

Mesure de la production de photons isolés dans les collisions proton-proton et proton-plomb au LHC avec l'expérience ALICE

Erwann Masson

▶ **To cite this version:**

Erwann Masson. Mesure de la production de photons isolés dans les collisions proton-proton et proton-plomb au LHC avec l'expérience ALICE. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Ecole nationale supérieure Mines-Télécom Atlantique, 2019. Français. NNT : 2019IMTA0148 . tel-02383220

HAL Id: tel-02383220

https://theses.hal.science/tel-02383220v1

Submitted on 27 Nov 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE MATIERE BRETAGNE MOLECULES LOIRE ET MATERIAUX

IMT Atlantique
Bretagne-Pays de la Loire
École Mines-Télécom

THÈSE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE MINES-TÉLÉCOM ATLANTIQUE
BRETAGNE PAYS DE LA LOIRE – IMT ATLANTIQUE
COMUE UNIVERSITÉ BRETAGNE LOIRE

ÉCOLE DOCTORALE N° 596
Matière, Molécules, Matériaux
Spécialité : Physique Subatomique et Instrumentation Nucléaire

Par

Erwann MASSON

Mesure de la production de photons isolés dans les collisions proton-proton et proton-plomb au LHC avec l'expérience ALICE

Thèse présentée et soutenue à Nantes, le 28 octobre 2019
Unité de recherche : SUBATECH, UMR 6457
Thèse n° 2019IMTA0148

Rapporteurs avant soutenance

François ARLEO	Chargé de recherche, CNRS, LLR
Julien FAIVRE	Maître de conférences, Université Grenoble-Alpes, LPSC

Composition du Jury

Président	**Pol-Bernard GOSSIAUX**	Professeur, IMT Atlantique, SUBATECH
Rapporteurs	**François ARLEO**	Chargé de recherche, CNRS, LLR
	Julien FAIVRE	Maître de conférences, Université Grenoble-Alpes, LPSC
Examinateurs	**Frédéric FLEURET**	Directeur de recherche, CNRS, LLR
	Andreas MORSCH	Senior physicist, CERN
Directrice de thèse	**Barbara ERAZMUS**	Directrice de recherche, CNRS, SUBATECH
Co-encadrante de thèse	**Marie GERMAIN**	Chargée de recherche, CNRS, SUBATECH

Invité

Gustavo CONESA BALBASTRE	Chargé de recherche, CNRS, LPSC

© 2019, Erwann Masson

Manuscrit composé avec LaTeX

L'illustration de la page de garde représente l'une des premières collisions proton-plomb enregistrées par l'expérience ALICE. Figure adaptée de http://cdsweb.cern.ch/record/1477949 (© 2012, CERN).

L'ensemble des figures portant les mentions "ALICE Simulation", "ALICE Performance", "ALICE Preliminary" ou "ALICE" ont été approuvées par la Collaboration ALICE à l'issue d'une procédure d'évaluation interne. Les autres figures d'analyse et de résultats présentées dans ce manuscrit n'engagent que son auteur.

Mesure de la production de photons isolés dans les collisions proton-proton et proton-plomb au LHC avec l'expérience ALICE

Thèse présentée par

Erwann Masson

pour l'obtention du grade de
Docteur en Physique

Laboratoire SUBATECH
Nantes, France
2016–2019

I will not say: do not weep; for not all tears are an evil.
— Gandalf the White

Remerciements

Ainsi viennent les pages les plus difficiles à écrire dans un manuscrit de thèse, paradoxalement placées au début de ce dernier mais rédigées au crépuscule de trois années consacrées à cette cause aussi personnelle que collective que l'on appelle le doctorat.

Je remercie tout d'abord François Arleo et Julien Faivre d'avoir accepté le rôle chronophage (mais, je l'espère, enrichissant !) de rapporteur pour ma thèse. Leurs commentaires, suggestions, encouragements et compliments à l'égard de mes travaux et de ce manuscrit m'ont sans aucun doute permis de donner le meilleur jusqu'au jour J. Je garderai aussi de nos échanges d'intéressantes discussions sur la typographie et l'orthographe néerlandaise : merci !

J'adresse mes remerciements chaleureux aux autres membres de mon jury, pour avoir passé du temps sur ce manuscrit un peu plus long qu'à l'accoutumée (toutes mes excuses !) et pour avoir jugé mes travaux avec leur expertise et leur bienveillance : Frédéric Fleuret, Pol-Bernard Gossiaux, Andreas Morsch et Gustavo Conesa Balbastre. J'en profite pour remercier ce dernier ainsi que Richard Dallier, que j'ai eu la chance de compter comme Comité de Suivi Individuel au cours de ma thèse et qui m'ont tous deux enrichi de leur conseils avisés, tant sur la recherche que sur l'enseignement.

Je ne serais probablement pas devenu docteur sans l'encadrement de Marie Germain et de Barbara Erazmus. Par ces quelques lignes je veux vous dire à quel point je vous suis reconnaissant de m'avoir fait confiance pour cette thèse – quand bien même mes premiers contacts avec la recherche n'étaient pas consacrés à la physique hadronique – et de m'avoir à la fois guidé et laissé l'autonomie nécessaire au développement de ma démarche scientifique sur un sujet aussi complexe que passionnant. Votre souci du détail et vos recommandations toujours pertinentes ont contribué à ce que, sereinement, je me fraie un chemin dans le vaste environnement de la Collaboration ALICE et du CERN, expérience qui restera pour moi inoubliable.

La recherche étant une œuvre collective, je souhaite également saluer les nombreuses personnes avec qui j'ai eu le privilège d'interagir ces trois dernières années. Merci aux membres du groupe Plasma du laboratoire de m'avoir si bien accueilli dans leurs rangs et si bien conseillé à l'approche de ma soutenance : Alexandre, Diego, Ginés, Guillaume, Laurent, Maxime (merci pour la lecture attentive des premiers chapitres de ce manuscrit !), Mohamad, Philippe. J'adresse aussi ma gratitude aux collègues de la Collaboration ALICE sans l'aide desquels la plongée dans l'univers du code d'analyse des photons isolés aurait été bien fastidieuse : Davide Lodato (Utrecht), Marco Marquard (Francfort), Hendrik Poppenborg (Münster), Lucile Ronflette (Nantes), Astrid Vauthier (Grenoble). Enfin, je salue l'équipe d'analyse "photons isolés en collisions pp à 7 TeV" (Marie, Gustavo, Thomas, Marco) dont j'ai eu la chance de faire partie dans la dernière ligne droite et qui nous a conduits à publier, après tant de rebondissements, le premier article d'ALICE sur le sujet : *we did it!*

Durant mes études, j'ai également eu l'immense plaisir de côtoyer plusieurs personnes qui ont en partie inspiré mes choix, notamment à partir du Master 1 lorsque l'idée de la thèse se faisait

de plus en plus précise. Je remercie infiniment Julien Masbou, Sara Diglio et Luca Scotto Lavina : c'est d'abord grâce à vous que j'ai attrapé le virus de la recherche ! J'ai tant appris à vos côtés durant mes stages, et je me réjouis que l'on puisse de nouveau travailler ensemble à répondre à l'une des plus grandes questions que nous pose l'Univers aujourd'hui ! Je suis aussi reconnaissant envers les enseignants que j'ai eu la chance de croiser à la Faculté des Sciences et des Techniques de l'Université de Nantes – un peu comme ma deuxième maison pendant toutes ces années – et dont certains, dès ma Licence 1, ont fourni l'étincelle qui m'a conduit jusqu'ici : Xavier Rocquefelte, Saber Morsli, Olivier Grasset, Philippe Eudes, Jean Prouveur, Cyril Lupi, Klaus Werner, Guy Royer, Thierry Gousset, Taklit Sami, etc.

D'étudiant à enseignant et chercheur durant la thèse, il n'y a (presque) qu'un pas : j'adresse un grand merci à Olivier Ravel pour la confiance qu'il m'a accordé pour m'occuper d'étudiants à mon tour. Me retrouver côté tableau pour enseigner dans ma fac des matières que j'avais moi-même suivies quelques années auparavant fut pour moi un grand plaisir. Merci également à Olivier pour l'opportunité de parler du quotidien d'un doctorant à des étudiants de Licence et de Master lors du Forum des Métiers du Département de Physique en novembre 2017 : une superbe expérience !

Le quotidien du doctorant, justement, serait très probablement invivable sans la présence de supports efficaces : je remercie l'ensemble des services administratif et informatique du laboratoire, que ce soit pour partir en mission ou pour résoudre un problème d'imprimante récalcitrant. En particulier, merci à Stéphanie Jagot de répondre avec bienveillance aux nombreuses sollicitations d'étudiants nouvellement arrivés (et, il faut le dire, parfois un peu perdus !), ainsi qu'à Tanja Pierret pour sa gestion impeccable de la préparation de notre Journée de l'École Doctorale en juin dernier, et ce en même temps que le Congrès Général de la SFP (clin d'œil à son stagiaire salvateur du moment, Arthur Guegan !). Mes remerciements vont également aux interlocuteurs indispensables de l'IMT Atlantique – pour pouvoir se réinscrire en thèse et surtout pour recueillir le manuscrit et préparer la soutenance du point de vue administratif – ainsi que de la fac – pour les démarches liées à mes vacations d'enseignement.

Que serait une thèse – aventure ô combien astreignante – sans la présence de compagnons de galère pour partager son vécu, se soutenir mutuellement, et décompenser joyeusement ? Dans un laboratoire, un groupe de thésards est probablement ce qui s'approche le plus d'une famille, et je veux ici rendre hommage à mes camarades bien-aimés de la Section Locale des Doctorants Subatomiques Syndiqués (toute ressemblance avec des syndicats existants est purement fortuite, évidemment) : Antony, Chloé, David F., David H., Étienne, Florian, Gabriel, Manu, Ophélie, Quentin et Stéphane. Je ne saurais dire ce qui me manquera le plus en vous quittant : nos plans de refondation du monde ? nos débats de fond dignes de ceux d'un aréopage d'éditorialistes décérébrés ? notre usage pédestre de la langue française à base de logorrhées mystico-ésotériques et de galéjades bien senties ? Fred et Jamy ? Toujours est-il que la relève semble assurée pour perpétuer le SLDSS et son humour inconditionnel : pour cela, merci à Johannès, Maxime, Thomas et Victor (vous semblez bien partis pour reprendre le flambeau, il vous faut des mugs !), et bienvenue aux nouveaux, Arthur, Claudia, Grégoire, Rita et Michael. Et puisque j'ai moi-même été nouveau ici un jour, j'en profite pour remercier les anciens thésards du laboratoire, Alexandre P. d. C., Alexandre S., Audrey, Benjamin, Fanny, Grégoire, Loïc, Loïck, Lucía, Lucile et Kévin, partis depuis quelques années pour certains mais dont l'expérience du terrain a été plus que bienvenue au début de ma thèse !

Une pensée particulière pour Antony, compagnon de route pendant six ans, d'abord à la fac puis ici même à Subatech avec un café réglé comme une horloge tous les matins, dont seules les missions ou (trop rares) vacances ont parfois eu raison ! J'espère de tout cœur que tu t'épanouiras dans le monde mystérieux du privé, vous le méritez tous les deux ! Enfin, je salue mes deux chères collègues de bureau : Audrey d'abord, merci pour tes nombreux conseils durant mes deux premières années de thèse alors que tu vivais l'expérience ultime de la rédaction de papiers puis de manuscrit,

et Ophélie ensuite pour m'avoir permis de penser (un peu) à autre chose lorsque j'étais à mon tour dans la tourmente rédactionnelle cette année. Bon courage à toi, je ne me fais aucun souci pour la réussite de ta thèse !

Outre les personnes, il est des choses qui revêtent une importance indicible au cours d'une thèse : à titre personnel, la musique en a fait partie, et sans doute aurait-ce été le chemin que j'aurais emprunté si ce n'avait été la science. Ma gratitude va à Gustav Mahler, John Williams, Richard Wagner, Joe Hisaishi, Richard Strauss, Leonard Bernstein, Igor Stravinsky, George Gershwin : leur musique, d'une manière ou d'une autre, a été pour moi une source de joie et d'inspiration, ainsi qu'un soutien permanent.

Je ne peux trop remercier mes parents de m'avoir toujours encouragé à bien travailler à l'école et de m'avoir donné la possibilité de m'éveiller à la nature et aux sciences dès mon plus jeune âge. Si ce à quoi j'ai occupé les huit dernières années de ma vie a pu vous paraître lointain, je suis heureux que ma soutenance de thèse vous ait apporté quelques réponses. Un grand merci aux membres de ma famille pour leur présence réconfortante lors de ce jour si spécial, et bien évidemment pour leurs délicieuses contributions à mon pot de thèse ! Une pensée également pour ceux qui m'ont manqué ce 28 octobre : Camille et Johan, merci pour votre compréhension face à la pression imposée par la thèse, en particulier cette année, et pour votre disponibilité lorsque j'en avais besoin ; Jérémy et Lucie, je sais que le déplacement aurait été un peu long pour un après-midi de physique, du coup rendez-vous à Okinawa dans quelques mois !

Merci à Ibou et Odin, mes petits résidents qui chaque jour m'accompagnent de leurs plaintes à visée alimentaire, mais aussi et surtout de leur chaleur et de leur ronronnement, si appréciables lors de la rédaction de ce manuscrit. Merci à toi Toumou, de m'avoir toléré comme humain de compagnie durant sept ans : j'espère que tu gambades à cœur joie dans les prairies étoilées.

S'il est enfin un soutien sans lequel ce manuscrit n'aurait probablement pas vu le jour, c'est bien celui de mon épouse Charlotte. Ces trois années particulières pour nous deux – non pas une, mais deux thèses ! – me semblent rétrospectivement plus douces grâce à toi, et je sais que nous en sortons plus soudés encore. Il me tarde de profiter du temps ensemble, à nouveau.

Nantes, novembre 2019

Table des matières

Remerciements iii

Liste des figures xi

Liste des tables xxvii

Liste des acronymes et abréviations xxxi

Introduction 1

I Sonder la matière avec des photons

Chapitre 1 – Quarks et gluons : au cœur de la matière 5

1.1 Décrire la matière hadronique . . . 5

1.1.1 Des quatre éléments aux quarks et gluons . . . 6

1.1.2 La QCD, une théorie pour les gouverner tous . . . 14

1.1.3 Processus hadroniques et modèle des partons . . . 19

1.2 Plasma de Quarks et de Gluons et collisions hadroniques . . . 23

1.2.1 Le diagramme de phase de la matière hadronique . . . 23

1.2.2 Collisions hadroniques . . . 24

1.2.3 Formation du QGP et évolution du milieu . . . 27

1.2.4 Effets nucléaires froids . . . 30

1.3 La matière hadronique à la loupe . . . 31

1.3.1 Mise en évidence expérimentale du QGP . . . 32

1.3.2 Sondes dures de la matière hadronique . . . 37

Chapitre 2 – Photons prompts et matière hadronique 43

2.1 Photons et photons . . . 43

2.1.1 Mécanismes de production . . . 43

2.1.2 Photons prompts . . . 45

2.2 Mesurer la production de photons prompts . . . 47

2.2.1 De multiples intérêts . . . 47

2.2.2 Isolement des photons prompts . . . 49

2.3 État de l'art des mesures de photons isolés . . . 53
2.3.1 Statut en 2012 . . . 53
2.3.2 L'ère du LHC . . . 54

II ALICE et le *Little Bang*

Chapitre 3 – ALICE, forgée pour étudier le QGP **63**
3.1 L'avènement du LHC. . . . 63
3.1.1 Une longue histoire. . . . 64
3.1.2 Conception et fonctionnement . . . 66
3.1.3 Deux périodes de prise de données en chiffres. . . . 70
3.1.4 Quatre expériences pour éprouver le Modèle Standard . . . 71
3.2 ALICE, une expérience singulière . . . 74
3.2.1 Caractéristiques et détecteurs . . . 75
3.2.2 Prise de données, reconstruction et analyse. . . . 82

Chapitre 4 – Reconstruction des particules avec EMCal **87**
4.1 Éléments de calorimétrie électromagnétique . . . 87
4.1.1 Interaction rayonnement-matière. . . . 88
4.1.2 Développement d'une gerbe électromagnétique . . . 90
4.1.3 Homogénéité ou échantillonnage. . . . 92
4.2 Conception du calorimètre EMCal . . . 92
4.2.1 Géométrie et segmentation . . . 94
4.2.2 Électronique de lecture . . . 95
4.2.3 Système de déclenchement . . . 97
4.3 Reconstruction des particules et performances . . . 100
4.3.1 Calibration . . . 100
4.3.2 Agrégation et paramétrisation de la forme des gerbes . . . 102
4.3.3 Performances . . . 106
4.4 Assurance qualité des données . . . 108
4.4.1 Variables considérées . . . 108
4.4.2 Implémentation d'une nouvelle variable . . . 110

III Production de photons isolés en collisions p–Pb et pp

Chapitre 5 – Identification des photons **117**
5.1 Jeux de données et de simulation . . . 117
5.1.1 Données en collisions p–Pb. . . . 118
5.1.2 Simulations Monte Carlo . . . 119
5.2 Corrections et critères de sélection . . . 121
5.2.1 Événements . . . 122
5.2.2 Traces de particules chargées . . . 123
5.2.3 Clusters . . . 124

5.3 Identification des photons prompts . . . 127
5.3.1 Clusters neutres . . . 127
5.3.2 Photons prompts candidats. . . . 129
5.3.3 Sélection fiduciaire . . . 135
5.3.4 Bilan . . . 138

Chapitre 6 – Extraction du signal de photons isolés 139
6.1 Isolement et événement sous-jacent . . . 139
6.1.1 Méthodes d'estimation de l'événement sous-jacent . . . 140
6.1.2 Isolement des photons prompts candidats . . . 144
6.2 Extraction du spectre brut et de la pureté des photons isolés. . . . 147
6.2.1 La méthode ABCD . . . 147
6.2.2 Estimation de la pureté . . . 150
6.3 Correction de la pureté . . . 152
6.3.1 Le facteur α . . . 154
6.3.2 Extrapolation du bruit de fond . . . 156

Chapitre 7 – Vers la section efficace de production des photons isolés 161
7.1 Corrections et normalisation . . . 161
7.1.1 Efficacité de mesure des photons isolés . . . 162
7.1.2 Luminosité intégrée . . . 163
7.1.3 Section efficace . . . 165
7.2 Détermination de l'incertitude systématique . . . 166
7.2.1 Sources globales . . . 167
7.2.2 Probabilité d'isolement . . . 173
7.2.3 Bilan . . . 177

Chapitre 8 – Mesure en collisions pp à 7 TeV 183
8.1 Identification des photons . . . 183
8.1.1 Jeux de données et de simulation . . . 184
8.1.2 Corrections et critères de sélection . . . 186
8.1.3 Identification des photons prompts . . . 187
8.2 Extraction du signal de photons isolés . . . 187
8.2.1 Isolement . . . 188
8.2.2 Extraction du spectre brut et de la pureté . . . 189
8.2.3 Correction de la pureté . . . 190
8.3 Vers la section efficace de production des photons isolés . . . 191
8.3.1 Corrections et normalisation . . . 193
8.3.2 Détermination de l'incertitude systématique . . . 194

Chapitre 9 – Résultats en collisions pp et p–Pb : comparaisons et discussions 199
9.1 Confrontation aux prédictions théoriques . . . 199
9.1.1 Calculs de pQCD au Next-to-Leading Order . . . 200
9.1.2 Correction et normalisation. . . . 202
9.1.3 Résultats . . . 203
9.2 Comparaison des mesures en collisions pp et p–Pb . . . 207
9.2.1 Facteur de modification nucléaire . . . 208
9.2.2 Qu'apportent ces mesures au contexte global ? . . . 210

9.3 Perspectives 212
9.3.1 Amélioration des méthodes d'analyse 212
9.3.2 Pistes de recherche 213

Conclusions **217**

Annexes

Annexe A – Assurance qualité des données du calorimètre EMCal **223**

Annexe B – Comparaison des systèmes p–Pb et Pb–p **231**

Annexe C – Assurance qualité des données de l'ITS et de la TPC **235**

Annexe D – Optimisation de la sélection fiduciaire (p–Pb) **239**

Annexe E – Traces de particules chargées partiellement non reconstruites (p–Pb) **243**

Annexe F – Isolement basé uniquement sur les particules chargées (p–Pb) **245**

Annexe G – Détermination des incertitudes systématiques en collisions pp **249**

Références **253**

Liste des figures

1.1 Représentation des quatre éléments (le feu, l'air, l'eau et la terre) et des qualités élémentaires (chaud, froid, humide et sec) qui les relient. 6

1.2 *Démocrite, le philosophe qui rit (De lachende filosoof Democritus)*, tableau peint par Hendrick ter Brugghen en 1628. [5] 7

1.3 Première version du tableau périodique des éléments dressé par Dmitri Mendeleïev en 1869. [9] 8

1.4 Représentation des principaux modèles atomiques considérés depuis la fin du XIXe siècle : (a) modèle du *plum pudding* (Joseph John Thomson, 1904), (b) modèle planétaire (Ernest Rutherford, 1911), (c) modèle quantique (Niels Bohr, 1913), (d) modèle quantique probabiliste (Erwin Schrödinger, 1926). Les zones rouges représentent de la matière chargée positivement et les zones bleues les électrons (ou le nuage électronique dans le cas du modèle de Schrödinger). Dans un souci de commodité picturale, les échelles de taille ne sont pas respectées. 9

1.5 Arthur Compton (à gauche) et Francis Simon (à droite) devant le dispositif expérimental ayant conduit à la découverte du photon. [29] 11

1.6 Particules élémentaires du Modèle Standard. Les chiffres I, II et III représentent les trois générations de fermions connues, et la charge indiquée dans le coin supérieur gauche de chaque boîte est électrique. Les valeurs des masses proviennent du *Particle Data Group* (PDG) [66]. 13

1.7 Compilation de différentes mesures de la constante de couplage de l'interaction forte en fonction de l'échelle en énergie Q, comparées à une prédiction de QCD. [75] . . 18

1.8 Diagrammes de Feynman représentant un processus Compton quark-gluon générant un photon, (a) à l'ordre dominant (LO, $\propto \alpha_s(\mu^2)$) et (b) à l'ordre consécutif (NLO, $\propto \alpha_s^2(\mu^2)$) où le quark initial rayonne un gluon. 19

1.9 Diagramme de Feynman représentant une collision de deux hadrons (A et B). . . . 20

1.10 Compilation de différentes mesures de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton en fonction de l'échelle en énergie Q^2, pour différentes valeurs de la fraction d'impulsion x du proton portée par le parton diffuseur. [66] 21

1.11 Fonctions de distribution des gluons (g, divisée par dix), des quarks de valence (u_v, d_v) et des quarks de la mer ($\bar{u}$, $\bar{d}$, s, c, b), calculées au NNLO avec le jeu NNPDF3.1 pour deux échelles en énergie : (gauche) $Q^2 = 10\,\text{GeV}^2$ et (droite) $Q^2 = 10^4\,\text{GeV}^2$. [85] 22

1.12 Diagramme de phase de la matière hadronique en fonction de la température (T) et du potentiel chimique baryonique (μ_{B}). La flèche légendée “Univers” indique l'état thermodynamique de l'Univers au cours du temps, caractérisé par un refroidissement continu. Durant sa première microseconde, il n'était probablement qu'une soupe de quarks et de gluons libres [96]. 24

1.13 Distributions normalisées de la pression, de la densité d'énergie et de la densité d'entropie en fonction de la température du milieu, calculées dans le cadre de la QCD sur réseau avec $(2+1)$ saveurs de quarks (u, d et s). Les bandes légendées “HRG” ont été obtenues à l'aide d'un modèle thermodynamique purement hadronique (*Hadron Resonance Gas model*). La bande jaune marque la région de la transition de phase à $T = T_{\mathrm{c}}$ et $\mu_{\mathrm{B}} \approx 0$, tandis que la ligne pointillée noire indique la limite de densité d'énergie pour un gaz parfait. [97] 25

1.14 Système de coordonnées employé pour décrire une collision typique entre deux hadrons (A et B). 26

1.15 Représentation schématique de collisions (a) centrale, (b) semi-centrale et (c) périphérique entre deux noyaux (A et B), vues depuis l'axe de propagation de ces derniers. Le paramètre d'impact b, séparant le centre des deux noyaux, est également indiqué. 27

1.16 Distribution de la multiplicité de particules chargées ($\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}N_{\mathrm{ch}}$) dans l'intervalle en pseudorapidité $|\eta| < 1$, corrélée aux variables calculées à l'aide du modèle de Glauber : paramètre d'impact (b), nombre de nucléons participant à la collision (N_{part}) et centralité. [99] 28

1.17 Représentation schématique de l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultrarelativistes et du QGP qui en découle, suivant le modèle de Bjorken. [103] 29

1.18 Évolution du facteur de modification nucléaire des PDF ($R_{i/\mathrm{A}}(x, Q^2)$) en fonction de la fraction d'impulsion x portée par le parton i, pour une échelle en énergie fixée ($Q = Q_0$). [106] 31

1.19 Taux de production de plusieurs hadrons étranges mesurés en collisions p–Pb et Pb–Pb à une énergie de 158 (GeV/c)/nucléon par la Collaboration WA97 au SPS, normalisés par les taux mesurés en collisions p–Pb et par le nombre de nucléons participants, en fonction de ce nombre. [124] 33

1.20 Distribution en masse invariante de paires e^-e^+ mesurée en collisions Pb–Au à une énergie de 158 GeV/nucléon par la Collaboration CERES au SPS. La ligne pleine noire représente la distribution simulée, somme de plusieurs contributions hadroniques (lignes non pleines), pour des collisions impliquant un faisceau de protons. [126] . . 34

1.21 Taux de production du méson J/ψ mesurés dans différents systèmes de collision, notamment Pb–Pb à une énergie de 158 GeV/nucléon par la Collaboration NA50 au SPS, normalisés par les taux attendus sans considérer la présence d'un QGP, en fonction de la densité d'énergie atteinte dans ces collisions. [134] 35

1.22 (a) Distributions des facteurs de modification nucléaire (R_{AA}) pour la production de mésons π^0 en collisions d'ions lourds, mesurées au SPS (triangles), à l'ISR (étoiles) et au RHIC (carrés et cercles). [138] (b) Distributions de corrélations azimutales hadron-hadron mesurées en collisions pp, d–Au (deutérium-or) et Au–Au par la Collaboration STAR au RHIC. [139] 36

1.23 (a) Taux de production de bosons Z^0 en fonction de leur rapidité, mesuré en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02\,\text{TeV}$ par l'expérience ALICE. Les barres verticales noires représentent l'incertitude statistique de la mesure et les boîtes son incertitude systématique. (b) Taux intégré sur l'intervalle en rapidité $2{,}5 < y < 4$ (point noir), comparé à des prédictions de pQCD impliquant (CT14 + EPS09, CT14 + EPPS16, nCTEQ15) ou non (CT14) des effets nucléaires froids. La barre noire représente l'incertitude statistique de la mesure et la bande jaune son incertitude systématique. [144] . . . 38
1.24 Distributions de la variable $x_{J\gamma}$ mesurées en collisions pp et Pb–Pb à $\sqrt{s_{(NN)}} = 5{,}02\,\text{TeV}$ par l'expérience ATLAS, pour des photons d'impulsion transverse comprise entre $79{,}6\,\text{GeV}/c$ et $100\,\text{GeV}/c$ et pour différentes classes de centralité. [147] . . . 39
1.25 Distribution de la variable z_T mesurée en collisions pp et Au–Au à $\sqrt{s_{(NN)}} = 200\,\text{GeV}$ par l'expérience STAR, pour des photons d'impulsion transverse comprise entre $12\,\text{GeV}/c$ et $20\,\text{GeV}/c$ et des hadrons opposés d'impulsion transverse supérieure à $1{,}2\,\text{GeV}/c$. [148] . . . 40

2.1 Représentation schématique de la production de photons lors d'une collision d'ions lourds (A et B). . . . 44
2.2 Représentations simplifiées (a) des spectres en impulsion transverse des photons émis lors d'une collision d'ions lourds (T représente la température du milieu) et (b) de l'instant d'émission et de la gamme en impulsion transverse typiques des différentes contributions à la production inclusive de photons (τ est le temps écoulé depuis l'instant de la collision). . . . 45
2.3 Diagrammes de Feynman d'ordre dominant (LO) contribuant à la production de photons $\gamma_{2\to2}$: (a) diffusion Compton quark-gluon, (b) annihilation d'une paire quark-antiquark. . . . 46
2.4 Diagramme de Feynman contribuant à la production de photons de fragmentation. 47
2.5 (a) Représentation de l'espace des phases cinématique (Q^2, x) et des points expérimentaux utilisés pour déterminer les PDF du jeu NNPDF3.1, n'incluant aucune mesure de la production de photons prompts. [85] (b) Régions cinématiques sondées par des mesures de la production de photons prompts antérieures au LHC (expériences sur cible fixe ("Fixed-target"), de l'ISR, du RHIC, du Sp$\overline{\text{p}}$S et du Tevatron) et prévisions des régimes atteints par ce type de mesure au LHC pour différentes rapidités. [157] 48
2.6 Contributions relatives des processus Compton quark-gluon, d'annihilation quark-antiquark et de fragmentation à la section efficace de production des photons prompts, calculées pour des collisions pp à $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$ dans le cadre de la pQCD au NLO à l'aide du programme JETPHOX [155], (a) sans et (b) avec l'application de critères d'isolement. [157] . . . 49
2.7 Représentation schématique d'un cône d'isolement entourant un photon isolé candidat émis par un processus partonique $2 \to 2$. . . . 50
2.8 Rapports des sections efficaces de production des photons prompts et des mésons π^0 en fonction de leur impulsion transverse, calculés pour différents systèmes de collision et énergies disponibles dans le centre de masse dans le cadre de la pQCD au NLO. [154] . . . 52
2.9 Compilation de différentes mesures de section efficace de production des photons isolés en collisions pp et p$\overline{\text{p}}$ à mi-rapidité en fonction (a) de leur énergie transverse et (b) de leur fraction d'impulsion transverse x_T, avec une normalisation par l'énergie dans le centre de masse. [163] . . . 54

2.10 Rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés calculées dans le cadre de la pQCD au NLO avec diverses fonctions de distribution des partons et mesurées par l'expérience ATLAS dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$, en fonction de l'énergie transverse des photons, pour différents intervalles en pseudorapidité. [175] 56

2.11 Rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés calculées dans le cadre de la pQCD au NLO avec diverses fonctions de distribution des partons et mesurées par l'expérience CMS dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$, en fonction de l'énergie transverse des photons, pour différents intervalles en pseudorapidité. [176] 57

2.12 Distributions et rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés calculées dans le cadre de la pQCD au NLO incluant des effets nucléaires (nPDF) et mesurées par l'expérience ATLAS dans des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8{,}16\,\text{TeV}$, en fonction de l'énergie transverse des photons, pour différents intervalles en pseudorapidité. [171] 57

2.13 Rapports de modification nucléaire de la production de photons isolés en fonction de leur énergie transverse, mesurés par l'expérience ATLAS dans des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8{,}16\,\text{TeV}$ et pp à $\sqrt{s} = 8\,\text{TeV}$, et calculés dans le cadre de la pQCD au NLO avec diverses fonctions de distribution nucléaires des partons, pour différents intervalles en pseudorapidité. [171] 58

2.14 Rapport de modification nucléaire de la production de photons isolés en fonction de leur énergie transverse, mesuré par l'expérience CMS dans des collisions Pb–Pb et pp à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2{,}76\,\text{TeV}$, et calculé dans le cadre de la pQCD au NLO avec diverses fonctions de distribution nucléaires des partons. [166] 58

2.15 Rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés mesurées par l'expérience ATLAS dans des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2{,}76\,\text{TeV}$ et calculées dans le cadre de la pQCD au NLO avec diverses fonctions de distribution des partons, en fonction de l'impulsion transverse des photons, pour différentes classes de centralité et différents intervalles en pseudorapidité. [177] 59

3.1 Vue aérienne du Proton Synchrotron (PS) en 1965. Les monticules allongés en étoile abritent des lignes acheminant le faisceau de protons vers des halles expérimentales. [182] 64

3.2 Dessin d'une proposition d'installation du LHC dans le tunnel du LEP en conservant les deux accélérateurs de façon empilée. [184] 66

3.3 Représentation détaillée de la chaîne d'accélérateurs du CERN en août 2018. D'autres expériences que celles du LHC bénéficiant des faisceaux de la chaîne apparaissent également sur ce schéma. [186] 67

3.4 (a) Source de protons utilisée au LHC : la bouteille d'hydrogène gazeux (en rouge) alimente la chambre à vide (cavité métallique argentée) où les électrons sont arrachés aux noyaux. [187] (b) Gros plan sur le flacon contenant la source solide de plomb du LHC. [188] 68

3.5 Représentation schématique des lignes de faisceau du LHC avec leurs quatre points de rencontre appelés *points d'interaction* (IP1, IP2, IP5, IP8). Le collisionneur est divisé en huit octants, des portions de 45° chacune. Les cavités radiofréquences (RF) sont placées au sein de l'octant 4 tandis que le système d'extraction des faisceaux prend place dans l'octant 6. À titre de contextualisation, IP1 est situé face à l'entrée du site principal du CERN, IP2 de l'autre côté de la frontière, IP5 en France également, et IP8 est voisin de l'aéroport de Genève. 69

3.6 Frise chronologique de l'exploitation du LHC depuis sa mise en service. Les zones bleues correspondent aux périodes de collisions pp, les zones vertes aux collisions d'ions lourds (p–Pb ou Pb–Pb) et les zones hachurées en rouge aux arrêts techniques, plus ou moins longs. 71

3.7 Image de synthèse représentant l'expérience ATLAS. [199] 72

3.8 Image de synthèse représentant l'expérience CMS. [201] 73

3.9 Dessin représentant l'expérience LHCb. Le point d'interaction se situe à l'intérieur du Vertex Locator, tout à gauche. [204] 74

3.10 Image de synthèse représentant l'expérience ALICE. [207] 75

3.11 Couverture en pseudorapidité (η) des détecteurs de l'expérience ALICE. L'astérisque adjointe au nom de certains détecteurs indique que leur couverture en azimut (φ) n'est pas totale. L'histogramme (ligne noire) donne une distribution typique des particules chargées en fonction de la pseudorapidité. [209] 76

3.12 (a) Perte d'énergie par unité de longueur pour différentes particules chargées en fonction de leur impulsion, mesurée par l'ITS dans des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$. Les lignes noires sont une paramétrisation des données mesurées par la formule de Bethe-Bloch et illustrent la façon dont l'ITS est capable de séparer ces espèces. (b) Image de synthèse représentant l'ITS, le trajectographe interne de l'expérience ALICE. [211] 77

3.13 (a) Perte d'énergie par unité de longueur pour différentes particules chargées en fonction de leur impulsion, mesurée par la TPC dans des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$. Les lignes noires sont une paramétrisation des données mesurées par la formule de Bethe-Bloch et illustrent la façon dont la TPC est capable de séparer ces espèces. (b) Dessin représentant la TPC de l'expérience ALICE. [213] 78

3.14 Performances de l'expérience ALICE pour l'identification de différentes particules chargées en fonction de leur impulsion dans des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$: (a) avec le TRD (perte d'énergie et rayonnement de transition) [220], (b) avec le TOF (temps de vol) et (c) avec le HMPID (angle du cône de lumière Čerenkov). 80

3.15 Diagramme représentant l'architecture générale du système d'acquisition des données (DAQ) de l'expérience ALICE et son interface avec les systèmes de déclenchement central (CTP) et de haut niveau (HLT, noté "HLT Farm"). Les détecteurs sont ici réduits à leur seule électronique de lecture, représentée par les boîtes "FERO" (*Front-End and Read-Out*). [230] 83

3.16 Diagramme représentant le processus de reconstruction et d'enregistrement des données de l'expérience ALICE, des données brutes aux AOD en passant par la calibration et l'assurance qualité. 85

4.1 Section efficace d'interaction photon-matière et de ses trois principales contributions en fonction de l'énergie du photon incident dans (a) du carbone et (b) du plomb. La production de paire a en réalité deux composantes, liées aux champs électriques nucléaire (nuc.) et électronique (él.) de l'atome près duquel le processus a lieu. Graphiques produits avec les données du *National Institute of Standards and Technology* (NIST) [236]. 88

4.2 Contributions relatives à la perte d'énergie par unité de longueur de radiation (quantité définie par la suite) subie par un électron ou un positon dans du plomb en fonction de son énergie. [66] 89

4.3 Représentation diagrammatique du développement d'une gerbe électromagnétique induite par un photon incident. Les axes notés "L" et "l" représentent respectivement les composantes longitudinale et latérale de ce développement. 90
4.4 Perte d'énergie par unité de longueur de radiation subie par un électron incident de 10 GeV dans trois matériaux différents en fonction du nombre de longueurs de radiation traversées. [238, 239] 91
4.5 Vue en coupe des détecteurs (et de leurs supports) placés à l'intérieur de l'aimant solénoïdal de l'expérience ALICE. EMCal et DCal sont constitués des modules bleus les plus externes. 93
4.6 Images de synthèse représentant (a) EMCal et (b) DCal (en gris, les parties orangées étant les modules du détecteur PHOS). 93
4.7 Illustration des différents niveaux de segmentation du calorimètre EMCal : (a) connexion des fibres optiques issues des quatre tours d'un module à une photodiode à avalanche, (b) module totalement assemblé et ses dimensions, (c) stripmodule résultant de l'assemblage de 12 modules suivant φ et (d) supermodule complet vu de l'arrière et de $\eta \approx 0$. [216] 95
4.8 Schéma représentant l'électronique de lecture (FEE) du calorimètre EMCal. Certains éléments du système de déclenchement intervenant dans ce cadre sont également représentés (par exemple, le *Trigger Region Unit*). [216] 97
4.9 Schéma représentant l'architecture du système de déclenchement du calorimètre EMCal. [241] 98
4.10 Représentation des différents niveaux de segmentation et de déclenchement du calorimètre EMCal. 99
4.11 Signal numérique d'une tour obtenu en sortie d'une carte FEE en fonction du temps, ajusté par la fonction $\Gamma_n(t)$ définie dans l'équation (4.4). 100
4.12 (a) Distributions de la valeur moyenne de l'amplitude des signaux des tours du calorimètre, avant (trait fin) et après (trait épais) application de la procédure de pré-calibration. [242] (b) Distributions en masse reconstruite (m_{rec}) des mésons π^0 dans DCal et les supermodules réduits d'EMCal (notés "third-SMs"), avant (lignes rouge et orange) et après une (ligne bleue) et trois (ligne verte) itérations de correction de l'énergie des photons. 101
4.13 Représentation schématique des clusters obtenus par les quatre algorithmes d'agrégation du calorimètre EMCal : (a) V1, (b) V2, (c) $N \times M$ (ici 3×3) et (d) V1 + unfolding. Les traits noirs épais renferment les cellules agrégées en un cluster tandis que l'échelle de couleur, du violet au rouge, représente la quantité d'énergie déposée dans chaque cellule. 103
4.14 Représentation schématique de la paramétrisation elliptique d'un cluster dans le calorimètre EMCal. L'échelle de couleur, identique à celle de la Figure 4.13, représente la quantité d'énergie déposée dans chaque cellule. 105
4.15 (a) Résolution en énergie du calorimètre EMCal en fonction de l'énergie reconstruite des particules, mesurée lors de tests sous faisceau (points noirs) et simulée (points rouges). La distribution mesurée est ajustée par l'équation (4.17) (courbe noire). (b) Rapport des énergies reconstruite (E_{rec}) et incidente (E_{in}) en fonction de l'énergie reconstruite des particules, mesuré lors de tests sous faisceau (points noirs) et simulé (points rouges). Chacune de ces distributions est ajustée par une fonction à sept paramètres libres. Notons que la distribution mesurée a été normalisée pour être superposée à la distribution simulée. [247] 106

4.16 Carte (η, φ) des clusters reconstruits dans le calorimètre EMCal, (a) optimale et (b) avec une déplétion anormale dans le supermodule 14 faisant partie de DCal. La numérotation des supermodules a été superposée sur la carte de gauche. [249] . . . 110

4.17 Distribution en temps des cellules d'EMCal dans chaque supermodule pour les croisements de paquets de hadrons d'ordres (a) 0, (b) 1, (c) 2, (d) 3. 111

4.18 Distribution en temps des cellules d'EMCal dans chaque supermodule pour les croisements de paquets de hadrons d'ordre 3. Les supermodules 13, 14 et 19 montrent une division de cette distribution causée par la procédure de Pause And Reset. [249] 112

5.1 Spectre brut des clusters reconstruits dans EMCal en fonction de leur impulsion transverse, avec les jeux de simulation (a) γ-jet, seuil de pseudo-déclenchement bas (EG2), (b) γ-jet, seuil de pseudo-déclenchement haut (EG1), (c) jet-jet, seuil de pseudo-déclenchement bas (EG2), (d) jet-jet, seuil de pseudo-déclenchement haut (EG1). 122

5.2 Distribution de la position reconstruite des vertex primaires d'interaction suivant l'axe des faisceaux. Les zones rouges ($|z_\mathrm{v}| > 10\,\mathrm{cm}$) contiennent les événements rejetés. 123

5.3 Évolution du nombre d'événements au cours des périodes de prise de données en collisions p–Pb à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ avec le seuil de déclenchement EG1 (LHC13d, LHC13e, LHC13f), brut et après application des critères de sélection détaillés dans le texte. 124

5.4 Distribution azimutale des traces reconstruites par l'ITS et la TPC avec (histogramme rouge) et sans (histogramme bleu) signal de la part du SPD. La somme de ces deux contributions (histogramme noir) forme l'ensemble des traces hybrides. 125

5.5 (a) Temps t_cluster des clusters reconstruits dans EMCal, (b) nombre de cellules n_cells par cluster, (c) nombre de maxima locaux n_LM par cluster et (d) distance aux cellules défectueuses d_BC, en fonction de l'impulsion transverse des clusters. Les zones aux couleurs atténuées contiennent les clusters rejetés. 126

5.6 Représentation schématique de l'appariement des traces mesurées par la TPC et des clusters reconstruits dans EMCal. Cette méthode est à la base du rejet des particules chargées pour la sélection des clusters neutres et donc des photons candidats. . . . 128

5.7 Distribution de la distance, en termes de pseudorapidité, entre une trace extrapolée à la surface d'EMCal et un cluster lors de la procédure d'appariement, pour chaque intervalle en impulsion transverse considéré dans la suite de l'analyse. Les zones rouges et bleues contiennent les clusters rejetés respectivement par les coupures fixes (équation (5.5)) et variables (équation (5.7) en considérant la valeur moyenne de $p_\mathrm{T}^\mathrm{track}$ dans chaque intervalle). 129

5.8 Distribution de la distance, en termes d'angle azimutal, entre une trace extrapolée à la surface d'EMCal et un cluster lors de la procédure d'appariement, pour chaque intervalle en impulsion transverse considéré dans la suite de l'analyse. Les zones rouges et bleues contiennent les clusters rejetés respectivement par les coupures fixes (équation (5.6)) et variables (équation (5.8) en considérant la valeur moyenne de $p_\mathrm{T}^\mathrm{track}$ dans chaque intervalle). 130

5.9 Contributions relatives de différents hadrons à la production de photons de décroissance en fonction de leur impulsion transverse, obtenues par simulation pour des collisions p–Pb à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$. Les contributions π^0, η, ω, ρ^+, ϕ, Δ^+, Σ^0 et K_L^0 sont représentées par des lignes pleines. [250] 131

5.10 Angle d'ouverture entre deux photons de décroissance de mésons (a) π^0 et (b) η, en fonction de leur énergie cinétique. Les lignes horizontales noire, bleue et verte représentent respectivement la taille angulaire d'une, de trois et de cinq cellules du calorimètre. La ligne verticale bleue correspond approximativement à l'énergie d'un méson pour laquelle les clusters induits par ses photons de décroissance commencent à fusionner lorsque l'algorithme d'agrégation V1 est utilisé. [243] 132

5.11 Représentation schématique des clusters (ellipses noires) induits par les photons de décroissance d'un méson π^0 pour différents régimes de son énergie cinétique, (a) $E_{\pi^0} \lesssim 5\,\text{GeV}$, (b) $5 \lesssim E_{\pi^0} \lesssim 15\,\text{GeV}$ et (c) $E_{\pi^0} \gtrsim 15\,\text{GeV}$. 132

5.12 Forme des clusters paramétrisée par σ^2_{long} en fonction de leur impulsion transverse, (a) mesurée dans les données p–Pb et obtenue par simulations (b) γ-jet et (c) jet-jet. 133

5.13 Distribution de la forme des clusters paramétrisée par σ^2_{long} pour les neuf intervalles en impulsion transverse considérés dans la suite de l'analyse, mesurée dans les données p–Pb et obtenue par simulations brute, notée "MC (raw)", et incluant l'émulation des interférences électroniques mentionnée dans le texte, notée "MC (tuned)". Les zones rouges contiennent les clusters neutres rejetés pour l'identification des photons prompts. 134

5.14 Représentation de la couverture géométrique d'EMCal avec la zone fiduciaire (a) standard et (b) étendue pour la recherche de photons isolés (φ est ici exprimé en rad). Un cône d'isolement à l'échelle ($R_{\text{cone}} = 0{,}4$) y est superposé. 136

5.15 Spectres des clusters reconstruits dans EMCal en fonction de leur impulsion transverse, brut et après application des différents critères de sélection détaillés dans ce chapitre, avec les seuils de déclenchement L1-gamma (a) bas (EG2) et (b) haut (EG1). . . . 136

5.16 Évolution du nombre de clusters par événement au cours des périodes de prise de données en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02\,\text{TeV}$ avec le niveau de déclenchement EG1 (LHC13d, LHC13e, LHC13f), brut et après application des critères de sélection détaillés dans ce chapitre, avec les seuils de déclenchement L1-gamma (a) bas (EG2) et (b) haut (EG1). 137

6.1 Représentation en pseudorapidité et angle azimutal de la couverture géométrique d'EMCal et de la TPC avec, à l'échelle ($R_{\text{cone}} = 0{,}4$), un cône d'isolement centré sur un candidat de coordonnées $(\eta_\gamma, \varphi_\gamma)$ et les différentes zones définies pour l'estimation de l'événement sous-jacent. Les zones hachurées illustrent l'extension de ces zones dans la TPC. 141

6.2 Densité moyenne de l'événement sous-jacent $\langle\rho_{\text{UE}}\rangle$ mesurée dans une bande en pseudorapidité (η-band) autour du cône d'isolement en fonction de l'impulsion transverse du photon candidat, en considérant (a) les particules neutres et chargées dans la région couverte par EMCal et (b) uniquement les particules chargées dans la région couverte par la TPC. 142

6.3 Densité moyenne de l'événement sous-jacent $\langle\rho_{\text{UE}}\rangle$ mesurée dans une bande azimutale (φ-band) autour du cône d'isolement en fonction de l'impulsion transverse du photon candidat, en considérant (a) les particules neutres et chargées dans la région couverte par EMCal et (b) uniquement les particules chargées dans la région couverte par la TPC. 143

6.4 (a) Densité moyenne de l'événement sous-jacent $\langle\rho_{\mathrm{UE}}\rangle$ mesurée dans des cônes perpendiculaires au cône d'isolement ($\perp$-cones) en fonction de l'impulsion transverse du photon candidat, en considérant uniquement les particules chargées dans la région couverte par la TPC. (b) Rapport des composantes neutre et chargée de la densité moyenne de l'événement sous-jacent, mesurées dans une bande en pseudorapidité (η-band) autour du cône d'isolement, en fonction de l'impulsion transverse du cluster candidat dans des événements de biais minimal. 143

6.5 Distributions de l'impulsion transverse dans le cône d'isolement ($R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$) (a) avant ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$) et après ($p_{\mathrm{T,\,net}}^{\mathrm{iso}}$) soustraction de la contribution de l'événement sous-jacent et (b) composantes neutre et chargée de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$, mesurées dans les données p–Pb et obtenues par simulation, pour des photons candidats d'impulsion transverse comprise entre 14 GeV/c et 60 GeV/c. 145

