ( $\omega$ )

$$L \ll \lambda \Leftrightarrow \Delta E_{rad} \propto \alpha_s \hat{q} L^2 \quad (\text{"Bethe-Heitler"}) \quad (2.9)$$

$$L \gg \lambda \Leftrightarrow \Delta E_{rad} \propto \alpha_s \begin{cases} \hat{q} L^2 & (\omega < \omega_c) \\ \hat{q} L^2 \ln(E/(\hat{q} L^2)) & (\omega > \omega_c) \end{cases} \quad (\text{"LPM"})$$

où  $\omega_c = 1/2 \hat{q} L^2$  représente l'énergie caractéristique des gluons rayonnés. Contrairement au cas collisionnel, les pertes d'énergies radiatives dépendent quadratiquement de la taille du milieu<sup>5</sup>. Il faut noter que dans le cas d'un milieu large ( $L \gg \lambda$ ), les effets d'interférences cohérentes destructives (effet Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) [92]) réduit le nombre de gluons rayonnés. La perte d'énergie radiative est de ce fait moins importante dans le cas d'un milieu épais (régime LPM) que dans celui d'un milieu fin (régime de Bethe-Heitler). Le spectre de gluons émis par le parton diffère également entre les quarks lourds et les partons sans masse (quark léger, gluon). À cause des contraintes cinématiques de la QCD perturbative, les gluons ne peuvent être rayonnés avec un angle  $\theta$  inférieur au rapport de la masse du parton sur son énergie ( $M/E$ ). Cet effet, appelé "effet de cône mort" [93], induit une réduction du nombre de gluons émis par un quark lourd. Déjà présent dans le vide, l'effet de cône mort dans le plasma de quarks-gluons dépend de manière non-triviale des caractéristiques du milieu ( $m_D$ ,  $T$ ,  $L$ ) et du parton considéré ( $M$ ,  $E$ ) [94]. Il en résulte finalement un classement des pertes d'énergie radiatives selon la nature du parton :

$$\Delta E_{rad}(g) > \Delta E_{rad}(u, d) > \Delta E_{rad}(c) > \Delta E_{rad}(b) \quad (2.10)$$

---

5. La prise en compte de l'expansion du milieu modifie cependant la dépendance en  $L^2$  obtenu dans le cas d'un milieu statique (pour une dépendance linéaire en  $L$ )

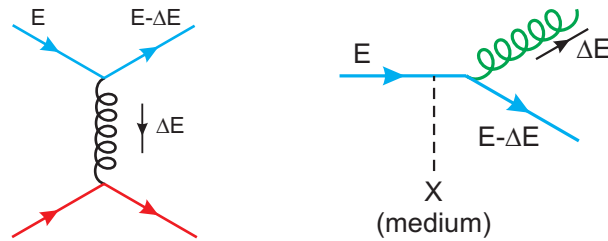


FIGURE 2.9: Diagrammes de perte d'énergie collisionnelle (gauche) et radiative (droite) pour un quark d'énergie  $E$  traversant un milieu de type plasma de quarks-gluons [91]

### Cas particulier des quarkonia

Les quarkonia sont des mésons formés d'une paire  $q\bar{q}$  de quark charmé (comme le  $J/\psi$ ) ou beau (comme le  $\Upsilon$ ). À cause de leur masse importante, ils sont produits dans les tout premiers instants de la collision, principalement par fusion de gluons, et ne sont donc pas soumis à la perte d'énergie des quarks lourds dans le milieu. Les quarkonia constituent une sonde privilégiée du plasma de quarks-gluons car ils sont sensibles aux conditions initiales du milieu. En présence d'un milieu déconfiné, le potentiel de liaison entre les paires  $q\bar{q}$  est en effet écranté par les charges de couleur se trouvant à une distance  $r > r_D$  (où  $r_D$  représente le rayon d'écrantage de Debye). Lorsque le rayon  $r_D$  devient inférieur à la taille caractéristique du quarkonium, ce dernier ne peut plus être formé. L'effet d'écrantage étant proportionnel à la température du milieu, il est possible de définir une température  $T_D$  au-delà de laquelle le quarkonium ne sera plus formé dans le milieu. L'énergie de liaison étant plus ou moins importante selon le quarkonium, la suppression des quarkonia à une température donnée devrait être différente selon le type de quarkonium considéré [95]. Cette suppression séquentielle pourrait cependant être compensée par le mécanisme de recombinaison qui augmente la production de quarkonia en présence d'un milieu déconfiné [96]. La recombinaison correspond à la production statistique d'états liés entre un quark et anti-quark non-corrélé. Cette production est favorisée dans le plasma de quarks-gluons par la présence d'un grand nombre de partons libres produits par le milieu.

Parmi les quarkonia, le taux de production de  $J/\Psi$  est une des sondes historiques du plasma de quarks-gluons [97]. L'observation d'une diminution dans le spectre de production du  $J/\Psi$  par la collaboration NA38 fut considérée à l'époque comme une indication forte de l'existence d'un milieu déconfiné [98]. Elle représente aujourd'hui un enjeu important pour comprendre le processus de recombinaison au cours de l'évolution du milieu.

## 2.4 Tomographie du plasma de quarks-gluons

Une étude complète de la perte d'énergie des partons dans le milieu doit permettre d'accéder aux détails des interactions mises en jeu. Celle-ci est réalisable à partir de la mesure de

la production des hadrons dans l'état final issus d'une sonde dont les caractéristiques sont connues. Cette mesure peut être vue comme une tomographie du plasma de quarks-gluons.

L'interaction des partons dans le milieu dépend de l'énergie du processus de production : si la virtualité  $Q^2$  est suffisamment grande, le processus a lieu à une échelle de temps ( $\tau \approx 1/Q$ ) inférieure au temps de formation du PQG. Le parton dur devra dans ce cas traverser toute la phase d'expansion du milieu avant de fragmenter et de s'hadroniser. Afin d'être en mesure de relier les modifications observées aux propriétés du milieu, il faut faire appel à plusieurs ingrédients théoriques : la QCD pour le calcul de la production et de la fragmentation du parton, les modèles de perte d'énergie pour le calcul des interactions parton-milieu, et l'hydrodynamique pour la prise en compte de l'évolution spatio-temporelle du milieu. D'un point de vue expérimental cela implique une analyse complémentaire des sondes dures (perte d'énergie du parton) et des sondes molles (caractéristiques du milieu).

### 2.4.1 Observables

L'étude tomographique du plasma de quarks-gluons nécessite d'utiliser plusieurs observables en lien avec la fragmentation et l'hadronisation du parton. Les différentes observables permettent d'obtenir des informations complémentaires sur les mécanismes d'interaction et les modifications produites au niveau hadronique.

**Mesure inclusive et semi-inclusive** : l'approche la plus simple d'un point de vue expérimental est la mesure inclusive de la production de particules (par exemple les particules chargées) ou d'une particule identifiée (par exemple le  $\pi^0$ ). À cause du phénomène de perte d'énergie des partons dans le milieu, la production de hadrons doit être en partie supprimée dans le cas d'une collision noyau-noyau permettant la formation d'un plasma de quarks-gluons. Les modifications induites par le milieu sont ainsi évaluées par rapport à la section efficace de production de référence mesurée expérimentalement dans les collisions proton-proton. Afin de comparer une collision proton-proton (un nucléon par particule) à une collision noyau-noyau ( $N$  nucléons par noyau), la section efficace de référence est normalisée par le nombre de collisions binaires (collisions nucléon-nucléon) se produisant lors d'une collision entre deux noyaux. Le paramètre caractéristique est le facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  :

$$R_{AA}(p_T) = \frac{dN_{AA}/dp_T}{\langle N_{coll} \rangle dN_{pp}/dp_T} \quad (2.11)$$

où  $\langle N_{coll} \rangle$  est le nombre de collisions nucléon-nucléon,  $dN_{AA}/dp_T$  le spectre hadronique mesuré en collision noyau-noyau et  $dN_{pp}/dp_T$  le spectre hadronique mesuré en collision proton-proton. Le paramètre  $R_{AA}$  permet de quantifier la suppression des hadrons liée à l'interaction des partons dans le milieu. Une valeur de  $R_{AA}$  égale à 1 signifie que la collision noyau-noyau n'est en fait qu'une superposition de collisions indépendantes proton-proton. Une valeur de  $R_{AA}$  inférieure à 1 met en évidence une suppression des hadrons produits par la collision noyau-noyau. La figure 2.10 représente le facteur de modification mesuré par l'expérience ALICE dans le cas des hadrons chargés inclusifs. Il indique plusieurs régimes avec un domaine au-delà de 8 GeV/c, qui peut être interprété comme provenant de la perte



d'énergie des partons, et un domaine d'impulsions inférieures à 8 GeV/c qui semble montrer une combinaison des effets de perte d'énergie du parton et des effets collectifs propres au milieu lui-même (en particulier le flot transverse). Un degré de précision supplémentaire peut finalement être apporté par l'identification des particules qui permet d'accéder à la perte d'énergie de partons de nature différente (gluon, quark léger et lourd).

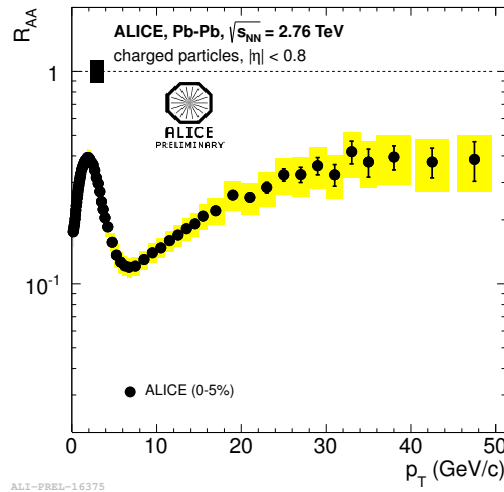


FIGURE 2.10: Facteur de modification nucléaire ( $R_{AA}$ ) des hadrons chargés en fonction de l'impulsion transverse ( $p_T$ ) mesuré par l'expérience ALICE en collision Pb-Pb à  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV de centralité 0-5% [99].

Le facteur de modification nucléaire apporte des informations sur la quantité d'énergie perdue par les partons lors de la traversée du milieu, mais il ne permet pas d'étudier la manière dont cette énergie est redistribuée. Il est par exemple impossible de déterminer l'énergie à laquelle les gluons sont rayonnés, ni l'angle avec lequel ils sont émis par le parton. Pour accéder à ce type d'information, il est nécessaire d'étudier de manière simultanée l'ensemble des hadrons produits par la collision.

**Corrélations hadron-hadron** : cette méthode utilise une approche statistique en étudiant les corrélations angulaires et énergétiques entre les hadrons d'un même événement. Au niveau des processus durs, la réaction la plus probable consiste à avoir un état final composé de deux partons émis à  $180^\circ$ . La distribution azimuthale des hadrons par rapport à une particule de référence (généralement la particule la plus énergétique de l'événement) prend alors la forme de deux pics distincts correspondant à  $\Delta\Phi = 0^\circ$  et  $180^\circ$  (voir figure 2.11). L'étude des caractéristiques de ces pics, comme leur largeur ou leur intégrale, apporte des informations sur la modification des hadrons par le milieu. Le phénomène de suppression des hadrons doit en effet conduire à une diminution de l'amplitude des pics en collision noyau-noyau (comparé au cas d'une collision proton-proton). De plus, les pertes d'énergie radiatives sous forme de rayonnement de gluons doivent conduire à un élargissement de la distribution angulaire des hadrons. La valeur de cet élargissement apporte des informations sur l'angle d'émission des gluons rayonnés. Sur la figure 2.11, la comparaison des distri-

butions azimuthales di-hadrons obtenues pour les collisions proton-proton et noyau-noyau indique clairement une suppression importante des hadrons émis à l'opposé de la particule prise comme référence.

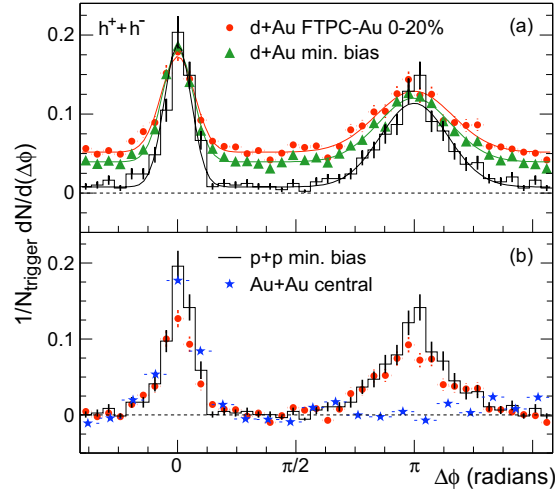


FIGURE 2.11: (a) Distribution azimuthale à deux particules pour des collisions d+Au centrale et de biais minimum, ainsi que des collisions p+p. (b) Comparaison des distributions azimuthales à deux particules pour des collisions centrales d+Au, des collisions p+p et des collisions centrales Au+Au dans l'expérience STAR [100].

Il faut cependant noter que la sélection d'un hadron particulier comme référence peut biaiser l'origine du processus dur au sein du milieu. Comme l'indique la figure 2.12, la production des deux partons émis dos-à-dos ne sera pas distribuée uniformément dans le milieu, mais préférentiellement près de la surface correspondant à l'hémisphère du hadron de référence. Ce biais de surface conduit à une perte d'énergie faible du côté de hadron de référence tandis que le parton émis à  $180^\circ$  devra traverser la quasi totalité du milieu avant de s'hadroniser.

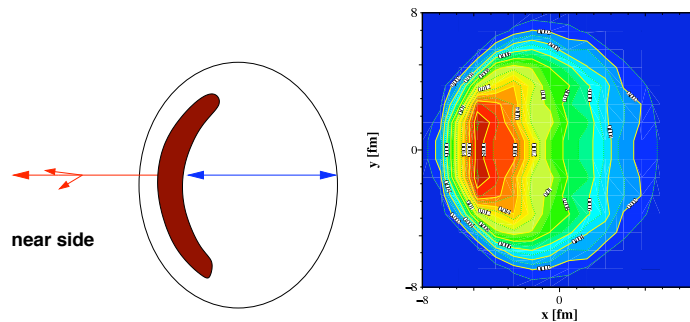


FIGURE 2.12: Gauche : illustration du biais de surface lié à la position du vertex de production des partons ; Droite : simulation de la densité de probabilité de position du vertex de production du hadron de référence ( $8 < p_T < 15$  GeV/c) [101].

Les corrélations di-hadrons apportent des informations plus précises que celles obtenues à partir du facteur de modification nucléaire. En étudiant les corrélations entre hadrons dans une gamme d'énergie définie (coupure en énergie sur le hadron de référence et sur les hadrons corrélés), il est en effet possible d'étudier la manière dont l'énergie perdue par le parton est redistribuée au sein du milieu en fonction de l'énergie du parton initial.

**Jets de particules :** les processus de fragmentation et d'hadronisation des partons conduisent à la production de particules plus ou moins collimées autour d'un axe : les jets. L'intérêt majeur des jets dans l'étude de la perte d'énergie des partons dans le milieu est d'associer entre eux les hadrons provenant de la fragmentation d'un même parton. Comme dans le cas des hadrons inclusifs, il est possible de mesurer le facteur de modification nucléaire des jets de particules ( $R_{AA}^{jet}$ ). Dans le cas des jets, ce facteur dépend de deux paramètres supplémentaires liés aux algorithmes utilisés pour la reconstruction des jets : le rayon du cône de détection ( $R$ ) et le seuil en impulsion transverse des hadrons inclus dans la reconstruction du jet ( $p_T^{seuil}$ ). Les pertes d'énergie radiatives se faisant sous la forme de rayonnement de gluons émis avec un angle plus ou moins important, la valeur du  $R_{AA}^{jet}$  peut varier en fonction de la taille de cône utilisée dans les algorithmes de reconstruction. Dans le cas idéal d'un cône suffisamment grand pour inclure la totalité des particules résultant de l'hadronisation des gluons rayonnés, le paramètre  $R_{AA}^{jet}$  doit tendre vers 1. Si le  $R_{AA}^{jet}$  mesuré est inférieur à 1, cela signifie qu'une fraction de l'énergie perdue par le parton dans le milieu n'a pas été récupérée sous forme de hadrons dans le jet. L'autre paramètre important est le seuil en impulsion transverse des particules incluses dans la reconstruction du jet. Selon la valeur de ce seuil, une fraction plus ou moins importante des gluons rayonnés par le parton sera récupérée dans le jet. Ces gluons étant de faible énergie, le facteur  $R_{AA}^{jet}$  doit être d'autant plus petit (suppression forte) que le seuil en impulsion est grand. L'étude de la distribution du paramètre  $R_{AA}^{jet}$  en fonction de ces deux paramètres ( $R_{cone}$  et  $p_T^{seuil}$ ) permet ainsi d'accéder aux caractéristiques spatiales (distribution angulaire) et énergétiques de la perte d'énergie du parton dans le milieu.

L'étude des jets permet également une étude directe de la redistribution en énergie des particules à partir de l'estimation des fonctions de fragmentation partonique. Les pertes d'énergie radiatives des partons doivent théoriquement conduire à une redistribution en énergie des hadrons au sein du jet : les hadrons de haut- $p_T$  sont supprimés alors que les gluons rayonnés augmentent le nombre de hadrons de bas- $p_T$ . La fragmentation est généralement représentée par la distribution du paramètre  $\xi = \log(E_{parton}/E_{hadron})$ . La figure 2.13 représente les modifications attendues pour un parton d'énergie  $E = 7$  GeV et  $E = 100$  GeV. Dans le vide, la distribution  $dN/d\xi$  fait apparaître une structure caractéristique appelée "Hump-Back Plateau" [103]. Il apparaît alors que l'interaction du parton dans le milieu se traduit par une augmentation du nombre de hadrons de bas- $p_T$  (ou grand  $\xi$ ) et par une diminution du nombre de hadrons de haut- $p_T$  (ou bas  $\xi$ ).

La comparaison de la fragmentation des partons dans les collisions proton-proton et noyau-noyau nécessite au préalable de définir précisément le terme de "fonction de fragmentation". Dans les collisions proton-proton, l'énergie totale du jet reconstruit est une bonne approximation de l'énergie initiale du parton à l'origine du jet. La fonction de fragmentation déterminée

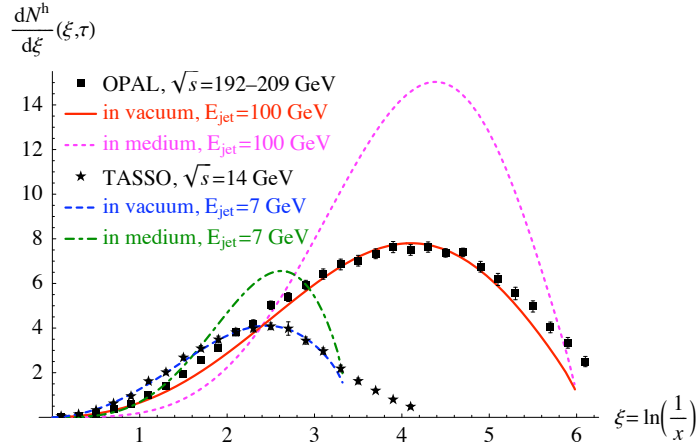


FIGURE 2.13: Distribution inclusive de hadron en fonction de  $\xi = \log(E_{jet}/p)$ . Les données  $e^+e^-$  de TASSO et OPAL sont comparées aux fonctions de fragmentation dans le vide (lignes solide rouge et tiretée bleue) et aux fonctions de fragmentation modifiées par le milieu (lignes tiretées rose et verte) [102].

à partir de la distribution du paramètre  $\xi = \log(E_{jet}/p)$  est alors une bonne approximation de la fonction de fragmentation partonique (distribution du paramètre  $\xi = \log(E_{parton}/p)$ ). Dans le cas des collisions noyau-noyau, cette approximation n'est plus valable. La fonction de fragmentation déterminée à partir de l'énergie  $E_{jet}$  ne correspond pas à la fonction de fragmentation du parton initial car l'énergie de ce dernier peut différer de l'énergie totale du jet reconstruit à cause de l'énergie dissipée dans le milieu. Pour accéder à la véritable fonction de fragmentation (au sens théorique du terme), il faut ainsi être en mesure d'estimer l'énergie initiale du parton, autrement dit l'énergie avant son interaction dans le milieu.

#### 2.4.2 Corrélation photon/ $\pi^0$ -hadron

Il est possible d'estimer l'énergie initiale du parton en sélectionnant des événements de type "gamma-jet" pour lesquels un photon est émis dos-à-dos avec un parton. Les deux processus durs à l'origine des événements gamma-jet sont, à l'ordre dominant, la diffusion Compton ( $g + q \rightarrow \gamma + q$ ) et l'annihilation quark anti-quark ( $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$ ). Pour ces deux processus, l'énergie du photon est égale à celle du parton émis à  $180^\circ$  : une mesure expérimentale de l'énergie du photon permet ainsi d'accéder directement à l'énergie initiale du parton. Comme le photon est insensible à l'interaction forte, il présente l'avantage de n'être quasiment pas modifié par le milieu, permettant également une mesure non-biaisée de l'énergie initiale du parton dans les collisions noyau-noyau. Il faut noter que des effets tels que le mouvement intrinsèque des partons dans l'état initial de la collision (mouvement de Fermi) et les corrections d'ordres supérieurs peuvent venir détériorer l'équivalence entre l'énergie du photon et celle du parton. Ces effets restent cependant relativement faibles aux énergies considérées.

L'analyse des événements gamma-jets permet de calculer la fonction de fragmentation du parton en utilisant comme référence l'énergie du photon qui correspond à l'énergie initiale

du parton avant son interaction avec le milieu. L'étude de la fragmentation peut se faire soit en reconstruisant le jet de particules, soit par l'intermédiaire des corrélations entre le photon et les hadrons émis dans l'hémisphère opposé (figure 2.14). La reconstruction des jets en collision noyau-noyau est une étape expérimentale compliquée à cause du bruit de fond inhérent à l'événement. Ce bruit de fond peut atteindre plusieurs centaines de GeV selon la taille du jet considérée. La soustraction du bruit lors de la reconstruction du jet induit des fluctuations importantes qui imposent une énergie minimale des jets reconstruits (de l'ordre de 30 GeV). Dans le cas des corrélations, le fait de ne pas reconstruire le jet permet d'étudier la fragmentation des partons à partir d'une énergie plus faible (typiquement 5 GeV). Les deux méthodes sont ainsi complémentaires, et permettent d'accéder à une gamme en énergie très importante.

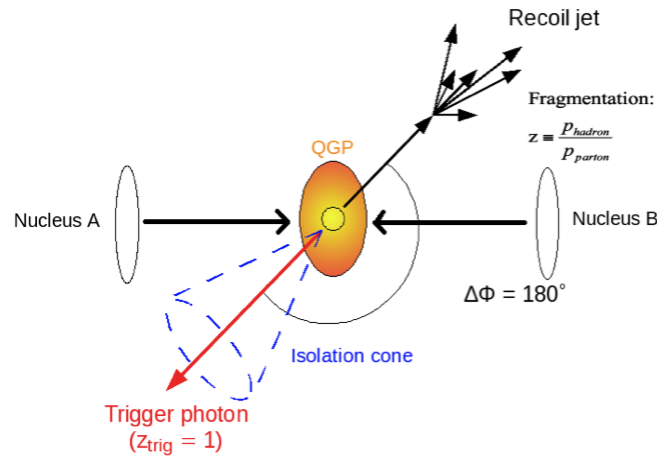


FIGURE 2.14: Illustration de l'analyse des corrélations photon-hadron.

L'étude de la fragmentation des partons à partir des corrélations photon-hadron constitue l'axe central de cette thèse. Les deux observables privilégiées de cette étude sont les corrélations angulaires azimuthales ( $\Delta\phi = \phi^{photon} - \phi^{hadron}$ ) et la fonction de fragmentation du parton approximée par la distribution du paramètre  $x_E$  :

$$x_E = \frac{-\vec{p}_T^\gamma \cdot \vec{p}_T^{hadron}}{|\vec{p}_T^\gamma|^2} \approx \frac{\vec{p}_T^{parton} \cdot \vec{p}_T^{hadron}}{|\vec{p}_T^{parton}|^2} \equiv z_T \quad (2.12)$$

Une des principales difficultés expérimentales réside dans la sélection des événements gamma-jet. Cette sélection repose sur l'identification des photons appelés "photons prompts", autrement dit les photons produits directement par le processus dur.

Ce travail de thèse s'intéresse également à la possibilité d'utiliser des événements  $\pi^0$ -jets pour la mesure de la fragmentation du parton. En effet, les corrélations  $\pi^0$ -hadron possèdent une statistique beaucoup plus importante que les corrélations photon-hadron. La comparaison entre ces deux types de sondes permet par ailleurs de tester différents scénarios de perte d'énergie dans le milieu.



# 3

## Collisions d'ions lourds ultra-relativistes

### Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Caractéristiques de la collision</b>	<b>46</b>
3.1.1	Cinématique relativiste	46
3.1.2	Pouvoir d'arrêt	46
3.1.3	Centralité	47
<b>3.2</b>	<b>Effets nucléaires froids</b>	<b>49</b>
3.2.1	Fonctions de structure $F_2^A$	50
3.2.2	Fonction de distribution partonique nucléaire (nPDF)	51
<b>3.3</b>	<b>De 1987 à hier</b>	<b>52</b>
3.3.1	CERN-SPS : premières signatures du plasma de quarks-gluons	53
3.3.2	BNL-RHIC : mise en évidence du <i>quenching</i>	53
<b>3.4</b>	<b>État de l'art : apport du LHC</b>	<b>55</b>
3.4.1	Variables globales	55
3.4.2	Interactions parton-milieu	58

Les progrès de la physique des ions lourds sont indissociables de ceux de la physique des accélérateurs. Près de trente années se sont écoulées entre la mise en activité du premier accélérateur d'ions lourds relativistes, le Bevalac au LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory), et les expériences réalisées au Large Hadron Collider (LHC) au CERN. L'objectif de ce chapitre est de fournir un panorama des résultats expérimentaux majeurs de la physique des ions lourds afin de définir notre degré de compréhension actuel.

Nous commencerons par introduire la cinématique des collisions d'ions lourds, en particulier le concept de centralité. Nous décrirons ensuite les effets nucléaires "froids" dont la compréhension est indispensable à l'étude du plasma de quark-gluon. Nous terminerons par une présentation des résultats produits durant les 20 dernières années, et nous discuterons l'apport du LHC à la physique des ions lourds en insistant sur les observables relatives à la problématique de cette thèse.

### 3.1 Caractéristiques de la collision

#### 3.1.1 Cinématique relativiste

La description cinématique d'une collision de particules passe avant tout par le choix d'un référentiel. Les deux référentiels couramment utilisés sont le référentiel du laboratoire (LB) et le référentiel du centre de masse (CDM). L'énergie disponible dans le centre de masse pour la production de particules dépend du type de collision (cible fixe, collision frontale). Au sein du référentiel, la coordonnée le long de l'axe du faisceau de particules est appelée "coordonnée longitudinale" (axe  $z$ ), les deux coordonnées perpendiculaires à cet axe étant appelées "coordonnées transverses" (axe  $x$ - $y$ ). L'impulsion d'une particule peut ainsi être décomposée en une composante longitudinale  $p_z$  et une composante transverse  $\vec{p}_T$  qui est invariante par translation selon l'axe  $\vec{z}$ . Une variable sans dimension, la rapidité ( $y$ ), est utilisée pour décrire la dynamique des collisions de particules relativistes. Soit une particule d'énergie  $E$ , de vitesse longitudinale  $\beta$  et d'angle d'émission  $\theta$  :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\sqrt{m^2 + p^2} + p \cos\theta}{\sqrt{m^2 + p^2} - p \cos\theta}\right) \quad (3.1)$$

L'intérêt d'utiliser la rapidité vient du fait que sa distribution ne change pas lors d'un changement de référentiel. Le passage du référentiel du laboratoire à celui du centre de masse entraîne un décalage constant de telle sorte que :

$$y_{LB} = y_{CDM} + y_{beam}/2 \quad (3.2)$$

Pour des collisions ultra-relativistes ( $p \gg m$ ), il est possible de définir une autre variable appelée "pseudo-rapacité" ( $\eta$ ) qui dépend uniquement de l'angle  $\theta$  :

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p + p \cos\theta}{p - p \cos\theta}\right) \approx y \quad (3.3)$$

#### 3.1.2 Pouvoir d'arrêt

L'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds dépend à la fois du type de noyau considéré et de l'énergie de la collision. Ces caractéristiques sont prises en compte via le "pouvoir d'arrêt nucléaire", un paramètre qui correspond à la quantité d'énergie que perdent les nucléons des noyaux durant l'interpénétration. Alors qu'à faible énergie les deux noyaux se freinent mutuellement (accélérateur AGS), l'augmentation de l'énergie de la collision ( $\sqrt{s} > 100$  GeV/nucléon, accélérateurs RHIC et LHC) fait apparaître une saturation du pouvoir d'arrêt : les nucléons ne perdent plus toute leur énergie et traversent le noyau opposé (phénomène de transparence). Ces deux schémas de collisions sont décrits respectivement par les modèles de Landau [82] et de Bjorken [76], représentés sur la figure 3.1. La saturation du pouvoir d'arrêt conduit finalement à une diminution de la densité baryonique  $\mu_B$  (section 2.1) : dans une collision de faible énergie, les nucléons sont directement impliqués via les quarks de valence ( $\mu_B \neq 0$ ), mais lorsque l'énergie est suffisante pour atteindre le



régime de transparence, les nucléons se "traversent" et les gluons (et les quarks de la mer) dominant la collision ( $\mu_B = 0$ ).

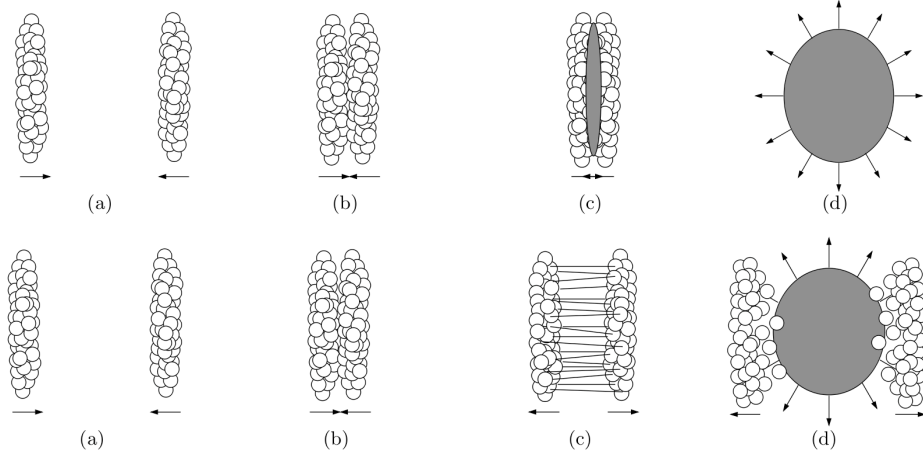


FIGURE 3.1: Haut : illustration d'une collision noyau-noyau vue par le modèle de Landau ; Bas : illustration d'une collision noyau-noyau vue par le modèle de Bjorken.

### 3.1.3 Centralité

La description de la géométrie de la collision, ou centralité, fait appel au "paramètre d'impact" ( $\vec{b}$ ) défini comme la distance transverse entre les barycentres des deux noyaux (figure 3.2). Une collision centrale correspond à un choc frontal entre les deux noyaux ( $b \approx 0$ ), alors qu'une collision périphérique ne met en jeu qu'une partie de chacun des noyaux ( $b > 0$ ). La zone d'interaction est ainsi d'autant plus grande que le paramètre d'impact est petit. Par conséquent, la densité d'énergie est beaucoup plus importante pour des collisions centrales que pour des collisions périphériques, ces dernières ne permettant généralement pas d'atteindre les conditions thermodynamiques nécessaires à la formation du plasma de quark-gluon. La description géométrique de la collision fait intervenir deux types de nucléons : les nucléons participants et les nucléons spectateurs. Comme les nucléons spectateurs gardent leur vitesse longitudinale et émergent autour d'un angle de  $0^\circ$ , il est expérimentalement impossible de les mesurer. Des estimations théoriques, rassemblées sous le terme générique de "modèle de Glauber"<sup>1</sup> [104], ont alors été développées pour relier le paramètre d'impact aux observables expérimentales. Le modèle de Glauber modélise la collision noyau-noyau comme une superposition de collisions nucléon-nucléon, en faisant l'approximation d'une trajectoire rectiligne des nucléons (approximation eikonale)<sup>2</sup>.

Considérons la collision d'un noyau A (contenant A nucléons) et d'un noyau B (contenant B nucléons) avec un paramètre d'impact  $\vec{b}$  (figure 3.2). La densité de nucléons de chacun des

1. le terme "modèle de Glauber" est utilisé en référence aux travaux de Roy Glauber sur les collisions nucléaires dans les années 1950.

2. Il existe en fait deux approches du modèle de Glauber : le modèle optique et l'approche Monte-Carlo. Le lecteur intéressé par la spécificité de chacune de ces approches peut se référer à [105].

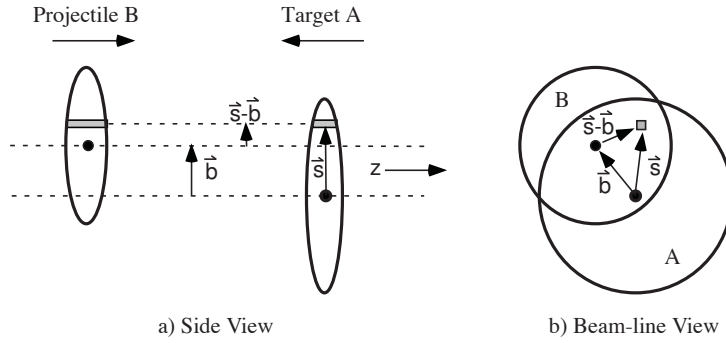


FIGURE 3.2: Représentation schématique de la géométrie du modèle de Glauber, avec une vue longitudinale (a) et transverse (b) [105].

noyaux est généralement paramétrisée par une distribution de Fermi :

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + \omega(r/R)^2}{1 + \exp(\frac{r-R}{a})} \quad (3.4)$$

où  $\rho_0$  représente la densité nucléaire au centre du noyau ( $\sim 0.17 \text{ GeV/fm}^3$ ),  $R$  le rayon du noyau,  $a$  ( $\approx 0.5 \text{ fm}$ ) l'épaisseur de peau du noyau et  $\omega$  une fonction caractérisant la déviation par rapport à une forme sphérique. La probabilité (par unité d'aire transverse) qu'un nucléon soit localisé dans un élément de surface situé à une distance  $\vec{s}$  du centre du noyau A ( $\vec{s} - \vec{b}$  pour le noyau B) est donnée par la fonction d'épaisseur (*thickness function*),

$$T_A(\vec{s}) = \int \rho_A(\vec{s}, z_A) dz_A \quad (3.5)$$

où  $\rho_A(\vec{s}, z_A)$  représente la probabilité normalisée (par unité de volume) de trouver un nucléon en  $(\vec{s}, z_A)$ . Le produit  $T_A(\vec{s})T_B(\vec{s} - \vec{b})$  correspond alors à la probabilité (par unité de surface) d'avoir deux nucléons localisés dans un élément de surface où les noyaux se superposent (voir figure 3.2 droite). La probabilité totale que deux nucléons se recouvrent spatialement, appelée "fonction de recouvrement nucléaire (*overlap function*)", est définie comme :

$$T_{AB}(\vec{b}) = \int T_A(\vec{s})T_B(\vec{s} - \vec{b}) d^2\vec{s} \quad (3.6)$$

Le probabilité d'interaction doit tenir compte de la section efficace inélastique nucléon-nucléon ( $\sigma_{NN}^{inel}$ ) :

$$P_{AB}(\vec{b}) = T_{AB}(\vec{b})\sigma_{NN}^{inel} \quad (3.7)$$

À partir de cette probabilité, il est finalement possible de déduire le nombre de collisions binaires :

$$N_{coll}(\vec{b}) = AB T_{AB}(\vec{b})\sigma_{NN}^{inel} \quad (3.8)$$

Le nombre de nucléons participant à la collision est quant à lui donné par la relation :

$$N_{part}(\vec{b}) = A \int T_A(\vec{s}) [1 - \exp^{-\sigma_{NN}^{inel} T_B(\vec{s}-\vec{b})}] d^2\vec{s} + B \int T_B(\vec{s}-\vec{b}) [1 - \exp^{-\sigma_{NN}^{inel} T_A(\vec{s})}] d^2\vec{s} \quad (3.9)$$

L'estimation de la centralité d'une collision se base sur la mesure expérimentale de la multiplicité des particules chargées  $d\sigma/dN_{ch}$ . Cette distribution est ajustée par une estimation obtenue à l'aide d'une simulation numérique combinant un modèle de production de particules et un modèle de Glauber pour lequel les paramètres  $\vec{b}$ ,  $N_{part}$  et  $N_{coll}$  sont connus événement par événement. L'ajustement permet alors de relier dans chaque classe de centralité, définie comme une fraction de la distribution totale de particules chargées, la mesure expérimentale  $dN_{event}/dN_{ch}$  au paramètre d'impact théorique. La figure 3.3 représente la distribution des particules chargées  $d\sigma/dN_{ch}$  en fonction de la multiplicité  $N_{ch}$ . Cette distribution est reliée au paramètre d'impact ( $b$ ) et au nombre de nucléons participants ( $N_{part}$ ). La centralité est généralement exprimée en pourcentage de la section efficace totale, la classe de centralité [0-10]% correspondant par exemple aux 10% des événements les plus centraux.

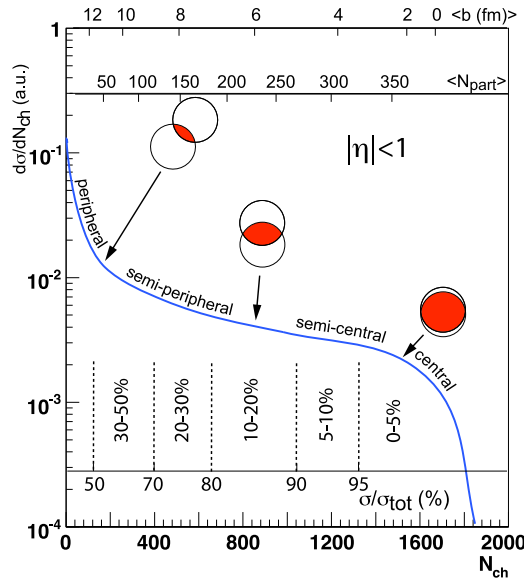


FIGURE 3.3: Illustration de la centralité d'une collision (centrale, semi-périphérique, périphérique) en fonction de la multiplicité  $N_{ch}$ , du paramètre d'impact  $b$  et du nombre de nucléons participants  $N_{part}$  [105].

## 3.2 Effets nucléaires froids

Une collision noyau-noyau ne peut pas être interprétée comme une simple superposition de collisions nucléon-nucléon. Des interactions entre partons dans l'état initial (entre hadrons dans l'état final), appelées effets nucléaires froids, peuvent en effet modifier le spectre des hadrons produits par la collision. Ces effets doivent être compris afin de séparer la contribution de l'état initial (noyaux froids) et de l'état final (plasma de quarks-gluons) dans la

modification des spectres de hadrons de haut- $p_T$ . L'état initial est étudié dans les collisions asymétriques proton-noyau (pA). La densité d'énergie fournie par ce type de collisions est supposée insuffisante pour la formation du plasma de quark-gluon, permettant ainsi d'associer les effets expérimentaux observés aux effets nucléaires froids uniquement.

### 3.2.1 Fonctions de structure $F_2^A$

Certains de ces effets nucléaires froids ont été mis en évidence dans les années 1980 par l'étude des fonctions de structure de noyaux plus ou moins lourds [106]. Des expériences de diffusion profondément inélastique ont alors montré que la fonction de structure  $F_2^A$  d'un noyau A diffère de celle du deutérium  $F_2^d$  utilisée comme référence<sup>3</sup>. Cette modification est étudiée via le paramètre :

$$R_{F_2^A}(x, Q^2) = \frac{F_2^A(x, Q^2)}{A F_2^N(x, Q^2)} \quad (3.10)$$

La valeur de ce paramètre, autrement dit l'impact des effets nucléaires sur la fonction de structure, dépend de la fraction d'impulsion portée par le parton  $x$  et du transfert d'impulsion  $Q^2$ . Comme la fonction de structure est directement liée aux distributions partoniques (section 1.2), le facteur  $R_{F_2^A}$  permet de déterminer l'impact des effets nucléaires sur la section efficace de production des hadrons. Les effets nucléaires sont communément séparés en quatre grandes régions [107], comme l'illustre la figure 3.4 :

- $R_{F_2^A} < 1$  pour  $x \lesssim 0.1$  : saturation de la densité de gluons (*shadowing*).
- $R_{F_2^A} > 1$  pour  $0.1 \lesssim x \lesssim 0.3$  : région d'anti-shadowing.
- $R_{F_2^A} < 1$  pour  $0.3 \lesssim x \lesssim 0.8$  : effets nucléaires EMC (modification de la distribution en impulsion des quarks).
- $R_{F_2^A} > 1$  pour  $x \gtrsim 0.8$  : mouvement de Fermi des partons dans les nucléons.

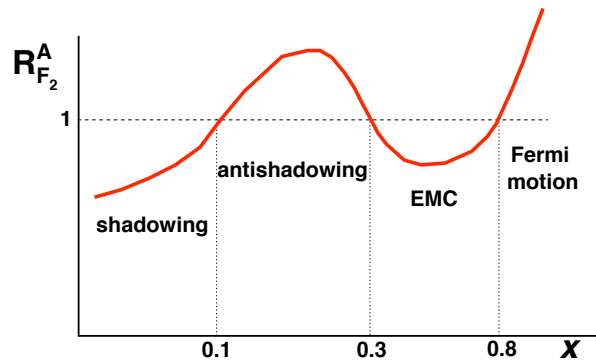


FIGURE 3.4: Illustration du paramètre  $R_{F_2^A}$  en fonction de  $x$  (pour un  $Q^2$  fixé) [108].

3. les effets nucléaires faibles dans le deutérium permettent de considérer  $F_2^d$  comme une approximation moyennée sur l'isospin de la fonction de structure du nucléon  $F_2^N$ .

### 3.2.2 Fonction de distribution partonique nucléaire (nPDF)

Un des moyens utilisés pour tenir compte des effets nucléaires froids consiste à les inclure dans des fonctions de distributions de partons nucléaires (nPDF). Les nPDFs sont paramétrisées, pour une valeur de  $Q^2$  donnée, via un ajustement des données provenant de la diffusion profondément inélastique lepton-noyau et de processus Drell-Yan proton-noyau, puis calculées pour différentes valeurs de  $Q^2$  en résolvant les équations d'évolution DGLAP (section 1.2). Dans la région des petits  $x$ , les mesures expérimentales montrent une diminution (dépendante du  $Q^2$ ) de la section efficace de production des hadrons (figure 3.5).

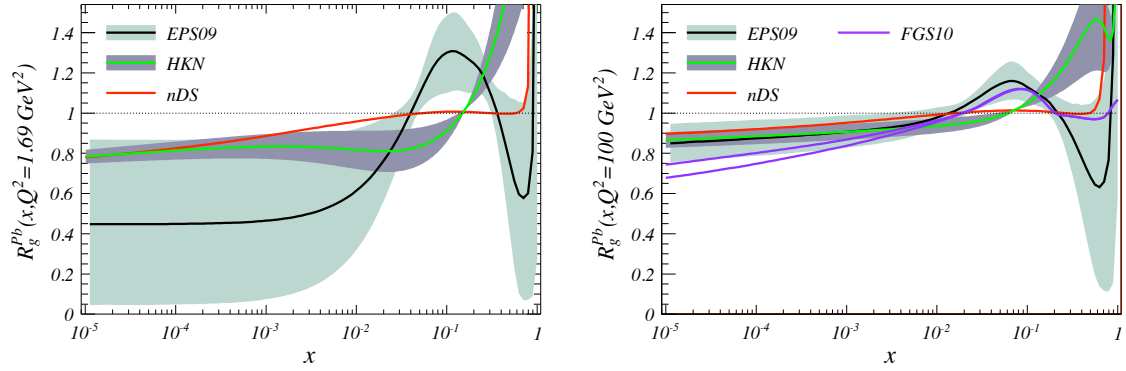


FIGURE 3.5: Paramétrisation actuelle des nPDFs présentée comme le rapport entre la distribution de gluons dans le noyau Pb sur la distribution de gluon dans le proton, obtenue par les ajustements globaux NLO EPS09 [109], HKNO7 [110] et nDS [111] pour deux valeurs de virtualité différentes  $Q^2 = 1.69 \text{ GeV}^2$  et  $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$ . Pour la virtualité  $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$ , les résultats FGS10 [112] sont également représentés, calculés à partir de la section efficace DIS mesurée à HERA [113].

Les mesures effectuées à RHIC en collision d-Au ont démontré la nécessité de prendre en compte les effets nucléaires froids dans l'étude du plasma de quark-gluon [114]. Les effets dominants sont le *shadowing* et l'effet Cronin, relié aux diffusions multiples des nucléons dans le noyau [115]. Deux approches se sont développées de manière parallèle pour tenter d'apporter une explication théorique aux résultats expérimentaux de RHIC : un modèle de type "Color Glass Condensate" (section 2.2), et une modification de la paramétrisation des nPDFs. L'expérience PHENIX à RHIC a mesuré le facteur de modification nucléaire  $R_{dA}$  dans le cas des photons directs, des électrons et de différents hadrons, permettant ainsi de tester la validité des approches théoriques. Comme le montre la figure 3.6, les paramétrisations des nPDF (EPS09 dans ce cas) sont en bon accord avec la mesure expérimentale. D'un point de vue plus général, les incertitudes expérimentales restent cependant encore trop importantes pour permettre la confirmation d'un modèle particulier.

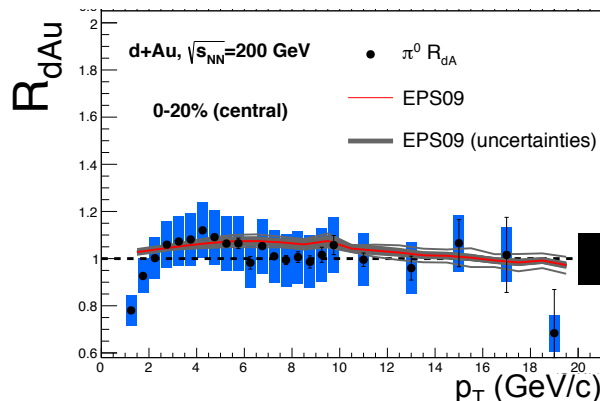


FIGURE 3.6: Facteur de suppression nucléaire  $R_{dA}$  du  $\pi^0$  pour la classe de centralité (0-20%). Les courbes noires représentent les prédictions théoriques des fonctions de distributions nucléaires EPS09 [116].

### 3.3 De 1987 à hier

Les programmes de physique des ions lourds relativistes ont réellement débuté en 1986 avec la mise en activité de l'Alternating Gradient Synchrotron (AGS) au BNL et du Super Proton Synchrotron (SPS) au CERN. Les expériences concernaient alors des collisions en cible fixe utilisant des noyaux relativement légers ( $A < 32$ ). En 1994, le CERN débute son "*Lead Beam Programme*", une expérience sur cible fixe utilisant des noyaux de Plomb qui se concrétisera en février 2000 par l'annonce de la première mise en évidence expérimentale d'un nouvel état de matière [117]. Au cours de cette année 2000, le Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) est mis en activité au BNL. Il s'agit du premier accélérateur dédié à la physique des ions lourds. Quatre expériences (BRAHMS, PHENIX, PHOBOS et STAR) y étudient des collisions frontales noyau-noyau.

Accélérateur	AGS	SPS	RHIC	LHC
Mise en activité	1986	1994	2000	2010
Lieu	BNL	CERN	BNL	CERN
Mode	fixe	fixe	collision	collision
Noyaux	<i>Au</i>	<i>Pb</i>	<i>Au</i>	<i>Pb</i>
Energie $\sqrt{s_{NN}}$ (GeV/n)	4.8	17.3	200	2760

TABLE 3.1: Caractéristiques principales des accélérateurs d'ions lourds.

Les premières expériences de physique des ions lourds ont concentré leurs efforts sur l'étude des caractéristiques générales des collisions noyau-noyau. Nous allons présenter ces observables à travers une revue (non-exhaustive) des résultats des expériences SPS au CERN et des expériences de l'accélérateur RHIC à Brookhaven<sup>4</sup>.

4. Pour une revue complète des principaux résultats du SPS et de RHIC, nous renvoyons le lecteur aux références [118] et [72].

### 3.3.1 CERN-SPS : premières signatures du plasma de quarks-gluons

Le programme ions-lourds du CERN-SPS a été mis en place dans le but de produire un nouvel état de la matière et de vérifier si ses propriétés correspondent à l'état de plasma déconfiné de quarks-gluons prédit par la QCD. En ce qui concerne les caractéristiques thermodynamiques du milieu, la densité d'énergie mesurée  $\epsilon_0 = \frac{1}{\pi R^2 \tau_0} \frac{dE_T}{dy} \Big|_{y \approx 0}$  est comprise entre 0 et 3.5 GeV/fm<sup>3</sup>, donc potentiellement supérieure à la densité critique permettant le passage à l'état de plasma de quark-gluon. De plus l'ajustement des taux de production de particules par des modèles statistiques (section 2.3) ont permis d'établir que le milieu formé au CERN-SPS possède une température de *freeze-out* chimique de l'ordre de 160 MeV et une densité baryonique  $\mu_B \approx 270$  MeV. La mise en évidence expérimentale d'un milieu en expansion hydrodynamique a pu être réalisée via la mesure de la distribution en masse transverse de hadrons identifiés (p,K, $\pi$ ). Les températures extraites par ajustement<sup>5</sup> de ces distributions sont approximativement égales pour les collisions proton-proton ( $T_\pi \approx T_K \approx T_p$ ) tandis qu'elles diffèrent sensiblement dans les collisions noyau-noyau ( $T_\pi < T_K < T_p$ ). Ce résultat s'accorde avec l'hypothèse d'un fluide en expansion émettant des particules qui possèdent de ce fait une vitesse transverse en plus de leur vitesse thermique. Les propriétés du milieu ont été étudiées, entres autres, par la mesure du spectre en masse invariante diélectrons  $e^+e^-$ . Alors que le spectre mesuré au SPS est bien reproduit expérimentalement pour les collisions proton-proton et proton-noyau à partir des sources hadroniques connues (décroissance des mésons vecteurs et décroissance Dalitz des mésons neutres), celui mesuré pour les collisions noyau-noyau diffère fortement des prédictions théoriques (figure 3.7). Cet effet d'augmentation à basse masse peut être expliqué par l'annihilation des pions thermiques ( $\pi + \pi \rightarrow e^+e^-$ ) indiquant ainsi la création d'un milieu chaud et dense lors de la collision. Les mesures effectuées sur le  $J/\Psi$  ont quant à elles mises en évidence une suppression de la production en collision centrale noyau-noyau, suppression interprétée à l'époque comme une preuve de la dissociation des paires  $c\bar{c}$  dans la matière nucléaire déconfinée (figure 3.7).

L'ensemble de ces résultats a été synthétisé dans un document publié au CERN en 2000 ([117]). Ce document précise que les données collectées permettent de conclure qu'un nouvel état de matière a bien été créé, avec une densité supérieure à vingt fois la densité nucléaire normale. Cet état présente beaucoup de caractéristiques attendues pour le plasma de quarks-gluons, mais les résultats du CERN-SPS ne sont pas suffisants pour conclure à l'existence d'un milieu déconfiné. Même si l'existence d'un système complexe au sein duquel se produisent des effets collectifs (différent de la simple superposition de collisions nucléon-nucléon indépendantes) est avérée, les résultats obtenus au CERN-SPS ne constituent que des preuves indirectes de l'existence du plasma de quarks-gluons.

### 3.3.2 BNL-RHIC : mise en évidence du *quenching*

La première interrogation lors de la mise en activité du RHIC a été de savoir si les énergies accessibles étaient bien au-delà de l'énergie critique de formation du PQG, permettant ainsi de s'éloigner de la zone de transition de phase et donc de caractériser de manière plus

5. L'ajustement des distributions en masse transverse est réalisée par une fonction du type  $E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \propto \exp(-\frac{m_T}{T})$ .

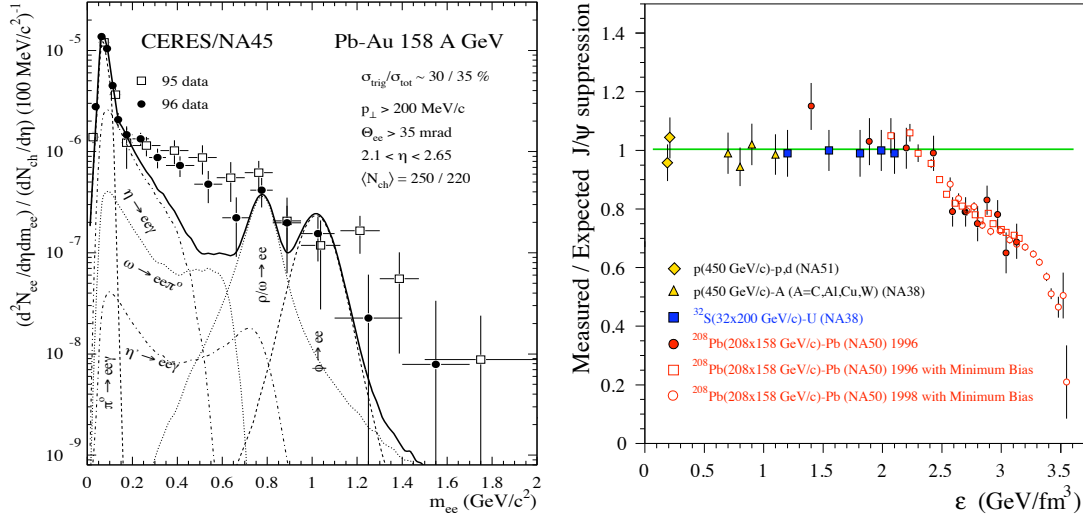


FIGURE 3.7: Gauche : spectre en masse invariante des paires  $e^+e^-$  produites dans les collisions Pb-Au à 158 A GeV/c. La ligne pleine représente le spectre théorique (somme de plusieurs contributions) estimé à partir des décroissances hadroniques en collisions pp et pA puis ajusté au cas des collisions Pb+Au [119]; Droite : taux de production du  $J/\Psi$  (normalisé par le taux de production attendu) en fonction de la densité d'énergie  $\epsilon$  mesuré par la collaboration NA50 [120].

précise les propriétés du milieu. Les mesures en énergie transverse  $E_T$  et en multiplicité de particules chargées ont permis d'estimer la densité d'énergie à environ  $4 \text{ GeV.fm}^{-3}$  pour des collisions Au+Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ , soit bien au-dessus de la valeur critique d'environ  $1 \text{ GeV.fm}^{-3}$ . Comme au CERN-SPS, les rapports de taux de production de particules ont fourni des informations sur l'équilibre thermochimique du milieu. L'ajustement des modèles thermodynamiques indique que le milieu formé en collision Au+Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  possède une température de *freeze-out*  $T \approx 156 \text{ MeV}$  et une densité baryonique  $\mu_B \approx 41 \text{ MeV}$ . Les mesures d'interférences HBT (section 2.3) ont quant à elles montré que le milieu produit à RHIC avait un volume supérieur à la taille d'un noyau d'or, confirmant ainsi l'hypothèse d'un milieu en expansion.

Un des résultats majeurs du RHIC a été la mise en évidence expérimentale de la suppression des hadrons de haute impulsion transverse dans les collisions Au+Au (figure 3.8). Ce phénomène, non-observé au CERN-SPS, a reçu le nom de *jet quenching*. Les résultats obtenus montrent un facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  des particules  $\pi^0$  et  $\eta$  nettement inférieur à 1 dans le cas des collisions centrales Au+Au. La suppression des hadrons a été interprétée comme la manifestation de la perte d'énergie des partons dans le plasma de quarks-gluons.

La majorité des hypothèses concernant l'existence du PQG ont ainsi été vérifiée par RHIC, mais la caractérisation précise de ses propriétés nécessite des mesures supplémentaires. Les expériences de l'accélérateur RHIC ont également ouvert la voie à l'étude des processus durs dans les collisions Au+Au, que ce soit via la suppression des hadrons de haut- $p_T$  ou via l'étude de la fragmentation des partons dans le milieu.



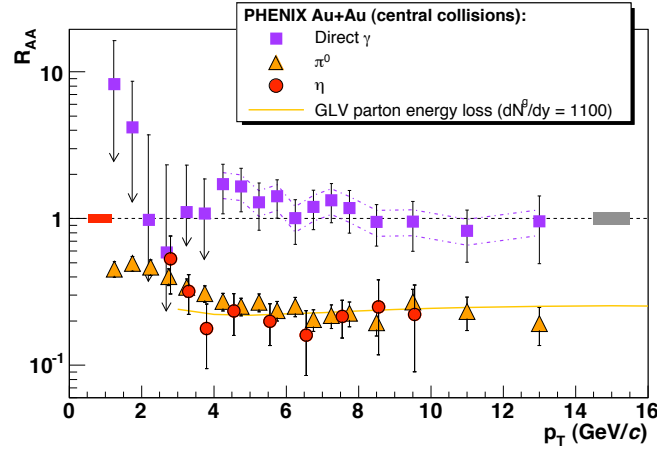


FIGURE 3.8: Facteurs de modification nucléaire des mésons  $\pi^0$ ,  $\eta$  et des photons directs mesurés au RHIC en collisions centrales Au-Au. La courbe jaune représente la prédiction théorique d'un modèle de perte d'énergie de type GLV appliqué au  $\pi^0$  [121].

### 3.4 État de l'art : apport du LHC

Les résultats produits par le SPS et par RHIC au début des années 2000 ont permis de mettre en évidence expérimentalement l'existence d'un milieu déconfiné dense et chaud pouvant être identifié au plasma de quarks-gluons. Les expériences se sont dès lors intéressées à une caractérisation plus précise des propriétés de ce milieu afin de permettre une comparaison quantitative avec les prédictions de la QCD sur réseau et des différents modèles théoriques disponibles.

Il est d'usage de distinguer les sondes hadroniques des sondes électromagnétiques. Les hadrons constituent la source d'informations la plus abondante, mais leur analyse est rendue difficile par les nombreuses interactions qu'ils subissent dans l'état final et qui viennent en partie masquer les informations de l'état initial. Contrairement aux hadrons qui ne sont produits qu'une fois la température d'hadronisation atteinte, les photons et les leptons sont émis durant toutes les phases d'évolution du PQG et n'interagissent que faiblement avec le milieu ( $\alpha \ll \alpha_s$ ). Ces sondes électromagnétiques peuvent en effet être produites directement par la collision d'ions lourds, par le plasma de quarks-gluons ou encore par la décroissance de hadrons. Les sondes permettant d'étudier le PQG sont ainsi diverses tant par leur nature que par leur énergie (de quelques MeV à plusieurs centaines de GeV).

#### 3.4.1 Variables globales

Un des objectifs actuels de la physique des ions lourds est la modélisation d'un scénario complet de l'évolution du milieu allant des fluctuations de l'état initial à la production des hadrons (*freeze-out*), en passant par l'expansion hydrodynamique. Le milieu formé par les collisions d'ions lourds ultra-relativistes au RHIC et au LHC est suffisamment dense et chaud pour atteindre rapidement un équilibre thermique local. La température du milieu peut être déterminée via la production de photons directs de basse-énergie, appelés "pho-

tons thermiques", qui constituent une source d'informations importante pour contraindre la dynamique du système. Les dernières mesures réalisées par la collaboration ALICE permettent d'estimer une température effective du milieu formé au LHC de  $304 \pm 51$  MeV (figure 3.9), la densité d'énergie étant quant à elle de l'ordre de  $8.5 \text{ GeV/fm}^3$ .

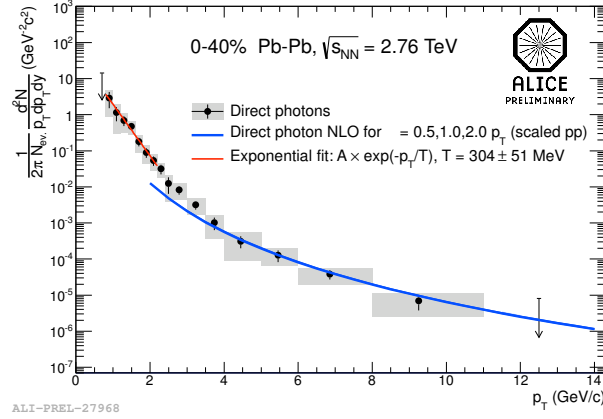


FIGURE 3.9: Spectre de production des photons directs mesurée par ALICE en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV. La courbe rouge représente l'ajustement exponentiel permettant d'extraire une température effective du milieu  $T \approx 304$  MeV [122].

Les conditions initiales du milieu sont étudiées à partir de la décomposition en série de Fourier du flot elliptique (section 2.3). Les résultats obtenus s'ajustent remarquablement avec les modèles numériques (figure 3.10) et permettent ainsi une description plus fine des fluctuations et inhomogénéités dans la distribution de la matière collision par collision. Ces mêmes mesures du flot elliptique permettent de montrer que la dynamique du milieu correspond à celle d'un fluide quasi-parfait, de très faible viscosité (divisée par la densité d'entropie)  $\eta/s \approx 0.2$  au LHC (figure 3.11).

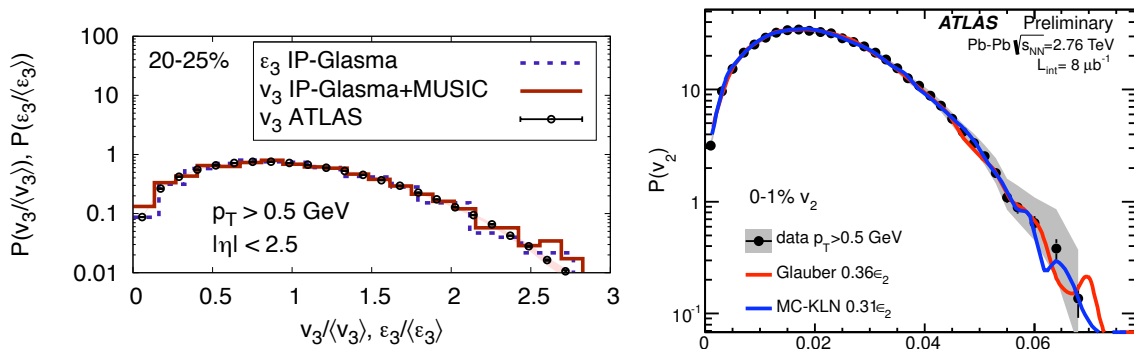


FIGURE 3.10: Prédictions théoriques du flot elliptique de type  $v_2$  et  $v_3$  avec le modèle IP-Glasma [123] et les modèles MC-KLN et MC-Glauber [124] comparées aux mesures expérimentales de la collaboration ATLAS.

Les taux de production de particules permettent quant à eux l'étude de la phase d'hadronisation, en particulier la détermination de la température de *freeze-out* chimique par

ajustement de modèles thermodynamiques (figure 3.12). La température d'hadronisation obtenue est de l'ordre de 150 MeV, confirmant l'hypothèse d'un refroidissement du milieu lors de son expansion.

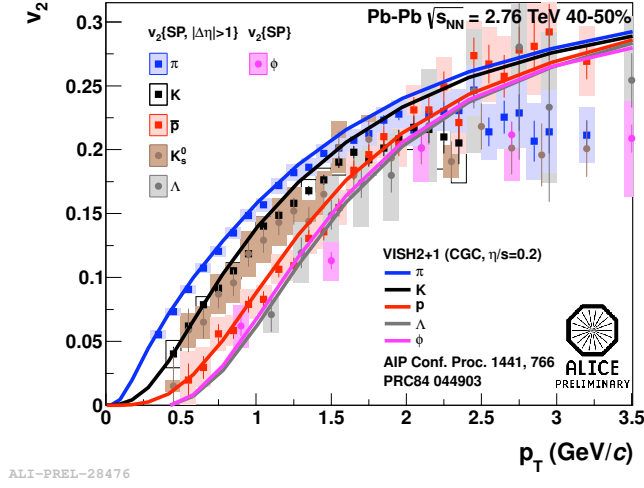


FIGURE 3.11: Mesures par la collaboration ALICE du flot elliptique  $v_2$  de différents hadrons en fonction du  $p_T$  comparées aux calculs théoriques d'un modèle hydrodynamique VISH2+1 utilisant comme paramètre une viscosité  $\eta/s = 0.2$  [125].

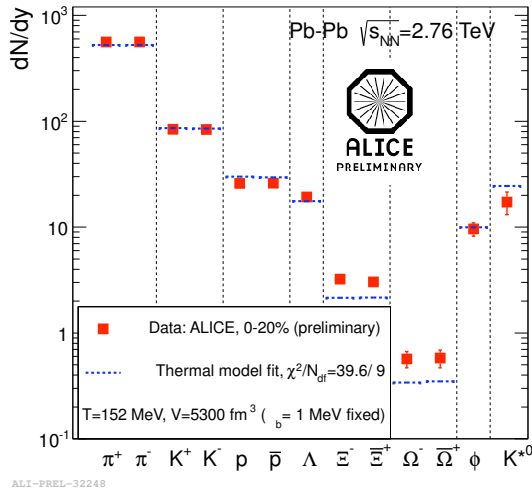


FIGURE 3.12: Taux de production de particules mesurés par la collaboration ALICE en collision centrale (0-20%) Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV comparés aux prédictions théoriques d'un modèle thermique statistique [126].

### 3.4.2 Interactions parton-milieu

Outre les variables globales qui permettent de caractériser le milieu produit lors des collisions Au-Au (RHIC) et Pb-Pb (LHC), il est possible d'étudier les propriétés du milieu formé à partir de l'interaction des partons. Ces interactions vont conduire à une modification du taux de production des particules de haut- $p_T$ .

#### Quarks lourds

L'étude des quarkonia, formées d'une paire  $c\bar{c}$ , permet de quantifier les effets d'écrantage de couleur liés aux interactions avec les quarks et les gluons du milieu (section 2.3). Les derniers résultats expérimentaux montrent que le méson  $J/\psi$  est moins supprimé au LHC qu'à RHIC alors que le milieu formé possède une température et une densité supérieure (figure 3.13). Cela pourrait s'expliquer par la compétition de différents effets comme les effets nucléaires froids, l'écrantage de couleur ou encore la recombinaison  $c\bar{c}$  qui doit théoriquement être plus importante au LHC qu'à RHIC à cause de la durée de vie et de la densité de paires  $c\bar{c}$  du plasma.

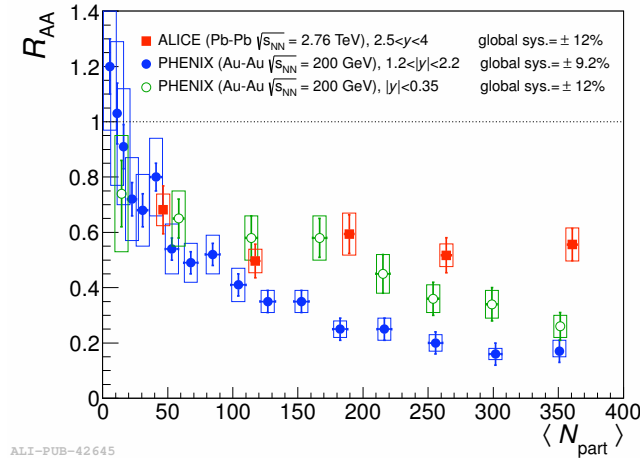


FIGURE 3.13: Facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction du nombre de nucléons participants en collision Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV mesuré par la collaboration ALICE. Les mesures sont comparées aux résultats de la collaboration PHENIX obtenus en collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV à grande et moyenne rapidité [127].

L'étude des différents états excités du quarkonium  $\Upsilon (b\bar{b})$ , de par leur différence d'énergie de liaison, permet également une meilleure compréhension des effets d'écrantage. La dissociation des états liés dépend en effet de la température du milieu et devrait apparaître de manière séquentielle en fonction de leur énergie de liaison respective. Le quarkonium  $\Upsilon(1S)$  possédant l'énergie de liaison la plus importante, sa température de dissociation doit être la plus élevée et il doit correspondre à l'état le moins supprimé. Les mesures expérimentales confirment cette hypothèse, apportant de ce fait une contrainte importante dans la détermination des caractéristiques du milieu déconfiné (figure 3.14).

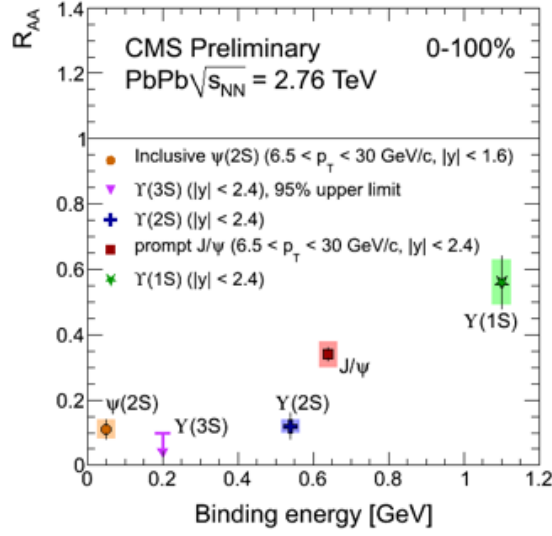


FIGURE 3.14: Facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  des quarkonia  $\Psi$ ,  $J/\Psi$  et  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$ ,  $\Upsilon(3S)$  mesurés par la collaboration CMS. Les données sont présentées en fonction de l'énergie de liaison respective de chacun des quarkonia [128] [129].

Outre les quarkonia, il est également possible d'étudier la suppression des hadrons provenant de la fragmentation d'un quark lourd. Selon la saveur du quark mis en jeu, les modèles prédisent en effet une interaction plus ou moins importante avec le milieu conduisant ainsi à un facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  différent selon le type de hadron considéré (section 2.3). La figure 3.15 apporte une possible confirmation aux prédictions théoriques en mesurant le rapport du facteur de suppression nucléaire des mésons D sur celui des pions chargés.

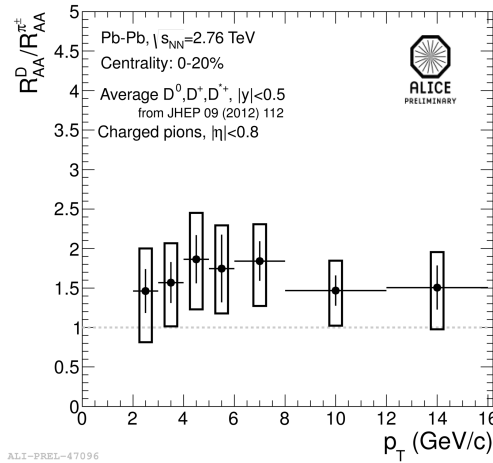


FIGURE 3.15: Rapport du facteur de modification nucléaire ( $R_{AA}$ ) des mésons D ( $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D^{+*}$ ) sur celui des pions chargés en fonction de l'impulsion transverse pour des collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV [130].