6.6 Fonctions de répartition de l'impulsion transverse $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$ dans le cône d'isolement pour des photons produits dans des processus partoniques $2 \to 2$ ("MC, γ-jet") et des photons de décroissance de mésons neutres ("Data, high σ^2_{long}") d'impulsion transverse comprise entre 14 GeV/c et 60 GeV/c. La zone rouge ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} > 2$ GeV/c) contient les candidats non considérés comme isolés. 146

6.7 Représentation de l'espace des phases $\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}, \sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ défini pour extraire le signal de photons prompts. Le fond rose contient le bruit de fond, la zone bleue représente le signal, et la zone hachurée contient les clusters candidats rejetés. 148

6.8 Distributions des populations de clusters candidats des régions $\mathbb{A}$, $\mathbb{B}$, $\mathbb{C}$ et $\mathbb{D}$ en fonction de leur impulsion transverse, (a) mesurées dans les données p–Pb et obtenues par simulations (b) γ-jet et (c) jet-jet. 149

6.9 (a) Distributions de la population totale $N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ de clusters candidats dans la région de signal et de sa composante de bruit de fond $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats. (b) Pureté P_{dd} de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse. 151

6.10 Puretés d'entrée ($P^{\gamma\text{-jet}}$) et de sortie ($P_{\mathrm{dd}}^{\mathrm{sim}}$) de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse, dans les jeux de simulation γ-jet et total (γ-jet + jet-jet). 153

6.11 Distributions des bruits de fond d'entrée ($(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}})_{\text{jet-jet}}$) et de sortie ($(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}})_{\mathrm{sim}}$) dans la région de signal en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats, dans les jeux de simulation γ-jet et total (γ-jet + jet-jet). Le rapport de ces deux distributions (équation (6.28)) constitue le facteur de correction α. 154

6.12 Pureté (corrigée) de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse. 155

6.13 Distributions des fractions d'isolement des clusters candidats dans les données ($f_{\mathrm{data}}^{\mathrm{iso}}$) et la simulation ($f_{\mathrm{sim}}^{\mathrm{iso}}$) en fonction de leur forme σ^2_{long}, pour différents intervalles en impulsion transverse. Les zones rouges représentent les limites des régions de l'espace des phases $\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}, \sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ montré sur la Figure 6.7. 157

6.14 Distribution du double ratio R_f en fonction de la forme σ^2_{long} des clusters candidats, pour différents intervalles en impulsion transverse, ajustée par la fonction affine $f_1\left(\sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$. Dans chaque intervalle en p_{T}, la ligne traitillée rouge représente une extrapolation de l'ajustement vers la région de signal et la zone délimitée par les lignes pleines rouges représente l'intervalle de confiance de 95 % sur l'ajustement. Enfin, les zones rouges représentent les limites des régions de l'espace des phases $\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}, \sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ montré sur la Figure 6.7. 158

6.15 Distribution du double ratio R_f en fonction de la forme σ^2_{long} des clusters candidats, pour différents intervalles en impulsion transverse, ajustée par la fonction exponentielle $f_2\left(\sigma^2_{\text{long}}\right)$. Dans chaque intervalle en p_{T}, la ligne traitillée rouge représente une extrapolation de l'ajustement vers la région de signal et la zone délimitée par les lignes pleines rouges représente l'intervalle de confiance de 95 % sur l'ajustement. Enfin, les zones rouges représentent les limites des régions de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$ montré sur la Figure 6.7. 159

6.16 Distributions (a) du facteur α et (b) pureté des photons isolés en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats, avant et après application de la procédure d'extrapolation du bruit de fond dans la région de signal. 160

7.1 (a) Contributions à l'efficacité totale de mesure des photons isolés et fraction des photons générés isolés, et (b) efficacité totale de mesure des photons isolés, en fonction de leur impulsion transverse reconstruite. 163

7.2 (a) Spectres en impulsion transverse des clusters reconstruits dans EMCal avec le déclenchement de biais minimal (points noirs) et les niveaux de déclenchement L1-gamma bas (EG2, points rouges) et haut (EG1, points bleus). (b) Rapports des spectres de haute sélectivité (EG2 et EG1) et de biais minimal (MB) obtenus suivant l'équation (7.9). Les lignes horizontales et les bandes représentent respectivement la valeur moyenne et l'incertitude de R_{EG2} et R_{EG1}, déterminées par ajustement itératif effectué sur chacune des distributions. Les lignes pointillées verticales matérialisent les seuils de déclenchement des niveaux EG2 (ligne rouge) et EG1 (ligne bleue). . . 165

7.3 Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse. 166

7.4 Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse. L'ajustement par une loi de puissance permet d'estimer la variation de la section efficace en modifiant l'impulsion transverse. 169

7.5 Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour trois jeux de paramètres du véto de particules chargées. 170

7.6 Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour trois valeurs du poids donné aux événements γ-jet dans le mélange de simulation γ-jet + jet-jet. 171

7.7 Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, avec et sans émulation des interférences électroniques des cellules du calorimètre EMCal dans la simulation. 172

7.8 Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour trois valeurs du facteur d'extrapolation de l'événement sous-jacent. 172

7.9 Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour trois valeurs de limite supérieure des régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$ (pour chaque intervalle en impulsion transverse). 174

7.10 Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour trois jeux de valeurs des limites inférieure et supérieure des régions $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ (pour chaque intervalle en impulsion transverse). 175

7.11 Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour différentes variations des paramètres entrant dans la probabilité d'isolement. Les panneaux supérieurs sont basés sur l'isolement incluant toutes les particules dans le cône, tandis que les panneaux inférieurs sont basés uniquement sur les particules chargées. Les points ouverts gris représentent la distribution centrale de la section efficace $\sigma_{\text{central}}(p_{\text{T}})$, calculée comme la valeur moyenne des trois variations présentées sur les deux panneaux les plus à gauche. 176
7.12 Incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés et ses contributions, en fonction de l'impulsion transverse des photons, (a) avant et (b) après suppression des fluctuations statistiques résiduelles. 178
7.13 Contributions à l'incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, ajustées par diverses fonctions pour supprimer leurs fluctuations statistiques. 179
7.14 Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurée en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02\,\text{TeV}$. L'incertitude de 8,1 % mentionnée dans la légende, non représentée graphiquement, provient de la mesure de la luminosité intégrée détaillée dans la Section 7.1.2. 180
7.15 Pureté des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurée en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02\,\text{TeV}$. 180

8.1 Spectre brut des clusters reconstruits dans EMCal en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ en fonction de leur impulsion transverse, avec les jeux de simulation (a) γ-jet, (b) jet-jet, seuil bas, (c) jet-jet, seuil haut. 186
8.2 Distribution de la forme des clusters paramétrisée par σ^2_{long} pour chaque intervalle en impulsion transverse, mesurée dans les données pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ et obtenue par simulations brute, notée "MC (raw)", et incluant l'émulation des interférences électroniques mentionnée dans la Section 5.3.2, notée "MC (tuned)". Les zones rouges contiennent les clusters neutres rejetés pour l'identification des photons prompts. Les lignes traitillées vertes dans les intervalles 12–14 GeV/c et 14–16 GeV/c représentent la limite supérieure $\sigma^2_{\text{max, sig}}$ considérée dans l'analyse des données p–Pb pour ces intervalles. 188
8.3 (a) Densité moyenne de l'événement sous-jacent $\langle\rho_{\text{UE}}\rangle$ mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ dans des cônes perpendiculaires au cône d'isolement ($\perp$-cones) en fonction de l'impulsion transverse du photon candidat, en considérant uniquement les particules chargées dans la région couverte par la TPC. (b) Rapport des composantes neutre et chargée de la densité moyenne de l'événement sous-jacent, mesurées dans une bande en pseudorapidité (η-band) autour du cône d'isolement, en fonction de l'impulsion transverse du cluster candidat dans des événements de biais minimal. La valeur constante du rapport est plus élevée que celle mesurée en collisions p–Pb (Figure 6.4 (b), $f = 0{,}363$), ce qui peut s'expliquer par la reconstruction imparfaite des traces de particules chargées dans les données p–Pb, mentionnée dans la Section 6.1.2. 189
8.4 (a) Distributions de la population totale $N^{\text{iso}}_{\text{n}}$ de clusters candidats dans la région de signal et de sa composante de bruit de fond $B^{\text{iso}}_{\text{n}}$ mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats. (b) Pureté de la population de clusters candidats de la région de signal estimée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats. La pureté brute estimée en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02\,\text{TeV}$, obtenue dans la Section 6.2.2, est également rapportée ici pour comparaison. 190

8.5 (a) Distributions des bruits de fond d'entrée ($(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}})_{\text{jet-jet}}$) et de sortie ($(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}})_{\mathrm{sim}}$) dans la région de signal mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats, dans les jeux de simulation γ-jet et total (γ-jet + jet-jet). Le rapport de ces deux distributions (équation (6.28)) constitue le facteur de correction α. (b) Pureté (corrigée) de la population de clusters candidats de la région de signal estimée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats. Les distributions du facteur α et de la pureté estimées en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, obtenues dans la Section 6.3.1, sont également rapportées ici pour comparaison. 191

8.6 Distribution du double ratio R_f en fonction de la forme σ^2_{long} des clusters candidats, mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ pour différents intervalles en impulsion transverse, ajustée par la fonction affine $f_1\left(\sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$. Dans chaque intervalle en p_{T}, la ligne traitillée rouge représente une extrapolation de l'ajustement vers la région de signal et la zone délimitée par les lignes pleines rouges représente l'intervalle de confiance de 95 % sur l'ajustement. Enfin, les zones rouges représentent les limites des régions de l'espace des phases $\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}, \sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ montré sur la Figure 6.7. 192

8.7 (a) Contributions à l'efficacité totale de mesure des photons isolés et fraction des photons générés isolés mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, et (b) efficacité totale de mesure des photons isolés, en fonction de leur impulsion transverse reconstruite. L'efficacité mesurée en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, obtenue dans la Section 7.1.1, est également rapportée ici pour comparaison. 194

8.8 Incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés et ses contributions en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ après suppression des fluctuations statistiques résiduelles, en fonction de l'impulsion transverse des photons 196

8.9 (a) Pureté et (b) section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$. L'incertitude de 9,5 % mentionnée dans la légende, non représentée graphiquement, provient de la mesure de la luminosité intégrée détaillée dans la Section 8.3.1. . . . 197

9.1 Représentation de l'espace des phases cinématique (Q^2, x) et des points expérimentaux utilisés pour déterminer les PDF des jeux (a) EPPS16 [106] et (b) nCTEQ15np [105]. 202

9.2 (a) Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ et calculée avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec le jeu de PDF CT14 [277] et la fonction de fragmentation BFG II [274]. (b) Rapport des distributions mesurée et théorique. La boîte grise autour de l'unité représente l'incertitude de normalisation (9,5 %) émergeant du calcul de la luminosité associée à la mesure. [173] 204

9.3 (a) Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurée en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ et calculée avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec les jeux de nPDF EPPS16 et nCTEQ15np [105, 106] et la fonction de fragmentation BFG II [274]. (b) Rapports des distributions mesurée et théoriques. La boîte grise autour de l'unité représente l'incertitude de normalisation (8,1 %) émergeant du calcul de la luminosité associée à la mesure. 206

9.4 Rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, calculées avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec les jeux de (n)PDF CT14, EPPS16, nCTEQ15np_1_1 et nCTEQ15np [105, 106, 277] et la fonction de fragmentation BFG II [274]. 207

9.5 Rapport des sections efficaces différentielles de production des photons isolés en collisions pp à $\sqrt{s} = 5{,}02\,\text{TeV}$ et à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, calculées avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec le jeu de PDF CT14 [277] et la fonction de fragmentation BFG II [274]. Cette distribution $K(p_\text{T})$ est utilisée pour extrapoler la section efficace mesurée à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ vers une mesure artificielle à $\sqrt{s} = 5{,}02\,\text{TeV}$. 208

9.6 Rapport de modification nucléaire de la production de photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_\text{NN}} = 5{,}02\,\text{TeV}$ en fonction de l'impulsion transverse des photons. La mesure s'accompagne de prédictions calculées avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec les jeux de (n)PDF CT14, EPPS16, nCTEQ15np_1_1 et nCTEQ15np [105, 106, 277] et la fonction de fragmentation BFG II [274]. Les incertitudes théoriques correspondent à la somme quadratique des incertitudes associées aux nPDF et aux échelles de calcul. La boîte grise autour de l'unité représente l'incertitude de normalisation combinée (12,5 %) émergeant du calcul de la luminosité associée à chaque mesure. 209

9.7 Rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ et calculées avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec les jeux de PDF CT14 [277] (ALICE), CTEQ6.6 [280] (ATLAS) et CT10 [278] (CMS). Les barres verticales représentent les incertitudes statistiques et les boîtes correspondent à la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques. Les boîtes de couleur autour de l'unité représentent l'incertitude de normalisation associée à chaque résultat (9,5 % pour ALICE, 11 % pour ATLAS et CMS). [173] 211

9.8 Compilation de différentes mesures de section efficace de production des photons isolés en collisions pp et $\text{p}\overline{\text{p}}$ à mi-rapidité en fonction de leur fraction d'impulsion transverse x_T, avec une normalisation par l'énergie dans le centre de masse. La mesure d'ALICE, discutée dans ce manuscrit, est représentée par les points rouges à bas x_T. [163, 173] 212

9.9 (a) Double ratio R_γ et (b) spectre des photons directs en fonction de leur impulsion transverse, mesurés par l'expérience ALICE dans des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_\text{NN}} = 2{,}76\,\text{TeV}$ dans trois classes de centralité différentes. Les distributions sont comparées à des prédictions de QCD perturbative avec diverses fonctions de distribution (nucléaires) des partons. [281] 214

A.1 Distribution en temps des cellules d'EMCal, (a) optimale et (b) avec des événements indésirables autour de $t_\text{cell} = 100\,\text{ns}$, dus à la calibration des cellules par le système LED. [249] 223

A.2 Distribution de la somme en énergie des cellules dans chaque supermodule d'EMCal, (a) optimale et (b) avec une valeur anormale dans le supermodule 14. Les cellules des supermodules 10 et 11 semblent aussi recueillir moins d'énergie, mais cela est ici dû au fait que ces supermodules sont réduits comme nous l'avons mentionné dans la Section 4.2. [249] 224

A.3 (a) Nombre de clusters reconstruits dans EMCal en fonction du nombre de traces de particules chargées. (b) Somme en énergie des clusters en fonction de l'amplitude des signaux mesurés par le V0. [249] 224

A.4 Distribution en masse invariante de paires de clusters reconstruits dans (a) EMCal et (b) DCal. [249] 225

A.5 Distribution en masse invariante de paires de clusters reconstruits dans chaque supermodule d'EMCal. [249] 226

A.6 Évolution du nombre moyen de cellules par cluster dans chaque supermodule d'EMCal au cours de la période de prise de données LHC18o. Ce type d'histogramme permet de repérer rapidement les runs à anomalies, comme c'est le cas ici pour les 14 premiers runs où le supermodule 14 (marqueurs carrés ouverts verts) présente un nombre moyen de cellules par cluster moindre que pour le reste de la période. Cela peut être mis en perspective avec la Figure 4.16 (b), page 110. [249] 227
A.7 Évolution du nombre moyen de clusters par événement au cours de la période de prise de données LHC18o, reconstruits dans chaque supermodule (a) d'EMCal et (b) de DCal. [249] 228
A.8 Évolution du nombre moyen de mésons π^0 par événement dans chaque supermodule d'EMCal au cours de la période de prise de données LHC18o. [249] 229
A.9 Évolution de la masse estimée du méson π^0 dans chaque supermodule d'EMCal au cours de la période de prise de données LHC18o. [249] 229

B.1 Distributions de la position reconstruite des vertex primaires d'interaction suivant l'axe des faisceaux. 231
B.2 Distributions en pseudorapidité des traces hybrides (ITS et TPC). 232
B.3 Distributions de la multiplicité des traces hybrides (ITS et TPC). 232
B.4 Distributions en pseudorapidité des clusters (EMCal). 233
B.5 Distributions en impulsion transverse des clusters (EMCal). 233

C.1 Évolution de la fraction de traces de particules chargées auxquelles contribue au moins un signal dans différentes couches de l'ITS au cours de la période de prise de données LHC18o. [283] 235
C.2 Évolution de la position moyenne des vertex primaires d'interaction suivant l'axe z reconstruite par la TPC au cours de la période de prise de données LHC18o. [284] 236
C.3 Évolution de la perte d'énergie moyenne par unité de longueur des électrons dans la TPC au cours de la période de prise de données LHC18o. [284] 237

D.1 (a) Énergie moyenne contenue dans le cône d'isolement ($R_{\text{cone}} = 0{,}4$) après soustraction de la contribution de l'événement sous-jacent, en fonction de l'énergie transverse du photon candidat, pour différentes valeurs de la distance minimale F entre ce dernier et les bords du calorimètre EMCal. (b) Rapports des différentes distributions au cas standard ($F = R_{\text{cone}}$). 239
D.2 (a) Distribution de la composante de bruit de fond dans la région de signal $\mathbb{A}$, en fonction de l'énergie transverse du photon candidat, pour différentes valeurs de la distance minimale F entre ce dernier et les bords du calorimètre EMCal. (b) Rapports des différentes distributions au cas standard ($F = R_{\text{cone}}$). 240
D.3 (a) Pureté brute de la population de clusters candidats de la région de signal $\mathbb{A}$, en fonction de leur énergie transverse, pour différentes valeurs de la distance minimale F entre ces derniers et les bords du calorimètre EMCal. (b) Rapports des différentes distributions au cas standard ($F = R_{\text{cone}}$). 240
D.4 (a) Distributions de la population totale de clusters candidats dans la région de signal et de sa composante de bruit de fond, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats et (b) pureté (corrigée) de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse, pour les valeurs standard ($F = R_{\text{cone}}$) et optimisée ($F = 0{,}15$) de la distance minimale entre ces derniers et les bords du calorimètre EMCal. 241

E.1 Rapports C side/A side des fractions de clusters appariés à une trace (reconstruite uniquement par la TPC) en fonction de l'énergie transverse de ces clusters, pour les trois périodes de prise de données en collisions p–Pb analysées dans le cadre de cette thèse. . . . 243

E.2 Rapports C side/A side des spectres des traces hybrides en fonction de leur impulsion transverse, pour les trois périodes de prise de données en collisions p–Pb analysées dans le cadre de cette thèse. . . . 244

E.3 Rapports C side/A side des distributions de l'impulsion transverse dans le cône d'isolement ($R_{\text{cone}} = 0{,}4$) avant soustraction de la contribution de l'événement sous-jacent, pour les trois périodes de prise de données en collisions p–Pb analysées dans le cadre de cette thèse. . . . 244

E.4 Rapports C side/A side des distributions de l'événement sous-jacent, pour les trois périodes de prise de données en collisions p–Pb analysées dans le cadre de cette thèse. 244

E.5 Rapports C side/A side des distributions de la pureté brute des photons isolés, pour les trois périodes de prise de données en collisions p–Pb analysées dans le cadre de cette thèse. . . . 244

F.1 (a) Distributions de la population totale $N_{\text{n}}^{\text{iso}}$ de clusters candidats dans la région de signal et de sa composante de bruit de fond $B_{\text{n}}^{\text{iso}}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats. (b) Pureté de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse. . . . 246

F.2 Puretés d'entrée ($P^{\gamma\text{-jet}}$) et de sortie ($P_{\text{dd}}^{\text{sim}}$) de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse, dans les jeux de simulation γ-jet et total (γ-jet + jet-jet). . . . 246

F.3 Distributions des bruits de fond d'entrée ($(B_{\text{n}}^{\text{iso}})_{\text{jet-jet}}$) et de sortie ($(B_{\text{n}}^{\text{iso}})_{\text{sim}}$) dans la région de signal en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats, dans les jeux de simulation γ-jet et total (γ-jet + jet-jet). Le rapport de ces deux distributions (équation (6.28)) constitue le facteur de correction α. . . . 247

F.4 Pureté (corrigée) de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse. . . . 247

F.5 Distribution du double ratio R_f en fonction de la forme σ^2_{long} des clusters candidats, pour différents intervalles en impulsion transverse, ajustée par la fonction affine $f_1\left(\sigma^2_{\text{long}}\right)$. Dans chaque intervalle en p_{T}, la ligne traitillée rouge représente une extrapolation de l'ajustement vers la région de signal et la zone délimitée par les lignes pleines rouges représente l'intervalle de confiance de 95 % sur l'ajustement. Enfin, les zones rouges représentent les limites des régions de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$ montré sur la Figure 6.7. . . . 248

F.6 Distributions (a) du facteur α et (b) pureté des photons isolés en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats, avant et après application de la procédure d'extrapolation du bruit de fond dans la région de signal. . . . 248

G.1 Contributions à l'incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ en fonction de leur impulsion transverse, ajustées par diverses fonctions pour supprimer leurs fluctuations statistiques. 249

G.2 Section efficace différentielle de production des photons isolés mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ en fonction de leur impulsion transverse, pour différentes variations des paramètres n'entrant pas dans la probabilité d'isolement. Les panneaux supérieurs sont basés sur l'isolement incluant toutes les particules dans le cône, tandis que les panneaux inférieurs sont basés uniquement sur les particules chargées. Les points ouverts gris représentent la distribution centrale de la section efficace $\sigma_{\text{central}}(p_{\text{T}})$, calculée comme la valeur moyenne des trois variations présentées sur les deux panneaux les plus à gauche. 250

G.3 Section efficace différentielle de production des photons isolés mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ en fonction de leur impulsion transverse, pour différentes variations des paramètres entrant dans la probabilité d'isolement. Les panneaux supérieurs sont basés sur l'isolement incluant toutes les particules dans le cône, tandis que les panneaux inférieurs sont basés uniquement sur les particules chargées. Les points ouverts gris représentent la distribution centrale de la section efficace $\sigma_{\text{central}}(p_{\text{T}})$, calculée comme la valeur moyenne des trois variations présentées sur les deux panneaux les plus à gauche. 251

Liste des tables

2.1 Contribution des photons $\gamma_{2\to2}$ à la section efficace de production des photons prompts isolés pour diverses combinaisons de valeurs de R_{cone} et du seuil d'isolement, calculée pour des collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ dans le cadre de la pQCD au NLO à l'aide du programme JETPHOX [155], pour différents intervalles en impulsion transverse du photon isolé. [160] 51
2.2 Compilation des mesures de la production de photons isolés réalisées au LHC. . . . 55

3.1 Caractéristiques principales du LHC et des faisceaux qui y sont produits. 69
3.2 Systèmes de collision fournis par le LHC au cours de ses deux premières périodes d'exploitation. 70

4.1 Caractéristiques principales du calorimètre EMCal de l'expérience ALICE. 96

5.1 Caractéristiques principales des périodes de prise de données d'ALICE en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ durant le Run I du LHC. 118
5.2 Nombres d'événements collectés par ALICE avec les niveaux de déclenchement de biais minimal (MB) et L1-gamma (EG2, EG1) en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ durant le Run I du LHC. La colonne intitulée "N_{ev}" correspond au nombre d'événements réellement analysés après application des critères de sélection détaillés dans la Section 5.2.1. 119
5.3 Valeurs des paramètres du pseudo-déclenchement L1-gamma implémenté pour l'analyse des simulations. 120
5.4 Intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ considérés pour simuler des événements γ-jet et jet-jet (seuils bas et haut) et facteur de normalisation w_{norm} calculé pour chacun selon l'équation (5.2). 121
5.5 Intervalle de sélection sur le paramètre σ^2_{long} pour l'identification des photons prompts, pour chaque intervalle en impulsion transverse considéré dans la suite de l'analyse. 135

6.1 Limites de sélection sur le paramètre σ^2_{long} pour la définition des régions de bruit de fond $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des clusters candidats. Par commodité, les valeurs de $\sigma^2_{\mathrm{max,\,sig}}$ données dans la Table 5.5, servant à définir les régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$, sont également rapportées. 149
6.2 Valeurs moyennes de σ^2_{long} pour les clusters des régions de signal ($\sigma^2_{\mathrm{long,\,n}}$) et de bruit de fond ($\sigma^2_{\mathrm{long,\,w}}$) et facteur d'extrapolation C_α, pour chaque intervalle en impulsion transverse des clusters candidats. 159

7.1 Valeurs resserrées, standard et relâchées des paramètres du véto de particules chargées [254]. 169

7.2 Valeurs basse, standard et haute de la limite supérieure $\sigma^2_{\mathrm{max,\,sig}}$ des régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$ de l'espace des phases $\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}, \sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ utilisé pour l'extraction du signal de photons isolés, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons isolés. 173

7.3 Valeurs basses, standard et hautes des limites inférieure $\sigma^2_{\mathrm{min,\,bkg}}$ et supérieure $\sigma^2_{\mathrm{max,\,bkg}}$ des régions $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ de l'espace des phases $\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}, \sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ utilisé pour l'extraction du signal de photons isolés, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons isolés. 175

7.4 Valeurs basse, standard et haute du critère d'anti-isolement $p_{\mathrm{T,\,min}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$ pour chaque définition de l'impulsion transverse mesurée dans le cône (particules neutres et chargées ou particules chargées seules). 176

7.5 Incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés et ses contributions en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons. Dans un souci de cohérence avec la nomenclature adoptée dans les figures de ce chapitre, les noms des sources d'incertitude sont ici donnés en anglais. 178

7.6 Valeur centrale et incertitudes statistique et systématique de la section efficace de production des photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons. 181

8.1 Statistique collectée par ALICE avec la classe de déclenchement EMC7 du calorimètre EMCal en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ durant le Run I du LHC. La colonne intitulée "N_{ev}" correspond au nombre d'événements réellement analysés après application des critères de sélection détaillés dans la Section 5.2.1 (identiques en collisions pp et p–Pb). 184

8.2 Intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ considérés pour simuler des événements γ-jet et jet-jet (seuils bas et haut) en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ et facteur de normalisation w_{norm} calculé pour chacun selon l'équation (5.2). 185

8.3 Intervalle de sélection sur le paramètre σ^2_{long} pour l'identification des photons prompts en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse considéré dans la suite de l'analyse. 187

8.4 Limites de sélection sur le paramètre σ^2_{long} pour la définition des régions de bruit de fond $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des clusters candidats. Par commodité, les valeurs de $\sigma^2_{\mathrm{max,\,sig}}$ données dans la Table 8.3, servant à définir les régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$, sont également rapportées. . 189

8.5 Valeurs du facteur d'extrapolation C_α mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des clusters candidats. Les valeurs obtenues en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ et présentées dans la Table 6.2 sont également rapportées ici pour comparaison. 192

8.6 Valeurs basses, standard et hautes des limites $\sigma^2_{\mathrm{max,\,sig}}$, $\sigma^2_{\mathrm{min,\,bkg}}$ et $\sigma^2_{\mathrm{max,\,bkg}}$ définissant les régions de l'espace des phases $\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}, \sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons isolés. 195

8.7 Valeurs basse, standard et haute du critère d'anti-isolement $p_{\mathrm{T,\,min}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$ en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, pour chaque définition de l'impulsion transverse mesurée dans le cône (particules neutres et chargées ou particules chargées seules). 196

8.8 Incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés et ses contributions en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons. Dans un souci de cohérence avec la nomenclature adoptée dans les figures du chapitre précédent, les noms des sources d'incertitude sont ici donnés en anglais. 197
8.9 Valeur centrale et incertitudes statistique et systématique de la section efficace de production des photons isolés en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons. 198

9.1 Facteur de correction κ^{iso} estimé en collisions pp et p–Pb, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons isolés. 203
9.2 Valeur centrale et incertitudes statistique (Stat.) et systématique (Syst.) de la section efficace de production des photons isolés en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, mesurée et calculée avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO avec le jeu de PDF CT14 [277], pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons. . 204
9.3 Valeur centrale équivalent-pp et incertitudes statistique (Stat.) et systématique (Syst.) de la section efficace de production des photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02\,\text{TeV}$, mesurée et calculée avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO avec les jeux de nPDF EPPS16 et nCTEQ15np [105, 106], pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons. 205

Liste des acronymes et abréviations

ACORDE	ALICE COsmic Ray DEtector
AD	ALICE Diffractive detector
ADC	Analog-to-Digital Converter
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
AOD	Analysis Object Data
APD	Avalanche PhotoDiode
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
Au	Or (noyau)
CERN	Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire
CMS	Compact Muon Solenoid
CPass	Calibration Pass
CSP	Charge Sensitive Preamplifier
CTP	Central Trigger Processor
CTS	Central Tracking System
DAQ	Data AcQuisition system
DCal	Di-jet Calorimeter
DDL	Detector Data Link
ECR	Electron Cyclotron Resonance
EMCal	ElectroMagnetic Calorimeter
ESD	Event Summary Data
FEE	Front End Electronics
FERO	Front-End and Read-Out
FF	Fragmentation Function
FMD	Forward Multiplicity Detector
HLT	High-Level Trigger
HMPID	High Momentum Particle IDentification

IP	Interaction Point
ISR	Intersecting Storage Rings
ITS	Inner Tracking System
L0	Level 0
L1	Level 1
L2	Level 2
LAr	Liquid Argon Calorimeter
LED	Light-Emitting Diode
LEIR	Low Energy Ion Ring
LEP	Large Electron-Positron collider
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	Large Hadron Collider beauty
LHCf	Large Hadron Collider forward
Linac	Linear accelerator
LS	Long Shutdown
MoEDAL	Monopole and Exotics Detector at the LHC
nPDF	nuclear Parton Distribution Function
p	Proton
PAR	Pause And Reset
Pb	Plomb (noyau)
PDF	Parton Distribution Function
PHOS	PHOton Spectrometer
PMD	Photon Multiplicity Detector
PPass	Physics Pass
pQCD	perturbative Quantum Chromodynamics
PS	Proton Synchrotron
PSB	Proton Synchrotron Booster
PWG	Physics Working Group
QA	Quality Assurance
QCD	Quantum Chromodynamics
QED	Quantum Electrodynamics
QGP	Quark-Gluon Plasma
RCU	Readout Control Unit
RF	Radiofréquence

RFQ	Radio-Frequency Quadrupole
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider
SC	Synchrocyclotron
SDD	Silicon Drift Detector
SPD	Silicon Pixel Detector
Sp$\overline{\text{p}}$S	Super Proton–Antiproton Synchrotron
SPS	Super Proton Synchrotron
SSD	Silicon Strip Detector
STU	Summary Trigger Unit
T0	T-Zero
TOF	Time-Of-Flight system
TOTEM	TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement
TPC	Time Projection Chamber
TRD	Transition Radiation Detector
TRU	Trigger Region Unit
UE	Underlying Event
V0	V-Zero
WLCG	Worldwide LHC Computing Grid
ZDC	Zero Degree Calorimeter

Dans la vie, rien n'est à craindre,
tout est à comprendre.
— Marie Curie

Introduction

À son échelle fondamentale, la matière qui nous entoure est constituée de particules élémentaires dont le comportement est régi par plusieurs interactions. Ces ingrédients forment le Modèle Standard de la physique des particules, cadre de la description théorique des phénomènes physiques actuellement dominant, principalement grâce à la confirmation d'un grand nombre de ses prédictions à l'aide d'observations expérimentales au cours des dernières décennies. Au sein de ce modèle, les phénomènes électriques et magnétiques entre particules chargées sont dictés par l'interaction électromagnétique, portée par le photon. La décroissance radioactive des noyaux atomiques s'explique en partie par l'interaction faible, associée aux bosons $W^{\pm}$ et Z^0, et leur cohésion est le fruit de la force nucléaire dérivant de l'interaction forte portée par le gluon au sein même des nucléons.

L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique (QCD). Cette théorie formalise le comportement des quarks et des gluons, génériquement appelés *partons* et qui, sous des conditions normales de température et de densité, s'agrègent en particules composites nommées *hadrons*. La cohésion de la matière hadronique résulte des caractéristiques étonnantes du couplage de l'interaction forte. À basse énergie celui-ci est très intense, en particulier à cause de la propriété qu'ont les gluons à interagir mutuellement : il s'agit du régime de confinement des partons. À l'inverse, le couplage de l'interaction forte tend à devenir assez faible à haute énergie pour que quarks et gluons puissent se trouver déconfinés : c'est le régime de liberté asymptotique.

Des conditions thermodynamiques extrêmes sont ainsi susceptibles de conduire la matière dans un nouvel état où quarks et gluons évolueraient librement, en dehors de toute structure hadronique. Connu sous le nom de plasma de quarks et de gluons (QGP), sa présence est supposée dans les environnements et les instants les plus exotiques de l'Univers, comme par exemple le cœur des étoiles à neutrons ou la première microseconde ayant suivi le Big Bang. L'étude des propriétés de cet état peut permettre de comprendre, sous le prisme de la QCD, la formation et le comportement de la matière à son échelle élémentaire : comment les partons se répartissent-ils dans les hadrons ? jusqu'à quelle température y sont-ils confinés ? comment le plasma de quarks et de gluons évolue-t-il et comment le retour au confinement s'effectue-t-il ?

Atteindre les conditions nécessaires à la formation d'un QGP requiert la présence d'une grande quantité de hadrons de haute énergie : expérimentalement, cela est possible dans le cadre de collisions d'ions lourds ultrarelativistes, c'est-à-dire dont la vitesse est proche de celle de la lumière. Héritant d'une vingtaine d'années de savoir-faire en la matière, une poignée d'accélérateurs de particules sont actuellement capables de provoquer ce type de collisions. Parmi eux, le Large Hadron Collider (LHC) a permis, grâce à la production de collisions plomb-plomb à une énergie de plusieurs TeV étudiées par diverses expériences, de confirmer la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons rapportée au début des années 2000 auprès des accélérateurs Super Proton Synchrotron (SPS) et

Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), sous la forme d'informations relatives aux caractéristiques du milieu produit.

De telles observations ne sont cependant pas possibles à l'échelle du QGP lui-même en raison de sa très faible durée de vie, de l'ordre de 10^{-23} s, et du retour au régime de confinement que la matière subit immédiatement. Pour ces raisons, seules les cendres de la phase déconfinée capables de s'échapper de cet environnement chaud et dense peuvent être observées pour en déduire ses propriétés. Il peut s'agir de particules de faible énergie, émises lorsque le milieu se refroidit, ou de haute énergie, provenant d'interactions directes entre partons incidents lors des collisions hadroniques. Étudier des observables si différentes nécessite une expérience polyvalente, conçue pour cette physique particulière – c'est le cas de l'expérience ALICE au LHC.

Afin de caractériser précisément le plasma de quarks et de gluons, il faut bien identifier et comprendre les phénomènes se produisant dans un environnement de référence, où le déconfinement n'est pas attendu : l'étude de collisions proton-proton mais aussi proton-noyau – donnant accès aux effets nucléaires froids – permet d'estimer dans quelle mesure les observations faites en collisions noyau-noyau portent la trace du QGP. Une observable de choix à cet égard est la production des photons issus de processus de haute énergie entre partons incidents, ayant lieu à l'instant même d'une collision et dans lesquels le photon est émis dos à dos avec un parton. Insensibles à l'interaction forte, ces photons peuvent traverser le milieu déconfiné sans que leurs propriétés soient affectées, et ainsi porter des informations sur l'état initial du système de collision.

Leur section efficace de production, en particulier, est calculable selon l'approche perturbative de la QCD pour des photons ayant une énergie supérieure à quelques GeV, et dépend principalement des fonctions de distribution des partons dans le proton (PDF) ou les noyaux (nPDF). La mesure de cette observable offre donc un moyen de tester la description théorique des phénomènes mis en jeu dans ce contexte, et éventuellement de contraindre ces fonctions de distribution. De plus, les photons émis dans ce type de processus donnent accès – par conservation – à l'énergie initiale du parton qui l'accompagne, permettant d'étudier la perte d'énergie de ce dernier dans un milieu déconfiné à l'aide de corrélations photon-jet. Accéder aux photons issus de processus partoniques de haute énergie ayant lieu lors de collisions hadroniques requiert l'utilisation d'une technique d'isolement tenant compte de l'environnement dans lequel ces photons sont émis. Cette approche doit permettre de rejeter une grande partie des photons provenant de la fragmentation de partons, mais aussi de la décroissance de hadrons émis à la suite des collisions.

Dans le cadre de cette thèse de doctorat, la section efficace de production des photons isolés a été mesurée dans des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ et proton-plomb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02\,\text{TeV}$ avec l'expérience ALICE : ce travail est rapporté dans le présent manuscrit, organisé en trois parties. Nous introduirons d'abord le contexte actuel de la physique des particules en mettant l'accent sur la description théorique de l'interaction forte avec la chromodynamique quantique, avant de nous intéresser aux différents mécanismes de production des photons dans les collisions hadroniques. Ensuite, nous aborderons en détail le fonctionnement de l'expérience ALICE au LHC, et plus particulièrement du calorimètre électromagnétique EMCal, détecteur central pour la reconstruction des photons. La troisième partie de ce manuscrit sera dévolue aux travaux menés pendant cette thèse : une présentation détaillée des méthodes de reconstruction, de sélection et d'isolement des photons issus de processus partoniques de haute énergie sera développée, puis les différentes corrections apportées au spectre des photons isolés pour mesurer leur section efficace de production seront argumentées. Enfin, une comparaison des résultats obtenus en collisions proton-proton et proton-plomb, mutuellement et avec des prédictions théoriques, sera discutée à la lumière de l'état actuel des connaissances en matière de photons isolés. Quelques perspectives seront alors dressées pour les années à venir, en particulier du point de vue de l'expérience ALICE.

Première partie

Sonder la matière avec des photons

It's a warm summer evening in Ancient Greece...

— Dr. Sheldon Cooper

CHAPITRE 1

Quarks et gluons : au cœur de la matière

Sommaire

1.1 Décrire la matière hadronique 5
1.1.1 Des quatre éléments aux quarks et gluons 6
1.1.2 La QCD, une théorie pour les gouverner tous 14
1.1.3 Processus hadroniques et modèle des partons 19
1.2 Plasma de Quarks et de Gluons et collisions hadroniques 23
1.2.1 Le diagramme de phase de la matière hadronique 23
1.2.2 Collisions hadroniques 24
1.2.3 Formation du QGP et évolution du milieu 27
1.2.4 Effets nucléaires froids 30
1.3 La matière hadronique à la loupe 31
1.3.1 Mise en évidence expérimentale du QGP 32
1.3.2 Sondes dures de la matière hadronique 37

De nos jours il est établi que l'Univers est décrit, à son échelle élémentaire, par un ensemble de particules et de lois réunies sous l'appellation de *Modèle Standard de la physique des particules*. Quarks et gluons en font partie et, si leur existence est désormais incontestable, de nombreux siècles ont été nécessaires pour parvenir à identifier les constituants de la matière et à décrire les phénomènes physiques qui les régissent. Dans ce premier chapitre, nous allons nous intéresser au cheminement qui a conduit à appréhender les briques de base de la matière, et plus particulièrement aux quarks et aux gluons soumis à l'interaction forte, au formalisme de cette dernière, et à l'état extrême de la matière dans lequel quarks et gluons peuvent se trouver sous certaines conditions.

1.1 Décrire la matière hadronique

C'est seulement au siècle dernier que les notions de quarks, de gluons, de hadrons et d'interaction forte ont été introduites. Mais avant elles, bien d'autres constituants ou entités ont été considérés pour expliquer de quoi la matière est faite. Pour bien comprendre comment s'est formée la connaissance que nous en avons aujourd'hui, embarquons pour un voyage à travers le temps.

1.1.1 Des quatre éléments aux quarks et gluons

L'étude de la matière occupe l'humanité depuis des millénaires. D'abord menée à des fins utilitaires, elle a permis aux populations du Néolithique de fabriquer des outils ou bijoux en métal au cours des âges du cuivre (4000–3000 avant J.-C.), du bronze (3000–1000 avant J.-C.) et du fer (à partir de 1000 avant J.-C.). Il faut attendre le développement de la philosophie antique en Grèce, à partir du VIIe siècle avant J.-C., pour que quelques savants tentent une première description de la nature de la matière. Empédocle est le premier, vers 460 avant J.-C., à proposer que tous les matériaux soient constitués de quatre éléments – le feu, l'air, l'eau et la terre – qui s'accompagnent de deux "forces", l'Amitié et la Haine, la première rassemblant les éléments et la seconde les séparant [1]. Cette vision de la matière gagne en complexité lorsque, dans la première moitié du IVe siècle avant J.-C., Philistion de Locres associe à chaque élément l'une des quatre *qualités élémentaires* – chaud, froid, humide et sec – qu'avait introduites Alcméon de Crotone deux siècles auparavant, indépendamment de la théorie des éléments. Aristote parachève cette description en associant deux qualités à chaque élément, comme l'illustre la Figure 1.1. Suivant ce précepte, l'interaction du froid et du sec peut générer de la terre, et cette dernière peut se transformer en eau si le sec est remplacé par l'humide [2]. Par ailleurs, Aristote introduit, vers 350 avant J.-C., un nouvel élément qui selon lui baigne le cosmos et permet d'expliquer la rotation des corps célestes [1] : plus tard, il sera associé à la notion d'*éther* et sera même considéré comme un vecteur de phénomènes physiques – gravitation, propagation de la lumière, etc. – jusqu'au début du XXe siècle.

Parallèlement, les philosophes de l'Antiquité grecque cherchent à déterminer une cause première à l'existence et au fonctionnement du monde, tentant en quelque sorte de répondre à la question "qu'est-ce qui le maintient en place ?". Nombre d'entre eux considèrent notamment un ou plusieurs des quatre éléments pour tenir ce rôle : par exemple, Thalès (625–546 avant J.-C.) pense qu'il s'agit de l'eau et Héraclite (544–480 avant J.-C.) propose le feu, quand d'autres suggèrent ces deux

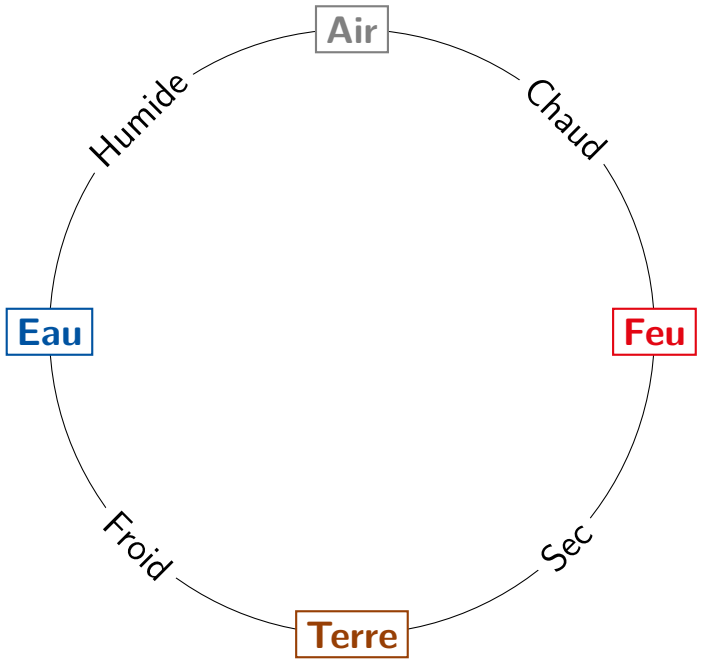


Figure 1.1. Représentation des quatre éléments (le feu, l'air, l'eau et la terre) et des qualités élémentaires (chaud, froid, humide et sec) qui les relient.

1. Il est intéressant de noter que la plupart des philosophies asiatiques considéraient déjà cinq éléments, comme par exemple le *Godai* japonais (terre, eau, feu, vent et vide).

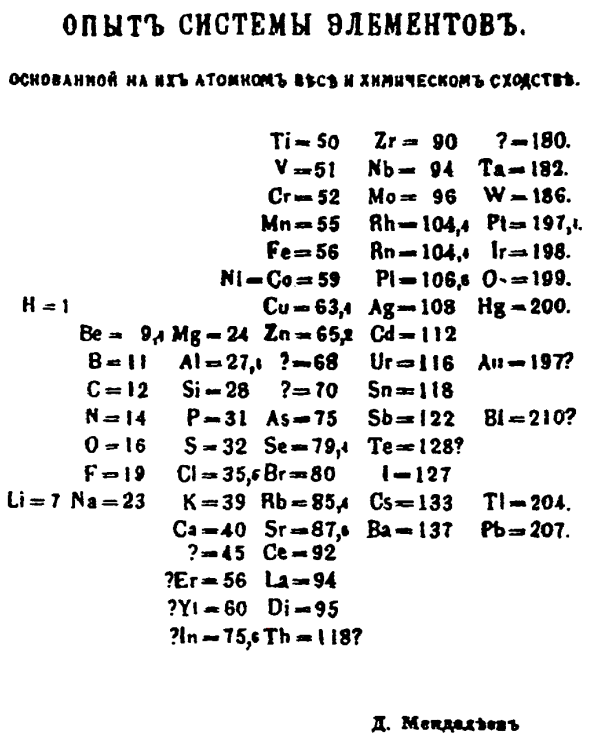


Figure 1.2. *Démocrite, le philosophe qui rit (De lachende filosoof Democritus)*, tableau peint par Hendrick ter Brugghen en 1628. [5]

éléments à la fois. Leucippe et son disciple Démocrite [2] (460–370 avant J.-C.) de leur côté, pensent que la nature est constituée de deux principes, le vide et le plein : ce dernier se matérialise selon eux sous la forme d'éléments indivisibles, *átoma*, les atomes [3]. Ce concept est motivé par l'observation simple que tout matériau peut être découpé en deux, puis chaque fragment en deux et ainsi de suite, de sorte qu'il existe des fragments élémentaires invisibles à l'œil nu et séparés par le vide. Démocrite et son mentor proposent donc la première vision corpusculaire de la matière, où même les quatre éléments en vogue à l'époque sont constitués d'atomes selon eux. Dans la seconde moitié du IVe siècle avant J.-C., le philosophe Épicure complète les idées de Démocrite en donnant des propriétés aux atomes : ceux-ci ont une certaine forme, une taille finie et un "poids". Mais surtout, il y ajoute le concept de *clinamen* (ou *déclinaison*), une déviation spontanée des atomes qui leur permet de s'entrechoquer et de s'agréger, formant ainsi des corps et expliquant l'existence de la matière macroscopique [4]. À ce titre, Épicure suggère également que plusieurs espèces d'atomes existent selon qu'ils composent un être vivant ou un matériau inerte, tentant ainsi une première "classification" de la matière à son échelle élémentaire.

On remarque assez vite que la description de la matière proposée par les philosophes grecs antiques relève plus de la métaphysique que de la démarche scientifique. Ils ont néanmoins la curiosité d'avancer diverses explications au fonctionnement de l'Univers et posent ainsi plusieurs concepts de base qui seront repris par la suite. Pendant des siècles, la théorie atomiste laisse place à une approche macroscopique, l'alchimie, dont les méthodes expérimentales consistent essentiellement à manipuler et transformer des métaux. Si les objectifs de l'alchimie demeurent mystiques – transmuter le plomb en or et repousser la mort, entre autres – cette discipline permet tout de même la découverte de nombreux éléments chimiques et l'invention de plusieurs procédés [6].

2. Peu de choses sont connues au sujet de Leucippe, alors que son disciple Démocrite a laissé de nombreux écrits : c'est la raison pour laquelle ce dernier est souvent considéré comme l'inventeur de l'atomisme et qu'il en existe maintes représentations picturales, comme celle de la Figure 1.2.



ОПЫТЪ СИСТЕМЫ ЭЛЕМЕНТОВЪ.

ОСНОВАННОЙ НА ИХЪ АТОМНОМЪ ВѢСѢ И ХИМИЧЕСКОМЪ СХОДСТВѢ.

			Ti = 50	Zr = 90	? = 180.	
			V = 51	Nb = 94	Ta = 182.	
			Cr = 52	Mo = 96	W = 186.	
			Mn = 55	Rh = 104,4	Pt = 197,1.	
			Fe = 56	Ru = 104,4	Ir = 198.	
			Ni = Co = 59	Pl = 106,6	Os = 199.	
H = 1			Cu = 63,4	Ag = 108	Hg = 200.	
	Be = 9,4	Mg = 24	Zn = 65,2	Cd = 112		
	B = 11	Al = 27,4	? = 68	Ur = 116	Au = 197?	
	C = 12	Si = 28	? = 70	Sn = 118		
	N = 14	P = 31	As = 75	Sb = 122	Bi = 210?	
	O = 16	S = 32	Se = 79,4	Te = 128?		
	F = 19	Cl = 35,6	Br = 80	I = 127		
Li = 7	Na = 23	K = 39	Rb = 85,4	Cs = 133	Tl = 204.	
		Ca = 40	Sr = 87,6	Ba = 137	Pb = 207.	
		? = 45	Ce = 92			
		?Er = 56	La = 94			
		?Yt = 60	Di = 95			
		?In = 75,6	Th = 118?			

Д. Менделѣевъ

Figure 1.3. Première version du tableau périodique des éléments dressé par Dmitri Mendeleïev en 1869. [9]

Il faut attendre le siècle des Lumières (XVIIIe siècle) pour que se développe l'étude systématique de la matière, notamment sous forme solide – avec la cristallographie – et sous forme gazeuse – avec la thermodynamique, considérant les gaz comme des "particules" en mouvement pouvant s'entrechoquer. S'inspirant d'un courant de chimistes britanniques ayant isolé plusieurs gaz (reconnus plus tard comme le dioxygène, le dihydrogène ou encore le monoxyde de carbone), Antoine de Lavoisier prouve que l'air (1779) et l'eau (1783) sont constitués de ce qu'il nomme de l'oxygène, de l'azote, et de l'hydrogène [7]. Ces travaux enterrent donc définitivement le caractère élémentaire de l'eau tel que le concevaient de nombreux philosophes de l'Antiquité grecque que nous avons cités, tout en remettant progressivement au goût du jour la notion d'atomes de différentes espèces. Ce concept est repris outre-Manche par John Dalton lorsqu'il présente sa théorie atomique en 1803, conférant aux atomes une masse et la propriété de se combiner en molécules [8]. Cette théorie se révèle à même d'expliquer plusieurs observations passées, comme par exemple la loi de conservation de la matière lors d'une réaction chimique, énoncée par Lavoisier en 1789.

Dès lors, le XIXe siècle est celui de la physique atomique, où les éléments déjà découverts et leurs réactions chimiques sont étudiés en détail. Cette discipline culmine en 1869 avec la présentation, par Dmitri Mendeleïev, d'un tableau périodique des éléments très proche de celui qui est utilisé aujourd'hui (Figure 1.3). Ce résultat est le fruit des travaux de nombreux scientifiques, mais Mendeleïev propose pour la première fois un classement des éléments selon leur masse atomique et surtout leurs propriétés chimiques, tout en offrant un moyen de prédire l'existence d'éléments non découverts jusqu'alors. De ce travail semble se dégager une structure sous-jacente de la matière, laissant les chercheurs de l'époque perplexe quant à l'élémentarité de l'atome.

La seconde partie du XIXe siècle voit la physique atomique prendre un tournant plus fondamental à travers l'étude des spectres d'émission d'un certain nombre de gaz, la découverte de l'effet photoélectrique (Heinrich Hertz, 1887) et celle de la radioactivité[3] (Henri Becquerel, 1896 puis

3. Avant que Marie Curie ne nomme *radioactivité* la propriété qu'ont certains éléments de rayonner, le rayonnement en question était désigné par *rayons de Becquerel*.

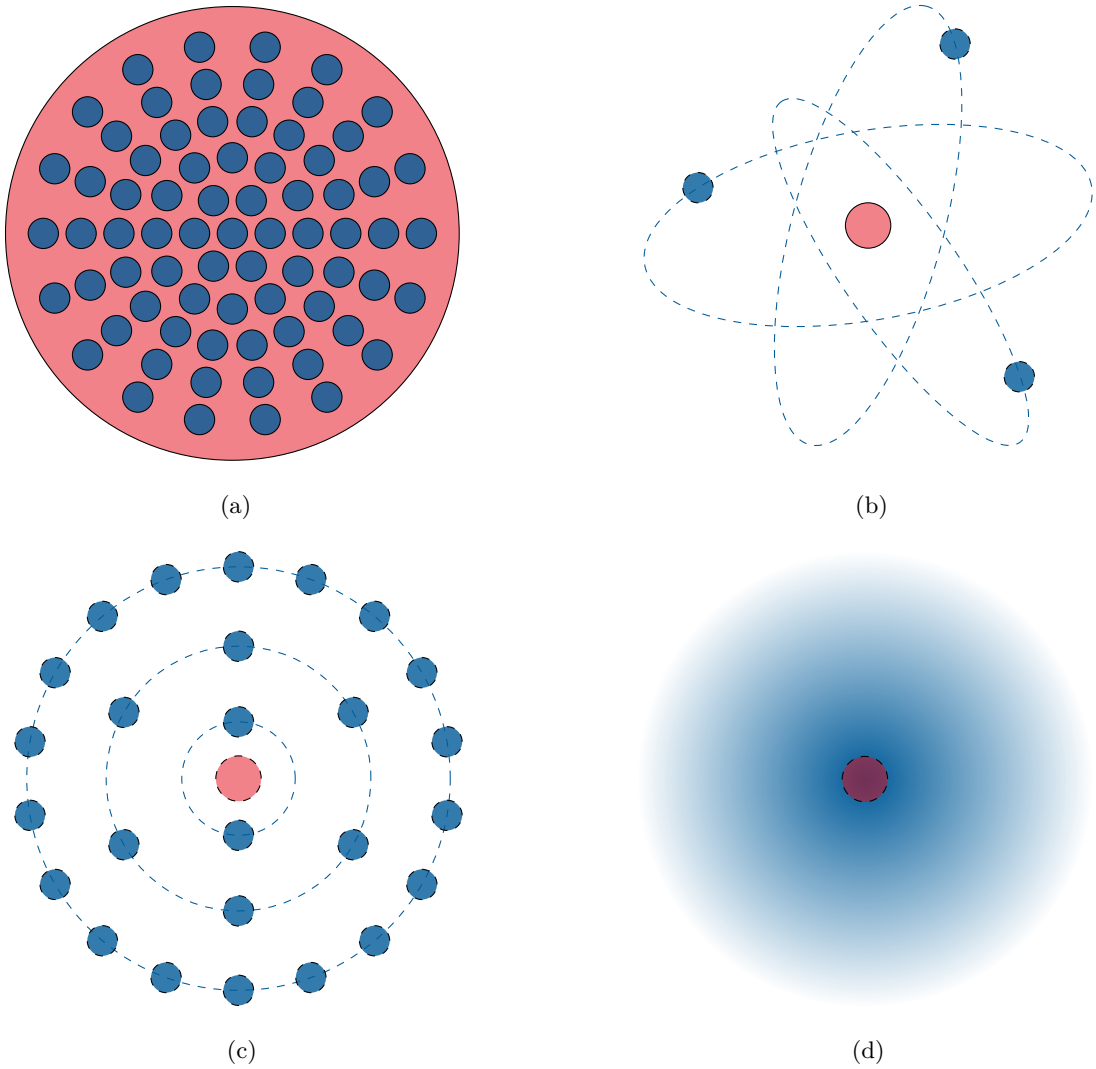


Figure 1.4. Représentation des principaux modèles atomiques considérés depuis la fin du XIXe siècle : (a) modèle du *plum pudding* (Joseph John Thomson, 1904), (b) modèle planétaire (Ernest Rutherford, 1911), (c) modèle quantique (Niels Bohr, 1913), (d) modèle quantique probabiliste (Erwin Schrödinger, 1926). Les zones rouges représentent de la matière chargée positivement et les zones bleues les électrons (ou le nuage électronique dans le cas du modèle de Schrödinger). Dans un souci de commodité picturale, les échelles de taille ne sont pas respectées.

Pierre et Marie Curie, 1897). C'est alors que Joseph John Thomson découvre l'électron en 1897 : il a pour cela étudié le rayonnement émis par une cathode chauffée dans un tube sous vide et en a déduit que ce rayonnement était constitué de particules chargées négativement et de masse non nulle. Un des principaux résultats rapportés par Thomson est que cette émission d'électrons est observée quel que soit le matériau qui compose la cathode, il ne peut donc s'agir selon lui que d'une brique de base des atomes [10]. Il propose ainsi en 1904 le premier modèle atomique moderne, dit du *plum pudding*[4], dans lequel les électrons baigneraient dans une soupe de charges positives tout en suivant des trajectoires annulaires privilégiées pour expliquer les raies spectrales des atomes considérés [11]. Progressivement, la description de la matière à son échelle fondamentale devient l'affaire d'une nouvelle discipline, la physique des particules.

En 1904 toujours, le Japonais Hantarō Nagaoka propose d'extraire les électrons de la soupe chargée positivement dans laquelle Thomson les avait plongés, en introduisant le modèle saturnien de l'atome. Ce dernier s'inspire des anneaux de Saturne et considère les électrons en orbite autour d'un

4. Littéralement, *pudding aux prunes*. Plus prosaïquement, ce modèle a aussi été dit du *muffin aux airelles* et du *cookie aux pépites de chocolat*.

"noyau" très massif et chargé positivement. Quelques années plus tard, en 1911, Ernest Rutherford développe son modèle planétaire à partir du modèle saturnien de Nagaoka, après avoir constaté que des particules α traversaient sans grande déviation une feuille d'or. Il en déduit que les atomes sont constitués d'une très petite région centrale chargée positivement et d'un nuage d'électrons ponctuels situés à grande distance de ce centre et dont ils sont séparés par le vide [12]. Ce résultat est considéré comme la découverte du noyau atomique, preuve ultime que les atomes ne sont finalement pas indivisibles comme le laissait penser leur nom hérité des atomistes de l'Antiquité.

Le début du XXe siècle est également marqué par le développement de la mécanique quantique. En 1913, le Danois Niels Bohr combine le modèle atomique de Rutherford et la récente théorie des quanta initiée par Max Planck en 1900 – laquelle stipule que les échanges d'énergie entre un rayonnement et la matière ne sont possibles que par multiples entiers d'une quantité d'énergie appelée *quantum* – afin de proposer un modèle quantique de l'atome au sein duquel les électrons occupent des orbites circulaires stationnaires [5] autour du noyau, caractérisées par un niveau d'énergie précis [13]. Le passage d'un électron d'une orbite à l'autre explique alors très convenablement, selon le modèle de Bohr, l'énergie des raies observables dans les spectres d'émission ou d'absorption de l'hydrogène.

À ce stade, la matière est ainsi décrite comme un assemblage atomique de "noyaux" positifs et d'électrons négatifs : on commence alors à parler de physique subatomique, mais une autre division de la discipline se forme bientôt avec la découverte du proton [6] par Rutherford en 1919 [14], prouvant que le noyau n'est pas un constituant élémentaire et donnant naissance par la suite à la physique nucléaire. L'ultime description de l'atome, communément admise aujourd'hui, est offerte par Erwin Schrödinger en 1926 : les électrons n'y sont plus considérés comme des particules ponctuelles mais se comportent comme des ondes suivant des orbitales autour du noyau, décrites par une fonction d'onde (généralement notée Ψ) [15]. Le carré du module de cette dernière, $|\Psi(\vec{r},t)|^2$, est ensuite interprété par Max Born comme la probabilité de trouver un électron à la position $\vec{r}$ et à l'instant t [16]. La Figure 1.4 offre une vision d'ensemble des principaux modèles atomiques évoqués jusqu'ici.

À la fin des années 1920, on sait donc qu'il existe plusieurs particules : l'électron et le proton comme on l'a vu, mais également – condition *sine qua non* de cette thèse – le photon. En 1923, Arthur Compton avait en effet découvert l'effet qui porte son nom (la diffusion Compton, Figure 1.5) et n'avait pu l'expliquer qu'en considérant qu'un quantum de lumière entrait en collision avec un électron atomique, reprenant ainsi la nature corpusculaire de la lumière introduite par Albert Einstein pour décrire l'effet photoélectrique en 1905 [17, 18]. Depuis lors, un quantum de lumière est considéré comme une particule, nommée *photon* par Gilbert Lewis en 1926 [19] et notée par la lettre grecque γ, reprenant ainsi le nom que Rutherford avait donné aux rayons γ découverts par Paul Villard en 1900 [20].

Ces premières particules préfiguraient déjà la complexité croissante de la description de la matière à son échelle fondamentale et, de fait, de la physique des particules. Celle-ci prend son essor au début des années 1930 lorsque, s'intéressant au spectre continu de la désintégration β [7], Wolfgang Pauli postule l'existence d'une particule neutre de faible masse, qu'il appelle *neutron*, pour assurer la conservation de l'énergie du processus [21]. Cette particule se révélera être un neutrino en 1956, lorsque Clyde Cowan et Frederick Reines détecteront des antineutrinos électroniques [22]. Le véritable neutron est quant à lui découvert en 1932 par James Chadwick comme une particule de masse proche de celle du proton mais de charge électrique nulle [23].

5. L'instabilité des électrons qui découlait du modèle de Rutherford était l'une des principales motivations du développement du modèle quantique par Bohr.

6. Le nom du proton provient du grec *prótos* signifiant "premier".

7. La radioactivité β avait été identifiée par Rutherford en 1899 mais déjà observée par Becquerel et Pierre et Marie Curie quelques années auparavant, sans savoir alors qu'il existait différents types de désintégration radioactive.

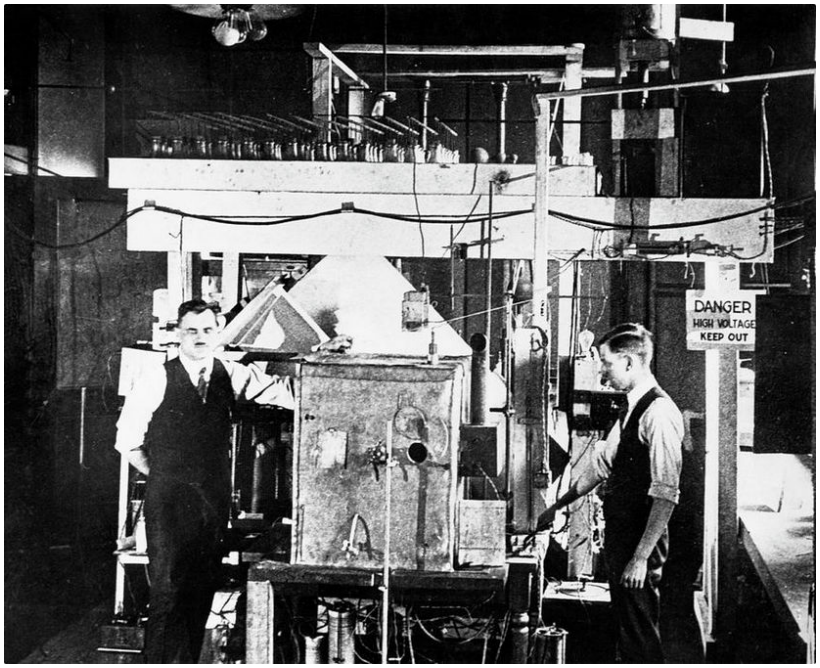


Figure 1.5. Arthur Compton (à gauche) et Francis Simon (à droite) devant le dispositif expérimental ayant conduit à la découverte du photon. [29]

Aussitôt, Werner Heisenberg introduit un modèle nucléaire basé sur la liaison du proton et du neutron et suggère que ces derniers sont en réalité deux états quantiques d'une même particule, le nucléon [24]. Cette idée – fondée sur l'introduction de l'isospin dont la valeur diffère entre proton et neutron – s'inspire du moment cinétique de spin qui avait été mis en évidence en 1922 par Otto Stern et Walther Gerlach [25], propriété intrinsèque des particules permettant de qualifier celles-ci de *fermions* (spin demi-entier) ou de *bosons* (spin entier). Le modèle du noyau proposé par Heisenberg suppose bien sûr la présence de *forces nucléaires* pour lier les nucléons, mais à ce stade il n'est pas encore question d'un médiateur privilégié. La première pierre de la description théorique des interactions nucléaires est apportée par Hideki Yukawa en 1935. Ce dernier prédit l'existence de particules de masse intermédiaire (entre celles de l'électron et du proton), médiatrices des forces qui lient les nucléons au sein du noyau : les mésons [8] [26]. L'avenir lui donnera raison lorsque seront découverts les pions chargés ($\pi^{\pm}$) en 1947 et neutre (π^0) en 1950 [27, 28], et l'explication proposée par Yukawa évoluera vers la théorie de l'interaction forte comme nous le verrons par la suite.

Malgré le développement de la description des interactions nucléaires, la désintégration β demeure toujours difficile à expliquer. Pour remédier à cela, Enrico Fermi introduit en 1933 la théorie qui porte son nom (théorie ou interaction de Fermi), dans laquelle il envisage le couplage direct de quatre fermions – neutron, proton, électron et antineutrino électronique – sans recourir à une quelconque particule médiatrice [30]. Cette théorie est considérée comme la première formalisation de l'interaction faible et de la théorie électrofaible qui sera développée dans les années 1960.

Alors que deux théories se mettent en place pour décrire les interactions des constituants de la matière, le nombre de particules découvertes ne cesse de croître : ainsi est-ce le cas du positon (e^+) en 1933 [31] – confirmant la prédiction de l'existence d'antimatière émergeant de l'équation de Dirac dès 1928 – et du muon ($\mu^{\pm}$) en 1937 [32]. Ce dernier présente des propriétés très proches de celles de l'électron, c'est pourquoi dès 1948 ces deux particules seront qualifiées de *leptons*, du grec *leptós* signifiant "fin", car leur masse demeure faible vis-à-vis de celle des nucléons. La famille des leptons sera complétée bien plus tard par la découverte du tauon ($\tau^{\pm}$) en 1975 [33], ainsi que par la

8. Le nom des mésons provient du grec *mésos* signifiant "intermédiaire".

mise en évidence d'un (anti)neutrino associé.

Dans les années 1940, d'autres physiciens s'intéressent à l'électromagnétisme, interaction fondamentale de l'Univers formalisée dès 1865 par James Clerk Maxwell. Pour la première fois, cette théorie classique est combinée à la mécanique quantique et à la relativité restreinte par Shin'ichirō Tomonaga, Julian Schwinger et Richard Feynman[9] dans le cadre de l'électrodynamique quantique (*Quantum Electrodynamics*, QED) [34–36]. Celle-ci permet de décrire avec précision les interactions des particules chargées par l'intermédiaire du photon, qui devient un boson *de jauge*. Comme nous le verrons par la suite, cette théorie sera reprise en grande partie pour l'élaboration de la théorie de l'interaction forte.

La quête de la structure fondamentale de la matière est cependant loin d'être aboutie : les propriétés similaires du proton et du neutron constatées par Heisenberg dans les années 1930 conduisent la communauté de la physique des particules à se poser la question de leur élémentarité. En 1964, Murray Gell-Mann et George Zweig suggèrent de façon indépendante l'existence de particules qui formeraient des corps composites comme le proton ou le neutron [37, 38] : les notions de *quarks* et de *hadrons*[10] sont nées. Trois saveurs de quarks sont considérées dans ce modèle : up (u), down (d) et strange (s), ainsi que leurs antiparticules ($\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$). Pour expliquer la liaison de ces particules et la formation des hadrons, un constituant médiateur est également introduit par Gell-Mann : le *gluon*. À l'instar des leptons interagissant électromagnétiquement par l'intermédiaire du photon, les quarks portent une certaine charge électrique mais les gluons sont neutres. Peu de temps après, la découverte du *baryon*[11] Ω^- constitué de trois quarks s [39] – impossible d'après le principe d'exclusion de Pauli puisque deux de ces quarks ont le même état quantique – amène Oscar Greenberg, Moo-Young Han et Yoichiro Nambu à proposer un nouveau degré de liberté pour les quarks, lequel sera plus tard appelé *charge de couleur* et considéré comme source de l'interaction forte [40–42] : c'est la naissance de la chromodynamique quantique (*Quantum Chromodynamics*, QCD).

Le modèle des quarks est enrichi dans les années qui suivent avec l'introduction du quark charm (c) [43, 44], et l'existence de *constituants ponctuels* à l'intérieur du proton est démontrée en 1969 à travers l'étude de diffusions électron-proton profondément inélastiques (*Deep Inelastic Scattering*, DIS) produites au Centre de l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC) [45, 46]. Puisqu'il n'est alors pas possible de savoir si ces constituants sont bien les quarks de Gell-Mann, Richard Feynman propose de les appeler *partons* au sein de son modèle éponyme dont nous reparlerons par la suite [47]. Depuis lors, ce nom désigne aussi bien un (anti)quark qu'un gluon.

En parallèle, la description de l'interaction faible ébauchée par Fermi se développe également lorsque Abdus Salam, Sheldon Glashow et Steven Weinberg suggèrent l'unification des interactions faible et électromagnétique pour des processus mettant en jeu des énergies de quelques centaines de GeV, dans le cadre d'une théorie électrofaible à distance dont les médiateurs seraient des bosons massifs, notés $\mathrm{W}^{\pm}$ et Z^0 [48–50] : ces derniers seront découverts en 1983 par les expériences UA1 et UA2 au CERN [51–54]. La violation de la symétrie CP (conjugaison de charge, parité) par l'interaction faible, mise en évidence en 1964 [55], peut alors être expliquée en considérant deux quarks supplémentaires selon Makoto Kobayashi et Toshihide Maskawa en 1973 [56] : ces quarks, bottom (b) et top (t), seront découverts respectivement en 1977 et 1995 [57–59].

On peut donc apprécier combien les interactions fondamentales et les particules prédites et

9. C'est à cette période que Feynman introduit les règles de calcul basées sur sa célèbre vision diagrammatique des interactions décrites par la QED, dans laquelle la propagation des particules est représentée par des lignes et leur couplage par des points appelés *vertex*.

10. Les quarks ont été nommés par Gell-Mann d'après le roman *Finnegans Wake* (1939) de l'écrivain irlandais James Joyce. Le terme *hadron* avait quant à lui été introduit en 1962 lors d'une conférence et tire sa source du grec *adrós* signifiant "fort".

11. À l'inverse des leptons, le nom des baryons provient du grec *barús* signifiant "lourd".

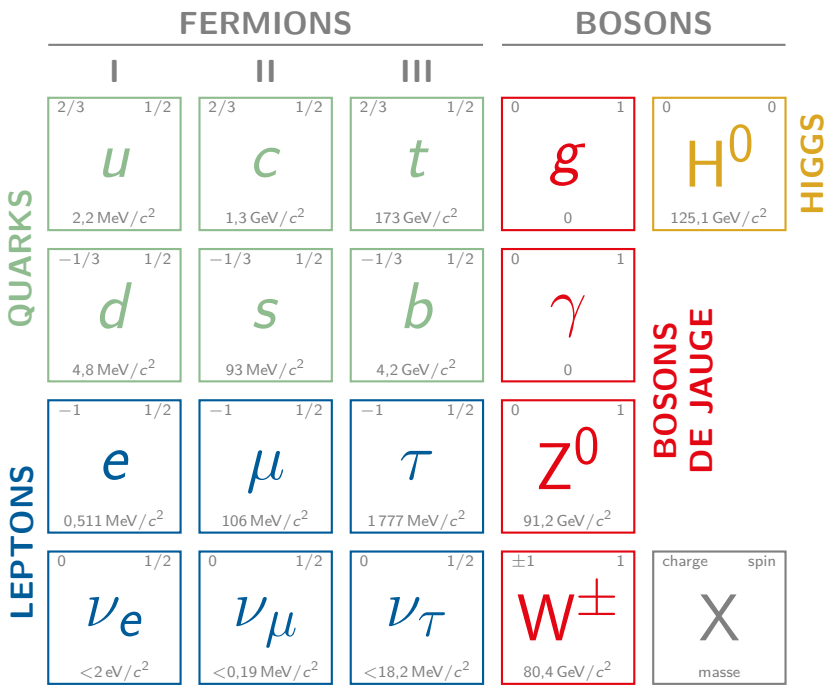


Figure 1.6. Particules élémentaires du Modèle Standard. Les chiffres I, II et III représentent les trois générations de fermions connues, et la charge indiquée dans le coin supérieur gauche de chaque boîte est électrique. Les valeurs des masses proviennent du *Particle Data Group* (PDG) [66].

découvertes tout au long du XXe siècle permettent une description redoutablement précise de la matière, où chaque brique semble parfaitement trouver sa place dans le mur de la physique des particules élémentaires. En 1975, Abraham Pais et Sam Treiman désignent la théorie électrofaible et le modèle des quatre quarks connus à l'époque par un nom qui sera conservé par la suite pour évoquer l'ensemble des particules élémentaires et leurs interactions : le *Modèle Standard* [60]. Ce dernier s'est enrichi d'une nouvelle particule pour la dernière fois en 2012, lorsque les collaborations ATLAS et CMS ont annoncé la découverte, au LHC, du boson de Higgs (H^0) [61, 62] prédit 48 ans plus tôt par plusieurs équipes de recherche comme émergeant du champ de Higgs, lequel permet d'expliquer que certaines particules ont une masse et d'autres non [63–65]. La Figure 1.6 résume l'état actuel de notre connaissance du Modèle Standard, et par là même les 2500 ans d'histoire de la description de la matière que nous venons de parcourir à travers ces pages.

Il nous faut toutefois mentionner que de nombreuses questions de physique restent sans réponse en dépit des grands succès du Modèle Standard [67] : la théorie de la gravitation peut-elle s'accorder avec la description des phénomènes physiques à l'échelle élémentaire (théorie du tout) ? peut-on ne serait-ce que fusionner les trois interactions fondamentales à haute énergie (théorie de la grande unification) ? pourquoi les neutrinos ont-ils une masse ? qu'est-ce qui peut expliquer la nature de la matière noire et de l'énergie noire, constituants de l'Univers déduits d'observations astrophysiques et cosmologiques ? etc. De nombreux travaux sont menés pour tenter d'y répondre, impliquant aussi bien des aspects théoriques qu'expérimentaux, beaucoup considérant notamment des particules et des phénomènes au-delà du Modèle Standard [68].

Pour le moment, le Modèle Standard est donc constitué de 18 particules considérées comme élémentaires – dont 12 fermions (ainsi que leurs 12 antiparticules), cinq bosons de jauge [12] et le boson de Higgs – et des trois interactions fondamentales que sont l'électromagnétisme (décrit par la QED), l'interaction faible (décrite conjointement avec la précédente dans le cadre de la théorie électrofaible) et l'interaction forte (décrite par la QCD). Son formalisme mathématique s'inscrit dans le cadre

12. Le symbole $W^{\pm}$ désigne en réalité deux bosons (W^- et W^+).

d'une théorie quantique des champs effective qui s'appuie sur un groupe de symétrie admettant une invariance de jauge par transformation locale (une rotation, par exemple) [69]. Ce groupe, noté $\mathrm{SU}(3) \times \mathrm{SU}(2) \times \mathrm{U}(1)$, est le produit des groupes formalisant les trois interactions fondamentales : $\mathrm{SU}(3)$ pour l'interaction forte et $\mathrm{SU}(2) \times \mathrm{U}(1)$ pour les interactions électromagnétique et faible dans le cadre de la théorie électrofaible.

L'objectif de cette thèse est d'étudier la description de l'interaction forte par la chromodynamique quantique, à l'aide de mesures de la production de certains photons que nous introduirons dans le chapitre suivant. Pour cette raison, nous allons désormais restreindre notre propos à cette seule interaction fondamentale et à son formalisme.

1.1.2 La QCD, une théorie pour les gouverner tous

Les hadrons, introduits en 1964 comme nous l'avons mentionné, peuvent être des mésons s'ils sont constitués d'un quark et d'un antiquark ($q\bar{q}$), ou des (anti)baryons s'ils sont constitués de trois (anti)quarks (qqq ou $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) : dans tous les cas les quarks et les antiquarks sont, avec les gluons (g) qui la véhiculent, les seules particules sensibles à l'interaction forte. Cela est lié à leur propriété unique de porter une charge de couleur, comparable à la charge électrique qui caractérise les particules soumises à l'interaction électromagnétique. Trois valeurs sont considérées pour la charge de couleur, rouge (R), vert (V) et bleu (B), chaque quark portant uniquement l'une d'elles. À l'inverse, les antiquarks portent une "anticouleur", antirouge ($\overline{\mathrm{R}}$), antivert ($\overline{\mathrm{V}}$) ou antibleu ($\overline{\mathrm{B}}$) qui, par analogie avec la synthèse additive des couleurs visibles, peuvent être vues comme complémentaires au rouge, au vert et au bleu.

Toutefois, les hadrons sont neutres du point du vue de la charge de couleur [13]. Ainsi, un méson ne peut être formé que par la combinaison linéaire de paires $q\bar{q}$ de couleurs opposées (par exemple, $\mathrm{R}\overline{\mathrm{R}}$), et un baryon ne peut exister que si ses trois quarks sont de couleurs différentes (RVB, ou $\overline{\mathrm{RVB}}$ pour un antibaryon). L'échange de charge de couleur qui se produit lors d'une interaction forte entre deux quarks nécessite alors de considérer son médiateur, le gluon, comme porteur d'une charge de couleur lui aussi : là est la principale différence entre l'interaction forte et l'interaction électromagnétique dont elle s'inspire, puisque le photon est dépourvu de charge électrique. Plus exactement, les gluons sont caractérisés par l'association d'une couleur et d'une anticouleur (par exemple, $\mathrm{R}\overline{\mathrm{V}}$) dont il résulte neuf combinaisons linéaires [70] : l'une d'elle,

$$\frac{\mathrm{R}\overline{\mathrm{R}} + \mathrm{V}\overline{\mathrm{V}} + \mathrm{B}\overline{\mathrm{B}}}{\sqrt{3}}, \tag{1.1}$$

est un *singulet de couleur* comme le sont les hadrons et ne porte donc pas de charge de couleur. C'est la raison pour laquelle il existe seulement huit états de couleur pour les gluons : on parle de l'*octet de couleur* du groupe de symétrie $\mathrm{SU}(n)$, avec $n = 3$ dans le cas de la chromodynamique quantique, dont la dimension est précisément calculable comme $n^2 - 1 = 8$. Finalement, le caractère "coloré" des gluons les rend susceptibles d'interagir les uns avec les autres.

1.1.2.1 Lagrangien

Grandement inspirée du formalisme de l'électrodynamique quantique, la densité lagrangienne de la QCD – simplement appelée *lagrangien* dans la littérature – peut s'exprimer comme la somme d'un terme libre $\mathcal{L}_0$ et d'un terme cinétique $\mathcal{L}_{\mathrm{cin}}$:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{\mathrm{cin}}. \tag{1.2}$$

13. Toujours par analogie avec la synthèse additive des couleurs visibles, on dit parfois qu'ils sont "blancs".

$\mathcal{L}_{\text{cin}}$ rend compte de la propagation des champs de jauge dont les quanta sont ici les gluons, quant à $\mathcal{L}_0$, il s'agit du lagrangien d'un quark de masse m que l'on suppose libre. Son expression est obtenue à partir de l'équation de Dirac qui décrit le comportement des fermions de spin demi-entier, représentés par les champs fermioniques[14] $\psi_j(x)$, avec j l'indice de couleur compris entre 1 et le nombre de couleurs $N_c = 3$:

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{j=1}^{N_c} \bar{\psi}_j(x) \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right) \psi_j(x) \equiv \bar{\psi}(x) \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right) \psi(x), \tag{1.3}$$

où le terme γ^μ représente les matrices de Dirac et où la dépendance à l'indice de couleur j sera passée sous silence par la suite. Il est nécessaire que ce lagrangien soit invariant par la transformation de jauge locale suivante :

$$\psi(x) \mapsto e^{i\theta_a(x)T_a}\, \psi(x), \tag{1.4}$$

où $\theta_a(x)$ est le paramètre de la transformation – qui peut être vue comme une rotation d'angle $\theta_a(x)$, où la dépendance en x rend compte de la propriété locale de cette transformation – et où T_a représente les générateurs du groupe SU(3), avec $a \in [1, 8]$ correspondant aux huit états de couleur des gluons. Les générateurs T_a ne sont pas commutatifs :

$$[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c, \tag{1.5}$$

avec f_{abc} les constantes de structure de SU(3) et $(b, c) \in [1, 8]$. De ce fait, le groupe de symétrie associé à la chromodynamique quantique est dit *non abélien*.

Pour simplifier la détermination de l'invariance de $\mathcal{L}_0$ par transformation de jauge locale, il est suffisant de considérer une transformation infinitésimale. L'équation (1.4) peut alors être développée en série et devient

$$\psi(x) \mapsto \left[1 + i\theta_a(x)T_a\right] \psi(x), \tag{1.6}$$

et la dérivée de $\psi(x)$ est simplement transformée comme

$$\partial_\mu \psi(x) \mapsto \left[1 + i\theta_a(x)T_a\right] \partial_\mu \psi(x) + iT_a \psi(x)\, \partial_\mu \theta_a(x). \tag{1.7}$$

Réintroduire ces deux expressions dans l'équation (1.3) montre cependant que l'invariance n'est pas respectée à cause du second terme de la transformation de $\partial_\mu \psi(x)$. Pour y remédier, on introduit la dérivée covariante de jauge D_μ :

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_a A^a_\mu(x). \tag{1.8}$$

Cette définition fait intervenir deux grandeurs particulièrement importantes :

- ▷ $A^a_\mu(x)$ représente les champs de jauge associés aux gluons, signifiant que l'invariance du lagrangien d'un quark libre est respectée si ce quark est couplé à un gluon (et n'est donc pas libre) ;
- ▷ g est le facteur de couplage associé à l'interaction quark-gluon.

Enfin, pour totalement respecter l'invariance de $\mathcal{L}_0$ par la transformation définie dans l'équation (1.4), $A^a_\mu(x)$ doit être transformé comme

$$A^a_\mu(x) \mapsto A^a_\mu(x) - \frac{1}{g}\, \partial_\mu \theta_a(x) - f_{abc} \theta_b(x) A^c_\mu(x). \tag{1.9}$$

Le lagrangien du quark "libre" couplé aux champs de jauge gluoniques doit finalement être

14. Aussi appelés *champs de quark* ou *champs de Dirac*.

complété par le terme cinétique $\mathcal{L}_{\text{cin}}$ introduit dans l'équation (1.2) :

$$\mathcal{L}_{\text{cin}} = -\frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a, \tag{1.10}$$

où $G^a_{\mu\nu}$ est le tenseur de force des champs gluoniques, défini comme

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu(x) - \partial_\nu A^a_\mu(x) - g f_{abc} A^b_\mu(x) A^c_\nu(x). \tag{1.11}$$

Par comparaison, le terme analogue de la QED est plus simple,

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x), \tag{1.12}$$

car le groupe $\mathrm{SU}(2) \times \mathrm{U}(1)$ sur lequel s'appuie la théorie de l'interaction électromagnétique est abélien et ne considère ainsi pas de facteurs f_{abc}. Si les deux premiers termes du tenseur gluonique donné dans l'équation (1.11) rendent compte de la propagation des gluons (tout comme des photons dans le cas de l'équation (1.12) relative à la QED), le dernier est donc propre à la QCD et permet d'expliquer l'interaction des gluons les uns avec les autres – propriété généralement appelée *self-coupling* – en vertu de leur charge de couleur non nulle comme nous l'avons mentionné précédemment.

Ainsi, le lagrangien de la chromodynamique quantique s'exprime comme

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{\psi}(x) \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right) \psi(x) - \bar{\psi}(x) \left[g\gamma^\mu T_a A^a_\mu(x)\right] \psi(x) - \frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a, \tag{1.13}$$

ou, en considérant la dépendance à la saveur ($i \in [1, N_{\text{f}}]$, $N_{\text{f}} = 6$) et à la charge de couleur ($j \in [1, N_{\text{c}}]$, $N_{\text{c}} = 3$) des quarks :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{f}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{c}}} \left\{ \bar{\psi}_{ij}(x) \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_i\right) \psi_{ij}(x) - \bar{\psi}_{ij}(x) \left[g\gamma^\mu T_a A^a_\mu(x)\right] \psi_{ij}(x) \right\} - \frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a. \tag{1.14}$$

Il faut ici noter que les seuls paramètres libres du lagrangien de la QCD sont la masse m des quarks et le facteur de couplage quark-gluon g : par conséquent, cette expression peut être renormalisée en fonction de l'énergie mise en jeu dans les processus QCD considérés comme nous allons le voir.

1.1.2.2 Confinement et liberté asymptotique

L'approche diagrammatique introduite par Richard Feynman [36] permet de calculer, par exemple, la section efficace d'un processus décrit par la QCD à l'aide d'une intégrale de chemin. Cependant, les fluctuations du vide peuvent conduire à la formation de boucles de quarks ou de gluons qui conduisent à une infinité de diagrammes entrant dans le calcul intégral : ces boucles induisent alors des divergences infrarouges (à basse énergie) ou ultraviolettes (à haute énergie).

Un moyen pour les lever est de renormaliser les paramètres de la QCD en fonction de l'énergie du processus étudié, et notamment la constante de couplage α_{s}, dépendant de g :

$$\alpha_{\text{s}} = \frac{g^2}{4\pi}. \tag{1.15}$$

Ainsi, α_{s} n'a de "constante" que le nom puisque, en raison de la renormalisation, elle dépend de l'échelle en énergie considérée, caractérisée par la grandeur Q qui est l'impulsion transférée d'un parton à l'autre [15]. Son évolution est plus exactement donnée en fonction de Q^2, et peut être

15. On rappelle que *parton* est le terme employé génériquement pour désigner un quark ou un gluon.

déterminée par un développement perturbatif de la fonction de renormalisation suivante [71] :

$$\beta\left(\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2)\right) = -\beta_0\alpha_{\mathrm{s}}^2(Q^2) - \beta_1\alpha_{\mathrm{s}}^3(Q^2) - \beta_2\alpha_{\mathrm{s}}^4(Q^2) - \beta_3\alpha_{\mathrm{s}}^5(Q^2) + \mathcal{O}\left(\alpha_{\mathrm{s}}^6(Q^2)\right), \tag{1.16}$$

avec $\beta\left(\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2)\right)$ entrant dans l'équation de renormalisation

$$Q^2\,\frac{\partial\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2)}{\partial Q^2} = \beta\left(\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2)\right), \tag{1.17}$$

et où les facteurs β_i dépendent uniquement des nombres de couleurs (N_{c}) et de saveurs (N_{f}).

Dans l'approximation *1-loop* – c'est-à-dire en ne considérant que l'ordre dominant des perturbations, matérialisé par un diagramme ne contenant qu'une boucle – seul le terme en β_0 est conservé dans l'équation (1.16) et la solution de l'équation (1.17) est donc

$$\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2) = \frac{\alpha_{\mathrm{s}}(\mu^2)}{1 + \alpha_{\mathrm{s}}(\mu^2)\,\beta_0 \ln\frac{Q^2}{\mu^2}}, \tag{1.18}$$

avec

$$\beta_0 = \frac{11N_{\mathrm{c}} - 2N_{\mathrm{f}}}{12\pi}. \tag{1.19}$$

La technique de renormalisation fait ainsi émerger la constante d'intégration μ^2, correspondant à une échelle en énergie, dite *de renormalisation*, pour laquelle la valeur de α_{s} est connue (par exemple *via* une mesure) : on voit donc comment l'équation (1.18) permet de déduire la valeur de la constante de couplage à une énergie Q^2 sur la base de $\alpha_{\mathrm{s}}(\mu^2)$. Il est enfin possible de simplifier l'expression de $\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2)$ en introduisant l'*échelle de la QCD*, notée Λ_{QCD},

$$\Lambda_{\mathrm{QCD}}^2 = \mu^2 \exp\left[-\frac{1}{\beta_0\alpha_{\mathrm{s}}(\mu^2)}\right], \tag{1.20}$$

conduisant alors à l'expression couramment rencontrée de la constante de couplage de l'interaction forte en fonction du carré de l'impulsion transférée lors du processus partonique :

$$\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2) = \frac{12\pi}{(11N_{\mathrm{c}} - 2N_{\mathrm{f}})\ln\frac{Q^2}{\Lambda_{\mathrm{QCD}}^2}}. \tag{1.21}$$

La Figure 1.7 présente l'évolution de $\alpha_{\mathrm{s}}(Q^2)$ en fonction de Q, mesurée et obtenue à l'aide de l'approche théorique discutée ici. La valeur de α_{s} pour une échelle de référence, généralement prise comme la masse du boson Z^0 ($M_{Z^0} = 91{,}2\,\mathrm{GeV}/c^2$ [66]) est de l'ordre de 0,118. À titre de comparaison, la constante de couplage de l'interaction électromagnétique, calculable dans le cadre de la QED, avoisine les $7{,}8 \times 10^{-3}$ pour la même échelle en énergie [72] : cela explique en partie pourquoi l'interaction forte est bien plus intense que l'interaction électromagnétique.

Deux conclusions majeures quant au comportement des partons en fonction de l'énergie mise en jeu peuvent être dressées. D'une part, on peut observer que lorsque Q diminue et s'approche de Λ_{QCD}, l'intensité du couplage augmente et finit par diverger. Typiquement de l'ordre de 200 MeV, Λ_{QCD} représente donc le seuil en-deçà duquel les partons sont fortement liés : il s'agit du régime de *confinement*, caractérisé par des conditions énergétiques auxquelles les partons sont inaccessibles, confinés dans les hadrons. D'autre part, lorsque Q augmente, le terme logarithmique de l'équation (1.21) diverge à son tour et l'intensité du couplage tend vers une valeur nulle. Cela signifie que les partons ne sont quasiment plus liés : on parle ici de *liberté asymptotique* [73, 74].

En considérant une proportionnalité inverse de l'impulsion Q transférée entre les partons et la

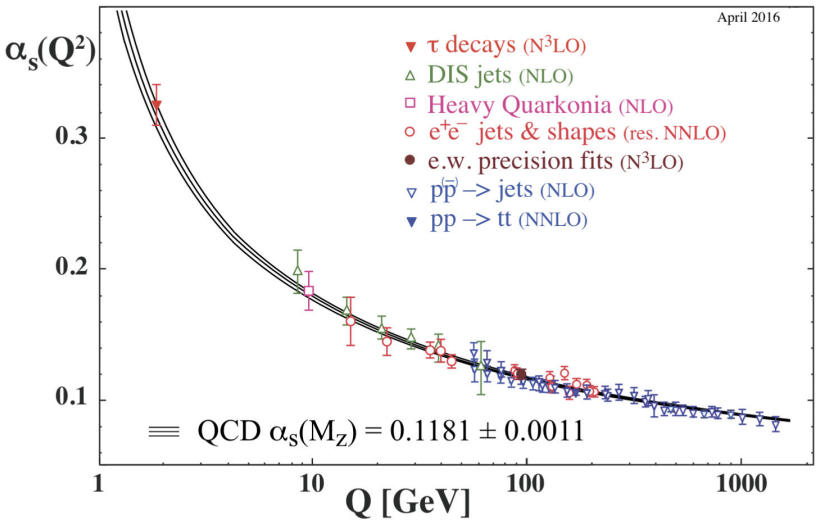


Figure 1.7. Compilation de différentes mesures de la constante de couplage de l'interaction forte en fonction de l'échelle en énergie Q, comparées à une prédiction de QCD. [75]

distance r qui les sépare ($Q \propto 1/r$), la constante de couplage tend vers zéro lorsque r diminue, ce qui revient à dire que les partons peuvent être considérés comme libres lorsqu'ils sont très proches les uns des autres. À l'inverse, α_s augmente avec r, signifiant que l'interaction forte tend à retenir les partons dans un état confiné. Ainsi, plus un parton s'éloigne d'un autre parton, plus la force qu'il subit et plus l'énergie d'interaction entre les deux partons seront élevées, à tel point qu'un retour au régime de confinement se fera préférentiellement par la production de nouvelles paires $q\bar{q}$, conduisant à la formation de nouveaux hadrons : il s'agit du phénomène de *fragmentation*, responsable de l'observation de groupes focalisés de particules, couramment appelés *jets*.

1.1.2.3 Approche perturbative

Pour calculer une observable R décrite par la chromodynamique quantique, il est possible de recourir à un développement perturbatif en série de puissances de $\alpha_s(\mu^2)$ [71] :

$$R(Q^2) = a \sum_{i=0}^{n} R_i \, \alpha_s^i = a \left[R_0 + R_1 \, \alpha_s(\mu^2) + R_2(Q^2/\mu^2) \, \alpha_s^2(\mu^2) + \dots \right], \tag{1.22}$$

où R_i est le coefficient d'ordre i de la série, et aR_0 est la valeur de l'observable R à l'ordre le plus faible. L'ordre $i = 1$ ($\propto \alpha_s(\mu^2)$) est généralement appelé *Leading Order* (LO) tandis que l'ordre $i = 2$ ($\propto \alpha_s^2(\mu^2)$) est appelé *Next-to-Leading Order*[16] (NLO), et ainsi de suite. Diagrammatiquement, le terme en α_s correspond à un processus où l'interaction forte s'applique à un seul vertex, tandis que le terme en α_s^2 dénote la présence de deux vertex régis par la QCD (par exemple, l'émission d'un gluon par un quark) : la définition de LO et NLO peut donc varier d'une étude à l'autre. La Figure 1.8 présente deux diagrammes illustrant cet aspect.

Cette technique de calcul, inscrite dans le cadre de la *chromodynamique quantique perturbative* (*perturbative Quantum Chromodynamics*, pQCD), montre cependant rapidement une limite lorsque α_s est élevée. En effet, les diagrammes à considérer pour le calcul d'une observable donnée peuvent être très nombreux, donc plus α_s augmente, plus l'équation (1.22) comportera de termes à calculer, ce qui requerra des ressources de calcul considérables pour atteindre une précision raisonnable. C'est la raison pour laquelle la pQCD est généralement appliquée dans un régime en énergie où

16. Si *Leading Order* se traduit facilement par *ordre dominant*, la traduction de *Next-to-Leading Order* est plus lourde. Une tentative peut être *ordre consécutif à l'ordre dominant*.

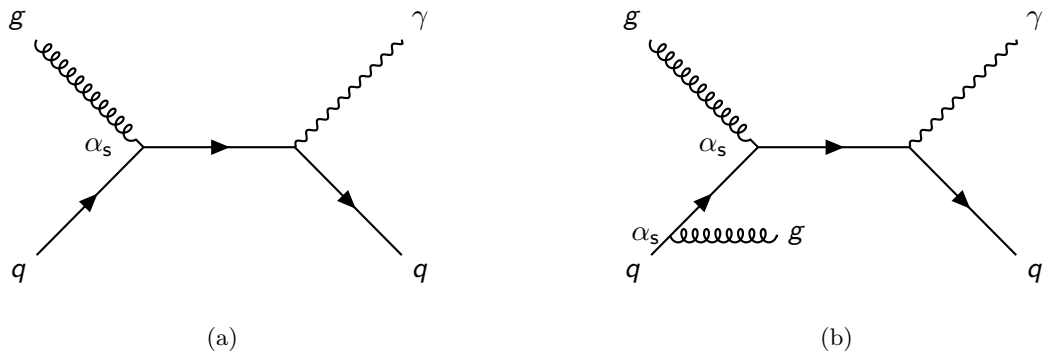


Figure 1.8. Diagrammes de Feynman représentant un processus Compton quark-gluon générant un photon, (a) à l'ordre dominant (LO, $\propto \alpha_s(\mu^2)$) et (b) à l'ordre consécutif (NLO, $\propto \alpha_s^2(\mu^2)$) où le quark initial rayonne un gluon.

α_s est faible pour pouvoir limiter le calcul aux premiers ordres – souvent jusqu'au NLO – en considérant qu'il s'agit d'une bonne approximation de l'équation (1.22). Comme nous l'avons indiqué précédemment et comme le montre la Figure 1.7, α_s est plus faible lorsque Q est élevée : du point de vue expérimental, on considère ainsi que des observables mesurées peuvent être comparées à des calculs de pQCD à partir d'une énergie de quelques GeV.