### Sondes électrofaibles

Les bosons de jauge  $\gamma$ ,  $Z^0$  et  $W^\pm$  étant neutres de couleur, leur perte d'énergie lors de la traversée du milieu doit théoriquement être très limitée. Le facteur de suppression nucléaire peut dans ce cas nous renseigner sur les effets nucléaires froids car il ne dépend que des modifications de l'état initial. Les résultats obtenus au LHC confirment l'absence de suppression des bosons de jauge, mais les incertitudes expérimentales restent trop importantes pour permettre une étude quantitative des distributions de partons nucléaires (figure 3.16).

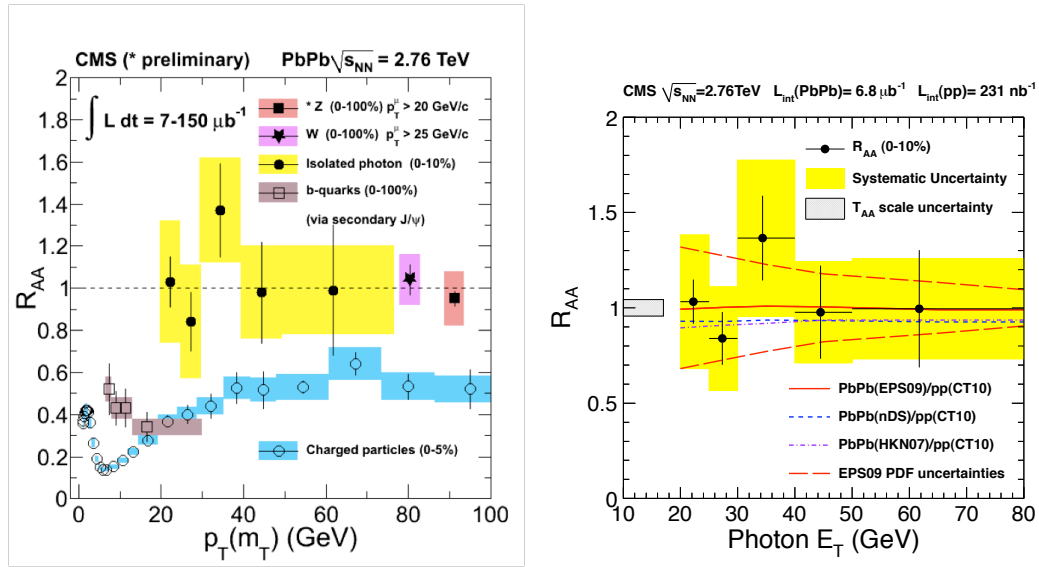


FIGURE 3.16: Facteur de modification nucléaire des hadrons chargés, des photons isolés, des bosons  $Z/W$  et des quarks  $b$  mesurés par la collaboration CMS en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. La figure de droite représente le facteur de modification nucléaire des photons isolés ainsi que les incertitudes théoriques liées aux distributions de partons nucléaires (pointillés rouges) [131].

### Perte d'énergie des partons

Depuis la mise en évidence de la suppression de hadrons à RHIC en 2001, de nombreuses mesures du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  ont été réalisées. La diversité des mesures expérimentales constitue une contrainte importante pour les différents modèles de perte d'énergie, ces derniers devant désormais s'ajuster simultanément à des énergies de collisions et des types de particules différentes. La figure 3.17 synthétise les résultats expérimentaux liés aux hadrons légers, ainsi qu'un certain nombre de modèles théoriques de perte d'énergie (chapitre 11).

Les mesures de jets de particules réalisées permettent de contraindre la fragmentation des partons ayant interagi avec le milieu. En étudiant en parallèle la suppression de la production des jets ( $R_{AA}^{jet}$ ) et la modification de leur fonction de fragmentation, il est en effet possible de comprendre la manière dont l'énergie perdue par les partons est redistribuée dans le milieu.

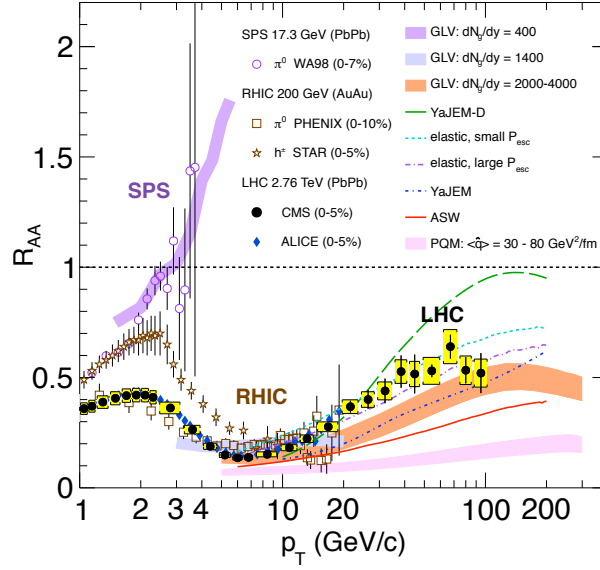


FIGURE 3.17: Facteurs de modification nucléaire  $R_{AA}$  mesurés au SPS, à RHIC et au LHC. Les lignes colorées représentent les prédictions des différents modèles de perte d'énergie [132].

Le premier résultat marquant du LHC dans ce domaine a été l'observation d'une asymétrie en énergie dans la mesure des corrélations di-jets (figure 3.18) [133] [134]. Cette asymétrie peut en effet être interprétée comme une conséquence directe de la perte d'énergie des partons dans les collisions Pb-Pb. La mesure du facteur de suppression des jets a par ailleurs montré que l'énergie perdue par le parton est rayonnée à très grands angles. Comme le montre la figure 3.19 (gauche), le facteur  $R_{AA}^{jet}$  est en effet du même ordre de grandeur que celui des hadrons chargés (figure 3.17) ce qui implique que l'énergie perdue par le parton n'est pas récupérée dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets ( $R = 0.2$  dans ce cas). Des résultats récents montrent que l'énergie perdue commence à être récupérée dans un cône de taille  $R = 0.5$  et qu'elle est associée à des hadrons de très faible impulsion transverse [135].

Comme l'indique la figure 3.20, des mesures de la fragmentation des jets ont par ailleurs montré une augmentation des particules de bas- $p_T$  et une suppression du nombre de particules à  $p_T$  intermédiaire. Ces fonctions de fragmentation sont cependant obtenues à partir de l'énergie du jet reconstruit qui est différente de l'énergie du parton initial (en particulier pour les collisions Plomb-Plomb à cause du phénomène de *quenching*). Dans le but d'approfondir notre compréhension et de faciliter la comparaison avec les modèles théoriques, les nouvelles analyses gamma-jet cherchent à utiliser le photon pour accéder à l'énergie partonique initiale et ainsi accéder à la fonction de fragmentation non-biaisée (au sens théorique du terme). En parallèle des premières mesures gamma-jet réalisées par la collaboration CMS [139], les résultats récents de la collaboration PHENIX constituent une première étude de la fragmentation des partons par mesure des corrélations photon-hadron (figure 3.19 (droite)). Les analyses en cours auprès de l'expérience ALICE feront l'objet de la troisième partie de ce manuscrit.

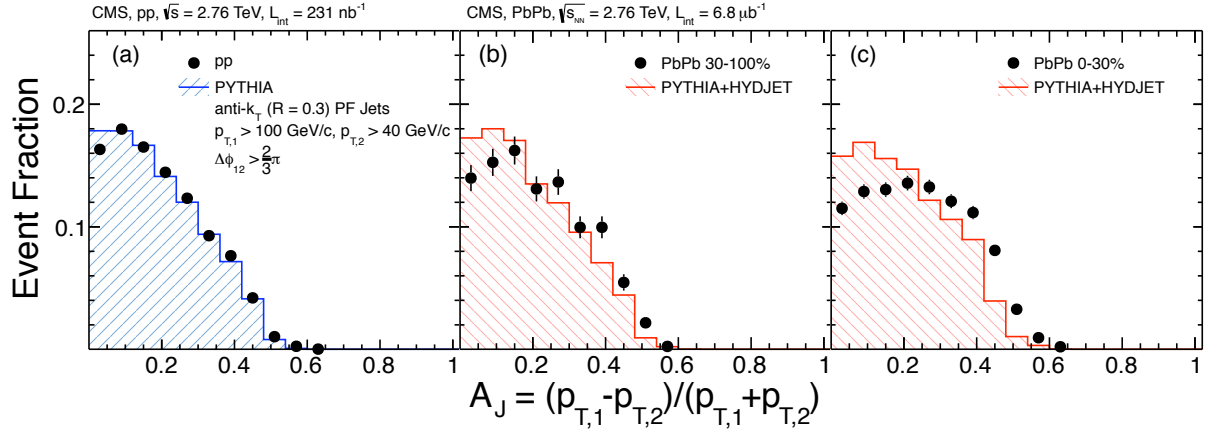


FIGURE 3.18: Distribution de l'asymétrie di-jets ( $A_J$ ) en collision pp (a), PbPb périphérique (30-100%) (b) et centrale (0-30%) (c). Les points noirs représentent les données alors que les histogrammes montrent les résultats di-jets PYTHIA, combinés avec HYDJET dans le cas des données PbPb [136].

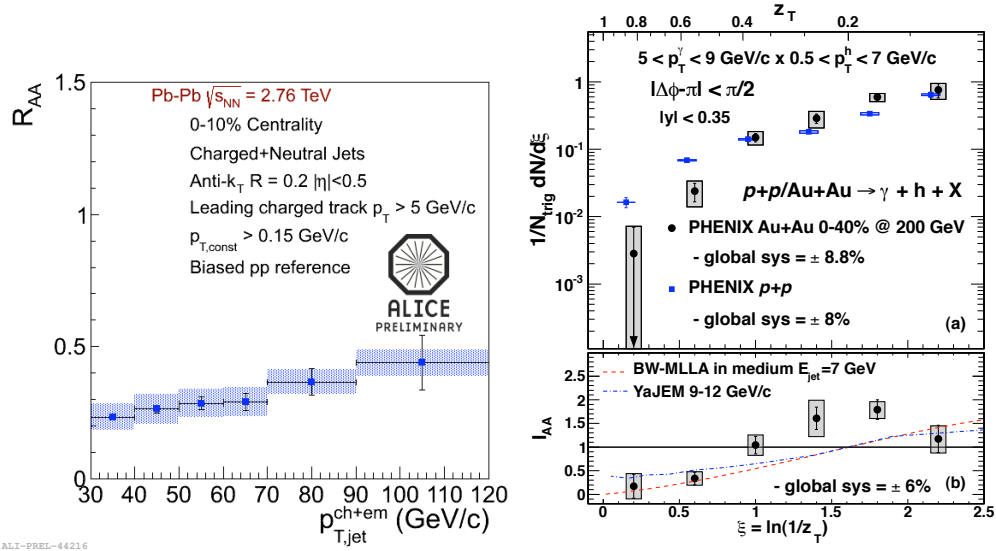


FIGURE 3.19: Gauche : facteur de modification nucléaire des jets ( $R_{AA}^{jet}$ ) en fonction de l'impulsion transverse pour des collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. Les jets sont reconstruits par un algorithme de cône de type anti- $k_T$  utilisant un cône de rayon  $R = 0.2$  [137]; Droite : fonction de fragmentation en fonction de  $\xi$  mesurée en collisions pp (carré) et Au-Au (rond), et rapport des fonctions de fragmentation Au-Au sur pp ( $I_{AA}$ ) [138]



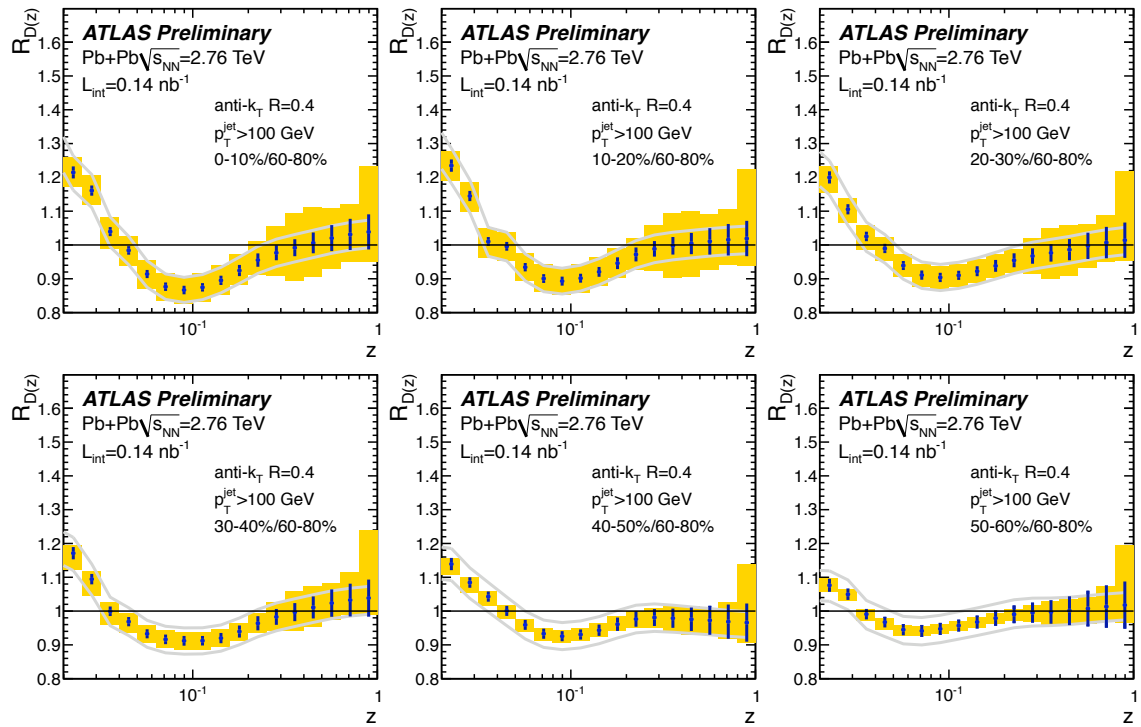


FIGURE 3.20: Rapport des fonctions de fragmentation  $D(z)$  pour six classes de centralité sur celles mesurées en collision périphérique (60-80%),  $D(z)^{cent}/D(z)^{60-80}$  dans le cas de jets de particules de rayon  $R = 0.4$  [140].



# 4

## A Large Ion Collider Experiment (ALICE)

### Sommaire

<b>4.1</b>	<b>Large Hadron Collider (LHC)</b>	<b>66</b>
4.1.1	Production et accélération de particules	66
4.1.2	Les expériences ATLAS et CMS	68
4.1.3	Complémentarité des expériences ALICE, ATLAS et CMS	70
<b>4.2</b>	<b>A Large Ion Collider Experiment (ALICE)</b>	<b>72</b>
4.2.1	L'expérience ALICE	72
4.2.2	Déclenchement et acquisition de données	76
4.2.3	Reconstruction et analyse des données	79

Mis à part l'accélérateur Bevalac (Lawrence Berkeley National Laboratory - 1974), la recherche en physique des ions lourds relativistes a été l'œuvre de deux acteurs principaux : le Brookhaven National Laboratory (BNL) aux États-Unis et l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN) en Europe. Ce travail de thèse s'inscrit dans le programme de physique des ions lourds du Large Hadron Collider (LHC) mis en activité en 2009 au CERN. Le LHC permet d'accélérer au choix des protons ou des noyaux lourds, rassemblant ainsi sur un même site des expériences de physique des particules et de physique des ions lourds.

Nous présenterons dans ce chapitre le complexe d'accélérateurs du LHC et les expériences qui en dépendent, en particulier celles impliquées dans un programme de physique des ions lourds (ALICE, ATLAS et CMS). Afin de fournir le contexte expérimental général de cette thèse, nous décrirons de manière synthétique les caractéristiques des différents détecteurs de l'expérience ALICE, puis nous introduirons les notions de reconstruction et d'analyse des données.

## 4.1 Large Hadron Collider (LHC)

Le LHC est un accélérateur circulaire de 27 km de circonférence. Implanté dans l'ancien tunnel du LEP (Large Electron Positron Collider), il a été mis en activité en 2009. Le LHC produit des collisions à partir de faisceaux de protons à une énergie nominale  $\sqrt{s} = 14$  TeV ou de noyaux de Plomb à une énergie nominale  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV. Entre sa mise en fonctionnement en 2009 et l'arrêt technique en 2013, le LHC a pu collecter des données de collisions proton-proton, Plomb-Plomb et proton-Plomb dont les caractéristiques générales sont résumées dans le tableau 4.1.

Année	Collisions	$\sqrt{s_{NN}}$
2009	pp	900 GeV
	pp	2.36 TeV
2010	pp	7 TeV
	pp	900 GeV
	Pb-Pb	2.76 TeV
2011	pp	7 TeV
	pp	2.76 TeV
	Pb-Pb	2.76 TeV
2012	pp	8 TeV
2013	p-Pb / Pb-p	5.02 TeV

TABLE 4.1: Caractéristiques des collisions produites au LHC entre 2009 et 2013.

Six expériences sont distribuées autour de l'anneau, dont trois impliquées directement dans l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes :

- **ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)** [141] : boson de Higgs, nouvelle physique à l'échelle du TeV, plasma de quarks-gluons.
- **CMS (Compact Muon Solenoid)** [142] : boson de Higgs, nouvelle physique (TeV), plasma de quarks-gluons.
- **ALICE (A Large Ion Collider Experiment)** [143] : plasma de quarks-gluons, QCD basse-énergie.
- **LHCb (Large Hadron Collider-beauty)** [144] : violation de symétrie CP, physique du quark b.
- **TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement)** [145] : interactions élastiques, phénomènes diffractifs.
- **LHCf (Large Hadron Collider-forward)** [146] : particules produites aux petits angles.

### 4.1.1 Production et accélération de particules

Le LHC est un accélérateur construit pour fonctionner à la fois avec des protons et des ions lourds. À chacune de leur rotation dans l'anneau, les particules sont alternativement

accélérées par des cavités radiofréquences superconductrices de 400 MHz et courbées par des aimants supraconducteurs fournissant un champ magnétique jusqu'à 8.3 T. Ces aimants supraconducteurs doivent être maintenus à une température de 1.9 K, d'où la nécessité de limiter en permanence l'augmentation de température liée à leur fonctionnement et au rayonnement synchrotron du faisceau. Les particules, focalisées par des aimants quadripolaires, circulent dans deux faisceaux tournant en sens inverse l'un de l'autre. Avant d'être injectées dans l'anneau principal, les particules parcourent une chaîne d'injection permettant d'augmenter de manière progressive leur énergie (figure 4.1) :

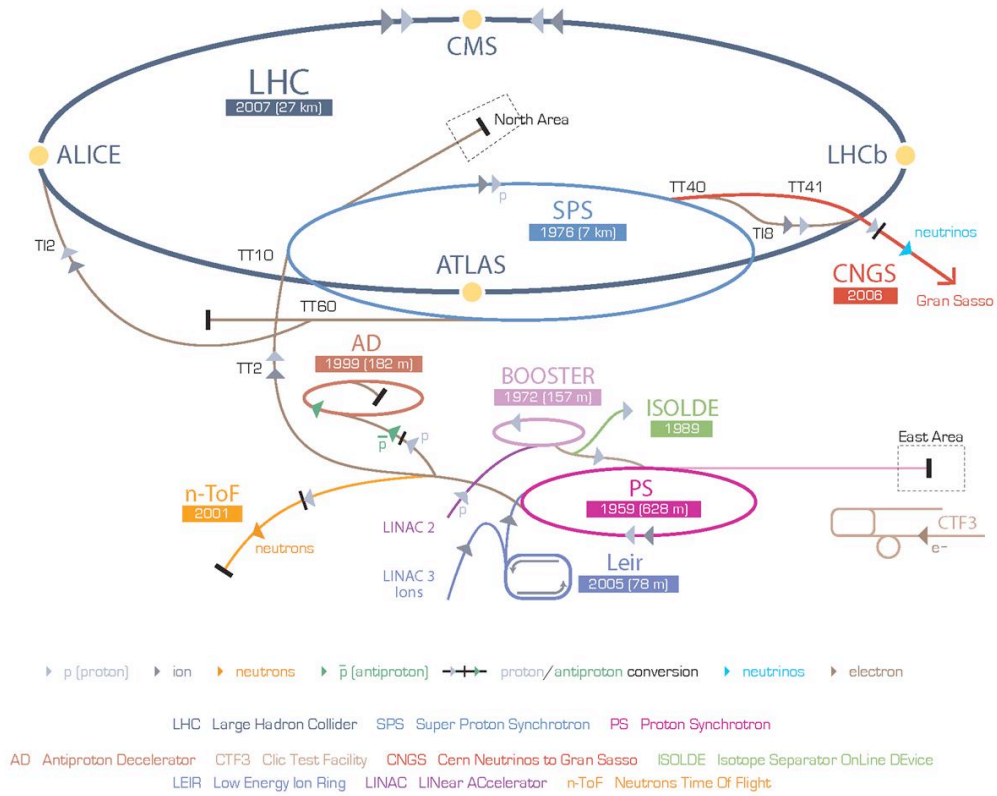


FIGURE 4.1: Complexe d'accélérateurs du CERN.

**Protons :** la production de protons est réalisée par bombardement d'électrons sur un gaz d'Hydrogène. Les protons sont ensuite accélérés par un système de quadripôles radio-fréquence, puis injectés dans un accélérateur linéaire (LINAC) les amenant respectivement à une énergie de 750 keV et 50 MeV. Après avoir été accélérés par le Proton Synchrotron Booster (PSB) jusqu'à une énergie de 1.4 GeV, les protons entrent dans le Proton Synchrotron (PS) pour être rassemblés en paquets de  $10^{11}$  particules environ, séparés de 50 ns<sup>1</sup>. Le Super Proton Synchrotron (SPS) les fait alors passer d'une énergie de 26 GeV (PS) à une énergie de 450 GeV. Les paquets de protons (environ 1300) sont finalement injectés dans l'anneau du LHC pour être accélérés jusqu'à l'énergie finale.

1. Une séparation en temps de 25 ns est envisagée pour les prises de données futures.

**Ions lourds  $Pb^{82+}$**  : la production des ions est basée sur le principe de résonance cyclotronique électronique (Electronic Cyclotron Resonance). Cette méthode consiste à utiliser des ondes électromagnétiques en résonance avec la fréquence d'orbite des électrons afin d'augmenter leur énergie et de les utiliser pour ioniser un plasma de Plomb. Les ions multi-chargés ( $Pb^{27+}$ ) ainsi produits sont injectés dans le LINAC pour être pré-accélérés jusqu'à une énergie de 4.2 MeV par nucléon. À la sortie du LINAC, des électrons sont à nouveau arrachés (*stripper*) pour former des ions  $Pb^{54+}$ . Le Low Energy Ion Ring (LEIR) sélectionne ensuite les ions d'énergie 4.2 MeV par application d'un champ magnétique puis constitue des paquets d'ions accélérés à 72 MeV/nucléon. Cette énergie passe à 5.9 GeV/nucléon dans le PS, puis 158 GeV/nucléon dans le SPS. Une dernière étape permet d'obtenir des ions  $Pb^{82+}$  avant leur injection dans le tunnel LHC et leur accélération à l'énergie finale.

Les performances du LHC dépendent à la fois de l'énergie des particules et de la luminosité fournie par la machine. Pour un processus de section efficace de production  $\sigma_p$ , le nombre d'événements produits par seconde  $N_p$  est en effet directement relié à la luminosité  $\mathcal{L}$  via la relation  $N_p = \mathcal{L}\sigma_p$ . La luminosité s'exprime en fonction des paramètres de l'accélérateur par la relation [147] :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r F}{4\pi \epsilon_n \beta^*} \quad \text{avec} \quad F = (1 + (\frac{\theta_c \sigma_2}{2\sigma^*})^2)^{-1/2} \quad (4.1)$$

où  $N_b$  représente le nombre de particules par paquets,  $n_b$  le nombre de paquets par faisceau,  $f_{rev}$  la fréquence de révolution,  $\epsilon_n$  l'émittance normalisée du faisceau,  $\Theta_c$  l'angle de croisement au point d'interaction,  $\sigma_2$  l'écart-type de la longueur du paquet,  $\sigma^*$  l'écart-type de la taille transverse du faisceau et  $\beta^*$  la fonction beta des faisceaux au point d'interaction.

Les interactions qui ont lieu au sein du faisceau vont induire une baisse de la luminosité au cours du temps en réduisant l'intensité et l'émittance du faisceau. Le temps de vie dépend principalement de la diffusion nucléaire des particules d'où l'importance de maintenir un vide quasi-absolu dans les tubes au sein desquels circulent les faisceaux. Les expériences ont généralement recours au facteur de luminosité intégrée (figure 4.2) qui tient compte du temps de vie du faisceau  $\tau_L$  et de la durée totale de la prise de donnée  $T_{run}$  :

$$\mathcal{L}_{int} = \mathcal{L}_0 \tau_L [1 - e^{-T_{run}/\tau_L}] \quad \text{avec } \mathcal{L} \text{ la luminosité initiale.}$$

#### 4.1.2 Les expériences ATLAS et CMS

ATLAS et CMS sont deux expériences complémentaires principalement dédiées à l'étude du boson de Higgs et à la recherche de nouvelle physique (supersymétrie, bosons de jauge). Les performances de ces détecteurs sont ainsi orientées vers la réalisation d'objectifs spécifiques, en particulier :

- identification et mesure en énergie des photons ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ )
- identification des électrons/muons de basse-énergie ( $H \rightarrow Z^0 Z^0$ ) et de haute-énergie (recherche de bosons de jauge de l'ordre du TeV)

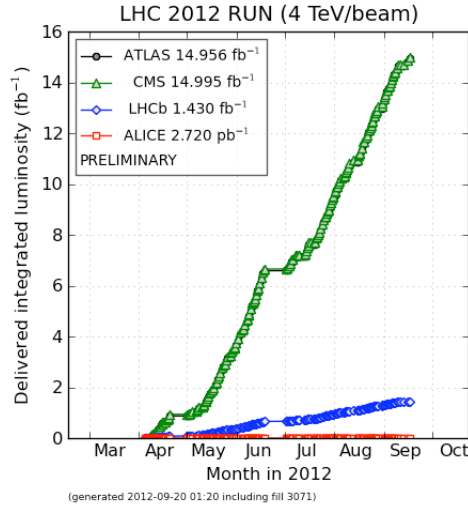


FIGURE 4.2: Luminosité intégrée délivrée par le LHC en 2012 (collisions proton-proton) pour les quatre expériences principales ALICE, ATLAS, CMS et LHCb.

- mesure des jets hadroniques de très haute-énergie
- reconstruction des traces de particules chargées et des vertex secondaires (identification des quarks  $b$ )

En parallèle de ces activités de physique des particules, chacune de ces expériences rassemble une communauté de physiciens travaillant sur l'étude du plasma de quarks-gluons via l'analyse des collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

**ATLAS [141] [148]** Le détecteur ATLAS (figure 4.3) est un détecteur hermétique ( $4\pi$ ) multi-couches constitué de trois grands ensembles : le **trajectographe interne** (ensemble de trois sous-détecteurs (pixels, micropistes, rayonnement de transition) immergés dans un champ magnétique de 2 T généré par un aimant solénoïdal ( $|\eta| < 2.5$ )), les **spectromètres à muons** (aimants toroïdaux, générant un champ moyen de 0.5 T dans la partie centrale, chambres à muons utilisant la technologie des tubes à dérivation ( $|\eta| < 2.7$ )), et les **calorimètres hadronique** (calorimètre à échantillonnage séparé en une partie centrale ( $|\eta| < 0.8$ ), une partie étendue ( $0.8 < |\eta| < 1.7$ ) et un calorimètre avant ( $3.1 < |\eta| < 4.9$ )) et **électromagnétique**. Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage composé d'une partie centrale ( $|\eta| < 1.475$ ) et de bouchons ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ). Constitué de Plomb (absorbeur) et d'Argon liquide, il a été construit suivant une géométrie en accordéon permettant une couverture totale en  $\phi$  et une extraction rapide du signal de chaque côté de l'accordéon. Outre le pré-échantillonneur permettant d'estimer l'énergie perdue par les particules lors de la traversée du trajectographe et de l'aimant solénoïdal, le calorimètre se décompose en trois sous-couches permettant à la fois une discrimination optimale  $\gamma/\pi^0$  et une séparation  $\gamma/hadrons$ . La granularité dépend à la fois de la couche et de la rapidité considérée (par exemple  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$  pour  $|\eta| < 2.5$  dans la deuxième couche du calorimètre).

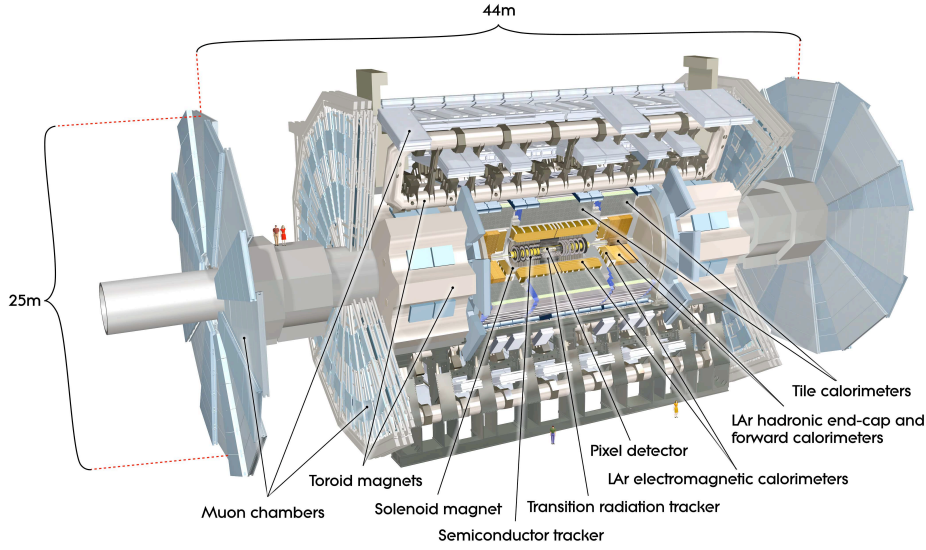


FIGURE 4.3: Vue détaillée du détecteur ATLAS.

**CMS [142] [149]** Le détecteur CMS (figure 4.4) est organisé autour d'un aimant solénoïde d'une intensité centrale de 3.8 T (1.9 T à l'extérieur). Il est segmenté longitudinalement en une partie centrale ( $|\eta| \lesssim 1.5$ ) et deux segments latéraux ( $1.5 \lesssim |\eta| \lesssim 3.0$ ). Deux calorimètres à grande-rapidité complètent cet ensemble ( $3.0 < |\eta| < 5.0$ ). Chaque partie est constituée de **trajectographes** (détecteurs silicium en pixels ou en bandes selon la distance radiale au point d'interaction), de **détecteurs à muons** (détecteurs gazeux) et de **calorimètres hadronique** (calorimètre à échantillonnage Laiton/Scintillateur plastique) et **électromagnétique**. Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre totalement actif composé de cristaux de  $PbWO_4$ . Ces cristaux permettent une extraction très rapide du signal (80% de la lumière de scintillation est émise après 25 ns) et une résolution très fine. Un calorimètre à échantillonnage appelé "détecteur de pied de gerbe" permet également une discrimination  $\gamma/\pi^0$  ( $1.65 < |\eta| < 2.7$ ). L'acceptance couverte par le calorimètre électromagnétique est répartie entre la partie centrale ( $|\eta| < 1.48$ ) et les deux bouchons ( $1.48 < |\eta| < 3.0$ ). La granularité est de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0174 \times 0.0174$  dans la partie centrale.

#### 4.1.3 Complémentarité des expériences ALICE, ATLAS et CMS

La comparaison des expériences est un exercice difficile qui ne souffre pas la généralité, mais suppose au contraire une comparaison des performances dans le cadre précis d'une analyse physique. Il nous semble cependant important de mettre en avant la complémentarité des expériences étudiant la physique des ions lourds au LHC.

Un des points forts des expériences ATLAS et CMS est la physique à très haute impulsion transverse, en particulier la physique des jets. Les objectifs scientifiques de physique des particules (recherche du boson du Higgs et des bosons de jauge à l'ordre du TeV) ont imposé une conception des détecteurs qui les rend particulièrement efficaces pour l'étude des sondes



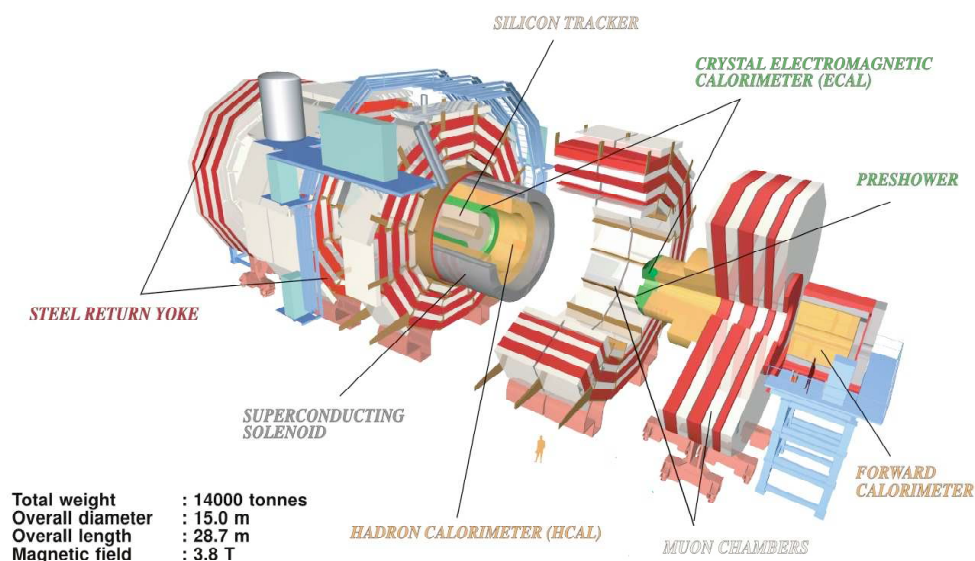


FIGURE 4.4: Vue détaillée du détecteur CMS.

dures du plasma de quarks-gluons. La complémentarité entre les calorimètres hadronique et électromagnétique est mise à contribution pour la reconstruction calorimétrique des jets jusqu'à des énergies de plusieurs centaines de GeV. L'acceptance des détecteurs, associée à une luminosité intégrée très importante, permet quant à elle d'obtenir la statistique nécessaire à l'étude d'observables au delà de 100 GeV. L'étude des sondes dures du plasma de quark-gluon nécessite également une analyse particulièrement précise des collisions proton-proton, utilisées comme référence pour la mise en évidence des effets tels que la perte d'énergie des partons dans le milieu. Outre la physique des sondes dures, ATLAS et CMS apportent également une contribution majeure pour l'étude des photons et des bosons Z et W, permettant ainsi une meilleure compréhension des sondes électromagnétiques.

La conception de l'expérience ALICE complète particulièrement bien les performances des expériences ATLAS et CMS. Les détecteurs de l'expérience ALICE offrent en effet une capacité unique de reconstruction et d'identification des particules à partir d'énergies très faibles de quelques centaines de MeV. L'identification des particules est indispensable à l'étude des caractéristiques et de l'évolution du PQG, en particulier pour déterminer la composition hadronique du milieu. Elle repose en grande partie sur les performances des trajectographes, en particulier la chambre de projection temporelle (TPC) de près de 5 mètres de long. ALICE apporte également une contribution à la physique des sondes dures, pour laquelle l'identification des particules peut permettre une caractérisation précise de la composition des jets et de leur modification par le milieu.

## 4.2 A Large Ion Collider Experiment (ALICE)

ALICE est la seule expérience du LHC dédiée à l'étude du plasma de quarks-gluons. La conception technique de ce type d'expérience doit répondre à un certain nombre de contraintes liées aux spécificités des collisions d'ions lourds et aux objectifs scientifiques. En ce qui concerne l'identification et la reconstruction des objets, la contrainte principale est liée à la très grande multiplicité de particules produites dans les collisions noyau-noyau (jusqu'à trois ordres de grandeur plus importante que pour des collisions proton-proton). Une seconde contrainte provient de la grande gamme en énergie à laquelle doivent accéder les différents détecteurs qui composent l'expérience, cette gamme devant s'étendre de quelques dizaines de MeV (effets collectifs) à plus de 100 GeV (physique des jets).

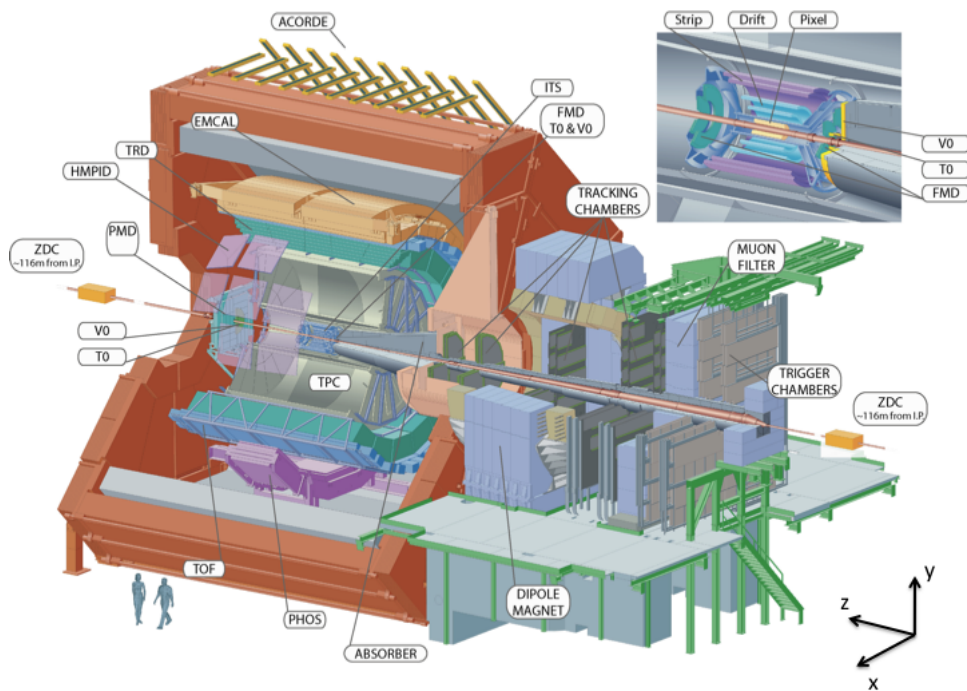


FIGURE 4.5: Vue détaillée du détecteur ALICE [150].

### 4.2.1 L'expérience ALICE

L'expérience ALICE (figure 4.5) est constituée d'un ensemble de sous-détecteurs faisant appel à des techniques de détection très variées. Les différents sous-détecteurs peuvent être rassemblés en trois grands groupes : les détecteurs centraux, le spectromètre à muons et les détecteurs à grande-rapacité. L'ensemble des détecteurs centraux est soumis à un champ magnétique de 0.5 T généré par un aimant solénoïde. Un aimant dipôle génère un champ de 0.66 T dans la partie avant de l'expérience (spectromètre à muons).

Trois détecteurs feront l'objet d'une présentation détaillée dans la deuxième partie de ce manuscrit : la chambre à projection temporelle (TPC) et le trajectographe interne silicium

(ITS), en tant que principaux détecteurs pour la reconstruction des traces de particules chargées, et le calorimètre électromagnétique (EMCal) en tant que détecteur privilégié pour la reconstruction et l'identification des photons (chapitre 5). Afin de donner un aperçu général de l'expérience ALICE, les caractéristiques principales de chacun des détecteurs, dont la couverture en pseudo-rapidity est représentée sur la figure 4.6, sont présentées dans cette section.

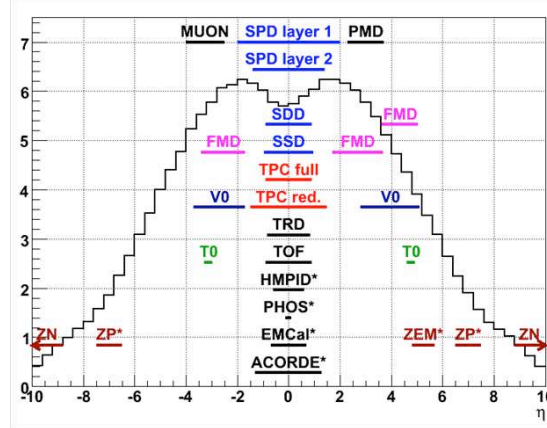


FIGURE 4.6: Couverture en pseudo-rapidity ( $\eta$ ) des différents détecteurs et sous-détecteurs de l'expérience ALICE (le symbole \* indique les détecteurs dont l'acceptance est inférieure à  $2\pi$  en  $\phi$ ). La ligne noire représente la distribution caractéristique des particules en fonction de la pseudo-rapidity [151].

#### Détecteurs centraux :

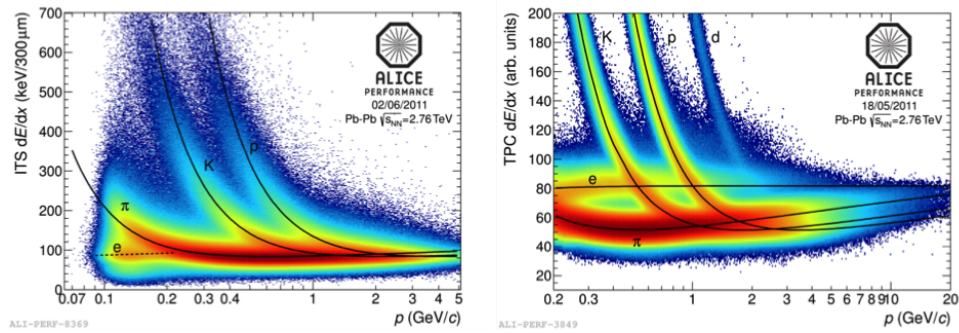
- **Inner Tracking System (ITS)** : l'ITS permet la reconstruction des vertex primaire et secondaires, la trajectographie des traces de très faible impulsion transverse, ainsi que l'identification des particules (figure 4.7 (a)). Ce détecteur est composé de six couches cylindriques en silicium, la technologie utilisée pour chacune des couches dépendant de la multiplicité de particules chargées : pixels (SPD), drifts (SDD), strips (SSD).
- **Time Projection Chamber (TPC)** : la TPC est un des détecteurs principaux de l'expérience ALICE car il permet l'identification des particules pour des  $p_T$  allant de 0.1 à 100 GeV/c (figure 4.7 (b)). C'est également le détecteur le plus lent à cause du temps de dérive des particules dans le gaz (environ  $90 \mu s$ ) nécessaire à la reconstruction précise des traces de particules. La TPC est un détecteur cylindrique rempli de gaz ( $Ne/CO_2/N_2$ ) et soumis à un champ électromagnétique d'environ 400 V/cm. Le principe de détection est basé sur l'ionisation du gaz produite par le passage d'une particule chargée, le signal étant lu aux deux extrémités du cylindre par des chambres à lecture multi-fils. Ces chambres permettent une reconstruction de la trajectoire dans le plan (x,y), la dimension z étant donnée par le temps de dérive des charges créées.

- **Transition Radiation Detector (TRD)** : le TRD permet l'identification des électrons ( $p_T > 1$  GeV/c) par discrimination électron/pion (figure 4.7 (c)). Le principe d'identification est basée à la fois sur la différence de perte d'énergie ( $dE/dx$ ) entre électrons et pions, et sur la production de photons de transition par les électrons. Le TRD est principalement composé d'un radiateur et d'un volume de gaz ( $XeCO_2$ ).
- **Time Of Flight (TOF)** : le TOF détecte le passage d'une particule chargée via l'avalanche d'ionisation produite dans une chambre gazeuse soumise à un champ électromagnétique uniforme. L'objectif est l'identification des pions, kaons ( $p_T < 2.5$  GeV/c) et protons ( $p_T < 4$  GeV/c) via leurs temps de vol respectifs (figure 4.7 (d)).
- **High Momentum Particle Identification Detector (HMPID)** : le détecteur HMPID permet la séparation  $\pi/K$  jusqu'à environ 3 GeV/c, et  $K/p$  jusqu'à environ 5 GeV/c (figure 4.7 (e)). Il utilise pour cela un anneau Cherenkov (RICH : Ring Imaging CHerenkov). Le HMPID a également pour fonction de compléter l'identification des particules chargées dans une gamme en énergie intermédiaire entre le système TPC/ITS et le TOF.
- **Photon Spectrometer (PHOS)** : PHOS est un calorimètre électromagnétique composé de cristaux de  $PbWO_4$ . Il a été conçu pour permettre l'identification des photons directs de bas- $p_T$  et des  $\pi^0$  jusqu'à haut- $p_T$  grâce à sa granularité très fine.
- **Electromagnetic Calorimeter (EMCAL)** : EMCAL est un calorimètre à échantillonnage composé d'une alternance de couche de Plomb et de scintillateur plastique. Il permet l'identification des électrons et des photons, ainsi que la reconstruction de la composante neutre des jets de hadrons.

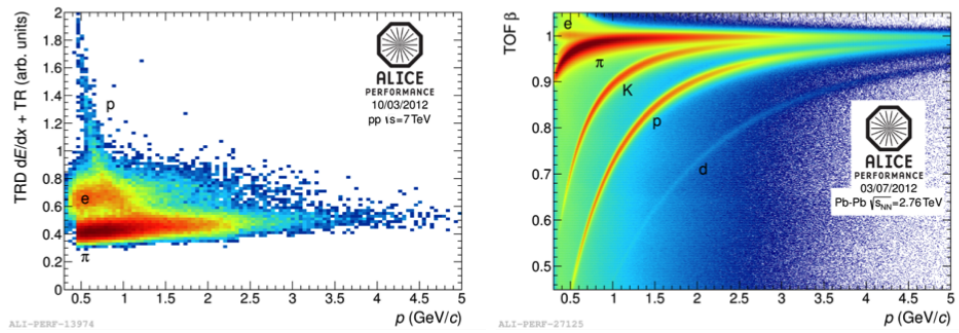
**Spectromètre à muon** : le spectromètre à muons est composé d'un absorbeur (rejection des hadrons et des photons), d'un système de trajectographie (chambre à gaz avec cathodes de lecture aux extrémités) et d'un système de déclenchement. Le rôle du déclenchement est de rejeter les muons de bas- $p_T$  provenant de la décroissance des pions et des kaons.

#### Détecteurs à grande-rapidité :

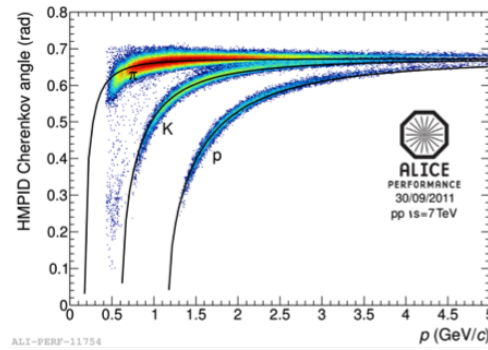
- **Zero Degree Calorimeter (ZDC)** : le ZDC permet l'estimation du nombre de nucléons participant à la collision via la mesure du nombre de nucléons spectateurs ( $N_{participant} = A - N_{spectateur}$ ). Il est formé d'un calorimètre hadronique et d'un calorimètre électromagnétique, tous deux à fibres de quartz. La mesure du nombre de nucléons spectateurs est basée sur une mesure de l'énergie collectée par les calorimètres ( $E_{ZDC}(TeV) = 2.76 \times N_{spectateur}$ ).



(a)  $dE/dx$  pour les collisions Pb-Pb mesuré par l'ITS [150]. (b)  $dE/dx$  pour les collisions pp mesuré par la TPC [150].



(c) Distribution de charge mesurée par le TRD [150]. (d) Paramètre  $\beta$  pour les collisions Pb-Pb mesuré par le TOF [150].



(e) Angle Cerenkov pour les collisions pp mesuré par le HMPID [150].

FIGURE 4.7: Identification des particules dans l'expérience ALICE

- **Photon Multiplicity Detector (PMD)** : le PMD utilise la méthode dite "pied de gerbe" pour identifier les photons dans une région où la densité de particules rend impossible l'utilisation des techniques classiques de calorimétrie.

- **Forward Multiplicity Detector (FMD)** : le FMD est un détecteur silicium qui permet de déterminer la multiplicité des particules chargées.
- **VZERO (V0)** : les deux ensembles de scintillateurs (V0A, V0C) placés de chaque côté du point d'interaction permettent le déclenchement des événements de biais minimum en rejetant les événements correspondant à des collisions entre une particule du faisceau et un atome présent dans le tube à vide. Le détecteur V0 permet également une estimation de la centralité de la collision via la multiplicité des particules chargées (figure 4.8), ainsi que de la luminosité.
- **TZERO (T0)** : Le T0 étant le système de déclenchement le plus rapide de l'expérience ALICE, il fournit un signal de départ au TOF pour la mesure du temps de vol des particules. Ce détecteur utilise des compteurs Cerenkov composés de radiateurs quartz et reliés à des photomultiplicateurs.

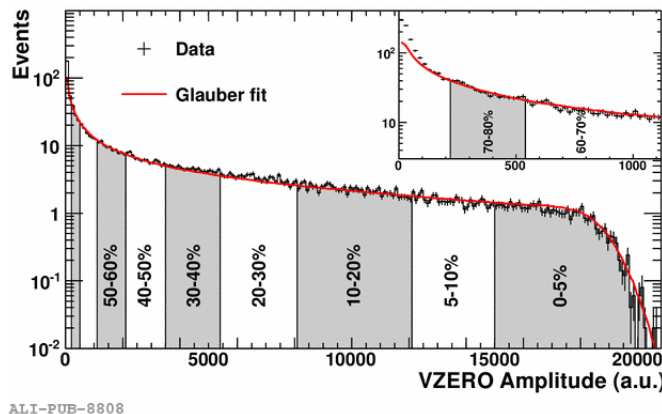


FIGURE 4.8: Estimation de la centralité des collisions Pb-Pb au LHC par ajustement de la distribution de charges collectées par le détecteur V0 avec un modèle de type Glauber Monte Carlo [150].

#### 4.2.2 Déclenchement et acquisition de données

Le taux de collisions moyen mesuré dans l'expérience ALICE est de 400 kHz en collision proton-proton et 4 kHz en collision Plomb-Plomb. Le système général de déclenchement d'ALICE remplit ainsi deux fonctions principales : réduire le taux et le volume des données collectées et améliorer la statistique des observables physiques intéressantes. Pour réduire le taux de données, le système de déclenchement est composé d'un système *hardware* à trois niveaux (L0/L1/L2) et d'un système *online* appelé HLT (High Level Trigger) (figure 4.9). Les informations provenant des systèmes de déclenchement des différents détecteurs d'ALICE sont rassemblées au niveau du CTP (Central Trigger Processor). Le CTP est conçu pour permettre la sélection en parallèle d'événements de caractéristiques différentes (nature des particules, énergie, ...) tout en ajustant les taux de données pour s'adapter à la



bande-passante (initialement limitée à 1.25 Go/s) du système d'acquisition (DAQ pour Data Acquisition System). Lorsque les détecteurs reçoivent un signal positif provenant du CTP, ils envoient leurs données via des fibres optiques (DDL pour Detector Data Link) au système d'acquisition qui les rassemble afin de recréer l'évènement dans sa totalité. Les données sont alors exportées vers le centre de calcul du CERN pour être sauvegardées sur une bande "Tier-0" puis copiées sur d'autres bandes "Tier-1" pour permettre leur reconstruction et leur analyse via la grille de calcul du LHC.

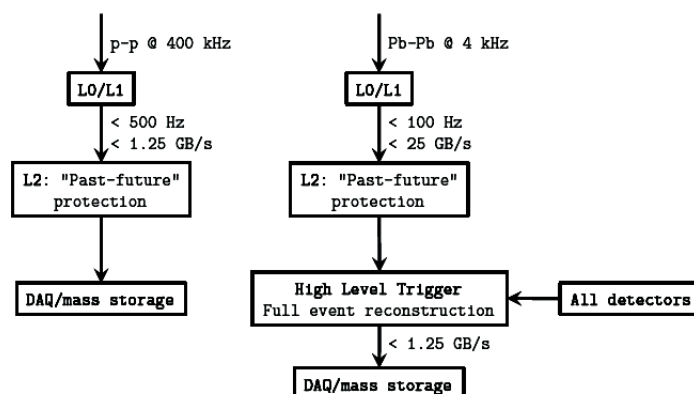


FIGURE 4.9: Vue schématique du système de déclenchement d'ALICE pour les collisions pp et PbPb [152].

Pour sélectionner les collisions, le CTP utilise des classes de déclenchement qui combinent les informations provenant d'un ensemble de détecteurs. Parmi les classes dites "communes", les événements de biais minimum correspondent à la définition la plus simple qu'il soit de ce qu'est une interaction. Le déclenchement de biais minimum doit ainsi sélectionner les collisions avec la plus grande efficacité possible tout en rejetant le bruit provenant principalement des interactions entre un proton et le gaz résiduel du tube à vide. Cette classe de déclenchement utilise pour cela les informations combinées de deux détecteurs, le VZERO et le SPD, permettant ainsi de couvrir une large acceptation géométrique. Lorsqu'un signal est détecté dans les scintillateurs du VZERO, l'asymétrie des compteurs V0A et V0C par rapport au point d'interaction permet une rejection des collisions proton-gaz à l'aide d'une coupure sur le temps d'arrivée des particules (figure 4.10). L'information fournie par le VZERO est combinée avec celle du SPD, basée sur une mesure en énergie dans la première couche du détecteur, afin d'émettre ou non le signal de déclenchement de biais minimum.

Les classes "communes" utilisent une fraction importante de la bande-passante totale, à l'inverse des classes de déclenchement "rares" qui sélectionnent des événements ne se produisant que pour un nombre limité de collisions. Ces événements correspondent par exemple à la production de quarkonia (déclenchement par les détecteurs muons) ou à celle de jets de haute énergie (déclenchement par le détecteur EMCal). Toute la difficulté du CTP consiste alors à ajuster les taux de déclenchement en partageant équitablement la bande-passante disponible. Pour cela il est possible soit d'appliquer un facteur de réduction, soit d'utiliser un système d'auto-régulation du système d'acquisition qui bloque les événements communs

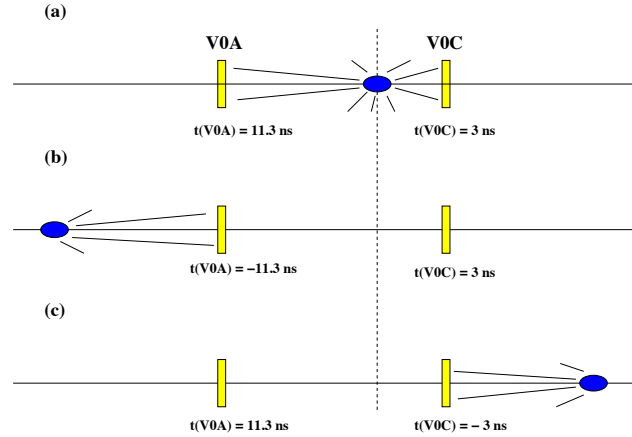


FIGURE 4.10: Vue schématique du temps d'arrivée des particules aux compteurs V0 pour des collisions proton-proton (a), proton-gaz avant V0A (b) et après V0C (c). Le paramètre  $t(V0A)$  représente le temps d'arrivée du signal au compteur V0A (idem pour V0C) [153].

au profit des événements rares lorsqu'il y a saturation de la bande-passante. En plus de la réduction des taux de données, le CTP doit permettre une protection efficace contre l'empilement. Cette protection consiste à vérifier que l'événement sélectionné ne provient pas de la superposition de plusieurs collisions, phénomène inévitable lorsque la luminosité devient trop importante. En collision proton-proton un certain taux d'empilement est toléré alors qu'en collision Plomb-Plomb la multiplicité rend quasiment impossible la reconstruction simultanée de deux collisions centrales.

Les différentes fonctions du CTP doivent être réalisées dans un délai assez court pour satisfaire l'électronique des différents détecteurs. Outre le signal de pré-déclenchement utilisé pour démarrer l'électronique du TRD au temps  $t = 900 \text{ ns}$ , le CTP prend une décision en  $100 \text{ ns}$  puis envoie un signal de niveau 0 atteignant les détecteurs à  $t = 1.2 \mu\text{s}$  après l'interaction. Ce signal étant trop rapide pour permettre de recevoir les informations de l'ensemble des détecteurs, un second signal de niveau 1 est émis par le CTP puis reçu par les détecteurs en  $t = 6.5 \mu\text{s}$ . Un dernier signal, de niveau 2, est finalement envoyé en  $t = 88 \mu\text{s}$  pour éviter l'empilement des événements dans la chambre de projection temporelle (TPC). À chaque niveau de déclenchement, l'événement peut être accepté ou rejeté sur des critères de sélection associant un ou plusieurs détecteurs. Dans le cas des collisions Plomb-Plomb pour lesquelles le taux de données peut atteindre  $25 \text{ Go/seconde}$ , les informations du CTP sont ensuite transférées au système de déclenchement *online* HLT qui dispose de l'ensemble des informations relatives à chacun des sous-détecteurs. Le HLT a été conçu pour sélectionner les événements ou les sous-événements intéressants afin de compresser les données sans dégrader leur contenu physique. Après reconstruction il peut soit accepter/rejeter l'événement dans sa totalité, soit filtrer les informations "utiles" de l'événement.

Que ce soit au niveau des détecteurs, au niveau du CTP ou au niveau du HLT, l'utilisation d'un système de déclenchement nécessite de s'assurer que la sélection des événements n'induit



pas de biais dans la mesure des observables, comme par exemple une dépendance en  $p_T$  ou une dépendance en centralité. Cette exigence, appliquée au système de déclenchement du calorimètre électromagnétique de l'expérience ALICE, a fait l'objet d'une étude décrite dans la deuxième partie de ce manuscrit (chapitre 8).

### 4.2.3 Reconstruction et analyse des données

L'environnement d'analyse de l'expérience ALICE s'appuie sur l'environnement ROOT développé par le CERN à partir du langage informatique C++. Cet environnement, appelé "AliRoot" [150], centralise la réalisation des étapes principales permettant de passer des données brutes au résultat physique final.

#### Reconstruction des données

Les prises de données sont classées en périodes correspondant à une configuration de collision particulière (énergie, type de particules, champ magnétique, ...). Chaque période est composée d'un certain nombre de *runs* qui inclut une liste de détecteurs définie dans la prise de donnée. Les *runs* peuvent être de type "technique", il s'agit alors de vérifier le fonctionnement d'un ou plusieurs détecteurs, ou "physique" lors de l'enregistrement des données de collisions. La durée d'un *run* peut aller de quelques secondes à plusieurs heures en fonction des besoins et des performances de la machine. Pour chaque *run* de physique, un critère de qualité est émis par les différents détecteurs afin de définir si les données sont utilisables ou non dans les analyses de physique.

Les données des collisions enregistrées par l'expérience ALICE lors des *runs* de physique sont disponibles sous trois formats : les données brutes (*Raw Data*), les ESD (*Event Summary Data*) et les AOD (*Analysis Oriented Data*). Les données brutes correspondent aux informations obtenues en sortie des différents détecteurs (par exemple sous la forme de dépôts de charge). Une reconstruction des traces de particules et des vertex d'interaction est réalisée, puis les événements sont reconstruits afin de produire les ESD, qui à leur tour peuvent être filtrés pour former les AOD. Contrairement aux données brutes, les ESD et les AOD ne contiennent que les informations nécessaires aux différentes analyses de physique. En plus des critères de qualité associés à chaque détecteur *run* à *run*, les objets des ESD et des AOD tels que les traces de particules chargées et les clusters électromagnétiques sont soumis à un contrôle systématique de leur qualité. Ces études permettent de vérifier la stabilité des objets reconstruits au cours de la prise de donnée et de rejeter le cas échéant les *runs* problématiques.

#### Analyse des données

Les données des collisions sont accessibles via la grille de calcul WLCG (*Worldwide LHC Computing Grid*). La grille est une ferme mondiale d'ordinateurs rassemblant plus de 200000 unités CPU avec une capacité de stockage totale de l'ordre de 11 petabyte (PB)<sup>2</sup>. La gestion

2. Cette capacité de stockage des données est indispensable en physique des hautes énergies, un événement typique ayant une taille d'environ 1Mo en collision proton-proton et 12 Mo en collision Plomb-Plomb.

des données est hiérarchisée par une répartition en sites de niveau 0, 1 et 2. D'une manière générale le Tiers-0 (CERN) est dédié au stockage des données brutes, les Tiers-1 permettent la reconstruction et l'étalonnage des données, et les Tiers-2 sont utilisés pour les analyses de physique et à la simulation Monte Carlo.

### Simulation Monte Carlo

La simulation Monte-Carlo est indissociable de l'analyse des données en physique des hautes énergies. Elle se doit de reproduire le plus fidèlement possible les mécanismes de production et de détection des particules en allant de la collision initiale jusqu'aux signaux électroniques produits par les détecteurs. La simulation est réalisée en deux étapes :

- génération : les interactions fondamentales qui ont lieu lors de la collision sont reproduites afin d'obtenir l'ensemble des particules. Différents générateurs sont utilisés pour les collisions proton-proton (PYTHIA [56]) et noyau-noyau (HIJING [154], EPOS [155], ...).
- propagation : les particules produites par le générateur sont ensuite propagées dans les détecteurs, en tenant compte de l'ensemble des matériaux (structure, câbles électriques) pouvant perturber leur propagation. L'environnement AliRoot se base actuellement sur le logiciel GEANT [156], mais des études sont en cours pour une utilisation du logiciel Geant4 [157] adopté par les expériences ATLAS et CMS. Ce point particulier sera développé dans la deuxième partie de ce manuscrit (chapitre 6).

Les données simulées sont produites dans un format identique à celui des données brutes. Cela permet d'appliquer la même chaîne de reconstruction quel que soit le type de données, et de produire de manière identique des ESD/AOD à partir d'événements simulés et réels. Afin d'obtenir un accord le plus précis possible entre la simulation et les données expérimentales, il est possible de prendre en compte les conditions de fonctionnement de chacun des détecteurs dans la chaîne de simulation. La production Monte Carlo est dans ce cas ancrée à une période de prise de données spécifique dans le temps (*anchor run*).

La capacité de l'environnement AliRoot à reconstruire de manière identique les données de simulation et les données réelles permet dans certains cas un mélange de ces deux objets (*embedding*). Il s'agit en général de produire un signal rare par simulation, puis de le mélanger aux données réelles avant l'étape de production des ESD/AOD. Cet outil est particulièrement utilisé dans le cas des collisions noyau-noyau, car il permet d'ajouter un signal Monte Carlo à un bruit de fond expérimental qu'il est difficile de prédire théoriquement. Cette technique est utilisée pour l'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron et sera développée dans la troisième partie de ce manuscrit (chapitre 10).

Deuxième partie

# Reconstruction et Identification de particules



# 5

## Reconstruction de particules

### Sommaire

<b>5.1</b>	<b>Particules chargées</b>	<b>84</b>
5.1.1	Trajectographe Interne Silicium (ITS)	84
5.1.2	Chambre de Projection Temporelle (TPC)	85
5.1.3	Trajectographie	86
<b>5.2</b>	<b>Photons</b>	<b>89</b>
5.2.1	Calorimétrie	89
5.2.2	Calorimètre Électromagnétique (EMCal) : tours et modules	92
5.2.3	Calorimètre Électromagnétique (EMCal) : électronique de lecture	93
<b>5.3</b>	<b>Algorithmes de reconstruction des photons</b>	<b>95</b>
5.3.1	Extraction du signal brut	95
5.3.2	Contrôle de la température	97
5.3.3	Clusterisation	97

L'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron nécessite la reconstruction de deux types d'objets : les hadrons chargés et les photons. Les particules chargées sont reconstruites par les trajectographes centraux de l'expérience ALICE, à savoir le trajectographe interne silicium (ITS) et la chambre de projection temporelle (TPC). Les particules neutres sont reconstruites au sein du calorimètre électromagnétique (EMCal).

L'objectif de ce chapitre est de présenter les méthodes expérimentales utilisées pour la reconstruction des particules. Après une description détaillée des deux trajectographes utilisés dans cette analyse, nous introduirons les algorithmes de reconstruction des traces en nous concentrant principalement sur la méthode du filtre de Kalman. La deuxième partie est consacrée à la reconstruction des photons dans le calorimètre électromagnétique. Après une présentation générale des principes de base de la calorimétrie, nous présenterons le détecteur EMCal puis nous introduirons le concept de clusterisation à la base de la reconstruction des particules dans le calorimètre.

## 5.1 Particules chargées

La reconstruction des particules chargées au sein de l'expérience ALICE repose principalement sur l'utilisation conjointe de la chambre à projection temporelle (TPC) et du trajectographe interne silicium (ITS). La conception de ces détecteurs est étroitement liée aux contraintes imposées par la physique des collisions d'ions lourds sur la multiplicité de particules produites lors des collisions Pb-Pb (une valeur maximale de  $dN/d\eta \approx 8000$  a été retenue à l'époque), sur la dynamique en énergie (de 10 MeV à plus de 100 GeV) et sur l'identification des particules. L'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron ne nécessitant pas d'identification des hadrons, les méthodes d'identification basées sur la perte d'énergie dans les trajectographes ne seront pas détaillées dans ce chapitre (nous renvoyons cependant le lecteur intéressé aux références [152] [158]).

### 5.1.1 Trajectographe Interne Silicium (ITS)

Les fonctions principales de l'ITS [159] portent sur la localisation des vertex d'interaction primaire (collision) et secondaires (décroissance de particules), l'identification des particules de faible énergie ( $p_T < 200$  MeV/c) et l'amélioration de la résolution des traces reconstruites par la TPC. L'ITS est formé de six couches cylindriques de détecteurs silicium localisées autour du tube de faisceau entre un rayon interne  $r = 3.9$  cm et un rayon externe  $r = 43.0$  cm. Le nombre, la position et la segmentation des couches ont été choisis pour optimiser la reconstruction en fonction de la densité de points d'impacts qui varie entre 50 particules/cm<sup>2</sup> (couche 1) et moins de 1 particule/cm<sup>2</sup> (couche 6) pour des collisions Plomb-Plomb. L'acceptance globale du détecteur est de 360° pour l'angle azimuthal  $\phi$  et  $|\eta| < 0.9$  en pseudo-rapacité. La couche la plus interne possède cependant une acceptance légèrement différente ( $|\eta| < 1.98$ ) pour permettre une estimation plus précise de la multiplicité de particules chargées. La résolution spatiale et la résolution en impulsion étant dominées par les diffusions multiples des particules dans le matériau, l'épaisseur totale du détecteur a été minimisée tout en conservant un rapport signal/bruit acceptable.

Trois types de sous-détecteurs différents sont réunis au sein de l'ITS (figure 5.1) : un détecteur à pixels (Silicon Pixel Detector) pour les couches 1 et 2, un détecteur à dérive (Silicon Drift Detector) pour les couches 3 et 4, et un détecteur à pistes (Silicon Strip Detector) pour les couches 5 et 6. Les deux couches du SPD étant les plus proches du faisceau, leur rôle est essentiel pour la reconstruction des vertex primaire et secondaires. Les couches du SSD (les plus externes) sont importantes pour le prolongement des traces reconstruites par la TPC. Les caractéristiques principales des trois sous-détecteurs de l'ITS sont résumées dans le tableau suivant :

	SPD	SDD	SSD
Position radiale (cm)	$3.9 < r < 7.6$	$15.0 < r < 23.9$	$38.0 < r < 43.0$
Résolution spatiale $z$ ( $\mu\text{m}$ )	100	25	830
Résolution spatiale $r\phi$ ( $\mu\text{m}$ )	12	35	20

TABLE 5.1: Caractéristiques principales du trajectographe interne silicium.

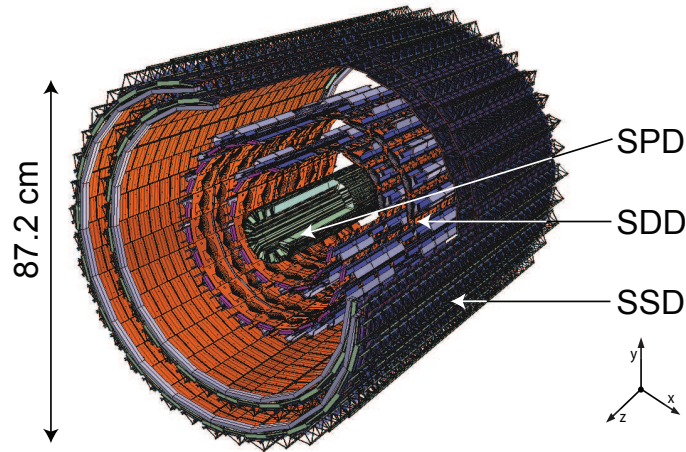


FIGURE 5.1: Vue schématique des trois sous-détecteurs composant le trajectographe silicium interne [159].

### 5.1.2 Chambre de Projection Temporelle (TPC)

La TPC est le détecteur principal de l'expérience ALICE pour la reconstruction des traces de particules chargées [160]. Il doit permettre d'atteindre une excellente résolution sur une plage en énergie allant de 0.1 GeV à plus de 100 GeV. La TPC est un détecteur cylindrique gazeux ( $\text{Ne}/\text{CO}_2/\text{N}_2$ ), dont le volume actif s'étend sur plus de 5 mètres (suivant l'axe du faisceau) dans un rayon compris entre 85 et 250 cm. Le volume actif est séparé en deux régions distinctes par une électrode centrale fournissant un champ de 100 kV environ. Aux deux extrémités sont placées des chambres proportionnelles multi-fils à cathodes de lecture segmentée radialement en blocs dont la surface varie avec la distance radiale pour s'adapter à la densité de traces. L'acceptance globale du détecteur est de  $360^\circ$  pour l'angle azimuthal  $\phi$  et  $|\eta| < 0.9$  en pseudo-rapacité (figure 5.2).

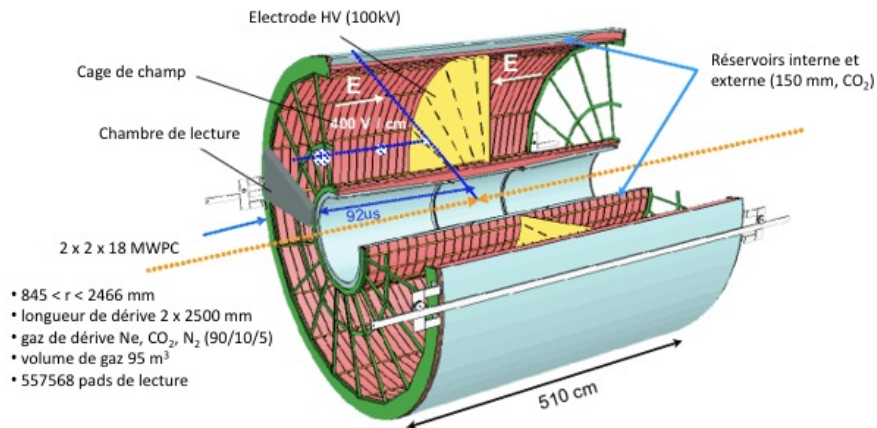


FIGURE 5.2: Vue schématique de la chambre de projection temporelle [160].