Bien sûr, l'étude de la matière hadronique ne saurait se limiter aux hautes énergies et au régime de la liberté asymptotique. Puisque la pQCD ne peut s'appliquer aux faibles valeurs de Q, là où α_s est élevée et où règne le confinement des partons, une approche non perturbative est employée pour réaliser des calculs théoriques : la QCD sur réseau (*Lattice Quantum Chromodynamics*, LQCD) [76]. Celle-ci permet la résolution numérique des diagrammes de Feynman d'un processus donné en discrétisant l'espace-temps en un réseau dont les nœuds abritent les champs fermioniques (correspondant aux quarks) et dont les mailles portent les gluons. En raison du régime de haute énergie exploré par les mesures réalisées au cours de cette thèse et discutées dans la troisième partie de ce manuscrit, seules des prédictions de pQCD seront considérées par la suite.

1.1.3 Processus hadroniques et modèle des partons

Après la découverte de constituants ponctuels à l'intérieur du proton dans le contexte de diffusions électron-proton profondément inélastiques [45, 46], le processus a été interprété comme la diffusion d'un électron sur un parton confiné à l'intérieur du proton et supposé indépendant des autres partons qui le constituent. Cette hypothèse a été étoffée dans le cadre du modèle des partons [47] en considérant les hadrons comme une association de partons libres, permettant ainsi de décrire tout processus impliquant des hadrons à partir d'informations partoniques. La collision de deux hadrons, notés A et B, est un cas d'école pour illustrer cette approche, en particulier *via* le calcul de leur section efficace d'interaction à l'aide du formalisme de factorisation colinéaire, qui permet la séparation des termes à bas et haut transferts d'impulsion Q [77] :

$$\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{AB}\to\mathrm{CD}} = \sum_{a,b,c,d} \int \mathrm{d}x_a \, \mathrm{d}x_b \frac{\mathrm{d}z_c}{z_c^2} \frac{\mathrm{d}z_d}{z_d^2} \, f_{a/\mathrm{A}}(x_a) f_{b/\mathrm{B}}(x_b) \, \mathrm{d}\sigma_{ab\to cd}(x_a, x_b) D_{c\to\mathrm{C}}(z_c) D_{d\to\mathrm{D}}(z_d). \quad (1.23)$$

La lecture et l'explication de cette équation sont plus aisés à la lumière de la Figure 1.9 :

- le terme $f_{a/\mathrm{A}}(x_a) f_{b/\mathrm{B}}(x_b)$ concerne les hadrons "incidents", c'est-à-dire ceux qui entrent en collision avant que se produise un processus partonique. Les *fonctions de distribution des partons* (*Parton Distribution Functions*, PDF), notées $f_{i/\mathrm{I}}(x_i)$, représentent la probabilité pour qu'un parton i porte une fraction x_i de l'impulsion du hadron I dont il fait initialement partie. Les variables x_i sont couramment appelées x *de Bjorken* ;

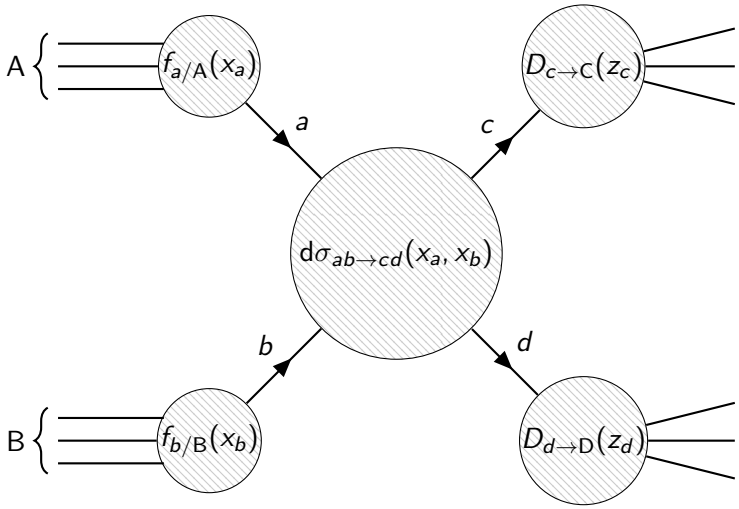


Figure 1.9. Diagramme de Feynman représentant une collision de deux hadrons (A et B).

- ▷ le terme $\mathrm{d}\sigma_{ab\to cd}(x_a, x_b)$ est la section efficace du processus partonique conduisant à la production des partons c et d à partir de l'interaction des partons a et b, et est calculable dans le cadre de la pQCD ;
- ▷ enfin, le terme $D_{c\to \mathrm{C}}(z_c)D_{d\to \mathrm{D}}(z_d)$ traite la voie de sortie de la collision des hadrons A et B. Les *fonctions de fragmentation* (FF), notées $D_{j\to \mathrm{J}}(z_j)$, représentent la probabilité pour qu'un hadron J soit produit par fragmentation du parton j et emporte une fraction z_j de l'impulsion de ce dernier.

Le calcul tient compte des différents types de partons en sommant l'intégrale sur les indices a et b (qui peuvent représenter un quark, un antiquark, ou un gluon).

Cependant, puisque ce modèle est hérité de l'étude de diffusions profondément inélastiques destinées à explorer la constitution du proton, il fait émerger les *fonctions de structure* de ce dernier, reliées aux fonctions de distribution des partons et à leur charge q_i, avec $i \in \{q, \bar{q}, g\}$ [78] :

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2}\sum_i q_i^2 \, f_{i/\mathrm{p}}(x, Q^2) \tag{1.24}$$

$$F_2(x, Q^2) = x\sum_i q_i^2 \, f_{i/\mathrm{p}}(x, Q^2), \tag{1.25}$$

où x est la fraction d'impulsion du proton portée par le parton sur lequel l'électron diffuse, et Q^2 est l'impulsion échangée lors de la diffusion. Si les partons sont réellement libres à l'intérieur du proton, on peut s'attendre à ce que ces fonctions soient invariantes suivant l'échelle en énergie Q^2 du processus de diffusion : comme le montre la Figure 1.10, ce n'est pas le cas puisque $F_2(x, Q^2)$ dépend de Q^2, en particulier lorsque x est faible. Heureusement, il est possible de modifier l'équation (1.23) en introduisant une *échelle de factorisation* μ_F afin que l'approche factorisée du modèle des partons demeure viable :

$$\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{AB}\to\mathrm{CD}} = \sum_{a,b,c,d}\int \mathrm{d}x_a \, \mathrm{d}x_b \frac{\mathrm{d}z_c}{z_c^2}\frac{\mathrm{d}z_d}{z_d^2} \, f_{a/\mathrm{A}}(x_a, \mu_\mathrm{F}^2) f_{b/\mathrm{B}}(x_b, \mu_\mathrm{F}^2) \, \mathrm{d}\sigma_{ab\to cd}(Q^2, \mu_\mathrm{F}^2) D_{c\to \mathrm{C}}(z_c) D_{d\to \mathrm{D}}(z_d). \tag{1.26}$$

Si, comme nous l'avons mentionné auparavant, la section efficace du processus partonique $\mathrm{d}\sigma_{ab\to cd}(Q^2, \mu_\mathrm{F}^2)$ peut être calculée dans le cadre de l'approche perturbative discutée dans la section précédente, il n'en va pas de même pour les fonctions de distribution des partons ($f_{i/\mathrm{I}}(x_i, \mu_\mathrm{F}^2)$) et les fonctions de fragmentation ($D_{j\to \mathrm{J}}(z_j)$), c'est pourquoi elles sont activement étudiées et contraintes

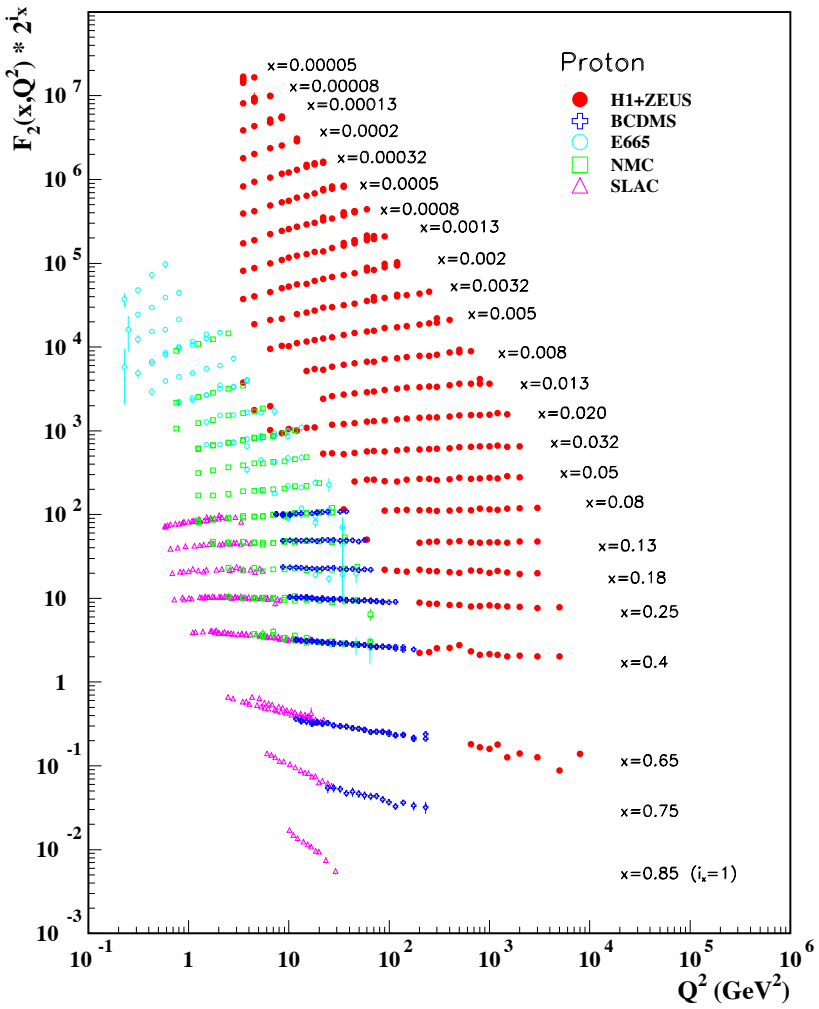


Figure 1.10. Compilation de différentes mesures de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton en fonction de l'échelle en énergie Q^2, pour différentes valeurs de la fraction d'impulsion x du proton portée par le parton diffuseur. [66]

expérimentalement.

1.1.3.1 Fonctions de distribution des partons (PDF)

À l'instar de la constante de couplage α_s, les fonctions de distribution des partons ne peuvent être calculées de manière absolue à une échelle en énergie μ_F donnée. Leur évolution peut cependant être prédite en fonction de μ_F^2 à l'aide de l'équation DGLAP [17] [79–81] :

$$\mu_F^2 \frac{\partial f_{i/p}(x, \mu_F^2)}{\partial \mu_F^2} = \sum_j \frac{\alpha_s(\mu_F^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{i \leftarrow j}(y)\, f_{j/p}\left(\frac{x}{y}, \mu_F^2\right), \tag{1.27}$$

où $(i, j) \in \{q, \bar{q}, g\}$, où l'indice "p" montre l'appartenance des partons à un proton et où $P_{i \leftarrow j}(y)$ sont les fonctions de séparation (parfois dites *d'Altarelli-Parisi*) rendant compte de la probabilité qu'un parton j émette de façon colinéaire un parton i emportant une fraction y de son impulsion. Précisons ici que cette équation ne présente que le terme d'ordre dominant en $\alpha_s(\mu_F^2)$ (LO) et peut donc être étendue aux ordres supérieurs (NLO, NNLO, etc.).

Ainsi, comme dans le cas de α_s, il est possible de prédire la valeur des fonctions de distribution des partons à n'importe quelle échelle μ_F pourvu que l'on ait pu au préalable la mesurer expéri-

17. Cette équation tire son nom des multiples chercheurs qui l'ont déterminée indépendamment : Yuri Dokshitzer, Vladimir Gribov, Lev Lipatov, Guido Altarelli et Giorgio Parisi.

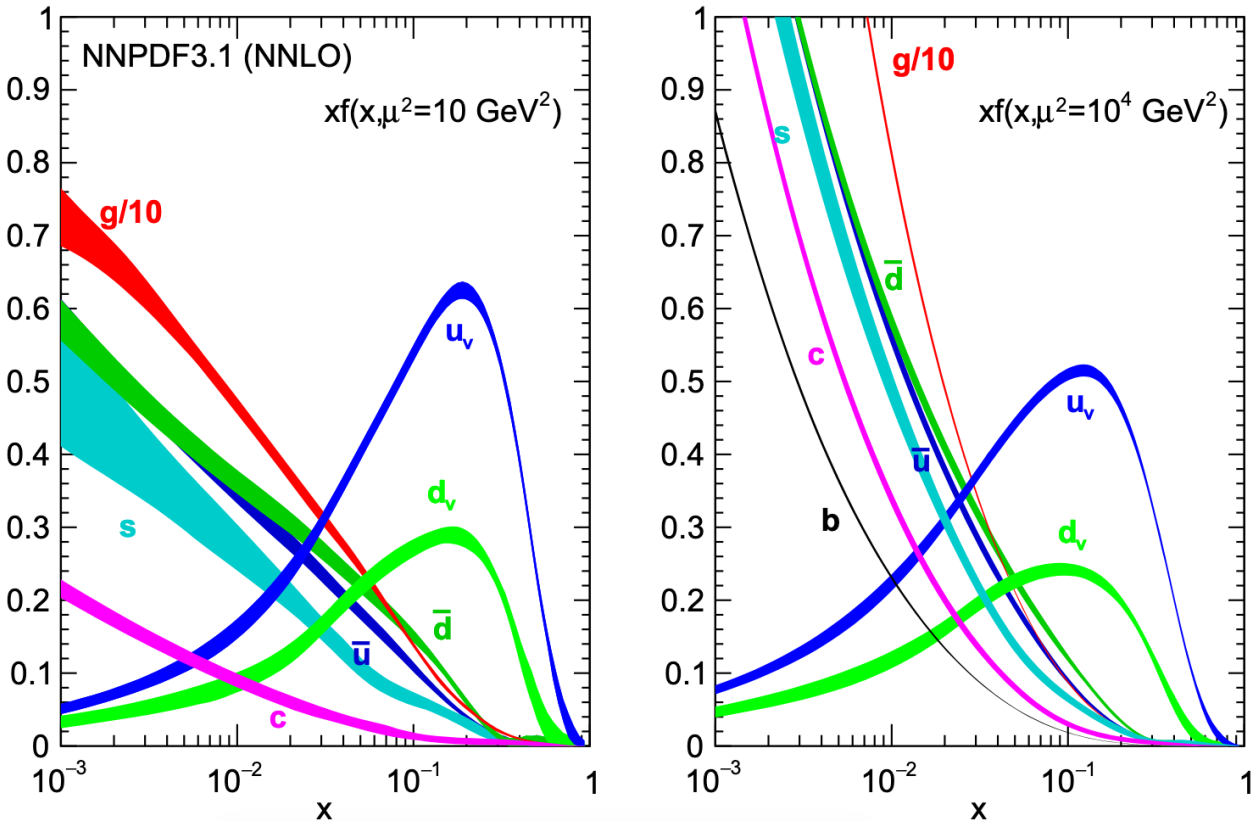


Figure 1.11. Fonctions de distribution des gluons (g, divisée par dix), des quarks de valence (u_v, d_v) et des quarks de la mer ($\bar{u}$, $\bar{d}$, s, c, b), calculées au NNLO avec le jeu NNPDF3.1 pour deux échelles en énergie : (gauche) $Q^2 = 10\,\mathrm{GeV}^2$ et (droite) $Q^2 = 10^4\,\mathrm{GeV}^2$. [85]

mentalement à une échelle donnée. Le résultat de cette procédure est illustré par la Figure 1.11, où l'on remarque bien la différence d'amplitude de certaines fonctions aux faibles valeurs de x lorsque l'échelle en énergie change. Des mesures expérimentales dans cette région cinématique, où les incertitudes théoriques sont d'ailleurs élevées, présentent donc un intérêt particulier pour tenter de contraindre ces fonctions. Il faut ici préciser qu'en-deçà d'une certaine valeur de x, les hadrons sont saturés en gluons : il s'agit d'un régime pour lequel l'équation DGLAP n'est plus valable et qui est atteint suivant un comportement décrit par l'approche BFKL [18] [82–84].

À l'heure actuelle, il existe de nombreux jeux de PDF créés à partir de l'ajustement de résultats expérimentaux [86]. Bien plus loin dans ce manuscrit, nous verrons comment les résultats obtenus au cours de cette thèse ont été confrontés à des prédictions théoriques incluant plusieurs de ces fonctions de répartition.

1.1.3.2 Fonctions de fragmentation (FF)

Le traitement des fonctions de fragmentation, qui rendent compte de la production de hadrons à partir des partons issus d'un processus dur (c et d sur la Figure 1.9), est très proche de celui que nous venons de détailler pour les PDF. L'équation DGLAP s'applique d'abord pour décrire la gerbe de partons qui accompagne la propagation d'un parton issu du processus dur (par exemple, l'émission de gluons qui peuvent produire des paires $q\bar{q}$ [19]) et ce jusqu'à une certaine échelle en énergie en-deçà de laquelle les calculs perturbatifs divergent.

18. Du nom de ses découvreurs : Ian Balitsky, Victor Fadin, Eduard Kuraev et Lev Lipatov.
19. Par analogie avec une gerbe électromagnétique – avec des photons, des électrons et des positons – dont la description, importante dans le cadre de cette thèse, sera abordée dans la Section 4.1.

Ensuite, un phénomène d'*hadronisation* a lieu, lors duquel les partons finaux se combinent en hadrons neutres de couleur. La description des processus sous-jacents est actuellement dominée par deux modèles phénoménologiques : celui des cordes [87, 88] et celui des clusters [89]. Le premier considère des cordes "gluoniques" aux extrémités desquelles se trouvent un (anti)quark et qui, lorsque l'énergie diminue, peuvent se rompre en formant une nouvelle paire $q\bar{q}$ jusqu'à ce que cela ne soit énergétiquement plus possible, conduisant au regroupement des quarks finaux en hadrons. Le second modèle convertit d'abord tous les gluons en paires $q\bar{q}$, lesquelles s'agrègent pour former des groupes de quarks qui finalement s'hadronisent.

Notons ici que le modèle des cordes est implémenté dans le générateur d'événements Monte Carlo Pythia [90, 91], utilisé dans les travaux présentés dans ce manuscrit.

1.2 Plasma de Quarks et de Gluons et collisions hadroniques

Nous avons vu précédemment que la QCD est dotée de deux propriétés fondamentales : le confinement des partons dans les hadrons et leur liberté asymptotique. À basse énergie – autrement dit, lorsque $Q \lesssim \Lambda_{\mathrm{QCD}}$, situation que l'on peut assimiler à des conditions "normales" de notre point de vue d'observateurs macroscopiques – c'est le confinement qui règne et qui permet aux hadrons de ne pas se désagréger. Lorsque $Q \gg \Lambda_{\mathrm{QCD}}$ en revanche, l'intensité du couplage de l'interaction forte diminue et tend même vers zéro comme nous l'avons illustré avec la Figure 1.7 : cela signifie qu'un état dans lequel les quarks et les gluons ne seraient plus confinés est envisageable lorsque l'énergie devient extrême dans un volume fini. Cet état *déconfiné* de la matière hadronique a été proposé dans les premières années de la QCD sous le nom de "soupe de quarks" [92] : nous le désignons maintenant comme *plasma de quarks et de gluons* (*Quark-Gluon Plasma*, QGP).

1.2.1 Le diagramme de phase de la matière hadronique

En partie motivée par l'étude de la matière extrême dans l'Univers, comme les étoiles à neutrons ou les premiers instants après le Big Bang, l'idée de matière hadronique déconfinée est basée sur des considérations thermodynamiques au sein desquelles ses constituants – les partons – sont traités comme un ensemble fluide. Non seulement la température du milieu est une donnée essentielle, mais sa densité également : la première, notée T, peut être reliée à l'énergie mise en jeu dans un processus qui conduirait au déconfinement, et la seconde est généralement assimilée au potentiel chimique baryonique, noté μ_{B}, rendant compte de l'asymétrie matière-antimatière en considérant les nombres de baryons et d'antibaryons présents au moment du déconfinement.

Ainsi est-il possible de parler de transition de phase de la matière confinée vers l'état de plasma de quarks et de gluons [93]. La Figure 1.12 présente de façon schématique le diagramme de phase de la matière hadronique en fonction de la température et du potentiel chimique. On remarque que la phase de QGP peut être caractérisée par une haute température mais aussi de hautes valeurs de μ_{B}. S'il est aisé de comprendre qu'une augmentation de la température – c'est-à-dire de l'énergie – conduit à diminuer l'intensité du couplage entre partons, la transition de phase par l'augmentation de μ_{B} peut s'expliquer comme une densité de partons plus élevée, et donc une charge de couleur nette plus importante : cela mène à une atténuation du potentiel d'interaction entre quarks, qui se retrouvent alors moins liés et déconfinés. Le diagramme indique par ailleurs qu'il existe deux types de transition [94]. L'une est dite *du premier ordre* et correspond à un déconfinement brusque. L'autre est dite *crossover* et correspond à un processus continu, plus doux, lors duquel le milieu ne peut être strictement caractérisé comme hadronique ou partonique. Quoi qu'il en soit, la transition de phase peut être atteinte autour d'une température T_{c}, dite *critique*.

Un enjeu important pour caractériser la matière hadronique à son échelle fondamentale est

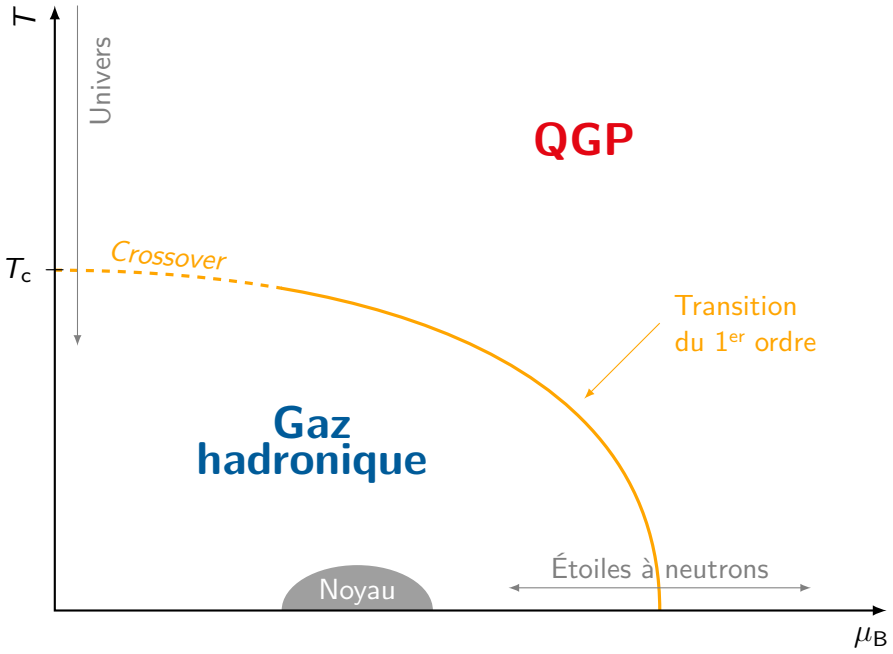


Figure 1.12. Diagramme de phase de la matière hadronique en fonction de la température (T) et du potentiel chimique baryonique (μ_B). La flèche légendée "Univers" indique l'état thermodynamique de l'Univers au cours du temps, caractérisé par un refroidissement continu. Durant sa première microseconde, il n'était probablement qu'une soupe de quarks et de gluons libres [96].

donc de déterminer cette température de transition. Très tôt lors du développement du concept de QGP, elle a été estimée proche de 200 MeV [20] [94] : elle peut aujourd'hui être évaluée à l'aide de calculs de QCD sur réseau comme $T_c \approx 157$ MeV, correspondant à une densité d'énergie de l'ordre de 0,4 GeV/fm^3 (une valeur environ trois fois plus élevée qu'au sein d'un noyau) [95]. La Figure 1.13 présente les distributions de trois variables thermodynamiques (pression, densité d'énergie et densité d'entropie) en fonction de la température, où l'on peut voir une augmentation marquée autour de T_c. Cependant, aucune de ces variables n'atteint la limite de densité d'énergie décrivant un gaz parfait ("non-int. limit" sur la figure) : cela signifie que bien qu'ils soient déconfinés, les partons demeurent dans un état d'interaction non négligeable, au moins jusqu'à $\sim 2{,}5 \times T_c$. C'est pourquoi on évoque souvent l'état de la matière hadronique dans cette gamme de températures comme un "QGP interagissant fortement" (*strongly-interacting QGP*, sQGP).

Si l'on souhaite étudier l'état déconfiné de la matière hadronique, il faut ainsi porter son regard sur des environnements aux conditions d'énergie et/ou de densité extrêmes. Puisqu'il n'est pas possible à l'heure actuelle de sonder le cœur des étoiles à neutrons ni de remonter le temps jusqu'à la première microseconde de l'Univers, le moyen le plus simple pour obtenir un plasma de quarks et de gluons consiste à produire des collisions d'ions lourds ultrarelativistes en laboratoire.

1.2.2 Collisions hadroniques

Avant de présenter le scénario de formation et d'évolution d'un plasma de quarks et de gluons lors d'une collision d'ions lourds, introduisons d'abord les variables cinématiques et géométriques indispensables à la description des processus qui s'y produisent : elles seront utilisées tout au long de ce manuscrit. La Figure 1.14 présente le système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) requis pour cela. Dans le contexte d'une collision, l'axe z est généralement colinéaire à l'axe des faisceaux de hadrons tandis que le plan (x, y) est dit *transverse* et l'origine du système est le point de collision.

20. L'expression d'une température T (en kelvins, K) en unités d'énergie E (MeV, etc.) est possible grâce à la relation $E = k_B T$, avec $k_B = 8{,}617 \times 10^{-11}$ MeV/K la constante de Boltzmann [66].

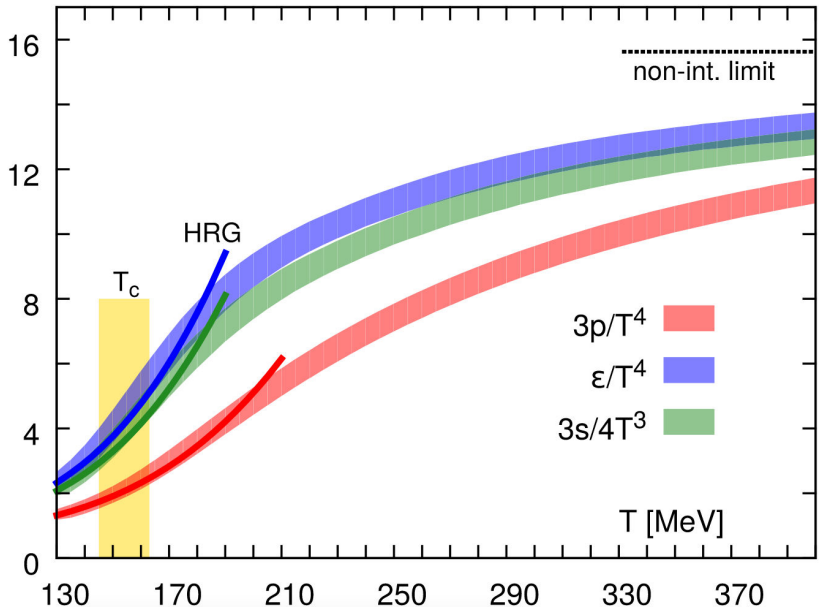


Figure 1.13. Distributions normalisées de la pression, de la densité d'énergie et de la densité d'entropie en fonction de la température du milieu, calculées dans le cadre de la QCD sur réseau avec $(2+1)$ saveurs de quarks (u, d et s). Les bandes légendées "HRG" ont été obtenues à l'aide d'un modèle thermodynamique purement hadronique (*Hadron Resonance Gas model*). La bande jaune marque la région de la transition de phase à $T = T_c$ et $\mu_B \approx 0$, tandis que la ligne pointillée noire indique la limite de densité d'énergie pour un gaz parfait. [97]

On rappelle d'ailleurs que l'énergie disponible dans le centre de masse est notée $\sqrt{s}$ dans le cas de collisions nucléon-nucléon et $\sqrt{s_{NN}}$ pour des collisions noyau-noyau.

La variable la plus répandue pour caractériser une particule émise lors d'une collision est l'*impulsion transverse*, notée p_T :

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \;\rightarrow\; p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} \equiv \sqrt{p_T^2 + p_z^2}, \tag{1.28}$$

où p_x, p_y et p_z sont les composantes de l'impulsion totale p suivant les axes x, y et z, respectivement. Impulsion et énergie (E) sont reliées par

$$E = \sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2} \equiv \sqrt{p^2 + m^2}, \tag{1.29}$$

avec m la masse de la particule considérée et c la célérité de la lumière (souvent omise, $c = 1$). Il est ainsi possible de définir une *énergie transverse*, notée E_T :

$$E_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}. \tag{1.30}$$

Dans le cas d'une particule sans masse, comme par exemple le photon, on peut ainsi employer indifféremment l'énergie ou l'impulsion puisque $E_T = p_T$ [21].

Pour décrire la direction de propagation d'une particule, on introduit l'*angle azimutal* φ, dont l'origine est l'axe x et l'ouverture se fait autour de l'axe z, et la *pseudorapidité* η, définie à partir de l'angle θ qui sépare l'axe z de la trajectoire de la particule dans le plan (y, z) :

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]. \tag{1.31}$$

Cette variable purement géométrique permet d'estimer la portée longitudinale d'une particule autour

21. Dans un souci de cohérence avec la nomenclature adoptée par la Collaboration ALICE au sein de laquelle s'est déroulée cette thèse, nous avons choisi l'impulsion transverse p_T.

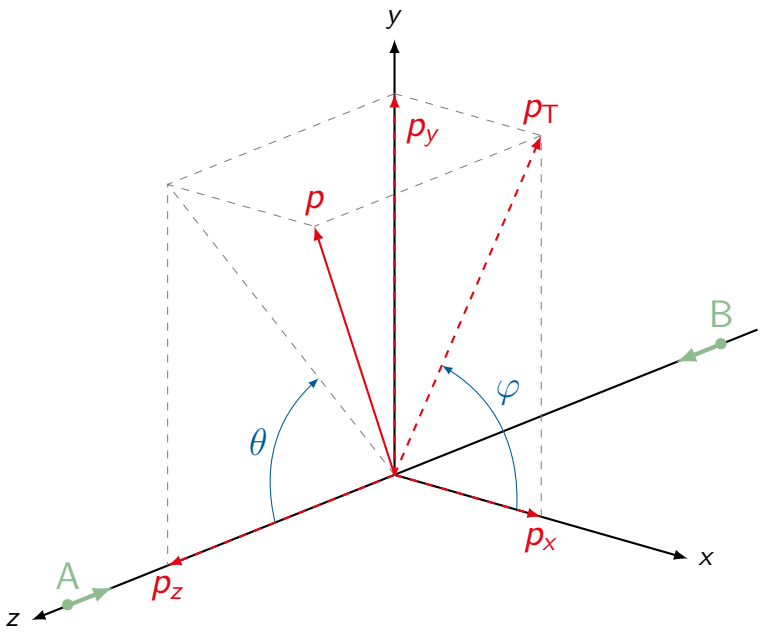


Figure 1.14. Système de coordonnées employé pour décrire une collision typique entre deux hadrons (A et B).

du point de collision : lorsqu'elle est émise dans le plan transverse ($\theta = \pi/2 \equiv 90°$) la pseudorapidité est nulle, mais si elle se propage avec un angle θ nul, la pseudorapidité tend vers l'infini. On parle généralement de *mi-rapidité* ou de rapidité *centrale* lorsque $|\eta| \leq 1$, et de rapidités *avant* pour $\eta > 1$ et *arrière* pour $\eta < -1$.

La pseudorapidité est liée à la *rapidité*, notée y, définie uniquement à partir de variables cinématiques :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \tag{1.32}$$

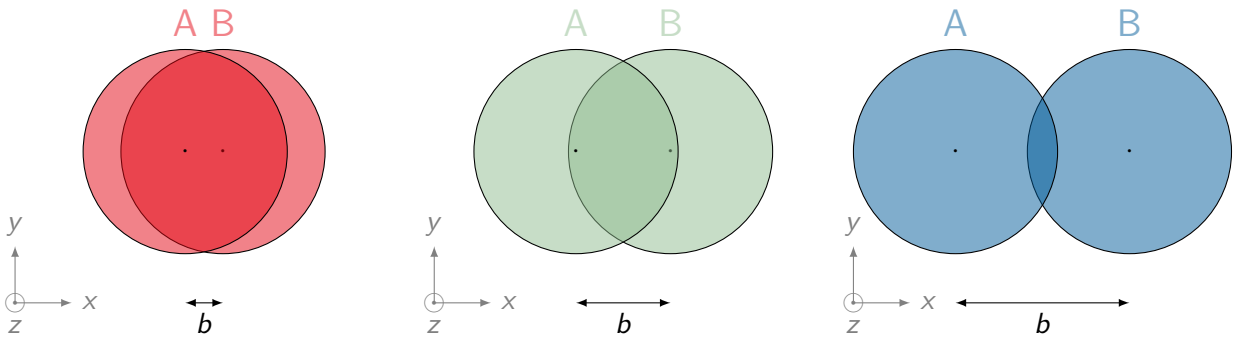
En effet, lorsque la particule considérée est ultrarelativiste ou de masse nulle, $p \gg m$, donc $E \approx p$ et $\eta \approx y$. Cette variable entre dans la définition expérimentale de la fraction d'impulsion x, proche de celle que nous avons rencontrée dans la Section 1.1.3 :

$$x_{1,2} = \frac{2\, p_\mathrm{T}}{\sqrt{s}} \exp(\pm y) \equiv x_\mathrm{T} \exp(\pm y). \tag{1.33}$$

Elle permet de comparer immédiatement l'impulsion emportée par la particule étudiée et l'énergie totale disponible lors de la collision. À titre d'exemple, une particule émise à mi-rapidité ($y = 0$) avec une impulsion transverse $p_\mathrm{T} = 10\,\mathrm{GeV}/c$ lors d'une collision d'énergie $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ permet d'accéder à $x \approx 3 \times 10^{-3}$. On en déduit alors qu'une énergie dans le centre de masse élevée et une faible impulsion transverse de la particule étudiée seront particulièrement recherchées pour sonder le régime cinématique à faible x, où les fonctions de distribution des partons sont moins bien connues comme nous l'avons montré avec la Figure 1.11.

Une fois ces paramètres de base bien définis, il est important de caractériser la géométrie de la collision. Cela est d'autant plus vrai dans le cas où les hadrons que l'on fait entrer en collision sont des ions lourds, composés de nombreux nucléons et ayant une forme propre, et qui ne peuvent alors pas être considérés comme ponctuels. Pour ce faire, une variable d'intérêt est la *centralité* de la collision. Comme l'illustre la Figure 1.15, elle rend compte du recouvrement surfacique des noyaux et s'exprime généralement comme un pourcentage de la section efficace de production de particules chargées, communément appelée *multiplicité*, laquelle peut être mesurée expérimentalement.

Ces grandeurs peuvent être reliées par l'intermédiaire du modèle de Glauber, qui considère une



(a) (b) (c)

Figure 1.15. Représentation schématique de collisions (a) centrale, (b) semi-centrale et (c) périphérique entre deux noyaux (A et B), vues depuis l'axe de propagation de ces derniers. Le paramètre d'impact b, séparant le centre des deux noyaux, est également indiqué.

collision noyau-noyau comme un ensemble d'interactions nucléon-nucléon indépendantes [98, 99]. La Figure 1.16 illustre la manière dont la multiplicité mesurée permet ainsi de déduire la centralité, mais aussi le paramètre d'impact b qui sépare le centre des deux noyaux entrant en collision, et le nombre N_{part} de nucléons participant à la collision. On voit que la centralité peut être découpée en *classes* contenant le même nombre d'événements (0–5 %, 5–10 %, etc.) : les collisions caractérisées par un faible pourcentage de la section efficace à haute multiplicité de particules chargées sont dites *centrales* et sont synonymes de nombreux nucléons participants et de faibles paramètres d'impact, tandis que celles dont le pourcentage approche 100 % sont dites *périphériques*. Entre les deux, on parle fréquemment de collisions *semi-centrales*.

La recherche du déconfinement des quarks et des gluons sera donc sensible à la centralité des collisions d'ions lourds : plus celle-ci sera élevée (c'est-à-dire, plus le pourcentage sera faible), plus il y aura de nucléons mis en présence et donc plus le milieu formé lors des collisions sera dense, large, et durable. Nous allons justement nous intéresser à la formation du plasma de quarks et de gluons dans la section suivante.

1.2.3 Formation du QGP et évolution du milieu

De nos jours, il est possible de provoquer une transition de phase de la matière hadronique vers l'état de plasma de quarks et de gluons en réalisant des collisions d'ions lourds ultrarelativistes, c'est-à-dire dont le facteur de Lorentz est très grand devant l'unité ($\gamma \gg 1$). Typiquement, accélérer de tels noyaux jusqu'à plusieurs dizaines de GeV par nucléon semble aujourd'hui suffisant pour y parvenir et conduit bien sûr à une extrême contraction de l'amas de nucléons qui les composent : les noyaux peuvent ainsi être assimilés à des *pancakes* suivant leur direction de propagation (z). C'est le point de départ de James Bjorken lorsqu'il propose, en 1983, un modèle remarquablement détaillé pour décrire le déroulement d'une collision d'ions lourds conduisant à la formation d'un plasma de quarks et de gluons, et l'évolution spatio-temporelle de ce dernier [100]. Il y considère trois phases principales en fonction du temps propre, noté τ, résumées sur la Figure 1.17 : l'une de pré-équilibre, une autre d'expansion, et enfin une phase hadronique.

La phase de pré-équilibre, dite de *thermalisation*, s'ouvre dès l'instant de la collision ($\tau = 0$) et sa durée est estimée à moins de $\sim 1\,\text{fm}/c$. En vertu du principe d'incertitude ($\tau \sim 1/Q$), c'est très tôt pendant celle-ci que se produisent les processus partoniques de très haute énergie dont sont issues les *sondes dures*[22], lesquelles vont alors pouvoir assister à toute l'évolution du système et être

22. Comme les photons recherchés dans le cadre de cette thèse, dont nous parlerons dans le Chapitre 2.

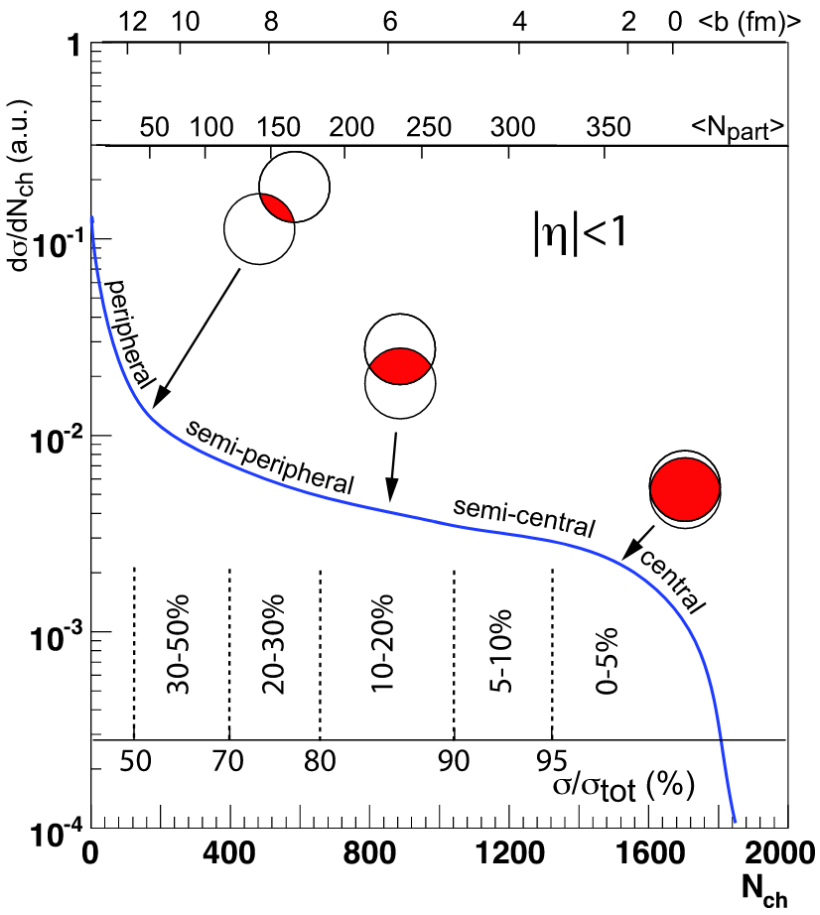


Figure 1.16. Distribution de la multiplicité de particules chargées ($\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}N_{\mathrm{ch}}$) dans l'intervalle en pseudorapidité $|\eta| < 1$, corrélée aux variables calculées à l'aide du modèle de Glauber : paramètre d'impact (b), nombre de nucléons participant à la collision (N_{part}) et centralité. [99]

(ou non) affectées par leur environnement, avant d'être directement détectées grâce à leur haute impulsion transverse lorsqu'elles se seront éloignées du point de collision. Par ailleurs, de multiples interactions entre partons ont lieu durant la phase de pré-équilibre, formant potentiellement un milieu de quarks et de gluons déconfinés en expansion longitudinale entre les deux noyaux qui s'éloignent l'un de l'autre après s'être entrecroisés [101].

Au bout de $\tau \approx 1\,\mathrm{fm}/c$, si la densité d'énergie libérée lors de la collision est suffisante (typiquement de l'ordre de quelques $\mathrm{GeV/fm^3}$) et que la température dépasse la valeur critique T_{c} définie dans la Section 1.2.1, le milieu entre dans sa phase d'équilibre thermique identifiée comme un plasma de quarks et de gluons à proprement parler. Le QGP s'étend alors radialement dans toutes les directions – certaines d'entre elles pouvant être privilégiées suivant la centralité de la collision par exemple – et se refroidit ainsi jusqu'à $\tau \approx 10\,\mathrm{fm}/c$, instant autour duquel la température retrouve une valeur inférieure à T_{c}. Pendant cette durée, les partons continuent d'interagir et le milieu en expansion peut être décrit à l'aide de modèles hydrodynamiques permettant d'en déduire ses propriétés (par exemple, sa température) [102]. Lorsque le milieu atteint la température critique (autour de $10\,\mathrm{fm}/c$ donc), quarks et gluons commencent à être de nouveau confinés dans des hadrons, donnant lieu à une phase mixte où coexistent le QGP et un gaz hadronique naissant.

Entre $10\,\mathrm{fm}/c$ et $20\,\mathrm{fm}/c$, la transition de phase s'achève et il ne subsiste de la collision qu'une phase hadronique encore très énergétique. Le refroidissement du milieu se poursuit par expansion et, lorsque sa densité a suffisamment diminué, les hadrons n'interagissent plus de manière inélastique : cette étape, appelée *gel chimique*, se produit lorsque $T = T_{\mathrm{ch}}$ et fixe la nature des hadrons. Finalement, lorsque la température atteint une valeur T_{fo}, dite de *gel cinétique* (*freeze-out*), les

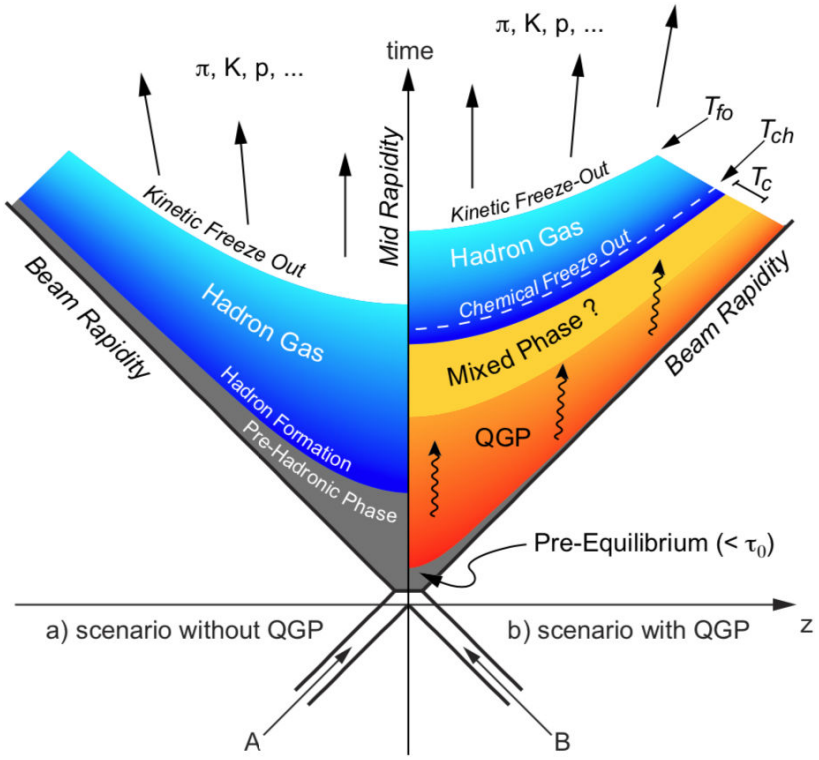


Figure 1.17. Représentation schématique de l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultrarelativistes et du QGP qui en découle, suivant le modèle de Bjorken. [103]

collisions élastiques entre hadrons ne sont plus possibles et les propriétés cinétiques de ces derniers sont ainsi fixées. À cet instant, le gaz hadronique cesse d'exister et les hadrons issus de la collision sont libres de se mouvoir jusqu'à ce que, par exemple, ils interagissent avec un milieu de détection.

On ne peut alors que remarquer le caractère éphémère du plasma de quarks et de gluons, dont la durée de vie s'élève tout au plus à $10\,\mathrm{fm}/c$, soit $\sim 10^{-23}\,\mathrm{s}$, et la taille à $10\,\mathrm{fm}$: en l'état actuel des techniques de détection, ces caractéristiques rendent impossible toute mesure directe des quarks et des gluons déconfinés. Étudier et comprendre le milieu formé lors des collisions d'ions lourds ultrarelativistes impose donc de mesurer les propriétés des particules de l'état final, lesquelles peuvent porter la trace d'informations intéressantes sur le QGP.

Pour caractériser ce dernier, l'approche la plus simple consiste à comparer la mesure d'une observable réalisée dans des collisions d'ions lourds (notées AA) et des collisions où la formation d'un QGP n'est pas attendue *a priori* (par exemple, des collisions proton-proton, notées pp). Cette comparaison se fait quantitativement à travers un *facteur de modification nucléaire*, qui peut être défini comme [23]

$$R_{\mathrm{AA}}(p_{\mathrm{T}}) = \frac{\mathrm{d}^2 N_{\mathrm{AA}}(p_{\mathrm{T}})}{\langle T_{\mathrm{AA}} \rangle \, \mathrm{d}p_{\mathrm{T}} \, \mathrm{d}y} \Bigg/ \frac{\mathrm{d}^2 \sigma_{\mathrm{pp}}(p_{\mathrm{T}})}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}} \, \mathrm{d}y}, \tag{1.34}$$

où le numérateur est la distribution en impulsion transverse d'une observable en collisions d'ions lourds, et où le dénominateur correspond à la section efficace différentielle de cette même observable en collisions pp (y est la rapidité définie précédemment). Le facteur $\langle T_{\mathrm{AA}} \rangle$, appelé *fonction de recouvrement nucléaire* et homogène à l'inverse d'une section efficace, rend compte du nombre de collisions inélastiques nucléon-nucléon se produisant lors d'une collision d'ions lourds et est utilisé pour normaliser la distribution de $N_{\mathrm{AA}}(p_{\mathrm{T}})$ de sorte qu'elle soit exprimée comme une section efficace "équivalent-pp". L'absence de plasma de quarks et de gluons dans les collisions d'ions lourds doit

23. Il existe de nombreuses définitions du R_{AA} suivant les observables : nous présentons ici celle qui est la plus couramment utilisée, en particulier pour des mesures de la production de photons.

ainsi se traduire par des valeurs de R_{AA} compatibles avec l'unité, tandis que l'accroissement ou l'affaiblissement d'une observable en raison de la présence d'un QGP peut être déduite lorsque $R_{\mathrm{AA}} > 1$ ou $R_{\mathrm{AA}} < 1$, respectivement. Comme nous le mentionnerons par la suite, ce type d'interprétation est aujourd'hui nuancé par des observations inattendues en collisions pp de haute multiplicité, révélant des similitudes avec celui qui est étudié dans des collisions d'ions lourds.

Il faut cependant prendre conscience du fait qu'une collision d'ions lourds ne se résume pas à la formation d'un QGP et à des *effets nucléaires chauds* : d'autres phénomènes que les interactions entre quarks et gluons déconfinés ont lieu entre les partons au sein même des nucléons avant la collision. Génériquement appelés *effets nucléaires froids*, ils peuvent aussi être responsables d'observations différentes en présence d'un noyau lors de la collision, c'est pourquoi il est essentiel de les évaluer avant de conclure sur la présence ou l'absence d'un plasma dans les collisions d'ions lourds. De telles études sont possibles en employant des systèmes de collision intermédiaires tels que proton-noyau, et requièrent un traitement théorique différent comme nous allons le voir.

1.2.4 Effets nucléaires froids

Depuis une quarantaine d'années, de nombreuses observations expérimentales ont mis en évidence plusieurs effets nucléaires froids dans des systèmes de collision intermédiaires (lepton-noyau et proton-noyau notamment) à travers la mesure de fonctions de structure modifiées par rapport aux références de l'époque qu'étaient les diffusions électron-proton profondément inélastiques [104]. Dans la Section 1.1.3, nous avons vu que les fonctions de structure sont proportionnelles aux fonctions de distribution des partons dans les nucléons : celles-ci peuvent donc également être affectées par la présence d'effets nucléaires froids, qui imposent alors l'introduction de *fonctions de distribution nucléaires des partons* (*nuclear PDF*, nPDF) tenant compte du contexte nucléaire dans lequel les partons sont intégrés. Ces nPDF peuvent être paramétrisées à partir des PDF du proton ($f_{i/\mathrm{p/A}}(x, Q^2)$) et du neutron ($f_{i/\mathrm{n/A}}(x, Q^2)$) liés au noyau (indicé A) [105] :

$$f_{i/\mathrm{A}}(x, Q^2) = \frac{Z}{A} f_{i/\mathrm{p/A}}(x, Q^2) + \frac{A - Z}{A} f_{i/\mathrm{n/A}}(x, Q^2), \tag{1.35}$$

où A et Z sont respectivement les nombres de nucléons et de protons du noyau.

Pour quantifier la modification des fonctions de distribution des partons en présence d'effets nucléaires froids, il est commode d'introduire un facteur de modification nucléaire [106] :

$$R_{i/\mathrm{A}}(x, Q^2) = \frac{f_{i/\mathrm{p/A}}(x, Q^2)}{A\, f_{i/\mathrm{p}}(x, Q^2)}, \tag{1.36}$$

avec $f_{i/\mathrm{p}}(x, Q^2)$ la fonction de distribution des partons dans un proton libre telle que nous l'avons introduite dans la Section 1.1.3. La Figure 1.18 présente l'évolution du facteur $R_{i/\mathrm{A}}(x, Q^2)$ en fonction de la fraction d'impulsion x portée par le parton i, pour une échelle en énergie fixée ($Q = Q_0$). On y remarque une incompatibilité avec l'unité, démontrant l'impact que peuvent avoir les effets nucléaires froids sur les fonctions de distribution des partons. Ces effets se traduisent de différentes façons suivant le régime cinématique considéré :

- ▷ lorsque $x \lesssim 4 \times 10^{-2}$, les nPDF sont significativement plus faibles que les PDF – on parle de *shadowing*. Ce phénomène serait dû à des diffusions multiples des partons à l'intérieur du noyau et s'accentue lorsque le nombre de nucléons augmente et que x diminue [107] ;
- ▷ pour $4 \times 10^{-2} \lesssim x \lesssim 3 \times 10^{-1}$, la modification des PDF se manifeste à l'inverse par une augmentation de la densité de partons dans un nucléon faisant partie d'un noyau – on parle d'*antishadowing* ;

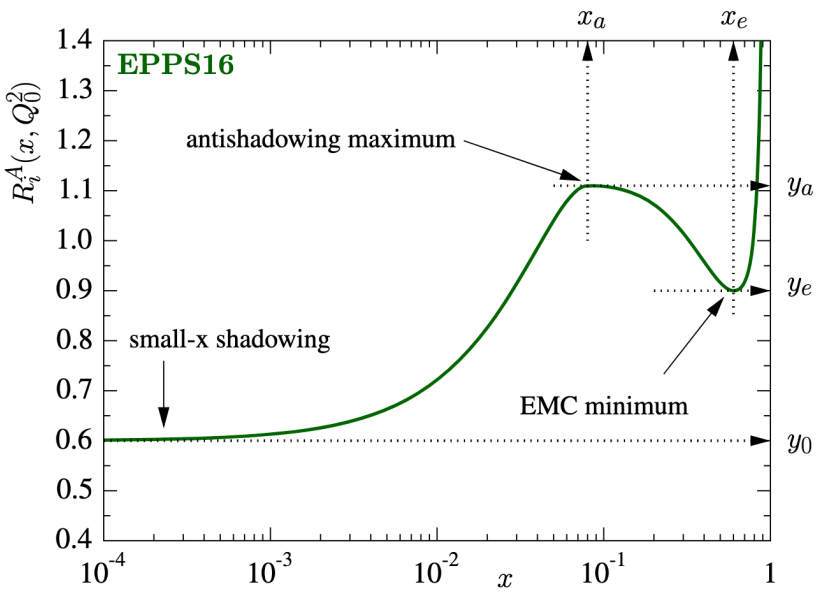


Figure 1.18. Évolution du facteur de modification nucléaire des PDF ($R_{i/\mathrm{A}}(x, Q^2)$) en fonction de la fraction d'impulsion x portée par le parton i, pour une échelle en énergie fixée ($Q = Q_0$). [106]

- ▷ entre $x = 3 \times 10^{-1}$ et $x = 8 \times 10^{-1}$, les nPDF sont à nouveau plus faibles que les PDF en raison de la modification de l'impulsion des partons dans la matière nucléaire, phénomène appelé *effet EMC* [108] ;
- ▷ au-delà de $x = 8 \times 10^{-1}$, la tendance s'inverse pour la dernière fois à cause du mouvement de Fermi des nucléons au sein du noyau.

Mentionnons enfin qu'un autre phénomène est à l'œuvre quelle que soit x, l'*effet Cronin* [109], résultant en une augmentation de l'impulsion transverse des hadrons émis dans l'état final en présence d'un noyau dans la collision, et donc en l'atténuation de la production de particules de bas p_{T} dans les collisions proton-noyau ou noyau-noyau par rapport aux collisions proton-proton.

De la même manière que le facteur de modification nucléaire R_{AA} défini dans l'équation (1.34), l'estimation de ces effets en collisions proton-noyau peut se faire au travers d'un facteur noté R_{pA}. Ainsi, l'étude des effets nucléaires froids relève de la nécessité pour qui souhaite caractériser avec précision des observations faites en collisions noyau-noyau et comparées à des collisions proton-proton. Nous allons voir par la suite que cela a déjà pu être réalisé à l'aide de sondes dures.

1.3 La matière hadronique à la loupe

La théorisation du déconfinement des quarks et des gluons et la formation d'un plasma sous des conditions extrêmes a rapidement été suivie par la communauté expérimentale de la physique des particules. Dans les années 1970, des accélérateurs de protons sur cible fixe sont pour la première fois adaptés pour être en mesure d'accélérer des ions : le Bevatron [24] à Berkeley (États-Unis) et le Synchrophasotron à Doubna (URSS). La physique des ions lourds naissante prend son envol dans les années 1980 avec notamment l'Alternating Gradient Synchrotron (AGS) à Brookhaven, capable d'accélérer des noyaux de silicium et d'or jusqu'à 10 GeV/nucléon, puis le Super Proton Synchrotron (SPS) au CERN [25] qui permet par exemple de produire des collisions oxygène-oxygène et soufre-soufre jusqu'à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 19{,}6$ GeV [110].

24. Renommé "Bevalac" pour l'occasion.
25. Nous parcourrons plus en détail l'histoire du CERN et de ses accélérateurs dans le Chapitre 3.

Un bond en avant est réalisé en 1994 avec la première utilisation d'une source de plomb au SPS et la production de collisions d'ions lourds à proprement parler : plomb-plomb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 17{,}3\,\mathrm{GeV}$ et plomb-or à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 8{,}6\,\mathrm{GeV}$. Sept expériences scrutent alors ces systèmes de collision et amassent plusieurs indices concordants en faveur de la formation d'un nouvel état de la matière compatible avec le plasma de quarks et de gluons prédit auparavant [111]. Cette interprétation est accréditée au début des années 2000 lorsque les expériences du Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) nouvellement construit à Brookhaven observent le produit de collisions or-or (Au-Au) à l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200\,\mathrm{GeV}$ [112–115]. Comme nous le verrons dans le Chapitre 3, le Large Hadron Collider (LHC) du CERN fournira quelques années plus tard des collisions Pb–Pb à des énergies dépassant le TeV.

Maintes revues ont été consacrées à dresser un bilan d'étape de notre connaissance de la matière hadronique et, en particulier, de son état déconfiné [110–118]. Nous nous pencherons ici sur les principales signatures expérimentales ayant permis de mettre en évidence la formation d'un plasma de quarks et de gluons dans des collisions d'ions lourds, avant de mettre l'accent sur la mesure des sondes dures pour l'étude de la matière hadronique au sens large, orientée vers le QGP ou non, ainsi que nous le développerons dans ce manuscrit à travers la mesure de la production de photons de haute énergie.

1.3.1 Mise en évidence expérimentale du QGP

De la myriade de signatures historiques du plasma de quarks et de gluons, quatre observations ont eu un écho particulièrement important pour attester de la formation de ce milieu dans les collisions d'ions lourds : l'accroissement de la production de hadrons étranges (c'est-à-dire composés d'au moins un (anti)quark s), la modification du spectre en masse invariante diélectron, la suppression des états liés de quarks lourds (c et b[26]), dits *quarkonia*, et l'atténuation des hadrons de haute impulsion transverse.

1.3.1.1 Accroissement de la production de hadrons étranges

La première de ces signatures a très tôt été considérée comme la plus accessible pour évaluer la présence d'un QGP [119]. Lors de collisions où le déconfinement des quarks et des gluons n'est pas attendu, les conditions sont en effet difficilement réunies pour produire des hadrons étranges : le processus le plus commun à cet égard, $\pi\pi \to \mathrm{h\bar{h}}$ (avec par exemple $\mathrm{h\bar{h}} = \Lambda\overline{\Lambda}$ ou $\Omega\overline{\Omega}$), nécessite une énergie de plusieurs GeV, tandis que la production en cascade de hadrons étranges requiert moins d'énergie mais est moins probable. À l'inverse, en présence d'un milieu déconfiné, la seule production de paires $s\bar{s}$ rend possible la formation de hadrons étranges, et ce phénomène est favorisé en raison de la réduction de la masse effective des quarks (grâce à la restauration de la symétrie chirale liée à la transition de phase [120]) et d'une forte probabilité de fusions de gluons ($gg \to s\bar{s}$).

Les expériences du SPS au CERN ont ainsi effectué dans les années 1990 des mesures de la production de plusieurs hadrons étranges dans différents systèmes de collision (proton-proton, proton-noyau, noyau-noyau) [121] et ont pu comparer les taux de production de chacun en fonction de la multiplicité de particules dans l'état final, plus élevée lorsqu'un noyau fait partie du système de collision. Une illustration des résultats obtenus est présentée sur la Figure 1.19. On peut y voir une légère augmentation de la production de hadrons à mesure que le nombre de nucléons participants (et donc la multiplicité) augmente, et surtout à mesure que leur étrangeté est élevée (les hadrons Ω ont plus de quarks s que les Ξ, qui eux-mêmes en ont plus que les Λ). Cette observation a été jugée

26. Le quark t est le plus lourd, mais sa durée de vie est trop faible pour lui permettre de s'hadroniser ou de former, par exemple, un état lié $t\bar{t}$.

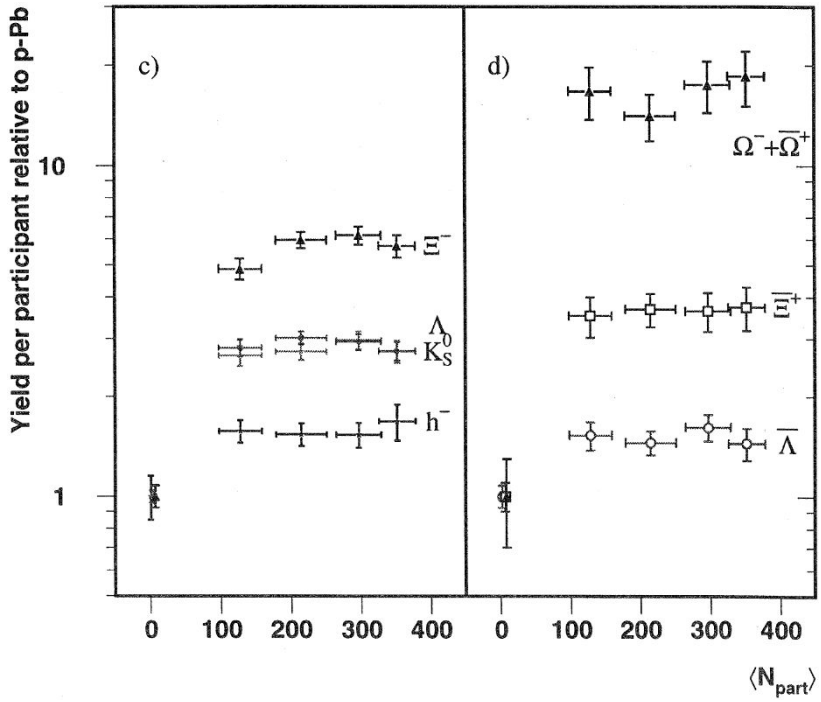


Figure 1.19. Taux de production de plusieurs hadrons étranges mesurés en collisions p–Pb et Pb–Pb à une énergie de 158 (GeV/c)/nucléon par la Collaboration WA97 au SPS, normalisés par les taux mesurés en collisions p–Pb et par le nombre de nucléons participants, en fonction de ce nombre. [124]

compatible avec une phase déconfinée de quarks et de gluons favorisant les processus mentionnés précédemment vis-à-vis de la production de quarks s.

Il est intéressant de noter que ce type de mesure est récemment revenu au cœur des discussions lorsque la Collaboration ALICE a montré un accroissement de la production de hadrons étranges en collisions pp de haute multiplicité, atteignant des taux très proches de ceux observés en collisions Pb–Pb où l'on sait désormais qu'un QGP se forme [122]. Cette mesure a contribué à un regain d'intérêt pour l'étude des "petits systèmes" (proton-proton, proton-noyau) sous l'angle des phénomènes de collectivité du milieu formé, indicateurs du déconfinement des quarks et des gluons[27], mais a aussi contribué à remettre en cause l'utilisation en toute confiance de mesures effectuées en collisions pp comme références absolues du *vide de la QCD* (c'est-à-dire sans formation d'un QGP). À l'avenir, ce système de collision devra donc être étudié de manière différentielle (en fonction de multiples variables comme la multiplicité ou la rapidité) afin de déterminer ses caractéristiques, en particulier pour pouvoir l'utiliser comme référence.

1.3.1.2 Modification du spectre en masse invariante diélectron

La deuxième signature historique du plasma de quarks et de gluons que nous avons retenue concerne les électrons et les positons, capables de sonder le milieu formé tout au long de son évolution. Insensibles à l'interaction forte, ces particules sont produites à toutes les étapes suivant une collision, que ce soit par l'annihilation de quarks ($q\bar{q} \to e^-e^+$), de pions ($\pi\pi \to e^-e^+$) ou la décroissance de hadrons après le gel cinétique du milieu [125]. La mesure de paires e^-e^+ permet donc de reconstruire la masse des particules qui en sont à l'origine, d'identifier ces dernières, et ainsi de porter des informations sur l'état du système à un instant donné.

Plusieurs expériences du SPS ont réalisé des mesures de masse invariante de paires e^-e^+ (mesures

27. Le lecteur peut consulter la référence [123] pour une revue récente des observations faites en la matière.

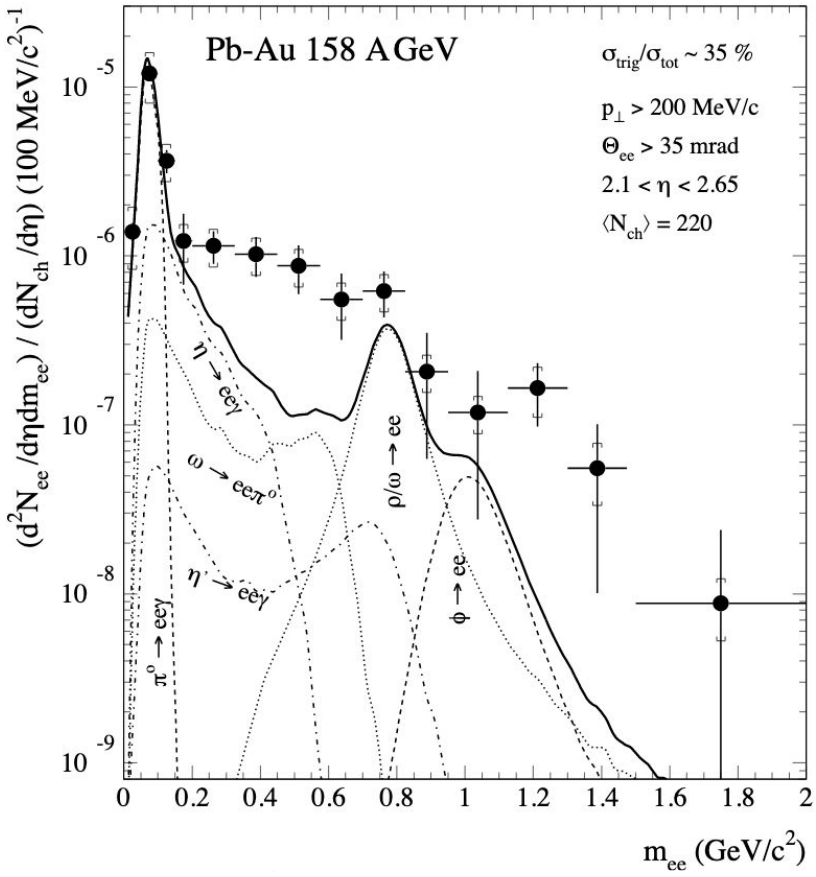


Figure 1.20. Distribution en masse invariante de paires e^-e^+ mesurée en collisions Pb–Au à une énergie de 158 GeV/nucléon par la Collaboration CERES au SPS. La ligne pleine noire représente la distribution simulée, somme de plusieurs contributions hadroniques (lignes non pleines), pour des collisions impliquant un faisceau de protons. [126]

dites *diélectron*). Parmi elles, la Collaboration CERES [28] a mis en évidence un excès significatif du nombre de paires de faible masse, comme le montre la Figure 1.20, dans des collisions plomb-or (Pb–Au) à une énergie de 158 GeV/nucléon [126]. Dans l'intervalle de masses 0,2–0,8 GeV/c^2 en particulier, la simulation des processus de décroissance connus pour produire de telles paires ne permet pas de reproduire la mesure, là où la même collaboration a montré un accord satisfaisant entre données et simulation pour des petits systèmes de collision [127]. Cet écart a été interprété comme le fruit d'annihilations entre pions, favorisées en présence d'un milieu chaud et dense tel qu'un QGP, mais d'autres travaux en ont conclu une baisse de la masse effective du méson ρ liée à la transition de phase vers un milieu déconfiné [128], conduisant alors au peuplement de la région en masse invariante inférieure à la résonance $\rho \to e^-e^+$ visible sur la Figure 1.20.

1.3.1.3 Suppression des quarkonia

Les mesures *dileptons* (e^-e^+ ou $\mu^-\mu^+$) demeurent aujourd'hui plébiscitées pour caractériser le milieu déconfiné, en particulier à travers la reconstruction des états liés *charmonia* (mésons $c\bar{c}$), comme le méson J/ψ [129, 130]. Cette particule, découverte en 1974 par deux groupes indépendants sous la forme d'une résonance autour de 3,1 GeV/c^2 dans la distribution en masse invariante de paires e^-e^+ [131, 132], a rapidement été envisagée comme sonde de la matière hadronique. Majoritairement produit par fusion de gluons durant la phase de pré-équilibre ($gg \to c\bar{c}$), l'état lié $c\bar{c}$ est sensible à l'état initial des collisions hadroniques, mais aussi à l'évolution du milieu qui en résulte puisqu'il est

28. Aussi appelée NA45 pendant un temps.

soumis à l'interaction forte. La suppression de cet état en présence d'un milieu déconfiné de quarks et de gluons a ainsi été prédite comme le résultat de l'atténuation du potentiel d'interaction entre ses constituants, *a fortiori* lorsque la température du milieu augmente [133] : la suppression de la production de mésons J/ψ dans l'état final est donc supposée mettre en évidence la présence d'un tel milieu.

À la fin des années 1990, plusieurs expériences se sont intéressées à l'observable J/ψ dans différents systèmes de collision, notamment à travers le canal dimuon. Comme le montre la Figure 1.21, la Collaboration NA50 a observé une suppression significative de la production de mésons J/ψ aux hautes densités d'énergie atteintes dans des collisions Pb–Pb à une énergie de 158 GeV/nucléon [134]. La référence considérée pour cette étude était un taux de production attendu en ne considérant que l'absorption éventuelle des mésons J/ψ par la matière nucléaire, mais en aucun cas par un plasma de quarks et de gluons. La déviation de l'unité est observée uniquement au-delà de 2,3 GeV/fm^3, accréditant la thèse d'un milieu extrêmement chaud et dense résultant du déconfinement des quarks et des gluons.

À l'heure actuelle, les efforts se concentrent sur l'étude de plusieurs états liés de quarks lourds ($c\bar{c}$ et $b\bar{b}$), dont la diversité des énergies de liaison résulte en la production de mésons de différentes masses, susceptibles d'être dissociés à diverses températures et d'être ainsi supprimés séquentiellement [135]. Ce schéma rend la famille des quarkonia particulièrement adaptée au rôle de thermomètre du plasma de quarks et de gluons, même si le phénomène de (re)combinaison de paires $q\bar{q}$ décorrélées, favorisé par l'augmentation de l'énergie des collisions, peut conduire à un renforcement de la production de quarkonia [136].

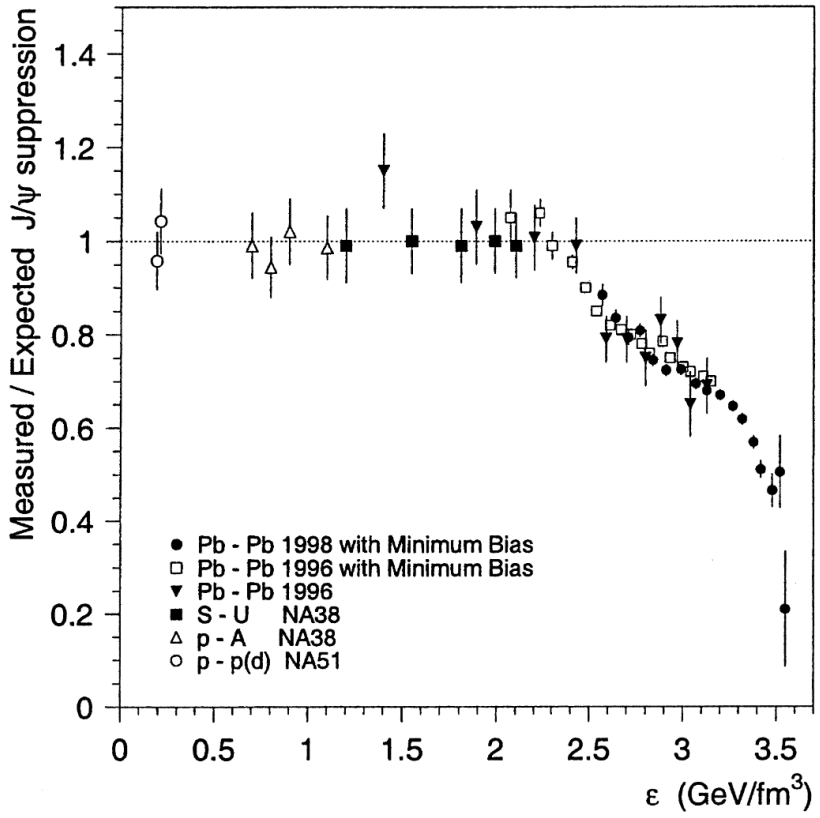


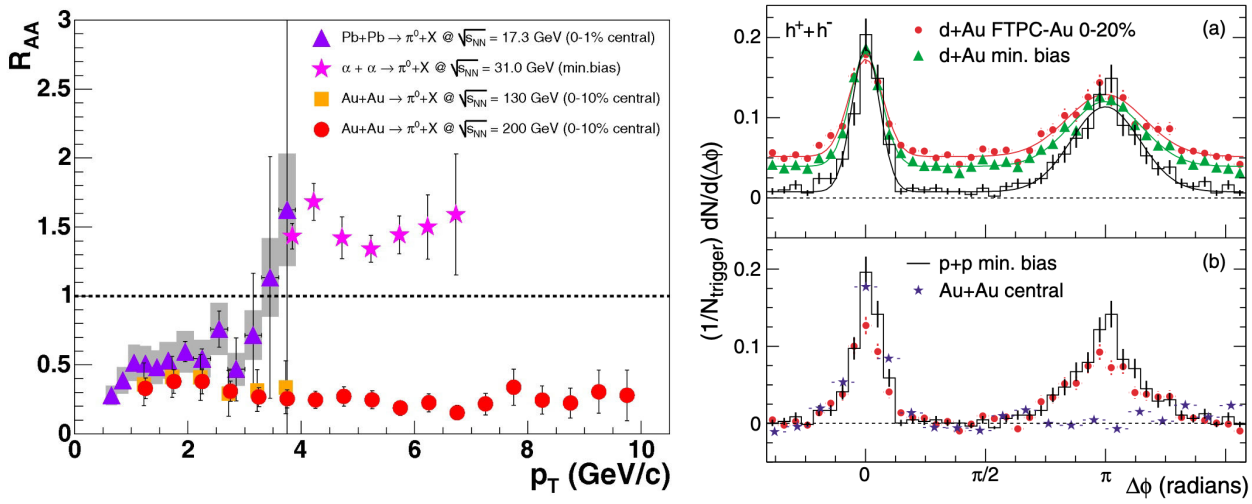
Figure 1.21. Taux de production du méson J/ψ mesurés dans différents systèmes de collision, notamment Pb–Pb à une énergie de 158 GeV/nucléon par la Collaboration NA50 au SPS, normalisés par les taux attendus sans considérer la présence d'un QGP, en fonction de la densité d'énergie atteinte dans ces collisions. [134]

1.3.1.4 Atténuation des hadrons de haute impulsion transverse

La dernière signature historique du QGP que nous avons souhaité mettre en avant dans ce manuscrit porte sur l'atténuation du taux de hadrons de haute impulsion transverse mesuré dans les collisions d'ions lourds. En 1982, James Bjorken a en effet suggéré que les partons de haute impulsion transverse issus de processus partoniques durs – ayant lieu pendant la phase de pré-équilibre comme nous l'avons détaillé dans la Section 1.2.3 – peuvent être affectés par leur traversée du milieu déconfiné formé dans les collisions d'ions lourds de très haute énergie, avec la conséquence de perdre tout ou partie de leur énergie dans ce même milieu, par collisions ou rayonnement [137].

D'un point de vue expérimental, une telle interaction entre les partons très énergétiques et un milieu chaud et dense comme le plasma de quarks et de gluons peut alors se manifester comme une atténuation voire une extinction des taux de hadrons mesurés, puisque l'énergie des partons peut être dispersée dans le milieu avant que ces derniers aient pu fragmenter en jets hadroniques : on parle de *jet quenching*. Cela a d'abord été observé par les expériences du SPS et du RHIC sous la forme de facteurs de modification nucléaire d'une définition proche de celle que nous avons introduite dans l'équation (1.34). La Figure 1.22 (a) présente une compilation de plusieurs de ces mesures concernant la production de mésons π^0. Lorsque les noyaux entrant en collision sont suffisamment lourds et la centralité élevée, on observe que les valeurs de R_{AA} sont largement inférieures à l'unité, dénotant une forte suppression de la production de pions de haute impulsion transverse dans ces systèmes par rapport aux références pp dans lesquelles le déconfinement n'est pas attendu.

Le résultat décisif qui a permis de démontrer que les partons perdent effectivement leur énergie en présence d'un milieu caractéristique des collisions d'ions lourds – et sans doute d'asseoir l'existence du plasma de quarks et de gluons – a été rapporté par la Collaboration STAR au RHIC sous la forme de corrélations azimutales hadron-hadron, présentées sur la Figure 1.22 (b) [139]. Ce type de distribution associe les hadrons issus de partons émis par un même processus dur, le plus souvent dos à dos, c'est pourquoi deux pics y sont généralement visibles : l'un autour de $\Delta\varphi = 0$, correspondant aux hadrons ayant servi de références pour l'étude des données, l'autre autour de $\Delta\varphi = \pi$, contenant les hadrons émis à l'opposé.



(a) (b)

Figure 1.22. (a) Distributions des facteurs de modification nucléaire (R_{AA}) pour la production de mésons π^0 en collisions d'ions lourds, mesurées au SPS (triangles), à l'ISR (étoiles) et au RHIC (carrés et cercles). [138] (b) Distributions de corrélations azimutales hadron-hadron mesurées en collisions pp, d–Au (deutérium-or) et Au–Au par la Collaboration STAR au RHIC. [139]

Ce que montre le résultat de STAR est l'absence totale de ce second pic en collisions Au-Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200\,\mathrm{GeV}$, alors qu'il est bien présent dans les petits systèmes de collision. Sa présence dans les collisions intermédiaires d–Au fournit même un argument en faveur d'une explication décorrélée d'effets nucléaires froids et de l'état initial du système, puisque l'on n'y observe pas de suppression des hadrons autour de $\Delta\varphi = \pi$ [114]. Ce résultat a ainsi été interprété comme une preuve spectaculaire de la formation d'un milieu dense dans lequel les partons émis lors de la phase de pré-équilibre peuvent perdre leur énergie.

Au final, ce n'est donc pas une mesure unique et sans équivoque qui a permis de montrer l'émergence d'un plasma de quarks et de gluons dans des conditions thermodynamiques extrêmes, mais bien un ensemble de résultats très divers que les collaborations du SPS et du RHIC ont commentés au milieu des années 2000 avec un œil critique [111–115], et qui nous permettent aujourd'hui de procéder à des mesures de précision d'un état de la matière désormais considéré comme découvert.

1.3.2 Sondes dures de la matière hadronique

Comme nous l'avons mentionné auparavant, les observables issues des processus partoniques de très haute énergie qui se produisent aux tout premiers instants des collisions hadroniques sont communément appelées *sondes dures* [140]. Elles offrent de nombreux avantages dont on peut en citer quelques-uns :

- ▷ elles sont produites durant la phase de pré-équilibre du milieu qui suit les collisions ($\tau \sim 1/Q$) et peuvent ainsi assister à toute son évolution [29], qu'un QGP se forme ou non ;
- ▷ du point de vue expérimental, ces particules généralement caractérisées par une haute impulsion transverse (p_{T}) peuvent être détectées aisément ;
- ▷ elles sont issues de processus à haut Q où, comme nous l'avons montré avec la Figure 1.7, la constante de couplage de l'interaction forte (α_{s}) est assez faible pour permettre une description perturbative des phénomènes mis en jeu, et ainsi de tester la pQCD.

Il est possible de classer les sondes dures en deux catégories selon leur comportement vis-à-vis du milieu qu'elles traversent. Certaines d'entre elles sont insensibles à l'interaction forte – c'est le cas des bosons électrofaibles (photon, Z^0 et $\mathrm{W}^{\pm}$) – et peuvent ainsi quitter le point de collision en emportant des caractéristiques inchangées depuis leur émission, comme par exemple leur énergie initiale. D'autres sondes dures, à l'inverse, sont sensibles à l'interaction forte – il s'agit des particules portant une charge de couleur (quarks et gluons) mais aussi des quarkonia – et sont donc susceptibles de voir leurs propriétés évoluer au cours de leur propagation comme nous l'avons illustré précédemment en évoquant la perte d'énergie des partons, voire d'être totalement arrêtées dans le milieu traversé.

Puisque dans la seconde catégorie les sondes dures sont sensibles à leur environnement, elles peuvent porter des informations sur les propriétés du milieu : c'est le cas par exemple des hadrons de saveurs lourdes dont la mesure de l'*écoulement elliptique* [30] peut mettre en évidence un comportement collectif des constituants de ce milieu et ainsi permettre d'évaluer ses propriétés hydrodynamiques (viscosité, vitesse d'expansion, etc.) [141]. En gardant à l'esprit le sujet de cette thèse, nous allons plutôt aborder ici deux types de mesures basées en grande partie sur les sondes dures insensibles à l'interaction forte, et leurs implications sur la description de la matière hadronique.

29. Pour cette raison, on les qualifie parfois de sondes *tomographiques*.

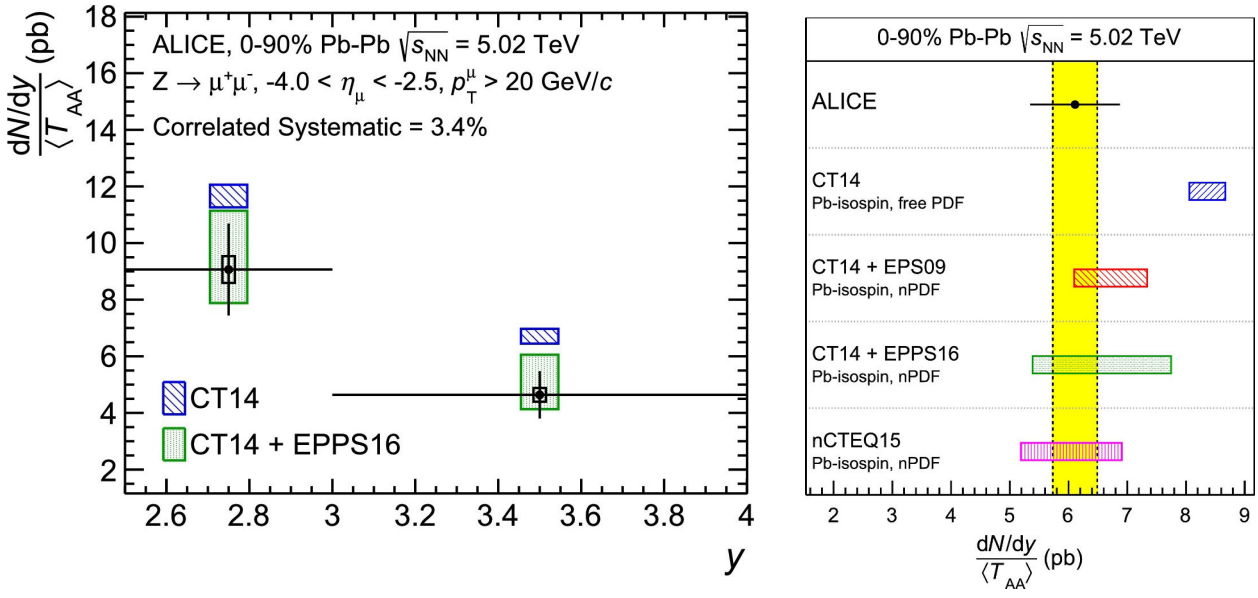
30. Il s'agit de la deuxième harmonique de la décomposition en série de Fourier de la distribution azimutale des hadrons considérés. Cette observable est sensible à l'expansion ellipsoïdale du milieu formé lors de l'interpénétration de deux noyaux entrant en collision.

1.3.2.1 Contraindre les nPDF avec le boson Z^0

L'insensibilité du boson Z^0 à l'interaction forte le rend particulièrement intéressant pour obtenir des informations sur l'état initial d'une collision hadronique. Il peut être reconstruit par masse invariante de paires $\mu^-\mu^+$, eux aussi insensibles à l'interaction forte, et a été proposé relativement tôt comme référence à mesurer quel que soit le système de collision [142]. Cependant, des travaux ont suggéré que la production de bosons Z^0 pourrait être affectée en collisions d'ions lourds en raison du déséquilibre du nombre de quarks de valence u et d constituant un proton et un ion, résultant en une modification du taux de bosons Z^0 mesuré par rapport à une référence proton-proton, et ce de manière dépendante de la rapidité [143]. Par conséquent, on peut s'attendre à ce qu'une mesure de la production de ce boson dans des collisions impliquant des noyaux permette de tester la qualité des fonctions de distribution nucléaires des partons (nPDF), voire de les contraindre.

Récemment, la Collaboration ALICE a réalisé ce type de mesure dans des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, dont le taux de production de bosons Z^0 a été confronté à différentes prédictions de pQCD impliquant (nPDF) ou non (PDF) des effets nucléaires froids [144]. La Figure 1.23 (a) présente ce résultat en fonction de la rapidité et la Figure 1.23 (b) de manière intégrée afin de rendre compte du niveau d'accord entre la mesure et les prédictions. Ces résultats montrent que le taux mesuré est différent suivant la rapidité considérée, conformément aux attentes, mais ils permettent surtout de vérifier la présence d'effets nucléaires froids puisque seules les prédictions basées sur des nPDF reproduisent correctement la mesure. En réduisant les incertitudes expérimentales (par exemple, grâce à un plus grand échantillon de données), une mesure de ce type pourra apporter de nouvelles contraintes aux fonctions de distribution des partons, en particulier dans le régime à faible fraction d'impulsion x où elles sont pour le moment moins bien connues.

Cet exemple du boson Z^0 représente l'usage typique que l'on peut faire d'une sonde dure qui n'est pas affectée par la traversée d'un milieu déconfiné de quarks et de gluons, puisqu'elle demeure



(a) (b)

Figure 1.23. (a) Taux de production de bosons Z^0 en fonction de leur rapidité, mesuré en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ par l'expérience ALICE. Les barres verticales noires représentent l'incertitude statistique de la mesure et les boîtes son incertitude systématique. (b) Taux intégré sur l'intervalle en rapidité $2{,}5 < y < 4$ (point noir), comparé à des prédictions de pQCD impliquant (CT14 + EPS09, CT14 + EPPS16, nCTEQ15) ou non (CT14) des effets nucléaires froids. La barre noire représente l'incertitude statistique de la mesure et la bande jaune son incertitude systématique. [144]

néanmoins une source d'information précieuse pour mieux connaître le comportement des partons au sein des noyaux, afin de pouvoir identifier avec une plus grande certitude les effets nucléaires chauds mesurés à l'aide d'autres sondes en collisions d'ions lourds.

1.3.2.2 Estimer la perte d'énergie des partons avec des corrélations photon-jet

Nous avons précédemment cité l'atténuation du taux de hadrons de haute impulsion transverse mesuré dans les collisions d'ions lourds comme signature historique du QGP, preuve d'une perte d'énergie des partons issus de processus durs dans le milieu formé. Si ce type de mesure montre qualitativement ce phénomène, elle n'apporte cependant pas d'informations quantitatives sur la façon dont les partons perdent leur énergie en présence d'un plasma de quarks et de gluons, ni sur leurs mécanismes de fragmentation dans cet environnement, point clé puisque ce ne sont que les hadrons produits par fragmentation que l'on peut mesurer pour caractériser les partons qui en sont à l'origine.

Une façon d'estimer quantitativement la perte d'énergie d'un parton est de comparer son énergie au moment de son émission et son énergie finale. Si cette dernière peut être déterminée en mesurant l'énergie de chaque particule appartenant au jet résultant de la fragmentation du parton, la première nécessite de recourir à une référence énergétique de l'état initial du processus dur, idéalement sous la forme d'une particule unique qui, par conservation, serait émise à l'opposé du jet avec la même énergie que ce dernier : les corrélations photon-jet représentent à cet égard un outil particulièrement intéressant [145, 146]. Comme nous l'avons vu, les photons sont en effet insensibles à l'interaction forte et portent ainsi des caractéristiques inchangées depuis leur émission.

Une première observable permettant d'évaluer la perte d'énergie des partons est le rapport des impulsions transverses du jet ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}$) et du photon ($p_{\mathrm{T}}^{\gamma}$) issus du même processus, noté $x_{\mathrm{J}\gamma} = p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}/p_{\mathrm{T}}^{\gamma}$. Une déviation de cette variable de l'unité peut mettre en évidence une baisse ou une hausse de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{jet}}$, ce qui peut être attribué à la présence d'un milieu déconfiné si cela est observé en collisions d'ions lourds par comparaison avec une mesure ou une simulation de référence sans formation de QGP.

C'est ce qu'a mesuré la Collaboration ATLAS dans des collisions pp et Pb–Pb à $\sqrt{s_{(\mathrm{NN})}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ dans différentes classes de centralité et plusieurs intervalles en impulsion transverse du

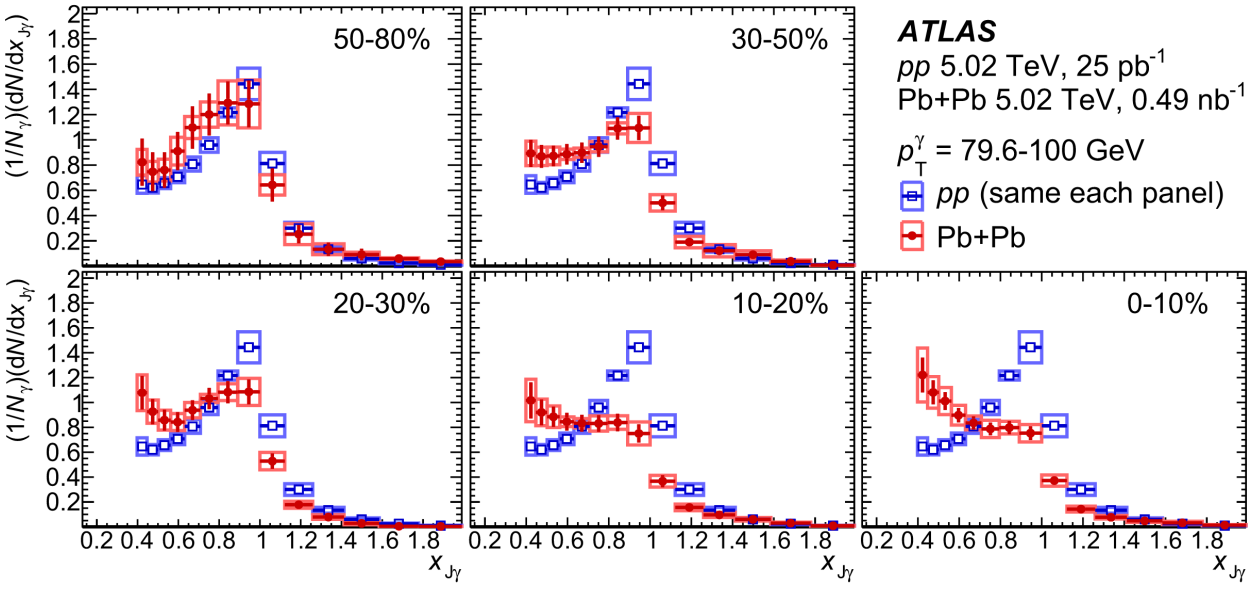


Figure 1.24. Distributions de la variable $x_{\mathrm{J}\gamma}$ mesurées en collisions pp et Pb–Pb à $\sqrt{s_{(\mathrm{NN})}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ par l'expérience ATLAS, pour des photons d'impulsion transverse comprise entre 79,6 GeV/c et 100 GeV/c et pour différentes classes de centralité. [147]

photon [147] : la Figure 1.24 en présente une sélection. On y observe qu'à mesure que la centralité augmente (50–80 % → 0–10 %) la distribution obtenue dans les collisions d'ions lourds glisse vers des valeurs plus faibles de $x_{\mathrm{J}\gamma}$ par rapport à celle qui est mesurée en collisions pp, signifiant que les partons perdent une grande partie de leur énergie dans le milieu traversé, et ce d'autant plus que la taille de ce dernier augmente (proportionnellement à la centralité). Ces résultats ont été comparés à une variété de modèles de perte d'énergie des partons et ont permis de favoriser certaines descriptions théoriques par rapport à d'autres [147].

Une autre observable très intéressante liée aux corrélations azimutales entre un photon et les hadrons opposés permet d'approcher les fonctions de fragmentation qui, comme nous l'avons introduit dans la Section 1.1.3, sont notées $D_{j\to\mathrm{J}}(z_j)$ et représentent la probabilité pour qu'un hadron J soit produit par fragmentation du parton j et emporte une fraction z_j de l'impulsion de ce dernier. Du point de vue expérimental, les fonctions de fragmentation peuvent être estimées à l'aide de la distribution $D(z_{\mathrm{T}})$ de la variable $z_{\mathrm{T}} = p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{h}}/p_{\mathrm{T}}^{\gamma}$, où $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{h}}$ représente l'impulsion transverse d'un hadron émis à l'opposé du photon. Cette approche permet ainsi d'avoir une estimation de l'énergie de chaque hadron au sein d'un jet et donc d'étudier la façon dont le parton original a fragmenté.

La Collaboration STAR a mesuré cette distribution dans des collisions pp et Au–Au centrales (0–12 %) à $\sqrt{s_{(\mathrm{NN})}} = 200\,\mathrm{GeV}$ [148] : leurs résultats sont présentés sur la Figure 1.25. Quelle que soit la valeur de z_{T}, la distribution obtenue dans les collisions d'ions lourds est inférieure à celle qui est mesurée en collisions pp. Cela était prévisible au regard des observations décrites précédemment, mais cette mesure donne également un indice sur la redistribution de l'énergie perdue par les partons dans le milieu puisque l'écart entre les deux distributions est plus faible à bas z_{T}, ce qui peut signifier que l'énergie transférée au milieu accroît la production de hadrons de faible impulsion transverse. Notons que plusieurs travaux de thèse de la Collaboration ALICE ont permis d'étendre l'intervalle en z_{T} jusqu'à $\sim 0{,}02$ dans le cadre de mesures des fonctions de fragmentation en collisions pp, p–Pb

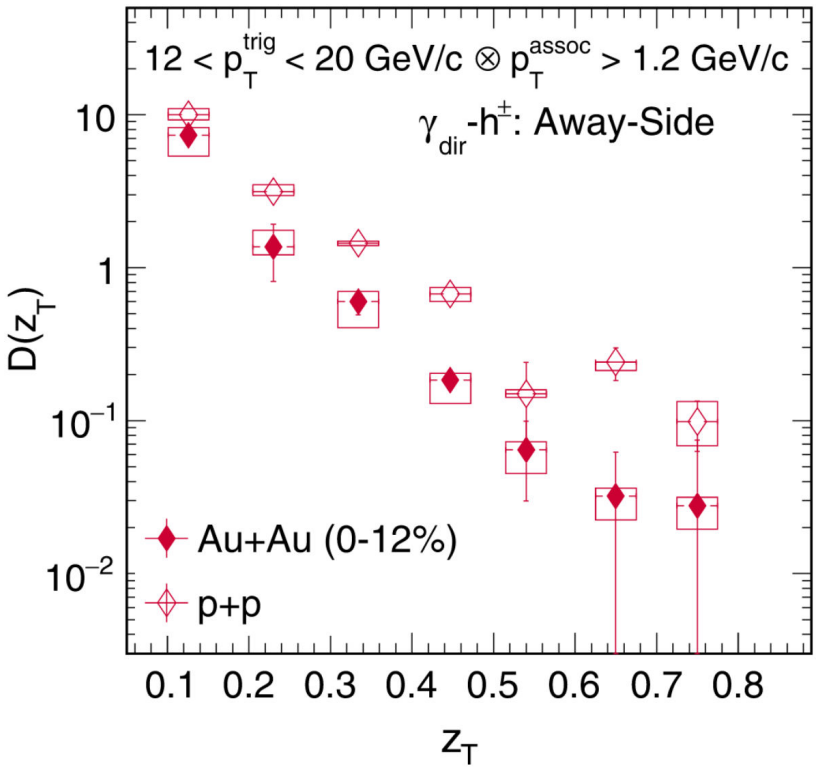


Figure 1.25. Distribution de la variable z_{T} mesurée en collisions pp et Au–Au à $\sqrt{s_{(\mathrm{NN})}} = 200\,\mathrm{GeV}$ par l'expérience STAR, pour des photons d'impulsion transverse comprise entre $12\,\mathrm{GeV}/c$ et $20\,\mathrm{GeV}/c$ et des hadrons opposés d'impulsion transverse supérieure à $1{,}2\,\mathrm{GeV}/c$. [148]

et Pb–Pb au LHC, conduisant à une interprétation préliminaire de la même teneur [149, 150].