Un des paramètres fondamentaux pour la reconstruction des traces est la vitesse de dérive des électrons produits par l'ionisation du gaz. Cette vitesse de dérive est principalement déterminée par le champ moyen de 400 V/cm présent dans l'enceinte de la TPC, le temps de dérive maximum étant alors de 92  $\mu$ s. D'autres paramètres influent cependant sur la stabilité de la vitesse de dérive, en particulier la pureté et la température du gaz utilisé. Pour éviter une dépendance trop importante de la vitesse de dérive en fonction de la température, un système de refroidissement maintient le volume actif à une température constante avec des variations maximales de 0.1 °C. De plus les fractions en CO<sub>2</sub> et N<sub>2</sub> sont maintenues stables à 0.1%. Les impuretés en O<sub>2</sub> sont inférieures à 1 ppm pour limiter la réduction du signal à 2.5% au maximum sur les 2.5 mètres de dérive. Les caractéristiques principales de la TPC sont résumées dans le tableau suivant :

Quantité	Valeurs
Position radiale (volume actif)	848 < r < 2466 mm
Longueur (volume actif)	2 x 2500 mm
Segmentation en $\phi$	18 secteurs
Segmentation en r	2 chambres/secteur
Longueur de dérive	2 x 2500 mm
Vitesse de dérive	2.7 cm/ $\mu$ s
Temps de dérive (maximum)	92 $\mu$ s
Résolution spatiale z	1250 à 1100 $\mu$ m
Résolution spatiale r $\phi$	1100 / 800 $\mu$ m (rayon interne / externe)

TABLE 5.2: Caractéristiques principales de la chambre à projection temporelle.

### 5.1.3 Trajectographie

La reconstruction de la trajectoire d'une particule chargée est séparée en deux étapes : la reconstruction du vertex primaire de l'interaction, et la reconstruction de la trace de la particule. Au préalable, il est nécessaire d'obtenir une liste de positions correspondant à l'ensemble des points d'intersection entre la particule et le détecteur. Ces points d'intersection correspondent généralement au centre de gravité du cluster formé par l'ensemble des signaux électroniques générés par une même particule.

#### 5.1.3.1 Vertex primaire

Le vertex primaire est déterminé en utilisant les informations du SPD (les deux couches les plus internes de l'ITS). Une première approximation de la position sur l'axe z est obtenue à partir de la distribution des points d'interaction reconstruits sur la couche la plus interne. Les points d'interaction reconstruits sur les autres couches sont alors prolongées linéairement autour de cette position afin d'estimer la coordonnée z du vertex (comme valeur moyenne de la distribution gaussienne obtenue par prolongement). Une procédure similaire est appliquée dans le plan transverse pour obtenir la position du vertex en x et y. Il faut cependant noter



que la position du vertex est estimée à nouveau après la reconstruction globale des traces par prolongement de ces dernières depuis leur point d'interaction le plus proche du vertex.

La résolution spatiale de la mesure du vertex primaire suivant  $\bar{z}$  dépend directement de la densité de trace selon la relation :

$$\sigma_z = \frac{A}{\sqrt{dN_{ch}/d\eta}} + B \quad (5.1)$$

L'estimation des termes A ( $\approx 290 \mu m$ ) et B ( $\approx 1 \mu m$ ) donne une résolution  $\sigma_z$  de l'ordre de  $150 \mu m$  en collision proton-proton et  $10 \mu m$  en collision Plomb-Plomb (vertex primaire).

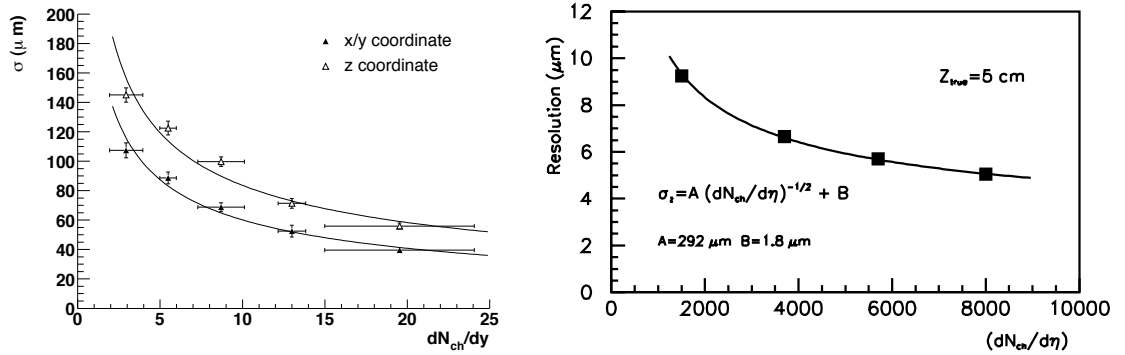


FIGURE 5.3: Gauche : résolution (x,y,z) du vertex primaire en collision pp obtenue par simulation ; Droite : résolution (z) du vertex primaire en collision Pb-Pb obtenue par simulation [158].

### 5.1.3.2 Reconstruction de traces

Le programme de physique de l'expérience ALICE nécessitant une identification précise des particules chargées jusqu'à des impulsions de l'ordre de 100 MeV/c (énergie à laquelle les diffusions multiples dans les matériaux deviennent non-négligeables), la reconstruction des traces est réalisée en utilisant une méthode dite locale. Cette méthode est basée sur un filtre de Kalman, adaptée à la trajectographie par Pierre Billoir dans les années 1980 [161] [162] [163]. Le principe général du filtre de Kalman est de déterminer les valeurs optimales des paramètres de la trace (ou vecteur d'état) en ajoutant de manière itérative l'ensemble des informations disponibles expérimentalement. Soit une trajectoire paramétrisée par un vecteur d'état local  $\vec{p}$  (par exemple  $\vec{p} = (x, y, \theta, \phi, q/p)$ ) et sa matrice de covariance associée  $\mathbf{W}$ . Chaque itération comporte trois opérations élémentaires :

- 1 **Propagation** : les paramètres de la trace  $\vec{p}$  et la matrice de covariance  $\mathbf{W}$  sont propagées jusqu'à la position reconstruite suivante à partir d'une équation d'évolution prédéfinie. Soit  $\mathbf{D}$  le jacobien de la transformation ( $(D_{ij}) = \partial(\text{propag. } i)/\partial(\text{initial } j)$ ), la matrice de covariance est propagée selon :  $\mathbf{W}(\text{propag}) = (\mathbf{D}^{-1})^t \mathbf{W}(\text{initial}) \mathbf{D}^{-1}$ .
- 2 **Addition** : l'information de la mesure locale est ajoutée au paramètre d'état et à la matrice de covariance estimés après propagation. Soit  $\vec{m}$  le vecteur d'état local et  $\mathbf{U}$

sa matrice de covariance, le vecteur d'état  $\vec{p}'$  après ajout des informations est solution du système linéaire d'équations :

$$(\mathbf{W}+\mathbf{U})(\vec{p}' - \vec{p}) = \mathbf{U}(\vec{m} - \vec{p})$$

la matrice de covariance étant donnée par :  $\mathbf{W}' = \mathbf{W}+\mathbf{U}$ .

- 3 **Bruit** : un terme de bruit représentant la perte d'informations liée aux processus stochastiques (diffusions multiples), à la perte d'énergie ou encore aux zones mortes du détecteur, est finalement ajouté à la matrice de covariance.

Dans l'expérience ALICE, la reconstruction de traces commence au niveau de la région la plus externe de la TPC (là où la densité est la plus faible). Les traces sont reconstruites au sein de la TPC par application d'un filtre de Kalman auquel il est possible d'ajouter une contrainte liée au vertex primaire. Les traces reconstruites sont alors propagées vers la couche externe de l'ITS puis filtrées jusqu'au plus près du vertex. Un filtre de Kalman est ensuite appliqué aux clusters non-utilisés de l'ITS pour tenter de retrouver les traces non reconstruites dans la TPC (décroissance, zones mortes,  $p_T < 100$  MeV/c), soit environ 10% de l'ensemble des traces. Une nouvelle reconstruction des traces est alors réalisée en allant du vertex aux bords externes de la TPC. Celle-ci permet d'obtenir la précision nécessaire pour extrapoler les traces reconstruites dans les autres détecteurs (TOF, TRD, HMPID) utilisés pour l'identification des particules. Un troisième filtre est finalement appliqué en partant du vertex (primaire ou secondaire) pour éliminer les points incorrectement attribués précédemment. Durant les différentes étapes de reconstruction certains points peuvent être associés à plusieurs traces. Un critère de qualité basé sur le  $\chi^2$  de la trace filtrée permet alors de sélectionner la trace conservée. Les résultats des trois étapes de reconstruction sont tous sauvegardés pour offrir différentes options aux analyses physiques.

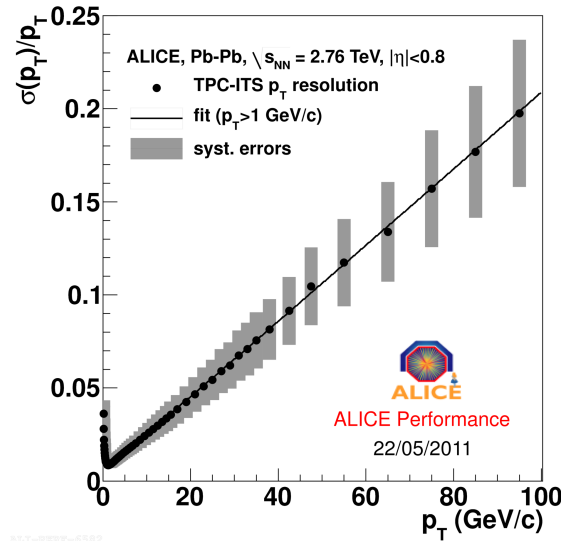


FIGURE 5.4: Résolution en impulsion transverse des traces reconstruites lors de collisions Pb-Pb [150].

En ce qui concerne les performances, l'efficacité de reconstruction des traces de particules chargées est fortement corrélée aux conditions expérimentales de la prise des données, en particulier les zones mortes dans la TPC et l'ITS. Chaque analyse physique devra donc estimer l'efficacité de reconstruction en fonction des données qu'elle utilise. En fonction du type d'observable étudiée, il est également possible de sélectionner les détecteurs impliqués dans la reconstruction des traces (ITS seul, TPC seule, ITS et TPC combinés). La résolution en impulsion transverse des traces reconstruites conjointement par la TPC et l'ITS en collision Plomb-Plomb est représentée sur la figure 5.4.

## 5.2 Photons

Dans l'expérience ALICE, les photons sont identifiés expérimentalement par trois sous-systèmes. La méthode dite de "conversion" utilise les trajectographes pour reconstruire les traces électron/positron provenant de la conversion d'un photon dans les matériaux d'ALICE. Les deux autres sous-systèmes sont des calorimètres électromagnétiques : le spectromètre à photons (PHOS) et le calorimètre à échantillonnage (EMCal). Dans le cadre de notre analyse, nous utiliserons uniquement les particules reconstruites par le calorimètre EMCal, qui est le seul à posséder une acceptance suffisante pour accéder à une statistique raisonnable pour les photons de haute-impulsion transverse.

### 5.2.1 Calorimétrie

La fonction principale d'un calorimètre est la mesure en énergie des particules. Un calorimètre électromagnétique peut détecter plusieurs types de particules (hadron, neutron, ...), mais il est principalement développé pour la mesure des photons et des électrons. Le photon peut interagir par interaction électromagnétique selon trois processus principaux : l'effet photo-électrique, la diffusion Compton (incohérente) et la création de paires  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  (figure 5.5 droite). Le mode privilégié dépend à la fois de l'énergie du photon et de la densité électronique du milieu ( $Z$ ), la création de paires étant l'effet dominant à haute-énergie. Le mode principal d'interaction des électrons d'énergie supérieure à 100 MeV est le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*) au cours duquel l'électron, freiné par le champ électromagnétique des noyaux atomiques du milieu, émet un photon (figure 5.5 gauche). Ces photons secondaires peuvent alors produire des paires  $e^+e^-$ , le processus se répétant pour former des gerbes électromagnétiques pouvant contenir plusieurs milliers de particules. L'autre mode d'interaction possible pour les électrons est l'ionisation qui peut contribuer à la production d'électrons jusqu'à des énergies de l'ordre du MeV (électrons  $\delta$ ).

Un calorimètre est caractérisé par la distribution spatiale du dépôt en énergie des gerbes électromagnétiques. Le profil longitudinal est décrit à l'aide de la longueur de radiation  $X_0$ , définie comme la distance que doit parcourir un électron d'énergie initiale  $E_0$  pour atteindre une énergie de  $E_0/e$  (soit environ 63.2% de perte). La longueur de radiation est estimée empiriquement par la relation [165] :

$$X_0 \approx \frac{716.4 A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} (g.cm^{-2}) \quad (5.2)$$

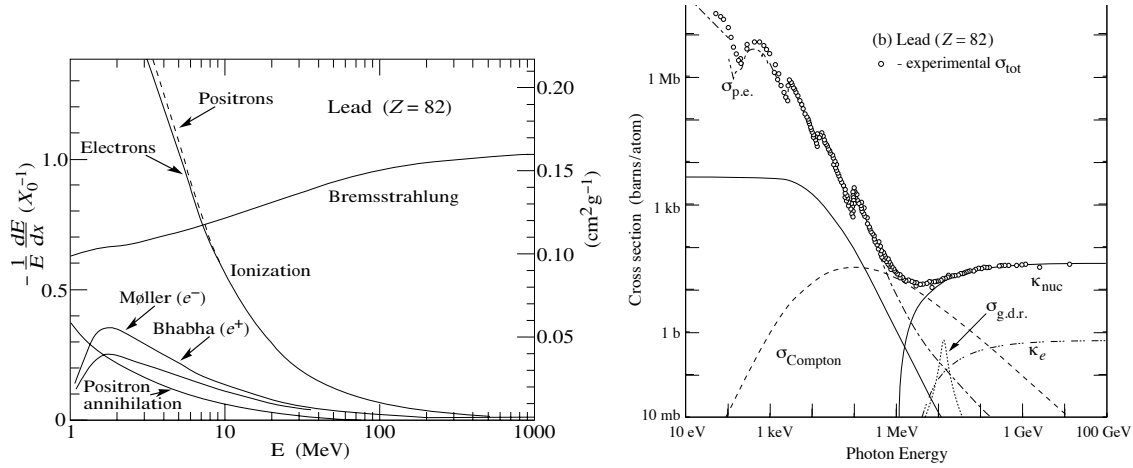


FIGURE 5.5: Gauche : Perte d'énergie (fractionnelle) par longueur de radiation dans le Plomb en fonction de l'énergie de l'électron ou du positron ; Droite : section efficace d'interaction dans le Plomb en fonction de l'énergie des photons (effet photo-électrique  $\sigma_{p.e.}$ , création de paire  $\kappa_e$  (champ électronique), création de paire  $\kappa_{nuc}$  (champ nucléaire), interactions photo-nucléaires  $\sigma_{g.d.r.}$ , en particulier les résonances de dipôle géantes [164].

où  $A$  est le nombre d'atomes par gramme de matière et  $Z$  le numéro atomique des atomes du milieu. La dépendance en  $Z$  de  $X_0$  montre l'intérêt d'utiliser un matériau lourd pour avoir un calorimètre compact<sup>1</sup>. La variable  $X_0$  est très utilisée en calorimétrie car elle permet de décrire de manière générique le développement des gerbes électromagnétiques pour n'importe quel matériau.

L'autre paramètre caractéristique du développement des gerbes électromagnétiques est le rayon de molière  $R_M$ . Un cylindre de rayon  $R_M$  autour de l'axe d'une gerbe électromagnétique contient en moyenne 90% de l'énergie de la particule incidente. Le rayon de Molière est défini par rapport à l'énergie critique  $\epsilon_c$  d'un électron, énergie pour laquelle les pertes par ionisation sont égales aux pertes par radiation<sup>2</sup>. Le paramètre  $R_M$  mesure ainsi la déflexion moyenne (par rapport à l'axe de la gerbe) des électrons à l'énergie critique  $\epsilon_c$  traversant une longueur de radiation  $X_0$  [165] :

$$R_M \approx E_S \frac{X_0}{\epsilon_c} \quad (5.3)$$

avec :  $E_S = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} \approx 21.2 \text{ MeV}$ .

### Gerbes électromagnétiques

Le développement d'une gerbe électromagnétique dans un calorimètre est directement relié aux processus d'interaction conduisant à la multiplication des particules. Ce développement est généralement séparé en une composante longitudinale et une composante latérale.

1. Le calorimètre EMCal possède une longueur de radiation  $X_0 = 12.3 \text{ mm}$ .

2.  $\epsilon_c \approx \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1.24}$  (solide, liquide) et  $\epsilon_c \approx \frac{710 \text{ MeV}}{Z+0.92}$  (gaz).

- **Longitudinal** : le profil longitudinal dépend principalement de la densité de charge du milieu de propagation ( $Z$ ). Pour une particule d'énergie donnée, la densité de charge détermine en effet les probabilités d'interaction liées aux différents processus. D'une manière générale, la distance à laquelle la gerbe atteint son maximum ( $dE/dx$  maximum) augmente avec la densité de charge du milieu. Il faut ainsi une distance plus importante pour contenir une gerbe produite par un photon de 10 GeV dans le Fer que dans l'Aluminium car la multiplication des particules (création de paires, rayonnement Bremsstrahlung) se poursuit jusqu'à des énergies d'autant plus basses que la densité du milieu est plus importante. La fraction d'énergie récupérée à une profondeur donnée (exprimée en multiple de  $X_0$ ) dépend ainsi à la fois de l'énergie de la particule incidente et du matériau considéré, comme le montre la figure 5.6. Le profil longitudinal dépend également du type de particule incidente. Il faut ainsi en moyenne une longueur de radiation supplémentaire pour récupérer la même fraction d'énergie d'une gerbe générée par un photon que dans le cas d'un électron [165].

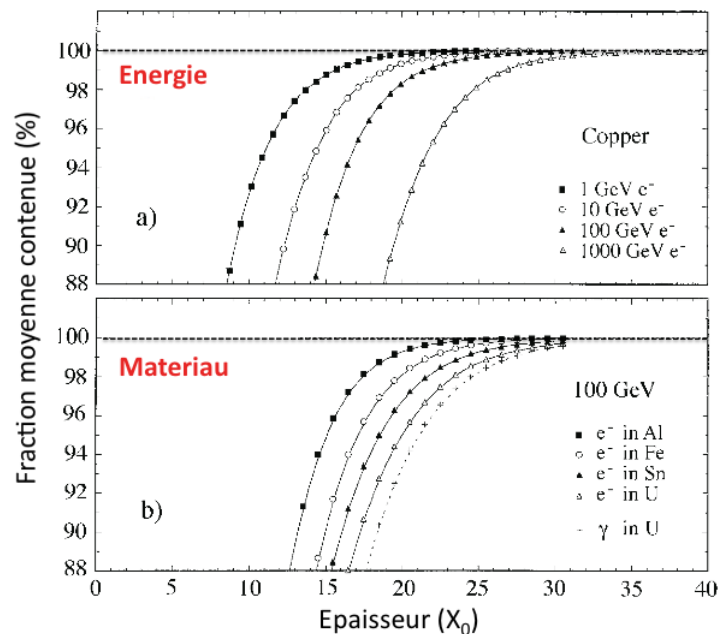


FIGURE 5.6: Fraction d'énergie moyenne contenue dans un bloc de matière en fonction de l'épaisseur ( $X_0$ ). Les résultats sont donnés pour différentes énergie d'électrons dans le Cuivre (haut) et pour différents matériaux pour des électrons et photons de 100 GeV (bas) [165].

- **Latéral** : le profil latéral dépend principalement de deux effets physiques, à savoir la diffusion multiple des électrons/positrons et l'isotropie des particules produites dans la gerbe. Le profil latéral se présente sous la forme d'un noyau central qui contient la majorité de l'énergie (processus de diffusion multiple dominant avant le maximum de la gerbe) et d'un halo de forme approximativement exponentielle (figure 5.7). Contrairement au cas longitudinal, la fraction d'énergie récupérée dans un cylindre de rayon  $R$  est peu dépendante de l'énergie de la particule et du milieu considéré.

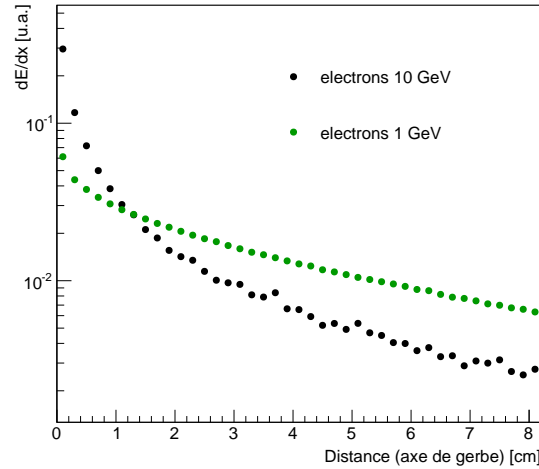


FIGURE 5.7: Profil latéral d'une gerbe d'électrons de 1 et 10 GeV dans le Plomb (simulation Geant4).

### 5.2.2 Calorimètre Électromagnétique (EMCal) : tours et modules

Les caractéristiques du calorimètre électromagnétique EMCal [166] ont été fortement influencées par son intégration "tardive" dans l'expérience ALICE<sup>3</sup>. Son acceptance azimutale a ainsi dû être limitée à environ  $110^\circ$  à cause des contraintes d'intégration (espace disponible) et de coût. La technologie utilisée a été choisie parmi les technologies déjà existantes permettant d'atteindre les performances nécessaires au programme de physique d'ALICE, en particulier les photons et les jets de haute impulsion transverse.

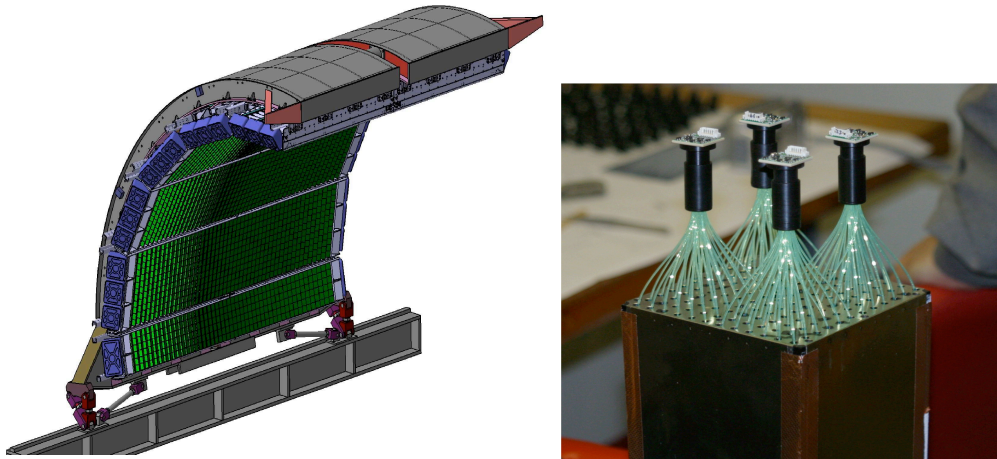


FIGURE 5.8: Gauche : vue schématique du calorimètre électromagnétique ; Droite : Module composé de 4 tours comportant chacune 36 fibres optiques et une photo-diode à avalanche [166].

3. EMCal ne faisait pas partie de la liste des détecteurs initialement prévus dans l'expérience ALICE, d'où une installation plus récente qui a été finalisée au cours de l'année 2011.

La technologie du calorimètre EMCal, de type "Shashlik" (déjà utilisée dans l'expérience PHENIX à RHIC, et dans les expériences HERA à DESY et LHCb au CERN), consiste en un calorimètre à échantillonnage Plomb-Scintillateur avec une collection longitudinale de la lumière de scintillation par fibre optique jusqu'à une photo-diode à avalanche (APD). Une tour, qui représente l'élément de base du calorimètre, est un ensemble de 76 couches de Plomb (1.44 mm) et 77 couches de scintillateur polystyrène (1.76 mm) avec une densité moyenne de volume actif de  $5.68 \text{ g/cm}^3$ . Les surfaces extérieures sont fermées par une couche d'acier de  $150 \mu\text{m}$  d'épaisseur, seules zones mortes entre les tours dans la direction  $\eta$ . Chaque tour contient 36 fibres optiques qui acheminent la lumière de scintillation jusqu'à la photo-diode à avalanche, comme l'illustre la figure 5.8. Les tours sont elles-mêmes assemblées par groupe de quatre (2x2) pour former un module de section rectangulaire dans la direction  $\phi$  et légèrement trapézoïdale dans la direction  $\eta$ , avec un angle relatif entre deux tours successives de  $1.5^\circ$  (pour une géométrie projective vers le point d'interaction). L'assemblage Pb-Scintillateur est stabilisé par une pression interne d'environ  $1,1 \text{ kg/cm}^2$ , maintenue à l'aide d'une couche de 14 mm d'aluminium et un système de rondelles de type Belleville s'adaptant à la force de pression (déflexion de l'ordre du millimètre). La forme générale d'EMCal est une arche de 12288 tours couvrant une acceptance en pseudo-rapacité  $|\eta| \leq 0.7$  et une acceptance azimuthale  $\Delta\phi = 107^\circ$ , chaque tour couvrant une acceptance  $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.014 \times 0.014$  soit environ  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  (figure 5.8). Les modules sont regroupées en bandes (12 modules par bande), eux-mêmes intégrés dans des super-modules (24 bandes par super-module), avec un total 10 super-modules complets et deux tiers de super-modules. Deux super-modules (de dimensions  $3.4 \times 1.6 \text{ m}$  chacun) couvrent l'acceptance totale en  $\eta$  ( $\pm 0.7$ ) et une acceptance en  $\phi$  de  $20^\circ$ . Les caractéristiques principales du calorimètre EMCal sont regroupées dans le tableau 5.3.

Quantité	Valeurs
Taille d'une tour	$\approx 6.0 \times 6.0 \times 24.6 \text{ cm}^3$
Acceptance d'une tour	$\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.014 \times 0.014$
Rapport d'échantillonnage	1.44 mm Pb / 1.76 mm Scintillateur
Densité effective	$5.68 \text{ g/cm}^3$
Nombre de tours	12288
Nombre de modules	3072
Nombre de super-modules	10 complets, 2 tiers
Acceptance totale	$\Delta\phi = 107^\circ,  \eta  \leq 0.7$

TABLE 5.3: Caractéristiques principales du calorimètre EMCal.

### 5.2.3 Calorimètre Électromagnétique (EMCal) : électronique de lecture

L'électronique de lecture du calorimètre EMCal est semblable à celle du détecteur PHOS [167]. Comme le montre la figure 5.9, l'architecture générale peut se décomposer en trois parties :

- **Récupération du signal** : une première partie consiste à récupérer le signal analogique relatif à l'énergie déposée par les photons dans les tours du calorimètre (encadrée en rouge sur la figure). Les photons de scintillation produits par les couches actives du détecteur sont collectés par les fibres optiques puis convertis en signal électrique par le biais d'une photo-diode à avalanche (APD) de type S8148. Le signal ainsi généré est converti en courant sous la forme d'un signal de type "marche" (*step*) par un pré-amplificateur de charge (CSP) de sensibilité 0.83 V/pC. La pré-amplification permet de fonctionner avec deux gains différents (bas et haut) afin d'optimiser la résolution en temps et en énergie. Avec un gain nominal ( $M = 50$ ), le nombre de photo-électrons produits est d'environ  $220 e^-/\text{MeV}$ .
- **Numérisation** : une deuxième partie est dédiée à la numérisation du signal (encadrée en bleu sur la figure). Le signal en sortie du CSP est mis en forme par un circuit de mise en forme (*shaper*) semi-gaussien (de type CR-2RC), puis numérisé par des flash ADC 10 bits à une fréquence de 10 MHz. Le temps de mise en forme, environ 100 ns, est optimisé pour minimiser le bruit provenant des neutrons produits tardivement lors des interactions secondaires avec le matériel d'ALICE (environ 12 MeV/tour). Avant la numérisation, le signal est envoyé vers un modulateur à bas gain (LG) et à haut gain (HG), qui permet d'obtenir une dynamique totale de 14 bits avec deux numériseurs de 10 bits chacun avec une échelle de 16 MeV à 16 GeV pour le HG et de 250 MeV à 250 GeV pour le LG, soit un facteur  $2^4$  entre les deux.
- **Déclenchement** : une troisième partie, indépendante de la précédente, est dédiée au système de déclenchement du calorimètre (encadrée en vert sur la figure). Cette partie de l'électronique est détaillée dans le chapitre dédié au système de déclenchement (chapitre 8).

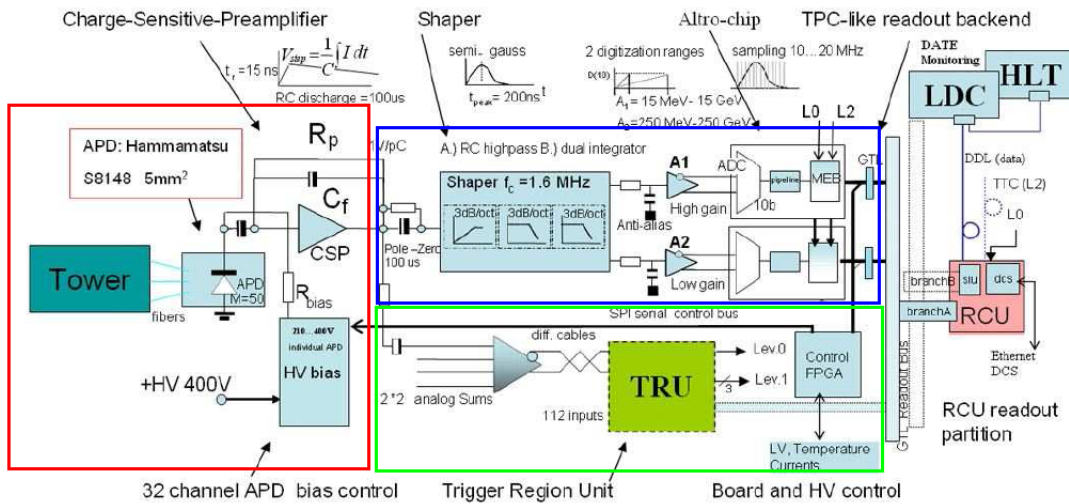


FIGURE 5.9: Schéma de l'électronique de lecture d'EMCal (FEE) composée de la voie en énergie (bleu), de la voie de déclenchement (vert) et d'une voie commune correspondant au signal des tours (rouge) [166]



L'électronique de lecture est intégrée dans une carte électronique appelée *Front End Electronic* (FEE). Une carte FEE numérise les signaux provenant de 32 tours (soit 8 modules). Chaque carte contient ainsi 32 régulateurs de haute-tension pour permettre un réglage individuel de la tension des APDs avec une précision de l'ordre de 0.2 V/bit, réglage indispensable à la calibration du détecteur. Un bus GTL (*Gunning Transceiver Logic*), sous le contrôle d'une carte externe *Readout Control Unit* (RCU), lit les données d'un groupe de 9 cartes FEE à une vitesse d'environ 200 Mo/s. Ces données sont finalement transmises au système d'acquisition de l'expérience ALICE via les liens DDL. Un super-module nécessite ainsi 36 cartes FEE et 2 RCU, chaque RCU étant connecté à 2 bus GTL de 10 adresses logiques chacun qui sont intégrés dans deux châssis situés à l'extrémité du super-module.

## 5.3 Algorithmes de reconstruction des photons

### 5.3.1 Extraction du signal brut

La charge collectée par l'APD (proportionnelle à l'énergie déposée dans la tour) est numérisée à une fréquence de 10 MHz. Le signal brut obtenu est alors formé par la distribution en amplitude des échantillons en temps (un échantillon toutes les 100 ns), comme le montre la figure 5.10. Cette distribution peut être décrite par une fonction  $\Gamma$  dépendante de la valeur du piédestal et de l'amplitude du signal (A) :

$$\text{ADC}(t) = \text{piédestal} + A \cdot e^{-n} \cdot x^n \cdot e^{n(1-x)} \text{ avec } x = (t - \tau_0) / \tau$$

Le paramètre  $\tau = n \cdot \tau_0$  est relié aux caractéristiques du *shaper* utilisé pour la mise en forme du signal ( $\tau_0$  = temps caractéristique,  $n=2$  car le *shaper* est de type gaussien de second ordre).

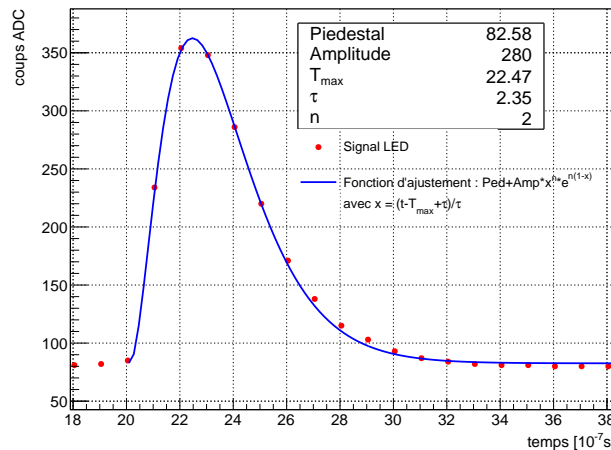


FIGURE 5.10: Distribution du signal brut échantillonné à 10MHz et ajusté par une fonction  $\Gamma$ -2.

L'extraction du signal brut consiste à ajuster la distribution des échantillons numérisés par une fonction  $\Gamma$  pour extraire la valeur d'amplitude correspondant au temps ( $t_0 + \tau$ ) pour lequel la distribution atteint son maximum. Cette extraction peut être réalisée par

différentes méthodes en fonction de la précision et de la rapidité d'ajustement requise par la reconstruction du signal. La méthode appliquée actuellement utilise une minimisation de type Minuit, la rapidité de cette minimisation pouvant être améliorée par l'application d'un algorithme de gradient stochastique (*Least Mean Square*). Des méthodes d'ajustement moins coûteuses en temps de calcul ont été développées, qu'il s'agisse d'une méthode de type réseau de neurones ou d'une méthode d'ajustement basée sur des opérations vectorielles paramétrisées. Quelle que soit la méthode choisie, la qualité de l'ajustement du signal brut est déterminé par le  $\chi^2$  obtenu et le nombre de degrés de liberté utilisés ( $\chi^2/\text{ndf}$ ). L'extraction du signal nécessite également de déterminer le piédestal moyen de la distribution à partir d'un nombre défini d'échantillons en temps situés en amont du signal.

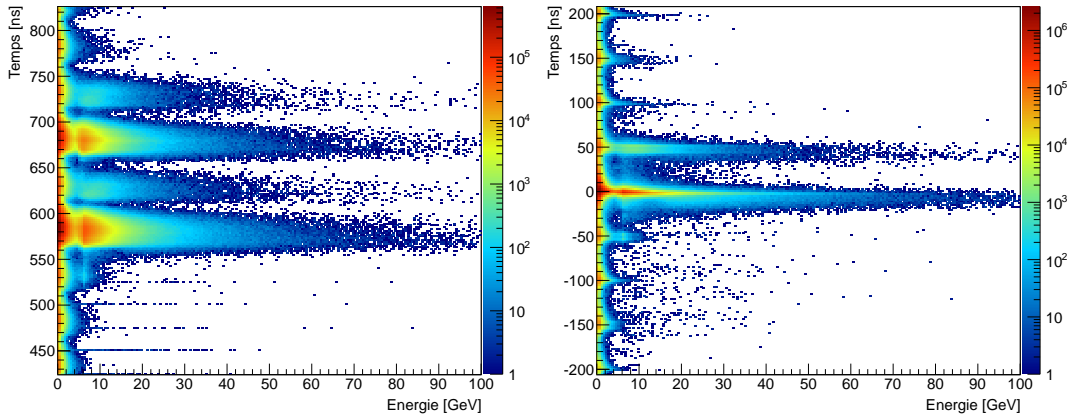


FIGURE 5.11: Gauche : distribution temporelle du signal brut avant étalonnage ; Droite : distribution temporelle du signal brut après étalonnage.

L'autre paramètre important est le temps d'arrivée du signal brut, utilisé pour rejeter les tours bruyantes (produisant un signal non-physique) et les signaux produits par les neutrons secondaires (temps d'arrivée du signal plus grand que celui des autres particules). L'application d'une coupure en temps nécessite cependant au préalable une procédure d'étalonnage tour par tour prenant en compte à la fois le temps d'interaction (croisement des paquets de protons ou *bunch crossing*), la longueur des câbles et les caractéristiques de l'électronique. Comme l'indique la figure 5.11, les corrections apportées lors de l'étalonnage pour les collisions proton-proton permettent d'obtenir une distribution gaussienne centrée en 0 (le temps réel moyen du signal étant d'environ 650 ns) avec une résolution de l'ordre de  $\sigma \approx 0.6$  ns (cette résolution dépendant de l'énergie de la particule). Les structures temporelles (pics espacés de 50 ns) visibles sur les deux figures correspondent à des interactions d'autres paquets de protons. Ces structures mettent en évidence l'effet d'empilement des événements au niveau de la reconstruction des photons dans le calorimètre EMCal. La mesure en temps du signal permet ainsi de séparer les événements ne provenant pas de la même collision.

### 5.3.2 Contrôle de la température

La température est contrôlée par un ensemble de capteurs placés à l'intérieur et à l'extérieur du détecteur EMCal. L'enregistrement des données de température est indispensable afin de pouvoir corriger le gain des photo-diodes à avalanches (APD) lors de la reconstruction du signal. Ce gain est en effet directement relié au libre parcours moyen des électrons produits par les APDs qui dépend de la température. La dépendance en température du gain de chaque tour est mesuré à l'aide d'un signal LED délivré par une lumière pulsée envoyée sur la partie supérieure de la tour. La figure 5.12 (gauche) représente la corrélation entre l'amplitude du signal LED et la température mesurée. Un ajustement linéaire indique une variation de l'ordre de 2% par degré (celsius). La figure 5.12 (droite), qui montre les températures relevées en une semaine, indique les alternances jour/nuit. Ces informations sont utilisées lors de la reconstruction des données brutes pour corriger les gains tour par tour.

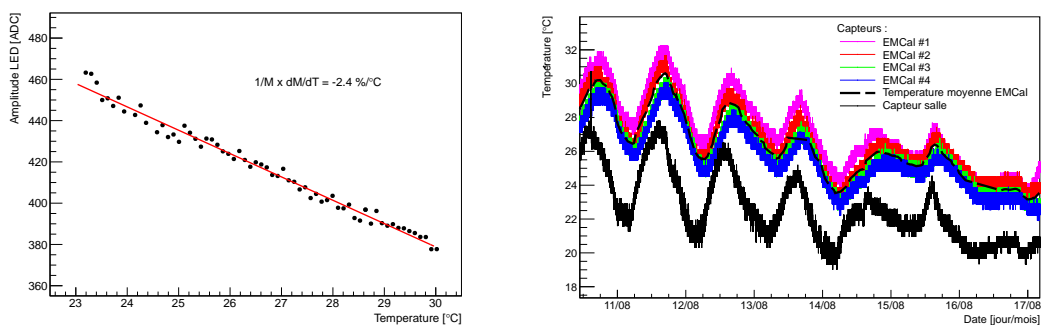


FIGURE 5.12: Gauche : variation du signal APD en fonction de la température, ajusté par une fonction linéaire; Droite : évolution de la température mesurée par les différents capteurs en fonction du temps.

### 5.3.3 Clusterisation

L'extraction du signal brut permet d'obtenir pour chaque tour du calorimètre un ensemble de paramètres correspondant à la position, à l'amplitude et au temps du signal mesuré. La suite de la reconstruction consiste à regrouper les tours dont le signal mesuré correspond à l'interaction d'une même particule dans le calorimètre (cluster). Cette étape, appelée "clusterisation", repose sur les propriétés des gerbes électromagnétiques décrites dans la section précédente. Il y a quatre méthodes de clusterisation possibles dans le cas d'EMCal, chacune présentant des avantages et des inconvénients que nous allons détailler par la suite. Les quatre méthodes utilisent comme point de départ une liste de tours sélectionnées selon un certain nombre de critères communs. Chaque tour est avant tout étalonnée de manière individuelle par application d'un coefficient d'étalonnage permettant de transformer l'amplitude mesurée (coups ADC) en énergie (MeV ou GeV). Une coupure en temps permet ensuite de sélectionner les tours pour lesquels le temps du signal est compris dans un intervalle prédéfini  $[t_{min}, t_{max}]$ . Une coupure en énergie permet ensuite de sélectionner uniquement les tours pour lesquelles l'amplitude du signal est supérieure à une valeur seuil  $E_{min}$  afin de rejeter

les tours associées au bruit électronique. Une fois la liste des tours candidates obtenue, une des quatre procédures de clusterisation est appliquée :

- **Version 1 (V1)** : la méthode V1 commence par rechercher dans la liste des tours candidates la première tour ayant une énergie supérieure à une énergie seuil prédéfinie  $E_{seed}$ . Cette tour est utilisée comme point de départ de la clusterisation. L'étape suivante consiste à vérifier si les tours voisines (tours avec un côté commun en  $\phi$  ou en  $\eta$ ) satisfont les coupures en énergie (énergie minimale pour appartenir au cluster) et en temps (différence de temps maximale entre deux tours d'un même cluster). Chaque tour qui satisfait ces conditions est associée au cluster, puis retirée de la liste des tours candidates. La clusterisation V1 prend fin lorsqu'il n'existe plus de tour voisine disponible. La procédure recommence alors avec les tours restantes afin de former d'autres clusters. L'avantage principal de la méthode V1 réside dans le fait qu'elle permet d'obtenir une forme de cluster la plus proche possible de la forme réelle du dépôt d'énergie, la forme du cluster ayant un rôle crucial dans l'identification des photons. La méthode V1 est cependant incapable de séparer les dépôts d'énergie de plusieurs particules lorsque les clusters se superposent. Ce problème apparaît à la fois dans le cas des décroissances de mésons neutres de haute énergie (les deux photons de décroissance sont alors très proches) et dans le cas des événements à haute multiplicité, en particulier les événements en collision Plomb-Plomb.
- **Version 2 (V2)** : la procédure de clusterisation V2 est similaire à celle présentée dans le cas de la méthode V1, avec une condition supplémentaire sur l'énergie de la tour à associer est appliquée : une tour voisine ne peut être associée au cluster que lorsque son énergie est inférieure à l'énergie de la dernière tour considérée. Cette condition permet de séparer les dépôts d'énergie provenant de particules différentes (par exemple deux photons de décroissance très proches dans le calorimètre). La méthode de séparation des deux clusters est peu précise car l'énergie d'une tour commune à deux dépôts d'énergie est associée dans sa totalité à l'un ou l'autre des clusters. La méthode V2 induit donc un biais sur la forme des clusters dans le cas d'un cluster produit par deux ou plusieurs particules, les clusters obtenus n'étant dans ce cas qu'une approximation de la forme réelle du dépôt d'énergie.
- **Version NxN** : la procédure de clusterisation NxN est similaire à celle présentée dans le cas de la méthode V1, avec une taille maximum prédéfinie de NxN tours (3x3, 5x5). Cette méthode permet de réduire la probabilité d'associer au sein d'un même cluster des dépôts d'énergie provenant de particules différentes. Comme dans le cas de la méthode V2, l'inconvénient principal vient du biais introduit sur la forme du dépôt d'énergie. Dans le cas de particules très énergétiques, une fraction de l'énergie totale de la particule est de plus systématiquement perdue. Une simulation de l'interaction des photons dans le calorimètre permet d'étudier l'impact sur la mesure en énergie du cluster. La figure 5.13 montre le nombre de tours par cluster dans le cas de la méthode 3x3 comparée aux clusters de type v1. Les tours supplémentaires prises en compte dans le cas de la méthode V1 sont cependant des tours de très basse énergie, d'où un écart inférieur à 1% entre les deux méthodes pour des photons d'énergie 50 GeV/c.

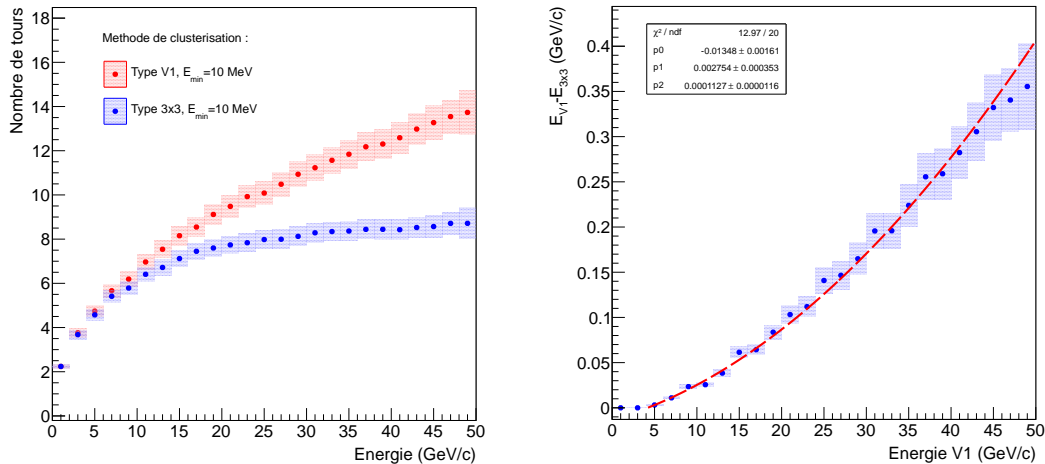


FIGURE 5.13: Gauche : distribution du nombre de tours en fonction de l'énergie du cluster pour les méthodes V1 (rouge) et 3x3 (bleu) ; Droite : différence d'énergie entre les clusters de type V1 et 3x3 en fonction de l'énergie du cluster V1, ajustée par un polynôme de  $2^{nd}$  ordre.

- **Version 1 + Unfolding** : l'objectif de cette méthode est de séparer le plus finement possible les clusters de type V1 contenant plusieurs maxima locaux (donc plusieurs dépôts d'énergie superposés). Un maximum local est défini comme une tour d'énergie supérieure à l'ensemble de ces 8 voisins (côté et diagonale). Après application de la méthode de clusterisation V1, les clusters avec un nombre de maxima locaux supérieur à un sont identifiés. Un cluster est localisé dans le calorimètre par un ensemble de 3 paramètres (position du centre de masse en  $\phi$  et  $\eta$ , énergie). Dans le cas d'un cluster à plusieurs maxima locaux, il faut extraire les paramètres associés à chaque maximum. Un ajustement de la distribution en énergie d'un cluster est alors utilisée pour déterminer ces paramètres. Cet ajustement est basé sur la distribution en énergie d'un cluster formé par l'interaction d'un photon unique (simulation Monte-Carlo). Il faut ensuite reconstruire les différents clusters (un cluster par maximum local) en redistribuant l'énergie des tours communes à plusieurs clusters. Cette méthode rassemble ainsi à la fois les avantages de la clusterisation de type V1 (forme précise du dépôt d'énergie) et de type V2/NxN (séparation des dépôts d'énergie superposés). Les résultats obtenus sont cependant très sensibles à la fonction utilisée pour l'ajustement de la distribution en énergie d'un cluster. Cette procédure, qui est en cours de validation, n'est pas utilisée dans les analyses actuelles.

Une illustration des méthodes de clusterisation V1, V2 et 5x5 est représentée sur la figure 5.14. Les paramètres de reconstruction les plus importants dépendent de l'observable physique considérée (type de collision, énergie des particules, identification), et le choix de la méthode utilisée pour la reconstruction des photons peut finalement varier d'une analyse physique à l'autre. Les méthodes et les paramètres utilisés dans le cadre de l'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron seront détaillés dans les chapitres 9 et 10.

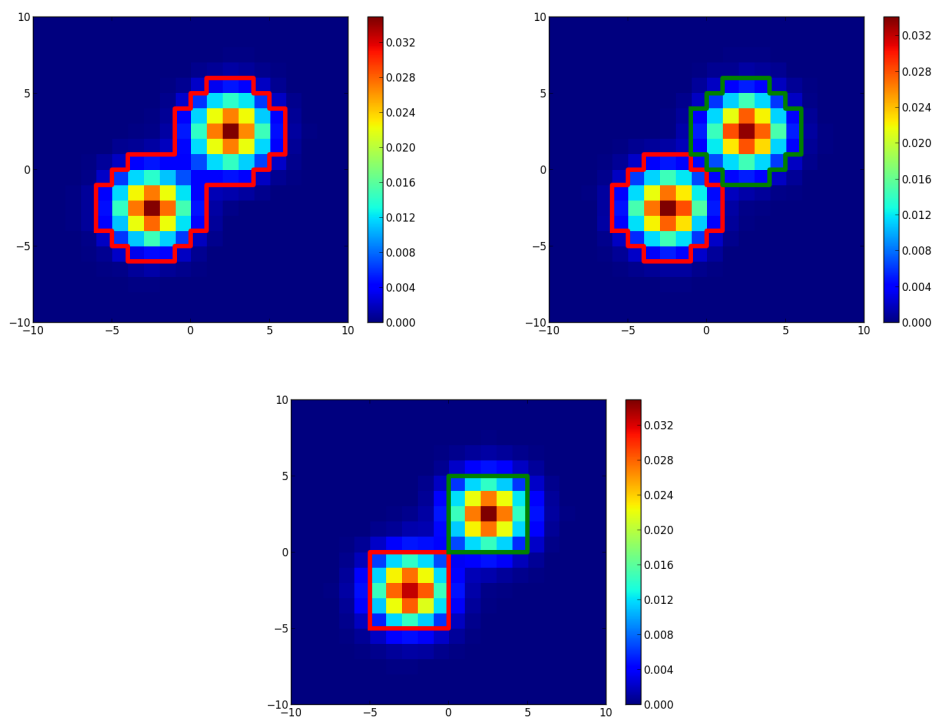


FIGURE 5.14: Illustration des méthodes de clusterisation V1 (gauche), V2 (droite) et 5x5 (bas).

# 6

## Caractérisation du calorimètre électromagnétique

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Calibration du calorimètre EMCal . . . . .</b>	<b>103</b>
6.1.1	Pré-calibration cosmique . . . . .	103
6.1.2	Calibration $\pi^0$ . . . . .	105
<b>6.2</b>	<b>Tests sous faisceau . . . . .</b>	<b>106</b>
6.2.1	Installation et instrumentation . . . . .	107
6.2.2	Reconstruction des données . . . . .	109
<b>6.3</b>	<b>Simulation Monte Carlo . . . . .</b>	<b>113</b>
6.3.1	Géométrie du détecteur . . . . .	114
6.3.2	Simulation de l'électronique . . . . .	115
<b>6.4</b>	<b>Performances du calorimètre EMCal . . . . .</b>	<b>116</b>

---

L'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron nécessite une connaissance précise de la mesure en énergie des photons, caractérisée par les deux paramètres fondamentaux que sont la résolution et la non-linéarité en énergie. Ces paramètres ont été déterminés par le biais de tests sous faisceaux réalisés au CERN au cours de l'année 2010.

Ce chapitre est dédié à l'analyse des tests sous faisceaux du calorimètre EMCal, depuis la reconstruction des données brutes jusqu'à la caractérisation finale des performances du détecteur. Nous nous attacherons également à comprendre les spécificités de la simulation Monte-Carlo du détecteur EMCal puis nous comparerons les performances simulées aux résultats obtenus à partir de l'analyse des données sous faisceaux.

La réponse d'un calorimètre est définie comme le signal moyen mesuré par unité d'énergie déposée. Les caractéristiques de cette réponse dépendent du type de calorimètre utilisé ainsi que des matériaux qui le composent. Dans les calorimètres homogènes, comme les cristaux  $\text{PbWO}_4$  du détecteur PHOS et du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS, la totalité du volume disponible transforme l'énergie en signal (volume actif). Les calorimètres à échantillonnage, comme le détecteur EMCal, sont au contraire constitués d'une alternance de milieu absorbeur et de milieu actif. Il faut alors tenir compte du facteur d'échantillonnage, défini comme le rapport entre l'énergie déposée par une particule sur l'énergie de cette particule. Ce facteur est généralement déterminé expérimentalement à travers l'étude de la distribution du signal des muons cosmiques.

Les performances du calorimètre électromagnétique reposent sur trois quantités : la résolution en énergie, la non-linéarité et la résolution spatiale. La résolution en énergie d'un calorimètre s'écrit sous la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (6.1)$$

- **Terme stochastique (a)** : la précision avec laquelle l'énergie d'une particule est mesurée dépend à la fois de fluctuations stochastiques et d'effets instrumentaux liés à l'électronique de détection. Le nombre de particules détectables dans une gerbe électromagnétique suit une statistique poissonnienne. L'incertitude sur la mesure en énergie est alors proportionnelle à  $\sqrt{E}$ . Dans le cas d'un calorimètre à échantillonnage, ce terme dépend également de l'épaisseur de la couche active et du facteur d'échantillonnage. Le deuxième type de fluctuations dépend quant à lui du nombre de photo-électrons produits par conversion des photons de scintillation.
- **Terme de bruit (b)** : outre les fluctuations statistiques, le signal collecté va fluctuer d'un événement à l'autre à cause du bruit électronique. Cette contribution du bruit dans la résolution est indépendante de l'énergie mesurée.
- **Terme constant (c)** : ce terme prend en compte les effets liés à la réponse du détecteur en fonction de la position, du temps ou de la température. L'origine de ces effets peut se trouver par exemple dans la géométrie du détecteur (perte de gerbe) ou encore la non-uniformité de son électronique de lecture (calibration).

La linéarité est une autre propriété importante de la réponse d'un calorimètre puisqu'elle caractérise la variation de l'amplitude du signal avec l'énergie déposée. Les calorimètres électromagnétiques possèdent en général une réponse linéaire, cependant certains effets expérimentaux peuvent induire une non-linéarité en particulier à basse-énergie. Ces effets peuvent être liés à l'électronique de détection (saturation des photo-multiplicateurs, atténuation dans les fibres optiques), aux propriétés physiques du milieu (recombinaison électrons/ions) ou encore à la géométrie du détecteur (perte d'une partie de la gerbe à haute-énergie).

La résolution spatiale n'est pas directement liée à la mesure en énergie des particules (sauf dans le cas des décroissances hadroniques), mais elle reste un paramètre important pour les méthodes d'identification basée sur la forme des gerbes électromagnétiques.



## 6.1 Calibration du calorimètre EMCal

Les performances d'un calorimètre sont étroitement liées à la qualité de la calibration, qui permet à la fois de déterminer avec précision l'énergie réelle des particules (calibration absolue) et d'obtenir une réponse uniforme sur l'ensemble de la surface de détection (calibration relative). Dans le cas du calorimètre EMCal, le processus de calibration est réalisé en deux étapes distinctes. Les modules du calorimètre sont d'abord pré-calibrés au LPSC-Grenoble via le signal déposé par les muons cosmiques au minimum d'ionisation (MIP) [168]. Une fois installés au sein de l'expérience ALICE au CERN, les modules sont ensuite calibrés de manière absolue via la reconstruction de la masse invariante des mésons  $\pi^0$ .

### 6.1.1 Pré-calibration cosmique

Le principe général de la pré-calibration consiste à faire varier la tension appliquée sur chaque photo-diode à avalanche (APD) afin d'ajuster les gains pour obtenir une réponse uniforme à un signal identique produit par l'interaction des muons cosmiques dans le calorimètre. Les muons cosmiques constituent une source abondante de particules (gratuites). Contrairement aux électrons et aux photons, les muons de haute-énergie nécessitent des quantités de matière beaucoup plus importantes pour être complètement absorbés. L'ionisation et la production d'électrons delta sont les modes d'interactions dominants pour les muons d'énergie inférieure à une centaine de GeV. L'ionisation est paramétrisée par la formule de Bethe-Bloch :

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (6.2)$$

où  $T_{max}$  est l'énergie cinétique maximum d'un électron dans une collision simple,  $I$  est l'énergie d'excitation moyenne du milieu,  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$  et  $\delta$  est un terme de correction des effets de densité. Les muons au minimum d'ionisation (MIP) sont utilisés pour la calibration du calorimètre EMCal car ils ont l'avantage de déposer la même quantité d'énergie dans la partie active d'une tour (environ 28 MeV), indépendamment de leur énergie incidente, lorsqu'ils la traversent de part en part. En tenant compte du facteur d'échantillonnage du calorimètre EMCal, la perte d'énergie est équivalente à celle d'un électron de 300 MeV. La valeur de référence choisie pour la pré-calibration est de 16 coups ADC à la température de la caverne au CERN (soit environ 17.5 coups ADC à la température du hall au LPSC où la pré-calibration est réalisée).

Une mesure spécifique réalisée à l'aide d'un signal LED permet de déterminer la variation du gain d'un APD ( $G$ ) en fonction de la tension ( $V$ ). Cette variation est paramétrisée par une fonction du type :

$$G = A + B e^{kV} \quad (6.3)$$

Les paramètres  $A$ ,  $B$  et  $k$  sont déterminés à partir d'un ajustement des résultats obtenus, comme l'illustre la figure 6.1. À chaque itération du processus de calibration, la tension des APDs est recalculée à partir du rapport entre l'amplitude moyenne du signal mesuré dans la tour et l'amplitude de référence choisie.

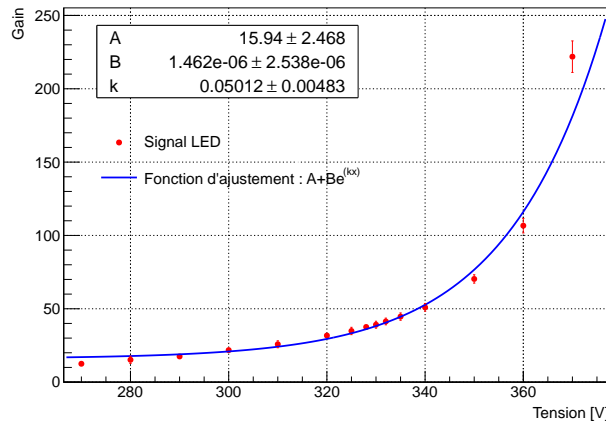


FIGURE 6.1: Variation du gain d'un APD en fonction de la tension appliquée.

Les super-modules du détecteur EMCal sont calibrés tiers par tiers (un tiers contient 48 x 8 tours). Les muons cosmiques sont détectés par 16 scintillateurs de forme rectangulaire placés en haut et en bas de chaque bande de 48 tours (figure 6.2). Le signal d'un scintillateur est produit par un ensemble de deux photo-multiplicateurs (gauche (L) et droit (R)). Lorsque les quatre photo-multiplicateurs d'une paire de scintillateurs haut/bas émettent un signal, les données des tours sont enregistrées ainsi que les temps des signaux des scintillateurs. La configuration spatiale des scintillateurs ne permet cependant pas de s'assurer que les muons sélectionnés ne traversent qu'une seule tour du calorimètre. La distance moyenne parcourue par un muon, ainsi que l'énergie moyenne déposée, sont dans ce cas entachées de fluctuations importantes. Pour atteindre la précision nécessaire sur l'amplitude du signal des particules MIP, il est indispensable de rejeter les muons qui traversent plus d'une tour du calorimètre. Cette sélection est effectuée à l'aide de deux coupures :

- **Isolation** : le muon est rejeté lorsqu'une tour voisine de celle considérée mesure un signal. Afin de tenir compte du bruit électronique, un seuil de 3 coups ADC est appliqué pour considérer le signal d'une tour comme significatif. Ce seuil, correspondant à environ 20% du signal MIP, est non-négligeable et peut induire un décalage en énergie qui reste cependant identique pour toutes les tours (figure 6.3 gauche).
- **Temps** : la mesure du temps d'arrivée du signal de part et d'autre des scintillateurs permet de localiser le muon (avec une précision de 4 cm environ) et de déterminer le trajet parcouru dans le détecteur. Une coupure sur la différence de temps permet alors de sélectionner les muons verticaux.

La combinaison des coupures d'isolation et de temps permet une sélection précise des muons n'ayant traversé qu'une seule tour (figure 6.3 gauche). Après l'application de ces coupures, le signal obtenu est ajusté par une fonction gaussienne afin d'extraire la valeur moyenne et la résolution du signal MIP dans la tour. Cette résolution ( $\sigma/\mu \approx 15\%$ ) est liée aux fluctuations sur l'énergie déposée, aux fluctuations des photo-diodes ou encore aux variations de température durant la prise de données. Les signaux de l'ensemble des tours

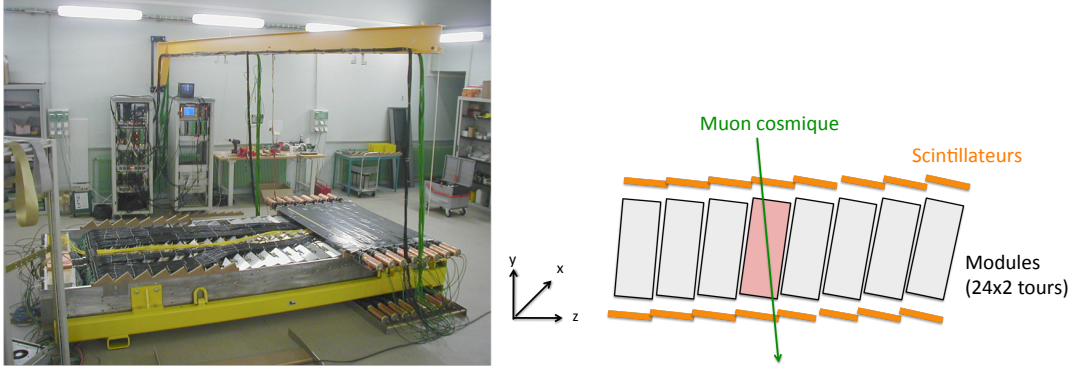


FIGURE 6.2: Gauche : Installation expérimentale de la pré-calibration cosmique du calorimètre EMCal; Droite : vue latérale d'un tiers de super-module.

sont finalement comparés afin de déterminer la dispersion totale qui mesure l'uniformité de la réponse des tours. La figure 6.3 (droite) représente la dispersion des signaux obtenus avant calibration, après la première itération et après la quatrième itération. La dispersion initiale de l'ordre de 10% est réduite à moins de 2% à l'issue de la calibration.

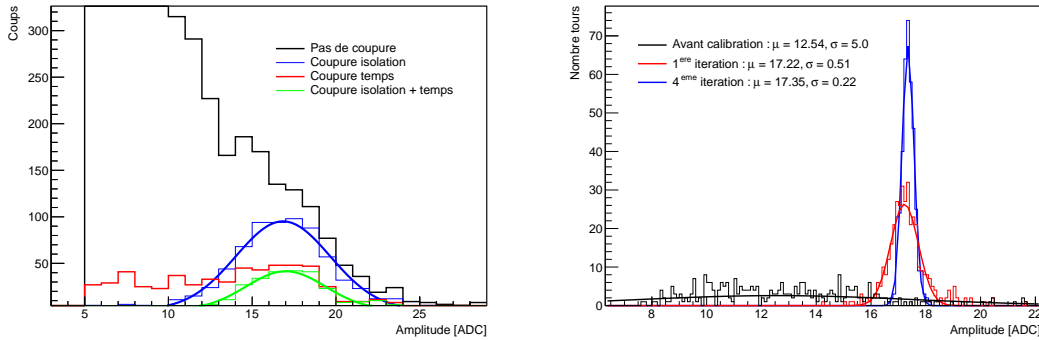


FIGURE 6.3: Gauche : Distribution du signal d'une tour avant et après application des coupures d'isolation et de temps; Droite : dispersion des signaux de l'ensemble des tours avant et après les itérations 1 et 4 du processus calibration.

### 6.1.2 Calibration $\pi^0$

Après installation des modules au CERN, les données obtenues en collision proton-proton sont utilisées pour la calibration absolue du calorimètre EMCal. Le principe consiste à sélectionner un cluster particulier puis à mesurer la masse invariante des paires formées avec l'ensemble des autres clusters afin de déterminer la valeur moyenne de la masse du  $\pi^0$  reconstruite. Elle est obtenue par ajustement des données à l'aide d'une fonction gaussienne (pic) et d'un polynôme d'ordre 2 pour le bruit de fond combinatoire. La valeur moyenne de la gaussienne ( $\mu_{\pi^0}$ ) est alors associée à la tour d'énergie maximale du cluster sélectionné, puis comparée à la valeur de référence  $m_{\pi^0} = 134.9766$  MeV afin de déterminer le coefficient de

calibration  $C = \mu_{\pi^0}/m_{\pi^0}$ . La procédure est répétée de manière itérative jusqu'à obtenir un ensemble de coefficients de calibration permettant de mesurer une valeur de masse invariante correcte pour l'ensemble des tours du calorimètre. La figure 6.4 représente la distribution des valeurs moyennes et des écart-types obtenue par ajustement de l'ensemble des tours du calorimètre à différentes étapes du processus de calibration.

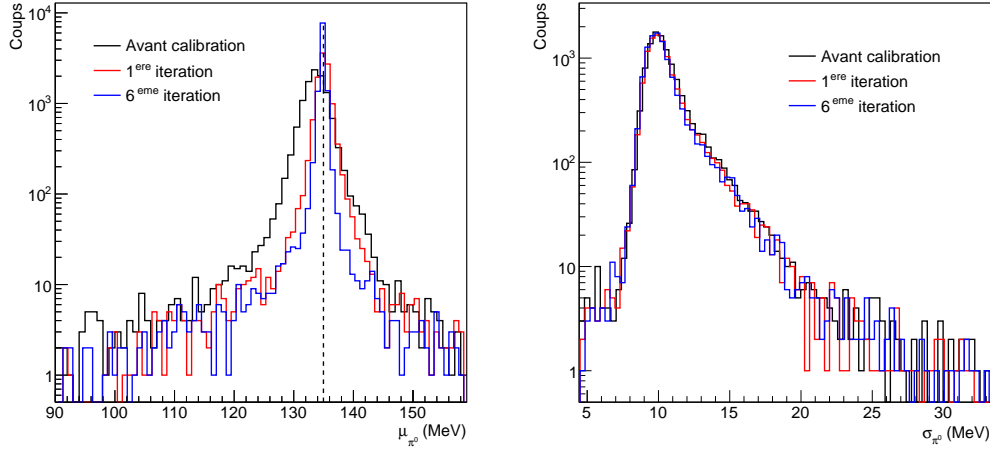


FIGURE 6.4: Distribution des valeurs moyennes ( $\mu_{\pi^0}$ ) et des écart-types ( $\sigma_{\pi^0}$ ).

Bien que la valeur moyenne ajustée ( $\mu_{\pi^0}$ ) soit associée à la tour d'énergie maximale uniquement, le coefficient de calibration obtenu dépend également de la calibration des autres tours du calorimètre. Cette dépendance correspond à la fois aux autres tours contenues dans les différents clusters utilisés pour former des paires dans le calcul de la masse invariante, et aux tours voisines de la tour d'énergie maximale dans le cluster sélectionné. Les différentes itérations permettent d'atténuer progressivement l'impact de cette approximation jusqu'à obtenir un résultat uniforme sur l'ensemble de la surface du détecteur. La qualité de la calibration reste cependant limitée par la présence de matière devant le calorimètre (détecteur TRD avec  $\approx 0.25 X_0$ ), en particulier à cause d'une plus faible statistique et des processus de conversion ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ). La figure 6.5 montre l'impact de la présence de matériaux sur la valeur moyenne et l'écart-type obtenus par ajustement pour les tours avec (rouge) et sans matériau (vert). Il apparaît que la photo-conversion conduit à la fois à un décalage de la masse  $\mu_{\pi^0}$  mesurée (dépendant de l'énergie du  $\pi^0$ ) et à une dégradation de la résolution. Ces effets sont pris en compte dans le calcul des coefficients de calibration finaux.

## 6.2 Tests sous faisceau

Les performances du calorimètre EMCal ont été étudiées lors de deux prises de données sous faisceau au CERN en 2007 [169] et 2010 (seules les données de 2010 seront utilisées pour les analyses présentées dans ce manuscrit). Le détecteur EMCal utilisé pour la prise de donnée est une version réduite de 8x8 tours (4x4 modules) instrumentée par la chaîne d'électronique complète (APD, *shaper*, carte électronique FEE (section 5.2.3)). Des faisceaux

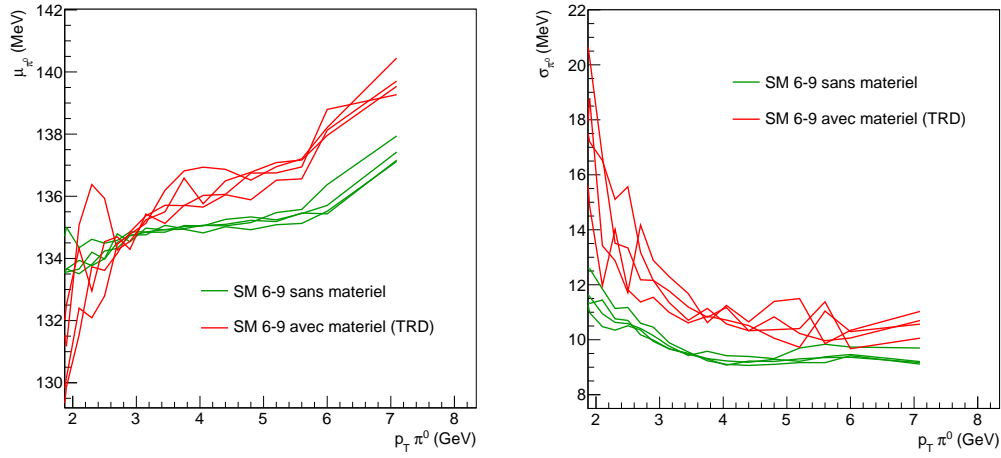


FIGURE 6.5: Distribution des valeurs moyennes ( $\mu_{\pi^0}$ ) et des écarts-types ( $\sigma_{\pi^0}$ ) pour les tours avec (rouge) et sans (vert) matériel.

d'électrons, de positrons et de hadrons sont produits par le Proton Synchrotron (PS) et le Super Proton Synchrotron (SPS) à partir d'un faisceau de protons sur cible fixe. Le PS accélère les protons jusqu'à une énergie de 26 GeV, ce qui permet d'étudier l'interaction de particules entre 0.5 et 6 GeV. Avec une énergie maximum de 450 GeV, le SPS permet d'étudier des particules plus énergétiques entre 6 et 250 GeV. L'analyse présentée dans ce chapitre s'intéresse à l'interaction des électrons dans le calorimètre EMCal pour des énergies comprises entre 0.5 et 100 GeV.