À travers cette section, nous avons ainsi vu combien les propriétés de la matière hadronique peuvent être étudiées et contraintes, que ce soit en présence d'un plasma de quarks et de gluons ou non : perte d'énergie des partons, fonctions de fragmentation, fonctions de distribution des partons, etc. Par la suite, nous nous intéresserons plus particulièrement à la production de photons issus de processus durs dans des collisions pp et p–Pb au LHC : nous étofferons ainsi, dans le prochain chapitre, la liste d'observables présentées ici de quelques résultats récents en matière de photons.

Mister Worf: photon torpedoes.
Maximum yield, full spread.
— Captain Jean-Luc Picard

CHAPITRE 2

Photons prompts et matière hadronique

Sommaire

2.1 Photons et photons 43
2.1.1 Mécanismes de production 43
2.1.2 Photons prompts 45
2.2 Mesurer la production de photons prompts 47
2.2.1 De multiples intérêts 47
2.2.2 Isolement des photons prompts 49
2.3 État de l'art des mesures de photons isolés 53
2.3.1 Statut en 2012 53
2.3.2 L'ère du LHC 54

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté quelques sondes dures de la matière hadronique en mettant notamment l'accent sur celles qui permettent d'obtenir des informations sur l'état initial des collisions d'ions lourds. Comme nous l'avons mentionné, les photons présentent un grand intérêt à cet égard puisqu'ils ne sont pas soumis à l'interaction forte. Il existe cependant de nombreux mécanismes de production qu'il est nécessaire de comprendre afin de pouvoir étudier les photons véritablement issus de processus partoniques de haute énergie. Nous allons ici présenter les différentes voies de production de photons dans les collisions hadroniques et nous verrons en particulier comment accéder à ceux qui proviennent des processus durs.

2.1 Photons et photons

Contrairement aux hadrons qui, selon le scénario de Bjorken détaillé dans la Section 1.2.3, apparaissent majoritairement à la fin de l'évolution du milieu suivant une collision, les photons sont produits à toutes les étapes de celle-ci par l'intermédiaire de différents mécanismes, rendant possible une classification que nous allons ici introduire.

2.1.1 Mécanismes de production

La Figure 2.1 donne une représentation schématique de la production de photons lors d'une collision d'ions lourds. Nous pouvons les séparer suivant quatre sources principales [151] :

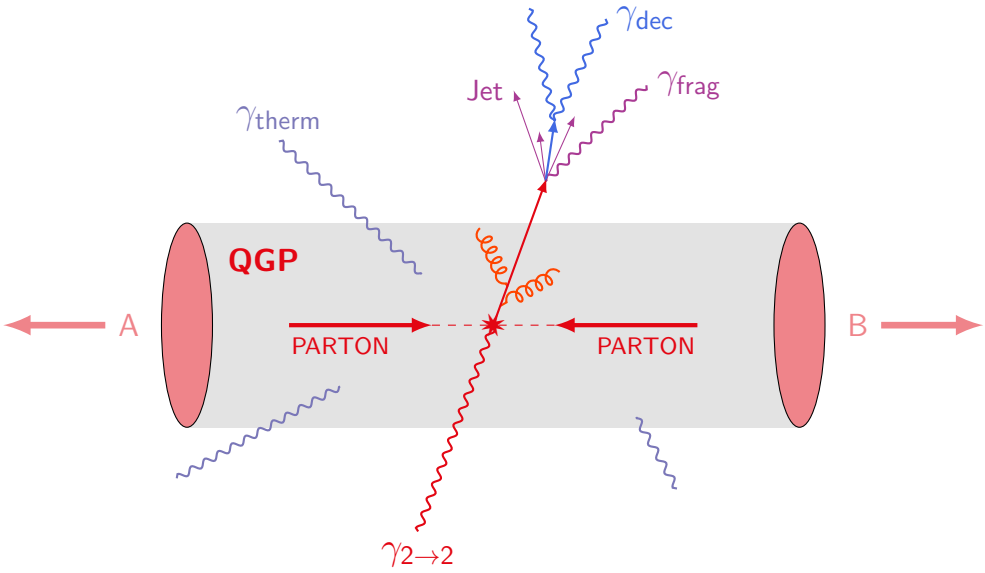


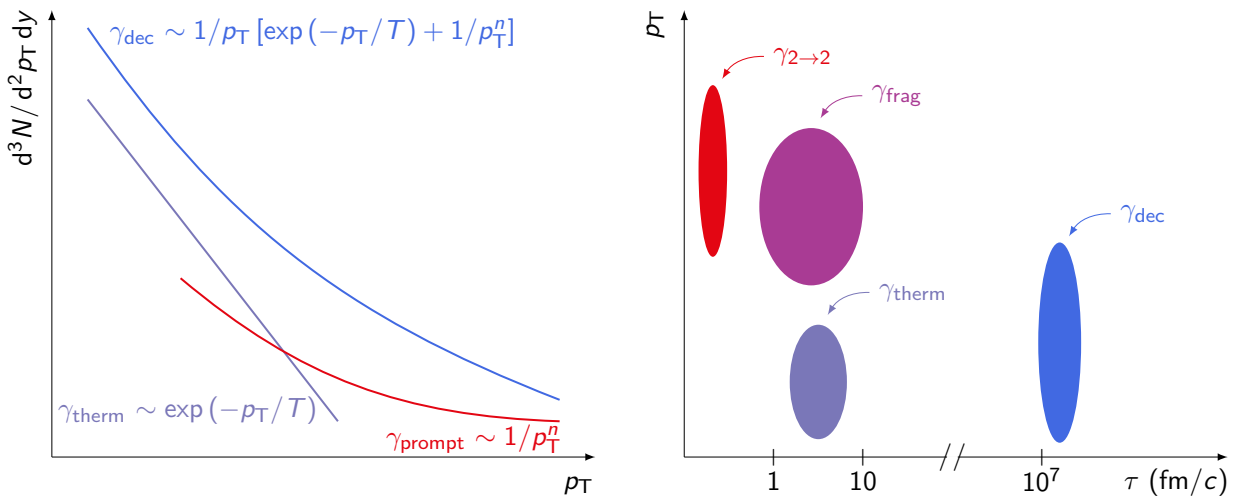
Figure 2.1. Représentation schématique de la production de photons lors d'une collision d'ions lourds (A et B).

- ▷ les *photons* $\gamma_{2\to2}$ sont issus des processus de haute énergie qui ont lieu directement entre deux partons incidents. Leur production est dominée par des diagrammes à deux particules initiales et deux particules finales $(2 \to 2)$;
- ▷ les *photons de fragmentation*, notés γ_{frag}, sont émis lors de la fragmentation de partons en voie de sortie et peuvent donc préférentiellement se trouver dans un environnement de type "jet" ;
- ▷ les photons *thermiques*, notés γ_{therm}, sont attendus en présence d'un plasma de quarks et de gluons (QGP) ou d'un gaz hadronique formé suite à la collision, lors du refroidissement de ces milieux par diffusions entre quarks et gluons ou entre hadrons ;
- ▷ les *photons de décroissance*, notés γ_{dec}, sont émis par décroissance des hadrons instables produits lors de la collision – l'exemple le plus commun est le méson π^0 comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit.

Il est *a priori* impossible de distinguer les photons issus de processus partoniques $2 \to 2$ de ceux provenant de la fragmentation de partons puisqu'ils sont tous caractérisés par une haute impulsion transverse ($p_{\text{T}} \gtrsim 5\,\text{GeV}/c$), une émission rapide et un spectre qui suit une loi de puissance. Pour ces raisons, ces deux types de photons sont génériquement appelés *photons prompts* (γ_{prompt}). À l'inverse, les photons thermiques sont caractérisés par une faible impulsion transverse ($p_{\text{T}} \lesssim 4\,\text{GeV}/c$), une émission plus tardive et un spectre qui présente un comportement exponentiel décroissant [152]. La Figure 2.2 résume toutes ces propriétés d'émission : on constate ainsi que suivant l'intervalle en impulsion transverse considéré, la production inclusive de photons est dominée par l'un ou l'autre des mécanismes mis en jeu.

Par ailleurs, si les photons ne sont pas sensibles à l'interaction forte et au possible déconfinement des charges de couleur, certaines de ces contributions peuvent tout de même être affectées par la présence d'un milieu déconfiné : c'est le cas des photons thermiques, dont la production dépend notamment de la température du milieu (T sur la Figure 2.2 (a)) [153], mais aussi des photons de décroissance et de fragmentation émis à la suite de la propagation de partons, lesquels sont susceptibles de perdre une part non négligeable de leur énergie dans le milieu comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent. Ainsi, seuls les photons issus de processus partoniques durs ($\gamma_{2\to2}$) peuvent s'échapper du point de collision en portant des caractéristiques inchangées depuis leur émission.

Soulignons qu'une terminologie répandue consiste à nommer *photons directs* – notés γ_{dir} – les



(a) (b)

Figure 2.2. Représentations simplifiées (a) des spectres en impulsion transverse des photons émis lors d'une collision d'ions lourds (T représente la température du milieu) et (b) de l'instant d'émission et de la gamme en impulsion transverse typiques des différentes contributions à la production inclusive de photons (τ est le temps écoulé depuis l'instant de la collision).

photons issus de processus partoniques $2 \to 2$ (ceux que nous notons ici $\gamma_{2\to2}$). Au sein de la Collaboration ALICE et de ce manuscrit, la nomenclature adoptée est plutôt celle d'un rapport du CERN sur la physique des photons au LHC [154], dans lequel l'ensemble des photons hormis ceux qui proviennent de la décroissance de hadrons sont appelés "photons directs". Finalement, la production inclusive de photons, notée γ_{inc}, correspond à la somme de toutes les contributions présentées ici :

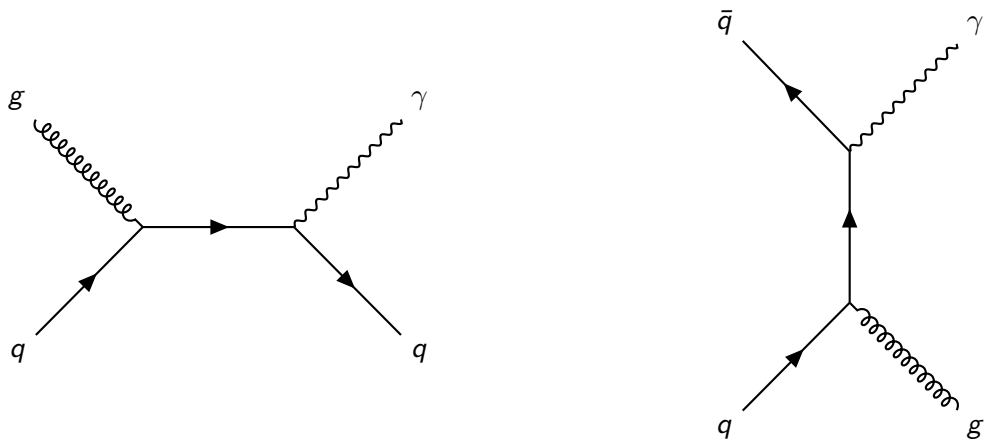
$$\gamma_{inc} = \overbrace{\underbrace{\gamma_{2\to2} + \gamma_{frag}}_{\gamma_{prompt}} + \gamma_{therm}}^{\gamma_{dir}} + \gamma_{dec}. \tag{2.1}$$

Comme nous l'avons introduit précédemment, nous nous intéressons dans le cadre de cette thèse aux photons $\gamma_{2\to2}$ en particulier. Nous allons voir par la suite que mesurer leurs propriétés requiert cependant de considérer les photons prompts ($\gamma_{2\to2} + \gamma_{frag}$) comme un ensemble dont nous devrons rejeter au maximum la contribution liée à la fragmentation.

2.1.2 Photons prompts

Si les photons issus de processus partoniques $2 \to 2$ et de la fragmentation de partons ne peuvent être distingués expérimentalement, leur description théorique diffère néanmoins. Sur la base du modèle des partons introduit dans la Section 1.1.3, il est possible de dresser les principaux diagrammes contribuant à la production de ces deux types de photons, et d'exprimer leur section efficace à l'aide de l'approche factorisée employée dans ce modèle.

Les photons $\gamma_{2\to2}$ sont issus de deux processus majoritaires, présentés sur la Figure 2.3 : la diffusion Compton quark-gluon ($qg \to q\gamma$) et l'annihilation d'une paire quark-antiquark ($q\bar{q} \to g\gamma$). Bien sûr, ils ont une probabilité différente d'avoir lieu suivant les densités de quarks, d'antiquarks et de gluons disponibles dans l'état initial. Aux énergies accessibles au LHC par exemple, le régime cinématique atteint est caractérisé par de faibles fractions d'impulsion ($x \sim 10^{-3}$) où la distribution des partons dans le proton est dominée par les gluons comme nous l'avons montré avec la Figure 1.11. Dans ce contexte, le processus $qg \to q\gamma$ est donc favorisé par rapport au processus $q\bar{q} \to g\gamma$. Quoi



(a) (b)

Figure 2.3. Diagrammes de Feynman d'ordre dominant (LO) contribuant à la production de photons $\gamma_{2\to2}$: (a) diffusion Compton quark-gluon, (b) annihilation d'une paire quark-antiquark.

qu'il en soit, ils peuvent tous deux conduire à l'observation d'un photon et d'un jet dos à dos, ce dernier résultant de la fragmentation du parton émis à l'angle azimutal opposé au photon, c'est pourquoi ces processus sont communément appelés "γ-jet", une dénomination dont nous nous servirons dans la troisième partie de ce manuscrit.

Il faut noter que les processus présentés sur la Figure 2.3 demeurent rares par rapport à des interactions purement régies par la QCD, telles que $qg \to qg$ ou $q\bar{q} \to gg$, puisque l'émission d'un photon implique l'intervention d'un couplage électromagnétique dont l'intensité est bien plus faible que celle de l'interaction forte comme nous l'avons mentionné dans la Section 1.1.2. Ces processus dans lesquels deux partons sont émis en voie de sortie peuvent conduire à l'observation de deux jets opposés : pour cette raison, ils sont généralement appelés "jet-jet".

Les photons de fragmentation (γ_{frag}) quant à eux, ne sont pas émis par un processus privilégié mais peuvent apparaître lorsqu'un parton en voie de sortie fragmente, comme l'illustre le diagramme de la Figure 2.4. Ils sont ainsi susceptibles d'être émis dans un environnement riche en partons et, après que la phase d'hadronisation ait eu lieu, d'être entourés de nombreux hadrons du point de vue d'un détecteur. Cette différence fondamentale avec la production de photons prompts issus de processus $2 \to 2$ permet précisément de tenter une discrimination expérimentale suivant une technique que nous introduirons bientôt.

En reprenant le traitement théorique des processus hadroniques basé sur la pQCD et présenté dans la Section 1.1.3, il est possible d'exprimer la section efficace de production des photons prompts sur la base de ses deux contributions ($\gamma_{2\to2}$ et γ_{frag}) [155] :

$$\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{AB}\to\mathrm{X}\gamma} = \mathrm{d}\sigma_{\gamma_{2\to2}}(\mu_{\mathrm{R}}^2, \mu_{\mathrm{F}}^2, \mu_{\mathrm{f}}^2) + \mathrm{d}\sigma_{\gamma_{\text{frag}}}(\mu_{\mathrm{R}}^2, \mu_{\mathrm{F}}^2, \mu_{\mathrm{f}}^2), \tag{2.2}$$

où X désigne l'ensemble des particules issues de la collision des hadrons A et B hormis le photon prompt, noté γ par simplicité. μ_{R} est l'échelle de renormalisation (notée μ lors de son introduction dans l'équation (1.18)), μ_{F} est l'échelle de factorisation déjà rencontrée dans la Section 1.1.3 et μ_{f} est une *échelle de fragmentation* qui apparaît mathématiquement lors de l'absorption, dans les fonctions de fragmentation, des diagrammes de fragmentation colinéaire qui s'achèvent par l'émission d'un photon γ_{frag}. La dépendance en μ_{f} du terme relatif aux photons $\gamma_{2\to2}$ émerge dans des termes correctifs apparaissant à partir de l'ordre consécutif à l'ordre dominant en α_{s} (NLO) [155], prouvant que la fragmentation joue également un rôle dans la description théorique de la production des

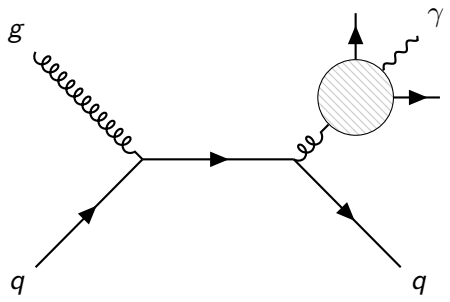


Figure 2.4. Diagramme de Feynman contribuant à la production de photons de fragmentation.

photons issus de processus $2 \to 2$ dès lors que l'on souhaite atteindre une précision acceptable dans des calculs perturbatifs (NLO, NNLO, etc.). C'est ce qui explique que les contributions $\gamma_{2\to2}$ et γ_{frag} ne peuvent être décorrélées et doivent être traitées conjointement.

À l'ordre dominant (LO), la section efficace de production des photons prompts s'exprime ainsi comme

$$\begin{aligned} \mathrm{d}\sigma_{\mathrm{AB}\to\mathrm{X}\gamma} = & \underbrace{\sum_{a,b} \int \mathrm{d}x_a \, \mathrm{d}x_b \, f_{a/\mathrm{A}}(x_a, \mu_{\mathrm{F}}^2) f_{b/\mathrm{B}}(x_b, \mu_{\mathrm{F}}^2) \, \mathrm{d}\sigma_{ab\to\mathrm{X}\gamma}(\mu_{\mathrm{R}}^2, \mu_{\mathrm{F}}^2, \mu_{\mathrm{f}}^2)}_{\gamma_{2\to2}} \\ & + \underbrace{\sum_{a,b,c} \int \mathrm{d}x_a \, \mathrm{d}x_b \frac{\mathrm{d}z_c}{z_c^2} \, f_{a/\mathrm{A}}(x_a, \mu_{\mathrm{F}}^2) f_{b/\mathrm{B}}(x_b, \mu_{\mathrm{F}}^2) \, \mathrm{d}\sigma_{ab\to\mathrm{X}c}(\mu_{\mathrm{R}}^2, \mu_{\mathrm{F}}^2, \mu_{\mathrm{f}}^2) D_{c\to\gamma}(z_c)}_{\gamma_{\text{frag}}} . \end{aligned} \tag{2.3}$$

Mise à part la dépendance aux trois échelles μ_{R}, μ_{F} et μ_{f} – qui est généralement simplifiée en considérant qu'elles sont toutes trois de l'ordre de l'échelle en énergie Q du processus étudié ($\mu_{\mathrm{R}} = \mu_{\mathrm{F}} = \mu_{\mathrm{f}} = Q$) – on remarque que le terme relatif aux photons $\gamma_{2\to2}$ ne dépend que des fonctions de distribution des partons dans les hadrons initiaux, tandis que le terme se rapportant aux photons γ_{frag} dépend aussi de la fonction de fragmentation du parton c en un photon : cet aspect revêt une importance particulière pour accéder à l'une ou l'autre de ces fonctions à travers une mesure basée sur les photons prompts.

2.2 Mesurer la production de photons prompts

Comme nous l'avons expliqué, la distinction qui est faite entre photons issus de processus $2 \to 2$ et de la fragmentation de partons n'est qu'un concept basé sur les diagrammes d'ordre dominant de ces deux contributions. Si l'on souhaite tout de même accéder uniquement à la première, il existe une technique que nous allons présenter ici, après avoir motivé la mesure de la production des photons $\gamma_{2\to2}$.

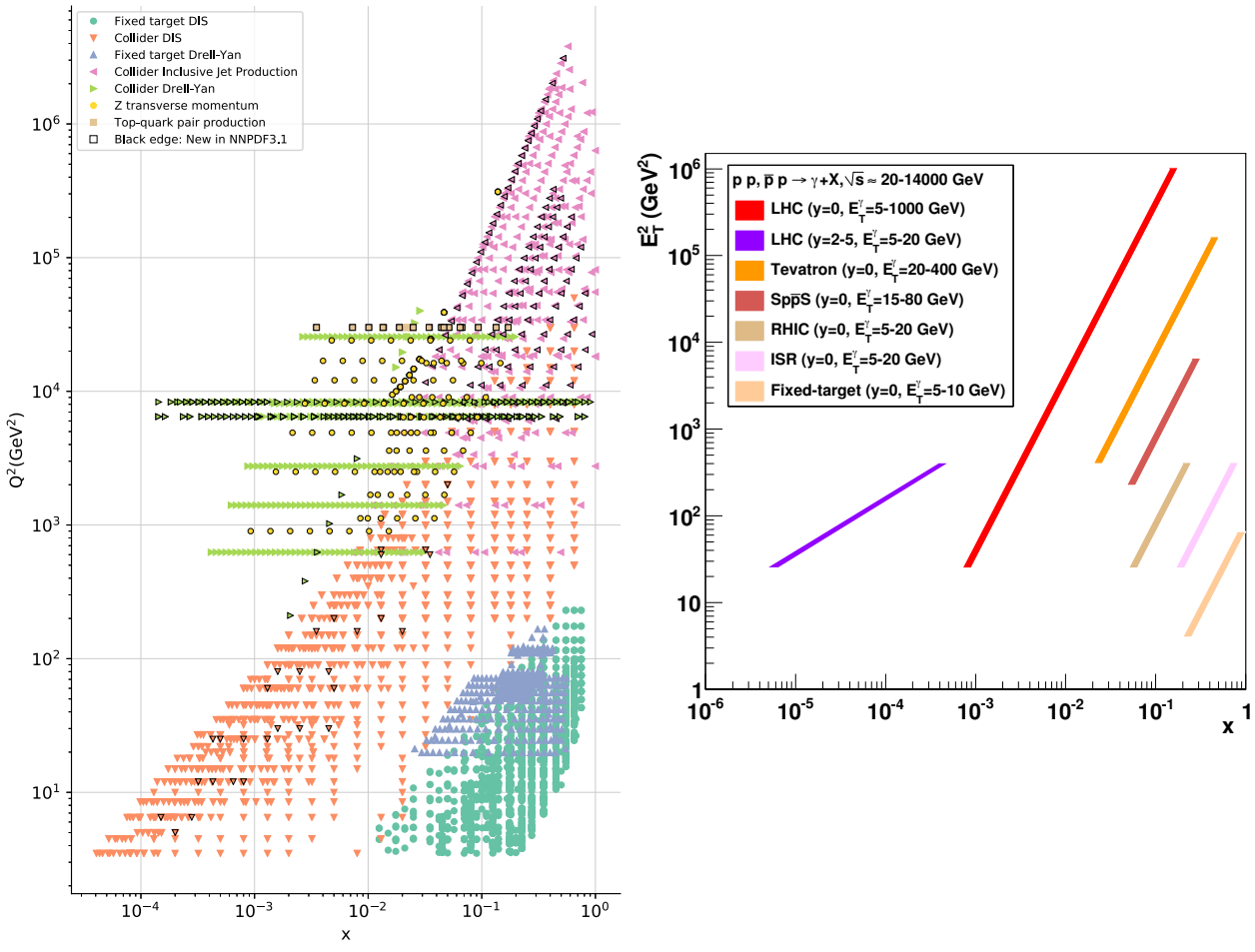
2.2.1 De multiples intérêts

Produits à l'instant même des collisions hadroniques, les photons $\gamma_{2\to2}$ quittent leur point d'émission sans être affectés par le milieu qu'ils traversent, qu'il s'agisse d'un QGP ou d'un gaz hadronique. Ils emportent donc des informations sur l'état initial de leur processus de production et, puisqu'un parton est émis à l'angle azimutal opposé, ils représentent une référence en énergie très intéressante pour l'étude de la perte d'énergie des partons dans le milieu, en particulier à travers la mesure de corrélations photon-jet comme nous l'avons illustré dans la Section 1.3.2. Parvenir à mesurer les photons $\gamma_{2\to2}$, en collisions d'ions lourds notamment, est ainsi un pré-requis dans ce

contexte [145].

Mais les photons issus de processus partoniques $2 \to 2$ présentent également une valeur intrinsèque. À l'instar des bosons Z^0 dont nous avons parlé dans le chapitre précédent, la mesure de la section efficace de production des photons $\gamma_{2\to2}$ peut être confrontée à des prédictions de pQCD. Comme nous l'avons montré avec l'équation (2.3), cette observable donne un accès privilégié aux fonctions de distribution des partons qui peuvent alors être contraintes dans le cadre de collisions proton-proton (PDF) ou proton-noyau (nPDF). Ces dernières rendent possible la mise en évidence d'effets nucléaires froids, et éventuellement leur meilleure caractérisation en confrontant une mesure de la production de photons $\gamma_{2\to2}$ à différents modèles [156]. Une comparaison quantitative des sections efficaces de production mesurées en collisions proton-proton et proton-noyau à l'aide d'un facteur de modification nucléaire (R_{pA}) peut aussi plaider pour la présence d'effets nucléaires froids.

L'apport de contraintes sur les (n)PDF est particulièrement recherché à faible x où ces fonctions sont encore accompagnées d'incertitudes élevées, notamment dans le cas des gluons. La mesure des photons $\gamma_{2\to2}$ dans ce régime cinématique est donc adaptée pour cela, puisque leur section efficace de production est dominée par la diffusion Compton quark-gluon ($qg \to q\gamma$) qui dépend principalement de la PDF des gluons. La Figure 2.5 (a) présente les régimes cinématiques (Q^2, x) atteints jusqu'à présent à l'aide de nombreuses observables n'incluant pas la production de photons prompts. Cette



(a) (b)

Figure 2.5. (a) Représentation de l'espace des phases cinématique (Q^2, x) et des points expérimentaux utilisés pour déterminer les PDF du jeu NNPDF3.1, n'incluant aucune mesure de la production de photons prompts. [85] (b) Régions cinématiques sondées par des mesures de la production de photons prompts antérieures au LHC (expériences sur cible fixe ("Fixed-target"), de l'ISR, du RHIC, du Sp$\overline{\mathrm{p}}$S et du Tevatron) et prévisions des régimes atteints par ce type de mesure au LHC pour différentes rapidités. [157]

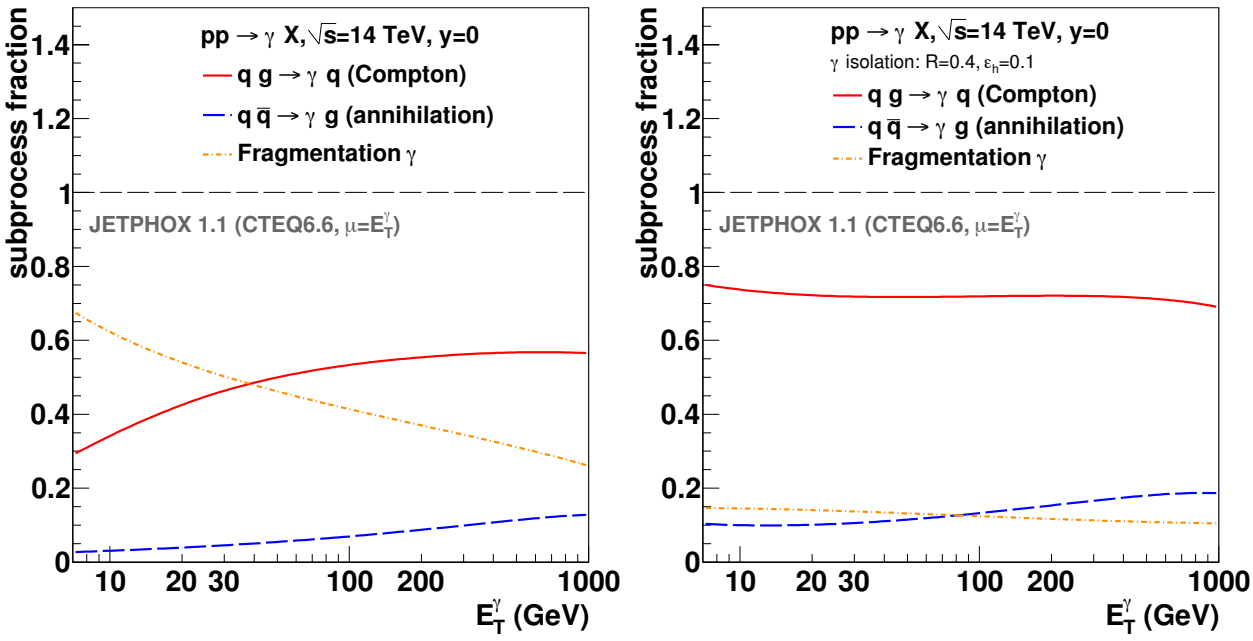
collection de points est à mettre en perspective avec la Figure 2.5 (b), où la portée attendue par la mesure de ces photons au LHC est comparée aux régimes atteints à l'aide d'autres accélérateurs. On voit ainsi l'apport que peut avoir une mesure de photons de faible impulsion transverse (quelques GeV) dans un contexte de haute énergie dans le centre de masse (quelques TeV) pour peupler une région cinématique encore peu explorée.

Reste désormais à accéder aux photons issus de processus partoniques $2 \to 2$. Comme nous l'avons répété, ils sont indiscernables des photons de fragmentation à partir de leurs seules propriétés d'émission (temps, énergie et comportement spectral). Aux énergies du LHC, ces deux types de processus contribuent d'ailleurs à parts comparables à la section efficace de production des photons prompts comme le montre la Figure 2.6 (a), où l'on voit également la prédominance de la diffusion Compton quark-gluon comme source de photons $\gamma_{2\to2}$. Une solution apparaît alors en comparant la topologie, à l'ordre dominant, des processus d'émission des photons $\gamma_{2\to2}$ et de fragmentation : la technique d'isolement [158].

2.2.2 Isolement des photons prompts

Comme l'illustre la Figure 2.1, les photons $\gamma_{2\to2}$ sont principalement émis à l'opposé d'un jet : par conséquent, on peut s'attendre à ce qu'ils soient entourés de peu de particules dans l'état final – essentiellement de faible impulsion transverse, induites par des processus peu énergétiques entre partons – et donc que le contenu énergétique environnant soit relativement restreint. À l'inverse, les photons de fragmentation sont généralement émis avec d'autres particules lorsqu'un parton fragmente en jet, c'est-à-dire dans un environnement riche en énergie. Notons qu'il en va de même pour la plupart des photons de décroissance de hadrons, ces derniers étant préférentiellement le fruit de la fragmentation de partons et de l'hadronisation en voie de sortie.

Ainsi est-il possible d'étudier l'activité énergétique qui entoure un photon que l'on soupçonnerait



(a) (b)

Figure 2.6. Contributions relatives des processus Compton quark-gluon, d'annihilation quark-antiquark et de fragmentation à la section efficace de production des photons prompts, calculées pour des collisions pp à $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$ dans le cadre de la pQCD au NLO à l'aide du programme JETPHOX [155], (a) sans et (b) avec l'application de critères d'isolement. [157]

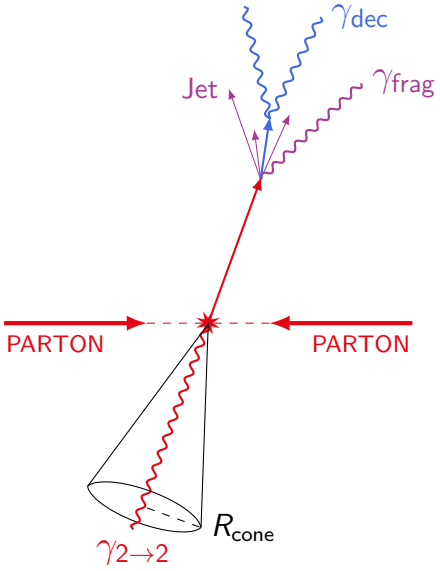


Figure 2.7. Représentation schématique d'un cône d'isolement entourant un photon isolé candidat émis par un processus partonique $2 \to 2$.

d'être issu d'un processus partonique $2 \to 2$, et d'imposer des limites sur cette variable afin de décider si c'est le cas avec un certain niveau de confiance. Cela requiert la définition d'une zone géométrique dans laquelle mesurer l'énergie des particules qui entourent le photon : cette zone est généralement un *cône d'isolement* autour de sa direction de propagation comme l'illustre la Figure 2.7 [158]. Du point de vue des particules environnantes, dont les coordonnées sont exprimées en termes de pseudorapidité et d'angle azimutal [1] (η, φ), ce cône est défini par son rayon d'ouverture R_{cone} :

$$R_{\text{cone}} = \sqrt{(\eta - \eta_\gamma)^2 + (\varphi - \varphi_\gamma)^2}, \tag{2.4}$$

où $(\eta_\gamma, \varphi_\gamma)$ sont les coordonnées du *photon isolé candidat*. Typiquement, ce rayon est compris entre 0,4 et 0,7 [2] [157].

Suivant les nomenclatures, l'activité énergétique dans le cône d'isolement peut être exprimée comme une impulsion transverse – c'est ce que nous avons choisi ici dans un souci de cohérence avec de précédents travaux au sein de la Collaboration ALICE [149, 150, 159, 160]. Elle est dans ce cas notée $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ et s'exprime comme la somme de l'impulsion transverse p_{T}^{i} de chaque particule contenue dans le cône, hormis le photon isolé candidat lui-même :

$$p_{\text{T}}^{\text{iso}} = \sum_i p_{\text{T}}^{i}. \tag{2.5}$$

Le photon est alors considéré comme *isolé* lorsque $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ est inférieure à un certain seuil. Ce dernier peut être défini de deux façons principalement :

- ▷ une approche consiste à choisir un seuil dépendant de l'impulsion transverse p_{T}^{γ} du photon isolé candidat,

$$p_{\text{T}}^{\text{iso}} < \varepsilon\, p_{\text{T}}^{\gamma}, \tag{2.6}$$

où le facteur ε est souvent fixé autour de 10 % [157]. Cette définition s'appuie sur les photons de fragmentation, qui ne doivent pas être considérés comme isolés : ainsi, ceux dont la fraction

1. On rappelle que ces variables ont été définies dans la Section 1.2.2.
2. Même si le rayon du cône est toujours présenté sans unité, sa valeur s'exprime formellement en radians : cela permet d'avoir une idée de la taille du cône, par rapport à un détecteur par exemple.

d'impulsion z du parton dont ils sont issus est supérieure à $1/(1+\varepsilon)$ sont rejetés [155]. Avec $\varepsilon \approx 0{,}1$, cela correspond à $z \gtrsim 0{,}9$. Sachant que la fraction moyenne emportée par les photons de fragmentation est $\langle z \rangle \approx 0{,}6$ aux énergies du LHC [161], cette définition du seuil d'isolement permet ainsi de rejeter une grande partie d'entre eux ;

▷ l'autre approche, probablement la plus répandue du point de vue expérimental, consiste à choisir un seuil fixe indépendamment de p_{T}^{γ},

$$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}. \tag{2.7}$$

Cette définition se base plutôt sur l'environnement des photons $\gamma_{2\to2}$ recherchés, qui doit être relativement dépeuplé et peu énergétique comme nous l'avons mentionné. Cependant, si le reste des produits du processus partonique $2 \to 2$ ayant engendré un tel photon est émis à l'opposé de celui-ci (Figure 2.7), l'environnement d'une collision hadronique est plus complexe : plusieurs sources de particules de faible impulsion transverse ($p_{\mathrm{T}} \sim 1\,\mathrm{GeV}/c$) existent – rayonnement de gluons, fragmentation de partons ne participant pas aux processus durs, ou encore diffusions multiples entre partons – et contribuent ainsi à ce que l'on nomme l'*événement sous-jacent*[3] (*underlying event*, UE) [162]. Le choix du seuil $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$ doit donc être fait en conséquence, de sorte qu'une collision où l'événement sous-jacent est important (par exemple, dès lors qu'un noyau est présent dans l'état initial) ne conduise pas au rejet d'un trop grand nombre de photons $\gamma_{2\to2}$.

Le choix de la définition du seuil d'isolement dépend bien sûr de la taille du cône, c'est pourquoi on évoque conjointement R_{cone} et $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$ (ou ε) comme les *critères d'isolement*. L'effet de la technique d'isolement sur le calcul de la production des photons prompts est présenté sur la Figure 2.6 (b) (avec $R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$ et un seuil variable basé sur $\varepsilon = 0{,}1$) : on remarque une très forte diminution de la contribution relative des photons de fragmentation. L'application de la technique d'isolement montre également que c'est la sensibilité au processus Compton qui profite le plus du rejet des photons de fragmentation.

Les critères d'isolement les plus pertinents peuvent être déterminés à l'aide de prédictions de pQCD au NLO. La Table 2.1 présente la contribution des photons $\gamma_{2\to2}$ à la section efficace

Table 2.1. Contribution des photons $\gamma_{2\to2}$ à la section efficace de production des photons prompts isolés pour diverses combinaisons de valeurs de R_{cone} et du seuil d'isolement, calculée pour des collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ dans le cadre de la pQCD au NLO à l'aide du programme JETPHOX [155], pour différents intervalles en impulsion transverse du photon isolé. [160]

p_{T}^{γ} (GeV/c)	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$				$p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}} = 5\,\mathrm{GeV}/c$	
	$\varepsilon = 0{,}1$	$p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}} = 2\,\mathrm{GeV}/c$	$p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}} = 5\,\mathrm{GeV}/c$	$p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}} = 10\,\mathrm{GeV}/c$	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}3$	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}5$
10–12	85 %	79 %	66 %	54 %	66 %	66 %
12–14	85 %	80 %	67 %	56 %	67 %	67 %
14–17	85 %	82 %	70 %	59 %	70 %	70 %
17–20	86 %	85 %	73 %	64 %	73 %	73 %
20–25	86 %	87 %	76 %	66 %	76 %	76 %
25–30	86 %	89 %	79 %	70 %	79 %	79 %
30–40	86 %	91 %	82 %	73 %	82 %	82 %
40–50	87 %	93 %	86 %	78 %	86 %	86 %
50–70	87 %	95 %	89 %	81 %	89 %	89 %

3. Nous verrons dans le Chapitre 6 comment cette contribution peut être évaluée expérimentalement.

de production des photons prompts isolés pour diverses combinaisons de valeurs de R_{cone} et du seuil d'isolement. On remarque que le critère le plus discriminant est le seuil imposé à l'impulsion transverse dans le cône d'isolement : pour un intervalle en p_{T}^{γ} donné, la sélectivité des critères peut ainsi varier jusqu'à 40 % en comparant l'isolement avec $p_{\text{T,max}}^{\text{iso}} = 2\,\text{GeV}/c$ et $p_{\text{T,max}}^{\text{iso}} = 10\,\text{GeV}/c$ (pour $R_{\text{cone}} = 0{,}4$), les meilleurs résultats étant obtenus avec les seuils les plus faibles conformément aux attentes. Par ailleurs, si la proportion de photons isolés avec le seuil variable basé sur $\varepsilon = 0{,}1$ qui sont dus à des processus $2 \to 2$ est relativement constante, cette définition ne permet pas d'atteindre d'aussi bonnes performances que l'isolement basé sur un seuil fixe, notamment lorsque ce dernier est faible. Du point de vue expérimental, cette définition fixe est la plus courante [163], c'est pourquoi nous avons décidé de la retenir comme critère d'isolement dans le cadre de cette thèse. Dans le Chapitre 6, nous verrons comment les valeurs de R_{cone} et $p_{\text{T,max}}^{\text{iso}}$ ont été choisies par une approche expérimentale pour la mesure présentée dans ce manuscrit.

Comme nous l'expliquerons en détail dans le Chapitre 5, la principale source de bruit de fond expérimental pour la mesure de la production de photons prompts isolés est la décroissance des hadrons instables en photons, et en premier lieu des mésons π^0. La Figure 2.8 présente le rapport des sections efficaces de production des photons prompts et des mésons π^0 pour différents systèmes de collision. Ce rapport est déjà défavorable pour de faibles énergies dans le centre de masse ($\sqrt{s} = 200\,\text{GeV}$), en particulier à bas p_{T}, mais diminue encore pour les plus hautes énergies de collision ($\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$) : cette évolution s'explique notamment par l'accroissement, avec l'énergie disponible qui augmente, des taux de production de mésons π^0 dont le principal canal de décroissance est $\pi^0 \to \gamma\gamma$. Nous montrerons dans la troisième partie de ce manuscrit que la contamination liée

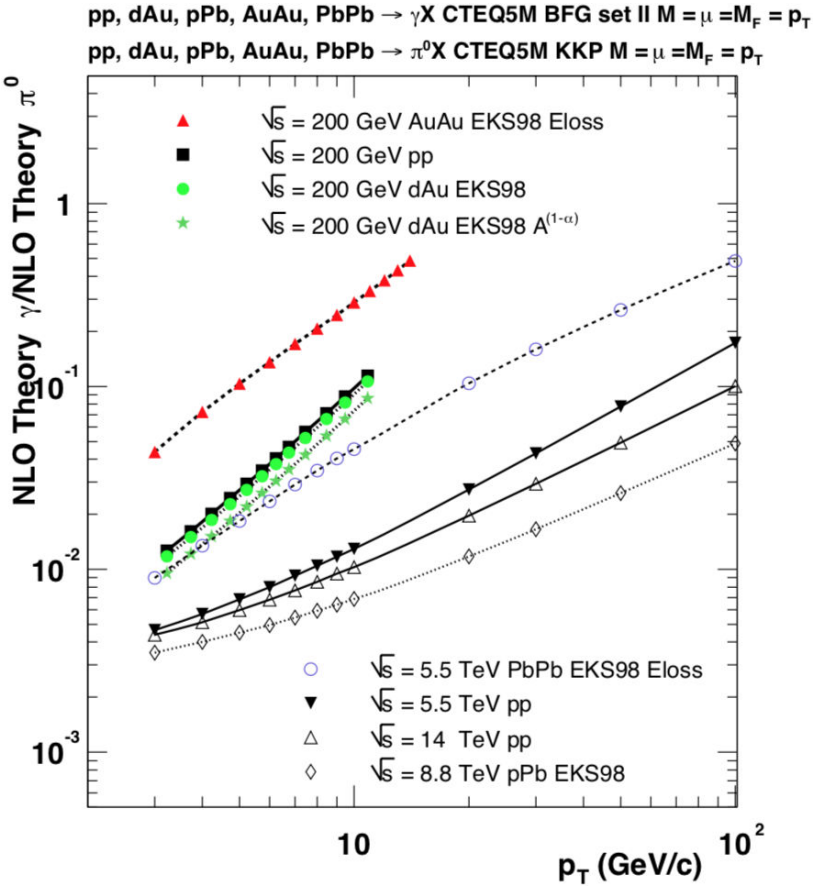


Figure 2.8. Rapports des sections efficaces de production des photons prompts et des mésons π^0 en fonction de leur impulsion transverse, calculés pour différents systèmes de collision et énergies disponibles dans le centre de masse dans le cadre de la pQCD au NLO. [154]

aux photons de décroissance peut être rejetée en grande partie par la technique d'isolement, et que leur prépondérance à faible impulsion transverse peut être corrigée en étudiant la façon dont les mésons π^0 décroissent et déposent leur énergie dans le milieu de détection choisi.

La technique d'isolement des photons est ainsi un moyen simple et efficace de mesurer la production de photons issus de processus partoniques $2 \to 2$, en réduisant grandement la contribution de ceux issus de la fragmentation de partons ou de la décroissance de hadrons. Il faut cependant garder à l'esprit que la mesure des photons isolés n'est qu'une approximation de celle des photons $\gamma_{2\to2}$, et que seule une comparaison à des prédictions de QCD perturbative à un ordre suffisamment élevé (par exemple, au NLO) peut donner du crédit à la technique d'isolement. Ces points seront discutés en détail lorsque sera présentée la mesure réalisée dans le cadre de cette thèse.

2.3 État de l'art des mesures de photons isolés

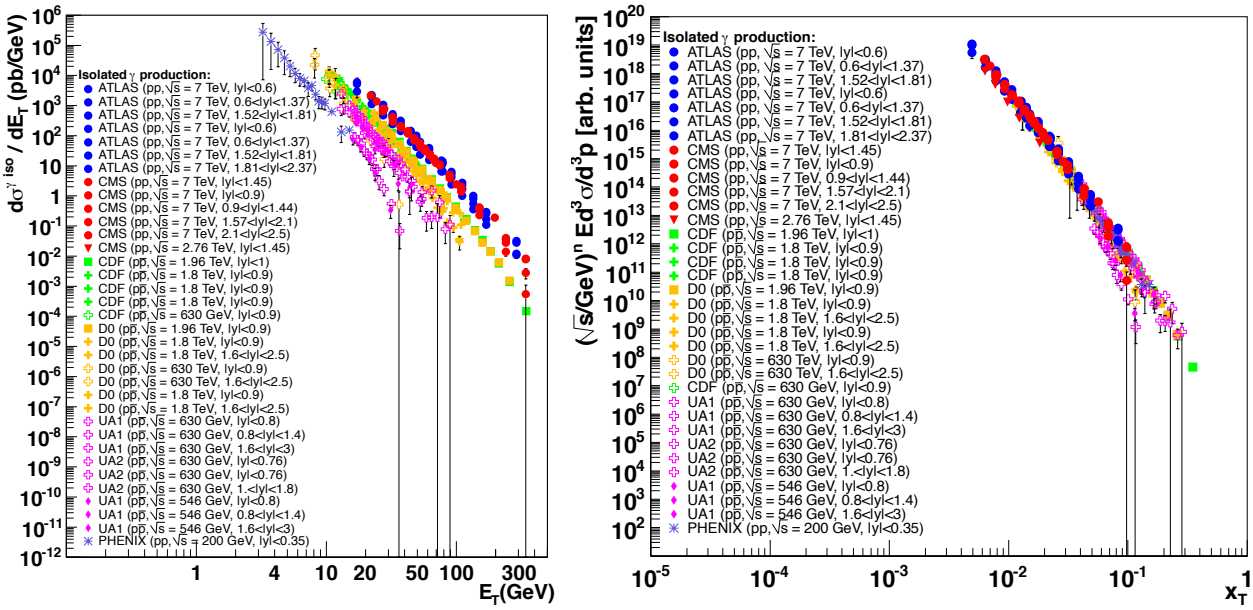
L'essor des mesures de photons prompts est allé de pair avec le développement d'accélérateurs toujours plus puissants. Elles ont d'abord été réalisées de manière inclusive dans des collisions pp et $\mathrm{p\overline{p}}$ de faible énergie, c'est-à-dire sans isolement puisque l'origine de ces photons était alors dominée par les processus durs et non la fragmentation (on considérait donc $\gamma_{\mathrm{dir}} \sim \gamma_{\mathrm{prompt}} \sim \gamma_{2\to2}$) [164]. L'augmentation croissante de l'énergie disponible dans le centre de masse et la diversification des systèmes de collision ont amené la communauté à repenser la façon de mesurer les photons prompts, en utilisant notamment la technique d'isolement introduite précédemment. Après un bilan succinct des mesures de photons isolés réalisées jusqu'aux premiers résultats du LHC, nous préciserons l'apport de ce dernier en la matière.

2.3.1 Statut en 2012

La référence [163] rassemble une collection de résultats relatifs aux photons isolés jusqu'aux premières contributions des collaborations ATLAS et CMS [4] au LHC : un résumé des sections efficaces de production mesurées jusqu'en 2012 en collisions pp et $\mathrm{p\overline{p}}$ à mi-rapidité est présenté sur la Figure 2.9 (a). On observe une augmentation systématique des valeurs rapportées lorsque l'énergie dans le centre de masse croît, ainsi qu'un glissement progressif de la gamme en énergie transverse [5] des photons sondée vers de plus hautes valeurs. La Figure 2.9 (b) présente ces mêmes résultats en fonction de la fraction d'impulsion transverse x_{T} – définie dans l'équation (1.33) – après normalisation par $(\sqrt{s})^n$, avec $n \approx 4{,}5$. Ce comportement est très proche de la dépendance en $1/p_{\mathrm{T}}^4$ attendue dans le cadre de processus partoniques $2 \to 2$, l'écart constaté pouvant être lié à une contribution rémanente des photons de fragmentation dans les sections efficaces mesurées [165]. Quoi qu'il en soit, la cohérence globale des résultats présentés ici par rapport à cette normalisation tend à montrer qu'ils sont tous sensibles aux mêmes mécanismes de production.

Cette étude a montré un très bon accord de toutes ces mesures avec des prédictions de QCD perturbative au NLO pour l'ensemble des énergies dans le centre de masse considérées (de 200 GeV à 7 TeV). Il a même été mis en évidence que l'ajout des premières mesures de photons isolés des collaborations ATLAS et CMS [166–170] permettait déjà d'apporter de nouvelles contraintes sur la PDF des gluons pour le large régime cinématique $(Q^2, x) \in (10\text{–}10^4\,\mathrm{GeV}^2, 0{,}002\text{–}0{,}05)$. Si la valeur centrale de cette fonction n'a pas été affectée par l'ajout de ces données, son incertitude a pu être réduite d'environ 20 % au mieux, plaidant *in fine* pour l'inclusion de ces résultats dans les ajustements effectués par les collaborations fournissant les fonctions de distribution des partons.

4. Nous présenterons brièvement les expériences ATLAS et CMS dans le prochain chapitre.
5. Ou impulsion transverse dans le cas des photons ($E_{\mathrm{T}} = p_{\mathrm{T}}$).



(a) (b)

Figure 2.9. Compilation de différentes mesures de section efficace de production des photons isolés en collisions pp et $\mathrm{p\overline{p}}$ à mi-rapidité en fonction (a) de leur énergie transverse et (b) de leur fraction d'impulsion transverse x_{T}, avec une normalisation par l'énergie dans le centre de masse. [163]

2.3.2 L'ère du LHC

Comme nous venons de le mettre en avant, les premiers résultats en matière de photons isolés provenant du LHC ont permis – ne serait-ce qu'avec quelques mois de prise de données pour deux valeurs de l'énergie dans le centre de masse (pp à $\sqrt{s} = 2{,}76\,\mathrm{TeV}$ et $7\,\mathrm{TeV}$) – d'apporter de nouvelles contraintes sur les fonctions de distribution des partons dans le proton. Depuis, plusieurs autres systèmes de collision ont été explorés par cette observable au LHC, ainsi que le montre la Table 2.2, afin d'étudier la production des photons $\gamma_{2\to2}$ en présence de matière nucléaire. On peut noter ici la prédominance du seuil d'isolement fixe ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$) parmi les mesures réalisées comme nous l'avons mentionné auparavant. Remarquons également que les efforts se sont majoritairement concentrés jusqu'ici sur les collisions pp, même si une mesure en collisions Pb–Pb a tout de même été publiée par la Collaboration CMS relativement tôt [166] ; encore récemment, le système p–Pb ne faisait l'objet d'aucune publication, jusqu'à ce que la Collaboration ATLAS présente une mesure à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 8{,}16\,\mathrm{TeV}$ [171].

Les Figures 2.10 et 2.11 montrent les rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés calculées dans le cadre de la pQCD au NLO avec divers jeux de PDF et mesurées dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 13\,\mathrm{TeV}$, respectivement par les expériences ATLAS et CMS, dans des intervalles en énergie transverse se recouvrant en grande partie [175, 176]. Dans les deux cas, les différentes fonctions de distribution des partons mises en jeu prédisent un comportement similaire puisqu'elles ne diffèrent qu'à un niveau très inférieur à l'amplitude des incertitudes théoriques. Par ailleurs, même si l'écart entre prédictions et mesures semble important du point de vue d'ATLAS (10–15 % au maximum), il est couvert par des incertitudes théoriques du même ordre de grandeur. Les incertitudes statistiques, systématiques et théoriques rapportées par les deux collaborations ne permettent donc pas de conclure à une déviation significative des sections efficaces mesurées par rapport aux prédictions, ni même de favoriser un jeu de PDF plutôt qu'un autre.

En augmentant la complexité du système de collision, la Figure 2.12 présente le même type de comparaison (rapport prédiction–mesure) dans des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 8{,}16\,\mathrm{TeV}$, rapportée

Table 2.2. Compilation des mesures de la production de photons isolés réalisées au LHC.

$\sqrt{s_{\mathrm{(NN)}}}$ (TeV)	Collaboration	p_{T}^{γ} (GeV/c)	Critères d'isolement	Année	Référence
			Collisions pp		
2,76	CMS	20–80	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 5\,\mathrm{GeV}/c$	2012	[166]
7	ATLAS	15–100	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 3\,\mathrm{GeV}/c$	2011	[167]
		45–400	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 4\,\mathrm{GeV}/c$	2011	[168]
		100–1 000	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 7\,\mathrm{GeV}/c$	2014	[172]
	CMS	21–300	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 5\,\mathrm{GeV}/c$	2011	[169]
		25–400	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 5\,\mathrm{GeV}/c$	2011	[170]
	ALICE	10–60	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 2\,\mathrm{GeV}/c$	2019	[173] et cette thèse
8	ATLAS	25–1 500	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 4{,}8 + 0{,}004\,2 \times p_{\mathrm{T}}^{\gamma}\,\mathrm{GeV}/c$	2016	[174]
13	ATLAS	> 125	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 4{,}8 + 0{,}004\,2 \times p_{\mathrm{T}}^{\gamma}\,\mathrm{GeV}/c$	2017	[175]
	CMS	> 190	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 5\,\mathrm{GeV}/c$	2019	[176]
			Collisions p–Pb		
5,02	**ALICE**	10–60	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 2\,\mathrm{GeV}/c$	2019	Cette thèse
8,16	ATLAS	20–550	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 4{,}8 + 0{,}004\,2 \times p_{\mathrm{T}}^{\gamma}\,\mathrm{GeV}/c$	2019	[171]
			Collisions Pb–Pb		
2,76	ATLAS	22–280	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}3$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 6\,\mathrm{GeV}/c$	2016	[177]
	CMS	20–80	$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 5\,\mathrm{GeV}/c$	2012	[166]

par la Collaboration ATLAS [171]. Cette fois, l'écart important constaté entre prédictions et mesures (jusqu'à 20 %) ne semble pas être justifiable par les incertitudes qui y sont associées : sur une grande partie de la gamme en énergie sondée, les distributions théoriques – qui incluent pourtant des effets nucléaires par l'usage de fonctions de distribution nucléaires des partons (nPDF) – sous-estiment systématiquement les distributions expérimentales.

Une interprétation rapide de cette comparaison pourrait être la mise en évidence d'effets nucléaires froids tels que nous les avons introduits dans la Section 1.2.4. Cependant, un écart du même ordre de grandeur a été constaté par ATLAS en collisions pp à $\sqrt{s} = 8\,\mathrm{TeV}$ et, comme nous l'avons vu précédemment, à 13 TeV [174, 175]. Pour une analyse plus fine de la situation, la Figure 2.13 présente les facteurs de modification nucléaire (R_{pA}) comparant les résultats d'ATLAS en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 8{,}16\,\mathrm{TeV}$ et pp à $\sqrt{s} = 8\,\mathrm{TeV}$ (après extrapolation de ces derniers à 8,16 TeV) : globalement, les valeurs de R_{pA} sont compatibles avec l'unité en considérant les incertitudes en présence. Selon l'intervalle en pseudorapidité considéré, on note toutefois un comportement décroissant à mesure que l'énergie des photons augmente, aussi bien expérimentalement que théoriquement. Les rapidités avant (panneaux de gauche sur la Figure 2.13) montrent également une inversion, par rapport à l'unité, du comportement des prédictions basées sur des nPDF autour de 100 GeV, trahissant une transition entre les régimes de shadowing et d'antishadowing liés aux effets nucléaires froids.

Soulignons enfin que les prédictions auxquelles sont confrontés les résultats de la Collaboration ATLAS en collisions p–Pb (Figure 2.12) sont limitées au NLO. Il a récemment été montré qu'améliorer

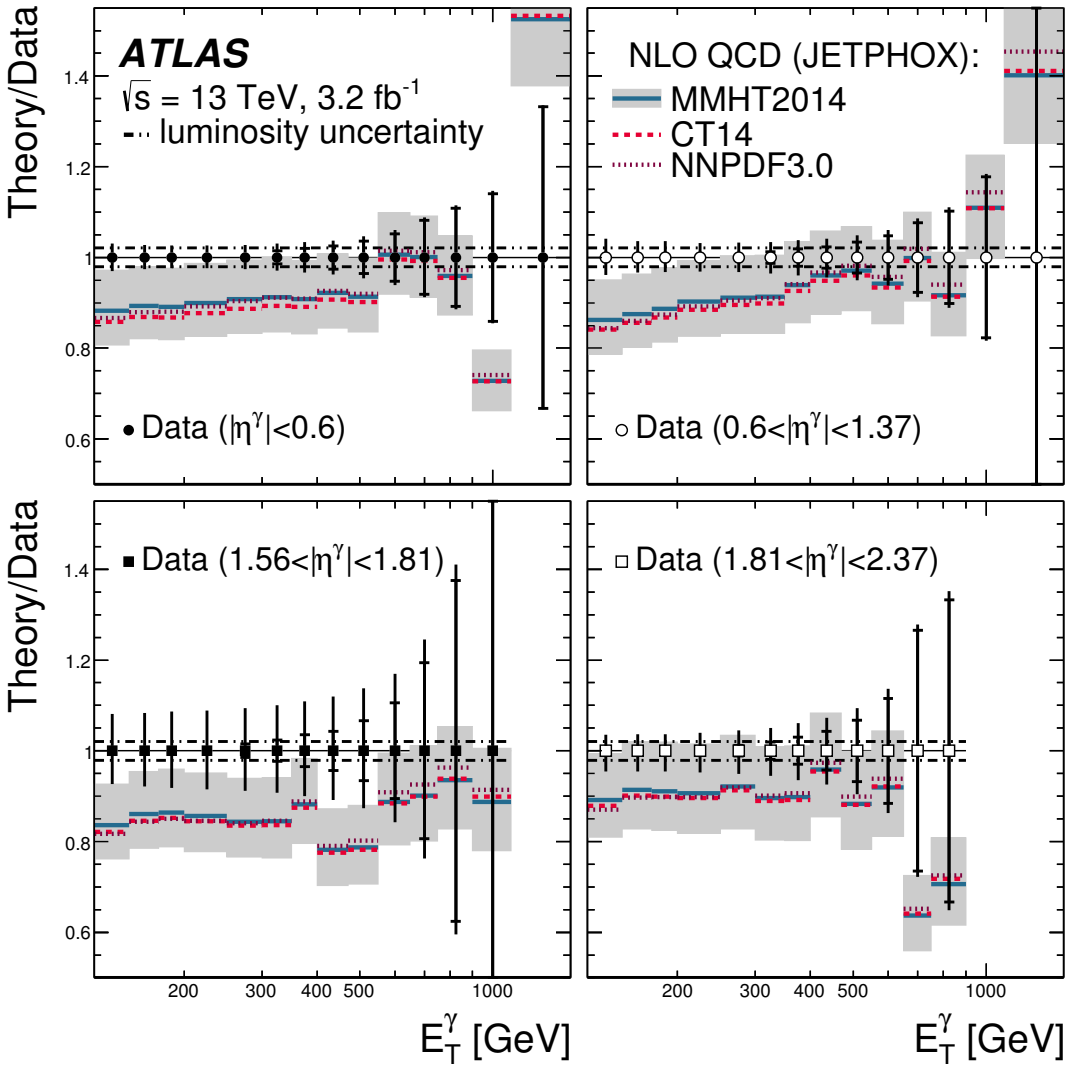


Figure 2.10. Rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés calculées dans le cadre de la pQCD au NLO avec diverses fonctions de distribution des partons et mesurées par l'expérience ATLAS dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$, en fonction de l'énergie transverse des photons, pour différents intervalles en pseudorapidité. [175]

la précision à l'ordre supérieur (NNLO) prédisait de plus hautes valeurs de section efficace de production des photons isolés qu'au NLO, ouvrant ainsi la voie à une meilleure description de ce type de mesure [178].

Le troisième et dernier système de collision exploré à ce jour sous le prisme des photons isolés au LHC est le système Pb–Pb : les résultats des collaborations CMS et ATLAS à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2{,}76\,\text{TeV}$ sont respectivement présentés sur les Figures 2.14 et 2.15 [166, 177]. La mesure de CMS, résumée sous la forme d'un facteur de modification nucléaire (R_{AA}), ne montre aucune modification de la production des photons isolés entre les systèmes pp et Pb–Pb. Cette conclusion peut être nuancée en tenant compte des importantes incertitudes statistique et systématique associées à la mesure ou de l'intervalle réduit en énergie transverse, mais elle est néanmoins convenablement reproduite par des prédictions de pQCD au NLO considérant divers jeux de nPDF.

La mesure d'ATLAS, plus récente et plus différentielle, compare les sections efficaces mesurées dans plusieurs classes de centralité et deux intervalles en pseudorapidité à plusieurs scénarios prédictifs : l'un est basé sur des collisions pp, un autre sur des collisions Pb–Pb sans effets nucléaires

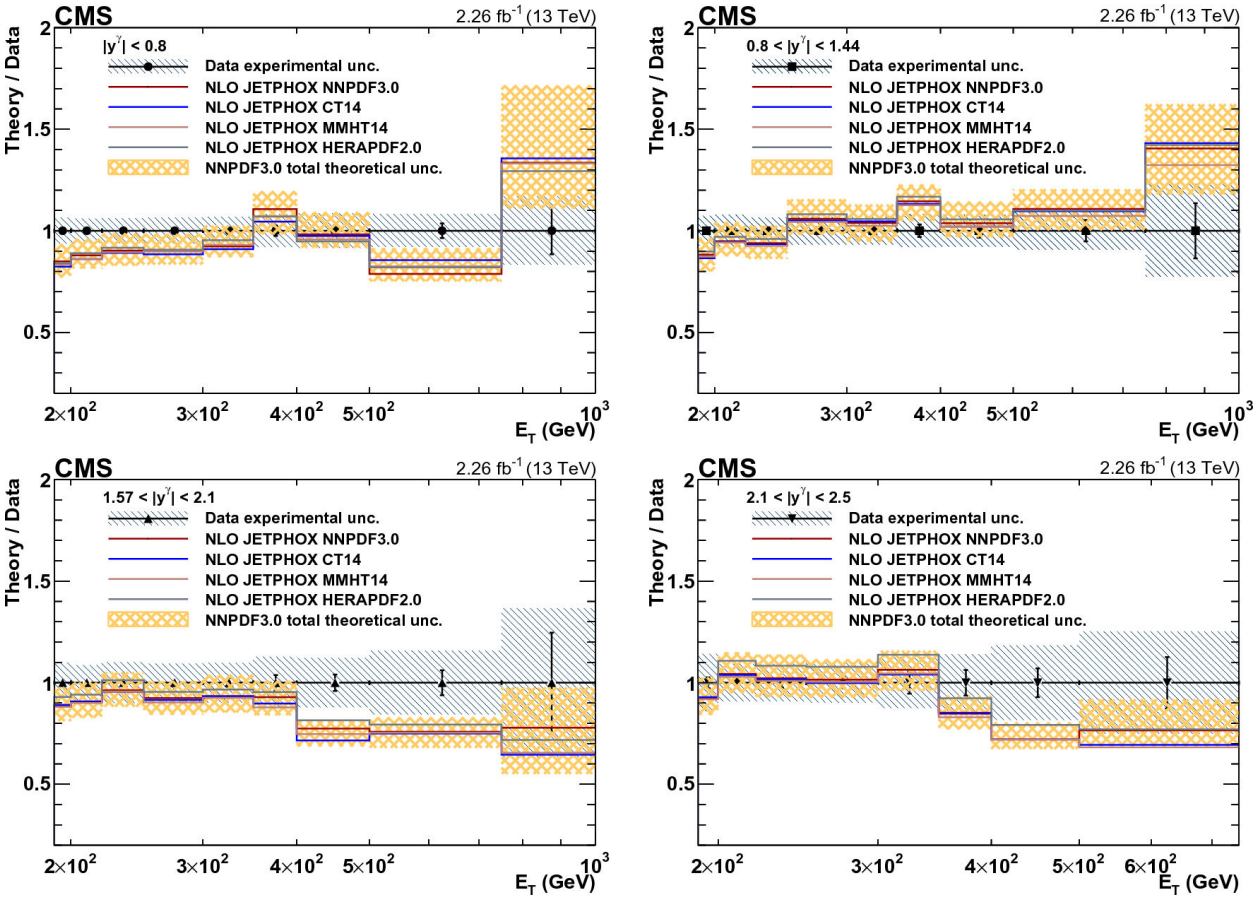


Figure 2.11. Rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés calculées dans le cadre de la pQCD au NLO avec diverses fonctions de distribution des partons et mesurées par l'expérience CMS dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$, en fonction de l'énergie transverse des photons, pour différents intervalles en pseudorapidité. [176]

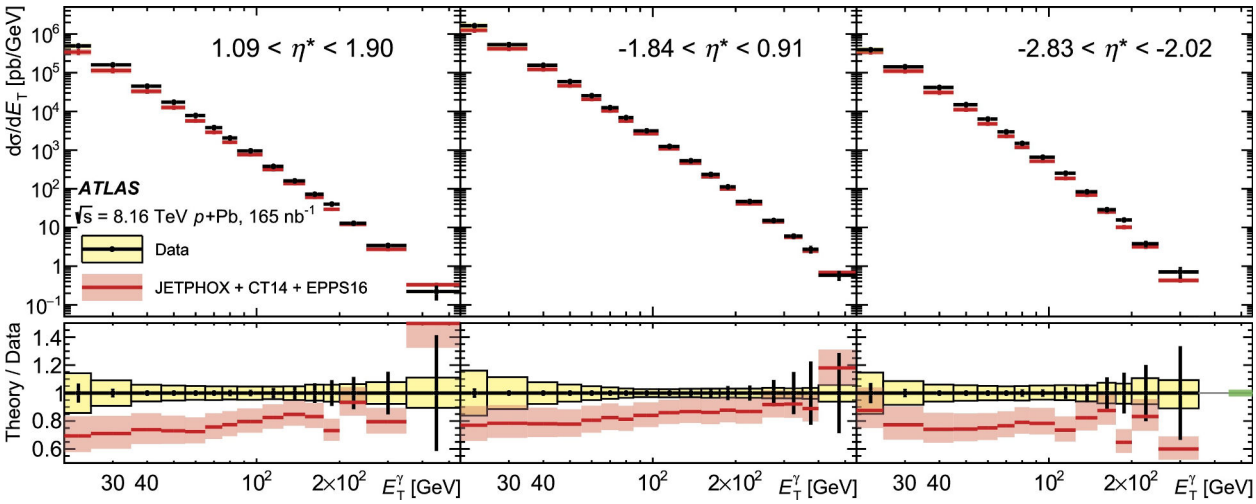


Figure 2.12. Distributions et rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés calculées dans le cadre de la pQCD au NLO incluant des effets nucléaires (nPDF) et mesurées par l'expérience ATLAS dans des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8{,}16\,\text{TeV}$, en fonction de l'énergie transverse des photons, pour différents intervalles en pseudorapidité. [171]

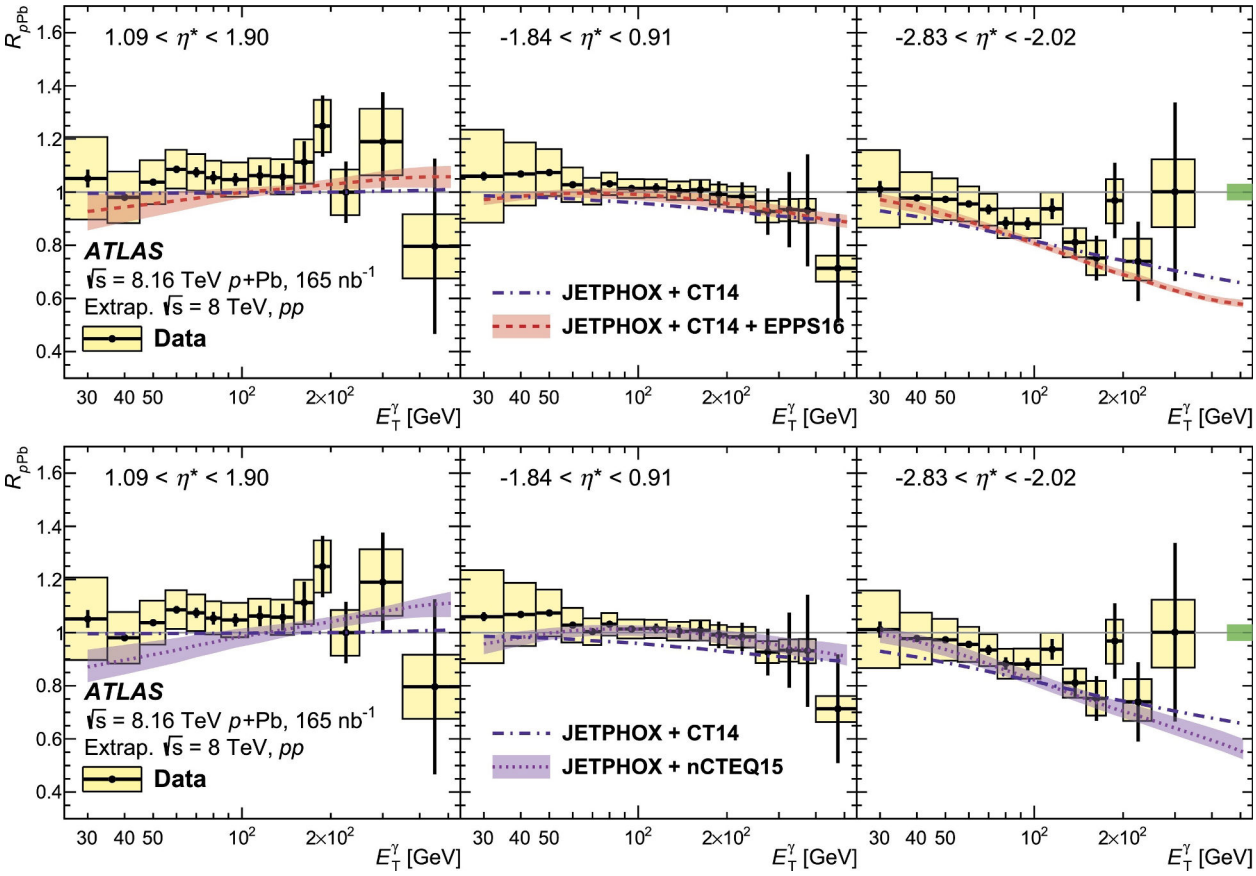


Figure 2.13. Rapports de modification nucléaire de la production de photons isolés en fonction de leur énergie transverse, mesurés par l'expérience ATLAS dans des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 8{,}16\,\mathrm{TeV}$ et pp à $\sqrt{s} = 8\,\mathrm{TeV}$, et calculés dans le cadre de la pQCD au NLO avec diverses fonctions de distribution nucléaires des partons, pour différents intervalles en pseudorapidité. [171]

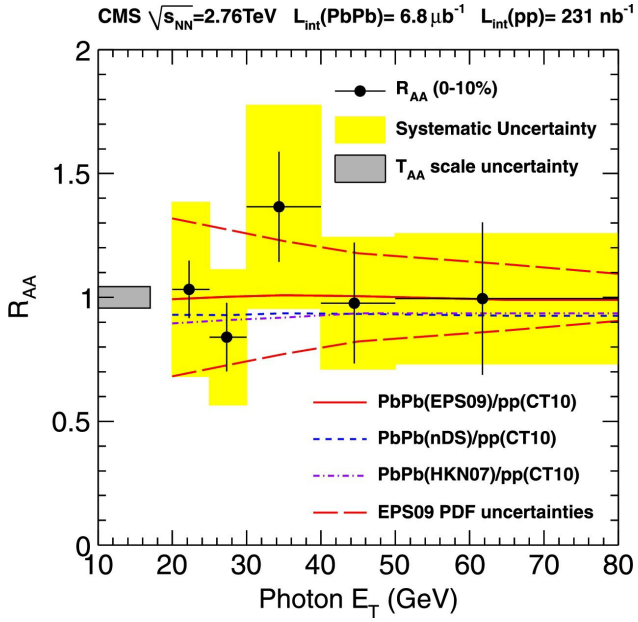


Figure 2.14. Rapport de modification nucléaire de la production de photons isolés en fonction de leur énergie transverse, mesuré par l'expérience CMS dans des collisions Pb–Pb et pp à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76\,\mathrm{TeV}$, et calculé dans le cadre de la pQCD au NLO avec diverses fonctions de distribution nucléaires des partons. [166]

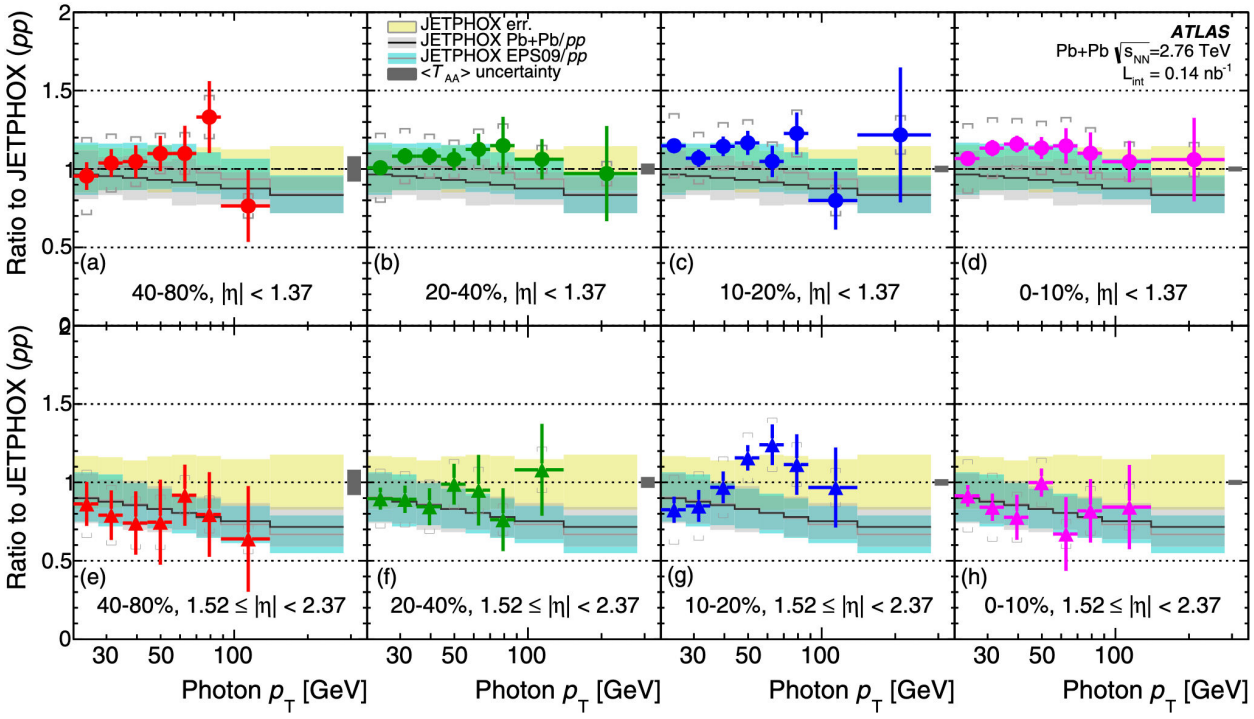


Figure 2.15. Rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés mesurées par l'expérience ATLAS dans des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76\,\mathrm{TeV}$ et calculées dans le cadre de la pQCD au NLO avec diverses fonctions de distribution des partons, en fonction de l'impulsion transverse des photons, pour différentes classes de centralité et différents intervalles en pseudorapidité. [177]

(mais avec une normalisation des contributions des quarks de valence u et d pour tenir compte de la présence de neutrons au sein des noyaux), un troisième enfin sur des collisions Pb–Pb incluant un jeu de nPDF. Au regard des incertitudes expérimentales et théoriques rapportées ici, les mesures sont en accord avec les trois scénarios considérés sans qu'il soit possible d'en favoriser un seul. Cependant, la comparaison des prédictions basées sur des collisions Pb–Pb avec et sans nPDF (lignes grise et noire, respectivement, sur la Figure 2.15) montre que la prise en compte d'effets nucléaires permet de redresser légèrement la distribution théorique liée aux collisions Pb–Pb, en particulier à haute impulsion transverse, confortant ainsi l'accord des mesures avec cette prédiction.

Pour résumer, les mesures de photons isolés réalisées au LHC par les collaborations ATLAS et CMS ont permis de poser de premières contraintes expérimentales sur divers scénarios théoriques, en particulier grâce à l'étude des petits systèmes de collision (pp et p–Pb) comme nous l'avons vu, et ce sur une large gamme en énergie. Quant aux collisions Pb–Pb, elles n'ont pour l'heure mis en évidence aucune modification de la production des photons isolés, conformément aux propriétés connues des photons prompts discutées dans ce chapitre.

Quoi qu'il en soit, les mesures présentées ici se sont concentrées sur des photons de haute énergie – 15 GeV au minimum – là où la pQCD est tout indiquée et où les fonctions de distribution des partons sont les mieux connues. C'est pourquoi des mesures complémentaires doivent être réalisées à plus faible énergie afin de pousser l'approche perturbative de la QCD dans ses retranchements et, éventuellement, de contraindre les (n)PDF dans un régime où elles demeurent mal connues. Cette thèse a pour objectif de réaliser les premières mesures de la production de photons isolés avec l'expérience ALICE, conçue particulièrement pour la mesure des particules de faible impulsion transverse comme nous le verrons dans le prochain chapitre.

Deuxième partie

ALICE et le *Little Bang*

The strongest argument proves nothing so long as the conclusions are not verified by experience.
— Roger Bacon

CHAPITRE 3

ALICE, forgée pour étudier le QGP

Sommaire

3.1 L'avènement du LHC 63
3.1.1 Une longue histoire 64
3.1.2 Conception et fonctionnement 66
3.1.3 Deux périodes de prise de données en chiffres 70
3.1.4 Quatre expériences pour éprouver le Modèle Standard . . 71
3.2 ALICE, une expérience singulière 74
3.2.1 Caractéristiques et détecteurs 75
3.2.2 Prise de données, reconstruction et analyse 82

Comme nous l'avons introduit dans le premier chapitre de ce manuscrit, l'étude de la matière hadronique est possible à travers le déconfinement des quarks et des gluons, accessible expérimentalement dans le contexte très énergétique de collisions d'ions lourds ultrarelativistes. Nous allons ici présenter en détail le grand collisionneur de hadrons du CERN qui est actuellement capable de produire de telles collisions, et l'expérience qui est entièrement dédiée à l'étude de la matière hadronique déconfinée : ALICE. Nous verrons comment celle-ci est capable de reconstruire une grande variété de particules, depuis ses nombreux détecteurs jusqu'à son environnement d'analyse des données.

3.1 L'avènement du LHC

Au sortir de la Seconde Guerre mondiale, une poignée de physiciens européens se sont mis en tête de fonder un laboratoire de physique atomique à l'échelle du Vieux Continent. Cette idée est apparue en réponse à la fuite des cerveaux vers les États-Unis subie par l'Europe depuis la guerre ainsi qu'au besoin impérieux de recimenter les liens entre pays apaisés depuis peu. Elle s'est ainsi inscrite dans le contexte plus large d'une institutionnalisation du continent dans de multiples domaines, débattue en décembre 1949 lors de la Conférence européenne de la culture de Lausanne [179].

À cette occasion, c'est Louis de Broglie qui porta le message de la communauté des physiciens en proposant que soit créée une institution de recherche en physique nucléaire qui profiterait de

la mise en commun des moyens de chaque pays membre, notamment pour pallier la difficulté à financer des expériences coûteuses par les seuls états. Deux ans plus tard, une résolution en ce sens est adoptée lors d'une réunion intergouvernementale de l'UNESCO : le Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire – abrégé CERN – est né. Ce conseil se réunit plusieurs fois dans les années qui suivent et la convention établissant l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire est ratifiée le 29 septembre 1954. L'acronyme CERN sera conservé.

3.1.1 Une longue histoire

Après la pose de la première pierre dans la campagne genevoise en juillet 1955, le programme de recherche de la jeune organisation ne tarde pas à commencer. Le Synchrocyclotron (SC), premier accélérateur du CERN construit en 1957, est capable d'accélérer des protons jusqu'à une énergie de 600 MeV. Son faisceau alimente les toutes premières expériences du laboratoire et permet la première mise en évidence expérimentale de la décroissance du méson π^+ en positon et neutrino [180]. Dès le processus de formation du CERN, plusieurs projets avaient été proposés dont le Synchrocyclotron, économique et rapide à mettre en œuvre, et une autre machine plus ambitieuse : le Proton Synchrotron (PS). Initialement pensé pour accélérer des protons jusqu'à une énergie de 10 GeV, ce synchrotron est finalement approuvé en 1953 avec une énergie nominale de 25 GeV grâce à de récentes avancées en matière de focalisation magnétique [181]. Son faisceau atteint même l'énergie de 28 GeV le 24 novembre 1959, jour où des protons y sont accélérés pour la première fois. Comme l'illustre la Figure 3.1, le faisceau est ensuite réparti dans diverses lignes rejoignant des halles expérimentales où seront conduites de nombreuses recherches sur cible fixe pendant une quinzaine d'années.

Comme nous l'avons évoqué dans la Section 1.2, faire entrer en collision deux faisceaux de

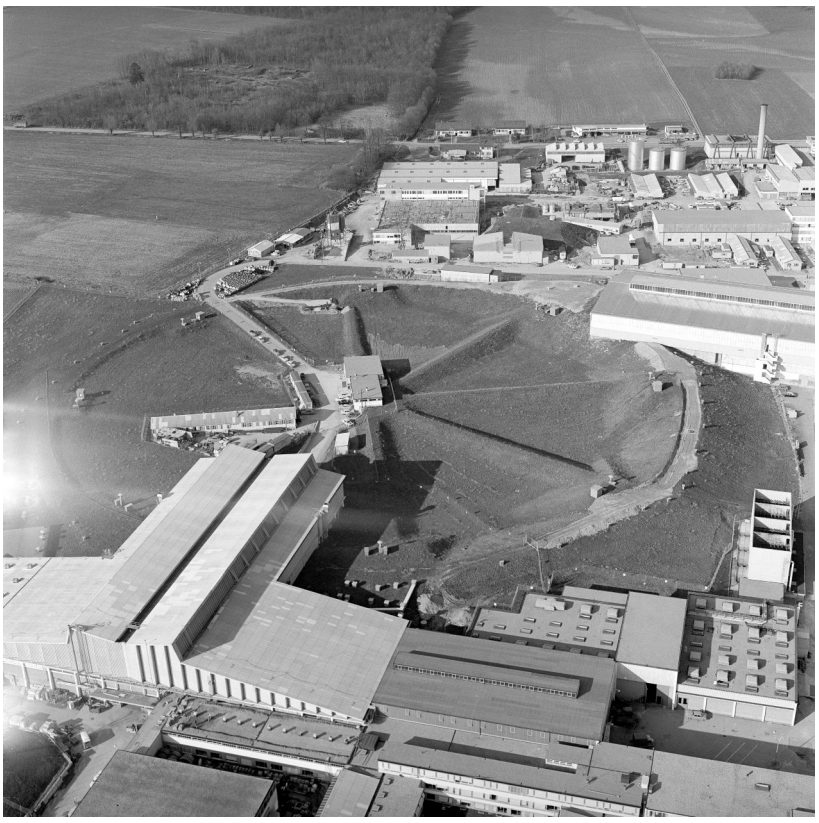


Figure 3.1. Vue aérienne du Proton Synchrotron (PS) en 1965. Les monticules allongés en étoile abritent des lignes acheminant le faisceau de protons vers des halles expérimentales. [182]

particules permet de démultiplier l'énergie disponible dans le centre de masse et ainsi d'explorer des processus souvent inaccessibles aux énergies mises en jeu dans les collisions sur cible fixe. C'est à partir de ce constat que sont imaginés puis construits au CERN les Intersecting Storage Rings (ISR), le premier collisionneur de hadrons au monde. Cette machine fait figure d'ancêtre du LHC en ce qu'elle est constituée de deux tubes dans lesquels sont injectés des faisceaux de protons, préalablement accélérés par le PS puis infléchis pour se rencontrer en différents points d'interaction. Les premières collisions proton-proton sont enregistrées le 27 janvier 1971 à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 62\,\text{GeV}$. Hormis le programme de physique mené grâce aux ISR, de nombreux développements techniques y voient le jour comme le refroidissement stochastique qui permet d'homogénéiser l'énergie des particules au sein d'un faisceau tout en réduisant la largeur spatiale de ce dernier [183].

En février 1971 est approuvée la construction de ce qui fera entrer le CERN – et probablement la recherche en physique des particules – dans l'ère du gigantisme. Le Super Proton Synchrotron (SPS) prend place dans un tunnel de 7 km de circonférence creusé sous 40 m de roche et est le premier accélérateur à traverser la frontière franco-suisse. À l'instar des ISR, ce nouvel appareil est alimenté par le faisceau du PS et permet d'élever l'énergie des protons jusqu'à 400 GeV dès le mois de juin 1976. Cinq ans plus tard l'accélérateur est requalifié en collisionneur proton-antiproton, connu pendant cette période sous le nom de Super Proton–Antiproton Synchrotron ($\text{Sp}\overline{\text{p}}\text{S}$), qui permet de produire des collisions $\text{p}\overline{\text{p}}$ jusqu'à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 630\,\text{GeV}$ (et même de 900 GeV en de rares occasions). Cette configuration a contribué de manière significative à mettre à l'épreuve le Modèle Standard en permettant, grâce à ces énergies sans précédent, la production de bosons $\text{W}^{\pm}$ et Z^0 et donc leur découverte en 1983 par les expériences UA1 et UA2 ainsi que nous l'avons mentionné dans la Section 1.1.

En 1986 enfin, le SPS est utilisé pour produire les premières collisions noyau-noyau au CERN dans le but de vérifier l'existence du plasma de quarks et de gluons (QGP). Les résultats sont en accord avec la théorie prédisant l'existence de cet état de la matière sans toutefois apporter de preuve indéniable de son émergence, probablement car les ions utilisés (oxygène, soufre) sont trop légers ou les énergies mises en jeu trop faibles pour déclencher le déconfinement. Comme nous l'avons expliqué dans la Section 1.3, l'utilisation d'ions lourds et l'augmentation des énergies accessibles permettront dans les années qui suivent d'observer différentes signatures expérimentales du QGP au SPS et au RHIC (Brookhaven).

Le CERN réalise un nouveau bond en avant en juillet 1989 en mettant en marche le Large Electron-Positron collider (LEP), plus grand collisionneur jamais construit alors. Cet appareil de 27 km de circonférence permet d'accélérer des faisceaux d'électrons et de positons et de les faire entrer en collision jusqu'à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 209\,\text{GeV}$ aux dernières heures de son exploitation en 2000. Le LEP est jalonné d'énormes détecteurs utilisés pour étudier soigneusement l'interaction faible notamment *via* ses bosons médiateurs produits en grande quantité. La chaîne d'accélération du CERN s'étoffe ainsi en combinant les capacités accélératrices du PS et du SPS avant d'injecter les faisceaux dans le LEP : cette montée en énergie progressive des particules est toujours utilisée aujourd'hui comme nous le verrons par la suite.

Les projets d'envergure que mène le CERN depuis sa fondation reposent en grande partie sur une anticipation sans égale. C'est donc dès 1984, lors d'un workshop organisé par le laboratoire et le Comité européen sur les futurs accélérateurs [184], qu'est discutée en détail la possibilité d'installer un grand collisionneur de hadrons dans le tunnel du LEP. Une proposition, très ambitieuse, conçoit de superposer ce nouvel accélérateur et le LEP comme le montre la Figure 3.2. Quelle que soit l'option finalement retenue, les objectifs physiques de ce Large Hadron Collider (LHC) sont déjà clairement définis et reposent sur l'attente de nouveaux phénomènes – d'une "nouvelle physique" – à l'échelle du TeV et au-delà : origine des saveurs, de la violation de la symétrie CP, unification

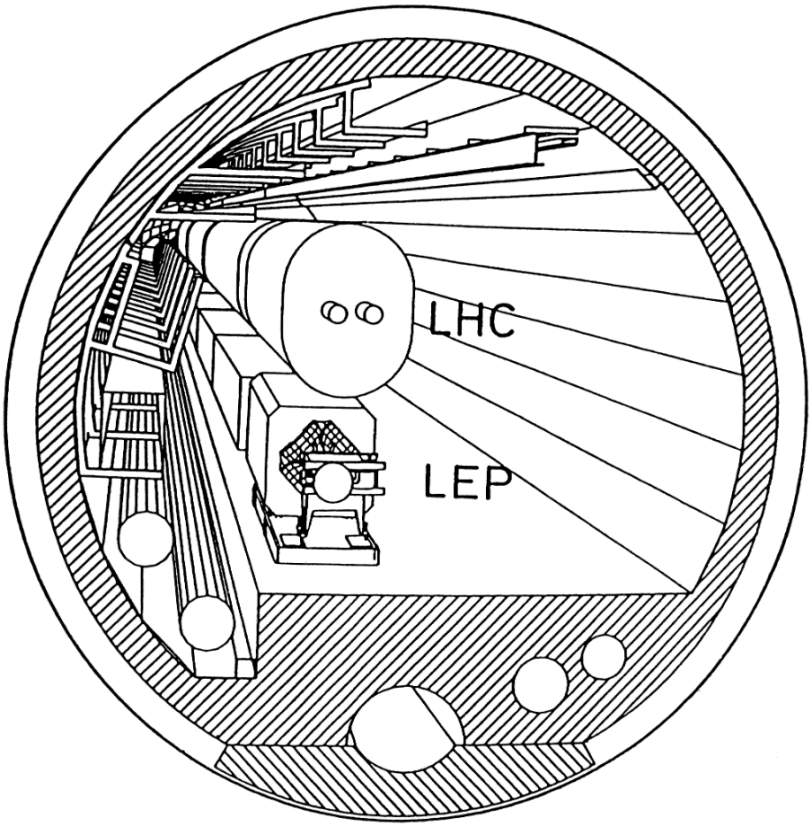


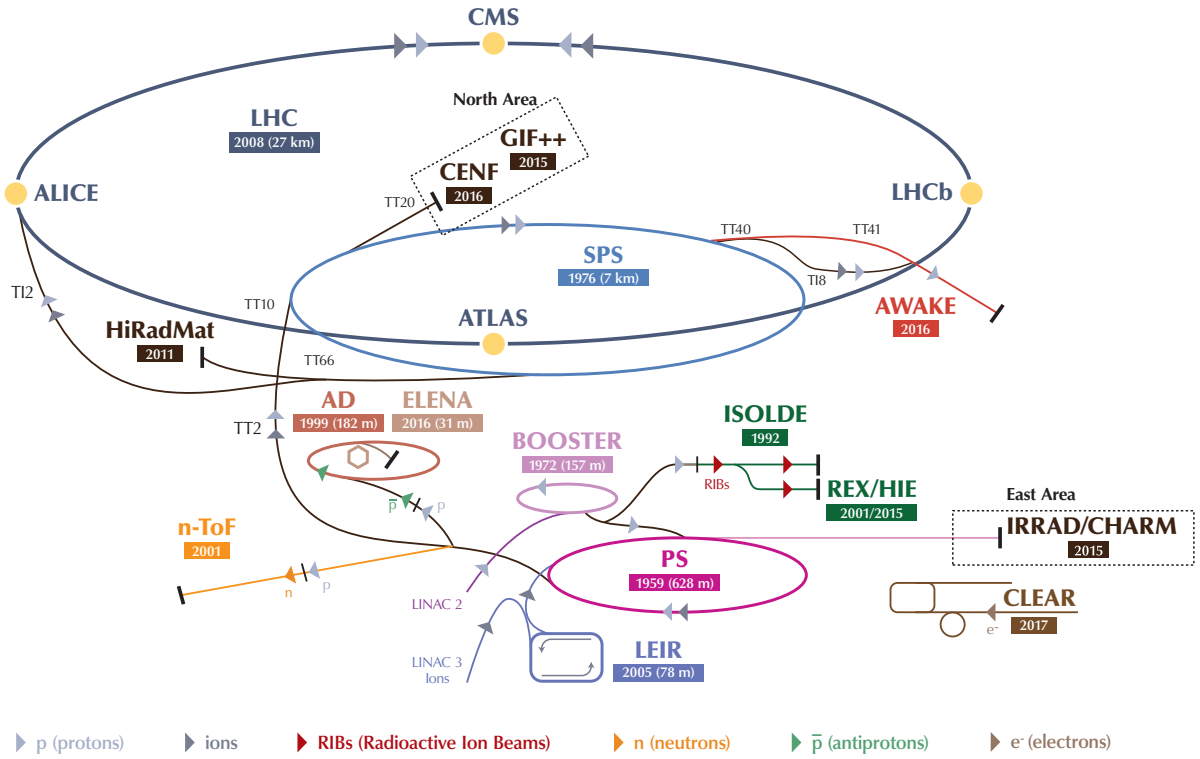
Figure 3.2. Dessin d'une proposition d'installation du LHC dans le tunnel du LEP en conservant les deux accélérateurs de façon empilée. [184]

des interactions. L'origine de la masse des particules *via* la recherche du boson de Higgs est le porte-étendard du programme du LHC à venir. Sa construction est approuvée en 1994, les premiers faisceaux de protons y circulent le 10 septembre 2008 et les premières collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ y ont lieu le 30 mars 2010.

3.1.2 Conception et fonctionnement

Le LHC est un accélérateur de particules circulaire mesurant 27 km de circonférence et prenant place entre 50 m et 175 m de profondeur, fonctionnant en mode collisionneur. Il permet d'accélérer des hadrons, principalement protons (p) et noyaux de plomb (Pb), à des énergies dans le centre de masse de quelques TeV. Pour ce faire, il est le maillon final de la chaîne d'accélérateurs développés au CERN pendant des décennies qui, comme nous venons de le voir, conduisent à une augmentation graduelle de l'énergie des particules injectées. La chaîne est représentée en détail sur la Figure 3.3. Avant de pouvoir être injectés sous la forme de deux faisceaux de sens opposés dans le LHC, les hadrons sont produits puis accélérés de différentes manières suivant leur nature [185] : celles-ci sont décrites dans cette section.