### 6.2.1 Installation et instrumentation

Le dispositif expérimental pour les prises de données sous faisceau rassemble trois types de détecteurs représentés sur la figure 6.6<sup>1</sup> :

- **Modules EMCal** : les électrons du faisceau sont envoyés sur des modules prototypes du calorimètre EMCal (8x8 tours). Afin de permettre un balayage complet de l'ensemble des modules, les tours du calorimètre ont été placées sur une plate-forme mobile. Les déplacements verticaux et horizontaux de cette plate-forme permettent ainsi de déplacer le point d'interaction du faisceau sur l'ensemble des tours du détecteur.
- **Scintillateurs** : l'électronique de lecture est déclenchée par trois scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs. Les trois scintillateurs, placés en amont du détecteur EMCal, sont également utilisés pour séparer les électrons des hadrons du faisceau incident en étudiant la charge déposée par les particules.
- **Chambres proportionnelles multi-fils (MWPC)** : trois chambres multi-fils sont utilisées pour connaître la position du faisceau dans le plan x-y (figure 6.7). Ces

1. L'instrumentation est identique entre le PS et le SPS, seules les distances entre les différents détecteurs sont modifiées

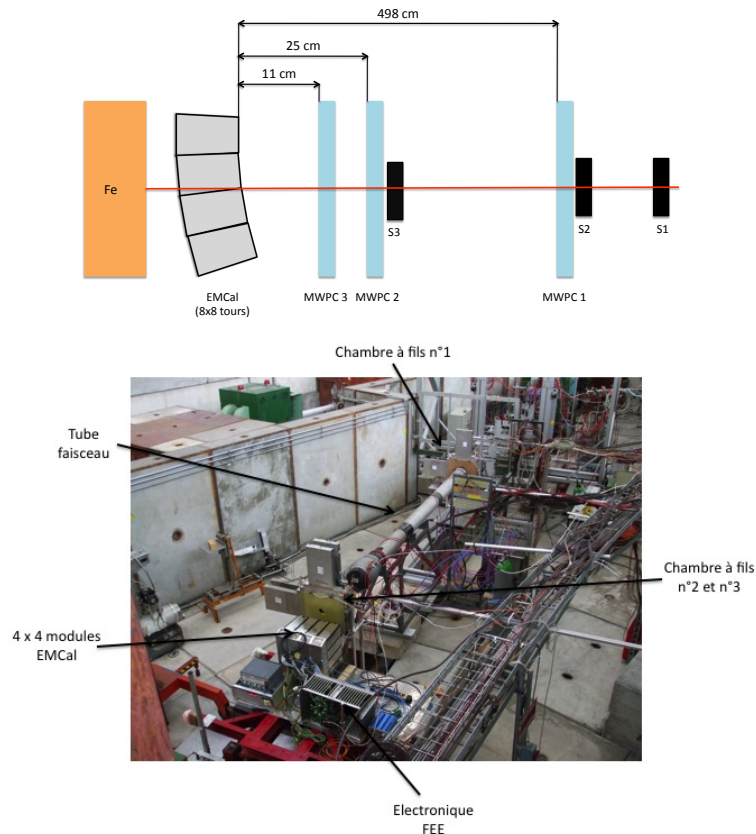


FIGURE 6.6: Installation des tests sous faisceau (PS).

chambres permettent à la fois de reconstruire la trajectoire du faisceau et de rejeter les événements dans lesquels plusieurs particules interagissent simultanément avec le détecteur EMCal (empilement). Chaque chambre est constituée de deux plans x-y de 158 fils (anodes) espacés de 2 mm et entourés de deux plans en Mylar (cathodes). La chambre est remplie de gaz pour permettre l'ionisation du milieu par les particules qui la traversent. Le signal électrique produit par un phénomène d'avalanche se propage le long d'une ligne à retard jusqu'aux extrémités droite (R) et gauche (L) de la chambre.

La position de la particule est reconstruite par soustraction des temps d'arrivée des signaux en R et L (dans le plan perpendiculaire à l'axe des fils). La première étape de reconstruction de la trajectoire consiste à calibrer le signal de chacune des chambres afin d'obtenir une correspondance entre le temps du signal R-L (ns) et la position dans les plans x-y (mm). La figure 6.8 montre les résultats obtenus lors des tests sous faisceau, l'espacement moyen entre deux pics correspondant à l'espacement entre les fils de la chambre. Une fois chaque plan étalonné, les paramètres  $(x,y)$  de chacune des chambres sont ajustés par une régression linéaire de type  $f(x) = Ax+B$  (avec une erreur maximale  $\Delta = 2$  mm). La trace est finalement projetée sur la surface du détecteur EMCal en prenant comme point de référence la position  $(x,y) = (0,0)$  au centre de la chambre 3 (la plus proche du détecteur EMCal) et la position  $z = 0$  sur la face avant du détecteur EMCal.

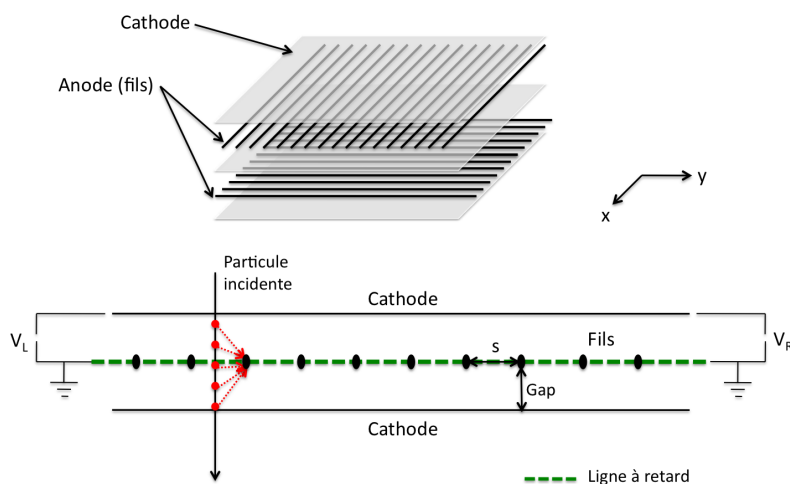


FIGURE 6.7: Schéma de fonctionnement d'une chambre multi-fils proportionnelle.

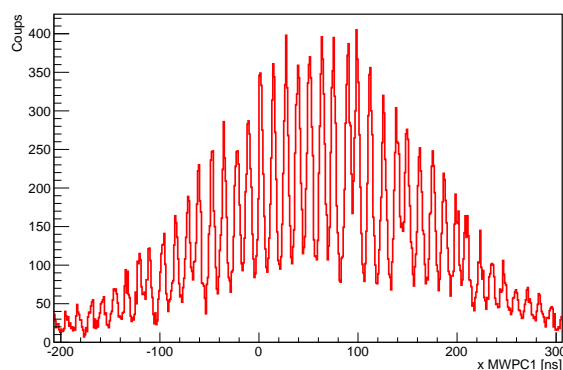


FIGURE 6.8: Distributions en temps des signaux R-L correspondant au plan x de la chambre 1.

### 6.2.2 Reconstruction des données

L'électronique utilisée pour la prise de donnée sous faisceau est identique à celle du calorimètre EMCal. La reconstruction des données brutes suit donc la même procédure que celle décrite dans la section 5.3. Le signal est tout d'abord échantillonné puis ajusté par une fonction  $\Gamma$  afin d'extraire la valeur maximale de l'amplitude du signal. Un facteur correctif tenant compte de la dépendance en température du gain de chaque APD est ensuite appliqué. Les signaux obtenus pour chacune des tours sont finalement regroupés par la méthode de clusterisation V1, après application d'un seuil de 5 coups ADC afin de rejeter les signaux provenant du bruit électronique.

### Sélection des événements

Les données reconstruites sont ensuite filtrées afin d'obtenir un échantillon d'événements le plus pur possible. Pour l'analyse présentée dans ce chapitre, il s'agit de sélectionner les événements correspondant à l'interaction d'un seul électron (par événement) avec le détecteur EMCal. Cette sélection est nécessaire pour ne pas biaiser les mesures en analysant les clusters produits soit par d'autres types de particules (en particulier des hadrons), soit par la superposition de deux ou plusieurs électrons. Deux types de coupures sont appliquées :

- **scintillateurs** : afin d'améliorer la pureté en électrons, il est possible d'appliquer une coupure sur la charge mesurée dans les scintillateurs (normalisée par la charge moyenne) représentée sur la figure 6.9. La résolution en temps des détecteurs étant insuffisante pour permettre une distinction entre les temps de vol des différents types de particules, une coupure fixe (indépendante du temps de propagation) est appliquée pour sélectionner les particules déposant une quantité d'énergie comparable dans les scintillateurs. En ne conservant que les signaux compris dans un intervalle  $[dE/dx^{min}, dE/dx^{max}]$  (lignes rouge de la figure 6.9) il est ainsi possible de rejeter à la fois une partie des hadrons, qui possèdent une perte d'énergie plus fluctuante que les électrons, et les événements contenant plus d'une particule avec un  $dE/dx$  supérieur à la moyenne.

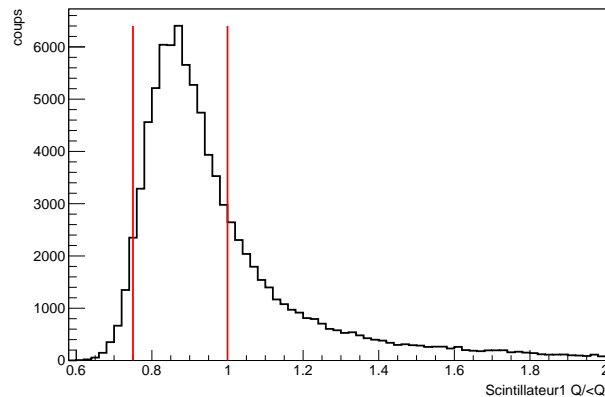


FIGURE 6.9: Évolution de l'énergie (normalisée par l'énergie moyenne) déposée dans le scintillateur numéro 1 (ADC).

- **chambres à fils** : les signaux des chambres à fils sont utilisés pour sélectionner les événements contenant une seule particule, et ceci en imposant des coupures sur la somme en temps R+L des signaux mesurés de part et d'autre de la ligne à retard. Pour des événements à une particule, cette somme doit être égale à la longueur de la ligne à retard et donc être constante quelque soit la position de la particule dans la chambre. Lorsqu'au contraire plusieurs particules traversent la chambre simultanément, la somme en temps R+L devient inférieure à la valeur moyenne.



## Calibration

La dernière étape de reconstruction des données consiste à étalonner la réponse de chaque APD. Dans un premier temps, les tensions appliquées ont été déterminées à partir d'une calibration utilisant les muons cosmiques afin d'obtenir une réponse uniforme sur l'ensemble du détecteur EMCal (section 6.1). Des facteurs d'étalonnage ont ensuite été calculés pour convertir l'amplitude mesurée (canal ADC) en énergie (GeV) à partir d'une procédure qui consiste à balayer l'ensemble des tours du détecteur avec un faisceau d'électrons d'énergie connue (6 GeV pour le PS, 10 GeV pour le SPS). La distribution en énergie est obtenue pour chacune des tours du calorimètre en attribuant chaque cluster reconstruit à la tour d'énergie maximale qui le compose. Afin d'éviter un biais sur l'étalonnage des tours les plus externes, un facteur correctif est appliqué sur l'énergie des clusters dont la tour d'énergie maximale est située sur un des bords du détecteur. Ce facteur est déterminé au moyen d'une simulation Monte Carlo Geant4 à partir de la fraction d'énergie perdue en fonction de la position de la particule à la surface du détecteur (figure 6.10). Il apparaît que seules les tours les plus extérieures sont concernées par cette correction. La figure 6.10 met également en avant une asymétrie gauche-droite dans la distribution à deux dimensions de la fraction d'énergie perdue. Cette asymétrie de l'ordre de 4% provient de l'angle de fuite des modules du calorimètre ( $1.5^\circ$  entre deux modules) qui permet de récupérer une fraction plus importante de la gerbe dans le module le plus incliné par rapport à l'axe du faisceau.



FIGURE 6.10: Fraction d'énergie récupérée dans le détecteur en fonction de la position du faisceau d'électrons (6 GeV) obtenue par simulation Geant4.

En tenant compte de cette correction, il est alors possible de déterminer pour chaque tour un nouveau coefficient d'étalonnage en calculant le rapport entre l'énergie moyenne reconstruite (ajustement de la distribution par une fonction gaussienne) et l'énergie des électrons du faisceau. La procédure est répétée jusqu'à ce que les valeurs des coefficients d'étalonnage soit stables d'une itération à l'autre. Les coefficients d'étalonnage finaux sont présentés dans la figure 6.11. Les différences de tensions appliquées sur chaque APD entre les prises de données PS et SPS imposent d'utiliser dans la reconstruction des coefficients d'étalonnage différents pour les deux périodes. La figure 6.11 fait cependant apparaître des

caractéristiques communes au niveau du détecteur EMCal, en particulier en ce qui concerne les tours les plus problématiques (bruit, gain de l'APD).

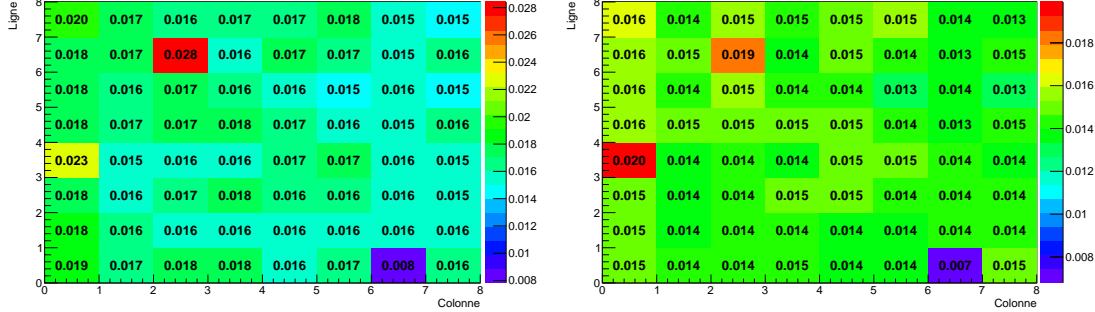


FIGURE 6.11: Coefficients d'étalonnage appliqués pour la reconstruction des données PS (gauche) et SPS (droite).

Les données reconstruites et étalonnées permettent de déterminer la résolution en énergie et la non-linéarité du détecteur EMCal. La distribution obtenue à partir d'électrons d'énergie connue avec une précision de 3% environ est alors ajustée par une gaussienne pour extraire l'énergie moyenne ( $\mu_E$ ) et la résolution en énergie ( $\sigma_E$ ). La figure 6.12 représente la distribution obtenue dans le cas des électrons de 50 GeV au SPS.

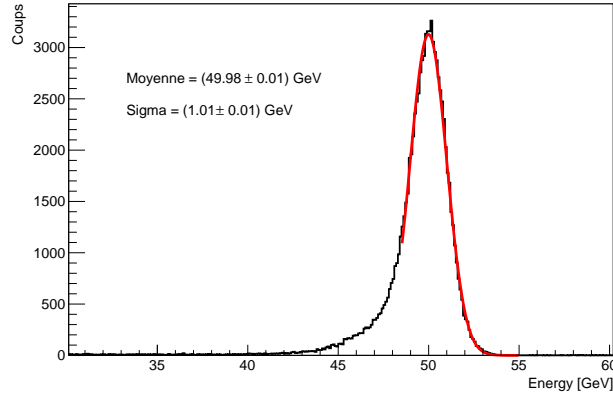


FIGURE 6.12: Distribution en énergie des clusters produits par l'interaction d'électrons de 50 GeV dans le détecteur EMCal, ajustée par une fonction gaussienne.

L'ajustement est réalisé dans un intervalle en énergie limité afin de ne pas prendre en compte la queue de distribution qui provient à la fois de la contamination hadronique résiduelle après application des coupures de sélection, et des électrons ayant interagit avec le matériau en amont du détecteur (scintillateur, chambres à fils). Alors que la contamination hadronique a peu d'impact pour les électrons de grande énergie, elle devient non-négligeable pour les électrons d'énergie inférieure à 2 GeV. L'étalement du spectre en énergie des hadrons dégrade en effet le pic obtenu dans le cas des électrons, comme le montre la figure 6.13, d'où

un biais potentiel sur la mesure de l'énergie moyenne (non-linéarité) et sur la résolution en énergie.

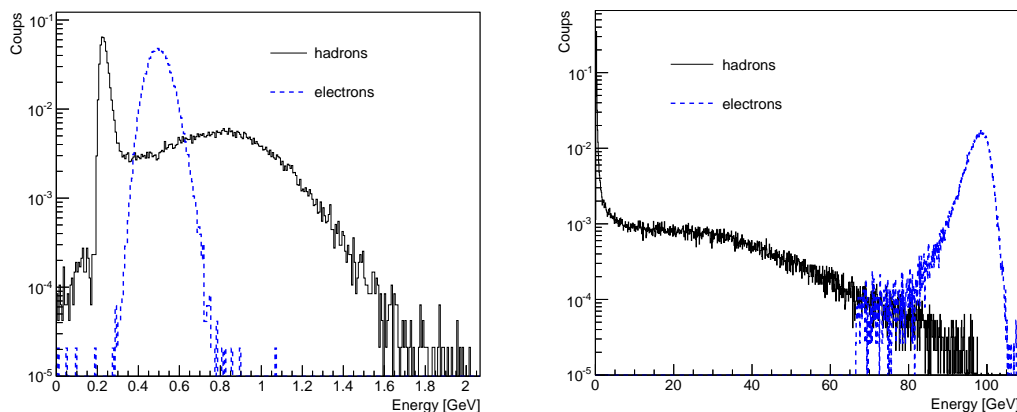


FIGURE 6.13: Distribution en énergie (normalisée) par interaction d'électrons et de hadrons de 0.5 GeV (gauche) et de 100 GeV (droite) dans le détecteur EMCAL, obtenue par simulation Geant4.

### 6.3 Simulation Monte Carlo

L'étude complète d'un calorimètre nécessite une comparaison détaillée avec la simulation Monte Carlo du détecteur qui permet de mieux comprendre le détecteur et d'évaluer les incertitudes systématiques dans les analyses de physique. La collaboration ALICE utilise le logiciel GEANT (également appelé Geant3) [156] pour la simulation de l'interaction des particules au sein des différents détecteurs de l'expérience. GEANT (GEometry ANd Tracking) est un logiciel développé au CERN au cours des années 1970 pour la physique des hautes énergies. En 1994 la collaboration RD44 a développé une nouvelle version du logiciel, nommée Geant4 [157], qui est aujourd'hui le logiciel le plus couramment utilisé pour l'interaction des particules dans la matière, et ce dans de nombreux domaines (physique des particules, physique médicale, physique nucléaire, physique spatiale, ...). Les logiciels GEANT et Geant4 permettent de reproduire les processus d'interaction des particules dans la matière et de simuler à la fois le dépôt d'énergie des particules dans le calorimètre EMCAL et les pertes d'énergies des particules dans les matériaux en amont du détecteur (support de structure, autres détecteurs). Les processus d'interaction sont sélectionnés dans une liste de processus laissant à chaque utilisateur la liberté de prendre en compte ou non un processus particulier. Dans le cas du logiciel Geant4 un certain nombre de listes pré-définies contiennent la majorité des processus impliqués pour un type de physique donné (physique des hautes-énergies, processus électromagnétiques, ...) <sup>2</sup>. Il est possible d'appliquer différentes coupures (énergie, temps, ...) pour la simulation des interactions et la production des nou-

2. Le lecteur intéressé par la description des différentes listes de processus peut consulter la référence suivante : [http://geant4.cern.ch/support/proc\\_mod\\_catalog/physics\\_lists](http://geant4.cern.ch/support/proc_mod_catalog/physics_lists)

velles particules. Une fois le dépôt d'énergie simulé, il reste alors à modéliser les effets liés à l'électronique de lecture afin d'obtenir un signal reconstruit le plus réaliste possible.

### 6.3.1 Géométrie du détecteur

Pour être la plus réaliste possible, la simulation doit prendre en compte l'ensemble des caractéristiques physique et géométrique du détecteur. Ces caractéristiques concernent à la fois le détecteur lui-même, mais également les éléments de structure qui peuvent avoir un rôle non-négligeable en modifiant la nature (type, énergie) des particules produites lors des collisions avant que ces dernières n'interagissent avec les détecteurs. La simulation du détecteur EMCal prend en compte la majorité des caractéristiques techniques du détecteur. Au niveau d'une tour du calorimètre, ces caractéristiques incluent les couches de Plomb, les couches de scintillateurs et les feuilles de papier qui les entourent (156 feuilles de 0.1mm), les plaques d'Aluminium sur les faces avant et arrière ainsi que la plaque de compression permettant de stabiliser l'ensemble de la tour. La structure permettant d'assembler les tours au sein des super-modules est également intégrée à la simulation du détecteur. Seules les fibres optiques et les photo-diodes à avalanche ne sont pas reproduites au niveau de la géométrie.

#### Cas particulier des tests sous faisceau :

L'analyse des tests sous faisceau utilise une simulation basée sur le logiciel Geant4 (version 4.9.4.p02) développée au LPSC-Grenoble. Cette simulation permet de vérifier la compréhension que nous avons du détecteur EMCal via la comparaison des données expérimentales et simulées, et contribuer à la validation de Geant4 via la comparaison des simulations Geant3 et Geant4<sup>3</sup>. La géométrie a été adaptée afin de correspondre au détecteur de 8x8 tours utilisé lors des tests sous faisceau. Les scintillateurs et les chambres à fils ont également été intégrés afin de reproduire le plus précisément possible le parcours des particules avant interaction avec le détecteur EMCal (figure 6.14).

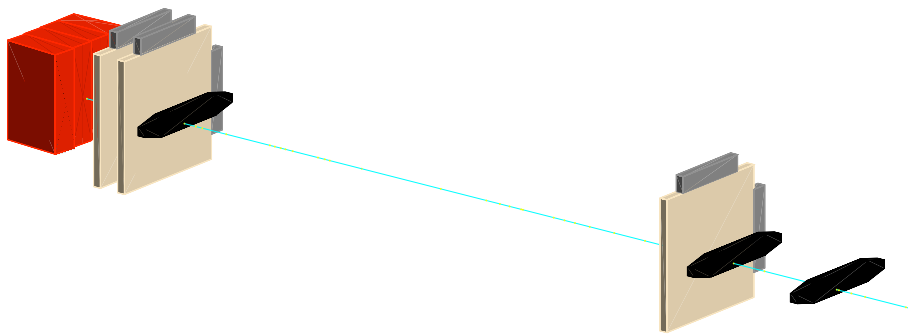


FIGURE 6.14: Simulation Geant4 de l'installation expérimentale des tests sous faisceau au PS.

3. La collaboration ALICE prépare actuellement la transition entre Geant3 et Geant4, ce travail nécessitant un nombre important de comparaison entre les résultats des deux logiciels de simulation.

### 6.3.2 Simulation de l'électronique

La chaîne de simulation de l'électronique de lecture rassemble les différentes étapes permettant de transformer l'information brute produite par le logiciel de simulation pour obtenir des données simulées les plus proches possibles des données réelles. Ce processus nécessite de connaître précisément les différents effets liés à l'électronique du détecteur qui dégradent les signaux mesurés. La chaîne de simulation du détecteur EMCal peut se diviser en trois étapes : la mesure de l'énergie déposée par une particule, les effets de bruit électronique, et la numérisation du signal.

- **Mesure en énergie** : le logiciel de simulation permet de connaître la quantité d'énergie perdue par une particule dans les différentes couches actives d'une tour du calorimètre. La première étape de la chaîne de simulation consiste à sommer cette énergie afin de déterminer la quantité totale d'énergie contenue dans chaque tour. Pour tenir compte des effets de saturation qui peuvent se produire au sein des scintillateurs lors d'une perte d'énergie importante, un facteur correctif est appliqué individuellement sur chaque dépôt d'énergie lors du processus d'addition. Ce facteur correctif est déterminé à partir de la loi de Birks [170], qui définit la relation entre la quantité de lumière émise ( $dL/dx$ ) et l'énergie déposée ( $dE/dx$ ) :

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \frac{dE/dx}{1 + k_B dE/dx} \quad (6.4)$$

où  $k_B$  la constante de Birks dépend du matériau scintillant ( $k_B = 0.126$  mm/MeV dans le cas des scintillateurs polystyrène). Le rapport de l'énergie de la particule incidente sur l'énergie déposée dans les scintillateurs est alors donné par le facteur d'échantillonnage du calorimètre. Celui-ci dépend des caractéristiques physiques du détecteur, comme l'épaisseur ou le nombre de couches actives et de couches de Plomb. Il est cependant nécessaire d'ajuster ce paramètre au logiciel de simulation afin de remonter à l'énergie la particule incidente. Cela conduit à appliquer des facteurs d'échantillonnage différents dans le cas de Geant3 et Geant4, ainsi que pour les différentes listes de processus de Geant4 (tableau 6.1).

Logiciel	Facteur d'échantillonnage
GEANT	10.87
Geant4 (option EMV)	11.92
Geant4 (option BERT / CHIPS)	9.35

TABLE 6.1: Facteur d'échantillonnage pour différentes versions du logiciel de simulation.

- **Bruit et fluctuations électroniques** : l'énergie mesurée doit être dégradée afin de reproduire les effets liés à l'électronique de lecture. Deux effets sont pris en compte dans la chaîne de simulation : le bruit électronique et les fluctuations des photo-diodes à avalanche (APD). Le bruit électronique est ajouté tour par tour suivant une distribution gaussienne de paramètres  $\mu = 0$  et  $\sigma = 12$  MeV. Ces paramètres ont été déterminés à partir d'une étude du bruit dans les données sous faisceau réalisées en

2007 [169]. Les fluctuations du signal des APD sont prises en compte en multipliant le nombre moyen de photo-électrons produits ( $4400 \text{ e}^- / \text{GeV}$  d'énergie déposée) par un facteur distribué selon une loi de Poisson. Les paramètres de la loi de Poisson ont été ajustés pour permettre un bon accord entre données réelles (tests sous faisceau) et données simulées, en particulier au niveau de la résolution en énergie, prenant ainsi en compte d'autres sources de fluctuations éventuelles comme celles liées à la propagation de la lumière de scintillation.

- **Numérisation** : la dernière étape consiste à numériser le signal en appliquant un facteur de conversion de  $0.0153 \text{ ADC/GeV}$ . L'amplitude obtenue est alors comparée à la dynamique maximale des convertisseurs ( $16 \text{ bits} = 2^{16} = 65536$ ). Si l'amplitude est supérieure à cette dynamique, la valeur maximale ( $65536$  canaux ADC) lui est automatiquement attribuée. La chaîne de simulation se termine par l'application d'un seuil de  $5$  canaux ADC, qui correspond au seuil appliqué lors de la reconstruction afin de rejeter les événements de bruit. Avant d'appliquer ce seuil, les données simulées sont cependant décalibrées pour reproduire le plus finement possible les fluctuations possibles d'une tour à l'autre (un seuil de  $5$  ADC aura un impact différent selon le coefficient de calibration de la tour considérée).

## 6.4 Performances du calorimètre EMCal

En analysant les données correspondant aux différentes énergies d'électrons disponibles au PS et au SPS, il est possible de déterminer à la fois la résolution en énergie (largeur de la distribution) et la non-linéarité (valeur moyenne de la distribution) du détecteur EMCal. Afin de limiter les biais liés à la géométrie du détecteur, en particulier les pertes de la gerbe à grande énergie, l'analyse est restreinte aux clusters pour lesquels la tour d'énergie maximale est une des quatre tours les plus centrales du détecteur. Les courbes finales de résolution en énergie (figure 6.15 gauche) et de non-linéarité (figure 6.16 gauche) correspondent à la moyenne pondérée des distributions de chacune des quatre tours. En appliquant une procédure d'analyse identique aux données de simulations Geant3 et Geant4, il est finalement possible de déterminer les performances simulées du calorimètre EMCal afin de les comparer aux résultats obtenus à partir de l'analyse des données réelles.

### Résolution en énergie

Les résultats représentés sur la figure 6.15 (gauche) indiquent une résolution en énergie d'environ  $10\%$  pour une énergie de  $1 \text{ GeV}$  et de moins de  $4\%$  pour des énergies supérieures à  $10 \text{ GeV}$ , ce qui est proche des performances attendues par le cahier des charges du détecteur [166]. La figure 6.15 (droite) compare la résolution en énergie obtenue à partir des tests sous faisceau avec celles des simulations Geant3 et Geant4. Dans ces simulations, les fluctuations des photo-diodes ont été ajustées pour permettre un bon accord entre les données réelles et simulées (Geant3). Il apparaît que la résolution en énergie du détecteur EMCal est bien reproduite, excepté pour les énergies inférieures à  $1 \text{ GeV}$ . La contamination hadronique, dont

l'impact est plus important pour la mesure des électrons de basse-énergie, peut expliquer ce léger décalage. La figure 6.15 (droite) montre également que les simulations Geant3 et Geant4 donnent des résultats très similaires en ce qui concerne la résolution en énergie.

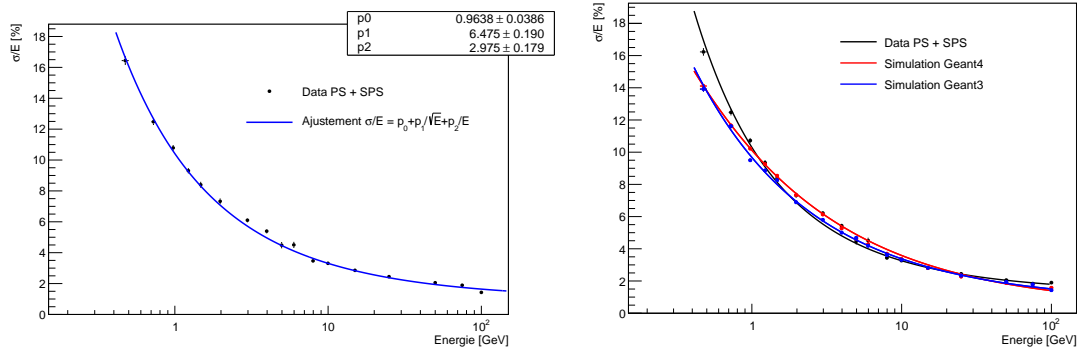


FIGURE 6.15: Gauche : Résolution en énergie obtenue à partir de l'analyse des données de tests sous faisceau (PS + SPS) ; Droite : comparaison de la résolution en énergie obtenue à partir de l'analyse des données des tests sous faisceau (SPS+PS), d'une simulation Geant3 et d'une simulation Geant4.

## Non-Linéarité

Les résultats obtenus sur la figure 6.16 (gauche) montrent que la réponse du détecteur EM-Cal est linéaire à partir d'une énergie de 3 GeV environ, mais qu'en-dessous la non-linéarité augmente de manière inversement proportionnelle à l'énergie des électrons. La comparaison avec les résultats de simulation, présentée sur la figure 6.16 (droite) met en évidence des différences significatives au niveau de la non-linéarité pour des énergies inférieures à 8 GeV.

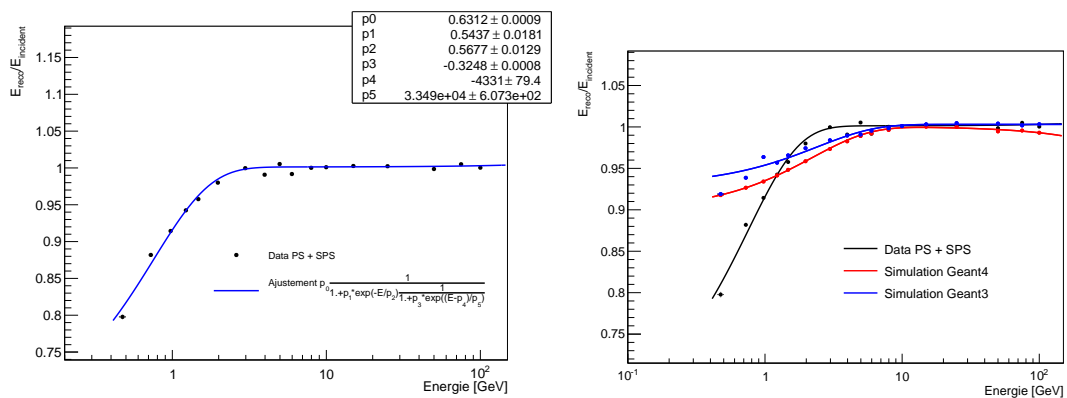


FIGURE 6.16: Gauche : Non-linéarité obtenue à partir de l'analyse des données de tests sous faisceau (PS + SPS) ; Droite : comparaison de la non-linéarité obtenue à partir de l'analyse des données des tests sous faisceau (SPS+PS), d'une simulation Geant3 et d'une simulation Geant4.

### Etude systématique des étapes de reconstruction du signal

Une étude systématique de l'impact des différents effets expérimentaux sur les performances du détecteur est réalisée en comparant les résultats bruts de la simulation Geant4 avec ceux obtenus après application de la clusterisation de type V1, du bruit électronique et des fluctuations des photo-diodes. La figure 6.17 (gauche) montre que les fluctuations appliquées au niveau du signal des APDs représente la contribution majeure à la dégradation de la résolution. En ce qui concerne la non-linéarité, la figure 6.17 (droite) montre que le calorimètre possède une bonne linéarité intrinsèque qui est fortement dégradée par l'application d'un seuil de clusterisation. À grande-énergie, une fraction de l'énergie peut également être perdue à cause de l'acceptance limitée du détecteur utilisé pour les tests sous faisceau (8x8 tours), d'où une légère diminution de la non-linéarité.

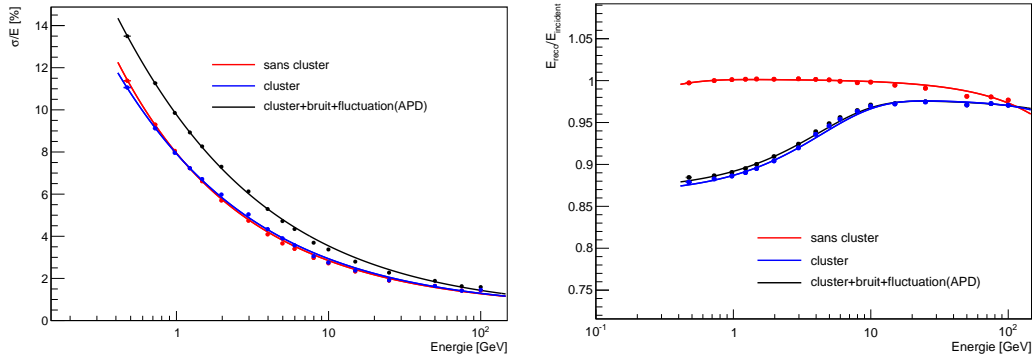


FIGURE 6.17: Gauche : Résolution en énergie obtenue à partir d'une simulation Geant4 pour différentes coupures de reconstruction; Droite : non-linéarité obtenue à partir d'une simulation Geant4 pour différentes coupures de reconstruction.

L'étude des performances du détecteur EMCAL permet en principe d'évaluer l'impact de la reconstruction sur les résultats physiques. Les résultats obtenus à partir de l'analyse des tests sous faisceau montrent cependant que des différences entre les données expérimentales et la simulation subsistent. Ces différences, en particulier au niveau de la non-linéarité, sont prises en compte dans l'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron en corrigeant différemment les données expérimentales et simulées.



# 7

## Identification des photons et $\pi^0$

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Forme des gerbes électromagnétiques . . . . .</b>	<b>120</b>
7.1.1	Centre de masse . . . . .	120
7.1.2	Paramétrisation elliptique . . . . .	120
<b>7.2</b>	<b>Identification des photons et des mésons neutres (<math>\pi^0, \eta</math>) . . . . .</b>	<b>121</b>
7.2.1	Cluster de particules chargées . . . . .	122
7.2.2	Cinématique . . . . .	124
7.2.3	Identification des photons . . . . .	125
7.2.4	Identification des $\pi^0$ . . . . .	126
<b>7.3</b>	<b>Simulation des gerbes électromagnétiques . . . . .</b>	<b>129</b>
7.3.1	Configuration de la simulation . . . . .	129
7.3.2	Résultats . . . . .	130

---

L'identification des photons et des  $\pi^0$  est réalisée principalement à partir de la forme de la gerbe électromagnétique produite par la particule incidente, forme qui varie en fonction du type de particules et de leur énergie. Dans le cas des photons issus de la décroissance d'un méson neutre, l'identification est également réalisée via une mesure de la masse invariante di-photons.

Ce chapitre a pour objectif de présenter les principales méthodes d'identification utilisées, en les justifiant à partir de la simulation des interactions dans le détecteur EMCal. Nous commencerons par un rappel des caractéristiques générales du développement des gerbes électromagnétiques dans un calorimètre, puis nous décrirons les méthodes d'identification des photons et des  $\pi^0$ . Nous terminerons ce chapitre par une comparaison de la forme des gerbes électromagnétiques entre données expérimentales et simulation Monte-Carlo.

## 7.1 Forme des gerbes électromagnétiques

### 7.1.1 Centre de masse

La segmentation du calorimètre EMCal ne permet pas d'accéder au profil longitudinal de la gerbe électromagnétique, et seule la forme latérale est utilisée. Le terme de "forme" correspond à la fois à la géométrie de la gerbe et à la manière dont l'énergie est distribuée spatialement. Le premier paramètre qui peut être utilisé pour décrire une gerbe est la multiplicité, autrement dit le nombre de tours contenues dans un cluster. Ce paramètre est cependant peu discriminant, et une caractérisation plus précise de la géométrie de la gerbe doit être mise en place. Pour définir la géométrie d'une gerbe électromagnétique, il est nécessaire de déterminer préalablement la position de son centre de masse. Dans le cas d'un calorimètre segmenté latéralement avec une taille caractéristique des tours de l'ordre du rayon de Molière (ce qui est le cas du calorimètre EMCal), il est possible de calculer les coordonnées du centre de masse à partir de la moyenne pondérée des coordonnées de chaque tour contenue dans la gerbe électromagnétique :

$$x = \frac{\sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i} \text{ avec } x_i = \text{coordonnées de la tour } i \text{ selon l'axe } \vec{x}, w_i = \text{poids de la tour } i$$

La méthode de calcul la plus simple consiste à utiliser une pondération linéaire  $w_i = e_i/E$  ( $e_i$  = énergie de la tour  $i$ ,  $E$  = énergie totale de la gerbe). Cependant comme la taille caractéristique d'une tour est similaire à celle de la gerbe électromagnétique, les coordonnées calculées sont dans ce cas fortement dépendantes de la position du point d'impact de la particule à la surface du détecteur [171]. Le biais systématique associé au calcul du centre de masse est lié à la forme exponentielle du profil latéral de la gerbe qui conduit à donner un poids relatif très important à la tour centrale (figure 5.7). Afin de limiter l'impact de la tour centrale sur le calcul des coordonnées, il est nécessaire de donner un poids relatif plus important à l'ensemble des tours contenues dans la gerbe. La méthode appliquée dans le cas du calorimètre EMCal utilise pour cela un poids logarithmique :

$$w_i = \max\left\{0, [W_0 + \ln(e_i/E)]\right\} \text{ avec } W_0 = \text{paramètre empirique sans dimension}$$

L'échelle logarithmique permet d'obtenir un poids relatif qui varie linéairement en fonction de la distance latérale, ce qui rend le calcul du centre de masse quasiment indépendant de la position du point d'impact et de la granularité du détecteur. Le paramètre  $W_0$  permet quant à lui à la fois de déterminer le seuil en fraction d'énergie qu'une tour doit posséder pour être incluse dans le calcul de la position, et de définir l'importance relative des tours les plus externes (si  $W_0 \rightarrow \infty$  alors chaque tour a le même poids).

### 7.1.2 Paramétrisation elliptique

Une fois la position du centre de masse déterminée, il est possible de caractériser la forme de la gerbe électromagnétique. La forme latérale d'une gerbe est généralement estimée à partir de la dispersion des positions de chacune des tours la contenant (moment d'ordre 2 du calcul de la position du centre de masse) [171]. Soit  $(\eta_i, \phi_i)$  la position de la  $i$ -ème tour

et  $(\eta, \phi)$  la position du centre de masse, la dispersion en  $\eta$  et  $\phi$  s'écrit :

$$\begin{aligned} S_{\eta\eta} &= \frac{\sum_i w_i \eta_i^2}{\sum_i w_i} - \left( \frac{\sum_i w_i \eta_i}{\sum_i w_i} \right)^2, & S_{\phi\phi} &= \frac{\sum_i w_i \phi_i^2}{\sum_i w_i} - \left( \frac{\sum_i w_i \phi_i}{\sum_i w_i} \right)^2, \\ S_{\eta\phi} &= S_{\phi\eta} = \frac{\sum_i w_i \eta_i \phi_i}{\sum_i w_i} - \frac{\sum_i w_i \eta_i \times \sum_i w_i \phi_i}{(\sum_i w_i)^2} \end{aligned} \quad (7.1)$$

La forme de la surface d'intersection du cône contenant la gerbe avec le plan  $(\eta_i, \phi_i)$  du calorimètre est également un moyen de caractériser le profil latéral d'une gerbe électromagnétique [158]. Cette forme elliptique peut être exprimée sous la forme d'une matrice de covariance :

$$S = \begin{pmatrix} S_{\eta\eta} & S_{\phi\eta} \\ S_{\eta\phi} & S_{\phi\phi} \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

La diagonalisation de la matrice  $S$  permet alors de déterminer les deux axes principaux de l'ellipse,  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$ , comme la racine carrée des vecteurs propres de la matrice de covariance :

$$\begin{aligned} \lambda_0^2 &= \frac{1}{2}(S_{\eta\eta} + S_{\phi\phi}) + \sqrt{\frac{1}{4}(S_{\eta\eta} - S_{\phi\phi}) + S_{\eta\phi}^2} \\ \lambda_1^2 &= \frac{1}{2}(S_{\eta\eta} - S_{\phi\phi}) + \sqrt{\frac{1}{4}(S_{\eta\eta} - S_{\phi\phi}) + S_{\eta\phi}^2} \end{aligned} \quad (7.3)$$

Les deux axes principaux  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$ , également appelés composantes principales, permettent de caractériser la dispersion de la gerbe électromagnétique dans le plan  $(\eta, \phi)$ . Comme dans le cas de la position du centre de masse, le calcul des axes de l'ellipse utilise une pondération logarithmique pour limiter les biais systématiques liés à la position de la particule incidente et aux fluctuations de la gerbe. Les valeurs des paramètres  $\lambda_0^2$  et  $\lambda_1^2$  dépendent donc directement de la valeur choisie pour le paramètre  $W_0$ . La dispersion est en effet d'autant plus importante que la valeur de  $W_0$  est élevée de par le poids relatif des tours les plus externes, comme le montre la figure 7.1 obtenue pour un photon de 10 GeV. La pondération logarithmique ne permet donc pas d'avoir une description précise de la forme de la gerbe mais seulement une approximation dépendante du paramètre  $W_0$ . Le choix de ce paramètre permet d'optimiser son impact sur les performances physiques recherchées (identification  $e/\pi$ , identification des mésons neutres) en trouvant un compromis entre la résolution sur la position du centre de masse (meilleure à faible valeur de  $W_0$ ) et le biais systématique liée à la position de la particule incidente (plus faible à grande valeur de  $W_0$ ). Dans le cas du calorimètre EMCal, le facteur est  $W_0 = 4.5$ .

## 7.2 Identification des photons et des mésons neutres ( $\pi^0, \eta$ )

Les photons reconstruits dans le calorimètre EMCal peuvent avoir des origines diverses. La grande majorité des photons sont produits par décroissance de mésons neutres, en particulier les mésons  $\pi^0$  (environ 90% des photons détectés) et  $\eta$  (environ 5%). Les mésons neutres ayant un temps vie extrêmement court, ils se désintègrent bien avant d'atteindre la surface

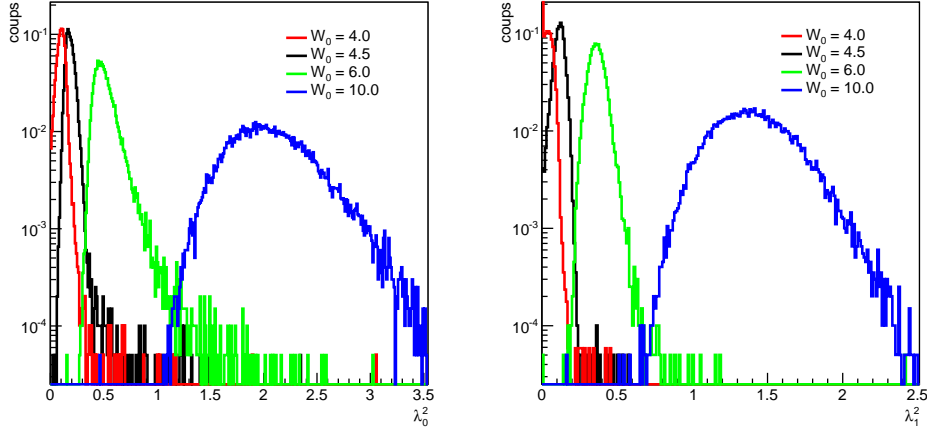


FIGURE 7.1: Distribution des axes ( $\lambda_0^2, \lambda_1^2$ ) d'une gerbe produite par un photon de 10 GeV pour différentes valeurs du paramètre  $W_0$  (simulation Geant4).

du détecteur EMCal (la désintégration a lieu quasiment au point d'interaction). Les modes de désintégration principaux des mésons  $\pi^0$  et  $\eta$  sont :

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma \quad (98.82\%) \\ \eta &\rightarrow \gamma + \gamma \quad (71.91\%)\end{aligned}$$

Le second type de photons concerne les photons produits directement par le processus dur partonique, en particulier les événements gamma-jets, et ceux produits par fragmentation d'un des partons. Ces photons sont rassemblés sous l'appellation de photons directs.

L'identification des photons dans le calorimètre EMCal est réalisée en deux étapes. La première étape consiste à rejeter les clusters produits par des particules chargées, en particulier les électrons et les hadrons. Une fois les clusters de particules neutres identifiés, il reste à séparer ceux issus d'un seul photon de ceux produits par la décroissance d'un méson neutre<sup>1</sup>.

### 7.2.1 Cluster de particules chargées

La forme de la gerbe peut être utilisée pour séparer les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. La figure 7.2 représente les distributions des paramètres  $\lambda_0^2$  et  $\lambda_1^2$  obtenues par simulation Monte-Carlo (Geant4) de photons, d'électrons et de pions. Les gerbes hadroniques sont en moyenne plus dispersées que les gerbes électromagnétiques, d'où la possibilité de rejeter une partie de la contamination hadronique en sélectionnant les gerbes correspondant à des valeurs de  $\lambda_0^2$  et  $\lambda_1^2$  inférieures à une valeur seuil. La figure 7.2 montre cependant que les photons et les électrons produisent une gerbe électromagnétique dont le profil latéral est quasiment identique. Une coupure sur les paramètres  $\lambda_0^2$  et  $\lambda_1^2$  ne permet

1. Les clusters neutres produits par d'autres types de particules, en particulier les neutrons, sont rejetés via une coupure sur le temps d'arrivée du signal

donc pas de rejeter efficacement les gerbes produites par des électrons, d'où l'utilisation d'une seconde méthode d'identification.

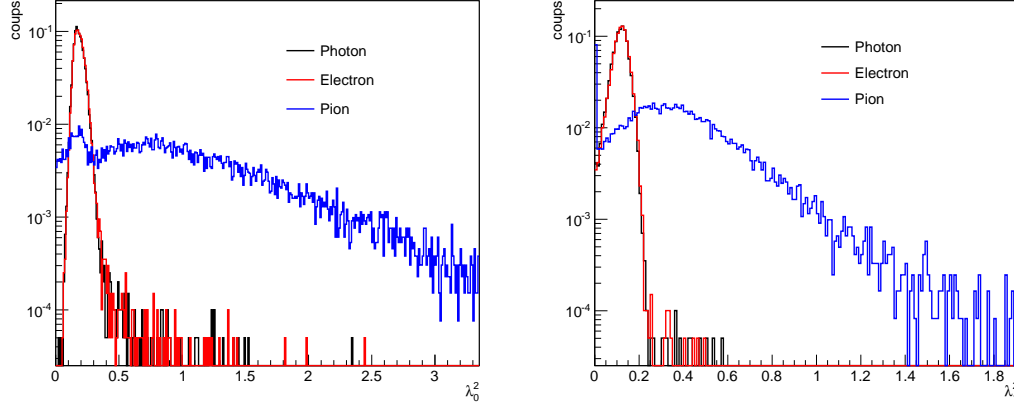


FIGURE 7.2: Dispersion des gerbes électromagnétiques et hadroniques, caractérisée par les paramètres  $(\lambda_0^2, \lambda_1^2)$ , obtenue par simulation Monte-Carlo (Geant4) pour des photons, des électrons et des pions d'énergie  $E = 10$  GeV.

### Prolongement de traces

Contrairement aux photons, les électrons et les hadrons chargés produisent des traces dans les trajectographes. La reconstruction de ces traces permet d'estimer la trajectoire suivie par la particule entre le point d'interaction et la limite externe de la chambre à projection temporelle (TPC). En prolongeant les traces reconstruites, il est alors possible d'estimer leur point d'impact à la surface du détecteur EMCal. La résolution en position de la trace extrapolée tient compte à la fois des caractéristiques déterminées à partir de la reconstruction, en particulier la courbure de la trace, et des possibles pertes d'énergie dans le matériel situé entre la TPC et EMCal. Lorsque la trace extrapolée se situe dans l'acceptance du détecteur EMCal, le cluster le plus proche de la trace lui est associée. La distribution de la distance entre l'ensemble des traces extrapolées et leurs clusters associés est une gaussienne à deux dimensions dont l'écart-type  $(\sigma_\eta, \sigma_\phi)$  peut être utilisé comme critère d'identification des clusters produits par une particule chargée (figure 7.3). Un cluster est finalement identifié comme particule chargée lorsque la distance  $(\Delta\eta, \Delta\phi)$  entre la position du centre de masse du cluster et les coordonnées de la trace à la surface du détecteur EMCal est inférieure à une distance seuil proportionnelle à  $(\sigma_\eta, \sigma_\phi)$ . Il faut noter que le champ magnétique courbe les traces de particules chargées positivement et négativement dans des directions opposées en  $\phi$ . L'écart-type  $\sigma_\phi$  entre une trace et le cluster associé sera donc légèrement plus important que  $\sigma_\eta$ , en particulier pour des particules de faible énergie.

Une fraction des clusters de particules chargées n'est pas rejetée après application de la méthode de prolongation des traces. Cela concerne principalement les particules pour lesquelles la trace n'a pas été reconstruite (ou de manière incorrecte). Cette contamination doit bien entendu être estimée dans le cadre de l'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron.

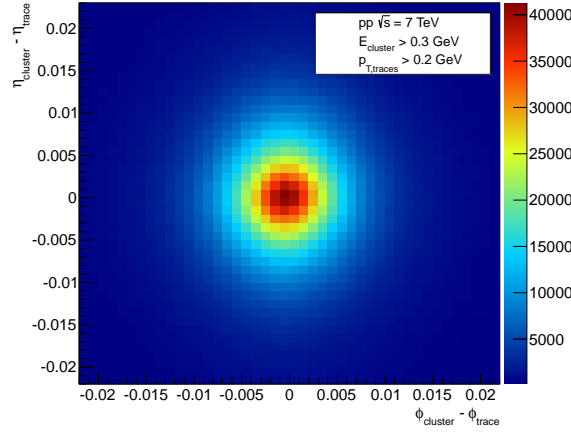


FIGURE 7.3: Distance  $(\Delta\eta, \Delta\phi)$  entre les coordonnées d'une trace prolongée jusqu'à la surface du détecteur EMCAL et les coordonnées du cluster associé le plus proche.

### 7.2.2 Cinématique

Une fois que les clusters neutres ont été sélectionnés, l'étape suivante consiste à séparer les photons directs et les photons de décroissance. Afin de déterminer les paramètres les plus discriminants pour l'identification des photons et des  $\pi^0$ , il est nécessaire d'étudier la cinématique de production des photons de décroissance. Considérons la décroissance d'un  $\pi^0$  d'énergie totale  $E_{\pi^0}$  (et d'impulsion  $P_{\pi^0}$ ) en deux photons ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ). La distribution de l'angle d'ouverture ( $\Theta_{12}$ ) entre les deux photons de décroissance, ainsi que la valeur minimum prise par cet angle en fonction de l'énergie et de la masse au repos du  $\pi^0$ , peut être déterminée par la relation :

$$\tan\left(\frac{\Theta_{12}^{min}}{2}\right) = \frac{m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} \quad (7.4)$$

En normalisant l'angle d'ouverture  $\Theta_{12}$  par la valeur de l'angle d'ouverture d'une tour du calorimètre EMCAL ( $\Theta_{EMCAL} = 0.8^\circ$ ), il est possible d'étudier la distance (en unité de tours) entre les deux photons de décroissance à la surface du détecteur en fonction de l'énergie du  $\pi^0$ . Comme l'indique la figure 7.4 (gauche), cette distance est d'autant plus faible que l'énergie du  $\pi^0$  est grande. La figure 7.4 (droite), qui représente la fraction de clusters de  $\pi^0$  contenant un et deux photons, montre que la superposition des gerbes électromagnétiques a lieu à partir de 5 GeV environ et que les clusters contenant deux photons deviennent dominants à partir de 8 GeV. La figure 7.4 (gauche) permet également de constater qu'une faible fraction des photons de décroissance sont émis avec un angle d'ouverture très important. Ces décroissances peuvent conduire à la perte d'un des deux photons lorsque celui-ci est émis hors de l'acceptance du calorimètre EMCAL.

Pour des photons de décroissance d'énergie supérieure à 5 GeV, la méthode de clusterisation de type V1 (section 5.3.3) produit en majorité un seul cluster contenant les deux gerbes électromagnétiques. Le paramètre le plus sélectif pour le différencier d'un cluster à un photon est dans ce cas le grand axe  $\lambda_0^2$  car sa valeur est fortement modifiée entre un

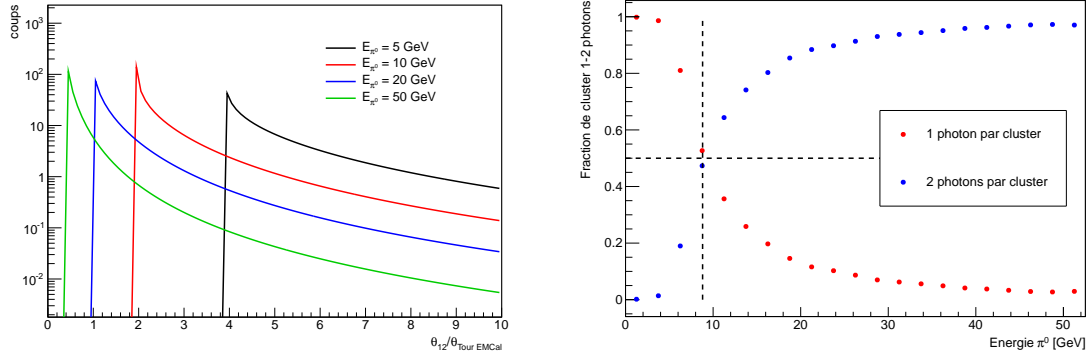


FIGURE 7.4: Gauche : distribution de l'angle d'ouverture des photons de décroissance (en unité de tour du calorimètre EMCal) pour différentes énergies  $E_{\pi^0}$  ; Droite : fraction de cluster à un ou deux photons obtenue par simulation de  $\pi^0$  distribués uniformément entre 0 et 50 GeV.

cluster quasi-circulaire (photon direct) et un cluster elliptique (méson neutre). La figure 7.5 représente la distribution simulée du paramètre  $\lambda_0^2$  dans le cas des photons et des  $\pi^0$  produits en collision proton-proton. Alors que la valeur de  $\lambda_0^2$  est relativement constante en fonction de l'énergie dans le cas des photons, la distribution associée aux mésons  $\pi^0$  montre une forte dépendance en énergie. Pour des énergies inférieures à 6 GeV environ, la valeur du paramètre  $\lambda_0^2$  est proche de celle des photons car les clusters des deux photons de décroissance ne sont pas encore superposés. Aux énergies supérieures, la superposition des clusters conduit à une dispersion plus grande donc à une valeur de  $\lambda_0^2$  plus importante. Comme l'angle d'ouverture minimum diminue avec l'énergie du  $\pi^0$ , la valeur moyenne du paramètre  $\lambda_0^2$  décroît lorsque l'énergie augmente. La figure 7.6 montre la distribution en  $\lambda_0^2$  obtenues à partir des données expérimentales dans les collisions proton-proton et Plomb-Plomb. Alors que la région des  $\pi^0$  se distingue clairement en collision proton-proton, l'identification dans les collisions Plomb-Plomb est rendue plus difficile à cause du grand nombre de clusters produits par les collisions sous-jacentes.

### 7.2.3 Identification des photons

La sélection des photons directs nécessite d'optimiser la coupure en  $\lambda_0^2$  afin de rejeter au maximum les photons issus de la décroissance du  $\pi^0$ . Il faut pour cela déterminer l'efficacité de sélection des différentes particules qui est définie comme la fraction d'événements appartenant à une région en  $\lambda_0^2$  définie. La figure 7.7 représente la fraction de particules sélectionnées en fonction de la coupure en  $\lambda_0^2$ . Comme la distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  est peu dépendante de l'énergie dans le cas des photons, la fraction du signal des photons d'énergie comprise entre 5 et 30 GeV est directement comparée à celle de  $\pi^0$  d'énergies [5-10], [10-20] et [20-30] GeV. Les résultats obtenus montrent que la courbe correspondant aux photons atteint rapidement un plateau à partir de  $\lambda_0^2 = 0.27$ . Les courbes correspondant aux  $\pi^0$  augmentent quant à elles à partir de valeurs de  $\lambda_0^2$  d'autant plus élevées que l'énergie du  $\pi^0$  est faible.

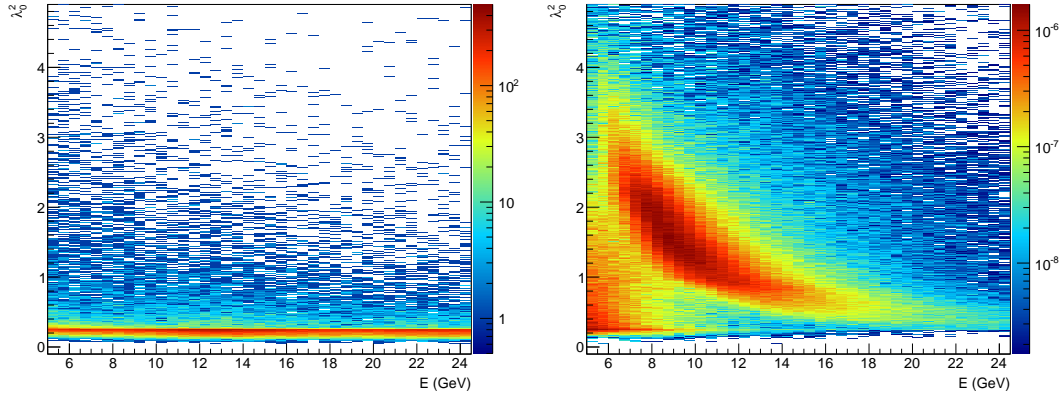


FIGURE 7.5: Distribution en énergie du paramètre  $\lambda_0^2$  obtenue par simulation de photons (gauche) et de  $\pi^0$  (droite) pour des collisions proton-proton.

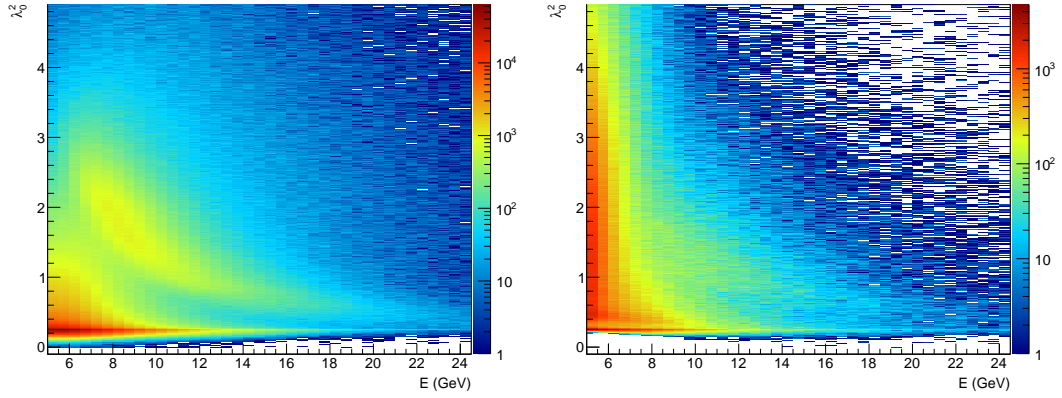


FIGURE 7.6: Distribution en énergie du paramètre  $\lambda_0^2$  pour des collisions proton-proton (gauche) et Plomb-Plomb (droite).

La coupure  $\lambda_0^2 \leq 0.27$  apparaît ainsi comme un compromis intéressant entre une efficacité d'identification des photons (supérieure à 80%) et une bonne pureté (l'efficacité des  $\pi^0$  étant inférieure à 5% pour des  $\pi^0$  d'énergie inférieure à 30 GeV). Les photons de décroissance dont la valeur du paramètre  $\lambda_0^2$  est inférieure à 0.27 proviennent en majorité des décroissances très asymétriques pour lesquelles un seul des photons atteint la surface du détecteur EMCAL.

### 7.2.4 Identification des $\pi^0$

L'identification des mésons neutres se base également sur la cinématique des photons de décroissance, en particulier sur l'angle d'ouverture entre les deux photons. La distribution de l'angle d'ouverture en fonction de l'énergie du  $\pi^0$  (figure 7.4) conduit soit à la reconstruction de deux clusters distincts (énergie inférieure à 5-10 GeV) soit à la reconstruction d'un seul cluster contenant les gerbes des deux photons. Il faut ajouter à cela le cas des décroissances



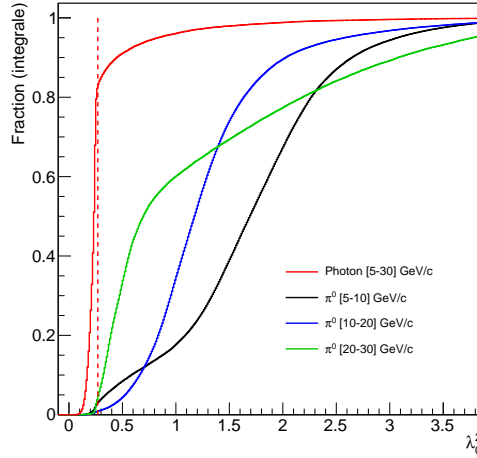


FIGURE 7.7: Efficacité de sélection des particules (photon,  $\pi^0$ ) en fonction de la coupure sur le paramètre  $\lambda_0^2$ . La ligne pointillée représente la coupure de sélection  $\lambda_0^2 = 0.27$ .

très asymétriques pour lesquelles un seul des deux photons de décroissance interagit avec le détecteur.

Dans le cas où deux clusters sont associés à un  $\pi^0$ , le calcul de la masse invariante des paires de clusters permet d'identifier les  $\pi^0$  (et  $\eta$ ). La masse invariante associée à deux photons d'énergie  $E_1$  et  $E_2$  et d'angle d'ouverture  $\Theta_{12}$  s'exprime sous la forme :

$$M_{\gamma\gamma}^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\Theta_{12}) = 4E_1E_2\sin^2(\Theta_{12}/2) \quad (7.5)$$

Cette méthode d'identification reste cependant limitée à des  $\pi^0$  d'énergie inférieure à 8 GeV. Pour des énergies plus importantes, l'identification est alors réalisée en quatre étapes : sélection des clusters en fonction de leur forme ( $\lambda_0^2$ ), séparation des clusters en deux sous-clusters, calcul de l'asymétrie en énergie, calcul de la masse invariante des paires de sous-clusters. Les clusters sont tout d'abord triés selon leur nombre de maxima locaux (NLM), ces derniers correspondant à une tour d'énergie supérieure à l'énergie de l'ensemble de ses tours voisines. Un cluster produit par décroissance de  $\pi^0$  peut avoir soit un maximum local si les deux photons ont interagi dans la même tour du détecteur, soit deux maxima si les deux photons ont interagi dans deux tours différentes. La première étape d'identification consiste alors à sélectionner les candidats  $\pi^0$  en appliquant une coupure sur le paramètre  $\lambda_0^2$ . Comme le montre la figure 7.5, cette coupure doit cependant dépendre de l'énergie du cluster associé. La figure 7.8 représente la distribution en  $\lambda_0^2$  des clusters en fonction de leur énergie pour des collisions proton-proton. Les lignes roses définissent la zone de sélection des candidats  $\pi^0$ , les limites de cette zone correspondant au minimum entre la bande des photons et la bande des  $\pi^0$ .

Une fois les candidats  $\pi^0$  sélectionnés, chaque cluster est séparé en deux sous-clusters. La procédure consiste à déterminer les deux maxima locaux les plus énergétiques, puis à reconstruire des sous-clusters de taille 3x3 autour de chacun des maxima. Si une tour est commune

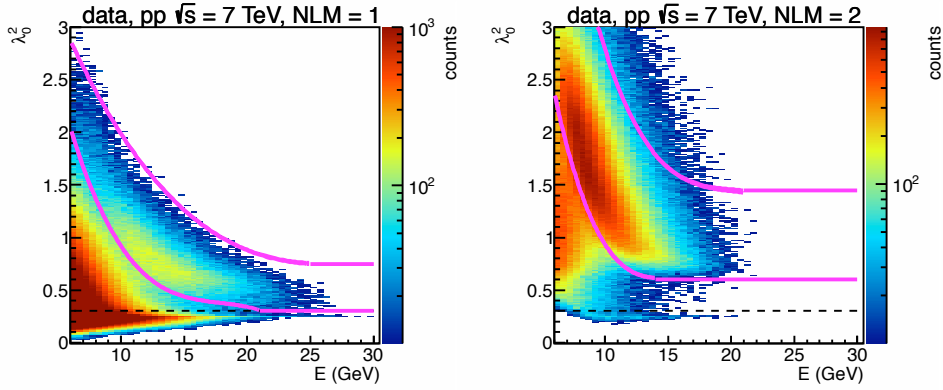


FIGURE 7.8: Forme des clusters avec  $NLM = 1$  (gauche) et  $NLM = 2$  (droite) en fonction de l'énergie. Les courbes représentent la zone de sélection des candidats  $\pi^0$ .

aux deux sous-clusters, son énergie est répartie avec une fraction  $f_i = E_i^{loc.max}/E_{cluster}$ , où  $E_i$  représente l'énergie du premier et deuxième maximum local. Comme toute l'énergie de la tour ne sera pas partagée (la somme en énergie des deux maxima n'est pas égale à celle du cluster), l'énergie restante est partagée équitablement entre les deux sous-clusters. À l'issue de la procédure de séparation, l'asymétrie en énergie  $A = |E_1 - E_2|/(E_1 + E_2)$  et la masse invariante sont calculées. L'asymétrie est reliée à l'angle d'ouverture des photons de décroissance, qui diminue avec l'énergie du  $\pi^0$ . Si l'asymétrie est proche de 1, le cluster a une probabilité plus grande d'avoir été produit par la conversion d'un photon dans la structure ou les autres détecteurs d'ALICE. Des études de simulation ont permis d'estimer les coupures les plus efficaces pour la réjection des faux clusters de  $\pi^0$ , ces coupures étant présentées sur la figure 7.9.

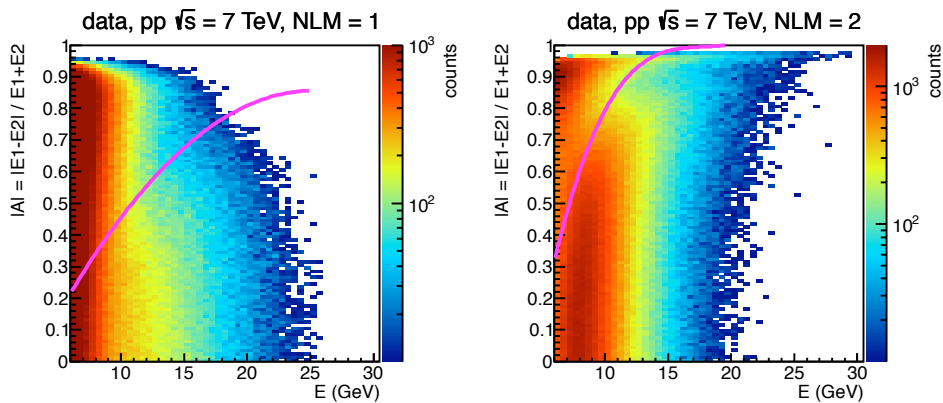


FIGURE 7.9: Asymétrie des clusters avec  $NLM = 1$  (gauche) et  $NLM = 2$  (droite) en fonction de l'énergie. Les lignes correspondent à la zone de sélection de  $\pi^0$ .

La distribution en masse invariante des paires de sous-clusters obtenues après séparation permet d'appliquer une coupure d'identification dans une fenêtre de  $\pm 3\sigma$  autour de la valeur moyenne. La figure 7.10 représente la distribution en masse invariante des paires de sous-clusters dans le cas des collisions proton-proton et Plomb-Plomb (pour NLM = 1 et 2). Les distributions font apparaître un bruit de fond combinatoire correspondant à l'ensemble des paires de clusters ne provenant pas de la décroissance d'un méson  $\pi^0$ , et un pic correspondant aux clusters produits par deux photons de décroissance. Un ajustement utilisant une fonction gaussienne et un polynôme de second degré permet de séparer le signal du bruit de fond combinatoire.

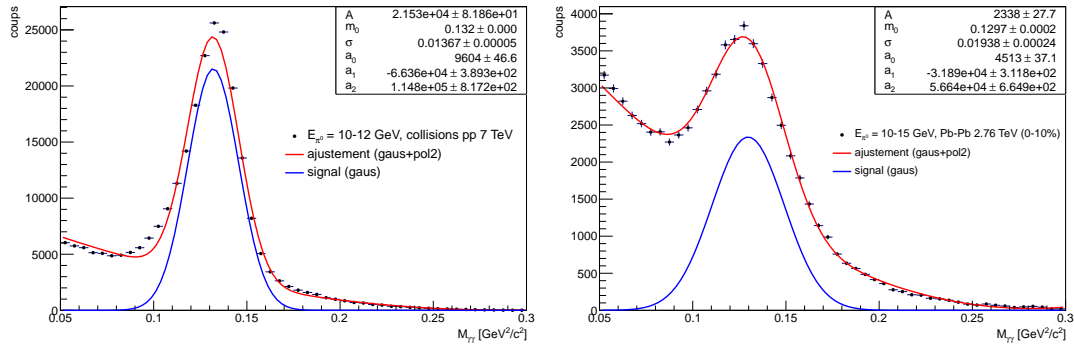


FIGURE 7.10: Distribution de la masse invariante des paires de clusters (après partage de l'énergie dans les deux sous-clusters) dans les collisions proton-proton (gauche) et Plomb-Plomb (droite) pour NLM = 1 et 2.

## 7.3 Simulation des gerbes électromagnétiques

La simulation des gerbes électromagnétiques produites par l'interaction des photons dans le détecteur EMCAL est indispensable à la détermination de l'efficacité et de la pureté des coupures de sélection décrites précédemment. Dans le cas particulier des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron, la simulation Monte-Carlo des gerbes électromagnétiques est utilisée pour estimer la contamination des mésons neutres dans l'échantillon de clusters identifiés comme provenant d'un photon direct. Avant d'utiliser la simulation pour estimer cette contamination, il est nécessaire de comparer précisément les informations spatiales de la gerbe obtenues en simulation et avec les données expérimentales.

### 7.3.1 Configuration de la simulation

Comme nous l'avons vu précédemment, le profil latéral peut être décrit à l'aide des paramètres  $\lambda_0^2$  et  $\lambda_1^2$  qui dépendent de l'extension spatiale et de la distribution en énergie des particules de la gerbe électromagnétique. La forme obtenue par simulation Monte-Carlo dépend à la fois du logiciel utilisé pour la simulation des interactions, et de la reconstruction appliquée au signal afin de reproduire les effets de l'électronique de lecture. Les paramètres les plus significatifs sont les processus physiques et les coupures en énergie associées. Geant3

et Geant4 permettent en effet de déterminer quels processus d'interaction sont utilisés dans la production des gerbes. Il est également possible de déterminer un seuil en énergie en-deçà duquel la production de nouvelles particules s'arrête<sup>2</sup>.

Dans le cadre des tests sous faisceau, la distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  varie en fonction de la position de la particule incidente sur la tour centrale. Cette dépendance doit alors être prise en compte lors de la simulation afin de ne pas biaiser les résultats. Pour cela la distribution des électrons du faisceau dans le plan x-y est mesurée à partir des informations fournies par les chambres multi-fils. Afin d'être le plus réaliste possible, la simulation se base directement sur les distributions obtenues expérimentalement (figure 7.11 gauche). L'impact de la position de la particule incidente sur la forme des gerbes électromagnétiques peut être étudié en comparant les résultats d'une simulation utilisant un profil de faisceau réaliste (mesuré expérimentalement) à ceux d'une simulation utilisant une distribution uniforme sur la tour. Comme l'indique la figure 7.11 (droite), des différences significatives sur le paramètre  $\lambda_0^2$  sont observées.

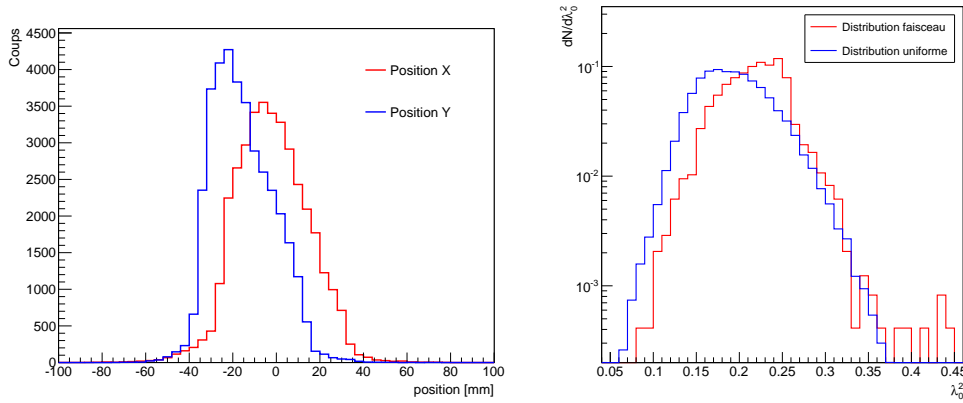


FIGURE 7.11: Gauche : distribution des électrons du faisceau dans les directions X (rouge) et Y (bleu) dans le cas d'électrons d'énergie 10 GeV au SPS ; Droite : distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  dans le cas d'une simulation s'appuyant sur la forme expérimentale du faisceau d'électrons (rouge) et d'une simulation utilisant une distribution uniforme dans le plan x-y (bleu).

### 7.3.2 Résultats

Comme l'indique la figure 7.12, une première comparaison du paramètre  $\lambda_0^2$  obtenus pour les simulations Geant3 et Geant4 ne montre aucune différence significative sur la distribution en  $\lambda_0^2$  entre les deux simulations. Il est intéressant de noter que les deux logiciels donnent également des résultats très proches pour la résolution en énergie et la non-linéarité (section 6.4).

Cependant, une étude plus détaillée à l'aide de la simulation Geant4 pour des électrons de 10 GeV permet de mettre en évidence l'importance des listes de processus physiques et des

2. Le seuil en énergie est exprimé en eV dans le logiciel Geant3, alors qu'il est exprimé en unité de distance (longueur d'interaction) dans Geant4.

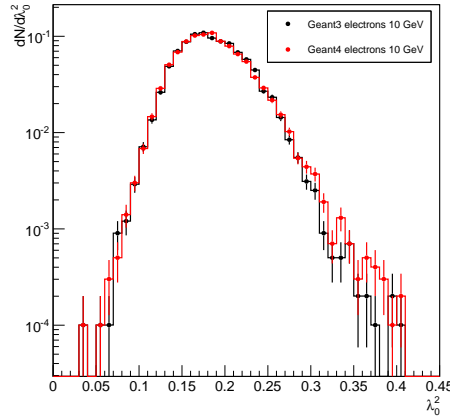


FIGURE 7.12: Distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  par simulation Geant3 (noir) et Geant4 (rouge) d'électrons de 10 GeV dans le détecteur EMCal.

coupures en énergie utilisées. Comme le montre la figure 7.13 (gauche), les listes de processus *Electromagnetic standard* et *QGSP-BERT* donnent des résultats comparables, tandis que l'option *EMV* (simplification des processus physiques liés à la propagation de la gerbe pour diminuer le temps de calcul) modifie considérablement la forme des gerbes reconstruites. Dans une moindre mesure, le seuil en énergie utilisé pour la production de nouvelles particules (libre parcours moyen de 0.01 mm au lieu de 1 mm par défaut) modifie légèrement la distribution du paramètre  $\lambda_0^2$ . Par ailleurs, la figure 7.13 (droite) met en évidence l'impact de l'électronique et de la reconstruction du signal comme la clusterisation, l'influence du bruit et les fluctuations des APDs. Il apparaît que le paramètre le plus significatif sur la valeur de  $\lambda_0^2$  est lié aux fluctuations des photodiodes, dont l'influence était déjà importante pour la résolution en énergie.

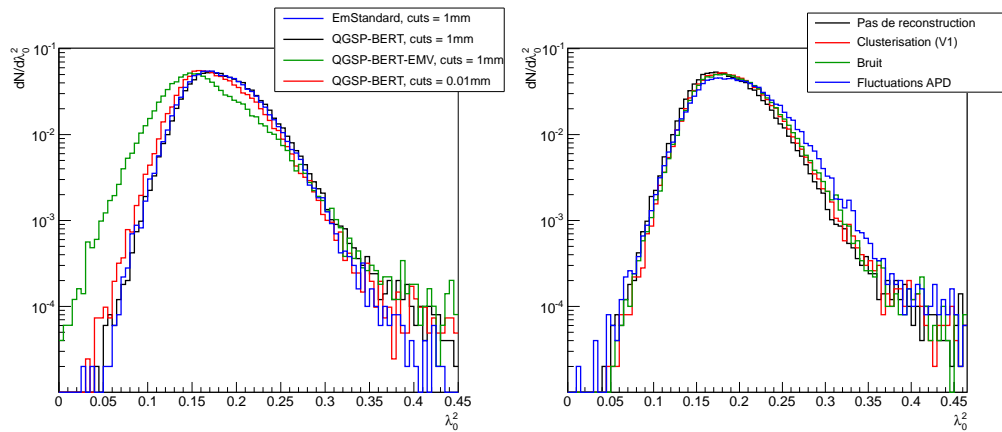


FIGURE 7.13: Gauche : distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  obtenue par simulation Geant4 d'électrons d'énergie 10 GeV pour différentes conditions de simulation ; Droite : distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  obtenue par simulation Geant4 d'électrons d'énergie 10 GeV pour différentes étapes de reconstruction du signal.

La simulation Geant4 a été ajustée afin d’obtenir le meilleur accord possible entre données expérimentales et simulées, en particulier sur la résolution en énergie (figure 6.15), la non-linéarité (6.16), et la forme des gerbes électromagnétiques. Après avoir ajusté au mieux la simulation en tenant compte de l’ensemble des effets précédemment cités (forme du faisceau, processus physiques, coupures en énergie), les distributions du paramètre  $\lambda_0^2$  obtenues à partir des tests sous faisceau sont comparées aux distributions obtenues par simulation Geant4. Les résultats, qui sont présentés sur la figure 7.14, correspondent à des électrons de 6, 10 et 25 GeV. À une énergie de 6 GeV, l’accord entre les données et la simulation est satisfaisant en tenant compte des fluctuations statistiques. Lorsque l’énergie de l’électron augmente, un décalage vers les faibles valeurs de  $\lambda_0^2$  apparaît. Celui-ci n’est pas compris à ce jour, mais une analyse de la distribution en énergie des particules au sein de la gerbe semble montrer que la simulation donne un poids trop important à la tour centrale au détriment des tours les plus périphériques. Des discussions sont en cours avec d’autres expériences rencontrant des problèmes similaires, comme la collaboration ATLAS [172], afin de déterminer les paramètres les plus pertinents à modifier pour ajuster la propagation des gerbes électromagnétiques dans la simulation Geant4. Le paramètre  $\lambda_0^2$  étant fondamental pour l’identification des photons, une évaluation de l’impact de ce décalage sera finalement nécessaire pour l’estimation des incertitudes systématiques lors de l’analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron.

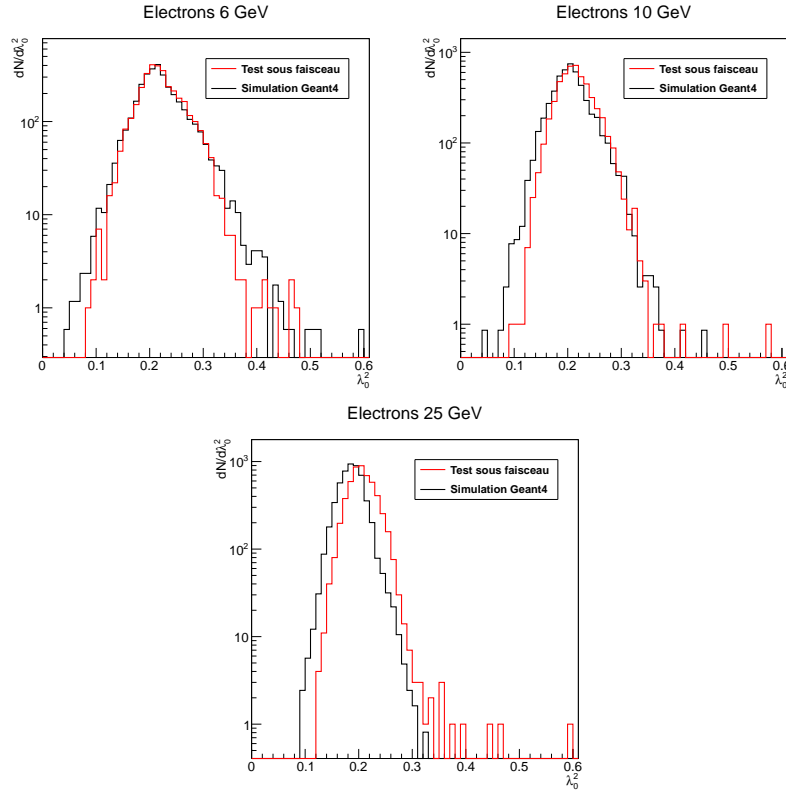


FIGURE 7.14: Distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  obtenue par analyse des données expérimentales (tests sous faisceau) et par simulation Geant4 d’électrons d’énergie 6 GeV, 10 GeV et 25 GeV.

# 8

## Sélection des photons et $\pi^0$ de haut- $p_T$

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Système de déclenchement du calorimètre EMCal . . . . .</b>	<b>134</b>
8.1.1	Électronique de déclenchement . . . . .	134
8.1.2	Algorithme de sélection : Niveau 0 . . . . .	135
8.1.3	Algorithme de sélection : Niveau 1 . . . . .	136
<b>8.2</b>	<b>Performances du système de déclenchement . . . . .</b>	<b>138</b>
8.2.1	Biais de sélection . . . . .	138
8.2.2	Facteur de rejection . . . . .	139
8.2.3	Efficacité de sélection . . . . .	140

---

La faible section efficace de production des événements de type jet-jet et gamma-jet impose d'utiliser un système de déclenchement pour atteindre une statistique suffisante pour l'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron. La sélection des photons et des  $\pi^0$  nécessite à la fois un étalonnage précis du détecteur et un système de déclenchement efficace afin de sélectionner des particules d'énergie supérieure à une valeur seuil.

Ce chapitre est dédié au système de déclenchement du détecteur EMCal. Après une présentation de l'électronique de déclenchement et du principe général de fonctionnement du système, nous développerons les caractéristiques des deux niveaux de déclenchement (niveau 0 et 1). Les résultats de l'analyse des données pour des collisions proton-proton et Plomb-Plomb sont utilisés pour caractériser les performances du système de déclenchement de niveau 1, en particulier l'efficacité de sélection des photons.

## 8.1 Système de déclenchement du calorimètre EMCal

Le calorimètre électromagnétique EMCal est un des détecteurs pouvant être utilisés comme système de déclenchement dans l'expérience ALICE. Le système de déclenchement central (CTP) de l'expérience ALICE utilise en effet les signaux émis par un ou plusieurs détecteurs afin de fournir une décision logique à l'ensemble des détecteurs. La décision est basée sur une logique à trois niveaux : niveau 0 (L0) à  $t = 1.2 \mu\text{s}$ , niveau 1 (L1) à  $t = 7.7 \mu\text{s}$  et niveau 2 (L2) à  $t = 90 \mu\text{s}$ . Le niveau 0 est un signal rapide généralement utilisé pour mettre hors veille l'électronique de lecture des détecteurs. Le niveau 1 permet d'appliquer une logique de décision plus complexe. Le niveau 2 est une protection contre l'empilement des événements (basé sur le temps de dérive de la TPC). Il faut cependant noter que les niveaux 1 et 2 ne peuvent s'appliquer que sur les événements déjà acceptés par le niveau 0.

Le système de déclenchement d'ALICE est conçu pour un fonctionnement à environ 100 kHz en collision proton-proton et 5 kHz en collision centrale Plomb-Plomb. Une fraction de la bande-passante est allouée à chaque détecteur utilisé dans le système de déclenchement central. Ces détecteurs adaptent leurs critères de sélection en fonction de la bande-passante autorisée, tout en respectant un objectif de physique particulier. Dans le cas du calorimètre EMCal, l'objectif principal est d'améliorer la statistique associée à la détection des électrons, photons et jets de haut- $p_T$ .

### 8.1.1 Électronique de déclenchement

Le calorimètre EMCal peut fournir un signal de déclenchement de niveau 0 et de niveau 1 [166]. L'électronique du système de déclenchement est indépendante de celle utilisée pour la mesure en énergie des particules (section 5.2.3). Avant que le signal ne soit mis en forme, des sommes analogiques correspondant à  $2 \times 2$  tours sont calculées pour produire un signal de déclenchement (fast-OR). Chacune des 32 voies d'une carte FEE forme ainsi 8 sommes analogiques qui sont mises en forme par un simple *shaper* RC de temps caractéristique  $\tau = 100 \text{ ns}$ . Pour chaque bus GTL, les 96 sommes d'un groupe de 12 cartes FEE sont envoyées à une carte électronique TRU (Trigger Region Unit) associée au déclenchement de niveau 0 [173]. Celle-ci numérise les sommes analogiques à l'aide d'un flash ADC 12-bits de fréquence d'échantillonnage 40 MHz puis applique un algorithme de sélection implémenté dans un FPGA (Field-Programmable Gate Array). La TRU transmet le résultat de l'algorithme au système de déclenchement central (CTP). Si la décision du CTP est positive, l'ensemble des sommes analogiques numérisées sont envoyées à la carte électronique STU (Summary Trigger Unit) associée au déclenchement de niveau 1 [174]. La STU applique à son tour un algorithme de sélection afin de calculer deux types de déclenchement, un niveau 1 dédié aux électrons/photons (L1-Gamma) et un niveau 1 dédié aux jets (L1-Jet). Le résultat de l'algorithme est finalement envoyé au système de déclenchement central pour permettre la prise de décision finale concernant l'événement. Le fonctionnement général de l'électronique de déclenchement est schématisé sur la figure 8.1.





à un signal 12-bits (format STU) par suppression des 2 derniers bits de poids faibles. Les données du niveau 0 sont sauvegardées dans une mémoire circulaire dans l'attente de la décision du système central. Pour un bon fonctionnement du système de déclenchement, il est nécessaire d'étudier la cohérence des informations disponibles à différents niveaux de l'électronique (FEE, TRU, STU, et de s'assurer qu'il n'y a pas de décalage en temps entre les données enregistrées et les données transmises (*jitter*). La figure 8.2 montre la corrélation entre les signaux produit par les cartes FEE, TRU et STU dans le cas d'une fenêtre de taille 2x2 tours. Les différences observées peuvent être dues à la numérisation du signal (FEE ou TRU) ainsi qu'à la qualité de la transmission du signal entre les cartes FEE/TRU ou TRU/STU.

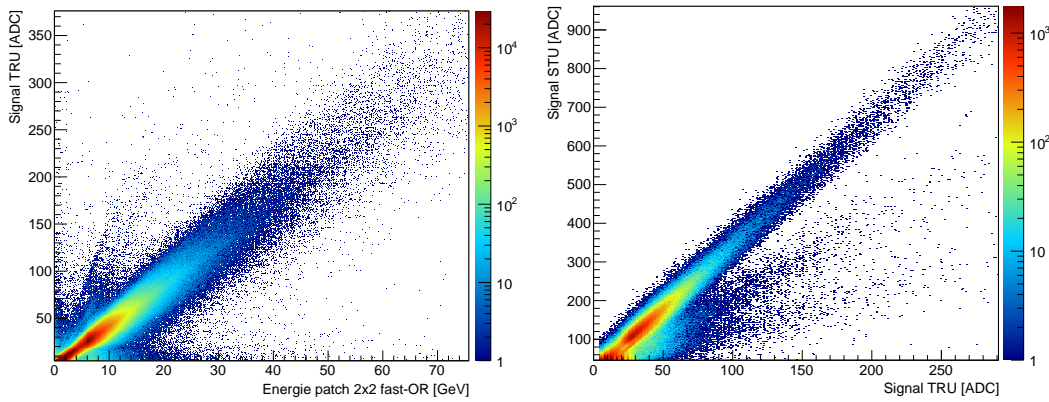


FIGURE 8.2: Amplitude totale du signal dans une fenêtre de 4x4 tours mesurée par les cartes électroniques FEE et TRU (gauche), TRU et STU (droite).

Chaque carte TRU analyse les informations produites dans une région de 48x8 tours (24x4 fast-OR), soit un tiers de super-module du calorimètre EMCal. L'algorithme de sélection du niveau 0 est un algorithme local ne fonctionnant qu'à l'intérieur d'une région TRU. Il est de ce fait impossible de sommer les amplitudes des signaux produits par des fast-OR à l'intersection de deux super-modules différents. Au sein d'un même super-module, il est impossible de déplacer la fenêtre de sélection à l'intersection entre deux régions TRU différentes. Cette contrainte a un impact direct sur l'efficacité de sélection des événements, d'où l'intérêt du déclenchement de niveau 1 qui utilise un algorithme global permettant d'opérer une sélection sur l'ensemble du calorimètre.

### 8.1.3 Algorithme de sélection : Niveau 1

Les cartes électroniques STU appliquent un algorithme de sélection sur les sommes intégrées en temps de chaque fast-OR transmises par les cartes TRU. L'algorithme permet de produire deux niveaux de déclenchement distincts (figure 8.3) :

- **niveau 1 Gamma** : la sélection des photons et des électrons est réalisée par l'application d'un algorithme similaire à celui utilisé au niveau 0 (sans la recherche du pic). La différence provient de la zone géographique accessible par la fenêtre glissante de

taille 2x2 fast-OR, cette dernière pouvant se déplacer sur l'intégralité de la surface du détecteur.

- **niveau 1 Jet** : la sélection des jets utilise une fenêtre glissante de taille plus importante afin de tenir compte de la dispersion spatiale des particules composant le jet. L'amplitude du signal est sommée dans une fenêtre de 16x16 fast-OR se déplaçant avec un pas de 4 fast-OR.

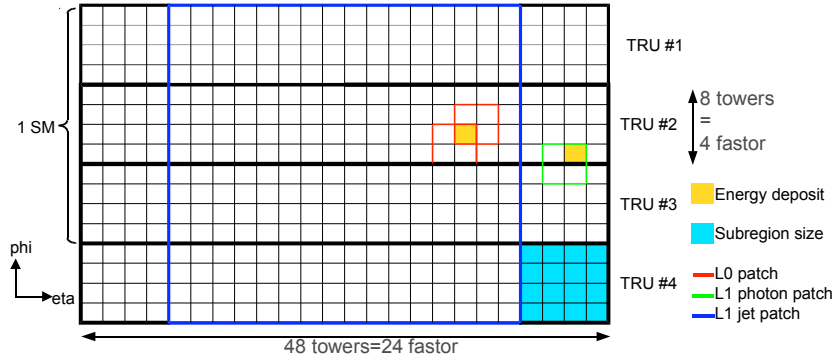


FIGURE 8.3: Illustration de l'algorithme de fenêtre glissante dans le cas du niveau 0, niveau 1-Gamma et niveau 1-Jet [174].

Outre le fait de permettre un déclenchement global sur l'ensemble du détecteur, le second intérêt du déclenchement de niveau 1 est de permettre un ajustement du seuil en fonction de la multiplicité de l'événement dans le cas des collisions Plomb-Plomb. Le bruit de fond moyen contenu dans une fenêtre de  $n \times n$  fast-OR varie en effet de manière importante en fonction de la centralité de la collision. La sélection des données ne peut pas être réalisée de manière uniforme par l'application d'un seuil fixe car la statistique serait inévitablement plus importante pour les événements centraux que pour les événements périphériques. La figure 8.4 (gauche) représente l'énergie maximale contenue dans une fenêtre de taille 32x32 tours (L1-jet) en fonction de la centralité de la collision. La forme de la distribution montre qu'un seuil fixe conduirait à déclencher principalement sur les événements provenant de collisions centrales. Afin de limiter ce biais en collision Plomb-Plomb, le seuil appliqué au niveau 1-Gamma et Jet est calculé événement par événement en fonction de la centralité. Cette information est fournie à la carte STU par le détecteur VZERO dont la charge totale collectée est proportionnelle à la centralité de l'événement. Les seuils des niveaux L1-Gamma et L1-Jet sont alors calculés indépendamment d'après un polynôme de second ordre fonction de la charge totale collectée par le détecteur VZERO ( $V_0$ ) :

$$Seuil[ADC] = A.V_0^2 + B.V_0 + C \quad (8.1)$$

Les premières prises de données ont permis de déterminer la corrélation entre le signal mesuré par la carte STU et celui mesuré par le détecteur  $V_0$ . Comme l'indique la figure 8.4 (droite), le résultat montre que l'utilisation d'une fonction linéaire de type  $B.V_0 + C$  est suffisante (en première approximation) pour adapter le seuil à la centralité de la collision.

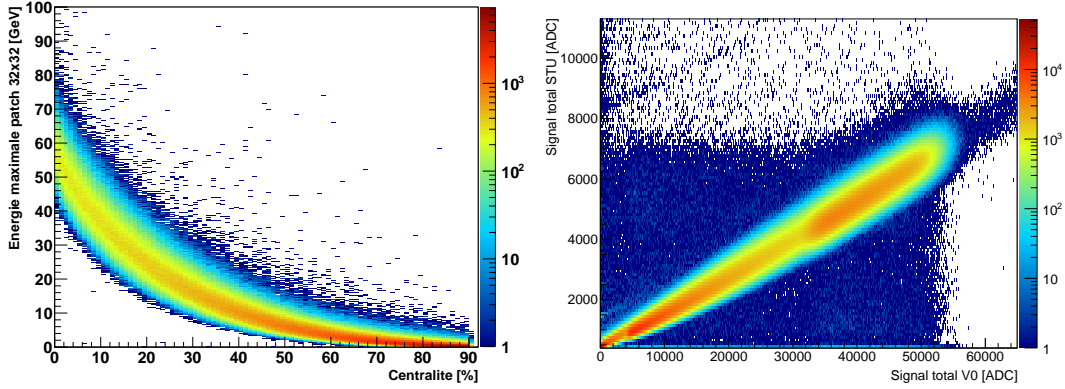


FIGURE 8.4: Gauche : énergie maximale dans une fenêtre 32x32 tours en fonction de la centralité dans les collision Pb-Pb; Droite : corrélation entre le signal total mesuré dans le détecteur VZERO et le signal total mesuré dans la carte STU.

## 8.2 Performances du système de déclenchement

Un système de déclenchement doit être à la fois efficace, afin de permettre une sélection précise des objets physiques intéressants, et non-biaisé, afin de ne pas fausser les analyses physiques. Le seuil en énergie utilisé dépend principalement du facteur de rejection nécessaire pour atteindre la bande-passante maximale lors de l'enregistrement des données. Pour l'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron, les données utilisées ont été sélectionnées par le déclenchement de niveau 0 pour les collisions proton-proton (seuil : 4.5 et 5.5 GeV) et par le déclenchement de niveau 1-Gamma pour les collisions Plomb-Plomb (seuil : de 4.5 GeV (périphérique) à 9.5 GeV (central)).

### 8.2.1 Biais de sélection

La sélection des objets par le système de déclenchement doit se faire en limitant au maximum les biais de sélection. Le déclenchement ne doit en effet introduire aucun autre biais que celui lié à l'application d'un seuil en énergie, ce biais étant corrigé lors des analyses physiques en utilisant les courbes d'efficacité décrite précédemment. Les données sélectionnées doivent donc être analysées en vérifiant que leurs caractéristiques communes, en particulier leur distribution spatiale, correspondent bien à celles obtenues dans le cas des données de biais minimum. Ces caractéristiques doivent être vérifiées en continu lors des prises de données, ce qui conduit au développement d'outils de contrôle du système de déclenchement du calorimètre EMCal.

La distribution  $(\eta, \phi)$  de l'amplitude du signal mesurée à l'intérieur d'une fenêtre de taille 4x4 tours en collision proton-proton et Plomb-Plomb fait apparaître quelques zones dites "chaudes" pour lesquelles la fréquence d'apparition d'un signal dans le système de déclenchement de niveau 1-Gamma est plus importante que la moyenne des autres fenêtres, comme le montre la figure 8.5 (gauche). Une étude des corrélations entre le signal des cartes FEE et celui de la carte STU permet cependant de démontrer que de telles zones ne sont que très

rarement associées à un cluster (donc à une particule réelle). La figure 8.5 (droite) montre ainsi que la distribution des fenêtres de taille 4x4, qui ne sont pas associées à un signal dans les cartes FEE, est très similaire à la distribution des zones chaudes dans le système de déclenchement. Cela semble montrer que le signal mesuré dans ces zones provient du bruit électronique du système de déclenchement et ne biaise donc pas la sélection des photons. Cette hypothèse devra être vérifiée à partir de la distribution  $(\eta, \phi)$  des photons reconstruits dans le calorimètre EMCal qui permet de confirmer que la sélection des photons au niveau 0 (proton-proton) et au niveau 1-Gamma est spatialement non-biaisée (voir section 9.2.2).

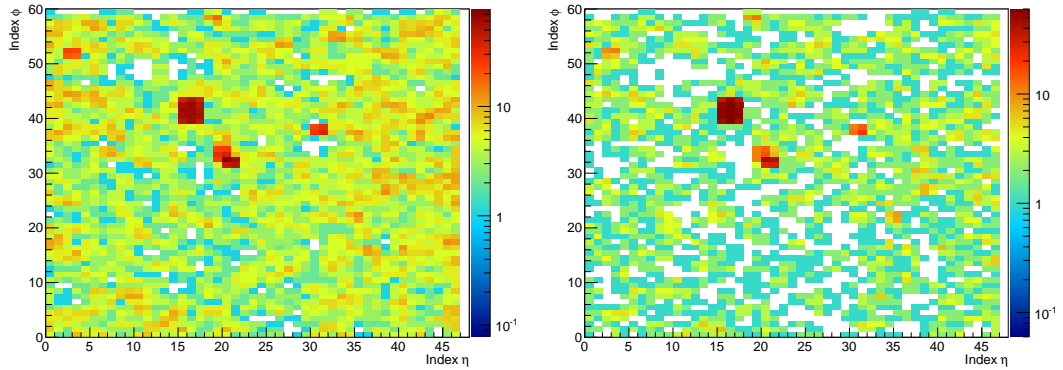


FIGURE 8.5: Gauche : distribution  $(\eta, \phi)$  des fenêtres de taille 4x4 tours ayant passées le seuil de déclenchement de niveau 1-Gamma ; Droite : distribution  $(\eta, \phi)$  des fenêtres de taille 4x4 tours non-associées à un signal mesuré dans la voie d'électronique FEE (mesure en énergie).

La distribution  $(\eta, \phi)$  de l'amplitude du signal mesurée à l'intérieur d'une fenêtre de taille 32x32 tours en collisions proton-proton et Plomb-Plomb fait également apparaître de telles zones "chaudes" dans le système de déclenchement de niveau 1-Jet, comme le montre la figure 8.6 (gauche). Une analyse des coefficients de calibration (obtenus à l'aide de la calibration  $\pi^0$ ) appliqués lors de la reconstruction des données a permis de démontrer que la décalibration des APDs au niveau des cartes TRU et STU était en partie responsable de l'effet mesuré. Comme l'indique la figure 8.6 (droite), les coefficients de calibration sont en effet plus faibles dans la région où le point chaud est localisé. Cela confirme la nécessité d'ajuster au mieux les tensions des APDs à la fin de chaque période de prise de données (à partir des coefficients de calibration obtenus) afin de calibrer au mieux les signaux utilisés pour le déclenchement.

## 8.2.2 Facteur de rejection

Le taux moyen de collisions dans l'expérience ALICE est de 400 kHz en proton-proton et 4 kHz en Plomb-Plomb. Le système de déclenchement central doit alors réduire le taux et le volume des données enregistrées afin de satisfaire la fréquence maximale de fonctionnement des détecteurs (en particulier la TPC qui fonctionne à 500 Hz en proton-proton et 100 Hz en Plomb-Plomb) et la limite de bande-passante du système d'acquisition (environ 1.25 Go/seconde). La fréquence disponible totale est partagée entre les différents détecteurs utili-

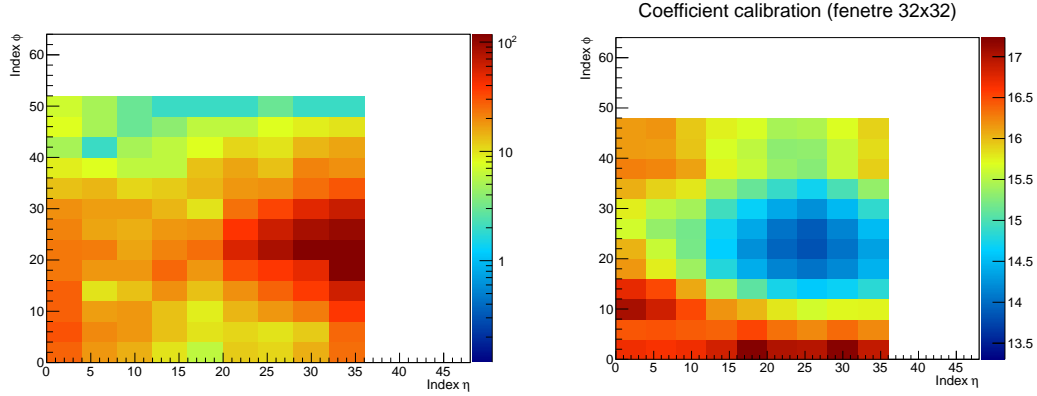


FIGURE 8.6: Gauche : distribution  $(\eta, \phi)$  des fenêtres de taille 32x32 tours ayant passées le seuil de déclenchement de niveau 1-Jet ; Droite : distribution  $(\eta, \phi)$  des coefficients de calibration utilisés pour les mesures en énergie des clusters.

sés pour le déclenchement, ces détecteurs devant de ce fait appliquer un facteur de rejection leur permettant de satisfaire la fréquence maximale imposée.

Dans le cas du détecteur EMCal, les taux de réjection requis sont d'environ  $10^3$  à  $10^4$  en collision proton-proton (selon les autres détecteurs utilisés dans le déclenchement) et 50 en collision Plomb-Plomb. Des études préliminaires ont été réalisées au cours de l'année 2010 afin d'estimer les seuils en énergie correspondant à ces facteurs de réjection. Elles sont basées sur la distribution en énergie du nombre moyen par événement de clusters (sélection L0 ou L1-Gamma) et de fenêtre de taille 32x32 tours (sélection L1-Jet). La figure 8.7 (gauche) représente ainsi le nombre moyen de clusters par événement en fonction de leur énergie pour les collisions proton-proton. Un seuil d'environ 5 GeV (niveau 0 ou niveau 1-Gamma) est nécessaire pour atteindre le taux de réjection souhaité. La figure 8.7 (droite) représente quant à elle le nombre moyen de fenêtres de taille 32x32 tours par événement en fonction du seuil en énergie pour les collisions Plomb-Plomb centrales (0-20%) et périphériques (20-60%).

### 8.2.3 Efficacité de sélection

L'efficacité est déterminée à partir du rapport entre le nombre d'événements sélectionnés par le système de déclenchement d'EMCal sur le nombre total d'événements de biais minimum. Dans le cas du calorimètre EMCal, l'efficacité peut être mesurée d'une manière générale à partir du spectre en énergie des clusters reconstruits, ou bien de manière plus spécifique après identification d'un type d'objet particulier (photons,  $\pi^0$ , électrons, jets). Elle permet d'en déduire l'énergie à laquelle l'efficacité maximale est atteinte avec le gain lié au système de déclenchement. La pente de la courbe obtenue indique quant à elle la précision de la sélection des événements au niveau du seuil en énergie.

Le rapport des distributions de clusters obtenues pour les collisions proton-proton (niveau 0) est représenté sur la figure 8.8 (gauche). Au cours de la prise de données, le seuil a été modifié pour passer de 4.5 à 5.5 GeV environ. Les courbes obtenues montrent que l'efficacité maximale est atteinte aux alentours de 8 GeV. La valeur de plateau obtenue confirme qu'un

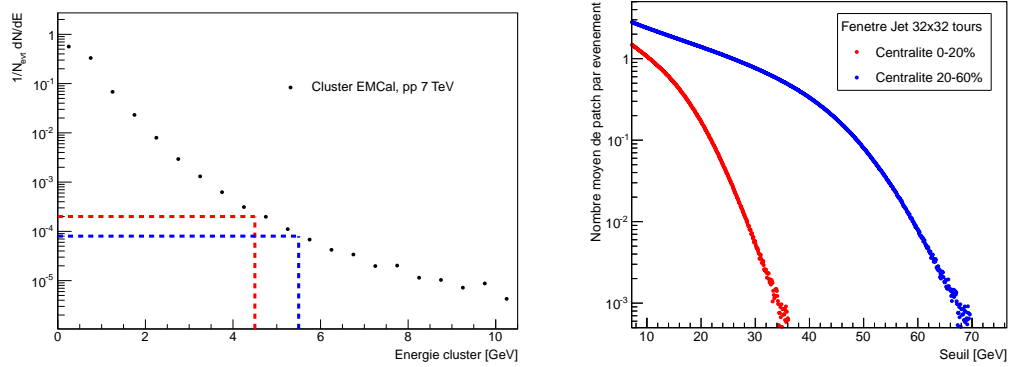


FIGURE 8.7: Gauche : distribution en énergie du nombre moyen de clusters par événement en collision proton-proton. Les seuils de 4.5 GeV (rouge) et 5.5 GeV (bleu) sont représentés à titre indicatif; Droite : distribution en énergie du nombre moyen par événement de fenêtres de taille 32x32 tours en collision Plomb-Plomb centrales (rouge) et périphériques (bleue).

gain en statistique de  $10^3$  à  $10^4$  est obtenu en collision proton-proton. La figure 8.8 (droite) représente quant à elle le rapport des distributions de clusters en collisions Plomb-Plomb pour différentes valeurs de centralité. L'efficacité maximale est atteinte aux alentours de 5 GeV pour les collisions périphériques et de 10 GeV pour les collisions les plus centrales. Pour les collisions Plomb-Plomb, un gain compris entre 40 et 200 est obtenu sur la statistique selon la centralité de la collision.

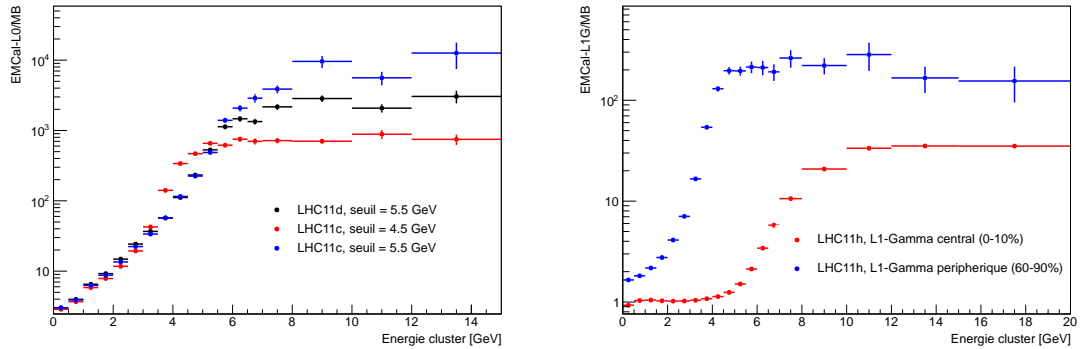


FIGURE 8.8: Gauche : rapport des distributions de clusters sélectionnés par le déclenchement de niveau 0 du calorimètre EMCal sur ceux sélectionnés par un déclenchement de biais minimum pour les collisions proton-proton; Droite : rapport des distributions de clusters sélectionnés par le déclenchement de niveau 1-Gamma du calorimètre EMCal sur ceux sélectionnés par un déclenchement de biais minimum pour les collisions Plomb-Plomb.





Troisième partie

Étude de la fragmentation des  
partons



# 9

## Analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron dans les collisions proton-proton

### Sommaire

---

<b>9.1</b>	<b>Sélection des données</b>	<b>148</b>
9.1.1	Particules neutres	148
9.1.2	Particules chargées	149
9.1.3	Monte Carlo	151
<b>9.2</b>	<b>Sélection des photons</b>	<b>152</b>
9.2.1	Forme des clusters	153
9.2.2	Isolation	154
9.2.3	Pureté	156
<b>9.3</b>	<b>Sélection des <math>\pi^0</math></b>	<b>161</b>
9.3.1	Identification des $\pi^0$	161
9.3.2	Isolation des $\pi^0$	163
<b>9.4</b>	<b>Mesure des corrélations angulaires photon/<math>\pi^0</math>-hadron</b>	<b>163</b>
<b>9.5</b>	<b>Mesure de la fragmentation</b>	<b>167</b>
9.5.1	Bruit de fond combinatoire	168
9.5.2	Effets de détecteurs	169
9.5.3	Contamination	170
9.5.4	Résultats et incertitudes	171

---

L'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron est effectuée en deux étapes successives. La première étape consiste à déterminer les caractéristiques de la fragmentation du parton dans le vide pour les collisions proton-proton à une énergie  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Cette étape est cruciale pour le reste de l'analyse car elle constitue une mesure de la référence à partir de laquelle seront évaluées les modifications de la fragmentation en collisions Plomb-Plomb lors de la deuxième étape de l'analyse.

## Introduction

L'étude des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron consiste à mesurer les caractéristiques des hadrons résultant de la fragmentation d'un parton, et ce tant du point de vue énergétique que topologique (section 2.4.2). Deux observables sont utilisées dans ce but : les corrélations angulaires photon/ $\pi^0$ -hadron et la fonction de fragmentation. Les corrélations angulaires représentent la distribution angulaire  $(\eta, \phi)$  des hadrons par rapport à la particule de référence (photon ou  $\pi^0$ ). Elles sont définies par :

$$\Delta\eta = \eta^{hadron} - \eta^{\gamma/\pi^0}, \Delta\phi = \phi^{hadron} - \phi^{\gamma/\pi^0} \quad (9.1)$$

La fragmentation est quant à elle déterminée à partir du paramètre de balance  $x_E$  :

$$x_E = \frac{-\vec{p}_T^{\gamma/\pi^0} \cdot \vec{p}_T^{hadron}}{|\vec{p}_T^{\gamma/\pi^0}|^2} \quad (9.2)$$

Dans le cas des corrélations photon-hadron, la distribution en  $x_E$  est une bonne approximation de la fonction de fragmentation du parton émis à l'opposé du photon dans la mesure où l'impulsion transverse du photon est très proche de celle du parton. La validité de cette approximation peut être étudiée à l'aide du générateur DIPHOX [176] [177] [178], qui permet de générer des événements gamma-jet à l'ordre supérieur en respectant les contributions (sections efficaces) des différents processus de production (voir figure 9.1 (gauche)). La fragmentation du parton en hadrons est déterminée à partir de la fonction de fragmentation DSS [179] [180] du quark et du gluon. Les coupures cinématiques utilisées pour la production des événements gamma-jet correspondent à un seuil en impulsion  $p_T^\gamma \geq 20$  GeV/c pour le photon et  $p_T^{hadron} \geq 3$  GeV/c pour les hadrons issus de la fragmentation.

La figure 9.1 (droite) représente la distribution de la variable  $x_E$  obtenue à partir des événements gamma-jets générés avec DIPHOX (points bleus). Cette distribution est comparée aux fonctions de fragmentation DSS du quark (rouge) et du gluon (noire) utilisées pour la génération (normalisées en  $x_E = 0.2$ ). Il apparaît que la distribution en  $x_E$  reproduit très bien la forme des fonctions de fragmentation entre  $x_E = 0.2$  et 0.8. La distribution en  $x_E$  est plus proche de la fonction de fragmentation du quark que de celle du gluon, ce qui s'explique par la contribution dominante du processus Compton par rapport à l'annihilation quark-antiquark dans la production de photons directs (voir figure 9.1 (gauche)). Pour les faibles valeurs de  $x_E$ , la distribution en  $x_E$  s'écarte des fonctions de fragmentation à cause des coupures cinématiques utilisées sur les hadrons et le photon ( $p_T^{hadron}/p_T^\gamma \approx 0.15$ ). À partir de  $x_E \approx 0.8$ , la contribution des photons de fragmentation commence à devenir dominante d'où l'écart important observé entre la distribution en  $x_E$  et les fonctions de fragmentation. Il est en effet plus favorable d'un point de vue énergétique d'obtenir une valeur de  $x_E$  proche de 1 à l'aide d'un photon de fragmentation et d'un hadron emportant la même fraction d'énergie des deux partons initiaux (événements jet-jet), que d'obtenir une valeur de  $x_E$  proche de 1 à l'aide d'un photon prompt et d'un hadron emportant quasiment 100% de l'énergie du parton émis à l'opposé du photon (événements gamma-jet).

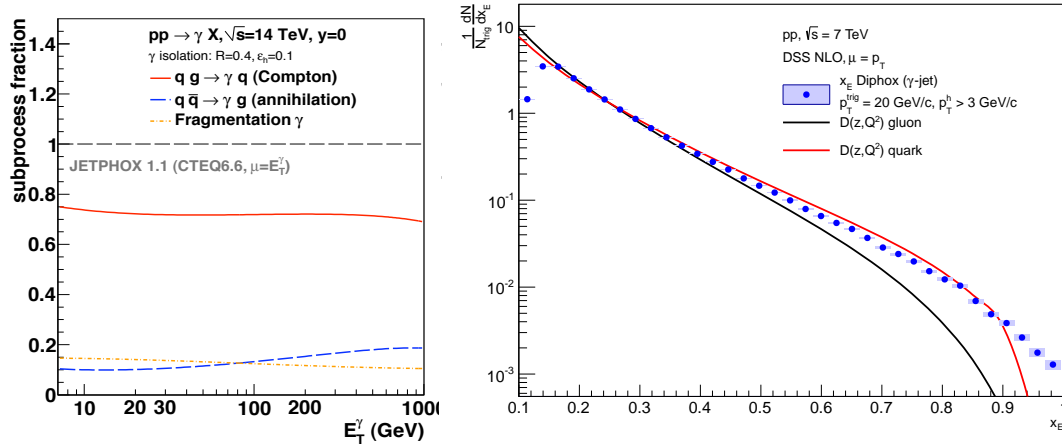


FIGURE 9.1: Gauche : contributions relatives des processus de diffusion Compton  $qg$ , d'annihilation  $q\bar{q}$  et de fragmentation dans la production de photons directs au LHC obtenue avec Jetphox (CTEQ 6.6 PDF,  $\mu = E_\gamma$ , et BFG-II FF) [181]; Droite : distribution en  $x_E$  pour des événements gamma-jet générés par DIPHOX (points bleus). La distribution est comparée aux fonctions de fragmentation DSS quark (ligne rouge) et gluon (ligne noire) utilisées pour la génération des événements.

### Stratégie d'analyse

L'analyse présentée dans ce chapitre réunit deux analyses différentes : les corrélations  $\pi^0$ -hadron et les corrélations photon-hadron. Elle fait suite à une analyse préliminaire basée sur les données des collisions proton-proton collectées au cours de l'année 2010 par l'expérience ALICE [182] [183]. L'analyse des corrélations photon( $\pi^0$ )-hadron consiste à identifier les clusters produits par des photons ( $\pi^0$ ) dans le calorimètre EMCal, puis à mesurer événement par événement les corrélations angulaires ( $\Delta\Phi, \Delta\eta$ ) et la valeur du paramètre  $x_E$  entre le photon ( $\pi^0$ ) et l'ensemble des hadrons chargés reconstruits dans les trajectographes.

Alors que la pureté d'identification des  $\pi^0$  est proche de 100%, l'identification des photons est plus compliquée (pureté comprise entre 5 et 70% selon le  $p_T$  du photon) et impose une étape supplémentaire dans l'analyse des corrélations photon-hadron. Après avoir identifié les clusters correspondant aux photons prompts, il est en effet nécessaire de corriger les corrélations angulaires et la distribution en  $x_E$  de la contamination résiduelle. La sélection des photons est tout d'abord réalisée à l'aide d'un critère d'isolation. La pureté ( $p$ ) de l'échantillon obtenu est ensuite estimée en comparant la forme des clusters à celle attendue pour les photons prompts (simulation) et les clusters de bruit ( $\pi^0$ , hadrons). Comme les  $\pi^0$  constituent la source principale de contamination, la correction consiste alors à soustraire une fraction des distributions obtenues dans le cas des corrélations  $\pi^0$ -hadron. La distribution en  $x_E$  obtenue après correction est donnée par la relation :

$$\frac{1}{N_\gamma} \frac{dN}{dx_E^\gamma} = \frac{1}{p} \frac{1}{N_{cluster}} \frac{dN}{dx_E^{cluster}} - \frac{1-p}{p} \frac{1}{N_{\pi^0}} \frac{dN}{dx_E^{\pi^0}} \quad (9.3)$$

## 9.1 Sélection des données

L'analyse est réalisée à partir des données de collisions proton-proton à une énergie  $\sqrt{s} = 7$  TeV collectées au LHC en 2011. La statistique utilisée correspond à environ  $300 \times 10^6$  événements de biais minimum et  $30 \times 10^6$  événements déclenchés par le calorimètre EMCal (soit environ 85% de la statistique totale enregistrée en 2011). Les données reconstruites au format AOD (*Analysis Oriented Object*) sont sélectionnées à l'aide des critères généraux de qualité, appliqués de manière commune à l'ensemble des analyses (section 4.2.3). Ces données sont ensuite classées selon le mode de déclenchement utilisé : les événements de biais minimum et les événements sélectionnés par le système de déclenchement de niveau 0 du calorimètre électromagnétique. Pour ce dernier, un seuil de 5.5 GeV a été appliqué pour la période LHC11d alors que la période LHC11c se divise en deux sous-périodes avec des seuils respectifs de 4.5 et 5.5 GeV. Les courbes d'efficacité obtenues pour ces deux périodes ont été présentées sur la figure 8.8 (section 8.2).

Après cette sélection globale, des coupures propres à l'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron sont appliquées. Les événements sujets à un nombre trop important de zones mortes dans le calorimètre EMCal et/ou dans les trajectographes (ITS,TPC) sont exclus afin de limiter les biais sur la mesure des corrélations. Une coupure sur la qualité de reconstruction du vertex est également appliquée pour rejeter les événements produits par empilement de plusieurs collisions et pour assurer une acceptance uniforme des traces et des clusters dans la direction  $\eta$  ( $|V_z| < 10$  cm,  $V_x, V_y, V_z \neq 0$ ). Les données sont ensuite soumises à une sélection encore plus fine des clusters électromagnétiques (photon,  $\pi^0$ ) et des traces de particules chargées (hadrons).

### 9.1.1 Particules neutres

Les photons et les  $\pi^0$  sont identifiés à l'aide du calorimètre électromagnétique EMCal. Les particules sont reconstruites par une méthode de clusterisation de type V1 (section 5.3.3) avec une énergie minimale de 50 MeV sur les tours et de 100 MeV sur le cluster reconstruit. Afin de ne garder que les clusters produits par une particule neutre, les clusters associés à une trace reconstruite dans la partie centrale sont rejetés (section 7.2). Les valeurs minimales acceptées entre le cluster et la trace prolongée sont  $\Delta\eta = 0.025$  et  $\Delta\phi = 0.03$ . Une coupure en temps permet ensuite de rejeter les événements produits par l'empilement de plusieurs collisions dans le calorimètre en ne conservant que les clusters appartenant à une même fenêtre en temps  $|t| < 20$  ns.

Il a été démontré qu'un certain nombre de tours du calorimètre (entre 2% et 4% selon la période) étaient mortes ou bruitées et pouvaient biaiser la mesure en énergie des clusters électromagnétiques. Afin de limiter leur impact sur l'analyse, un ensemble de coupures a été appliqué :

- réjection des clusters ne comportant qu'une seule tour.
- réjection des clusters situés à moins de 2 tours d'une tour considérée comme mauvaise (morte ou bruitée).
- réjection des clusters avec une énergie inférieure à 0.3 GeV.

Malgré l'application de ces coupures, une fraction non-négligeable de clusters possèdent un nombre de tours relativement faible quelle que soit leur énergie. Ces clusters, qualifiés de clusters "exotiques", sont probablement le résultat de l'interaction directe de neutrons avec les photo-diodes à avalanche du calorimètre. Les clusters dont l'énergie contenue dans les quatre tours formant une croix autour de la tour centrale ( $E_{cross}$ ) est inférieure à 3% de l'énergie de la tour centrale ( $E_{cell}^{max}$ ) sont rejetés. La figure 9.2 représente le nombre de tours par cluster en fonction de l'énergie avant (gauche) et après (droite) application de cette coupure. Les clusters exotiques, qui correspondent à un faible nombre de tours par cluster et une grande énergie, sont supprimés par la coupure. Pour améliorer la rejection des clusters exotiques de basse énergie (moins sensible à la coupure  $E_{cross}$ ), une coupure sur la valeur minimale du paramètre  $\lambda_0^2$  caractérisant la forme du cluster est également appliquée ( $\lambda_0^2 > 0.1$ ). Il est intéressant de noter que cet effet n'est pas présent dans la simulation car les photo-diodes ne sont pas incluses dans la description du détecteur.

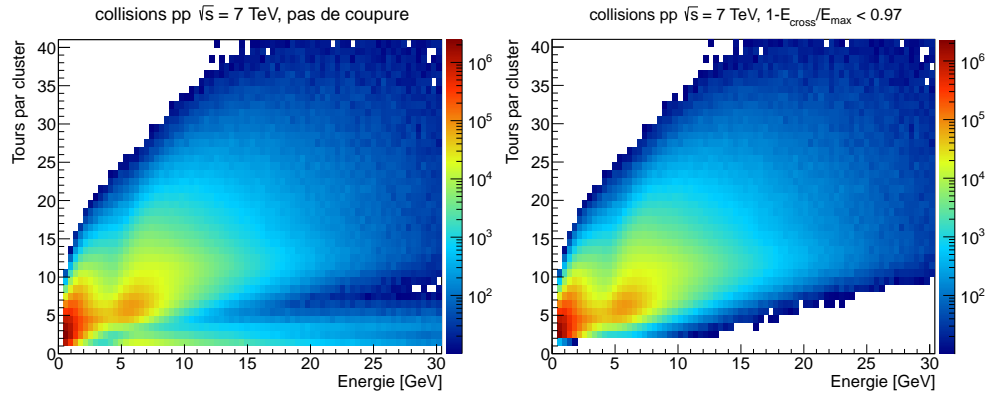


FIGURE 9.2: Nombre de tours par cluster en fonction de l'énergie avant (gauche) et après (droite) application de la coupure en énergie ( $E_{cross}$ ) permettant de rejeter les clusters exotiques (multiplicité très faible quelle que soit l'énergie).

La figure 9.3 représente la distribution en énergie des clusters avant et après application de l'ensemble des coupures de sélection. Le rapport entre les deux distributions met en évidence une réjection importante des clusters de haute énergie, majoritairement liée à la réjection des clusters exotiques. L'effet du seuil de déclenchement apparaît dès 3-4 GeV. Afin d'éviter les biais de déclenchement, l'analyse des corrélations est réalisée avec des clusters d'énergie minimale 8 GeV, dans la région où la distribution en  $p_T$  redevient monotone décroissante.

### 9.1.2 Particules chargées

L'analyse des corrélations est particulièrement sensible aux zones mortes dans la reconstruction des traces de particules chargées, ces dernières pouvant biaiser la distribution angulaire des hadrons. Dans les données utilisées, l'efficacité de reconstruction de l'ITS est inhomogène en  $\phi$  en raison de certaines zones défectueuses du SPD (couche la plus interne de l'ITS) durant la prise de données. Afin d'obtenir une efficacité de reconstruction uniforme et une bonne résolution en impulsion, deux types de traces reconstruites sont utilisées : les

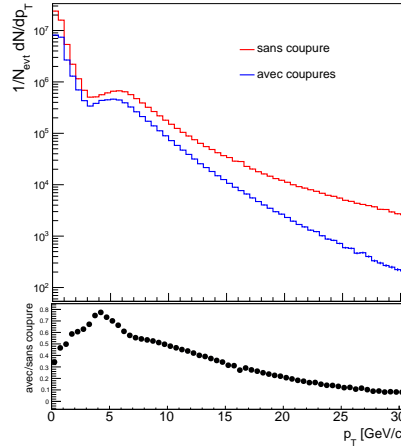


FIGURE 9.3: Distribution en énergie des clusters reconstruits dans le calorimètre électromagnétique avant (rouge) et après (bleu) application des coupures de sélection sur les clusters.

traces contenant au moins un point d'impact reconstruit dans une des deux couches internes de l'ITS (SPD) et les traces n'utilisant pas l'information des couches du SPD. Pour ces dernières, une contrainte supplémentaire par prolongement au vertex primaire est ajoutée afin de maintenir une résolution acceptable. La figure 9.4 (gauche) représente la distribution azimuthale des traces reconstruites pour les deux cas décrits précédemment. La méthode dite "hybride" permet finalement d'obtenir une distribution homogène en sommant les deux contributions (courbe noire). La résolution en impulsion  $\sigma(p_T)/p_T$  sur les particules chargées est de l'ordre de 1% à 1 GeV/c, puis augmente linéairement jusqu'à environ 10% à 50 GeV/c.

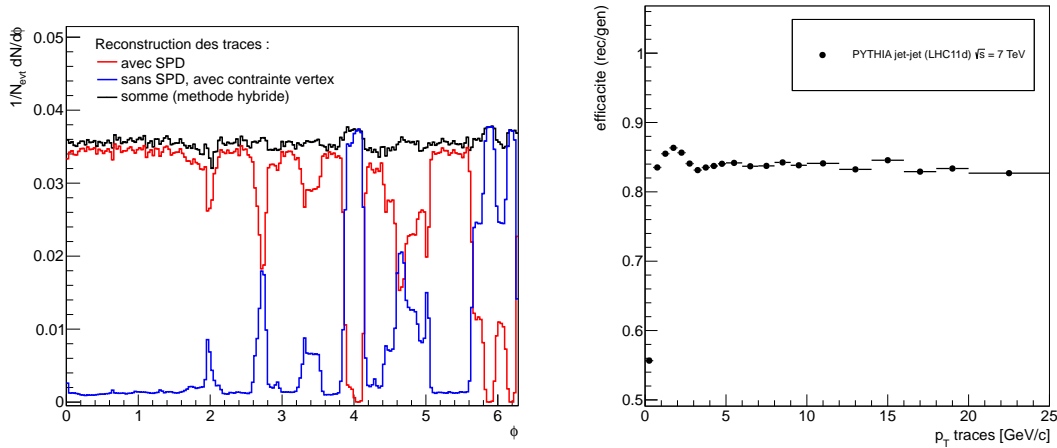


FIGURE 9.4: Gauche : distribution azimuthale des traces reconstruites avec (rouge) et sans (bleu) information dans la couche interne de l'ITS (SPD). La somme des différentes contributions correspond à la distribution finale obtenue avec la méthode de reconstruction "hybride" (noire); Droite : efficacité de reconstruction des traces dans les collisions proton-proton à une énergie  $\sqrt{s} = 7$  TeV (LHC11d).



Dans la suite de l'analyse, seules les traces reconstruites dans l'acceptance  $|\eta| < 0.8$  avec une impulsion  $p_T > 0.2$  GeV/c sont sélectionnées. La figure 9.4 (droite) représente l'efficacité de reconstruction des traces obtenues à partir d'une simulation PYTHIA+GEANT en collision proton-proton calquée sur les conditions expérimentales de la période LHC11d. L'efficacité de reconstruction, de l'ordre de 85% pour des impulsions supérieures à 3 GeV/c, décroît fortement pour les traces d'impulsion inférieure à 1 GeV/c. Le seuil de 0.2 GeV/c permet ainsi de ne pas prendre en compte les traces pour lesquelles l'efficacité de reconstruction est trop faible. Ce seuil permet également de limiter la dégradation de la résolution qui apparaît à partir de 0.5 GeV/c (section 5.1.3). La coupure en acceptance  $|\eta| < 0.8$  permet quant à elle de limiter l'impact d'une plus faible résolution sur les bords de la TPC (acceptance totale  $|\eta| < 1.0$ ).

Le fait d'utiliser différents seuils de déclenchement pour EMCAL durant les périodes LHC11c et LHC11d conduit à des distributions en impulsion différentes pour les traces de particules chargées. Comme le montre la figure 9.5, les traces correspondant aux événements de biais minimum ont une distribution en énergie similaire dans les deux périodes, ce qui montre que les conditions expérimentales (efficacité des détecteurs) sont stables au cours des prises de données. La figure 9.6, qui représente la distribution en énergie des traces pour les événements déclenchés par le niveau 0 du calorimètre, montre en revanche une dépendance en fonction du seuil de déclenchement. En comparant la distribution de la période LHC11d (seuil de 5.5 GeV) avec celle obtenue dans le cas de la sous-période LHC11c utilisant un seuil de 4.5 GeV (figure 9.6 gauche), il apparaît que la différence est significative pour des hadrons chargés de  $p_T$  supérieur à 5 GeV/c et varie au moins jusqu'à 15 GeV/c. Ceci s'explique par le fait que le seuil sur la particule neutre (photon,  $\pi^0$ ) a un impact sur les hadrons d'un  $p_T$  environ deux fois supérieur, le cluster électromagnétique ne portant qu'une fraction du  $p_T$  partonique. Par ailleurs, une légère différence apparaît entre la période LHC11d et la sous-période LHC11c qui correspondent pourtant à un même seuil de 5.5 GeV, ce qui montre que les conditions expérimentales (associées au système de déclenchement) ne sont pas rigoureusement identiques entre les deux périodes (température APDs, ...).

### 9.1.3 Monte Carlo

Une simulation Monte Carlo est utilisée dans l'analyse des corrélations à la fois pour déterminer la pureté d'identification des photons prompts et pour estimer les corrections à appliquer afin de prendre en compte l'impact des effets expérimentaux (résolution en énergie, efficacité de reconstruction des particules chargées, ...) sur les résultats de l'analyse. Les productions Monte Carlo utilisées dans les collisions proton-proton ont été produites par le générateur PYTHIA puis propagées dans les détecteurs par le programme GEANT. Deux types de productions sont utilisées :

- simulation de processus jet-jet à une énergie  $\sqrt{s} = 7$  TeV calquée sur les conditions de prise de données de la période LHC11d. Afin d'optimiser la statistique, la simulation requiert un  $\pi^0$  de  $p_T > 5$  GeV/c dans l'acceptance d'EMCAL.
- simulation de processus gamma-jet à une énergie  $\sqrt{s} = 7$  TeV calquée sur les conditions de prise de données de la période LHC11d.

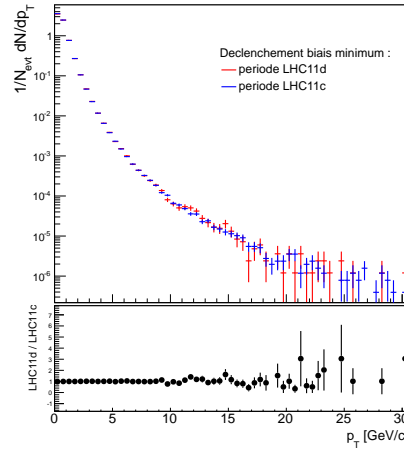


FIGURE 9.5: Distributions des traces de particules chargées pour la période LHC11c et LHC11d avec un déclenchement de biais minimum.

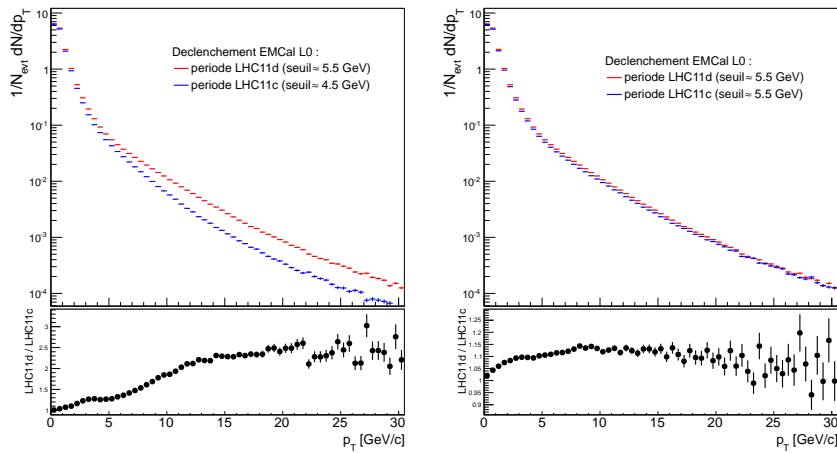


FIGURE 9.6: Distributions des traces de particules chargées pour la période LHC11c avec un seuil de déclenchement dans le calorimètre (EMCal) de 4.5 GeV (gauche) et de 5.5 GeV (droite) comparée à la distribution LHC11d (seuil 5.5 GeV).

## 9.2 Sélection des photons

La sélection des photons consiste à identifier les photons prompts isolés produits par les événements gamma-jet, et à rejeter l'ensemble des autres particules. Ces dernières peuvent être des photons produits par décroissance de mésons neutres (principalement des  $\pi^0$ ), des photons prompts produits par fragmentation d'un parton, mais également des particules chargées (hadrons, électrons) ayant déposé une fraction de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique et n'ayant pas été rejetées par la coupure de prolongement des traces. Les photons prompts isolés sont donc sélectionnés selon trois critères :

- **Condition de plus haute impulsion transverse ( $p_T$ )** : le candidat photon doit être la particule de plus haute impulsion transverse dans l'événement. La cinématique à l'ordre dominant du processus gamma-jet impose au photon prompt d'avoir un  $p_T$  supérieur à celui des hadrons produits par fragmentation du parton émis dans la direction azimuthale opposée au photon. Cette coupure permet ainsi de rejeter à la fois une partie des photons de fragmentation et des particules appartenant à un jet (photon de décroissance, hadrons).
- **Forme du cluster** : le photon doit produire dans le calorimètre un cluster de forme quasi-circulaire à cause de la topologie de la gerbe électromagnétique.
- **Isolation** : contrairement aux particules appartenant à un jet, le photon prompt d'un processus gamma-jet doit être produit avec un minimum d'activité hadronique autour de lui. L'application d'une coupure d'isolation permet dans ce cas de rejeter l'ensemble des particules produites par la fragmentation d'un parton (photon de fragmentation, photon de décroissance, hadron).

### 9.2.1 Forme des clusters

Comme nous l'avons vu dans la section 7.2, la forme des clusters est un critère principalement utilisé dans le but de séparer les photons directs (photons prompts et photons de fragmentation) des photons de décroissance. Les gerbes hadroniques pouvant être de forme non-circulaire, ce critère permet également de rejeter une partie des clusters produits par les hadrons chargés. La figure 9.7, qui résume l'étude présentée dans la section 7.2.3, représente la fraction de clusters ayant un paramètre  $\lambda_0^2$  compris entre 0.1 (la valeur minimale 0.1 étant liée à la réjection des clusters exotiques (section 9.1)) et une valeur maximale. Elle montre qu'un seuil maximal de l'ordre de  $\lambda_0^2 = 0.27$  permet d'optimiser l'efficacité de sélection des photons en réduisant les autres contributions.

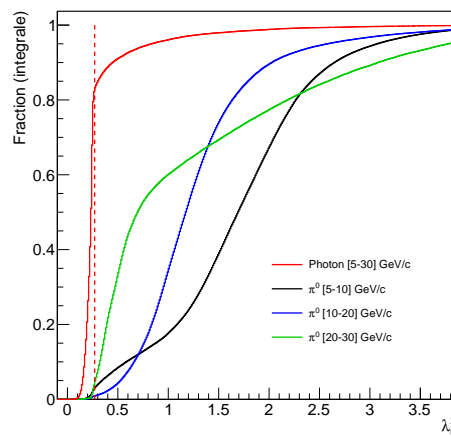


FIGURE 9.7: Efficacité de sélection des particules (photon,  $\pi^0$ ) en fonction de la coupure sur le paramètre  $\lambda_0^2$ . La ligne pointillée représente la coupure de sélection  $\lambda_0^2 = 0.27$ .

### 9.2.2 Isolation

Le photon généré par un processus gamma-jet doit être produit avec très peu d'activité hadronique autour lui, contrairement aux photons de décroissance et de fragmentation qui appartiennent à un jet de particules. Il est ainsi possible d'améliorer la pureté des photons prompts par application d'un critère d'isolation. La méthode d'isolation utilisée consiste à mesurer l'activité hadronique dans un cône de rayon  $R$  autour du candidat photon :

$$R = \sqrt{(\eta_\gamma - \eta_i)^2 + (\phi_\gamma - \phi_i)^2} \quad (9.4)$$

où  $i$  représente la  $i$ -ème particule de l'événement. Afin d'optimiser la sélection des photons non-prompts, l'activité hadronique est mesurée à la fois à partir des traces de particules chargées et des clusters de particules neutres contenues dans le cône d'isolation (hormis celle associée au candidat photon), comme l'illustre la figure 9.8. Deux critères d'isolation peuvent alors être utilisés :

- un seuil sur la somme totale en impulsion transverse des particules contenues dans le cône.
- un seuil individuel sur l'impulsion transverse de chaque particule contenue dans le cône.

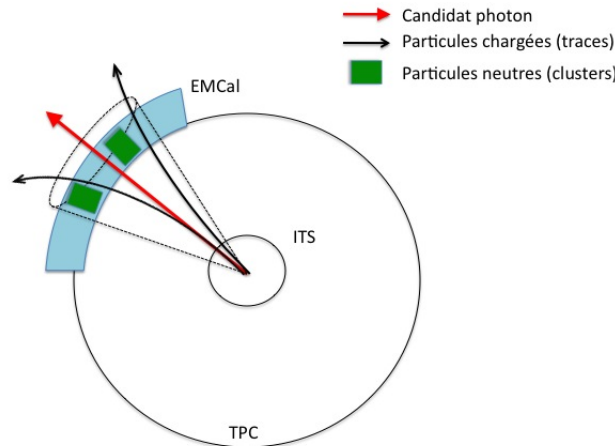


FIGURE 9.8: Illustration de la méthode d'isolation consistant à mesurer l'activité hadronique des particules chargées et neutres dans un cône de rayon  $R$  autour du candidat photon.

Afin d'optimiser la pureté de sélection des photons prompts, il faut chercher le jeu de paramètres (rayon de cône  $R$ , seuil) qui permet de rejeter la plus grande fraction de bruit possible (photon de fragmentation, photon de décroissance, hadron), tout en conservant une statistique suffisante pour l'étude de la fonction de fragmentation. En ce qui concerne le rayon du cône, un compromis doit être trouvé entre la réjection du bruit (d'autant plus efficace que le cône est grand) et l'acceptance limitée du calorimètre EMCal. L'étude des critères d'isolation est réalisée sur deux échantillons distincts : un échantillon de photons prompts obtenu par simulation gamma-jet, et un échantillon de bruit obtenu à partir des données en sélectionnant les clusters de forme non-circulaire ( $\lambda_0^2 > 0.5$ ). Le choix de ne pas

utiliser la simulation dans l'étude du bruit permet d'être indépendant de la modélisation de l'hadronisation qui peut avoir un impact non-négligeable dans ce genre d'étude. Une mesure de la distribution en impulsion transverse des particules contenues dans le cône d'isolation est réalisée pour chacun des deux échantillons. La figure 9.9 (gauche), qui représente la fraction d'événements isolés en fonction du seuil sur le  $p_T$  des particules dans le cône, montre qu'un cône de rayon  $R = 0.4$  représente un choix intéressant qui permet une réjection efficace des clusters de bruit et une bonne sélection des photons prompts tout en conservant une taille de cône acceptable par rapport à l'acceptance du calorimètre. L'application d'un seuil  $p_T < 0.5$  GeV/c permet dans ce cas de conserver plus de 80% des photons prompts tout en rejetant plus de 80% des clusters de bruit. La somme totale de l'impulsion transverse contenue dans le cône d'isolation est également mesurée pour les deux échantillons. La figure 9.9 (droite), qui montre la fraction d'événements isolés en fonction du seuil sur la somme en  $p_T$  des particules dans le cône, montre qu'une coupure de 1.0 GeV/c sur la somme en impulsion transverse dans un cône de rayon  $R = 0.4$  permet d'atteindre des performances équivalentes à celles obtenues avec le seuil individuel de 0.5 GeV/c.

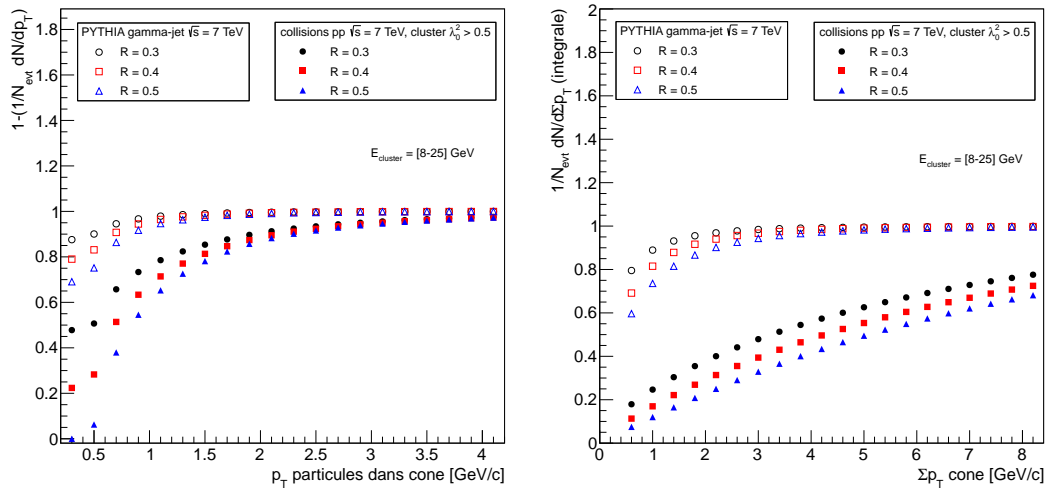


FIGURE 9.9: Fraction d'événements ayant au moins une particule de  $p_T$  supérieur à  $p_T^{seuil}$  (gauche) et distribution normalisée de la somme totale en impulsion transverse des particules (droite) dans un cône de taille  $R = 0.3, 0.4$  et  $0.5$ . Les symboles vides correspondent aux photons prompts obtenus par simulation PYTHIA gamma-jet pour des collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Les symboles pleins correspondent aux clusters de forme non-circulaire ( $\lambda_0^2 > 0.5$ ) sélectionnés dans les données pour des collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

Un autre paramètre à prendre en compte est l'acceptance utilisée pour l'application de la méthode d'isolation. Pour un candidat photon reconstruit à proximité des bords du calorimètre EMCal, une partie du cône d'isolation est situé à l'extérieur de l'acceptance du détecteur ( $|\eta| < 0.7$ ) ce qui diminue l'activité hadronique dans la partie du cône contenue dans l'acceptance. Cet effet peut alors biaiser la coupure d'isolation en sélectionnant préférentiellement des photons en bordure de détecteur. Une étude systématique a permis de montrer qu'une coupure en pseudo-rapidité  $|\eta| < 0.6$  permet de limiter l'impact de ce biais.

Dans le cas d'un cône de rayon  $R = 0.4$ , la fraction du cône située hors de l'acceptance d'EMCal pour un photon en  $|\eta| > 0.3$  est en partie compensée par les traces de particules chargées reconstruites jusqu'à une pseudo-rapacité  $|\eta| < 0.8$ . La figure 9.10 représente la distribution de la fraction de clusters isolés dans le plan  $(\eta, \phi)$  après application de la coupure en pseudo-rapacité  $|\eta| < 0.6$ . Les particules isolées sont distribuées de manière uniforme à la surface du détecteur EMCal, exceptées dans les zones mortes et/ou bruitées où les clusters sont rejetés par les coupures de sélection.

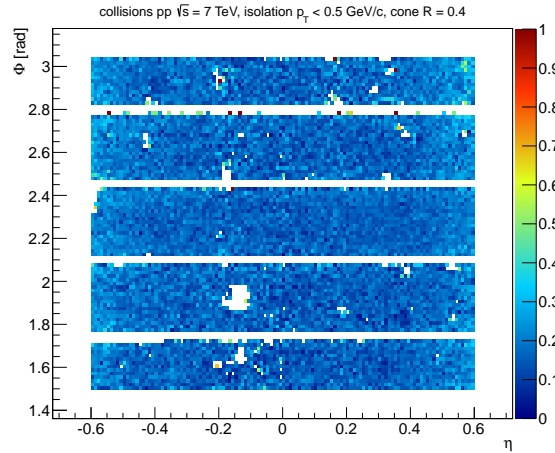


FIGURE 9.10: Distribution de la fraction de clusters isolés dans le plan  $(\eta, \phi)$  pour les collisions proton-proton.

Les efficacités finales de sélection (photons prompts) et de réjection (clusters avec  $\lambda_0^2 > 0.5$ ) obtenues après sélection des paramètres d'isolation et de la coupure en acceptance sont représentées sur la figure 9.11. Alors que la fraction de photons prompts isolés varie peu en fonction de l'impulsion transverse, la réjection des autres types de particules est plus efficace lorsque l'impulsion transverse est élevée. L'isolation permet finalement de sélectionner entre 80 et 85% des photons prompts tout en rejetant entre 80 et 90% des autres particules. Comme les deux critères d'isolation ont une sensibilité différente au processus d'hadronisation et à la multiplicité de particules produites, l'analyse sera réalisée en parallèle afin de permettre une comparaison des résultats obtenus pour chacun des deux critères d'isolation.

### 9.2.3 Pureté

Même si l'application des coupures de sélection sur la forme du cluster et l'isolation permettent d'améliorer fortement la pureté des photons sélectionnés, la contamination résiduelle reste finalement importante. Il est donc nécessaire de déterminer la pureté afin de pouvoir réaliser une correction de la contamination. L'étape suivante consiste ainsi à évaluer cette contamination résiduelle dans l'échantillon de photons isolés pour chacune des deux méthodes d'isolation. La pureté, qui est définie comme la fraction de photons prompts présents dans l'échantillon des clusters isolés, est estimée à partir de la distribution en  $\lambda_0^2$ . Celle-ci est ajustée à l'aide des distributions associées aux photons prompts (signal) et à un échantillon

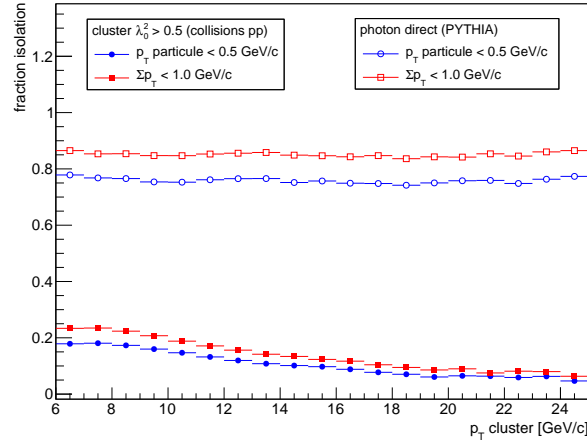


FIGURE 9.11: Fraction de photons prompts (symboles vides) et de clusters de bruit (symboles pleins) isolés pour deux critères d'isolation et un rayon de cône  $R = 0.4$ .

de clusters produits par d'autres types de particules (bruit) afin de déterminer la fraction de signal et de bruit dans l'échantillon. La pureté est alors déterminée en intégrant les fractions de signal et de bruit sur la région de sélection des photons de  $0.1 < \lambda_0^2 < 0.27$  (section 9.2). L'échantillon de photons prompts est obtenu à partir d'une simulation PYTHIA d'événements gamma-jet. L'échantillon de bruit est quant à lui obtenu directement à partir des données en sélectionnant les clusters n'ayant pas passé la coupure d'isolation, ce qui permet d'obtenir un échantillon enrichi en particules appartenant à un jet représentatif des différentes contributions de bruit (photon de fragmentation, photon de décroissance, hadrons). La procédure d'ajustement appliquée à une simulation d'événements gamma-jet (signal) et jet-jet (bruit) est représentée sur la figure 9.12. Dans cet exemple de simulation, la distribution complète en  $\lambda_0^2$  (photons prompts et bruit) est ajustée à partir des distributions obtenues dans le cas des photons prompts (gamma-jet) et des clusters de bruit (jet-jet). Pour ces derniers (principalement des clusters de  $\pi^0$ ), la distribution possède une contribution importante autour de  $\lambda_0^2 = 0.25$  à cause des décroissances pour lesquelles un seul des deux photons est reconstruit dans le calorimètre (dû à la cinématique ou l'acceptance du détecteur). L'ajustement permet finalement d'obtenir les fractions de photons prompts et de bruit contenues dans l'échantillon considéré.

### Paramètres d'ajustement

Un des paramètres les plus sensibles pour l'estimation de la pureté en photons prompts est le choix de la région d'ajustement. La valeur minimale  $\lambda_0^2 = 0.1$  est imposée par la rejection des clusters exotiques (section 9.1). Les simulations gamma-jet (signal) et jet-jet (bruit) peuvent être utilisées pour estimer la variation du biais sur l'estimation de la pureté en fonction de la valeur maximale  $\lambda_{0max}^2$ . La figure 9.13 (gauche) représente l'écart relatif entre la pureté obtenue par ajustement et la pureté initialement utilisée dans la simulation ( $p=0.5$ ) en fonction de la valeur  $\lambda_{0max}^2$ . Le résultat montre que le biais sur l'estimation de la pureté

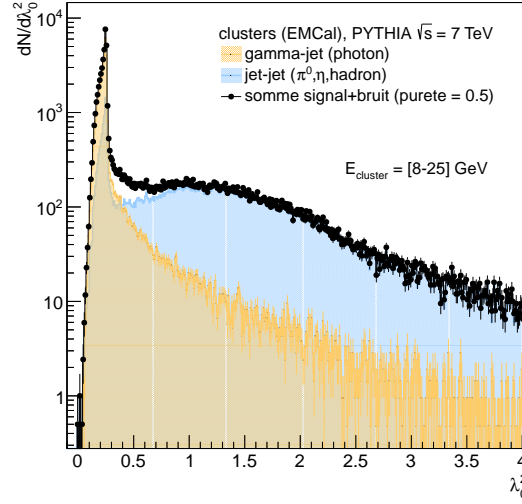


FIGURE 9.12: Distribution en  $\lambda_0^2$  des clusters isolés (simulation) ajustée par une méthode de maximum de vraisemblance. Les contributions de signal (orange) et de bruit (bleu) sont obtenues après ajustement des données de simulation (noire) contenant 50% de signal (gamma-jet) et 50% de bruit (jet-jet).

augmente lorsque la région d'ajustement diminue. En comparant ce résultat avec celui de la figure 9.12, il apparaît que le biais augmente lorsque  $\lambda_{0max}^2$  est inférieur à 2, la région  $\lambda_0^2 \in [1,2]$  contenant une grande partie des  $\pi^0$ . Comme la distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  évolue en fonction de l'énergie des clusters (photons de décroissance), cela conduit à utiliser une région d'ajustement variable en fonction de l'énergie des clusters. En optimisant la région d'ajustement, il est finalement possible d'atteindre des valeurs de biais sur la pureté inférieures à 5%. Cette étude de simulation, qui utilise l'ensemble des outils d'analyse, permet ainsi de valider la méthode d'estimation de la pureté utilisée, en particulier en ce qui concerne l'utilisation d'un échantillon de particules non-isolées pour déterminer la contribution du bruit. En plus des études de simulation, une étude systématique de  $\chi^2$  sur les données réelles permet de déterminer la région d'ajustement optimale en fonction de l'énergie des clusters considérés. La figure 9.13 (droite) représente la valeur de  $\chi^2$  obtenue en fonction de l'énergie du cluster et de la valeur maximale  $\lambda_{0max}^2$  utilisée pour l'ajustement. Deux régions se distinguent : à bas- $p_T$  (8-10 GeV/c) l'ajustement converge difficilement à cause de la fraction très faible de signal, tandis qu'à haut- $p_T$  ( $> 22$  GeV/c) le manque de statistique donne des valeurs de  $\chi^2$  largement inférieure à 1 lorsque la région d'ajustement est trop large. La région d'ajustement utilisée pour l'estimation de la pureté dans le cadre de cette analyse est déterminée en minimisant le  $\chi^2$  dans chaque intervalle en  $p_T$  (tableau 9.1).

Energie [GeV]	8-9	10-12	13-15	16-20	21-25
$\lambda_{0max}^2$	4.0	3.5	2.5	2.0	1.2

TABLE 9.1: Région d'ajustement  $[0.1-\lambda_{0max}^2]$  en fonction de l'énergie des clusters.



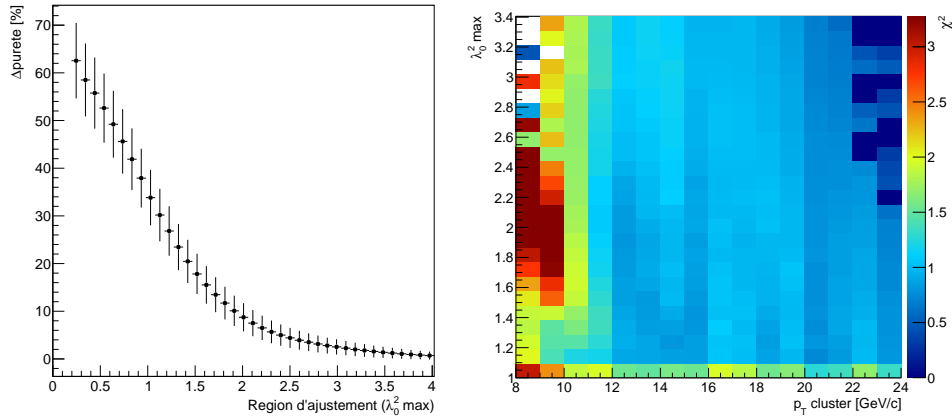


FIGURE 9.13: Gauche : écart relatif entre la pureté générée et la pureté reconstruite en fonction de la région d'ajustement  $\lambda_0^2$  ; Droite :  $\chi^2$  (par nombre de degré de liberté) de l'ajustement en fonction du  $p_T$  des clusters et de la limite  $\lambda_{0\text{max}}^2$

## Résultats

L'ajustement est réalisé pour des clusters isolés d'impulsion transverse comprise entre 8 et 25 GeV/c. Les clusters sont séparés en intervalle de 1 GeV/c. Pour chaque intervalle, le nombre de photons prompts est obtenu en intégrant la distribution du signal obtenue par ajustement dans la région  $\lambda_0^2 \in [0.1, 0.27]$ , cette région correspondant à la coupure d'identification des photons décrite dans le paragraphe précédent. La pureté est alors déterminée comme le rapport du nombre de photons prompts sur l'intégrale de la distribution totale des clusters isolés pour  $0.1 < \lambda_0^2 < 0.27$ . Les figures 9.14 représentent l'ajustement des clusters d'impulsion comprise entre 12 et 16 GeV/c, ainsi que la pureté mesurée en fonction du  $p_T$  du cluster. Les incertitudes représentées dans la figure 9.14 (droite) sont obtenues par propagation des erreurs liées à l'ajustement (facteur de normalisation des échantillons de signal et de bruit) dans le calcul de la pureté.

Il existe deux sources d'incertitudes systématiques supplémentaires à prendre en compte pour l'estimation de la pureté. La première provient de la difficulté à reproduire dans la simulation la forme des gerbes électromagnétiques observée lors des tests sous faisceau (section 7.3). Le désaccord observé étant un décalage de la distribution en  $\lambda_0^2$  (voir figure 7.14), l'erreur a été évaluée en déplaçant la région utilisée pour l'identification du photon d'un facteur correspondant au décalage moyen mis en évidence via l'étude des tests sous faisceau. La pureté est ainsi estimée pour les intervalles  $0.1 < \lambda_0^2 < 0.27$  et  $0.1 < \lambda_0^2 < 0.3$ . La seconde source d'incertitude est liée à la composition de l'échantillon de bruit sélectionné à partir des clusters non-isolés. L'utilisation de cet échantillon dans l'ajustement repose en effet sur l'hypothèse que les clusters isolés et non-isolés ont une distribution en  $\lambda_0^2$  similaire, autrement dit que la forme des clusters est un paramètre indépendant de celui d'isolation. Cette hypothèse peut être vérifiée en constituant deux échantillons de bruit différents. Le premier échantillon est formé de clusters très proche de la coupure d'isolation utilisée, sélectionnés par la condition d'isolation ( $0.5 < p_T < 1$  GeV/c), alors que le second échantillon est com-

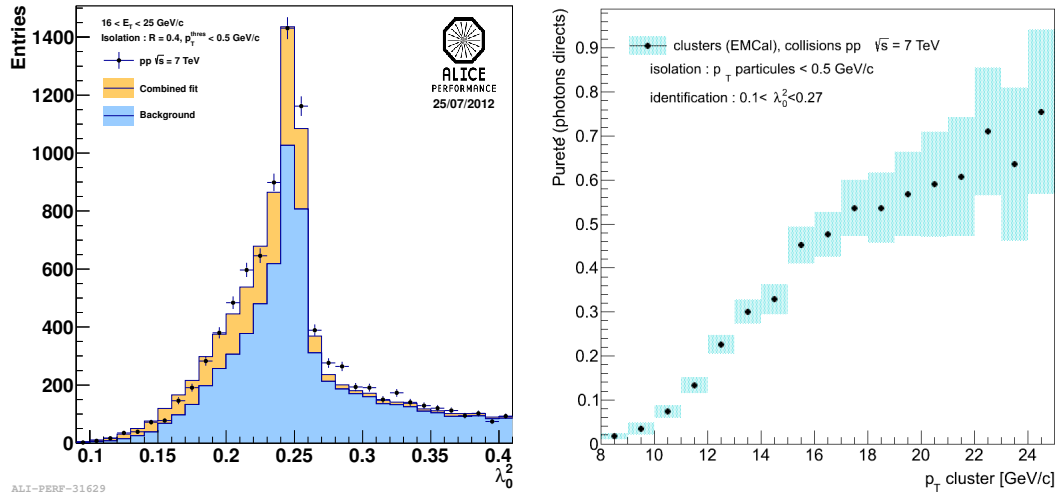


FIGURE 9.14: Gauche : ajustement des clusters isolés d'impulsion [12-16] GeV/c ; Droite : estimation de la pureté en fonction du  $p_T$  du cluster dans le cas de la méthode d'isolation utilisant un seuil individuel  $p_T < 0.5$  GeV/c.

posé de clusters plus éloignés de la coupure d'isolation ( $p_T > 0.5$  GeV/c). Si la forme du cluster est un paramètre indépendant de l'isolation, les deux échantillons de bruit doivent conduire à la même estimation de la pureté. Les incertitudes systématiques sont déterminées en comparant les résultats obtenus pour les différentes régions  $\lambda_0^2$  et les différents échantillons de bruit décrits précédemment (figure 9.15). Les incertitudes systématiques obtenues sont ajoutées quadratiquement aux incertitudes statistiques liées à l'ajustement afin d'obtenir l'incertitude totale sur l'estimation de la pureté (tableau 9.2).

$p_T$ [GeV/c]	$\Delta p/p(\%)$	$p_T$ [GeV/c]	$\Delta p/p(\%)$
10	25	18	24
11	22	19	25
12	22	20	27
13	22	21	29
14	22	22	29
15	22	23	32
16	22	24	31
17	22		

TABLE 9.2: Incertitudes totales sur l'estimation de la pureté (p) en fonction de l'impulsion transverse du photon.

Les résultats obtenus conduisent finalement à restreindre l'analyse des corrélations photon-hadron dans une gamme en énergie comprise entre 10 et 25 GeV. L'estimation de la pureté pour des énergies inférieures à 10 GeV est en effet rendue très difficile par la très faible fraction de photons directs dans l'échantillon obtenu après application des coupures de sélection. La pureté obtenue étant inférieure à 5% avec une incertitude importante sur le résultat de l'ajustement, il est préférable de ne pas prendre en compte les photons d'énergie inférieure à 10 GeV dans cette analyse.

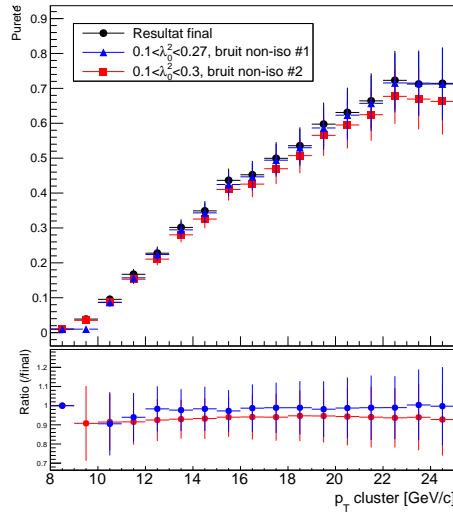


FIGURE 9.15: Distribution de la pureté en fonction du  $p_T$  du photon pour différentes régions d'identification du photon ( $\lambda_0^2$ ) et différents critères de sélection du bruit à partir du critère d'isolation (noir :  $\lambda_0^2 \in [0.1-0.27]$   $p_T > 0.5$  GeV/c ; bleu :  $\lambda_0^2 \in [0.1-0.27]$   $0.5 < p_T < 1$  GeV/c ; rouge :  $\lambda_0^2 \in [0.1-0.3]$   $p_T > 0.5$  GeV/c).

### 9.3 Sélection des $\pi^0$

L'identification des  $\pi^0$  est indispensable à l'analyse des corrélations  $\pi^0$ -hadron. Mais elle l'est également pour corriger les corrélations photon-hadron de la contamination résiduelle après identification des photons prompts.

#### 9.3.1 Identification des $\pi^0$

Aux énergies considérées, la majorité des paires de photons produits par décroissance d'un  $\pi^0$  sont superposées dans le détecteur EMCAL et ne donne qu'un seul cluster reconstruit. Les clusters sont tout d'abord triés en fonction du nombre de maxima locaux (NLM) qu'ils contiennent. Un maximum local correspond à une tour dont l'énergie est supérieure à l'ensemble des tours voisines. Seuls les clusters contenant 1 ou 2 maxima sont conservés. L'identification des  $\pi^0$  est ensuite réalisée en quatre étapes : sélection des clusters en fonction de leur forme ( $\lambda_0^2$ ), séparation des clusters en deux clusters correspondant aux deux photons de décroissance, calcul de la masse invariante des deux clusters séparés, et calcul de l'asymétrie en énergie. Ces quatre étapes sont décrites de manière détaillée dans la section 7.2 de ce manuscrit. La procédure d'identification des  $\pi^0$  conduit à une efficacité de sélection qui dépend de l'énergie et du nombre de maxima locaux des  $\pi^0$ . Cette efficacité, représentée sur la figure 9.16, est obtenue en appliquant la procédure d'identification à une simulation PYTHIA d'événements jet-jet dans les collision proton-proton d'énergie  $\sqrt{s} = 7$  TeV<sup>1</sup>. L'identification se dégrade avec l'énergie du  $\pi^0$  car la diminution de l'angle d'ouverture rend la procédure de

1. Des études complémentaires ont été réalisées pour vérifier que la simulation enrichie en  $\pi^0$  utilisée donne des résultats comparables à une simulation jet-jet non-biaisée.

séparation des clusters de plus en plus difficile à mesure que l'énergie augmente. La figure 9.17 représente les différentes contributions associées aux  $\pi^0$ , photons et hadrons obtenues après application de la procédure d'identification sur les données de simulation. Dans la gamme en énergie considérée pour l'analyse des corrélations (8-25 GeV), la pureté des  $\pi^0$  est constante quelque soit l'énergie avec une valeur de l'ordre de 95%. Contrairement au cas des photons, la pureté des  $\pi^0$  est suffisamment grande pour utiliser l'échantillon obtenu sans faire de correction de la contamination (et sans l'inclure dans les erreurs systématiques). Ce choix est également justifié par le fait que la principale source de contamination provient d'événements pour lesquels un seul des deux photons de décroissance ayant emporté la majorité de l'énergie du  $\pi^0$  est reconstruit, ces derniers pouvant de ce fait être considéré comme un  $\pi^0$ .

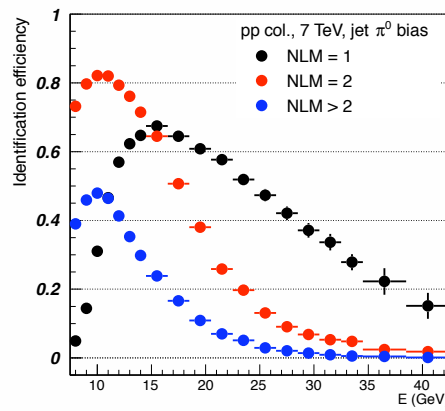


FIGURE 9.16: Efficacité de sélection en fonction de l'énergie du  $\pi^0$  pour un nombre de maxima locaux  $NLM = 1$ ,  $2$  et  $NLM > 2$ .

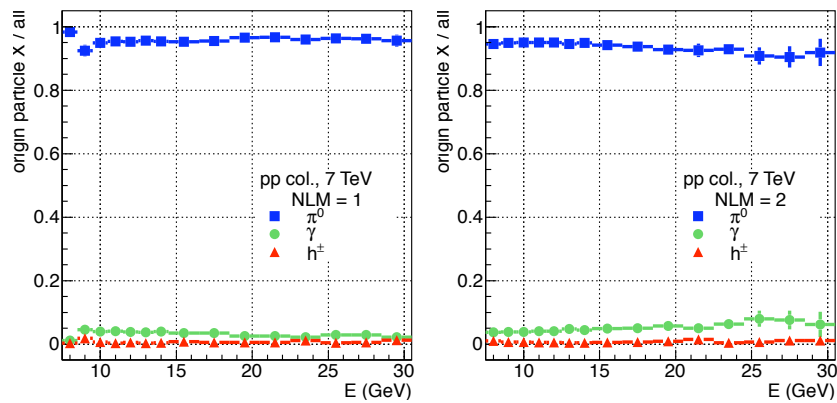


FIGURE 9.17: Fractions de  $\pi^0$ , de photons et de hadrons contenues dans un échantillon de clusters après application de la procédure d'identification des  $\pi^0$ . La fraction est représentée en fonction de l'énergie de  $\pi^0$  pour un nombre de maxima locaux  $NLM = 1$  (gauche) et  $NLM = 2$  (droite).

### 9.3.2 Isolation des $\pi^0$

Une procédure d'isolation identique à celle décrite dans la section 9.2.2 est alors appliquée à l'échantillon de  $\pi^0$  sélectionnés. Comme pour les photons, seuls les  $\pi^0$  possédant l'impulsion transverse la plus importante parmi l'ensemble des particules de l'événement sont sélectionnés. Les  $\pi^0$  qui satisfont ce critère sont ensuite soumis à une procédure d'isolation identique à celle présentée dans le cas des photons. Cette procédure revient à enrichir l'échantillon avec des  $\pi^0$  à grand  $z$  ( $z = p_T^{\pi^0}/p_T^{\text{parton}}$ ), comme l'indiquent les résultats de simulation représentés sur la figure 9.18. Il apparaît que le  $z$  moyen des  $\pi^0$  isolés ( $\langle z \rangle \approx 0.8$ ) est plus important que celui des  $\pi^0$  n'ayant pas satisfait le critère d'isolation ( $\langle z \rangle \approx 0.5$ ). Cela revient finalement à sélectionner des événements  $\pi^0$ -jet dont la cinématique est plus proche de celle des événements gamma-jet, et donc d'obtenir une distribution en  $x_E$  par mesure des corrélations  $\pi^0$  isolé-hadron permettant de sonder la fonction de fragmentation partonique. Il faut cependant noter que les partons sondés par les corrélations photon-hadron sont majoritairement des quarks, alors que les corrélations  $\pi^0$ -hadron sondent de manière à peu près équivalente la fragmentation des quarks et des gluons.

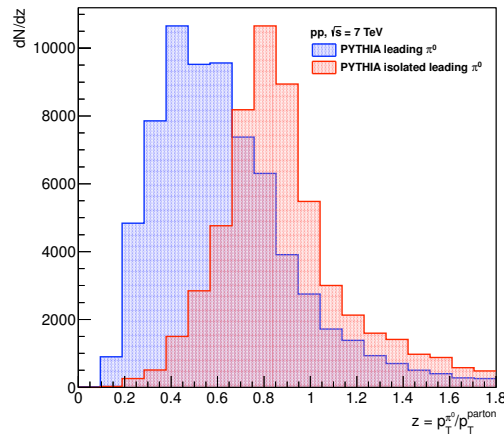


FIGURE 9.18: Fraction d'énergie du parton initial emportée par le  $\pi^0$  de plus haut- $p_T$  avec (rouge) et sans (bleu) application d'un critère d'isolation.

## 9.4 Mesure des corrélations angulaires photon/ $\pi^0$ -hadron

Après application des coupures de sélection (traces, clusters) et d'identification (photon,  $\pi^0$ ), l'étape suivante consiste à mesurer les corrélations angulaires photon/ $\pi^0$ -hadron. Cette observable permet de caractériser la distribution spatiale et énergétique des hadrons produits par fragmentation du parton initial. Les corrélations angulaires sont étudiées à partir de la différence angulaire normalisée par le nombre  $N_{trigger}$  de particules de référence (photon ou  $\pi^0$ ) :

$$\frac{d^2 N(\Delta\phi\Delta\eta)}{d\Delta\phi d\Delta\eta} = \frac{1}{N_{trigger}} \frac{d^2 N_{hadrons}}{d\Delta\phi d\Delta\eta} \quad (9.5)$$

où  $\Delta\phi = \phi^{hadron} - \phi^{\gamma, \pi^0}$  et  $\Delta\eta = \eta^{hadron} - \eta^{\gamma, \pi^0}$ . Les distributions obtenues doivent ensuite être corrigées des effets expérimentaux comme le bruit de fond combinatoire, les efficacités de détection ou encore la pureté d'identification dans le cas des photons.

### Bruit de fond combinatoire

Dans une collision proton-proton, la collision dure parton-parton n'est pas le seul processus à l'origine des particules obtenues dans l'état final. D'autres collisions de plus faible énergie, appelées communément "événements sous-jacents", peuvent se produire entre les autres constituants du proton. Le bruit de fond combinatoire correspond alors aux corrélations angulaires entre la particule de référence (photon,  $\pi^0$ ) et les hadrons produits par les événements sous-jacents de la collision. Il doit être soustrait des distributions obtenues pour extraire la fragmentation des partons produits par le processus dur.

La mesure du bruit de fond combinatoire se base sur une méthode de mélange d'événements (*mixing*). Elle consiste à mesurer les corrélations entre un photon ou un  $\pi^0$  d'un événement déclenché par EMCAL et les hadrons d'autres événements de biais minimum. En plus de permettre la soustraction du bruit de fond combinatoire, cette méthode permet de corriger des effets d'acceptance des détecteurs. Les corrélations angulaires sont obtenues par application de l'équation 9.5. La figure 9.19 illustre les distributions obtenues dans le cas des corrélations angulaires  $\pi^0$  non-isolé-hadron, des corrélations angulaires obtenues par mélange d'événements et du résultat de la procédure de soustraction du bruit de fond combinatoire. Comme chaque particule de référence est corrélée avec plusieurs événements indépendants afin d'augmenter la statistique disponible pour la mesure du bruit de fond, les distributions obtenues pour le bruit de fond combinatoire doivent être normalisées avant soustraction. La normalisation consiste à déterminer le rapport entre la distribution obtenue par mélange et la distribution réelle dans une région  $(\Delta\eta, \Delta\phi)$  où les distributions sont "plates" (typiquement  $1 < \Delta\phi < 2$ ). Après normalisation, la correction permet d'obtenir la fonction de corrélation  $C(\Delta\phi, \Delta\eta)$  qui mesure le nombre de hadrons corrélé au photon/ $\pi^0$  relativement au nombre de hadrons moyen dû au bruit de fond dans un événement :

$$C(\Delta\phi, \Delta\eta) = \frac{\left( \frac{d^2 N(\Delta\phi, \Delta\eta)}{d\Delta\phi d\Delta\eta} \right)_{mesuree} - \left( \frac{d^2 N(\Delta\phi, \Delta\eta)}{d\Delta\phi d\Delta\eta} \right)_{mixing}}{\frac{d^2 N(\Delta\phi, \Delta\eta)}{d\Delta\phi d\Delta\eta}_{mixing}} \quad (9.6)$$

Cette correction permet de soustraire les corrélations liées au bruit de fond combinatoire tout en corrigeant des biais d'acceptance dans la reconstruction des hadrons chargés. La figure 9.20, qui correspond à la projection dans le plan  $\Delta\phi$  de la figure 9.19, montre le résultat de la normalisation du bruit de fond combinatoire (figure de gauche) ainsi que la distribution obtenue après correction (figure de droite). Par construction cette distribution est nulle dans les régions  $(\Delta\eta, \Delta\phi)$  où aucune corrélation entre la particule de référence et les hadrons produits par fragmentation du parton n'est mesurée.

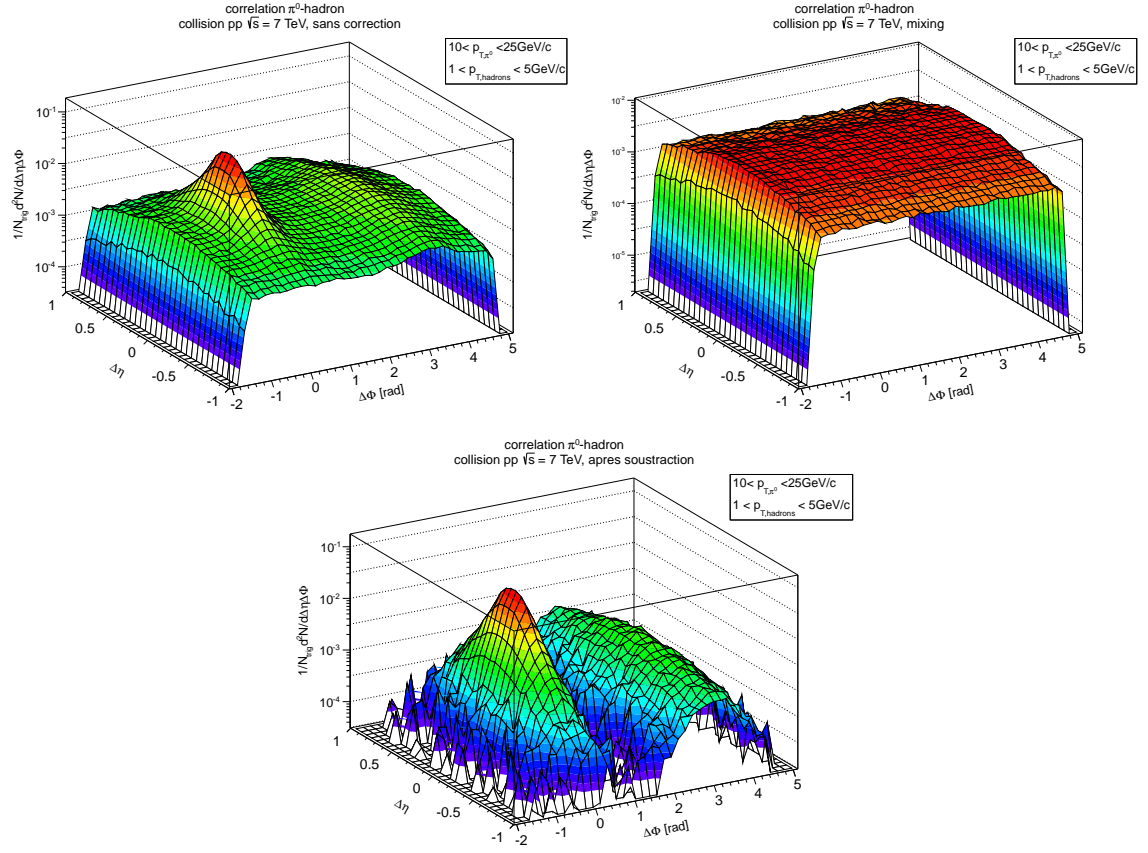


FIGURE 9.19: Corrélations angulaires  $\pi^0$ -hadron sans isolation avant correction (gauche), et après (bas) soustraction du bruit de fond combinatoire (droite).

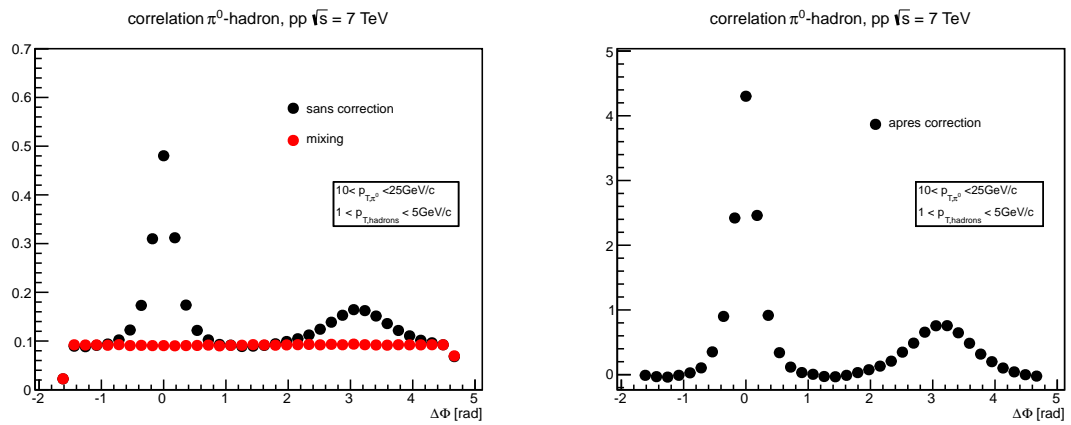


FIGURE 9.20: Corrélations azimuthales  $\pi^0$ -hadron sans isolation avant (gauche) et après (droite) application de la procédure de correction du bruit de fond.

## Résultats

La figure 9.21 compare les distributions obtenues dans le cas des corrélations  $\pi^0$ ,  $\pi^0$  isolés et cluster isolés, ces derniers correspondant aux clusters de paramètre  $\lambda_0^2$  compris entre 0.1 et 0.27 (sélection des photons) avant soustraction de la contamination. La distribution des corrélations  $\pi^0$ -hadron montre que ces derniers appartiennent à un jet de particules contenant des hadrons émis à des valeurs  $\Delta\Phi$  proche de 0. Les distributions des  $\pi^0$  et des clusters isolés sont au contraire quasi nulles dans la région  $\Delta\Phi \approx 0$  à cause de l'application du critère d'isolation. Comme le cône d'isolation (rayon  $R=0.4$ ) ne couvre qu'une partie limitée de l'acceptance en  $\eta$  (pour un  $\phi$  donné), des corrélations peuvent cependant être mesurées pour  $|\Delta\Phi| < R$ . La distribution des corrélations  $\pi^0$  isolés-hadron est ainsi légèrement différente de zéro dans cette région, ce qui peut s'expliquer par le fait que les  $\pi^0$  peuvent être accompagnés d'autres particules produites par fragmentation ( $z^{\pi^0} \neq 1$ ). Autour de  $\Delta\Phi \approx \pi$ , il apparaît que la distribution des hadrons associés aux  $\pi^0$  (sans isolation) est plus importante que celle des  $\pi^0$  et des clusters isolés. Cela peut s'expliquer à la fois par le fait qu'un  $\pi^0$  sans isolation génère plus de jets de gluons que de jets de quarks, et qu'un  $\pi^0$  sans isolation est associé à un jet d'énergie environ deux fois supérieure à l'énergie du  $\pi^0$  ( $\langle z \rangle \approx 0.5$ ) alors qu'un  $\pi^0$  ou un photon isolé est corrélé avec un jet d'énergie semblable ( $\langle z \rangle \approx 1$ ). Un  $\pi^0$  (sans isolation) est donc associé à un nombre plus important de hadrons (par événement) qu'un  $\pi^0$  ou un photon isolé.

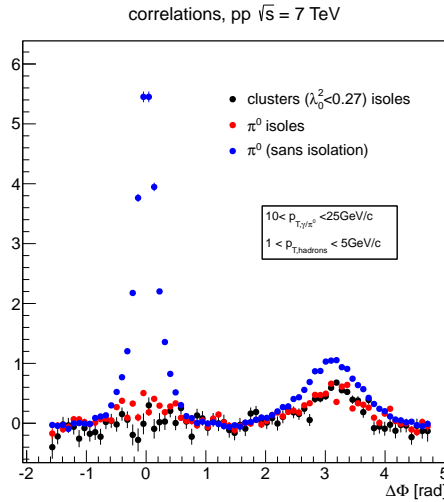


FIGURE 9.21: Corrélations azimutales  $\pi^0$ -hadron,  $\pi^0$  isolé-hadron et cluster isolé-hadron.

Dans le cas des corrélations photon-hadron, il est nécessaire de soustraire la contamination présente dans l'échantillon de clusters isolés. Comme les  $\pi^0$  représentent une fraction importante de cette contamination (de 5 à 70% selon l'énergie), la méthode utilisée consiste à corriger les corrélations clusters isolés-hadron par soustraction de la contribution associée aux corrélations  $\pi^0$  isolés-hadron. Cette contribution est déterminée à partir des études de pureté présentées dans le paragraphe précédent. En convoluant la distribution de la pureté



obtenue et le spectre en photon isolés, il est possible de déterminer une pureté moyenne ( $p$ ) dans la gamme d'énergie considérée (10-25 GeV). La distribution obtenue dans le cas des corrélations photon-hadron (après soustraction du bruit de fond combinatoire) est alors corrigée de la contamination selon la relation :

$$\left. \frac{d^2 N(\Delta\phi\Delta\eta)}{d\Delta\phi d\Delta\eta} \right|_{\text{photon iso.}} = \frac{1}{p} \left. \frac{d^2 N(\Delta\phi\Delta\eta)}{d\Delta\phi d\Delta\eta} \right|_{\text{cluster iso.}} - \frac{1-p}{p} \left. \frac{d^2 N(\Delta\phi\Delta\eta)}{d\Delta\phi d\Delta\eta} \right|_{\pi^0 \text{ iso.}} \quad (9.7)$$

La figure 9.22 montre le résultat de la procédure de correction des corrélations angulaires photon-hadron. Les trois figures représentent respectivement les distributions obtenues avant soustraction du bruit combinatoire (gauche), après correction de la contamination en  $\pi^0$  (centre) et après correction du bruit de fond (droite). La correction de la contamination permet d'obtenir une distribution compatible avec 0 dans la région  $-1 < \Delta\Phi < 1$  comme attendue dans le cas des événements gamma-jets. Cependant les fluctuations statistiques importantes limitent la possibilité d'étudier avec précision les différences éventuelles entre les corrélations  $\pi^0$ -hadron et photon-hadron.

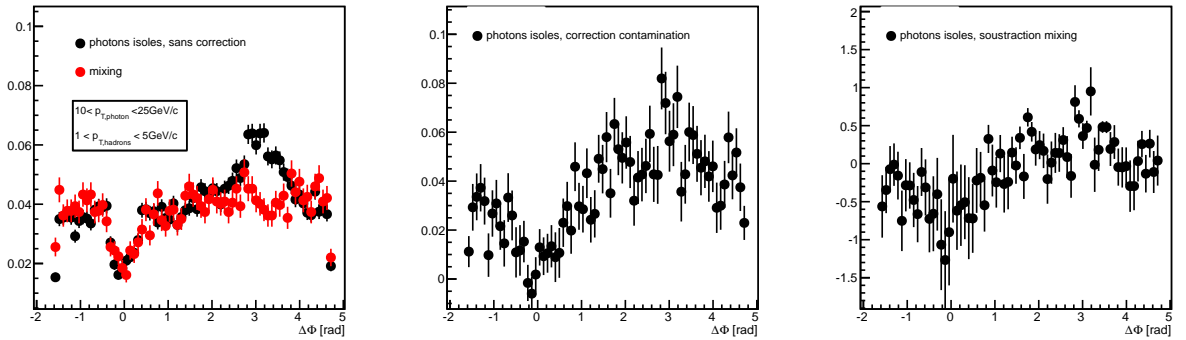


FIGURE 9.22: Corrélations azimuthales photon-hadron avant correction (gauche), après correction de la contamination (centre) et après soustraction du mixing (droite).

## 9.5 Mesure de la fragmentation

L'étude de la fonction de fragmentation permet également d'accéder à la distribution en énergie des hadrons issus de la fragmentation du parton. Celle-ci est accessible expérimentalement dans les corrélations à partir de la distribution du paramètre de balance  $x_E$  :

$$f(x_E) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{dN}{dx_E} \quad \text{avec} \quad x_E = \frac{-\vec{p}_T^{\gamma/\pi^0} \cdot \vec{p}_T^{hadron}}{|\vec{p}_T^{\gamma/\pi^0}|^2} \quad (9.8)$$

Comme pour les corrélations angulaires, les distributions obtenues doivent être corrigés des effets de bruit de fond combinatoire, des efficacités de détection, et de la contamination dans le cas des corrélations photon-hadron.

### 9.5.1 Bruit de fond combinatoire

La distribution  $f(x_E)$  doit être corrigée des corrélations entre la particule de référence (photon,  $\pi^0$ ) et les hadrons produits par les événements sous-jacents de la collision. La méthode utilisée consiste à mesurer la distribution  $f(x_E)$  dans une région  $\Delta\Phi$  où les hadrons des collisions sous-jacentes sont majoritaires. La cinématique du processus dur, tout comme les résultats obtenus pour les corrélations azimuthales (figure 9.20), montrent que les deux partons sont émis majoritairement à  $180^\circ$  l'un de l'autre dans le plan azimuthal. Il est donc possible de définir une région  $\Delta\Phi$  où la probabilité de trouver un hadron produit par fragmentation du parton est très faible. La figure 9.23 représente les régions azimuthales utilisées pour la mesure des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron (rouge) et la mesure des corrélations de bruit de fond combinatoire (bleu). Pour chaque hadron se situant dans une région de bruit de fond, une valeur de  $x_E$  est calculée en choisissant aléatoirement un angle  $\Delta\Phi$  entre  $2\pi/3$  et  $4\pi/3$  :

$$x_E = \frac{-\vec{p}_T^{\gamma/\pi^0} \cdot \vec{p}_T^{\text{hadron}}}{|\vec{p}_T^{\gamma/\pi^0}|^2} = \frac{p_T^{\text{hadrons}}}{p_T^{\gamma/\pi^0}} \cos(\Delta\Phi) \quad (9.9)$$

Le tirage aléatoire de l'angle  $\Delta\Phi$  permet d'estimer la distribution  $f(x_E)$  du bruit de fond combinatoire dans la région azimuthale utilisée pour la mesure des corrélations.

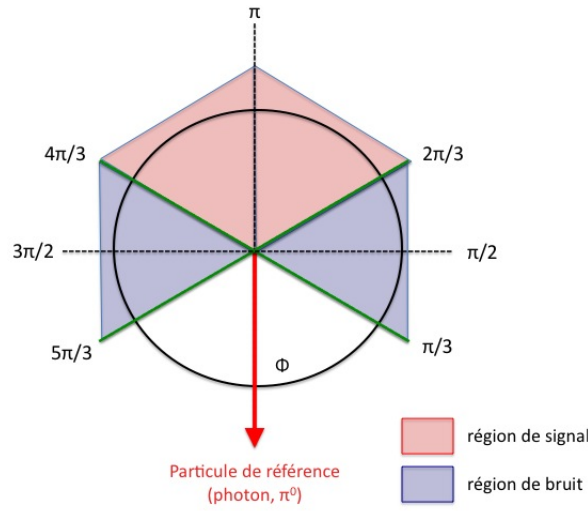


FIGURE 9.23: Illustration des régions azimuthales pour la mesure des corrélations (rouge) et du bruit de fond combinatoire (bleu).

Afin de déterminer l'incertitude sur la mesure du bruit de fond combinatoire, une étude systématique de la mesure des distributions  $f(x_E)$  a été réalisée pour les quatre sous-régions correspondant aux régions de bruit de fond combinatoire autour de  $\Delta\Phi = \pm\pi/2$  dans l'hémisphère de la particule de référence et dans l'hémisphère opposé. Cette étude permet de s'assurer que le bruit combinatoire est uniforme dans les quatre sous-régions utilisées. La figure 9.24 (gauche) représente la distribution obtenue pour chacune des sous-régions, ainsi que le rapport avec la distribution totale (somme des quatre sous-régions). En tenant compte

des fluctuations statistiques à grande valeur de  $x_E$ , les différentes mesures sont compatibles et ne permettent donc pas d'estimer une quelconque erreur systématique liée à la mesure du bruit de fond.

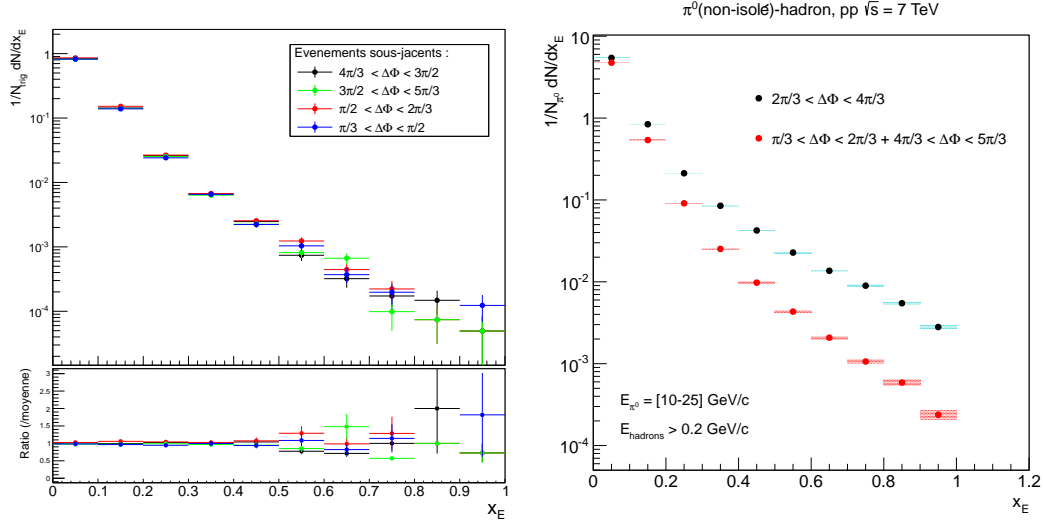


FIGURE 9.24: Gauche : distribution en  $x_E$  du bruit de fond combinatoire déterminée dans quatre sous-régions; Droite : distribution en  $x_E$  des corrélations  $\pi^0$ -hadron sans isolation (noir) et du bruit de fond combinatoire associé (rouge) (incertitudes statistiques uniquement).

La figure 9.24 (droite) représente la distribution obtenue dans le cas des corrélations  $\pi^0$ -hadron (points noirs), ainsi que la distribution du bruit de fond combinatoire correspondant (points rouge). Cette figure permet de constater que le bruit de fond combinatoire constitue une fraction importante des corrélations mesurées à très faible valeur de  $x_E$  ( $x_E \leq 0.2$ ), alors que sa contribution devient très faible par rapport au signal lorsque  $x_E$  tend vers 1.

### 9.5.2 Effets de détecteurs

Les distributions obtenues doivent être corrigées des effets expérimentaux liés aux détecteurs utilisés (résolution en énergie, efficacité de reconstruction, acceptance, ...). Le facteur de correction ( $\alpha_{corr}$ ) à appliquer à la distribution  $f(x_E)$  est déterminé à partir d'une simulation Monte-Carlo d'événements gamma-jet<sup>2</sup>. Les données simulées sont séparées en un échantillon correspondant aux événements générés par PYTHIA, et un échantillon correspondant aux événements générés par PYTHIA puis propagés dans l'ensemble des détecteurs par le logiciel GEANT. La procédure d'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron est appliquée afin d'obtenir la distribution  $f(x_E)$  pour les deux échantillons. Le facteur de correction est alors calculé comme le rapport entre la distribution  $f(x_E)$  générée (PYTHIA) et la distribution  $f(x_E)$  reconstruite (PYTHIA+GEANT). La figure 9.25 (gauche) représente la distribution du facteur de correction en fonction du paramètre  $x_E$  pour des clusters d'énergie

2. Comme les facteurs de correction déterminés à partir d'une simulation gamma-jet et jet-jet sont compatibles, un facteur identique est utilisé pour corriger les corrélations photon-hadron et  $\pi^0$ -hadron.

comprise entre 10 et 25 GeV. L'augmentation du facteur de correction en fonction de  $x_E$  est principalement due à la résolution en impulsion des traces reconstruites.

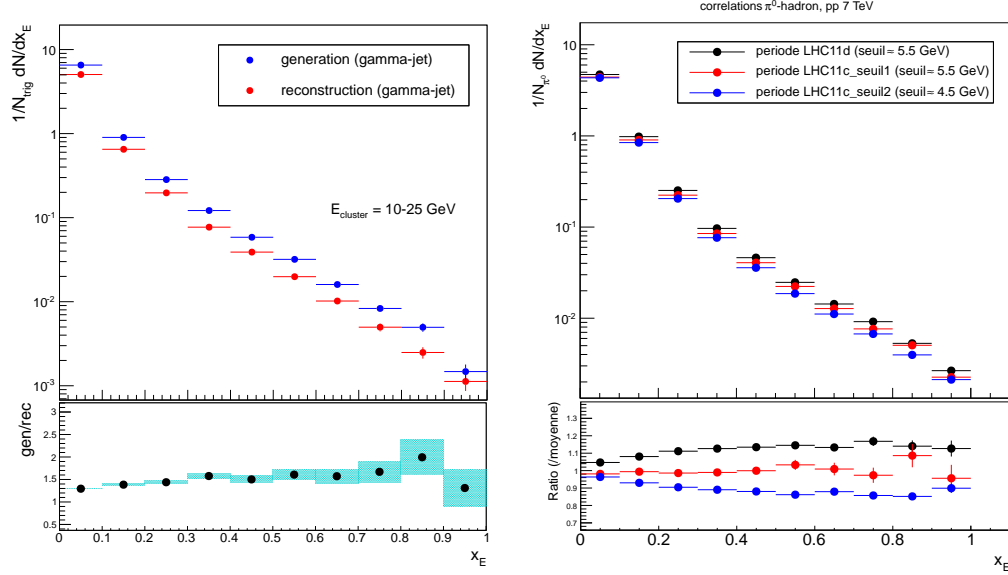


FIGURE 9.25: Gauche : rapport entre la distribution en  $x_E$  générée (PYTHIA) et reconstruite (PYTHIA+GEANT). Le rapport permet de déterminer le facteur de correction à appliquer afin de tenir compte des effets expérimentaux ; Droite : distribution en  $x_E$  mesurée dans les périodes LHC11c (seuil de déclenchement de 4.5 et 5.5 GeV) et LHC11d (seuil de déclenchement de 5.5 GeV), ainsi que le rapport à la distribution moyenne.

Ce facteur ne peut cependant pas être appliqué indifféremment aux événements issus de la période LHC11c et LHC11d. La simulation utilisée est en effet calquée sur les conditions expérimentales de la période LHC11d. Or la sélection des traces de particules chargées a mis en évidence une distribution en énergie différente en fonction de la période considérée (figure 9.6). Le facteur de correction déterminé précédemment est donc valable pour la période LHC11d, mais peut être différent pour les deux sous-périodes de LHC11c (seuil de déclenchement à 4.5 GeV et 5.5 GeV). Face à l'absence de simulation calquée sur la période LHC11c, ces différences peuvent seulement être incluses dans les incertitudes systématiques associées au facteur de correction. La figure 9.25 (droite) représente les distributions  $f(x_E)$  obtenues pour les trois sous-périodes de prise de données, ainsi que le rapport entre chaque distribution et la distribution moyenne. L'écart maximal entre les distributions est utilisé comme incertitude systématique associée au facteur de correction pour chaque valeur du paramètre  $x_E$ . Les valeurs des erreurs systématiques associées au facteur de correction sont présentées dans le tableau 9.3.

### 9.5.3 Contamination

L'identification des  $\pi^0$  permet d'obtenir un échantillon d'une pureté proche de 100% (section 9.3), ce qui n'est pas le cas pour l'identification des photons prompts. En effet, nous

$x_E$	$\Delta\alpha_{corr}/\alpha_{corr}$ (%)
[0-0.1]	8
[0.1-0.2]	15
[0.2-0.3]	20
[0.3-0.4]	24
[0.4-0.5]	25
[0.5-0.6]	29
[0.6-0.7]	27
[0.7-0.8]	35
[0.8-0.9]	35
[0.9-1.0]	38

 TABLE 9.3: Incertitudes systématiques sur le facteur de correction  $\alpha_{corr}$ .

avons vu précédemment que la pureté en photons prompts variait de 10 à 70% entre 10 et 25 GeV/c (figure 9.14). Il est donc nécessaire de corriger la distribution  $f(x_E)$  de la contamination résiduelle. Comme dans le cas des corrélations angulaires, la méthode de soustraction consiste à utiliser la distribution  $f(x_E)$  obtenue à partir des corrélations  $\pi^0$  isolé-hadron. Ce choix se justifie à la fois par le fait que les  $\pi^0$  représentent la contribution dominante de la contamination, et que la distribution  $f(x_E)$  des autres types de particules, en particulier les hadrons, devrait être très similaire à celle obtenue dans le cas des  $\pi^0$ . La procédure utilisée consiste à corriger la contamination par intervalle d'impulsion transverse de 1 GeV/c, en utilisant pour cela la distribution de la pureté ( $p$ ) obtenue sur la figure 9.14 :

$$f_\gamma(x_E) = \frac{1}{p} f_{cluster}(x_E) - \frac{1-p}{p} f_{\pi^0}(x_E) \quad (9.10)$$

où  $p$  représente la pureté des photons dans l'intervalle d'énergie considéré. Les distributions obtenues pour chaque intervalle en impulsion sont ensuite sommées (avec un poids statistique proportionnel au nombre de photons isolés dans chaque classe d'énergie) entre 10 et 25 GeV/c.

### 9.5.4 Résultats et incertitudes

Dans le cas des corrélations  $\pi^0$ -hadron, les sources d'incertitudes proviennent de la correction des effets de détecteurs et de la soustraction du bruit de fond. L'incertitude totale sur la distribution  $f(x_E)_{corr}$  corrigée du bruit de fond ( $f(x_E)_{UE}$ ) et des effets de détecteurs ( $\alpha_{corr}$ ) s'exprime selon la relation :

$$\Delta f(x_E)_{\pi^0}^{corr} = \sqrt{\alpha_{corr}^2 \Delta f(x_E)_{\pi^0}^2 + \alpha_{corr}^2 \Delta f(x_E)_{UE}^2 + \left(f(x_E)_{\pi^0} - f(x_E)_{UE}\right)^2 \Delta^2 \alpha_{corr}} \quad (9.11)$$

où  $\Delta f(x_E)_{UE}$  et  $\Delta \alpha_{corr}$  représentent les incertitudes associées à la soustraction du bruit de fond et aux corrections des effets de détecteurs.

Dans le cas des corrélations photon-hadron, il faut en plus tenir compte des incertitudes liées à la soustraction de la contamination à partir de l'estimation de la pureté ( $p$ ). L'incer-

titude totale sur la distribution  $f(x_E)_{corr}$  est alors donnée par la relation :

$$\Delta f(x_E)_{corr}^\gamma = \sqrt{\alpha_{corr}^2 \Delta f(x_E)_\gamma^2 + \alpha_{corr}^2 \Delta f(x_E)_{UE}^2 + \left(f(x_E)_\gamma - f(x_E)_{UE}\right)^2 \Delta^2 \alpha_{corr}} \quad (9.12)$$

avec :

$$\Delta f(x_E)_\gamma = \sqrt{\frac{1}{p^4} (f(x_E)^{\pi^0} - f(x_E)^{cluster})^2 \Delta^2 p + \frac{1}{p^2} \Delta^2 f(x_E)^{cluster} + \left(\frac{1-p}{p}\right)^2 \Delta^2 f(x_E)^{\pi^0}} \quad (9.13)$$

En combinant les équations 9.12 et 9.13, il est alors possible d'obtenir les différentes contributions à l'incertitude totale qui s'expriment sous la forme :

$$\frac{1}{p^2} \alpha_{corr}^2 \Delta f(x_E)_{cluster}^2 \quad (\text{terme statistique}) \quad (9.14)$$

$$\alpha_{corr}^2 \Delta f(x_E)_{UE}^2 \quad (\text{bruit de fond}) \quad (9.15)$$

$$(f(x_E)_{photon} - f(x_E)_{UE})^2 \Delta \alpha_{corr}^2 \quad (\text{effets de détecteurs}) \quad (9.16)$$

$$\alpha_{corr}^2 \frac{1}{p^4} (f(x_E)^{\pi^0} - f(x_E)_{cluster}) \Delta p^2 \quad (\text{pureté}) \quad (9.17)$$

$$\alpha_{corr}^2 \left(\frac{1-p}{p}\right)^2 \Delta f(x_E)_{\pi^0}^2 \quad (\text{distribution } x_E \text{ des } \pi^0) \quad (9.18)$$

Les incertitudes finales (statistique et systématiques) sur la distribution  $f(x_E)$  des corrélations  $\pi^0$ -hadron et photon-hadron sont présentées dans le tableau 9.4. Il apparaît que les incertitudes systématiques dominent pour la mesure des corrélations  $\pi^0$ -hadron pour toutes les valeur de  $x_E$  tandis que l'incertitude statistique est dominante pour les corrélations photon-hadron (excepté à petit  $x_E$ ).

$x_E$	$\pi^0$ -hadron (%)			photon-hadron (%)		
	statistique	systématique	totale	statistique	systématique	totale
[0-0.1]	9	8	12	11	20	24
[0.1-0.2]	4	15	16	13	17	22
[0.2-0.3]	5	20	21	13	14	20
[0.3-0.4]	6	24	25	23	21	31
[0.4-0.5]	8	25	27	43	30	52
[0.5-0.6]	11	29	31	52	36	63
[0.6-0.7]	15	27	31	35	21	41
[0.7-0.8]	17	35	38	125	84	150
[0.8-0.9]	30	35	45	92	60	110
[0.9-1.0]	32	50	59	76	49	90

TABLE 9.4: Incertitudes systématiques totale sur les distributions  $f(x_E)$  pour les corrélations  $\pi^0$  isolé - hadron et photon - hadron.

Il est également possible d'estimer les incertitudes sur la soustraction de la contamination en comparant les distributions  $f(x_E)$  obtenues à partir des deux méthodes d'isolation (seuil

individuel sur l'impulsion des particules dans le cône, seuil sur la somme en impulsion des particules dans le cône). Ces deux méthodes ayant une efficacité de sélection différente, elles conduisent à des échantillons de pureté différente. En comparant les distributions obtenues après soustraction de la contamination, il est alors possible d'estimer la précision avec laquelle la correction de la contamination est réalisée. La figure 9.26 représente les distributions obtenues pour les deux méthodes d'isolation, ainsi que le rapport des deux distributions. En tenant compte des incertitudes statistiques, il apparaît que l'écart entre les deux distributions est inférieur aux incertitudes systématiques associées à l'estimation de la pureté. Cela confirme que des échantillons de pureté différente conduisent à des résultats compatibles, et que l'impact de la pureté sur la distribution en  $x_E$  est négligeable devant l'incertitude statistique.

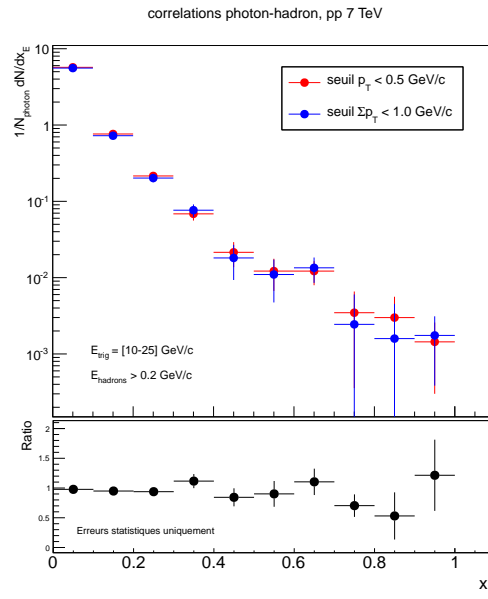


FIGURE 9.26: Distribution en  $x_E$  des corrélations photon-hadron après soustraction de la contamination en utilisant la coupure d'isolation sur l'impulsion des particules et celle sur la somme en impulsion des particules dans le cône.

Les contributions relatives des différentes sources d'incertitudes sur les distributions  $f(x_E)$  des corrélations  $\pi^0$ -hadron et photon-hadron sont présentées dans le tableau 9.5. Ces résultats montrent que les incertitudes systématiques associées au bruit de fond et à la pureté ont un impact faible sur l'erreur finale de la distribution en  $x_E$ . Les incertitudes qui dominent sont liées à la statistique et au facteur de correction  $\alpha_{corr}$ . Cette contribution, importante pour les faibles valeurs de  $x_E$ , peut être diminuée en augmentant la statistique de la simulation (utilisée pour déterminer le rapport) et par un meilleur contrôle des prises de données entre les différentes périodes. La source principale d'incertitude pour la mesure des corrélations photon-hadron reste cependant la statistique, qui intervient également sur les systématiques associées à l'estimation du bruit de fond et de la distribution  $f(x_E)$  des  $\pi^0$ .

$x_E$	$\pi^0$ -hadron (%)			photon-hadron (%)				
	statistique	UE	$\alpha_{corr}$	statistique	UE	$\alpha_{corr}$	pureté	$\pi^0$
[0-0.1]	56	< 1	43	25	< 1	57	11	6
[0.1-0.2]	7	< 1	92	36	< 1	48	5	10
[0.2-0.3]	6	< 1	95	45	< 1	35	7	12
[0.3-0.4]	6	< 1	94	55	< 1	24	5	15
[0.4-0.5]	9	< 1	90	67	< 1	8	4	19
[0.5-0.6]	13	< 1	86	68	< 1	9	4	19
[0.6-0.7]	22	< 1	77	73	< 1	7	3	17
[0.7-0.8]	20	< 1	80	69	< 1	6	4	19
[0.8-0.9]	43	< 1	57	70	< 1	8	4	17
[0.9-1.0]	28	< 1	72	71	< 1	10	3	16

TABLE 9.5: Contributions relatives des différentes sources d'incertitudes sur l'incertitude totale des distributions  $f(x_E)$  pour les corrélations  $\pi^0$  isolé - hadron et photon - hadron.

### Distributions $f(x_E)$

Les résultats des corrélations  $\pi^0$ -hadron, avec et sans isolation, sont présentés sur la figure 9.27 (gauche). Les distributions sont comparées à celle obtenue dans le cas des corrélations cluster isolé-hadron (avec  $0.1 \leq \lambda_0^2 \leq 0.27$ ). Les distributions sont ajustées par une fonction exponentielle dans la région  $x_E = [0.2-0.8]$ , région où les fonctions de fragmentation ont un comportement quasi-exponentiel. La distribution associée aux  $\pi^0$  isolés possède une pente plus importante que celle des  $\pi^0$  sans isolation, ce qui confirme que l'isolation sélectionne des  $\pi^0$  emportant une fraction plus importante de l'énergie du parton initial. Afin de comparer quantitativement la distribution obtenue dans le cas des corrélations  $\pi^0$  isolé-hadron avec la fonction de fragmentation partonique, la distribution  $f(x_E)$  est ajustée par une exponentielle pour différents intervalles en énergie du  $\pi^0$ . Les pentes ainsi obtenues sont comparées à celles déterminées par ajustement des fonctions de fragmentation de quark et de gluon en pion. Les fonctions de fragmentation utilisées sont les paramétrisations DSS [179] et KKP [184], calculées à partir de l'interface développée par François Arleo et Jean-Philippe Guillet [180]. La figure 9.28 présente les valeurs des pentes pour les différents intervalles en énergie utilisés. Les incertitudes statistiques sont représentées sous forme de barres alors que les incertitudes systématiques sont représentées sous forme de boîtes. Les valeurs sont comparées à celles obtenues par ajustement des fonctions de fragmentation dans le cas d'une particule de référence de paramètre  $z = 1$  (bande bleue) et  $z = 0.5$  (bande jaune), représentant respectivement la fraction d'énergie moyenne portée par la particule de référence dans le cas des événements gamma-jet et  $\pi^0$ -jet (sans isolation) (voir figure 9.18). Les résultats montrent que le critère d'isolation permet de sélectionner des  $\pi^0$  ayant un  $z$  proche de 1. La figure 9.27 (gauche) montre également que la pente obtenue dans le cas des corrélations cluster isolé-hadron est très proche de celle obtenue dans le cas des corrélations  $\pi^0$  isolé-hadron<sup>3</sup>.

Les résultats des corrélations photon-hadron sont présentés sur la figure 9.27 (droite). Etant donnée la faible statistique et les incertitudes liées à la soustraction de la contamination

3. il faut cependant garder à l'esprit que la nature du parton sondé peut également être différente



en  $\pi^0$ , les incertitudes associées aux pentes obtenues par un ajustement exponentiel de la distribution entre 0.2 et 0.8 sont trop importantes pour fournir une comparaison précise avec celles mesurées dans les corrélations  $\pi^0$  isolé-hadron. Ce résultat représente néanmoins la première mesure de la distribution  $f(x_E)$  des corrélations photon-hadron entre 10 et 25 GeV/c.

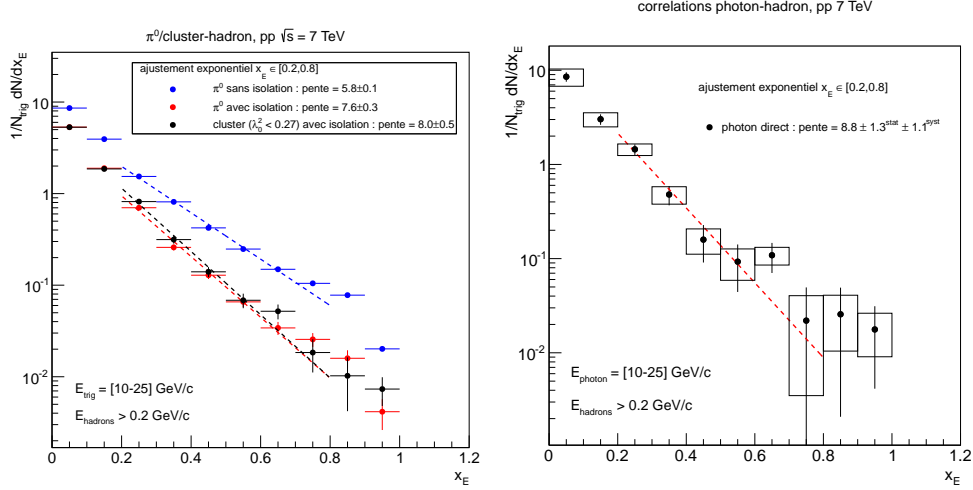


FIGURE 9.27: Gauche : distribution  $f(x_E)$  des corrélations  $\pi^0$ -hadron avec (rouge) et sans (bleu) isolation, ainsi que des corrélations cluster-hadron (noir). Les distributions sont ajustées par une fonction exponentielle dans la région  $x_E \in [0.2-0.8]$  (incertitudes statistiques uniquement) ; Droite : distribution  $f(x_E)$  des corrélations photon-hadron, ajustée par une fonction exponentielle dans la région  $x_E \in [0.2-0.8]$ .

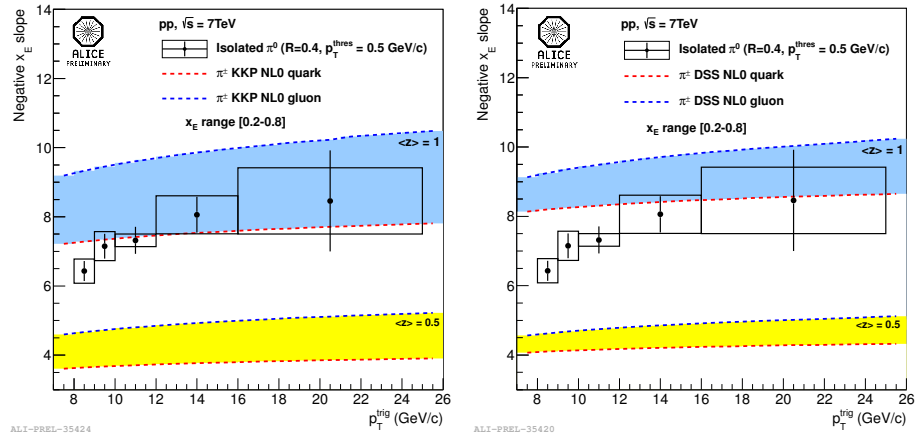


FIGURE 9.28: Distribution des pentes obtenues par ajustement de la distribution en  $x_E$  des corrélations  $\pi^0$ -hadron dans la région  $x_E = [0.2-0.8]$  (points noirs). Les valeurs sont comparées aux pentes obtenues par ajustement des fonctions de fragmentation de quark (rouge) et de gluon (bleu) en pion. Les paramétrisations utilisées sont celles de KKP (gauche) et DSS (droite) pour un paramètre  $z = 1$  (bande bleue) et  $z = 0.5$  (bande jaune).



# 10

## Analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron dans les collisions Plomb-Plomb

### Sommaire

---

<b>10.1 Sélection des données</b>	<b>178</b>
10.1.1 Particules neutres	178
10.1.2 Particules chargées	178
10.1.3 Monte Carlo	179
<b>10.2 Sélection des photons et des <math>\pi^0</math></b>	<b>180</b>
10.2.1 Identification des photons	180
10.2.2 Identification des $\pi^0$	184
<b>10.3 Mesure des corrélations photon/<math>\pi^0</math>-hadron</b>	<b>185</b>
<b>10.4 Conclusions et perspectives</b>	<b>191</b>
10.4.1 Sélection des photons	191
10.4.2 LHC Run II	193

---

L'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron dans les collisions Plomb-Plomb doit permettre d'évaluer l'impact de la perte d'énergie dans le milieu sur la fragmentation des partons.

Ce chapitre décrit les étapes principales de l'analyse, en mettant en avant les spécificités de l'analyse des collisions Plomb-Plomb par rapport aux collisions proton-proton. Les premières mesures de corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron à une énergie  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV sont présentées. Ces résultats préliminaires permettent une première mesure de la modification de la fragmentation en présence d'un milieu dense. La dernière partie de ce chapitre est consacrée aux améliorations attendues après le redémarrage du LHC (statistique, méthodes d'analyse).

## 10.1 Sélection des données

L'analyse est réalisée à partir des données de collisions Plomb-Plomb d'énergie  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV collectées au LHC en 2011 (période LHC11h). Comme pour l'analyse des collisions proton-proton, les données reconstruites au format AOD sont sélectionnées selon des critères généraux de qualité (section 4.2.3) puis classées selon le mode de déclenchement utilisé : les événements de biais minimum, et les événements sélectionnés par le système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre électromagnétique. Le nombre très important de collisions nucléon-nucléon sous-jacentes dans une collision Plomb-Plomb requiert l'utilisation de seuil de déclenchement variables en fonction de la centralité des collisions. Le déclenchement de biais minimum est réalisé à l'aide du détecteur VZERO qui peut sélectionner les événements les plus centraux (0-10%) et les événements semi-centraux (20-60%). La sélection des photons et des  $\pi^0$  de haut- $p_T$  se fait à l'aide du système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre EMCal, avec un seuil proportionnel à la centralité de la collision (section 8.1.3). La courbe d'efficacité de déclenchement pour la période LHC11h a été présentée sur la figure 8.8 de la section 8.2.

Des critères de sélection propres à l'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron sont ensuite appliqués sur les clusters électromagnétiques (EMCal) et sur les traces de particules chargées (ITS, TPC).

### 10.1.1 Particules neutres

La grande multiplicité de particules produites dans une collision Plomb-Plomb rend impossible l'utilisation d'une méthode de clusterisation classique de type V1 (section 5.3.3), qui consiste à associer entre elles les tours ayant détectées un signal. Cela conduirait en effet à reconstruire des clusters de particules composés d'un très grand nombre de tours pouvant s'étendre sur plusieurs super-modules du calorimètre. Comme l'identification des photons repose principalement sur la forme des clusters, il est également impossible d'utiliser une méthode de clusterisation qui contraint trop fortement la forme des clusters (méthodes V2 et NxN). La méthode de clusterisation utilisée pour la reconstruction d'une particule neutre doit donc permettre de limiter le nombre de tours incluses dans le cluster tout en reproduisant au mieux la forme réelle de la gerbe électromagnétique. La méthode choisie consiste à utiliser la clusterisation de type V1 en augmentant les seuils en énergie appliqués sur la tour centrale ( $E_{seed}$ ) et sur les tours périphériques ( $E_{cell}$ ) du cluster. Pour les collisions Plomb-Plomb, il est demandé pour une tour une énergie minimale de 150 MeV pour appartenir au cluster (contre 50 MeV dans les collisions proton-proton), ce dernier étant construit autour d'une tour centrale d'énergie minimale 300 MeV (contre 100 MeV dans les collisions proton-proton).

### 10.1.2 Particules chargées

Afin d'éviter des biais trop importants dans l'étude des corrélations angulaires, une étude systématique de la distribution des traces reconstruites dans le plan  $(\eta, \phi)$  a été réalisée pour chaque *run* de la période LHC11h. Cette étude a mis en évidence des fluctuations

importantes de la distribution des traces dans certains secteurs de la TPC, probablement liées à des problèmes de haute-tension. Les *runs* contenant plus d'un secteur problématique dans la TPC ont alors été rejetés. Cette sélection permet finalement de classer les événements en trois catégories correspondant respectivement aux *runs* sans problème apparent, et à ceux présentant un secteur problématique dans la TPC (secteurs C08 et C13). Ces deux dernières catégories nécessitent une analyse séparée afin de corriger les biais introduits. Ces derniers auront en effet un impact différent sur les résultats de l'analyse car les secteurs concernés sont situés soit dans le même hémisphère que le calorimètre EMCal (secteur C08) soit dans l'hémisphère opposé (secteur C13), comme le montre la figure 10.1.

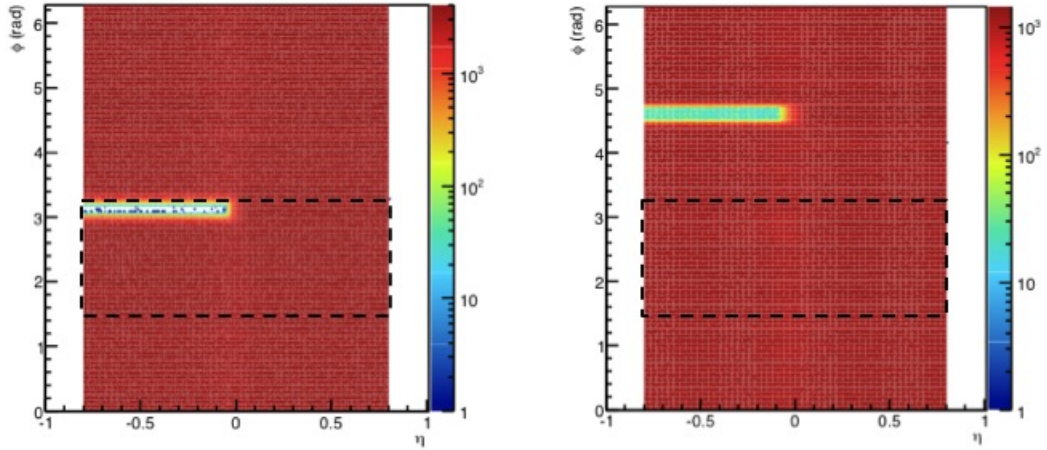


FIGURE 10.1: Distribution  $(\eta, \phi)$  des traces de particules chargées pour les événements présentant un problème dans le secteur C08 (gauche) et C13 (droite) de la chambre à projection temporelle (TPC). La position du calorimètre EMCal est représentée en ligne pointillée.

### 10.1.3 Monte Carlo

La production Monte Carlo d'événements de type gamma-jet et jet-jet dans les collisions Plomb-Plomb peut être réalisée à partir de logiciels spécifiques tel que HIJING [154]. Ces productions, qui nécessitent des ressources de calculs très importantes, ne sont pas disponibles actuellement. Pour pallier à ce manque, les productions Monte Carlo utilisées pour l'analyse des corrélations dans les collisions Plomb-Plomb ont été produites à partir d'une technique qui consiste à mélanger un signal rare produit en simulation de collisions proton-proton aux données réelles relatives aux collisions Plomb-Plomb. Cette technique, appelée *embedding*, permet ainsi de reproduire l'environnement créé par les collisions nucléon-nucléon sous-jacentes.

Les simulations PYTHIA gamma-jet et jet-jet utilisées pour l'analyse des collisions proton-proton ont ainsi été incorporées aux événements de biais minimum des collisions Plomb-Plomb. Pour les particules chargées, les traces reconstruites dans la simulation et dans les données réelles sont simplement ajoutées les unes aux autres événement par événement. Au

niveau du calorimètre EMCal, les signaux des tours sont ajoutés avant d'appliquer la méthode de clusterisation. En comparant à la possibilité d'ajouter les clusters déjà reconstruits, ce choix permet de mieux prendre en compte la superposition des événements en reconstruisant des clusters contenant un mélange de signaux simulés et réels. Les productions sont finalement classées en fonction de la centralité des événements de biais minimum utilisés pour l'*embedding*.

## 10.2 Sélection des photons et des $\pi^0$

### 10.2.1 Identification des photons

La sélection des photons repose sur des critères similaires à ceux présentés dans l'analyse des collisions proton-proton, à savoir la condition de plus haute impulsion transverse, la forme du cluster et l'isolation (section 9.2). En ce qui concerne la forme des clusters, il est nécessaire de déterminer l'impact du bruit de fond sous-jacent sur la distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  (grand axe de la gerbe) des clusters produits par un photon direct. Il faut également évaluer l'impact de la méthode de clusterisation utilisée, en particulier le seuil de 150 MeV sur l'énergie des tours qui peut biaiser la forme des clusters. L'étude des événements simulés gamma-jet produits par *embedding* permet de constater que la forme des clusters n'est que faiblement modifiée par rapport à celle obtenue dans le cas des collisions proton-proton. La figure 10.2, qui représente la distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  des photons directs dans les collisions proton-proton (rouge) et Plomb-Plomb (bleu), montre que l'impact du bruit de fond et de la clusterisation reste limité avec une légère différence entre les deux distributions pour les valeurs de  $\lambda_0^2 > 0.26$ . Le résultat obtenu permet finalement de conserver une coupure d'identification des photons identique à celle utilisée pour l'analyse des collisions proton-proton, à savoir  $0.1 < \lambda_0^2 < 0.27$ .

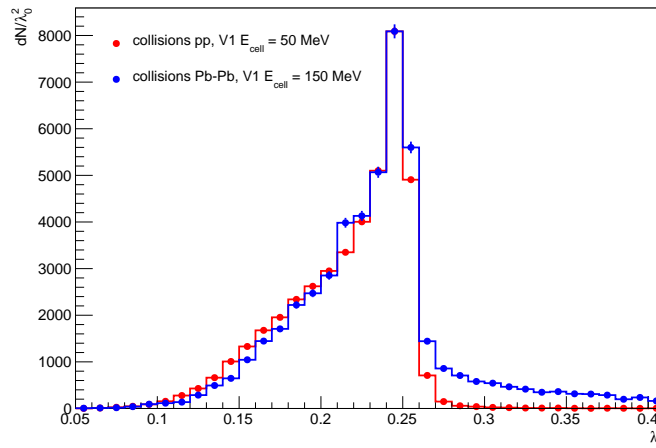


FIGURE 10.2: Distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  des photons directs en simulation gamma-jet proton-proton (rouge) et *embedding* avec des collisions Plomb-Plomb (bleu).

## Isolation

Contrairement à la sélection sur la forme des clusters, la méthode d'isolation ne peut pas être transposée telle quelle de l'analyse des collisions proton-proton à celle des collisions Plomb-Plomb. La méthode doit en effet être modifiée afin de prendre en compte le bruit de fond constitué de particules produites par les collisions sous-jacentes au processus dur. Comme le montre la figure 10.3 (droite), l'énergie totale mesurée dans un cône de rayon  $R = 0.2$  autour d'un photon direct est de l'ordre de 25 GeV/c pour les collisions les plus centrales (0-10%). En comparant cette valeur à celle obtenue pour les collisions périphériques (60-80%), il apparaît que la majorité de l'énergie mesurée provient du bruit de fond.

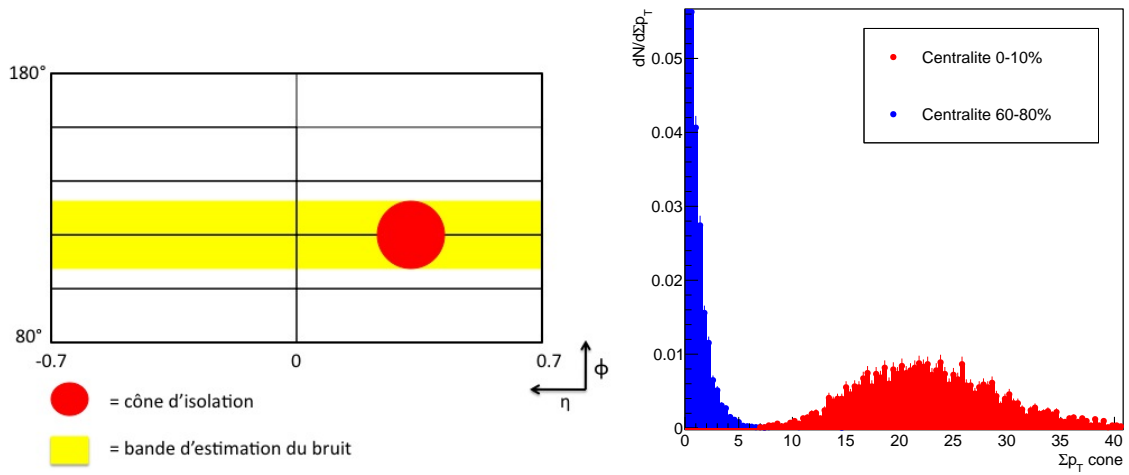


FIGURE 10.3: Gauche : illustration de la méthode de soustraction du bruit de fond ; Droite : somme en  $p_T$  (GeV/c) dans un cône de rayon  $R = 0.2$  pour des événements gamma-jets dans les collisions Plomb-Plomb centrales (0-10%) et périphériques (60-80%).

Afin d'optimiser l'efficacité de sélection des photons directs, il est nécessaire de soustraire la contribution du bruit de fond à la somme en énergie mesurée dans le cône avant d'appliquer la coupure d'isolation. L'estimation de cette contribution est réalisée à partir d'une mesure du bruit de fond moyen dans une bande de dimensions  $2R$  en  $\phi$  et  $[-0.7, 0.7]$  en  $\eta$  (figure 10.3 gauche). Cette bande permet de déterminer l'énergie moyenne (par unité de surface) des particules chargées et neutres en dehors du cône d'isolation. Les limites en  $\eta$  correspondent à l'acceptance du calorimètre EMCal utilisé pour la reconstruction des particules neutres. Les limites en  $\phi$  permettent d'éviter les biais dus aux anisotropies de production des particules. En effet, la forme elliptique de la zone d'interaction entre les deux noyaux de Plomb produit des anisotropies dans la distributions spatiale des particules (section 2.3). Ces anisotropies, en particulier le flot elliptique  $v_2$ , conduisent à une distribution azimuthale non-uniforme des particules qui imposent d'estimer le bruit de fond dans une région  $\Delta\phi$  identique à celle du cône d'isolation. Une fois le bruit de fond moyen déterminé, celui-ci est normalisé par rapport à l'acceptance du cône puis soustrait à la somme en énergie mesurée dans le cône. La précision de la procédure de soustraction du bruit de fond est limitée par la distribution

spatiale non-uniforme des particules produites par les collisions sous-jacentes au sein d'un même événement. Cette non-uniformité va créer des fluctuations lors de l'estimation du bruit de fond moyen utilisé pour soustraire la contribution du bruit à l'énergie totale mesurée dans le cône. La somme en énergie obtenue après soustraction du bruit est alors une distribution gaussienne de moyenne nulle dont la largeur est liée aux fluctuations du bruit. Pour un cône de rayon  $R = 0.2$ , ces fluctuations sont de l'ordre de 5 GeV en collisions centrales (0-10%) et 0.8 GeV en collisions périphériques (60-80%).

Une fois la soustraction du bruit de fond réalisée, il est possible d'estimer l'efficacité de sélection des photons directs (simulation) et de réjection du bruit (clusters avec  $\lambda_0^2 > 0.5$ ) en fonction du seuil appliqué sur la somme en  $p_T$  des particules et de la taille ( $R$ ) du cône d'isolation. La figure 10.4 représente la distribution de la somme en impulsion transverse contenue dans un cône de rayon  $R$  pour les échantillons de signal (photons directs) et de clusters de bruit (photons de décroissance, hadrons) dans le cas des collisions centrales (0-10%) et périphériques (60-80%). Les distributions obtenues permettent d'estimer la fraction d'événements sélectionnés par la coupure d'isolation en fonction du seuil appliqué sur la somme en  $p_T$  dans le cône. Alors que les collisions périphériques donnent des résultats comparables à ceux obtenus en collision proton-proton (voir figure 9.9, section 9.2.2), les collisions les plus centrales montrent que l'impact des fluctuations dans la procédure de soustraction des collisions sous-jacentes dégrade la rejection des particules qui ne sont pas des photons directs. Un seuil de 3 GeV et un rayon  $R = 0.2$  sont finalement choisis pour la suite de l'analyse, ces paramètres permettant de conserver environ 80% des photons directs et de rejeter environ 60% des clusters de bruit.

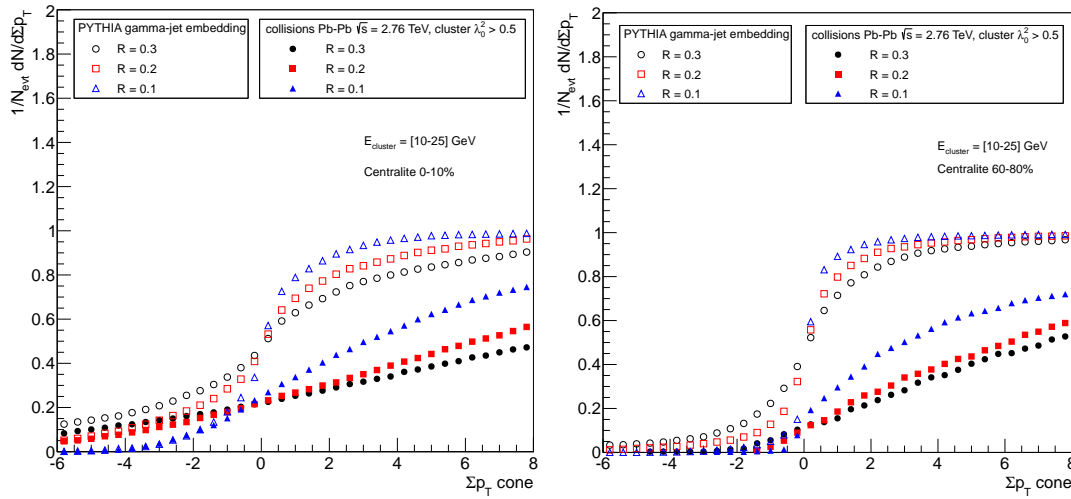


FIGURE 10.4: Distribution normalisée de la somme totale en impulsion transverse (après soustraction du bruit) des particules contenues dans un cône de taille  $R = 0.1, 0.2$  et  $0.3$ . Les symboles vides correspondent aux photons prompts obtenus par simulation PYTHIA gamma-jet incorporée dans des événements de biais-minimum de collisions Plomb-Plomb (*embedding*). Les symboles pleins correspondent aux clusters de forme non-circulaire ( $\lambda_0^2 > 0.5$ ) sélectionnés dans les données pour les collisions Plomb-Plomb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV.



## Pureté

L'échantillon de clusters obtenus après isolation ne contient qu'une fraction de photons directs correspondant à la pureté de cet échantillon. Comme dans le cas des collisions proton-proton, l'estimation de la pureté est basée sur une méthode d'ajustement de la forme des clusters. Cette méthode consiste à déterminer la fraction de photons directs en ajustant la distribution en  $\lambda_0^2$  des clusters isolés à partir des distributions obtenues pour les photons directs (simulation *embedding*) et les clusters de bruit, ces derniers étant sélectionnés parmi les clusters n'ayant pas passé la coupure d'isolation. La pureté est obtenue en intégrant la distribution ajustée du signal dans l'intervalle de sélection de photons directs  $0.1 < \lambda_0^2 < 0.27$ . La figure 10.5 (gauche) représente l'ajustement obtenu en collisions Plomb-Plomb pour des clusters d'énergie comprise entre 10 et 12 GeV. En appliquant la procédure d'ajustement dans des intervalles de 2 GeV/c, il est finalement possible de déterminer la pureté des photons directs en fonction de l'impulsion transverse des clusters entre 10 et 25 GeV/c (figure 10.5 droite).

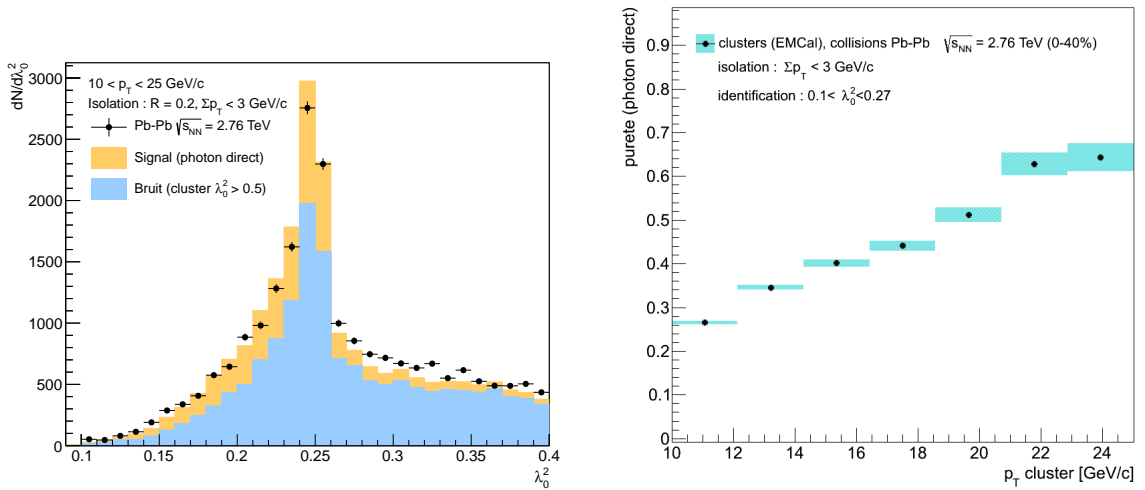


FIGURE 10.5: Gauche : ajustement des clusters isolés d'impulsion [10-25] GeV/c dans les collisions Plomb-Plomb ; Droite : estimation de la pureté en fonction du  $p_T$  du photon (erreurs statistiques uniquement).

La dépendance en fonction du  $p_T$  est différente pour les collisions Plomb-Plomb comparé au résultat obtenu pour les collisions proton-proton (voir figure 9.14, section 9.2.3), avec une pureté plus grande à bas- $p_T$  mais du même ordre de grandeur à haut- $p_T$ . Plusieurs effets peuvent être à l'origine de cette différence, comme par exemple l'efficacité de réjection du bruit par isolation ou encore la suppression des  $\pi^0$  par perte d'énergie des partons dans le milieu. L'estimation de la pureté présentée sur la figure 10.5 (droite) constitue un résultat préliminaire encourageant, qui nécessite cependant des études complémentaires sur les effets systématiques pouvant biaiser le résultat obtenu (forme des clusters en simulation, région d'ajustement, échantillon de clusters de bruit).

### 10.2.2 Identification des $\pi^0$

L'identification des  $\pi^0$  suit une procédure similaire à celle utilisée pour l'analyse des collisions proton-proton. Cette procédure débute par une classification des clusters en fonction de leur nombre de maximum local (NLM) défini comme une tour d'énergie supérieure à celle des tours voisines. Seuls les clusters possédant 1 ou 2 maxima sont conservés pour la suite de l'analyse. La procédure d'identification se décompose ensuite en quatre étapes consistant à sélectionner les clusters dont la forme ( $\lambda_0^2$ ) appartient à la bande définie pour les  $\pi^0$  (voir figure 7.8, section 7.2), à séparer chaque cluster en deux sous-clusters censés correspondre aux deux photons de décroissance, puis à calculer la masse invariante et l'asymétrie en énergie des deux sous-clusters. Les coupures de sélection sur ces deux paramètres ont été optimisées pour les collisions Plomb-Plomb. La figure 10.6 représente l'efficacité de sélection des  $\pi^0$ , obtenue par simulation, en fonction du nombre de maxima locaux présents dans le cluster pour les collisions Plomb-Plomb centrales (gauche) et périphériques (droite). À une énergie de 15 GeV, l'efficacité d'identification des  $\pi^0$  est comparable pour les collisions périphériques et les collisions proton-proton (figure 9.16, section 9.3), mais elle est nettement inférieure pour les collisions les plus centrales. La simulation d'événements jet-jet dans les collisions Plomb-Plomb (*embedding*) permet d'estimer la fraction de  $\pi^0$  contenue dans l'échantillon de clusters après application de la procédure d'identification. La figure 10.7 montre la pureté des  $\pi^0$  dans les collisions centrales (haut) et périphériques (bas) pour des clusters possédant 1 ou 2 maxima locaux. Comme pour l'efficacité, la pureté obtenue est comparable entre les collisions périphériques et les collisions proton-proton (figure 9.17, section 9.3) mais elle est plus faible pour les collisions les plus centrales. Contrairement à l'analyse des collisions proton-proton pour laquelle la pureté, proche de 100%, ne nécessitait pas de correction de la contamination, une étude systématique de l'impact de la contamination (jusqu'à 20%) sera nécessaire pour l'analyse des collisions Plomb-Plomb (centrales). Il est cependant possible que l'impact sur la mesure des corrélations reste limité car une fraction importante de la contamination provient de décroissances asymétriques pour lesquelles un des deux photons emporte la majorité de l'énergie du  $\pi^0$  et peut donc être lui-même considéré comme un  $\pi^0$ .

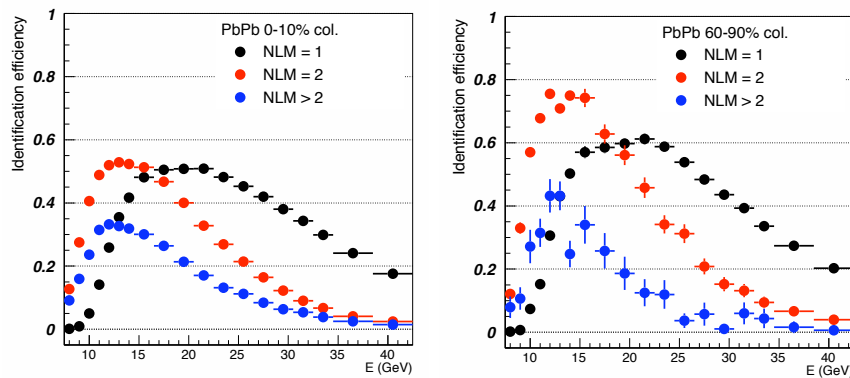


FIGURE 10.6: Efficacité de sélection en fonction de l'énergie du  $\pi^0$  pour un nombre de maxima locaux  $NLM = 1, 2$  et  $NLM > 2$  dans les collisions Plomb-Plomb centrales (gauche) et périphériques (droite).

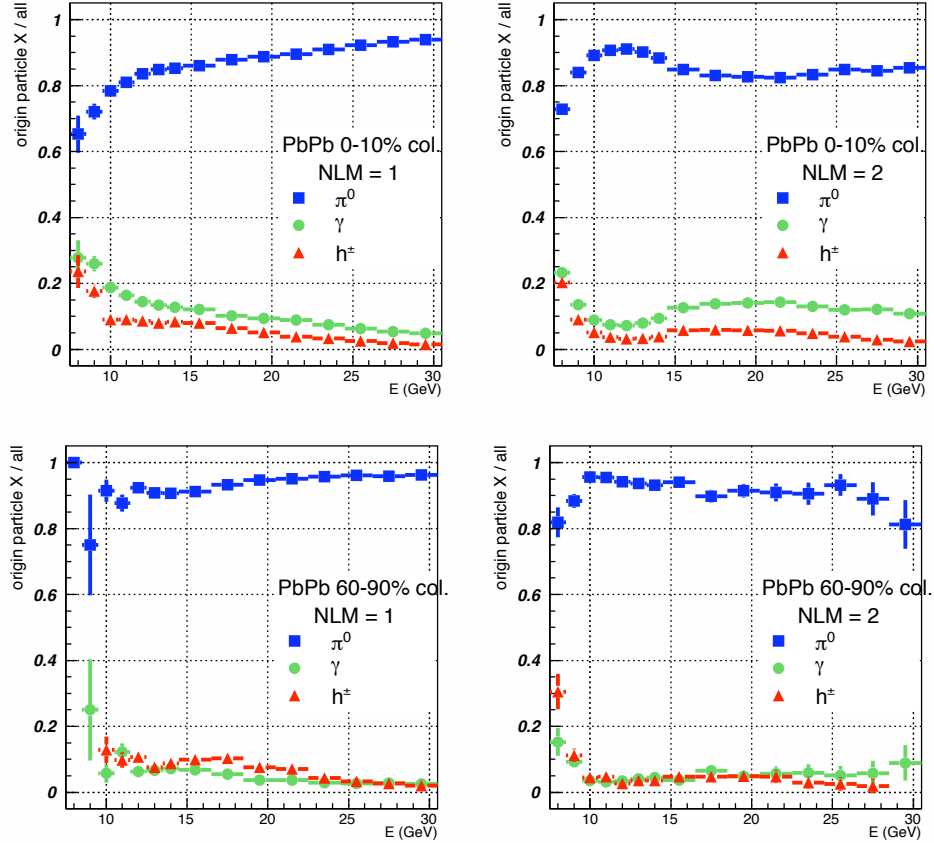


FIGURE 10.7: Fraction de  $\pi^0$ , de photons et de hadrons contenue dans un échantillon de clusters après application de la procédure d'identification des  $\pi^0$ . La fraction est représentée en fonction de l'énergie de  $\pi^0$  pour un nombre de maxima locaux NLM = 1 et NLM = 2 dans les collisions Plomb-Plomb centrales (haut) et périphériques (bas).

Après la procédure d'identification, les clusters sélectionnés sont soumis à une procédure d'isolation identique à celle utilisée dans le cas des photons. Cette procédure permet de créer un échantillon contenant les candidats  $\pi^0$  isolés ayant satisfaits au critère d'isolation. Comme dans l'analyse proton-proton, l'isolation permet de sélectionner préférentiellement les  $\pi^0$  transportant une fraction importante de l'énergie du jet auquel ils appartiennent. Dans le cas des collisions Plomb-Plomb la distinction entre  $\pi^0$  non-isolé et isolé peut également permettre de sélectionner des particules produites plus ou moins profondément dans le milieu. Un  $\pi^0$  isolé a en effet une probabilité plus faible d'avoir subi des pertes d'énergie importante (car les gluons rayonnés doivent dans ce cas être détectés dans le cône d'isolation) et donc il est plus probable qu'il ait été émis proche de la surface du milieu.

### 10.3 Mesure des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron

Les procédures de sélection décrites dans les paragraphes précédents sont appliquées afin de mesurer les corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron. Ces résultats constituent la première mesure

des corrélations angulaires et de la fragmentation dans les collisions Plomb-Plomb à une énergie  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV à l'aide de l'expérience ALICE.

### Corrélations angulaires $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$

Les corrélations angulaires entre la particule de référence (photon,  $\pi^0$ ) et les hadrons du même événement sont mesurées dans des collisions Plomb-Plomb de centralité 0-40%. Afin de mieux évaluer la redistribution de l'énergie, les corrélations sont mesurées pour différents intervalles d'impulsion transverse des hadrons. La procédure utilisée pour la correction des corrélations liées au bruit de fond de la collision est identique à celle utilisée pour les collisions proton-proton (section 9.4)). Cette procédure consiste à déterminer les corrélations entre la particule de référence et les hadrons produits par les collisions sous-jacentes dans plusieurs événements indépendants de biais minimum (*mixing*). Dans le cas des collisions Plomb-Plomb, il est cependant nécessaire de classer les événements mélangés en fonction de la centralité et de la position du plan de réaction de la collision.

La figure 10.8 représente la fonction de corrélation  $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$  entre un  $\pi^0$  d'impulsion transverse comprise entre 10 et 25 GeV/c et les hadrons chargés d'impulsion transverse comprise entre 4 et 5 GeV/c, ainsi que la projection dans le plan  $\Delta\phi$ . En comparant avec les résultats obtenus dans les collisions proton-proton (section 9.4), il apparaît que les corrélations avec les hadrons émis à  $180^\circ$  de la particule de référence sont quasiment supprimées dans cet intervalle en énergie. Cette suppression peut-être interprétée comme le résultat des effets de perte d'énergie associés aux hadrons de haut- $p_T$  dans le milieu. Du fait de la perte d'énergie, la particule de référence ( $\pi^0$ ) est émise majoritairement proche de la surface du milieu. Il est alors attendu que le parton émis à  $180^\circ$  subisse une perte d'énergie plus grande à cause d'un parcours supérieur dans le milieu. Les hadrons associés à ce parton ont ainsi une plus grande probabilité d'être supprimés par le milieu (section 2.4).

L'énergie perdue par le parton devrait être redistribuée à plus bas  $p_T$ , ce qui semble être mis en évidence par la figure 10.9 (droite) qui représente les corrélations azimuthales entre un  $\pi^0$  (sans isolation) et des hadrons chargés d'impulsion comprise entre 0.2 et 2 GeV/c. Le résultat observé indique que des corrélations azimuthales sont à nouveau visibles lorsque le  $p_T$  des hadrons diminue, ce qui peut être interprété comme une redistribution de l'énergie perdue par le parton. La compréhension précise de l'origine physique de ces corrélations nécessite cependant des études complémentaires.

### Fragmentation

L'estimation du bruit de fond représente également une difficulté pour la mesure de la fonction de fragmentation  $f(x_E)$  dans les collisions Plomb-Plomb. La méthode de soustraction du bruit de fond, identique à celle utilisée dans le cas des collisions proton-proton, consiste à utiliser deux régions angulaires  $\Delta\phi \in [\pi/3, 2\pi/3]$  et  $\Delta\phi \in [4\pi/3, 5\pi/3]$ . La figure 10.10 (gauche) montre que l'estimation du bruit de fond est équivalente dans les quatre sous-régions de contrôle en tenant compte des incertitudes statistiques.

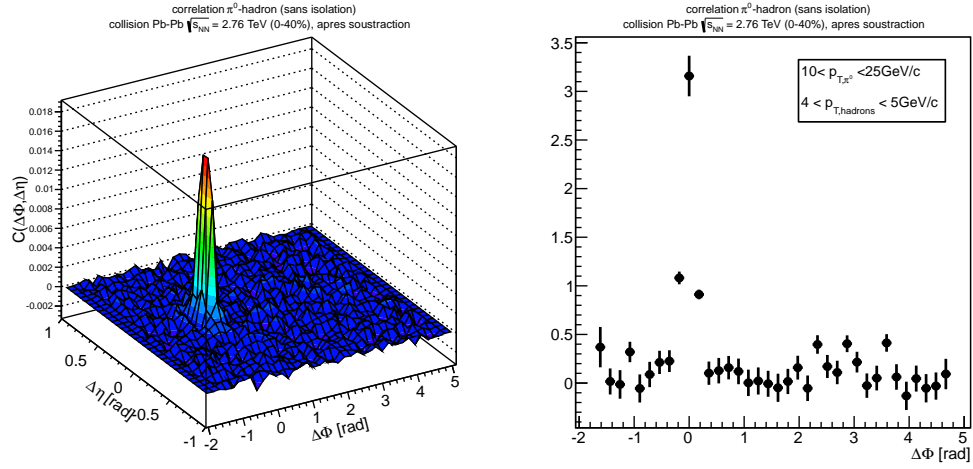


FIGURE 10.8: Corrélations azimuthales  $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$  (gauche) et  $\Delta\phi$  (droite) entre un  $\pi^0$  (sans isolation) de  $p_T$  10-25 GeV/c et des hadrons chargés de  $p_T$  4-5 GeV/c en collisions Plomb-Plomb de centralité 0-40%.

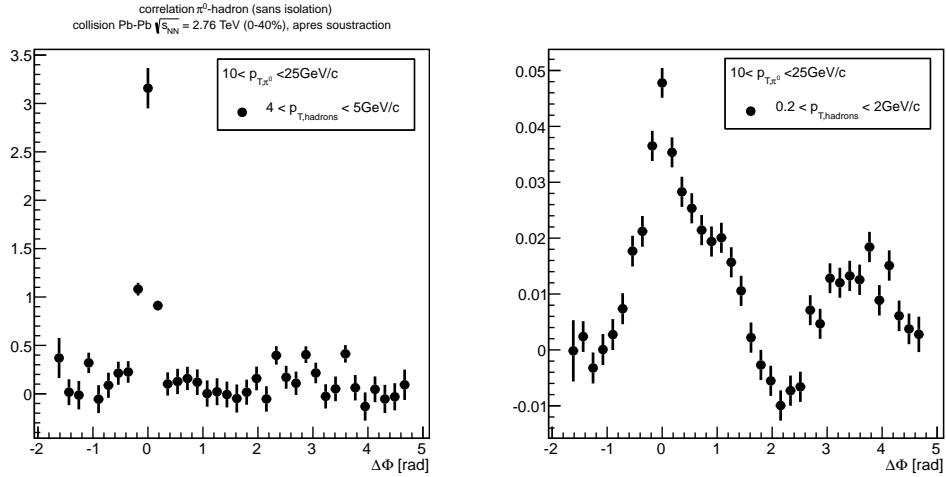


FIGURE 10.9: Corrélations azimuthales  $\Delta\phi$  entre un  $\pi^0$  (sans isolation) de  $p_T$  10-25 GeV et des hadrons chargés de  $p_T$  4-5 GeV (gauche) et de  $p_T$  0.2-2 GeV (droite) dans les collisions Plomb-Plomb de centralité 0-40%.

Par ailleurs, la figure 10.10 (droite) montre que la contribution du bruit de fond par rapport au signal est beaucoup plus importante pour les collisions Plomb-Plomb comparées aux collisions proton-proton (voir figure 9.24, section 9.5). Le rapport de la distribution  $f(x_E)$  associée au bruit de fond sur celle du signal, représenté sur la figure 10.11 (gauche), permet de constater que la contribution du bruit de fond est maximale pour les faibles  $x_E$  avec des valeurs pouvant atteindre près de 99%. Une erreur même minime sur l'estimation du bruit de fond peut ainsi avoir des conséquences très importantes sur la distribution  $f(x_E)$  obtenue après correction.

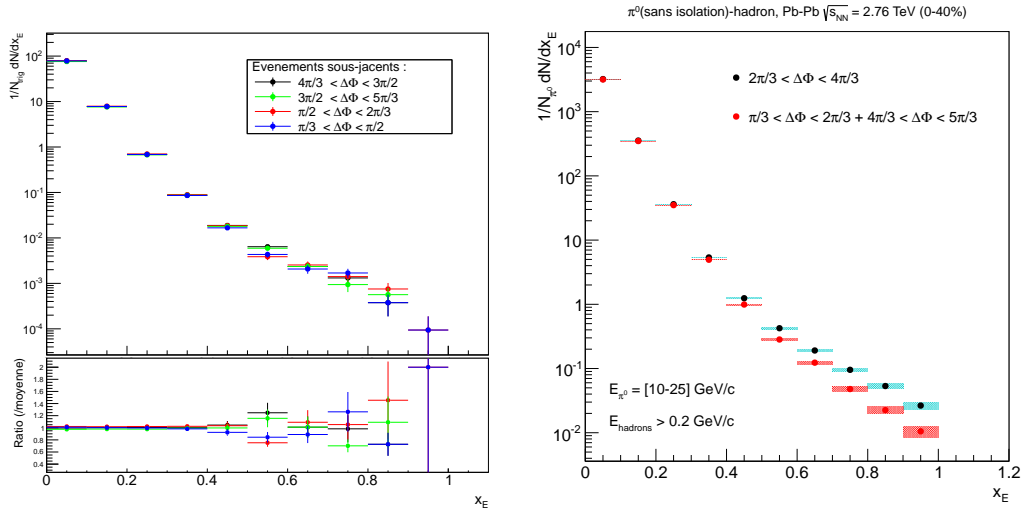


FIGURE 10.10: Gauche : distribution en  $x_E$  du bruit de fond combinatoire déterminée dans quatre sous-régions en collisions Plomb-Plomb ; Droite : distribution en  $x_E$  des corrélations  $\pi^0$ -hadron (noir) et du bruit de fond combinatoire associé (rouge) en collisions Plomb-Plomb de centralité 0-40% (incertitudes statistiques uniquement).

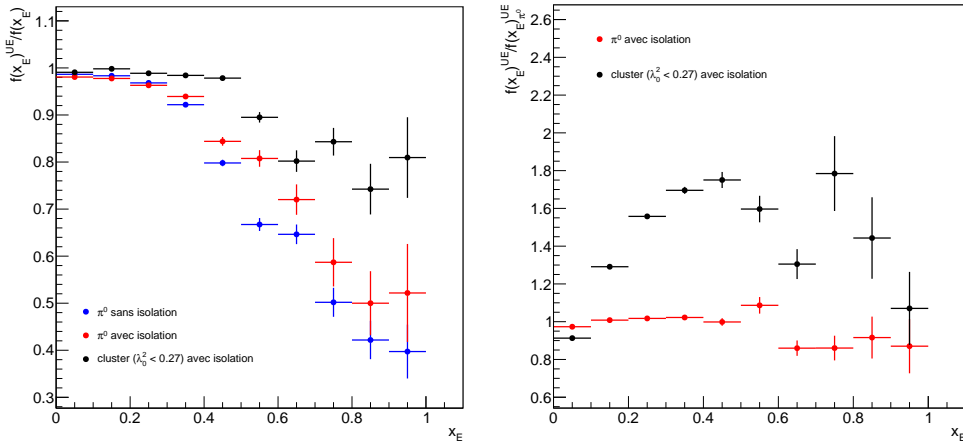


FIGURE 10.11: Gauche : rapport de la distribution  $f(x_E)$  du bruit de fond combinatoire sur celle du signal dans les collisions Plomb-Plomb d'énergie  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV et de centralité 0-40% ; Droite : rapport des distributions  $f(x_E)$  du bruit de fond combinatoire associées aux corrélations cluster-hadron (noir) et  $\pi^0$ -hadron (rouge) avec isolation sur celle des corrélations  $\pi^0$ -hadron sans isolation dans les collisions Plomb-Plomb d'énergie  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV et de centralité 0-40%.

La figure 10.11 (droite) montre que la distribution  $f(x_E)$  associée au bruit de fond n'est pas identique pour les corrélations cluster (isolé),  $\pi^0$  (isolé) et  $\pi^0$  (sans isolation). Le fait que le bruit de fond associé aux  $\pi^0$  isolés soit très proche de celui des  $\pi^0$  sans isolation semble montrer que le bruit de fond est bien décorrélié du processus dur, sinon le biais sur l'énergie du parton associé au  $\pi^0$  aurait une influence visible. Alors que l'hypothèse d'un bruit de fond

similaire paraît réaliste, les différences importantes entre le bruit de fond associé aux photons et aux  $\pi^0$  peuvent être interprétée comme l'indice d'un biais dans l'estimation du bruit de fond. La mesure du bruit de fond peut être biaisée par deux effets : la perte d'énergie du parton dans le milieu et les anisotropies azimuthales. En fonction de l'angle d'émission des gluons rayonnés par le parton, une fraction des hadrons pourrait en effet se retrouver dans les régions angulaires utilisées pour l'estimation du bruit de fond. Dans ce cas, la mesure du bruit de fond revient à soustraire de la fonction de fragmentation une partie de l'énergie des hadrons de bas  $p_T$  (faible valeur de  $x_E \approx 0.2-0.3$ ) et à l'associer au bruit de fond. Le second biais provient de l'anisotropie azimuthale des hadrons qui est une conséquence de l'anisotropie spatiale du milieu (maximale pour les collisions de centralité intermédiaire). L'anisotropie est décrite par la relation (section 2.3) :

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\Phi - \Psi_r)] \right) \quad (10.1)$$

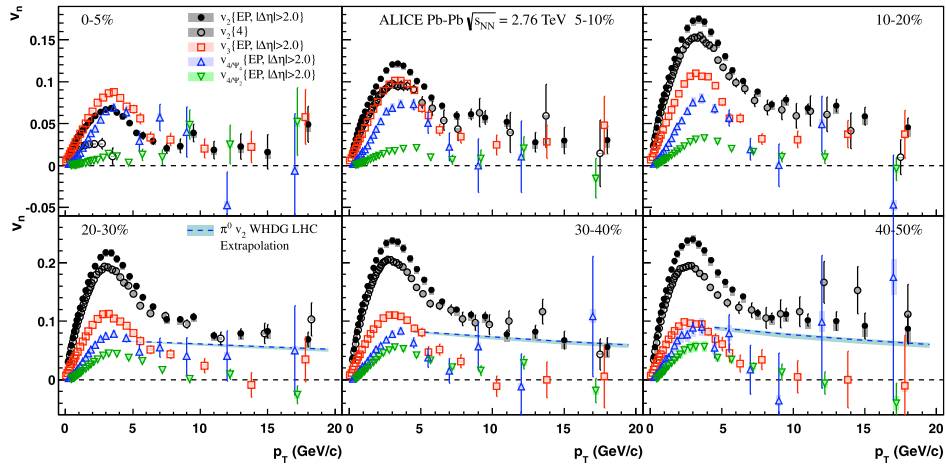


FIGURE 10.12:  $v_2$ ,  $v_3$ , et  $v_4$  mesurés pour des particules chargée non-identifiées, en fonction de l'impulsion transverse, pour différentes classes de centralité. La ligne pointillée représente la prédiction du modèle WHDG pour des pions neutres, extrapolée à l'énergie de collision du LHC [185].

Le flot elliptique ( $v_2$ ) induit une distribution anisotrope des hadrons dans le plan azimuthal, ce qui peut conduire à biaiser l'estimation du bruit de fond. Dans le cas des corrélations photon-hadron, il est attendu que le biais soit nul car le photon n'est pas sensible aux anisotropies et peut être émis dans toutes les directions par rapport au plan de réaction. Les corrélations  $\pi^0$ -hadron sont en revanche sensibles au flot elliptique tant du point de vue de la particule de référence ( $\pi^0$ ) que de celui des hadrons chargés. La combinaison des deux effets ( $\pi^0$  et hadrons) peut conduire à sous-estimer le bruit de fond car l'impact du flot elliptique sera différent entre la région de signal ( $2\pi/3 < \Delta\phi < 4\pi/3$ ) et les régions utilisées pour déterminer le bruit de fond ( $\pi/3 < \Delta\phi < 2\pi/3$  et  $4\pi/3 < \Delta\phi < 5\pi/3$ ). Une étude préliminaire, basée sur les valeurs des coefficients  $v_2$ ,  $v_3$  et  $v_4$  mesurés au LHC (figure 10.12),

permet d'estimer que ce biais devrait être inférieur à 5% dans la gamme d'énergie considérée pour l'analyse des corrélations. Un tel biais reste cependant non-négligeable dans l'intervalle des  $x_E$  compris entre 0.2 et 0.5.

À titre indicatif, les distributions  $f(x_E)$  associées aux corrélations cluster(isolé)-hadron,  $\pi^0$ (isolé)-hadron et  $\pi^0$ (sans isolation)-hadron sont déterminées après correction de la contribution du bruit de fond, et comparées aux distributions respectives obtenues par l'analyse des collisions proton-proton. La figure 10.13 représente les distributions  $f(x_E)$  mesurées dans les collisions proton-proton et Plomb-Plomb ainsi que le rapport de ces distributions. Les résultats obtenus montrent une suppression des hadrons de haut- $p_T$  (grand  $x_E$ ) et une augmentation du nombre hadrons de bas- $p_T$  (petit  $x_E$ ). Bien que ces résultats soient très encourageants pour la suite du travail, ils ne constituent qu'une mesure très préliminaire de la modification de la fragmentation dans les collisions Plomb-Plomb. Des études complémentaires, portant en particulier sur l'estimation du bruit de fond, sont indispensables afin de confirmer les résultats obtenus.

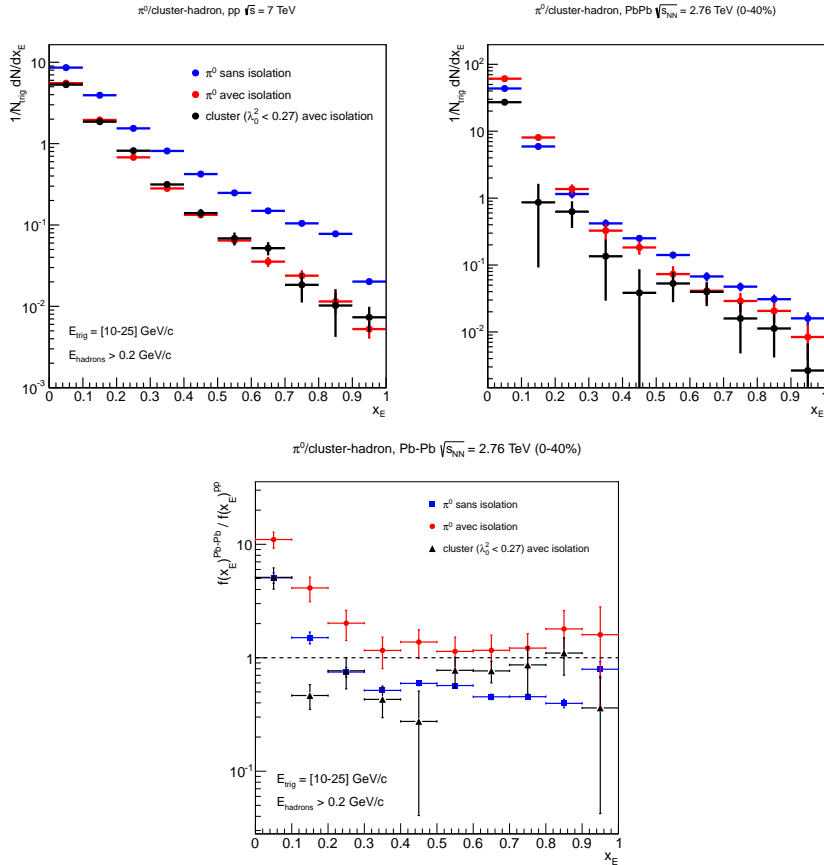


FIGURE 10.13: Rapport (bas) des distributions  $f(x_E)$  associées aux corrélations cluster-hadron (noir), et  $\pi^0$ -hadron avec (rouge) et sans (bleu) isolation, mesurées dans les collisions Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV de centralité 0-40% (haut-droit), sur les distributions correspondantes mesurées dans les collisions pp  $\sqrt{s} = 7$  TeV (haut-gauche).



## 10.4 Conclusions et perspectives

L'étude de la perte d'énergie des partons dans le plasma de quarks-gluons est réalisée en deux étapes présentées dans les chapitres 9 et 10 de ce manuscrit. La première étape consiste à mesurer la fragmentation des partons dans le vide en analysant les données des collisions proton-proton. Les observables associées à la mesure de la fragmentation portent sur les corrélations angulaires et le paramètre de balance  $x_E$  mesurés dans les corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron. Cette première étape est indispensable pour obtenir la référence à partir de laquelle les modifications de la fragmentation en présence d'un milieu dense et déconfiné doivent être évaluées. La seconde étape correspond à la mesure de ces mêmes observables dans les collisions Plomb-Plomb. Le travail réalisé permet une identification robuste des photons prompts et des  $\pi^0$  dans un environnement de haute multiplicité. Cependant l'analyse des premières données indique une contribution importante du bruit de fond provenant des nombreuses collisions sous-jacentes nucléon-nucléon. La méthode actuellement utilisée pour l'estimation de ce bruit de fond possède des biais potentiels dont il est difficile d'estimer l'impact sur la mesure de la fragmentation. Dans l'avenir, il est envisagé d'utiliser une autre méthode d'estimation semblable à celle appliquée à la mesure des corrélations angulaires. Cette méthode dite de *mixing*, qui permet d'estimer le bruit de fond en mélangeant des événements indépendants, ne devrait pas être sensible au biais provenant de la perte d'énergie des partons dans le milieu.

Les résultats obtenus montrent également, tant au niveau des collisions proton-proton que Plomb-Plomb, que l'analyse est dominée par les incertitudes statistiques. Ces incertitudes peuvent être réduites de deux manières complémentaires : en améliorant l'efficacité et la pureté de sélection des photons prompts, et en augmentant la quantité de données enregistrées. Ces deux types de perspectives sont développées dans la fin de ce chapitre.

### 10.4.1 Sélection des photons

L'analyse présentée dans ce manuscrit utilise une méthode de sélection des photons prompts basée sur des coupures fixes appliquées aux critères tels que la forme des clusters ( $\lambda_0^2$ ) ou le critère d'isolation. Le choix de la coupure a été déterminée individuellement pour chacun des critères dans le but d'optimiser la sélection en trouvant un compromis entre l'efficacité de sélection et la réjection du bruit ( $\pi^0$ , hadron, ...). Les résultats de l'analyse étant dominés par l'incertitude statistique, il peut être intéressant de chercher à optimiser le mieux possible la sélection des photons prompts et la réjection du bruit. Une des possibilités envisagées consiste à appliquer une méthode de sélection multivariées utilisant simultanément les différentes variables de sélection. Parmi les différentes méthodes disponibles (test de Fischer, test du rapport de vraisemblance, ...), une étude préliminaire basée sur les arbres de décision a été réalisée. L'arbre de décision est une technique d'analyse permettant d'étendre la sélection basée sur des coupures simples en une sélection multivariée. Cette sélection est réalisée à l'aide de deux échantillons de référence (lots d'entraînement) correspondant respectivement à l'hypothèse signal ( $H_S$ ) et bruit ( $H_B$ ). Dans un arbre de décision, des régions de signal et de bruit sont définies dans l'espace des phases formé par les différentes variables de sélection utilisées. Elles sont déterminées en identifiant le meilleur jeu de variables et de coupures

permettant de discriminer les hypothèses  $H_S$  et  $H_B$ . L'arbre de décision permet finalement de prédire si un objet particulier appartient à l'hypothèse  $H_S$  ou  $H_B$  à partir d'un ensemble de variables discriminantes.

L'étude est réalisée à partir du package TMVA (Toolkit for Multivariate Data Analysis [186]). Le lot d'entraînement est constitué d'un mélange équitable d'événements de simulation gamma-jet et jet-jet d'impulsion transverse comprise entre 10 et 25 GeV/c. Dans cette étude préliminaire, cinq variables de sélection associés aux clusters électromagnétiques ont été utilisés :

- les paramètres  $\lambda_0^2$  et  $\lambda_1^2$
- le nombre de tour (par unité d'énergie)
- la somme en énergie des particules dans un cône de rayon  $R=0.4$
- le nombre de particules dans un cône de rayon  $R=0.4$

Pour chacune des variables, les distributions de signal et de bruit ont été obtenues respectivement à partir d'une simulation Monte-Carlo d'événements gamma-jet et jet-jet en collisions proton-proton (figure 10.14). L'arbre de décision permet de classer les variables selon leur pouvoir discriminant. Dans l'étude réalisée, les variables les plus discriminantes sont la somme en énergie des particules dans le cône d'isolation et le paramètre  $\lambda_0^2$ .

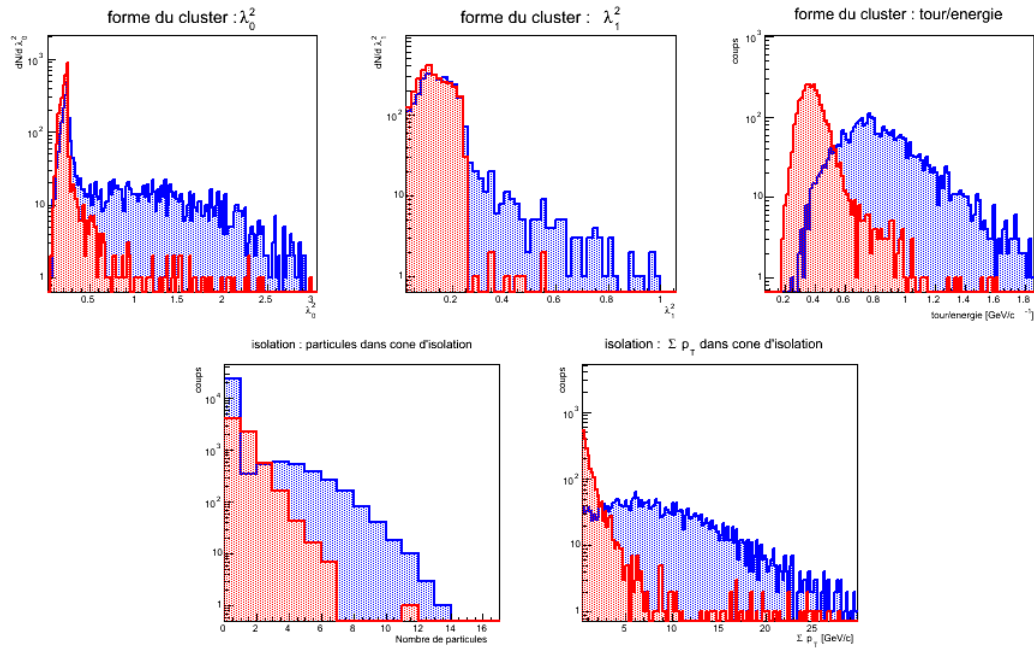


FIGURE 10.14: Distributions des variables de sélection dans les simulations gamma-jet (rouge) et jet-jet (bleu) de  $p_T$  compris entre 10 et 25 GeV/c utilisées pour l'entraînement de l'arbre de décision.

La figure 10.15 représente la distribution du paramètre de sortie de l'arbre de décision obtenu par combinaison des différentes variables de sélection. Cette distribution permet de déterminer la coupure optimale à appliquer afin de maximiser la statistique des photons prompts sélectionnés. En partant d'une pureté initiale de 4% (estimée à partir du rapport de

la section efficace de production des photons prompts sur celle des  $\pi^0$ ), la sélection permet d'obtenir une pureté proche de 70% pour la coupure offrant la signification la plus favorable. Ce résultat encourageant doit maintenant être appliqué aux données de collisions proton-proton et Plomb-Plomb afin d'évaluer le gain apporté par l'analyse multivariée. Avant d'être appliquée à la mesure de la fragmentation, ce type d'analyse fortement dépendante de la simulation nécessite cependant de comprendre plus en détail les biais présentés dans la deuxième partie de ce manuscrit (non-linéarité en énergie, forme des clusters).

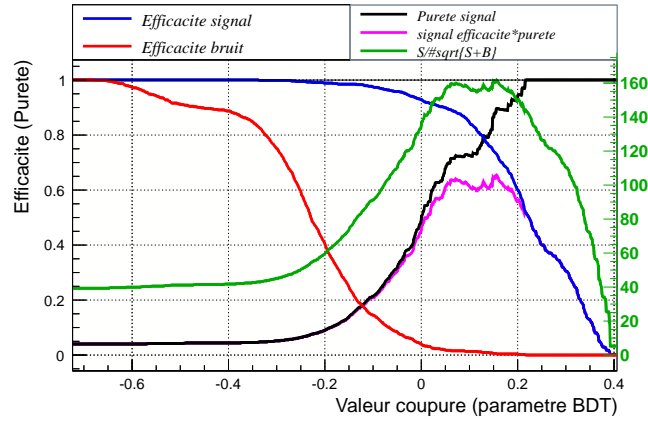


FIGURE 10.15: Efficacité de sélection du signal (photons prompts) et du bruit ( $\pi^0$ , hadrons) en fonction du paramètre de sortie de l'arbre de décision.

#### 10.4.2 LHC Run II

Durant l'arrêt du LHC en 2013-2014, une extension du calorimètre EMCal va être installée. Ce calorimètre, appelé DCal (Di-jet Calorimeter), vient compléter le spectromètre à photon (PHOS) offrant ainsi une acceptance totale  $\Delta\phi = 60^\circ$  et  $\Delta\eta = 1.4$  (figure 10.16 gauche). La technologie et l'électronique utilisées sont communes aux calorimètres EMCal et DCal. Son positionnement partiel face au calorimètre EMCal (figure 10.16 droite) permettra à la fois d'augmenter la statistique des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron et d'étudier de nouvelles corrélations entre un photon( $\pi^0$ ) et un jet de particules contenant les particules chargées et neutres. La statistique en photons et  $\pi^0$  inclusifs devrait ainsi augmenter d'environ 60% grâce à l'acceptance du calorimètre DCal.

Après le Run II, un nouvel arrêt est prévu en 2017 permettant une amélioration de certains détecteurs de l'expérience ALICE. La stratégie est basée sur l'augmentation de la luminosité du LHC en 2018 jusqu'à un taux d'interaction de 50 kHz en collisions Plomb-Plomb ( $\mathcal{L}_{int} = 6 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). L'objectif de la mise à niveau est de permettre une utilisation maximale de la haute-luminosité du LHC. Un des facteurs les plus limitant est le taux de lecture de la chambre à projection temporelle (TPC), actuellement de l'ordre de 520 Hz pour les collisions Plomb-Plomb. Cette limite est imposée à la fois par l'électronique de lecture de la TPC et par le temps de dérive qui contraint d'arrêter la lecture durant 200  $\mu\text{s}$  à chaque collision.

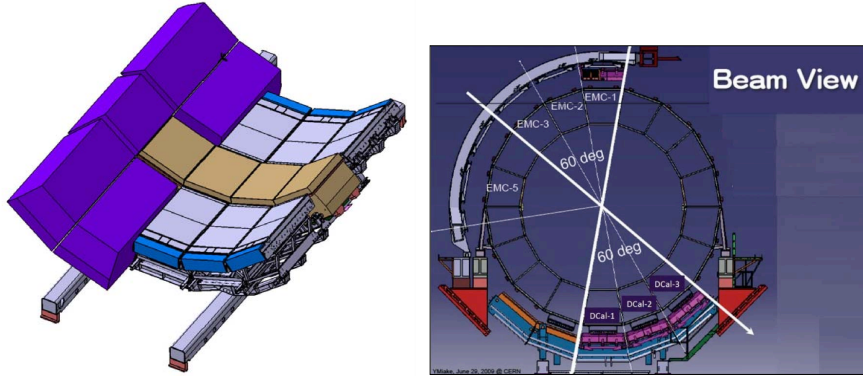


FIGURE 10.16: Gauche : vue en perspective de DCal et de PHOS intégré sur un support commun (le détecteur veto de particules chargées de PHOS est placé à l'avant du détecteur, bien qu'il ne soit pas installé actuellement) ; Droite : vue en tranche des calorimètres EMC et DCal.

Afin d'atteindre le taux prévu de 50 kHz, il est nécessaire de lire en continu les signaux de la TPC (tout en conservant une très bonne qualité de reconstruction des traces). Pour cela il est prévu de remplacer les chambres de lecture multi-fils par des GEM (Gas Electron Multiplier). L'autre amélioration concerne le trajectographe silicium (ITS) dont le taux de lecture est limité à 1 kHz. Outre la modification de l'électronique de lecture, l'objectif consiste à diminuer le budget de matière pour chaque couche en utilisant une nouvelle technologie pour les pixels de silicium et à positionner la première couche plus proche du faisceau (rayon de 20 mm contre 39 mm actuellement) afin d'améliorer la résolution des mesures de vertex.

L'ensemble des améliorations, ainsi que l'installation du calorimètre DCal, devraient augmenter significativement la statistique disponible, tout en améliorant la qualité de reconstruction des traces de particules chargées. Le Run II (2015-2017) devrait ainsi permettre d'augmenter d'un facteur 10 la statistique des collisions Plomb-Plomb, faisant passer la luminosité d'environ  $150 \mu\text{b}^{-1}$  (2011) à environ  $1 \text{ nb}^{-1}$ . Après le deuxième arrêt en 2017, la statistique devrait encore être multipliée par un facteur 10, permettant ainsi une mesure détaillée de la perte d'énergie des partons en segmentant l'analyse des corrélations en différents intervalles d'impulsion transverse des photons/ $\pi^0$  et de centralité des collisions.

# 11

## Perte d'énergie et fragmentation des partons

### Sommaire

---

<b>11.1 Perte d'énergie des partons . . . . .</b>	<b>197</b>
11.1.1 Modèles perturbatifs . . . . .	197
11.1.2 Fraction d'énergie perdue $P(\epsilon, \hat{q})$ . . . . .	198
11.1.3 Approches analytiques des fonctions de fragmentation modifiées . . . . .	199
<b>11.2 Approches Monte Carlo de la fragmentation . . . . .</b>	<b>201</b>
11.2.1 Gerbe partonique dans le vide . . . . .	201
11.2.2 Gerbe partonique dans un milieu déconfiné . . . . .	203
<b>11.3 Applications numériques . . . . .</b>	<b>204</b>

---

L'étude comparée de la fragmentation des partons de haut- $p_T$  dans les collisions proton-proton et Plomb-Plomb est utilisée comme sonde du plasma de quarks-gluons car elle permet d'accéder aux caractéristiques de perte d'énergie du parton lors de la traversée du milieu. L'objectif de ce dernier chapitre est de replacer les résultats expérimentaux des chapitres 9 et 10 dans le contexte théorique de la perte d'énergie des partons.

Après une introduction sur la fragmentation dans le vide, nous commencerons par décrire les caractéristiques générales des modèles théoriques actuels de perte d'énergie. Nous discuterons ensuite les différentes approches permettant une estimation de la modification des fonctions de fragmentation partonique en présence d'un milieu déconfiné. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à une étude phénoménologique comparant les modifications théoriques des fonctions de fragmentation à la précision actuelle des mesures expérimentales.

Le processus de fragmentation décrit la transition entre les partons primaires de haute virtualité produits par le processus dur ( $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ ) et l'ensemble des hadrons stables accessibles expérimentalement dans l'état final. La fonction de fragmentation  $D_i^h(x, Q^2)$  représente la probabilité pour un parton  $i$  de virtualité  $Q^2$  de fragmenter en un hadron  $h$  transportant une fraction  $x$  de l'impulsion du parton. Comme dans le cas des fonctions de distributions de partons (section 1.3), les fonctions de fragmentation sont non-perturbatives et doivent être extraites directement des mesures expérimentales. Ce caractère non-perturbatif provient à la fois du processus d'hadronisation (ayant lieu à une échelle  $Q_0^2 \approx \Lambda_{QCD}^2$ ) et des divergences dans le calcul des processus de fragmentation collinéaires. Tant que la virtualité des partons est grande devant  $\Lambda_{QCD}$ , il est cependant possible de factoriser les divergences collinéaires qui apparaissent dans le calcul des sous-processus de fragmentation. Les corrections conduisent alors à une violation d'échelle caractérisée par l'équation d'évolution (DGLAP) :

$$\frac{\partial}{\partial \ln \mu^2} D_i(x, \mu^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_j \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{i \rightarrow j}(z, \alpha_s(\mu^2)) D_{j \rightarrow h}\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) \quad (11.1)$$

Les fonctions de division (*splitting*)  $P_{i \rightarrow j}(z)$  représentent la probabilité qu'un parton  $i$  se fragmente en un parton  $j$  transportant une fraction  $z$  de l'impulsion. Ces fonctions sont calculables de manière perturbative en puissance de  $\alpha_s$ , les valeurs à l'ordre dominant étant données par les relations :

$$\begin{aligned} P_{q \rightarrow qq}(z) &= 4/3 \frac{1+z^2}{1-z}, & P_{g \rightarrow gg}(z) &= 3 \frac{[1-z(1-z)]^2}{z(1-z)}, \\ P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) &= \frac{n_F}{2} [z^2 + (1-z)^2] \end{aligned} \quad (11.2)$$

où  $n_F$  correspond au nombre de saveurs de quark.

Le processus de fragmentation peut ainsi être décomposé schématiquement en trois étapes :

- 1) **Gerbe partonique** : les partons primaires fragmentent en une gerbe partonique dominée par l'émission de gluons et de paires de quarks légers. L'évolution de la gerbe est déterminée de manière perturbative par les équations DGLAP jusqu'à une échelle de virtualité de l'ordre de  $Q_0 \approx 1$  GeV (figure 11.1 gauche).
- 2) **Hadronisation** : les partons de la gerbe s'assemblent pour produire des hadrons neutres de couleur. L'hadronisation étant un processus non-perturbatif, il est déterminé à l'aide de modèles phénoménologiques dont les plus connus sont le modèle des cordes [187] et le modèle des clusters [188].
- 3) **Décroissance** : les hadrons instables décroissent en un ensemble de hadrons stables, de leptons et de photons accessibles expérimentalement.

En présence d'un milieu dense et déconfiné, le parton primaire va interagir avec les partons du milieu durant le processus de fragmentation. Ces interactions, qui peuvent être de type collisionnelles et/ou radiatives (rayonnement de gluons), vont alors modifier la fragmentation en changeant les caractéristiques du parton primaire (énergie-impulsion, direction, ...). Les gluons rayonnés dans le milieu peuvent également conduire à une modification plus ou moins importante de la fonction de fragmentation en fonction de leur énergie et de l'angle avec lequel ils sont émis (figure 11.1 droite). Une caractérisation précise des modifications

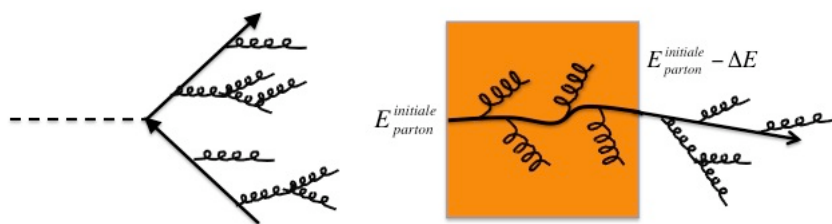


FIGURE 11.1: Vue schématique du processus de fragmentation dans le vide (gauche) et en présence d'un milieu dense (droite).

de la fragmentation en présence d'un milieu dense et déconfiné peut finalement permettre de mieux comprendre les interactions partoniques dans le milieu et de remonter ainsi aux caractéristiques du milieu lui-même.

## 11.1 Perte d'énergie des partons

Les modèles phénoménologiques sont indispensables pour relier les observables expérimentales aux propriétés du milieu telles que la densité de gluons, la température ou encore le coefficient de transport  $\hat{q}$  qui caractérise le pouvoir de diffusion du milieu (section 2.3.2). Les calculs théoriques des mécanismes de perte d'énergie dépendent à la fois des variables d'échelle partonique (énergie-impulsion, virtualité  $Q^2$ ) et des caractéristiques du milieu (couplage, profil spatio-temporel, évolution hydrodynamique, ...).

### 11.1.1 Modèles perturbatifs

La majorité des modèles théoriques actuels utilisent une approche de QCD perturbative basée sur des pertes d'énergie par émission de gluons (*gluonstrahlung*). Il existe quatre modèles principaux<sup>1</sup> qui ont été développés afin de déterminer le spectre de gluons émis par diffusions multiples de partons. Le modèle GLV (Gyulassy-Levai-Vitev) [191][192][193] modélise le milieu comme un ensemble de  $N$  centres de diffusion statiques ( $N$ =opacité) avec lesquels le parton interagit en rayonnant des gluons de basse-énergie. Dans ce modèle, la distribution en énergie des gluons rayonnés est calculée dans le cas d'une diffusion parton-milieu ( $N=1$ ) puis propagée de manière récursive afin d'obtenir le spectre dans le cas de diffusions multiples ( $N \gg 1$ ). Le modèle BDMPS (Baier-Dokshitzer-Mueller-Peigné-Schiff) [194][195][196][197] modélise également le milieu par des centres de diffusion statiques, mais contrairement au modèle GLV la distribution en énergie des gluons rayonnés est estimée en prenant en compte directement des diffusions multiples parton-milieu. Le modèle BDMPS est équivalent au modèle ASW (Armesto-Salgado-Wiedemann) [198][199] généralisé pour un nombre arbitraire de diffusions. Une fois le spectre en énergie des gluons obtenu, le calcul de la perte d'énergie du parton est réalisé de manière similaire pour ces trois modèles (GLV,

1. La référence d'un modèle correspond en général à l'acronyme du nom de ses auteurs. Nous renvoyons le lecteur intéressé vers les références citées dans le texte ainsi que vers les deux revues générales suivantes traitant de la perte d'énergie des partons et de la fragmentation [189] [190]

BDMPs, ASW). Dans le modèle Higher-Twist [200][201], les diffusions multiples sont décrites comme des corrections à la section efficace leading-twist des interactions parton-milieu. Ces corrections sont proportionnelles à la taille caractéristique du milieu ( $L$ ) et inversement proportionnelles à la virtualité du parton  $Q^2$ . Le modèle AMY (Arnold-Moore-Yaffe) [202][203] utilise quant à lui une approche de théorie des champs à température finie pour décrire la perte d'énergie des partons dans un milieu à très haute température. Outre les modèles de QCD perturbative, il existe également d'autres approches dont la plus connue est l'approche AdS/CFT [204] (qui est basée sur la dualité entre une théorie quantique des champs à couplage fort et une théorie gravitationnelle classique à couplage faible).

Les différents modèles peuvent être comparés à l'aide du coefficient de transport  $\hat{q}$  déterminé par ajustement de données expérimentales. Selon le modèle considéré, le paramètre  $\hat{q}$  peut être un paramètre direct de l'ajustement ou bien dériver d'un des paramètres utilisés (densité de gluon  $dN/dy$  pour les modèles GLV et HT, température du milieu  $T$  pour le modèle AMY). La perte d'énergie est par exemple calculée dans les modèles BDMPs et GLV suivant les relations :

$$\Delta E \propto \alpha_s^3 C_R \frac{1}{A_T} \frac{dN^g}{dy} L \text{ (GLV)}, \quad \Delta E \propto \alpha_s C_R < \hat{q} > L^2 \text{ (BDMPs)}$$

où  $C_R$  représente le facteur de Casimir (4/3 pour les quarks, 3 pour les gluons),  $A_T = \pi R_A^2$  la taille transverse du milieu,  $L$  l'épaisseur du milieu et  $dN^g/dy$  la densité de gluons. La comparaison entre les différents modèles est cependant rendue difficile à cause des approximations utilisées dans le calcul des interactions parton-milieu (en particulier la constante de couplage  $\alpha$ ), les processus pris en compte (avec ou sans perte d'énergie collisionnelle) et le profil spatio-temporel du milieu (statique, expansion à une dimension, expansion 3D hydrodynamique). Nous nous concentrerons dans la suite de ce chapitre sur la perte d'énergie des partons dans les modèles GLV et BDMPs, qui sont les modèles les plus fréquemment utilisés pour l'étude de la fragmentation.

### 11.1.2 Fraction d'énergie perdue $P(\epsilon, \hat{q})$

Les modèles GLV et BDMPs déterminent la perte d'énergie du parton en se basant sur une estimation du spectre de gluons rayonnés. Chaque émission de gluon étant considérée comme indépendante, la fraction d'énergie perdue  $\epsilon$  en  $n$  interactions suit une distribution poissonnienne :

$$P_n(\epsilon, \hat{q}) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[ \prod_{i=1}^n \int d\omega_i \frac{dI(\omega_i)}{d\omega_i} \right] \delta\left(\epsilon - \sum_{i=1}^n \omega_i\right) \exp\left[- \int d\omega \frac{dI}{d\omega}\right] \quad (11.3)$$

Le paramètre  $dI/d\omega$  représente la distribution des gluons rayonnés en fonction de leur énergie  $\omega$ , cette distribution dépendant directement du coefficient de transport  $\hat{q}$ . En sommant sur l'ensemble des interactions, il est alors possible d'estimer la fraction totale d'énergie perdue par le parton initial dans le milieu  $P(\epsilon, \hat{q})$  [205].

La fraction d'énergie perdue  $P(\epsilon, \hat{q})$  est calculée dans l'hypothèse d'un milieu statique et uniforme. Afin de tenir compte de l'expansion du milieu dans les collisions noyau-noyau, le



coefficient de transport  $\hat{q}$  est modifié selon la relation :

$$\hat{q}(L) = \frac{2}{L^2} \int_{\tau_0} d\tau (\tau - \tau_0) \hat{q}(\tau) \quad (11.4)$$

Une dépendance en loi de puissance de la densité du milieu sous la forme  $\rho(\tau) \propto \tau^{-\alpha}$  conduit à une expression du coefficient de transport  $\hat{q}(\tau) = \hat{q}(\tau_0)(\tau_0/\tau)^\alpha$ . Cette dépendance<sup>2</sup> permet de reproduire de manière approximative les effets de l'expansion du milieu en modifiant la valeur de  $\hat{q}$  au cours de la propagation du parton. Des développements récents cherchent à inclure une description hydrodynamique complète de l'expansion du milieu afin de décrire le plus précisément possible le lien entre les effets collectifs et les effets de pertes d'énergie au niveau partonique.

### 11.1.3 Approches analytiques des fonctions de fragmentation modifiées

Les modèles de perte d'énergie décrits précédemment permettent d'inclure la totalité des effets du milieu dans la modification de la fonction de fragmentation partonique. Les modèles GLV et BDMPS-ASW déterminent la fonction de fragmentation modifiée comme la convolution de la fonction de fragmentation dans le vide et de la fraction d'énergie perdue dans le milieu  $P(\epsilon, \hat{q})$  :

$$D_{i \rightarrow h}^{milieu}(x', Q^2) \approx P(\epsilon; \hat{q}) \otimes D_{i \rightarrow h}^{vide}(x, Q^2) \quad (11.5)$$

Il existe deux grandes approches analytiques pour le calcul des fonctions de fragmentation modifiées. La première approche, proposée par Wang Huang et Sarcevic [206], considère la perte d'énergie comme une simple diminution de l'énergie initiale du parton. La dépendance de la fragmentation en fonction de la virtualité  $Q^2$  est identique au cas du vide, et la fonction de fragmentation d'un parton d'énergie initiale  $E$  est donnée par la relation :

$$xD_{i \rightarrow h}^{milieu}(x, Q^2) = \int_0^{(1-x)E_i} d\epsilon P(\epsilon) x^* D_{i \rightarrow h}^{vide}(x^*, Q^2) + \int_{xE_i}^{E_i} d\epsilon P(\epsilon) \frac{x E_i}{\epsilon} D_{g \rightarrow h}^{vide}\left(\frac{x E_i}{\epsilon}, Q^2\right) \quad (11.6)$$

Le premier terme correspond à la fragmentation dans le vide d'un parton d'énergie  $E$  en un hadron transportant une fraction d'énergie  $x^* = x/(1 - \epsilon/E)$ , où  $\epsilon$  représente l'énergie perdue par le parton initial, alors que le second terme prend en compte la fragmentation du gluon rayonné par le parton. Les limites de cette approche proviennent finalement du fait qu'elle ne considère l'émission que d'un seul gluon d'énergie  $\omega = \epsilon$  au lieu d'un ensemble de gluons d'énergie totale  $\sum_i \omega_i = \epsilon$ . Cette approximation ne permet pas d'intégrer les modifications de la fonction de fragmentation liées aux gluons rayonnés eux-mêmes, ainsi que les interactions secondaires pouvant se produire entre les gluons rayonnés et le milieu.

La seconde approche analytique modifie la dépendance en  $Q^2$  des fonctions de fragmentation. La modification de la fragmentation revient à reformuler les équations d'évolution DGLAP pour inclure les effets de la perte d'énergie du parton [102]. Elle consiste en une

2. Le terme  $\alpha = 1$  correspond à une expansion purement longitudinale, ce qui est le cas dans la plupart des modèles théoriques de perte d'énergie.

modification des fonctions de *splitting*  $P(z)$  qui déterminent les probabilités de fragmentation des partons. Deux modèles ont été proposés pour déterminer les fonctions de splitting modifiées par les pertes d'énergie radiatives<sup>3</sup> :

$P(z)^{milieu} \propto P(z)^{vide}(1 + f_{milieu})$  où  $f_{milieu}$  détermine le nombre de gluons rayonnés ([102])

$$P(z)^{milieu} = P(z)^{vide} + \Delta P(z, Q^2) \text{ avec } \Delta P(z, Q^2) = \frac{2\pi Q^2}{\alpha_s} \frac{dI^{milieu}}{dz dq^2} \text{ ([207])}$$

La figure 11.2 montre une comparaison des fonctions de fragmentation modifiées obtenues à partir des deux modèles analytiques décrits précédemment. Les écarts entre les deux prédictions théoriques sont d'autant plus faibles que l'énergie du parton est importante. Pour les valeurs de  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$ , l'écart est supérieur à un ordre de grandeur pour les grandes valeurs de  $z$ .

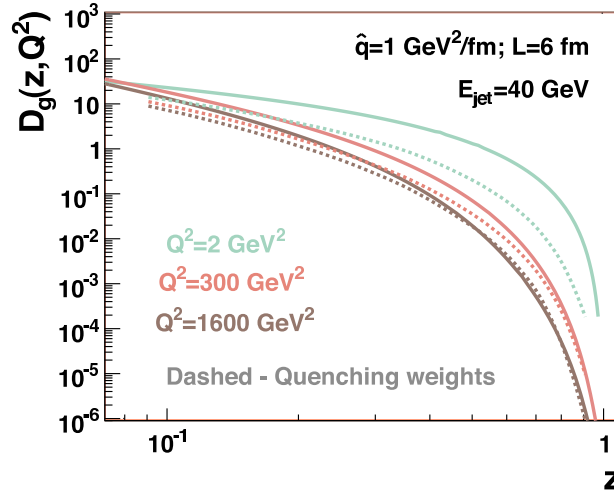


FIGURE 11.2: Fonction de fragmentation des gluons en pions calculées à l'aide des fonctions de *splitting* modifiées (ligne solide) et à l'aide de la fraction d'énergie perdue  $P(\epsilon; \hat{q})$  (ligne pointillée) pour  $E_{jet} = 40 \text{ GeV}$ ,  $\hat{q} = 1 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ ,  $L = 6 \text{ fm}$ , et différents  $Q^2 = 2, 300 \text{ and } 1600 \text{ GeV}^2$  [207].

Les calculs analytiques des fonctions de *splitting* modifiées  $P(z)$  permettent ainsi de prédire l'effet de la perte d'énergie sur la fragmentation partonique. La fragmentation est généralement représentée via la distribution du paramètre  $\xi = \log(E_{parton}/E_{hadron})$ . Dans le vide, la distribution  $dN/d\xi$  présente une structure caractéristique appelée "Hump-Back Plateau"<sup>4</sup>. Les calculs théoriques prédisent une modification de cette structure due aux pertes d'énergie du parton dans le milieu. La figure 11.3 représente la distribution en énergie des hadrons pour un parton d'énergie initiale  $E = 7 \text{ GeV}$  et  $E = 100 \text{ GeV}$ . Les distributions dans le vide sont comparées aux données expérimentales obtenues par les expériences TASSO et OPAL

3. Dans ces deux approches, il est également possible d'inclure les effets des pertes d'énergie collisionnelles en intégrant les processus de diffusion parton-parton.

4. Cette structure est liée à l'approximation du logarithme dominant modifié (MLLA) permettant de resommer les divergences logarithmiques qui apparaissent dans le calcul des équations d'évolution DGLAP.

afin de confirmer la validité des approches analytiques en l'absence de milieu, puis à celles obtenues dans le cas d'un milieu déconfiné de quarks et de gluons. Il apparaît alors que l'interaction du parton dans le milieu se traduit par une augmentation du nombre de hadrons de basse énergie (grand  $\xi$ ) et par une diminution du nombre de hadrons de haute énergie (bas  $\xi$ ). Cela s'explique par la radiation de nombreux gluons mous lorsque le parton initial perd son énergie dans le milieu.

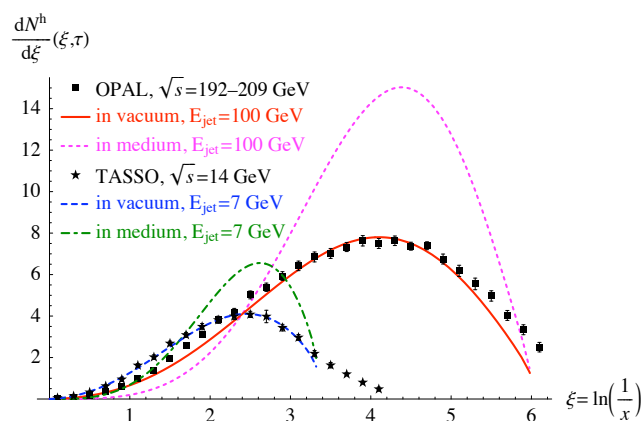


FIGURE 11.3: Distribution inclusive des hadrons en fonction de  $\xi$ . Les données de collisions  $e^+e^-$  de TASSO et OPAL sont comparées aux fonctions de fragmentation dans le vide (ligne solide) et aux fonctions de fragmentation modifiées par le milieu (ligne pointillée/tirée), obtenues avec  $f_{milieu} = 0.8$  dans le calcul des fonctions de splitting [102].

## 11.2 Approches Monte Carlo de la fragmentation

Les approches de type Monte Carlo présentent un certain nombre d'avantages comparées aux méthodes analytiques développées dans la section précédente. Elles permettent notamment de satisfaire les règles de conservation d'énergie-impulsion durant toute l'évolution de la fragmentation partonique. En tenant compte du bruit de fond de la collision, les approches Monte Carlo fournissent également des résultats plus facilement comparables aux résultats expérimentaux, en particulier pour les observables multi-hadroniques telles que les jets. Les modèles Monte Carlo développés pour l'étude de la perte d'énergie des partons sont principalement basés sur les algorithmes de développement des gerbes partoniques utilisé par les générateurs de type PYTHIA ou HERWIG.

### 11.2.1 Gerbe partonique dans le vide

La fragmentation des partons dans le vide est modélisée par une approche logarithmique à l'ordre dominant (*leading-log* (LL)) considérant uniquement des fragmentations élémentaires du type  $a \rightarrow b + c$  (ou  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont des partons). La cinématique de chaque fragmentation est caractérisée par la virtualité  $Q^2$  et par la fraction d'énergie  $z$  portée par le parton  $b$ .

Dans le générateur PYTHIA, la virtualité  $Q^2$  est associée à la masse invariante carrée du parton ( $Q^2 = m_a^2$ )<sup>5</sup>. Il est alors d'usage d'introduire la variable  $t$  dans le calcul de la gerbe partonique :

$$t = \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}}\right) \Leftrightarrow dt = d\ln(Q^2) \quad (11.7)$$

À une valeur de virtualité  $t$  donnée, la probabilité qu'une division  $a \rightarrow b + c$  se produise est déterminée à partir de l'intégrale des fonctions de *splitting* sur l'ensemble des valeurs de  $z$  autorisées :

$$I_{a \rightarrow bc}(t) = \int_{z_-(t)}^{z_+(t)} dz \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) \quad (11.8)$$

Le domaine accessible à la fraction d'énergie  $z$  ( $z_- < z < z_+$ ) est dans ce cas directement reliée à la masse des partons produits :

$$z_{\pm} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{M_b^2 - M_c^2}{M_a^2} \pm \frac{|\vec{p}_a|}{E_a} \frac{\sqrt{(M_a^2 - M_b^2 - M_c^2)^2 - 4M_b^2 M_c^2}}{M_a^2} \right] \quad (11.9)$$

où  $M_i^2 = Q_i^2 + m_i^2$  avec  $m_i$  la masse nue du quark (ou zéro pour un gluon). La densité de probabilité qu'une division se produise à la virtualité  $t$  est finalement donnée par la relation :

$$\frac{dP_a}{dt} = \left[ \sum_{b,c} I_{a \rightarrow bc}(t) \right] \exp \left[ - \int_{t_0}^t dt' \sum_{b,c} I_{a \rightarrow bc}(t') \right] \quad (11.10)$$

Le premier terme de l'équation 11.10 correspond à la probabilité qu'une division se produise à la virtualité  $t$ , alors que le second terme assure la conservation de la probabilité totale (aucune division avant la virtualité  $t$ ). L'équation est résolue de manière itérative par un algorithme de développement de gerbe (type PYSHOW dans PYTHIA) afin de décrire la gerbe partonique. À chaque division, la virtualité du parton initial diminue jusqu'à atteindre la virtualité limite  $t_0 = Q_0^2$  à laquelle le parton est extrait de la gerbe. Cette valeur limite correspond à l'échelle d'apparition des divergences dans les calculs perturbatifs ( $Q_0 \approx 1$  GeV). Dans le cas où la virtualité est associée à la masse invariante,  $Q_0$  est utilisé pour dériver les masses effectives des partons produits par la fragmentation :

$$m_{eff,g} = \frac{1}{2} Q_0, \quad m_{eff,q} = \sqrt{m_q^2 + \frac{1}{4} Q_0^2} \quad (11.11)$$

Un parton n'est alors autorisé à se diviser que lorsque sa masse est supérieure à la somme des masses effectives des particules les plus légères qu'il puisse produire.

L'approche logarithmique à l'ordre dominant comporte cependant des effets d'interférences destructives dans les régions d'émission pour lesquelles l'angle d'émission du parton secondaire ( $\theta_b$ ) est supérieur à celui avec lequel le parton primaire a lui-même été émis ( $\theta_a$ ). Pour tenir compte de ces effets les générateurs Monte-Carlo applique un classement angulaire décroissant pour l'émission des partons. Ce classement peut-être obtenu soit directement par la résolution des équations d'évolution (HERWIG), soit par ajout d'un veto lorsque le parton

---

5. Il est également possible d'utiliser l'impulsion transverse partonique  $p_{T,a}$  comme variable cinématique.

émis ne respecte pas le classement angulaire (PYTHIA). L'angle d'émission est dans ce cas calculé à partir de l'approximation :

$$\theta_a \approx \frac{p_{T,a}}{E_b} + \frac{p_{T,b}}{E_b} \approx \sqrt{z_a(1-z_a)} m_a \left( \frac{1}{z_a E_a} + \frac{1}{(1-z_a) E_a} \right) = \frac{1}{\sqrt{z_a(1-z_a)}} \frac{m_a}{E_a} \quad (11.12)$$

### 11.2.2 Gerbe partonique dans un milieu déconfiné

La majorité des programmes Monte Carlo modélisant la perte d'énergie des partons sont basés sur l'approche de gerbe partonique développée précédemment. Plusieurs effets peuvent venir affecter la cascade partonique en présence d'un milieu dense QCD. Parmi ces effets, les plus importants sont le rayonnement de gluons (perte d'énergie radiative), les diffusions parton-parton (perte d'énergie collisionnelle), l'échange de charges de couleur avec le milieu et l'évolution spatio-temporelle du milieu. Les effets liés à la perte d'énergie dans le milieu sont généralement pris en compte soit par le biais d'une modification des fonctions de division  $P_{a \rightarrow bc}(z)$  (JEWEL [208][209], Q-PYTHIA [210][211][212]), soit par une modification de la virtualité des partons (YaJEM [213][214]). Nous nous concentrerons dans ce chapitre sur la première approche en présentant deux programmes Monte-Carlo différents : JEWEL et Q-PYTHIA.

#### Jet Evolution With Energy Loss

JEWEL modélise l'évolution de la cascade partonique en présence d'un milieu QCD dense. Les pertes d'énergie du parton dans le milieu sont modélisées à la fois par des diffusions (perte collisionnelle) et par un rayonnement de gluons (perte radiative). La gerbe partonique obtenue est finalement interfacée avec un modèle d'hadronisation (variante du modèle des cordes) en faisant l'hypothèse que l'hadronisation a lieu en-dehors du milieu. La particularité de JEWEL réside dans la prise en compte des pertes d'énergie collisionnelles dont l'impact sur la fragmentation des partons est différent de celui des pertes d'énergie radiative.

La fragmentation des partons dans le vide est similaire à celle proposée par PYTHIA. Le milieu est quant à lui décrit comme un ensemble de partons sous la forme d'un gaz parfait de température constante  $T$ . Les pertes d'énergie radiatives sont modélisées en modifiant les fonctions de *splitting* dans le vide  $P_{a \rightarrow bc}^{vide}(z)$  sous la forme (section 11.1.3) :

$$P_{a \rightarrow bc}^{milieu}(z) = (1 + f_{milieu}) P_{a \rightarrow bc}^{vide}(z) \quad (11.13)$$

Les pertes d'énergie collisionnelles sont quant à elles modélisées par une fonction de diffusion  $K(z, Q^2)$  qui dépend de la densité du milieu et de la section efficace de diffusion parton-parton. Il est ainsi possible de définir une équation d'évolution DGLAP modifiée qui tient compte à la fois des diffusions parton-parton et du rayonnement de gluons [215] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial D(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = & \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[ \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} 2P(z) D\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) + \alpha_s^2(Q^2) K\left(z, \frac{x}{z} E, Q^2\right) D\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \right] \\ & - \int_0^1 dz \left[ \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} 2P(z) D(x, Q^2) + \alpha_s^2(Q^2) K(z, xE, Q^2) D(x, Q^2) \right] \end{aligned} \quad (11.14)$$

## Q-PYTHIA

Le programme Monte-Carlo Q-PYTHIA modélise également les effets de perte d'énergie via une modification des fonctions de division  $P_{a \rightarrow bc}(z)$ . Contrairement à JEWEL, seules les pertes d'énergie radiatives sont prises en compte. Les fonctions de *splitting* sont dans ce cas modifiées par l'ajout d'un terme supplémentaire  $\Delta P$  relié aux paramètres cinématiques du parton  $(z, E, t)$  et aux caractéristiques du milieu  $(\hat{q}, L)$  (section 11.1.3) :

$$P^{med}(z) = P^{vide}(z) + \Delta P(z, t, \hat{q}, L, E) \quad (11.15)$$

L'estimation du terme  $\Delta P$  se base principalement sur la distribution en énergie des gluons rayonnés  $dI/d\omega$ , déterminé de manière analytique à l'aide du modèle BDMPS. Les effets d'interférence entre la variable d'évolution de la gerbe partonique (virtualité  $t$ ) et le développement spatio-temporel du milieu ( $L$ ) sont pris en compte par une correction supplémentaire basée sur le temps (longueur) de formation du gluon émis  $l_g = 2\omega/k_T^2$ . Le parton initial interagit avec un milieu de dimension  $L$  puis, après la première émission de gluon, le parton interagit avec un milieu de dimension corrigée  $L - l_g$ . Cela permet de modifier à chaque interaction la variable  $L$  dans le calcul de la fonction de *splitting* modifiée  $\Delta P(z, t, \hat{q}, L, E)$ .

## 11.3 Applications numériques

Les approches Monte-Carlo permettent d'estimer les pertes d'énergie du parton dans le milieu et de quantifier ainsi les modifications des fonctions de fragmentation partonique. En utilisant les prédictions du programme Q-PYTHIA, il peut être intéressant d'estimer la sensibilité de la mesure des corrélations photon-hadron dans le cas d'interactions parton-milieu plus ou moins importantes. L'idée de cette étude consiste donc à déterminer le rapport des fonctions de fragmentation en présence ou non d'un milieu de type plasma de quarks-gluons, et d'estimer la sensibilité de la mesure des corrélations en se basant pour cela sur les incertitudes expérimentales sur la distribution  $f(x_E)$  obtenues à partir de l'analyse des collisions proton-proton.

La première étape de cette étude est de reproduire la fonction de fragmentation partonique à partir d'une simulation PYTHIA gamma-jet dans un intervalle  $p_T^\gamma = 10-20$  GeV/c. Un algorithme de cône de rayon  $R = 1$  permet de reconstruire la distribution en énergie des hadrons produits par fragmentation du parton initial puis de déterminer la fonction de fragmentation  $z_T$  telle que :

$$z_T = \frac{-\vec{p}_T^{parton} \cdot \vec{p}_T^{hadron}}{|\vec{p}_T^{parton}|^2} \quad (11.16)$$

L'algorithme est ensuite appliqué sur des simulations d'événements gamma-jet produites dans Q-PYTHIA. Dans Q-PYTHIA, l'intensité de la perte d'énergie du parton (*quenching*) est déterminée par deux paramètres : le coefficient de transport  $\hat{q}$  et la longueur de milieu  $L$ . Les simulations utilisées dans cette étude correspondent à une longueur  $L = 5$  fm et à un coefficient de transport  $\hat{q} = 1, 5$  et  $10$  GeV<sup>2</sup>/fm. Les fonctions de fragmentation obtenues dans le vide (PYTHIA) et en présence d'un milieu (Q-PYTHIA) sont représentées sur la

figure 11.4 (gauche), tandis que la figure 11.4 (droite) représente le rapport des fonctions de fragmentation du milieu sur celle dans le vide. Elle indique une augmentation des hadrons de bas- $p_T$  et une diminution des hadrons de haut- $p_T$ , avec un effet d'autant plus important que la valeur de  $\hat{q}$  est grande (notons que l'écart est plus marqué entre  $\hat{q} = 1$  et  $\hat{q} = 5$   $\text{GeV}^2/\text{fm}$  qu'entre  $\hat{q} = 5$  et  $\hat{q} = 10$   $\text{GeV}^2/\text{fm}$ ).

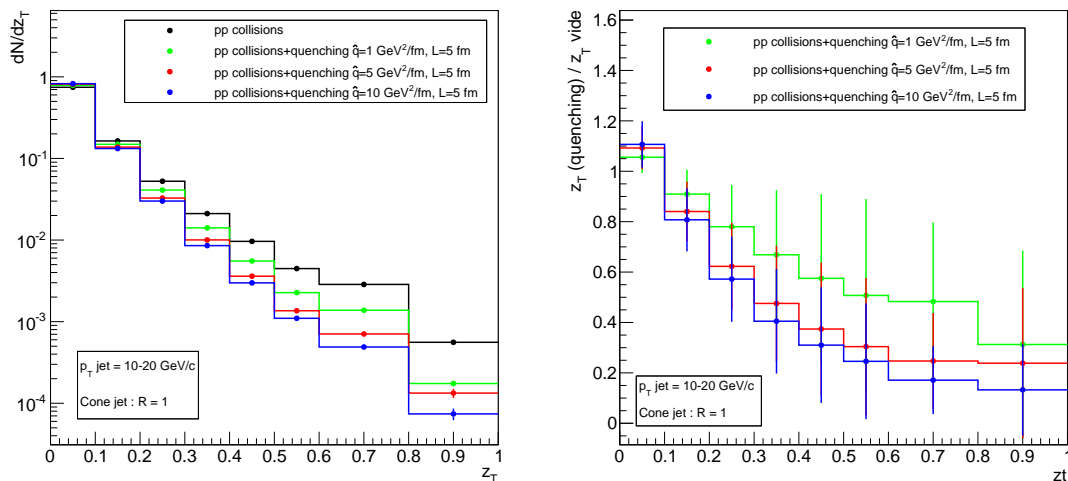


FIGURE 11.4: Gauche : fonctions de fragmentation de hadrons inclusifs dans le vide et dans le milieu pour une longueur de milieu  $L = 5$  fm et différents coefficients de transport  $\hat{q}$  : Droite : rapport des fonctions de fragmentation de hadrons inclusifs dans le milieu sur celle dans le vide pour une longueur de milieu  $L = 5$  fm et différents coefficients de transport  $\hat{q}$ . Les incertitudes sont obtenues par propagation des incertitudes expérimentales déterminées dans l'analyse des corrélations photon-hadron en collision proton-proton.

Afin d'évaluer la sensibilité de la mesure aux prédictions théoriques, les incertitudes expérimentales déterminées à partir de l'analyse des collisions proton-proton ont été utilisées pour évaluer l'incertitude sur le rapport des fonctions de fragmentation. Il s'agit cependant d'une estimation approximative puisque les incertitudes sur la fonction de fragmentation dans les collisions Plomb-Plomb ont été considérées identiques à la mesure en proton-proton et qu'aucune analyse précise n'a été réalisée concernant les éventuelles corrélations. La figure 11.4 (droite) indique que la mesure de ce rapport avec les données actuelles devrait être sensible aux modifications de la fragmentation dues au milieu même pour des valeurs de  $\hat{q}$  faibles ( $\hat{q} > 1$   $\text{GeV}^2/\text{fm}$ ), bien que cette mesure ne permette pas d'accéder à une caractérisation précise du milieu. En augmentant la statistique d'un facteur 10, il est alors réaliste d'espérer pouvoir apporter des contraintes supplémentaires sur l'intensité de la perte d'énergie du parton dans le milieu ainsi que sur les caractéristiques de la redistribution de l'énergie perdue.





# Conclusion

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit s'est déroulé dans le contexte particulier du démarrage du *Large Hadron Collider* (LHC). Un long chemin a été parcouru depuis les premières données de collisions proton-proton et Plomb-Plomb enregistrées au CERN au cours de l'année 2010. Les expériences ALICE, ATLAS, et CMS ont produit de nombreux résultats qui ont permis de préciser les propriétés générales du plasma de quarks-gluons (température, viscosité, comportements collectifs, perte d'énergie des partons ( $R_{AA}$ , jets, quarkonia), ...). Les mesures réalisées au LHC et au *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) ont ainsi permis en quelques années des avancées majeures dans la compréhension du PQG et de l'interaction forte dans son ensemble. Au niveau théorique, l'objectif principal est la modélisation d'un scénario complet de l'évolution du milieu allant des fluctuations initiales à la production des hadrons dans l'état final. Pour atteindre cet objectif, il reste cependant à affiner les mesures afin de pouvoir comparer le plus précisément possible les observables expérimentales aux prédictions théoriques de la QCD sur réseau et des modèles phénoménologiques. Beaucoup de questions restent en effet encore en suspens. Parmi elles, le transport des partons de haut- $p_T$  dans le milieu déconfiné de quarks et de gluons fait l'objet de recherches intensives. Malgré les progrès impressionnants réalisés depuis la mise évidence du phénomène de perte d'énergie des partons au RHIC, les caractéristiques de l'interaction parton-milieu restent encore mal connues à ce jour. Une meilleure compréhension de ce phénomène passe par la multiplication des observables expérimentales accessibles grâce à la complémentarité des différentes expériences s'intéressant à la physique des ions lourds. Parmi ces différentes expériences, les performances du détecteur ALICE permettent d'étudier la perte d'énergie des partons dans une gamme en énergie intermédiaire comprise entre 2 et 50 GeV. Cette gamme en énergie, pour laquelle les effets de la perte d'énergie doivent théoriquement être les plus importants, est l'une des plus difficile d'accès expérimentalement.

Durant cette thèse, nous nous sommes intéressés à la mesure de la fragmentation des partons dans les collisions proton-proton et Plomb-Plomb auprès de l'expérience ALICE. La modification de la fragmentation, étudiée à partir de la mesure des corrélations entre une particule de référence (photon,  $\pi^0$ ) et les hadrons chargés d'un même événement, doit permettre d'accéder à la manière dont le parton interagit avec le milieu. Ce manuscrit présente l'ensemble des aspects relatifs à l'étude des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron, à savoir la reconstruction des données expérimentales, l'identification des photon/ $\pi^0$  et enfin l'analyse des corrélations permettant d'obtenir les observables physiques associées à la mesure de la fragmentation. L'étude des corrélations photon-hadron nécessite l'utilisation conjointe des méthodes de détection de particules chargées (ITS, TPC) et neutres (calorimètre EMCal).

Le calorimètre EMCal, détecteur central dans ce travail de thèse, est utilisé à la fois pour la sélection des particules neutres de haut- $p_T$ , la mesure de leur énergie et leur identification. Son installation tardive a fortement réduit la possibilité d'avoir une bonne connaissance intrinsèque de ce détecteur avant le démarrage du LHC. C'est pourquoi une grande partie de cette thèse a été consacrée à une étude détaillée des performances du calorimètre. Un effort important a été fourni pour la caractérisation du détecteur EMCal à partir des tests sous faisceau d'électrons réalisés au CERN en 2010. Les performances du détecteur ont été déterminées à partir de l'étude de la répartition spatiale de l'énergie déposée par les gerbes électromagnétiques. Les tests sous faisceau ont également permis une validation de la simulation du détecteur EMCal réalisée à l'aide des logiciels Geant3 et Geant4. Cette validation a mis en évidence des différences encore non-expliquées entre les performances simulées et réelles, en particulier au niveau de la non-linéarité en énergie et de la forme des gerbes électromagnétiques. L'ensemble de ce travail a finalement permis de mieux prendre en compte les biais expérimentaux dans l'analyse des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron.

La suite du manuscrit est consacrée à la mesure des corrélations photon/ $\pi^0$ -hadron, dont l'analyse a tout d'abord porté sur les collisions proton-proton avant d'être appliquée aux collisions Plomb-Plomb. Un des points clés de cette analyse repose sur l'identification des photons prompts, qui est rendue difficile par la faible section efficace de production des processus photon-jet et par l'importance de la contamination constituée principalement de photons de décroissance provenant des mésons  $\pi^0$ . L'identification des photons et des  $\pi^0$  repose sur deux critères principaux que sont la forme des clusters électromagnétiques et l'isolation des photons. La méthode d'ajustement utilisée pour l'estimation de la pureté, développée pour cette analyse, a permis de corriger les mesures de corrélations de la contamination résiduelle après l'identification des photons prompts. L'analyse des collisions proton-proton a abouti à une étude détaillée des sources d'incertitudes qui a permis d'affiner la stratégie future. Cette analyse a finalement démontré la validité de l'approche utilisée pour la mesure de la fragmentation partonique à partir des corrélations photon-hadron, et mis également en évidence la possibilité d'utiliser les corrélations  $\pi^0$ -hadron sachant que le  $\pi^0$  possède une sensibilité différente au milieu. Ce résultat représente une première mesure de la fragmentation par corrélations photon-hadron dans cette gamme d'énergie, bien que le manque de statistique empêche une comparaison précise des résultats expérimentaux avec les modèles théoriques.

Pour les collisions Plomb-Plomb, une étude préliminaire a montré que l'important bruit de fond provenant des collisions nucléon-nucléon sous-jacentes impose de mettre en oeuvre une stratégie d'analyse plus complexe. En effet la procédure d'isolation des photons nécessite d'évaluer au préalable le bruit de fond moyen avant l'application du critère d'isolation. De plus, la production de particules par les collisions sous-jacentes représente une contribution importante au spectre en énergie des hadrons produits, qu'il convient de soustraire pour accéder à la fonction de fragmentation associée à la collision dure. Il est ainsi nécessaire de mettre en oeuvre à court terme une méthode d'estimation précise et non-biaisée de la contribution du bruit de fond en tenant compte de différents effets (fluctuations, flot elliptique, perte d'énergie à grands angles, ...). Les mesures préliminaires des collisions Plomb-Plomb

de centralité 0-40% démontrent cependant la possibilité d'identifier les photons prompts dans un environnement à haute multiplicité. Les mesures de corrélations angulaires et de fragmentation, bien que très préliminaires, ont permis de définir une stratégie d'analyse des corrélations photon-hadron dans l'expérience ALICE. Dans l'avenir, une augmentation de la statistique sera indispensable pour accéder aux fonctions de fragmentation partonique et à leur modification en présence du plasma de quarks-gluons. Les futures prises de données prévues entre 2015 et 2018, ainsi que l'installation du calorimètre DCal, devraient permettre d'augmenter la statistique d'un facteur 10 et d'atteindre ainsi une précision suffisante pour une confrontation des mesures expérimentales aux modèles théoriques. D'autres améliorations sont également envisageables, en particulier avec l'utilisation de méthodes multivariées permettant d'optimiser les critères de sélection des photons prompts.

Au-delà de 2018, les perspectives de l'expérience ALICE devraient apporter une statistique suffisante pour permettre une analyse différentielle de la fragmentation en fonction de différents paramètres tels que l'énergie ou la centralité des collisions. L'identification des particules, atout majeur de l'expérience ALICE, rendra vraisemblablement possible une étude de la dépendance de la perte d'énergie en fonction de la nature du parton considéré, en particulier pour les saveurs lourdes. Le niveau de précision des mesures qui seront réalisées, associé à la complémentarité des expériences du LHC et du RHIC, devrait finalement permettre de discriminer efficacement les différents modèles de perte d'énergie et contraindre les paramètres qui y sont associés, améliorant ainsi notre compréhension du plasma de quarks-gluons et de la matière nucléaire dans son ensemble.



# Bibliographie

- [1] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1) :1 – 29, 2012.
- [2] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1) :30 – 61, 2012.
- [3] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–323, Aug 1964.
- [4] P.W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Physics Letters*, 12(2) :132 – 133, 1964.
- [5] E. Rutherford. The scattering of the  $\alpha$  and  $\beta$  rays and the structure of the atom. *Philosophical Magazine*, 21 :669–688, 1911.
- [6] E. Rutherford. Collisions of alpha particles with light atoms. *Philosophical Magazine*, 37 :581, 1919.
- [7] J. Chadwick. The existence of a neutron. *Proceeding of the Royal Society*, A 136 :692–708, 1932.
- [8] H. Becquerel. Sur les radiations émises par phosphorescence. *Compte rendus de l'Académie des Sciences*, 122 :420–421, 1896.
- [9] M. Planck. On the law of distribution of energy in the normal spectrum. *Annalen der Physik*, 4 :553, 1901.
- [10] N. Bohr. On the constitution of atoms and molecules. *Philosophical Magazine*, 26 :1–25, 1913.
- [11] L. De Broglie. *Recherches sur la théorie des quanta*. PhD thesis, Université de la Sorbonne, 1924.
- [12] E. Schrödinger. Quantisierung als eigenwertproblem. *Annalen der Physik*, 79 :361–376, 1926.
- [13] W. Pauli. On the connexion between the completion of electron groups in an atom with the complex structure of spectra. *Zeitschrift für Physik*, 31 :765, 1925.
- [14] W. Heisenberg. Über quantentheoretische umdeutung kinematischer und mechanischer beziehungen. *Zeitschrift für Physik*, 33 :879–893, 1925.
- [15] H. Yukawa. On the interaction of elementary particles. *Proceeding Physico-Mathematical Society of Japan.*, 17 :48, 1935.
- [16] E. Fermi. Tentativo di una teoria dei raggi  $\beta$ . *Ricerca Scientifica*, 4 :491–495, 1933.

- [17] C.M.G. Lattes, H. Muirhead, G.P.S. Occhialini, and C.F. Powell. Processes involving charged mesons. *Nature*, 159 :694–697, 1947.
- [18] R. Bjorklund, W. E. Crandall, B. J. Moyer, and H. F. York. High energy photons from proton-nucleon collisions. *Physical Review*, 77 :213–218, 1950.
- [19] M. Gell-Mann. Symmetries of baryons and mesons. *Physical Review*, 125 :1067, 1962.
- [20] Y. Ne’eman. Derivation of a strong interaction from a gauge invariance. *Nuclear physics*, 26 :222–229, 1961.
- [21] V. E. Barnes et al. Observation of a hyperon with strangeness minus three. *Physical Review Letters*, 12 :204–206, 1964.
- [22] S.L. Glashow and J.D. Bjorken. *Physical Letter*, 11 :255, 1964.
- [23] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49 :652–657, 1973.
- [24] O.W. Greenberg. Spin and unitary-spin independence in a paraquark model of baryons and mesons. *Physical Review Letters*, 13 :598–602, 1964.
- [25] R. P. Feynman. *The behavior of hadron collisions at extreme energies*, p.237. Gordon and Breach, New York, 1969.
- [26] Ch. Berger et al. (PLUTO Collaboration). Evidence for gluon bremsstrahlung in  $e+e-$  annihilations at high energies. *Physics Letter B*, 86 :418, 1979.
- [27] R. Brandelik et al. (TASSO Collaboration). Evidence for planar events  $e+e-$  annihilation at high energy. *Physics Letter B*, 86 :243, 1979.
- [28] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, and H. Leutwyler. Advantages of the color octet gluon picture. *Physics Letter B*, 47 :365, 1973.
- [29] C.N. Yang and R. Mills. Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance. *Physical Review*, 96 :191–195, 1954.
- [30] D.J. Gross and F. Wilczek. *Physical Review D*, 9 :980, 1974.
- [31] A. Salam. *Elementary particle theory*, p. 367. Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968.
- [32] S. Weinberg. *Physical Review Letters*, 19 :1264, 1967.
- [33] S.L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22 :579, 1961.
- [34] O. Klein. *Zeitschrift für Physik*, 37 :895–906, 1926.
- [35] P.A.M. Dirac. *Proceedings of the Royal Society*, 117 :610–624, 1928.
- [36] P.A.M. Dirac. *Proceedings of the Royal Society*, 114 :243–265, 1927.
- [37] J. S. Schwinger. On quantum-electrodynamics and the magnetic moment of the electron. *Physical Review*, 73 :416–417, 1946.
- [38] S. Tomonaga. On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields. *Progress of Theoretical Physics*, 2 :27–42, 1946.
- [39] R. Feynman. Mathematical formulation of the quantum theory of electromagnetic interaction. *Physical Review Letters*, 80 :440–457, 1950.

- [40] F. Halzen and A.D. Martin. *Quarks and Leptons : an introductory course in modern particle physics*. John Wiley and Sons, 1984.
- [41] S. Bethke. The 2009 World Average of  $\alpha_s$ . *European Physical Journal*, 64 :689–703, 2009.
- [42] S.J. Burby and C.J. Maxwell. Direct extraction of QCD Lambda(MS bar) from  $e^+e^-$  jet observables. *Nucl.Phys.*, B609 :193–224, 2001.
- [43] E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, L. W. Mo, R. E. Taylor, M. Breidenbach, J. I. Friedman, G. C. Hartmann, and H. W. Kendall. High-energy inelastic  $e - p$  scattering at  $6^\circ$  and  $10^\circ$ . *Phys. Rev. Lett.*, 23 :930–934, Oct 1969.
- [44] M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall, E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, L. W. Mo, and R. E. Taylor. Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 23 :935–939, Oct 1969.
- [45] G. Dissertori, I. Knowles, and M. Schmelling. *Quantum chromodynamics : high energy experiment and theory*. Oxford Science Publication, 2003.
- [46] R.K. Ellis, W.J. Stirling, and B.R. Webber. *QCD and collider physics*. Cambridge monographs, 1996.
- [47] E.D. Bloom et al. *Physical Review Letters*, 23 :930, 1969.
- [48] M. Breidenbach et al. *Physical Review Letters*, 23 :935, 1969.
- [49] C. Amsler et al. (Particle Data Group). *Physics Letters B*, 667, 2008.
- [50] A.D. Martin, R.G. Roberts, and W.J. Stirling. *Physical Review D*, 50 :6734, 1994.
- [51] Y.L. Dokshitzer. *Soviet Physics - JETP*, 46 :641, 1977.
- [52] G. Altarelli and G. Parisi. *Nuclear Physics B*, 126 :298, 1977.
- [53] V.N. Gribov and L.N. Lipatov. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 15 :438, 1972.
- [54] B. Andersson et al. *Physics Reports*, 97 :31, 1983.
- [55] T.D. Gottschalk. *Nuclear Physics B*, 239 :325, 1984.
- [56] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. Pythia 6.4 physics and manual. *Journal of High Energy Physics*, 2006(05) :026, 2006.
- [57] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg. Broken symmetries. *Physical Review*, 127 :965–970, 1962.
- [58] S. Weinberg. *Physica A*, 96 :327, 1979.
- [59] J. Gasser and H. Leutwyler. *Annals of Physics*, 158 :142, 1984.
- [60] R.A. Bryan and R.J.N. Phillips. *Nuclear Physics B*, 5 :201, 1968.
- [61] C.B. Dover and J.M. Richard. *Physical Review C*, 21 :1466, 1980.
- [62] P. Pavlopoulos et al. *Physical Letters B*, 72 :415, 1978.
- [63] B. Richter et al. *Physical Letters B*, 126 :284, 1983.
- [64] M. Rho, A.S. Goldhaber, and G.E. Brown. *Physical Review Letters*, 51 :747, 1983.
- [65] K. Wilson. Confinement of quarks. *Physical Review D*, 10 :2445, 1974.

- [66] M. Creutz. *Physical Review D*, 21 :2308, 1980.
- [67] R. Hagedorn. Statistical thermodynamics of strong interactions at high energies. *Nuovo Cimento Suppl.*, 3 :147–186, 1965.
- [68] C. Kuhn. Etude de la production de matière étrange dans les collisions d’ions lourds ultra-relativistes avec les expériences STAR au RHIC et ALICE au LHC. *Thèse d’Habilitation à Diriger les Recherches - Université de Strasbourg*, 2005.
- [69] Edmond Iancu. QCD in heavy ion collisions. 2012.
- [70] S. Sarkar, H. Satz, and B. Sinha. *The physics of the quark-gluon plasma*. Springer, 2010.
- [71] F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert. *Physical Letters B*, 478 :447, 2000.
- [72] B. Muller and J.L. Nagle. Results from the Relativistic Heavy Ion Collider. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 56, 2006.
- [73] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio. *Physical Review*, 122 :345, 1961.
- [74] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio. *Physical Review*, 124 :246, 1961.
- [75] Z. Fodor and S.D. Katz. The Phase diagram of quantum chromodynamics. 2009.
- [76] J.D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region. *Physical Review D*, 27 :140–151, 1983.
- [77] T. Matsui. *Nuclear Physics A*, 461 :27, 1987.
- [78] L.V. Gribov, E.M. Levin, and M/G. Ryskin. *Physics Reports*, 100 :1, 1983.
- [79] A.H. Mueller and J-W. Qiu. *Nuclear Physics B*, 268 :427, 1986.
- [80] M. Dittmar, S. Forte, A. Glazov, S. Moch, S. Alekhin, et al. Working Group I : Parton distributions : Summary report for the HERA LHC Workshop Proceedings. 2005.
- [81] E. Fermi. *Progress of theoretical physics*, 5 :570, 1950.
- [82] L.D. Landau. *Izv. Akad. Nauk SSSR*, 17 :51, 1953.
- [83] F. Becattini. *Zeitschrift für Physik C*, 69 :485, 1996.
- [84] R. Handbury-Brown and R.Q. Twiss. *Nature*, 178 :1046, 1956.
- [85] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W-Y. Lee, and A. Pais. *Physical Review*, 120 :300, 1960.
- [86] Jean-Yves Ollitrault. Anisotropy as a signature of transverse collective flow. *Phys. Rev. D*, 46 :229–245, Jul 1992.
- [87] J.D. Bjorken. *FERMILAB-PUB*, 82-059-THY, 1982.
- [88] X-N. Wang and M. Gyulassy. *Physics Review Letters*, 68 :1480, 1992.
- [89] C. Adler et al. *Nuclear Physics A*, 698 :64, 2002.
- [90] K. Adcox et al. *Nuclear Physics A*, 698 :39, 2002.
- [91] David d’Enterria. Jet quenching. *arXiv :0902.2011*, 2009.
- [92] A.B. Migdal. *Physical Review*, 103 :1811, 1956.
- [93] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, and S. I. Troian. *Journal of Physics G*, 17 :1602, 1991.



- [94] S. Peigne and A.V. Smilga. Energy losses in a hot plasma revisited. *Phys.Usp.*, 52 :659–685, 2009.
- [95] S. Digal, P. Petreczky, and H. Satz. Quarkonium feed down and sequential suppression. *Phys.Rev.*, D64 :094015, 2001.
- [96] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. Statistical hadronization of charm in heavy ion collisions at SPS, RHIC and LHC. *Phys.Lett.*, B571 :36–44, 2003.
- [97] T. Matsui and H. Satz. *Physics Letters B*, 178 :416, 1986.
- [98] C. Baglin et al. *Physics Letters B*, 220 :471, 1989.
- [99] K. Aamodt et al (ALICE Collaboration). Suppression of charged particle production at large transverse momentum in central pb–pb collisions at  $\sqrt{s}=2.76$  TeV. *Physics Letters B*, 696(1–2) :30 – 39, 2011.
- [100] J. Adams et al. (STAR Collaboration). Evidence from d+Au measurements for final-state suppression of high  $p_t$  hadrons in Au+Au collisions at RHIC. *Physical Review Letters*, 91 :072304, 2003.
- [101] Thorsten Renk and Kari J. Eskola. Prospects of medium tomography using back-to-back hadron correlations. *Phys. Rev. C*, 75 :054910, May 2007.
- [102] Nicolas Borghini and Urs Achim Wiedemann. Distorting the hump-backed plateau of jets with dense QCD matter. 2005.
- [103] Y.L. Dokshitzer et al. *Basics of Perturbative QCD*. Editions Frontieres, France, 1991.
- [104] R.J. Glauber. Quantum optics and heavy ion physics. *Nuclear Physics A*, 774, 2006.
- [105] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg. Glauber modeling in high energy nuclear collisions. *Annual Review of the Nuclear and Particle Science*, 57 :205–243, 2007.
- [106] J.J. Aubert et al. (European Muon Collaboration). *Physics Letters B*, 123 :275, 1983.
- [107] G. Piller and W. Weise. Nuclear Deep-Inelastic Lepton scattering and coherence phenomena. *Physics Reports*, 330 :1–94, 2000.
- [108] Nestor Armesto. Nuclear shadowing. *J.Phys.*, G32 :R367–R394, 2006.
- [109] K.J. Eskola, H. Paukkunen, and C.A. Salgado. EPS09 : A New Generation of NLO and LO Nuclear Parton Distribution Functions. *JHEP*, 0904 :065, 2009.
- [110] M. Hirai, S. Kumano, and T.-H. Nagai. Determination of nuclear parton distribution functions and their uncertainties in next-to-leading order. *Phys.Rev.*, C76 :065207, 2007.
- [111] D. de Florian and R. Sassot. Nuclear parton distributions at next-to-leading order. *Phys.Rev.*, D69 :074028, 2004.
- [112] I. Arsene et al. On the evolution of the nuclear modification factors with rapidity and centrality in d + Au collisions at  $s(\text{NN})^{1/2} = 200$ -GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 93 :242303, 2004.
- [113] C.A. Salgado et al. Proton-Nucleus collisions at the LHC : scientific opportunities and requirements. *Note CERN*, CERN-PH-TH/2011-119, 2011.

- [114] I. Arsene et al. (BRAHMS Collaboration). *Physical Review Letters*, 93, 2004.
- [115] D. Antreasyan, J. W. Cronin, H. J. Frisch, M. J. Shochet, L. Kluberg, P. A. Piroue, and R. L. Sumner. *Physical Review D*, 19 :764, 1979.
- [116] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration). Centrality dependence of  $\pi^0$  and  $\eta$  production at large transverse momentum in  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  d+Au collisions. *Physical Review Letters*, 98, 2007.
- [117] U. Heinz and M. Jacob. Evidence for a new state of matter : an assessment of the results from the CERN Lead Beam Programme. *CERN Annoucement*, 2000.
- [118] H. Satz. The SPS Heavy Ion Programm. *Physics Reports*, 403 :33–50, 2004.
- [119] U.W. Heinz. The Little Bang : searching for quark-gluon matter in relativistic heavy-ion collisions. *Nuclear Physics A*, 685 :414–431, 2001.
- [120] M.C. Abreu et al. Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the  $J/\psi$  suppression pattern measured in pb-pb collisions at the cern-sps. *Physics Letters B*, 477 :28 – 36, 2000.
- [121] S.S. Adler et al. (PHENIX Collaboration). *Physical Review Letters*, 96, 2006.
- [122] Martin Wilde. Measurement of Direct Photons in pp and Pb-Pb Collisions with ALICE. *Nucl.Phys.A904-905*, 2013 :573c–576c, 2013.
- [123] C. Gale, S. Jeon, B. Schenke, P. Tribedy, and R. Venugopalan. Event-by-event anisotropic flow in heavy-ion collisions from combined Yang-Mills and viscous fluid dynamics. *Physical Review Letters*, 110, 2013.
- [124] ATLAS Collaboration. Measurement of the distributions of event-by-event flow harmonics in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$ . *ATLAS NOTE*, ATLAS-CONF-2012-114, 2012.
- [125] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration). Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 107 :032301, Jul 2011.
- [126] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. The statistical model in Pb-Pb collisions at the LHC. *Nucl.Phys.A904-905*, 2013 :535c–538c, 2013.
- [127] B. Abelev et al. (ALICE Collaboration).  $J/\psi$  suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 109 :072301, Aug 2012.
- [128] CMS Collaboration. Observation of sequential Upsilon suppression in Pb-Pb collisions. *CMS NOTE*, CMS-HIN-11-011, 2012.
- [129] CMS Collaboration. Suppression of non-prompt  $J/\Psi$ , prompt  $J/\Psi$ , and  $\Upsilon(1S)$  in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$ . *CMS NOTE*, CMS-HIN-10-006, 2012.
- [130] B. Abelev et al. (ALICE Collaboration). Suppression of high transverse momentum D mesons in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$ . *Journal of High Energy Physics*, 2012(9) :1–37, 2012.
- [131] CMS Collaboration. Measurement of isolated photon production in pp and PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$ . *Physics Letters B*, 710, 2012.

- [132] Bolek Wyslouch. Overview of experimental results in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV by the CMS Collaboration. 2011.
- [133] CMS Collaboration. Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV. *Physical Review C*, 84, 2011.
- [134] ATLAS Collaboration. Observation of a centrality-dependent dijet asymmetry in Lead-Lead collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ATLAS detector at the LHC. *Physical Review Letters*, 105, 2010.
- [135] Serguei Chatrchyan et al. Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV. *Phys.Rev.*, C84 :024906, 2011.
- [136] CMS Collaboration. Measurement of jet fragmentation in pp and PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Journal of High Energy Physics*, 10, 2012.
- [137] Rosi Jan Reed. Inclusive jet spectra in 2.76 tev collisions from {ALICE}. *Nuclear Physics A*, 904–905(0) :721c – 724c, 2013.
- [138] A. Adare et al. Medium modification of jet fragmentation in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV measured in direct photon-hadron correlations. 2012.
- [139] Serguei Chatrchyan et al. Studies of jet quenching using isolated-photon+jet correlations in PbPb and *pp* collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys.Lett.*, B718 :773–794, 2013.
- [140] ATLAS Collaboration. Measurement of inclusive jet charged particle fragmentation functions in Pb+Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ATLAS detector. *ATLAS NOTE*, ATLAS-CONF-2012-115, 2012.
- [141] G. Aad et al. The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, S08003, 2008.
- [142] R. Adolphi et al. The CMS experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, S08004, 2008.
- [143] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, S08002, 2008.
- [144] A. A. Alves et al. The LHCb detector at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, S08005, 2008.
- [145] G. Anelli et al. The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, S08007, 2008.
- [146] O. Adriani et al. The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, S08006, 2008.
- [147] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08001, 2008.
- [148] ATLAS Collaboration. Expected performance of the ATLAS detector. *Note CERN-OPEN*, 020, 2008.
- [149] CMS collaboration. CMS technical design report ; volume II : Physics performance. *Journal of Physics G*, 34, 2007.

- [150] ALICE Collaboration. <http://aliceinfo.cern.ch/>.
- [151] P.G. Kuijer. Commissioning and Prospects for Early Physics with ALICE. *Nucl.Phys.*, A830 :81C–88C, 2009.
- [152] ALICE Collaboration. Physics performance report : volume I. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 30, 2004.
- [153] J. Conrad, J.G. Contreras, and C.E. Jorgensen. Minimum bias trigger in proton-proton collisions with the VZERO and Silicon Pixel Detectors. *ALICE NOTE*, ALICE-INT-2005-025, 2005.
- [154] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. hijing : A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA, and AA collisions. *Phys. Rev. D*, 44 :3501–3516, Dec 1991.
- [155] K. Werner, Iu. Karpenko, T. Pierog, M. Bleicher, and K. Mikhailov. Event-by-Event Simulation of the Three-Dimensional Hydrodynamic Evolution from Flux Tube Initial Conditions in Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions. *Phys.Rev.*, C82 :044904, 2010.
- [156] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. McPherson, and P. Zanmarini. Geant3 user guide. *CERN Data Handling Division*, DD/EE/84-1, 1985.
- [157] S. Agostinelli et al. (Geant4 Collaboration). Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 506 :250–303, 2003.
- [158] ALICE Collaboration. Physics performance report : volume II. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 32 :1295, 2006.
- [159] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Inner Tracking System. *CERN / LHCC 99-12*, ALICE TDR 4, 1999.
- [160] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Time Projection Chamber. *CERN / LHCC 2000-001*, ALICE TDR 7, 2000.
- [161] P. Billoir. Track fitting with multiple scattering : a new method. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 225 :352–366, 1984.
- [162] P. Billoir, R. Frühwirth, and M. Regler. Track element merging strategy and vertex fitting in complex modular detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 241 :115–131, 1985.
- [163] P. Billoir, R. Frühwirth, and M. Regler. Progressive track recognition with a kalman-like fitting procedure. *Computer Physics Communications*, 57 :390–394, 1989.
- [164] J. Beringer et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86 :010001, Jul 2012.
- [165] R. Wigmans. *Calorimetry : Energy Measurement in Particle Physics*. Oxford University Press, Oxford, 2000.
- [166] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the ElectroMagnetic Calorimeter. *CERN / LHCC 2008-014*, ALICE TDR 14, 2008.
- [167] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Photon Spectrometer. *CERN / LHCC 99-04*, ALICE TDR 2, 1999.
- [168] J. Faivre. Relative pre-calibration of the ALICE electromagnetic calorimeter EMCAL. *Journal of Physics : Conference Series*, 14th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, 2010.

- [169] EMCal Collaboration. Performance of prototypes for the ALICE electromagnetic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 615 :6–13, 2010.
- [170] J.B. Birks. *Proceedings of the Physical Society*, A64 :874, 1951.
- [171] T.C. Awes, F.E. Obenshain, F. Plasil, S. Saini, S.P. Sorensen, and G.R. Young. A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 311 :130–138, 1992.
- [172] Georges Aad et al. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data. *Eur.Phys.J.*, C72 :1909, 2012.
- [173] Jiri Kral, Terry Awes, Hans Muller, Jan Rak, and Joachim Schambach. L0 trigger for the EMCal detector of the ALICE experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 693(0) :261 – 267, 2012.
- [174] O. Bourrion, R. Guernane, B. Boyer, J. L. Bouly, and G. Marcotte. Level-1 jet trigger hardware for the ALICE electromagnetic calorimeter at LHC. *Journal of Instrumentation*, 5 :12048, December 2010.
- [175] O. Bourrion, N. Arbor, G. Conesa-Balbastre, C. Furget, R. Guernane, and G. Marcotte. The ALICE EMCal L1 trigger first year of operation experience. *Journal of Instrumentation*, 8 :C1013, January 2013.
- [176] T. Binoth, J.P. Guillet, E. Pilon, and M. Werlen. A Full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions. *Eur.Phys.J.*, C16 :311–330, 2000.
- [177] T. Binoth, J.P. Guillet, E. Pilon, and M. Werlen. A next-to-leading order study of pion pair production and comparison with E706 data. 2001.
- [178] T. Binoth, J.P. Guillet, E. Pilon, and M. Werlen. A Next-to-leading order study of photon pion and pion pair hadro production in the light of the Higgs boson search at the LHC. *Eur.Phys.J.direct*, C4 :7, 2002.
- [179] Daniel de Florian, Rodolfo Sassot, and Marco Stratmann. Global analysis of fragmentation functions for pions and kaons and their uncertainties. *Phys.Rev.*, D75 :114010, 2007.
- [180] ALICE Collaboration. <http://lapth.cnrs.fr/ffgenerator/>.
- [181] Raphaelle Ichou and David d’Enterria. Sensitivity of isolated photon production at TeV hadron colliders to the gluon distribution in the proton. *Phys.Rev.*, D82 :014015, 2010.
- [182] Yaxian Mao. *Mesures des corrélations gamma-hadron dans les collisions pp avec l’expérience ALICE au LHC*. Thèse, Université de Grenoble, Juin 2011.
- [183] Yaxian Mao and the ALICE Collaboration. High-pt particle correlations in pp collisions at LHC/ALICE. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 38(12) :124094, 2011.
- [184] Bernd A. Kniehl, G. Kramer, and B. Potter. Fragmentation functions for pions, kaons, and protons at next-to-leading order. *Nucl.Phys.*, B582 :514–536, 2000.

- [185] B. Abelev et al. (ALICE Collaboration). Anisotropic flow of charged hadrons, pions and (anti-)protons measured at high transverse momentum in Pb–Pb collisions at. *Physics Letters B*, 719(1–3) :18 – 28, 2013.
- [186] Andreas Hoecker, Peter Speckmayer, Joerg Stelzer, Jan Therhaag, Eckhard von Toerne, and Helge Voss. TMVA : Toolkit for Multivariate Data Analysis. *PoS, ACAT* :040, 2007.
- [187] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjöstrand. Parton fragmentation and string dynamics. *Physics Reports*, 97 :31 – 145, 1983.
- [188] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, et al. HERWIG 6 : An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *JHEP*, 0101 :010, 2001.
- [189] A. Accardi, F. Arleo, W.K. Brooks, David D’Enterria, and V. Muccifora. Parton Propagation and Fragmentation in QCD Matter. *Riv.Nuovo Cim.*, 32 :439–553, 2010.
- [190] Francois Arleo. (Medium-modified) Fragmentation Functions. *Eur.Phys.J.*, C61 :603–627, 2009.
- [191] Miklos Gyulassy, Ivan Vitev, Xin-Nian Wang, and Ben-Wei Zhang. Jet quenching and radiative energy loss in dense nuclear matter. 2003.
- [192] M. Gyulassy, P. Levai, and I. Vitev. NonAbelian energy loss at finite opacity. *Phys.Rev.Lett.*, 85 :5535–5538, 2000.
- [193] Miklos Gyulassy, Peter Levai, and Ivan Vitev. Jet quenching in thin quark gluon plasma Formalism. *Nucl.Phys.*, B571 :197–233, 2000.
- [194] B.G. Zakharov. Fully quantum treatment of the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect in QED and QCD. *JETP Lett.*, 63 :952–957, 1996.
- [195] R. Baier, Yuri L. Dokshitzer, Alfred H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff. Radiative energy loss of high-energy quarks and gluons in a finite volume quark - gluon plasma. *Nucl.Phys.*, B483 :291–320, 1997.
- [196] R. Baier, Yuri L. Dokshitzer, Alfred H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff. Radiative energy loss and p(T) broadening of high-energy partons in nuclei. *Nucl.Phys.*, B484 :265–282, 1997.
- [197] Rudolf Baier, Yuri L. Dokshitzer, Alfred H. Mueller, and Dominique Schiff. Quenching of hadron spectra in media. *Journal of High Energy Physics*, 2001(09) :033, 2001.
- [198] Urs Achim Wiedemann. Gluon radiation off hard quarks in a nuclear environment : Opacity expansion. *Nucl.Phys.*, B588 :303–344, 2000.
- [199] Nestor Armesto, Carlos A. Salgado, and Urs Achim Wiedemann. Medium induced gluon radiation off massive quarks fills the dead cone. *Phys.Rev.*, D69 :114003, 2004.
- [200] J. w. Qiu and G. Sterman. *Nuclear Physics B*, 353 :105, 1991.
- [201] X.-N. Wang and X. Guo. *Nuclear Physics A*, 696 :788–832, 2001.
- [202] P. Arnold, G. D. Moore, and L. G. Yaffe. *Journal of High Energy Physics*, 0111 :057, 2001.

- [203] P. Arnold, G. D. Moore, and L. G. Yaffe. *Journal of High Energy Physics*, 0206 :030, 2002.
- [204] Makoto Natsuume. String theory and quark-gluon plasma. 2007.
- [205] Carlos A. Salgado and Urs Achim Wiedemann. Calculating quenching weights. *Phys.Rev.*, D68 :014008, 2003.
- [206] Xin-Nian Wang, Zheng Huang, and Ina Sarcevic. Jet quenching in the opposite direction of a tagged photon in high-energy heavy ion collisions. *Phys.Rev.Lett.*, 77 :231–234, 1996.
- [207] Nestor Armesto, Leticia Cunqueiro, Carlos A. Salgado, and Wen-Chang Xiang. Medium-evolved fragmentation functions. *Journal of High Energy Physics*, 2008(02) :048, 2008.
- [208] Korinna Zapp, Gunnar Ingelman, Johan Rathsman, and Johanna Stachel. Jet quenching from soft QCD scattering in the quark-gluon plasma. *Phys.Lett.*, B637 :179–184, 2006.
- [209] Korinna Zapp, Johanna Stachel, and Urs Achim Wiedemann. JEWEL - a Monte Carlo Model for Jet Quenching. 2009.
- [210] Nestor Armesto, Leticia Cunqueiro, and Carlos A. Salgado. Q-PYTHIA : A Medium-modified implementation of final state radiation. *Eur.Phys.J.*, C63 :679–690, 2009.
- [211] Nestor Armesto, Leticia Cunqueiro, and Carlos A. Salgado. Q-PYTHIA - a Monte Carlo implementation for jet quenching. pages 399–402, 2009.
- [212] N. Armesto, L. Cunqueiro, and C.A. Salgado. Implementation of a medium-modified parton shower algorithm. *Eur.Phys.J.*, C61 :775–778, 2009.
- [213] Thorsten Renk. Parton shower evolution in a 3d hydrodynamical medium. *Phys. Rev. C*, 78 :034908, Sep 2008.
- [214] Thorsten Renk. YaJEM : a Monte Carlo code for in-medium shower evolution. *Int.J.Mod.Phys.*, E20 :1594–1599, 2011.
- [215] S. Domdey, G. Ingelman, H.J. Pirner, J. Rathsman, J. Stachel, et al. QCD Evolution of Jets in the Quark-Gluon Plasma. *Nucl.Phys.*, A808 :178–191, 2008.





## Résumé

La théorie de l'interaction forte, ou Chromodynamique Quantique (QCD), prédit l'existence d'une nouvelle phase de la matière nucléaire à très haute température et/ou très haute densité. Cet état est composé de quarks et de gluons déconfinés connu sous le nom de plasma de quarks-gluons (PQG). La mesure de sa composition et de ses propriétés est un enjeu important pour la physique nucléaire du XXIème siècle afin de parvenir à une meilleure compréhension des symétries et des mécanismes fondamentaux à l'origine du confinement des quarks au sein des hadrons et de l'interaction forte dans son ensemble.

L'accélérateur LHC (Large Hadron Collider) au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) permet d'atteindre les conditions thermodynamiques nécessaires à la formation du plasma de quarks-gluons à l'aide de collisions d'ions lourds (Pb) ultra relativistes. L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) permet d'accéder à un grand nombre d'observables pour caractériser le PQG à partir de la reconstruction et de l'identification des particules produites lors des collisions. Parmi ces observables, la perte d'énergie des partons (quarks, gluons) de haute impulsion transverse permet une étude des caractéristiques du milieu telle que sa densité et sa température. La perte d'énergie des partons est mise en évidence par la modification de la distribution en énergie des hadrons produits par fragmentation.

Cette thèse s'articule autour de l'analyse des corrélations photon-hadron dans le but d'étudier la modification de la fragmentation partonique par le plasma de quarks-gluons. La première partie de cette thèse est consacrée à la caractérisation du calorimètre électromagnétique EMCal, détecteur central pour la mesure en énergie et l'identification des photons. La seconde partie est dédiée à la mesure des corrélations photon-hadron, dont l'analyse a portée sur les collisions proton-proton d'énergie  $\sqrt{s} = 7$  TeV, avant d'être appliquée aux collisions Plomb-Plomb d'énergie  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. Un effort particulier a été fourni pour optimiser l'identification des photons prompts, un des points clés de cette analyse.

## Abstract

The strong interaction theory, Quantum Chromodynamic (QCD), predicts a new phase of nuclear matter at very high temperature and/or very high density. This state is composed of deconfined quarks and gluons known as the quark-gluon plasma (QGP). The measurement of its composition and properties is a challenge for the nuclear physics of the 21st century and should lead to a better understanding of the fundamental symetries and mechanisms related to the quarks confinement inside hadrons and the strong interaction generally.

The Large Hadron Collider (LHC) accelerator at CERN (European Organization for Nuclear Research) allows to reach the thermodynamic conditions required to create the quark-gluon plasma using ultra-relativistic heavy ion collisions (Pb). The ALICE experiment (A Large Ion Collider Experiment) allows to access several probes to characterize the QGP through particles reconstruction and. Among these probes, high energy parton energy loss is used to access medium characteristics such as density or temperature. Parton energy loss is estimated from the modification of the energy distribution of hadrons produced by fragmentation.

This thesis is dedicated to the photon-hadron correlations analysis in order to study the modification of the parton fragmentation due to the quark-gluon plasma. First part of this thesis is devoted to the characterization of the electromagnetic calorimeter (EMCal), the central detector for energy measurement and photon identification. The second part is dedicated to the photon-hadron correlation measurement, for the 7 TeV proton-proton collisions and 2.76 TeV Lead-Lead collisions. An important work has been done to improve the prompt photon identification, one of the key point of this analysis.