Accélération de protons De l'hydrogène gazeux (H_2) est injecté dans une chambre à vide où il se trouve bombardé d'électrons émis par une cathode filamentaire. Cela conduit à l'ionisation des atomes d'hydrogène et les protons qui en résultent sont alors extraits de la chambre à l'aide d'un champ électrique, puis focalisés par un champ magnétique pour former un faisceau de protons embryonnaire. Cette source de protons est visible sur la Figure 3.4 (a). Par la suite le faisceau est pré-accéléré dans une cavité radiofréquence constituée de quadripôles du même nom (*Radio-Frequency Quadrupoles*, RFQ), lesquels permettent également de pulser le faisceau afin de répartir les protons



LHC - Large Hadron Collider // SPS - Super Proton Synchrotron // PS - Proton Synchrotron // AD - Antiproton Decelerator // CLEAR - CERN Linear Electron Accelerator for Research // AWAKE - Advanced WAKefield Experiment // ISOLDE - Isotope Separator OnLine // REX/HIE - Radioactive EXperiment/High Intensity and Energy ISOLDE // LEIR - Low Energy Ion Ring // LINAC - LINear ACcelerator // n-ToF - Neutrons Time Of Flight // HiRadMat - High-Radiation to Materials // CHARM - Cern High energy AcceleRator Mixed field facility // IRRAD - proton IRRADiation facility // GIF++ - Gamma Irradiation Facility // CENF - CErn Neutrino platForm

Figure 3.3. Représentation détaillée de la chaîne d'accélérateurs du CERN en août 2018. D'autres expériences que celles du LHC bénéficiant des faisceaux de la chaîne apparaissent également sur ce schéma. [186]

en paquets [1]. Le faisceau ainsi découpé entre enfin dans le premier véritable accélérateur de la chaîne, le Linac2 [2] (Linear accelerator), qui confère aux protons une énergie de 50 MeV. S'ensuit un passage par le Proton Synchrotron Booster (PSB, simplement noté "Booster" sur la Figure 3.3) qui élève cette énergie à 1,4 GeV, puis par le PS où les paquets sont espacés périodiquement – typiquement de 25 ns pour préparer des collisions pp – et accélérés jusqu'à une énergie de 25 GeV. Le faisceau est enfin transféré dans le SPS qui parachève la pré-accélération des protons jusqu'à 450 GeV avant séparation et injection en sens opposés dans les deux tubes sous vide du LHC. Il faut alors vingt minutes pour donner aux protons une énergie de 6,5 TeV, le maximum actuellement offert par l'accélérateur.

Accélération de noyaux de plomb La procédure pour obtenir un faisceau de plomb débute différemment. Une source solide ultra-pure de plomb (montrée sur la Figure 3.4 (b)) est d'abord évaporée par chauffage à 800 °C. Les atomes de plomb ainsi arrachés sont ensuite soumis à une onde électromagnétique de même fréquence que celle de l'orbite de leurs électrons : cette méthode, dite de résonance cyclotronique des électrons (*Electron Cyclotron Resonance*, ECR), permet d'élargir progressivement leur rayon orbital jusqu'à ce qu'ils soient suffisamment énergétiques pour ioniser les atomes du milieu. Cette première étape allège les atomes de plomb de 55 électrons pour ne

1. Les paquets sont appelés *bunches* en anglais. Cela sera utile dans la Section 4.4.2.
2. Il est intéressant de noter que ce dernier a été mis à l'arrêt fin 2018 après 40 ans de service ; son successeur, le Linac4, sera prochainement connecté à la chaîne d'accélération du CERN.



(a) (b)

Figure 3.4. (a) Source de protons utilisée au LHC : la bouteille d'hydrogène gazeux (en rouge) alimente la chambre à vide (cavité métallique argentée) où les électrons sont arrachés aux noyaux. [187] (b) Gros plan sur le flacon contenant la source solide de plomb du LHC. [188]

transférer que des ions Pb^{27+} vers un accélérateur linéaire, le Linac3, après une pré-accélération et une première focalisation comme dans le cas des protons. En sortie du Linac3, les ions atteignent une énergie de 4,2 MeV/nucléon et sont épluchés de la moitié de leurs électrons (Pb^{54+}) en passant au travers d'une feuille de carbone. Ils sont ensuite injectés dans le Low Energy Ion Ring (LEIR) où ils sont accumulés et, toujours à l'instar des protons, groupés en paquets, tout en étant accélérés jusqu'à 72 MeV/nucléon. La suite de leur parcours est la même que celle d'un faisceau de protons : leur énergie atteint 5,9 GeV/nucléon en sortie du PS, où ils sont définitivement débarrassés des électrons qui leur restent (Pb^{82+}), puis 177 GeV/nucléon grâce au SPS. Le LHC se charge finalement de leur donner une énergie maximale de 2,56 TeV/nucléon.

Pour parvenir à de telles énergies tout en assurant un bon maintien des faisceaux dans leur tube, le LHC est construit avec des briques de base assurant différentes fonctions : alors que l'accélération des particules est dévolue à huit cavités radiofréquences (RF) pour chaque faisceau, leur inflexion est permise par l'usage d'électroaimants divers accolés les uns à la suite des autres. Les principaux sont 1 232 aimants dipolaires mesurant chacun 15 m de long. Afin de développer le champ magnétique de 8,3 T nécessaire au fléchissement des faisceaux sans que ces aimants subissent un dégagement de chaleur élevé, ils sont refroidis grâce à 120 t d'hélium superfluide à 1,9 K pour tirer parti des propriétés supraconductrices de leurs matériaux. Par ailleurs, 392 aimants quadripolaires sont intercalés régulièrement entre ces dipôles pour focaliser les faisceaux dans leur plan transverse (hauteur et largeur) et éviter toute sortie du tube sous vide, laquelle pourrait occasionner des interactions indésirables entre les particules accélérées et les matériaux du LHC.

Il est à noter également que d'autres types d'aimants – sextupolaires, octupolaires et décapolaires – sont placés en entrée et en sortie des dipôles supraconducteurs afin de corriger les imperfections du champ magnétique en ces points sensibles. Enfin, avant de pénétrer dans les expériences du LHC pour y produire des collisions, les faisceaux sont une dernière fois focalisés grâce à des triplets d'aimants quadripolaires réduisant leur largeur de 0,2 mm à 16 µm. Ces aimants sont aussi appelés "aimants d'insertion" puisqu'ils préparent la rencontre des deux faisceaux de sens opposés aux points d'interaction (*Interaction Points*, IP). L'agencement général du LHC et ses points notables sont présentés sur la Figure 3.5 tandis que ses principales caractéristiques sont résumées dans la Table 3.1.

Lorsque les faisceaux ne sont plus utiles, ils doivent être extraits de l'accélérateur sans détériorer ses équipements. Pour ce faire il sont déviés vers des absorbeurs en graphite au sein d'une zone

d'extraction située dans l'octant 6 : ce procédé est appelé *beam dump* et marque la fin du voyage pour les protons et ions lourds accélérés par la chaîne du CERN.

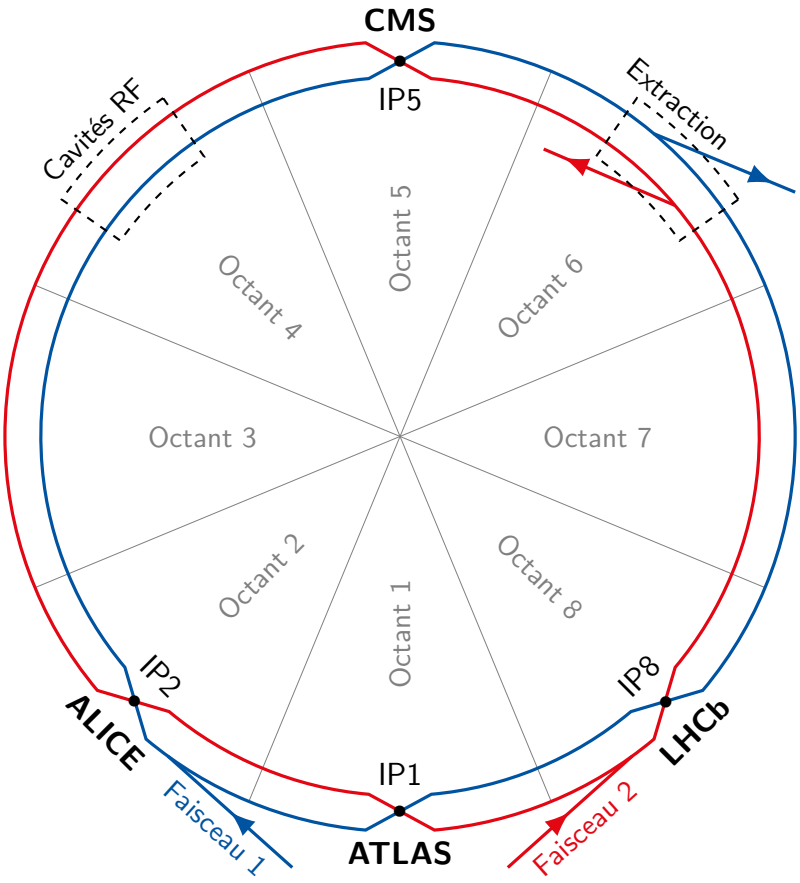


Figure 3.5. Représentation schématique des lignes de faisceau du LHC avec leurs quatre points de rencontre appelés *points d'interaction* (IP1, IP2, IP5, IP8). Le collisionneur est divisé en huit octants, des portions de 45° chacune. Les cavités radiofréquences (RF) sont placées au sein de l'octant 4 tandis que le système d'extraction des faisceaux prend place dans l'octant 6. À titre de contextualisation, IP1 est situé face à l'entrée du site principal du CERN, IP2 de l'autre côté de la frontière, IP5 en France également, et IP8 est voisin de l'aéroport de Genève.

Table 3.1. Caractéristiques principales du LHC et des faisceaux qui y sont produits.

Paramètre	**Valeur**
Circonférence	26 659 m
Nombre d'aimants (tous confondus)	9 593
dipôles principaux	1 232
quadripôles principaux	392
Nombre de paquets par faisceau (nominal)	
protons	2 808
noyaux de plomb	592
Nombre de particules par paquet (nominal)	
protons	120×10^9
noyaux de plomb	70×10^6
Énergie du faisceau (nominale)	
protons	6,5 TeV
noyaux de plomb (par nucléon)	2,56 TeV

3.1.3 Deux périodes de prise de données en chiffres

Si le LHC est officiellement entré en service en septembre 2008, le programme de physique n'a démarré qu'en 2010[3] après qu'un incident lors de tests électriques fin 2008 ait nécessité de longues réparations de l'accélérateur [189]. Depuis lors se sont succédés périodes de collisions et arrêts techniques comme l'illustre la frise chronologique de la Figure 3.6. Le découpage temporel de l'exploitation du LHC s'articule principalement en *Runs* et arrêts techniques de longue durée (*Long Shutdowns*, LS) de façon alternée. Les premiers consistent en plusieurs années consécutives dédiées au programme de physique alors que les seconds servent à d'importantes opérations de maintenance et d'amélioration du collisionneur, de sa chaîne d'accélération et de ses expériences. En plus de ces arrêts longs, un arrêt hivernal a lieu chaque année autour de Noël pour procéder à de plus modestes contrôles et d'éventuelles réparations.

Le programme de collisions se concentre majoritairement sur le système pp (en bleu sur la Figure 3.6), notamment afin de maximiser le potentiel de découverte et l'étude du boson de Higgs – objectif principal du LHC comme nous l'avons mentionné auparavant. Il réserve néanmoins environ un mois par an aux systèmes p–Pb ou Pb–Pb (en vert sur la frise) pour l'étude de la matière nucléaire, avec une exception notable en 2017 où des collisions Xe–Xe ont été réalisées pendant quelques heures. Dans tous les cas de nombreuses valeurs de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s_{(\mathrm{NN})}}$ peuvent être atteintes, donnant accès par exemple à de multiples régimes cinématiques pour certaines observables comme nous l'avons montré avec l'équation (1.33), Section 1.2.2. La Table 3.2 répertorie les différents systèmes de collision fournis par le LHC au cours de ses deux premiers Runs, de 2010 à 2018.

Notons finalement que l'avenir du LHC est programmé au moins jusqu'en 2029, année durant laquelle devrait s'achever le Run IV du collisionneur. Le futur du complexe d'accélérateurs du CERN fait actuellement l'objet de nombreuses propositions dont on peut citer la première étape déjà mise

Table 3.2. Systèmes de collision fournis par le LHC au cours de ses deux premières périodes d'exploitation.

Run I		
Année	Système	$\sqrt{s_{(\mathrm{NN})}}$ (TeV)
2010	pp	0,9
		7
	Pb–Pb	2,76
2011	pp	2,76
		7
	Pb–Pb	2,76
2012	pp	8
2013	p–Pb/Pb–p	5,02

Run II		
Année	Système	$\sqrt{s_{(\mathrm{NN})}}$ (TeV)
2015	pp	5,02
		13
	Pb–Pb	5,02
2016	pp	13
	p–Pb	5,02
		8,16
	Pb–p	8,16
2017	pp	5,02
		13
	Xe–Xe	5,44
2018	pp	13
	Pb–Pb	5,02

3. Les premières collisions à faible énergie ont eu lieu fin 2009 mais les données récoltées ont davantage servi à la calibration des expériences.

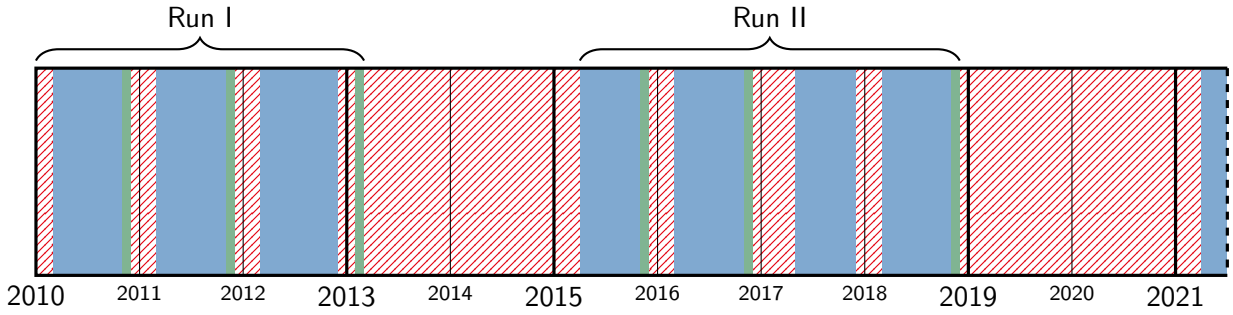


Figure 3.6. Frise chronologique de l'exploitation du LHC depuis sa mise en service. Les zones bleues correspondent aux périodes de collisions pp, les zones vertes aux collisions d'ions lourds (p–Pb ou Pb–Pb) et les zones hachurées en rouge aux arrêts techniques, plus ou moins longs.

en route, le LHC à haute luminosité (*High-Luminosity LHC*, HL-LHC) [190], ainsi que le nouveau projet emblématique du CERN, le Futur Collisionneur Circulaire (FCC) [191]. À plus court terme, le LHC et ses expériences reprendront du service en 2021 comme l'indique la Figure 3.6, après qu'ils aient subi d'importantes améliorations durant le deuxième arrêt technique de longue durée (LS2) qui a débuté fin 2018.

3.1.4 Quatre expériences pour éprouver le Modèle Standard

Comme nous l'avons déjà évoqué dans ce manuscrit et comme le montre la Figure 3.5, le LHC est jalonné de plusieurs expériences :

- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [192], située au point d'interaction 1 (IP1) du LHC ;
- CMS (Compact Muon Solenoid) [193], située à l'opposé d'ATLAS, au point 5 (IP5) ;
- LHCb (Large Hadron Collider beauty) [194], située au point 8 (IP8) ;
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [195], située au point 2 (IP2) ;
- LHCf (Large Hadron Collider forward) [196], dont les détecteurs sont placés autour d'ATLAS, dédiée à la mesure de particules émises à de très faibles angles par rapport à l'axe des faisceaux afin de simuler l'interaction des rayons cosmiques en laboratoire ;
- TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) [197], placée de part et d'autre de CMS et destinée à observer des diffusions élastiques entre protons pour en déduire leur taille, entre autres propriétés ;
- MoEDAL (Monopole and Exotics Detector at the LHC) [198], installée au point d'interaction de LHCb et ayant pour ambition de découvrir des particules chargées magnétiquement (monopôles magnétiques).

Tandis que les trois dernières expériences traitent de sujets complémentaires aux principaux objectifs du LHC et sont basées sur un équipement assez réduit, la majeure partie de la production scientifique émanant du collisionneur est assurée par les quatre grandes expériences que sont ATLAS, CMS, LHCb et ALICE. Avant de présenter cette dernière de manière détaillée dans la Section 3.2 puisqu'elle est au cœur de cette thèse, nous abordons ici brièvement les objectifs et moyens de ses trois voisines, en mettant notamment l'accent sur leurs capacités d'identification des photons.

ATLAS et CMS peuvent à bien des égards être considérées comme jumelles, en attestent les Figures 3.7 et 3.8. D'abord, elles partagent les mêmes objectifs en termes de physique en se concentrant sur l'étude du boson de Higgs *via* ses canaux de décroissance électrofaibles $H^0 \to \gamma\gamma$ et $H^0 \to Z^0Z^0 \to l^+l^-l^+l^-$, $l^\pm$ étant des leptons chargés positivement ou négativement, notamment des muons. Les deux expériences sont aussi conçues pour la recherche de phénomènes de haute

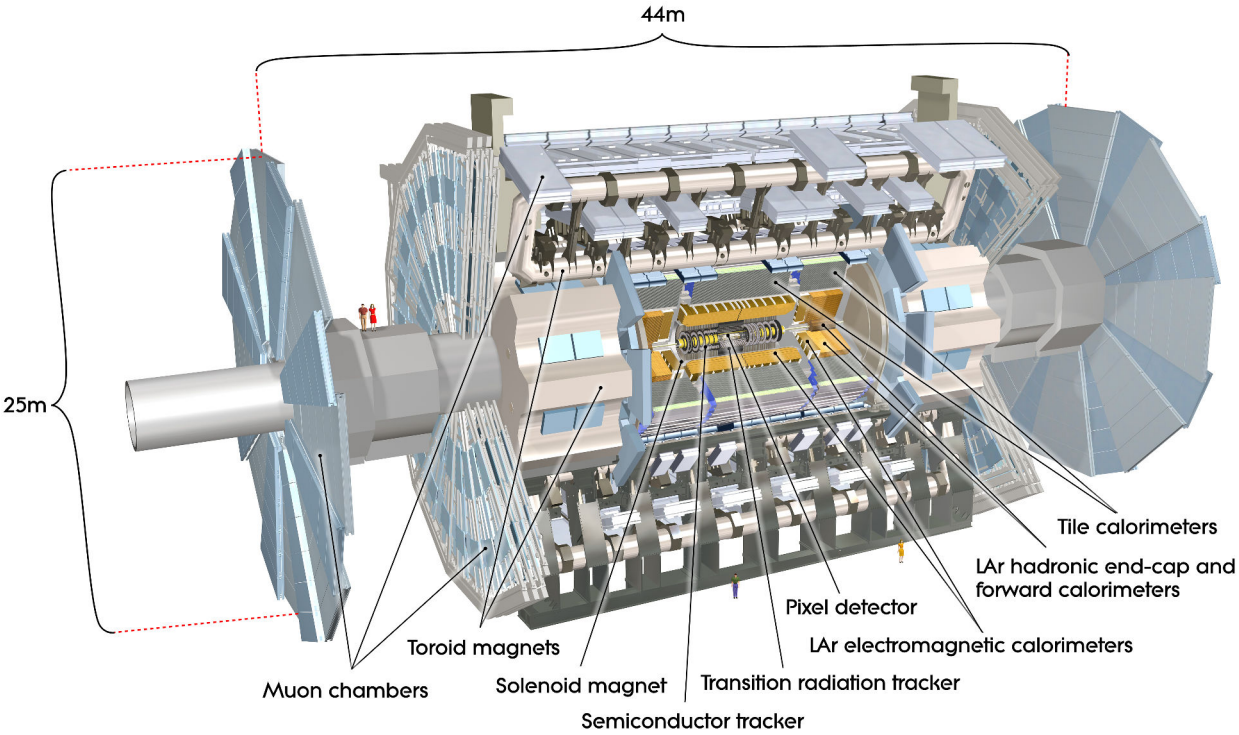


Figure 3.7. Image de synthèse représentant l'expérience ATLAS. [199]

énergie qui auraient cours au-delà de ce qu'offre actuellement le Modèle Standard, particulièrement à travers la supersymétrie (par exemple, la détection de particules de matière noire qui seraient produites lors des collisions hadroniques).

Ensuite, de façon assez attendue au regard de leurs objectifs communs, ATLAS et CMS sont bâties sur le même schéma de détection. Au plus près du point d'interaction de chaque expérience se trouve un système de trajectographie, nécessaire pour reconstruire les vertex d'interaction (primaires) et de décroissance (secondaires), entouré d'un calorimètre électromagnétique utilisé pour identifier les photons (nous discuterons du principe physique d'un tel détecteur dans la Section 4.1), puis d'un calorimètre hadronique dont les mesures d'énergie permettent la reconstruction la plus fidèle possible des jets de très haute énergie, et enfin de chambres à muons, indispensables à la détection du boson de Higgs *via* le canal leptonique. Ces différents détecteurs forment ainsi des couches concentriques qui ferment les deux expériences de manière quasiment hermétique. Cette couverture spatiale et leurs capacités de reconstruction des particules à très haute impulsion transverse rendent donc ATLAS et CMS sensibles aux sondes dures et à la mesure de perte d'énergie des jets, c'est pourquoi l'étude du plasma de quarks et de gluons leur est aussi accessible.

La reconstruction des photons dans les deux expériences est possible grâce à des calorimètres électromagnétiques de conceptions diverses. Dans ATLAS il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage constitué de couches de plomb et d'argon liquide arrangées en accordéon, le Liquid Argon Calorimeter (LAr) [200]. Il couvre un domaine en pseudorapidité $|\eta| < 3.2$ grâce à deux parties distinctes : l'une autour du point d'interaction de l'expérience ($|\eta| < 1.475$), l'autre fermant le tonneau central sous la forme de deux bouchons ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Le calorimètre est composé de trois strates dont la segmentation en pseudorapidité et azimut diminue à mesure que l'on s'éloigne du point d'interaction : à rapidité centrale ($|\eta| < 2.5$), elle varie de $(\Delta\eta \times \Delta\varphi) = (0{,}003 \times 0{,}098)$ rad dans la première strate – ce qui permet une excellente discrimination entre photons et mésons π^0 jusqu'à plusieurs dizaines de GeV – à $(\Delta\eta \times \Delta\varphi) = (0{,}005 \times 0{,}025)$ rad dans la troisième strate. Cette

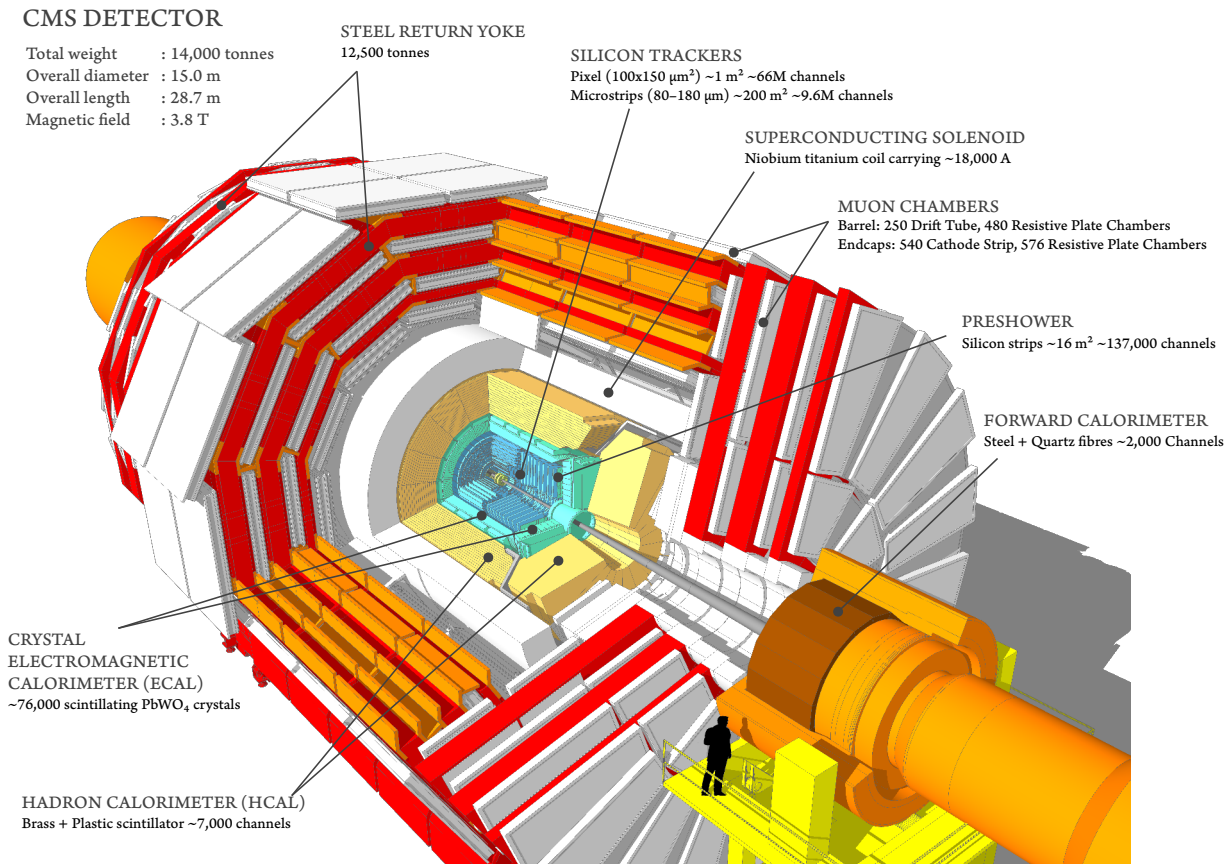


Figure 3.8. Image de synthèse représentant l'expérience CMS. [201]

conception – complétée par un pré-échantillonneur estimant la perte d'énergie des particules dans les matériaux traversés au préalable – permet d'atteindre une résolution en énergie de l'ordre de $(\sim 10/\sqrt{E} \oplus 0{,}7)\,\%$, avec l'énergie E d'une particule exprimée en GeV.

Dans CMS, deux calorimètres électromagnétiques sont utilisés : le principal d'entre eux, ECAL [202], est constitué de cristaux scintillants de tungstate de plomb ($PbWO_4$) d'ouverture $(\Delta\eta \times \Delta\varphi) = (0{,}017\,4 \times 0{,}017\,4)$ rad. ECAL couvre le domaine $|\eta| < 3.0$ grâce à une partie centrale ($|\eta| < 1.48$) et deux bouchons ($1.48 < |\eta| < 3.0$). Le second calorimètre est un échantillonneur constitué de couches de plomb et de bandes de détecteurs silicium placé de part et d'autre du point d'interaction ($1.65 < |\eta| < 2.61$) avec l'objectif principal de séparer photons et mésons π^0, là encore jusqu'à plusieurs dizaines de GeV. La résolution en énergie qui en résulte pour ECAL atteint l'excellente valeur de $(\sim 2{,}7/\sqrt{E} \oplus 0{,}6)\,\%$.

Si ATLAS et CMS – et même ALICE comme nous le verrons – partagent des traits de conception et un certain pan de leurs programmes de physique, LHCb est une expérience unique au LHC. Son objectif principal est l'étude de la violation de la symétrie CP *via* la mesure de décroissances rares de mésons B (contenant un quark b ou un antiquark $\bar{b}$) en kaons ou en muons par exemple. Les décroissances de ce type ont la particularité de se produire à de très faibles angles par rapport à l'axe des faisceaux, donc à des rapidités élevées. C'est la raison pour laquelle les détecteurs de LHCb ne sont pas installés symétriquement autour du point d'interaction, mais à l'avant de celui-ci comme l'illustre la Figure 3.9. Cela étant, le choix des méthodes de détection de l'expérience est sensiblement le même que dans le cas d'ATLAS et CMS : les particules quittant le point d'interaction rencontrent d'abord un système de trajectographie et deux détecteurs à effet Čerenkov, situés de part et d'autre de l'aimant dipolaire de l'expérience et dévolus à l'identification de particules chargées d'impulsion transverse intermédiaire, puis des calorimètres électromagnétique et hadronique, et

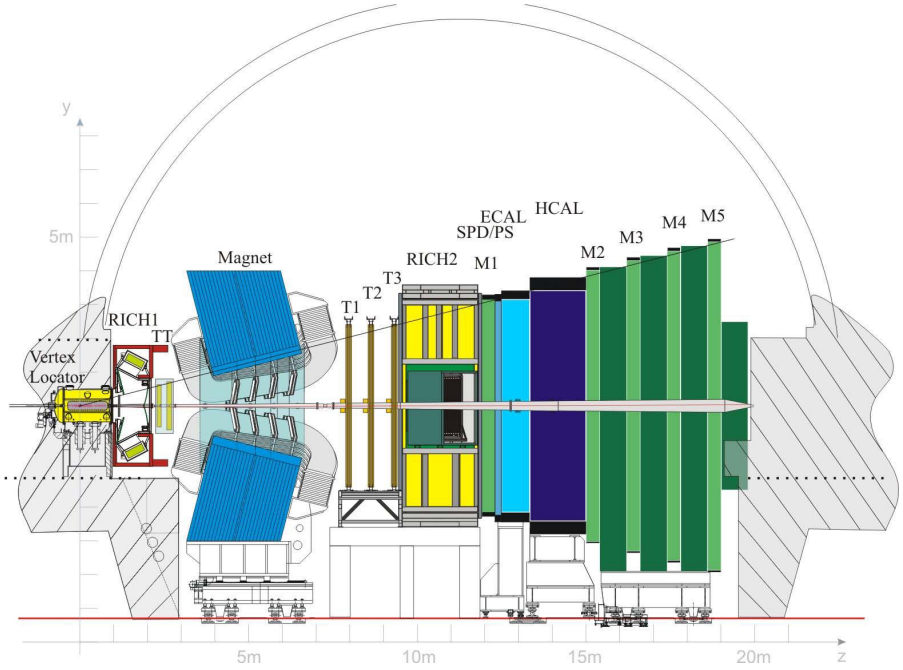


Figure 3.9. Dessin représentant l'expérience LHCb. Le point d'interaction se situe à l'intérieur du Vertex Locator, tout à gauche. [204]

enfin des chambres à muons.

Le calorimètre électromagnétique de LHCb, lui aussi nommé ECAL [203], est basé sur une technologie d'échantillonnage avec un empilement de couches de plomb et de plastique scintillant. Il offre une couverture angulaire $(\theta_x \times \theta_y) = (300 \times 250)\,\text{mrad}^2$ et est constitué de trois ensembles concentriques de cellules dont la segmentation est inférieure à 10 mrad et s'élargit en s'éloignant de l'axe des faisceaux. Là encore, le calorimètre est complété d'autres détecteurs placés en amont sur la trajectoire des particules et destinés à différencier photons et autres particules interagissant par voie électromagnétique. La résolution en énergie d'ECAL atteint $(\sim 9/\sqrt{E} \oplus 0{,}8)\,\%$.

Alors qu'ATLAS et CMS permettent la reconstruction de jets et de sondes dures du plasma de quarks et de gluons jusqu'à plusieurs centaines de GeV, ALICE s'illustre surtout dans la partie basse du spectre en énergie avec la capacité unique de mesurer certaines observables à partir de quelques centaines de MeV. Ce point est crucial pour s'intéresser aux propriétés et à l'évolution du milieu déconfiné dont le refroidissement se fait majoritairement *via* l'émission de particules de faible impulsion transverse. Nous allons maintenant voir comment l'expérience ALICE y parvient.

3.2 ALICE, une expérience singulière

Si les quatre principales expériences du LHC sont capables d'étudier des collisions d'ions lourds, seule ALICE a été imaginée pour s'intéresser préférentiellement à la physique du QGP [205, 206]. Pour ce faire, elle devait être capable de mesurer une panoplie d'observables dans une gamme d'énergie étendue, de quelques centaines de MeV à quelques dizaines de GeV, afin de détecter et d'identifier les particules émises par le plasma et leurs dérivées ainsi que les sondes dures et les jets provenant des processus entre partons incidents. Comme nous l'avons vu dans la Section 1.2, l'état déconfiné de quarks et de gluons peut être atteint en laboratoire en produisant des collisions d'ions lourds – par exemple, Pb–Pb – lesquelles entraînent une très haute multiplicité de particules en voie de sortie que les détecteurs d'ALICE devaient être capable de gérer avant toute chose. De ce point de vue, la conception de l'expérience a été optimisée pour endurer une multiplicité de particules chargées par unité de rapidité $\mathrm{d}N_{\mathrm{ch}}/\,\mathrm{d}\eta \approx 4\,000$ à mi-rapidité ($\eta = 0$), en prévoyant une confortable

marge de manœuvre jusqu'à 8 000 particules par unité de rapidité [195].

3.2.1 Caractéristiques et détecteurs

La Figure 3.10 présente l'expérience ALICE dans sa configuration du Run II du LHC[4]. À l'instar des autres expériences du LHC, elle est constituée d'un ensemble de détecteurs exploitant la plupart des techniques de détection développées au cours des dernières décennies (dépôt de charge, scintillation, effet Čerenkov, etc.). En plus de ces détecteurs, de nombreux systèmes sont mis en jeu pour le bon fonctionnement de l'expérience et de la prise de données (circulation des différents gaz utilisés dans les détecteurs, acquisition des données, etc.), au premier rang desquels les deux aimants. L'aimant solénoïdal surnommé "L3"[5] – en rouge sur la figure – permet de plonger les détecteurs centraux dans un champ magnétique de 0,5 T et ainsi de courber la trajectoire des particules émises dans l'environnement du point d'interaction (cette valeur relativement faible par rapport aux standards d'ATLAS et de CMS offre la possibilité de détecter les particules de faible impulsion transverse), tandis que l'aimant dipolaire – en bleu sur la figure – soumet le spectromètre à muons à un champ de 0,66 T et permet de séparer muons et antimuons lors de leur propagation vers ses détecteurs.

Ces deux aimants dessinent déjà un découpage de l'expérience en fonction de la couverture en pseudorapidité des détecteurs, que l'on peut classer en trois groupes : les détecteurs centraux, les détecteurs à grande rapidité, et le spectromètre à muons. La Figure 3.11 offre une perspective du placement des détecteurs du point de vue de la pseudorapidité. Il est à noter que, pour des raisons de commodité, l'expérience est dotée d'un système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) du même type que celui présenté sur la Figure 1.14 et dont l'origine est fixée au point d'interaction (IP2) [208]. L'axe z est colinéaire au tube de faisceau et orienté vers le point d'interaction 1 du LHC (IP1), où

Figure 3.10. Image de synthèse représentant l'expérience ALICE. [207]

4. À l'heure où ces lignes sont écrites (printemps 2019), plusieurs des principaux détecteurs de l'expérience ont déjà été extraits de la caverne expérimentale afin de procéder à leur amélioration ou leur remplacement durant le LS2.

5. Il s'agissait auparavant de l'aimant de l'expérience L3 du LEP, en activité de 1989 à 2000.

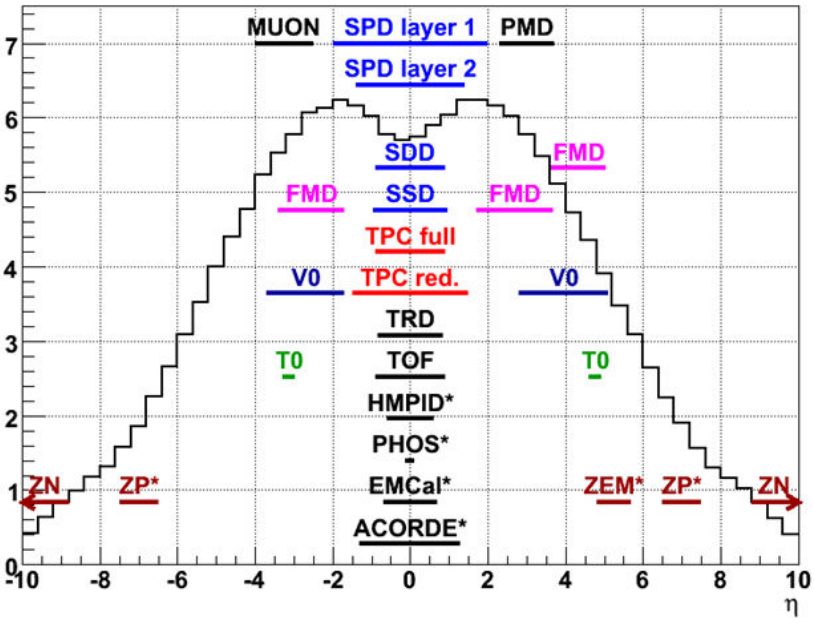


Figure 3.11. Couverture en pseudorapidité (η) des détecteurs de l'expérience ALICE. L'astérisque adjointe au nom de certains détecteurs indique que leur couverture en azimut (φ) n'est pas totale. L'histogramme (ligne noire) donne une distribution typique des particules chargées en fonction de la pseudorapidité. [209]

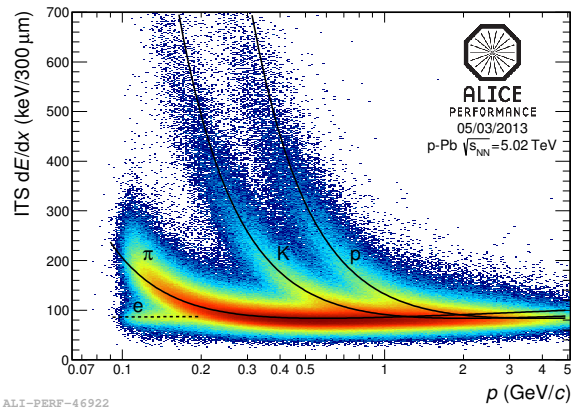
se situe l'expérience ATLAS comme le rappelle la Figure 3.5. ALICE est ainsi usuellement découpée en deux côtés suivant que z est positif (côté A, *Anticlockwise*, "sens antihoraire") ou négatif (côté C, *Clockwise*, "sens horaire"). L'axe x du système de coordonnées est orienté vers le centre du LHC, tandis que l'axe y, vertical, pointe vers la surface.

3.2.1.1 Détecteurs centraux

Ce groupe de détecteurs est situé au cœur de l'expérience et couvre quasiment deux unités de rapidité de part et d'autre du point d'interaction ($|\eta| < 2$). Nous présentons ici leurs principales caractéristiques en partant du détecteur le plus proche du faisceau, et en mettant l'accent sur ceux qui sont utilisés dans le cadre du travail présenté dans ce manuscrit : l'ITS, la TPC et EMCal.

ITS (Inner Tracking System) [210, 211] Ce détecteur de couverture azimutale complète ($\Delta\varphi = 2\pi$ rad) est le trajectographe interne de l'expérience et le premier que les particules traversent en quittant le point d'interaction. Il permet ainsi la reconstruction (sous forme de traces) et l'identification (grâce à la mesure de la perte d'énergie par unité de longueur $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) de particules chargées de très faible impulsion transverse (à partir de $p_\mathrm{T} \lesssim 150\,\mathrm{MeV}/c$) comme le montre la Figure 3.12 (a), mais aussi la localisation des vertex primaires et secondaires correspondant respectivement aux interactions lors de la collision et aux décroissances de particules (notamment les quarks lourds). Pour parvenir à de telles performances, il repose sur la combinaison de trois sous-détecteurs concentriques exploitant les propriétés du silicium ainsi que l'illustre la Figure 3.12 (b) :

- ▷ le SPD (Silicon Pixel Detector), constitué de deux couches de détecteurs à pixels installées à $r = 3{,}9$ cm et 7,6 cm du tube de faisceau et couvrant respectivement $|\eta| < 2$ et $|\eta| < 1{,}4$, est doté d'une segmentation très fine afin de maximiser les performances de reconstruction du grand nombre de particules évoluant dans l'environnement proche du point d'interaction. La résolution spatiale qui en résulte est excellente : 12 µm dans la direction azimutale ($r\varphi$) et 100 µm dans la direction longitudinale (z) ;
- ▷ le SDD (Silicon Drift Detector) est formé de deux couches de détecteurs à dérive placées à



(a) (b)

Figure 3.12. (a) Perte d'énergie par unité de longueur pour différentes particules chargées en fonction de leur impulsion, mesurée par l'ITS dans des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$. Les lignes noires sont une paramétrisation des données mesurées par la formule de Bethe-Bloch et illustrent la façon dont l'ITS est capable de séparer ces espèces. (b) Image de synthèse représentant l'ITS, le trajectographe interne de l'expérience ALICE. [211]

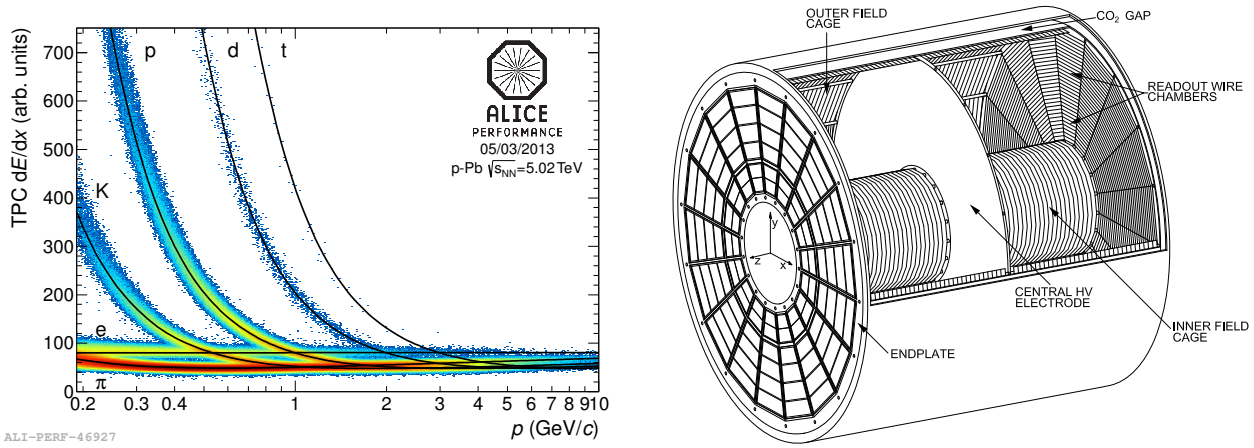
15,0 cm et 23,9 cm du tube de faisceau et couvrant toutes deux $|\eta| < 0{,}9$. Cette technologie a été sélectionnée pour sa capacité de reconstruction d'un grand nombre de traces tout en permettant la mesure de la perte d'énergie des particules par unité de longueur, nécessaire pour leur identification ;

- le SSD (Silicon Strip Detector), constitué de deux couches de détecteurs à micro-pistes à double face installées à 38,0 cm et 43,0 cm du point d'interaction et couvrant $|\eta| < 1$, a été conçu pour améliorer la propagation des traces reconstruites par l'ITS vers la TPC, organe majeur de trajectographie de l'expérience dont il sera question dans le paragraphe suivant, ainsi que pour apporter une mesure du $\mathrm{d}E/\,\mathrm{d}x$ des particules et faciliter leur identification. La résolution spatiale atteinte est de l'ordre de 20 µm ($r\varphi$) et 830 µm (z).

Le choix a été fait de ne pas doter l'ensemble des six couches de l'ITS de la fine segmentation du SPD pour restreindre la quantité de voies de lecture qu'impose une technologie basée sur des pixels (ce seul sous-détecteur en comporte 10 millions), et puisque cela n'est pas forcément pertinent au regard de la densité de particules par unité de surface qui diminue avec un rayon du détecteur croissant. Il est à noter également que les trois sous-détecteurs de l'ITS sont bâtis sur des supports faits de matériaux légers (notamment des fibres de carbone) afin de limiter la quantité de matière traversée par les particules et la probabilité qu'elles interagissent avec le milieu non équipé pour leur détection, ce qui se traduirait par une baisse des résolutions spatiale et énergétique.

TPC (Time Projection Chamber) [212, 213] Si l'ITS joue un rôle important dans la reconstruction de traces, c'est bien la chambre à projection temporelle d'ALICE qui est le principal détecteur dédié à la trajectographie au sein de l'expérience. Placée immédiatement autour de l'ITS, la TPC permet de mesurer les traces laissées par les particules chargées d'impulsion transverse comprise entre $\sim 150\,\mathrm{MeV}/c$ et plus de $100\,\mathrm{GeV}/c$, de localiser leurs éventuels vertex de désintégration, et également de les identifier par perte d'énergie : la Figure 3.13 (a) illustre les performances du détecteur à cet égard.

La chambre à projection temporelle d'ALICE, représentée sur la Figure 3.13 (b), est un grand détecteur cylindrique de rayons interne $r = 85\,\mathrm{cm}$ et externe 250 cm, pour une longueur totale de 5 m le long de l'axe des faisceaux (z). Cette géométrie lui permet de couvrir un azimut total et une gamme en pseudorapidité $|\eta| < 0{,}9$. Son volume est divisé en deux cavités de taille identique



(a) (b)

Figure 3.13. (a) Perte d'énergie par unité de longueur pour différentes particules chargées en fonction de leur impulsion, mesurée par la TPC dans des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$. Les lignes noires sont une paramétrisation des données mesurées par la formule de Bethe-Bloch et illustrent la façon dont la TPC est capable de séparer ces espèces. (b) Dessin représentant la TPC de l'expérience ALICE. [213]

par une électrode centrale soumise à un potentiel de 100 kV, induisant dans chacune d'elles un champ électrique de 400 V/cm de direction parallèle à l'axe z. Le principe de détection de la TPC est basé sur la dérive d'électrons produits lors du passage de particules chargées dans le mélange gazeux qu'elle contient (essentiellement du néon et du dioxyde de carbone lors de la prise des données qui font l'objet de cette thèse[6]) : lorsqu'une particule interagit avec un atome du milieu elle peut l'ioniser, produisant une paire électron-ion. Les électrons ainsi libérés dérivent ensuite vers les extrémités de la TPC sous l'effet du champ électrique, où sont placées des chambres à fils qui permettent une mesure de la position d'émission des électrons – et donc du point de passage de la particule chargée – non seulement dans un plan parallèle aux chambres à fils mais également dans sa dimension suivant l'axe des faisceaux à l'aide de leur temps d'arrivée, connaissant leur vitesse de dérive dans le gaz. Une succession de coordonnées spatiales donne donc autant de points qui permettent de reconstruire la trajectoire de la particule à travers la TPC.

Chaque extrémité du détecteur est segmentée en 18 secteurs ayant chacun une ouverture angulaire de 20° et renfermant 159 lignes de cellules de détection réparties dans deux chambres à fils (amenant donc à un total de 72 chambres pour la TPC). De la même manière que la segmentation des sous-détecteurs de l'ITS s'élargit quand on s'éloigne du point d'interaction, les cellules de détection de la TPC ont une taille variable, adaptée à la multiplicité de l'environnement qu'elle doivent observer : $(r\varphi \times r) = (4 \times 7{,}5)\,\mathrm{mm}^2$ au plus près de l'axe des faisceaux, $(r\varphi \times r) = (6 \times 10)\,\mathrm{mm}^2$ ensuite, et $(r\varphi \times r) = (6 \times 15)\,\mathrm{mm}^2$ aux limites du détecteur. Cette configuration permet d'atteindre une résolution spatiale de l'ordre de 1 100–800 µm (en $r\varphi$, s'améliorant avec r croissant) et 1 250–1 100 µm (en z, s'améliorant avec $|z|$ croissant).

TRD (Transition Radiation Detector) [214] Ce détecteur complète l'information récoltée par l'ITS et la TPC pour améliorer la reconstruction des traces de particules chargées. Il permet en particulier d'identifier les électrons au-delà de $p_{\mathrm{T}} = 1\,\mathrm{GeV}/c$, comme le montre la Figure 3.14 (a), en combinant une mesure de perte d'énergie par unité de longueur et une mesure du rayonnement de transition émis par les particules relativistes dans le détecteur, dont l'intensité dépend directement

6. Lors du Run I du LHC, le mélange gazeux de la TPC a d'abord été constitué de néon (Ne) et de dioxyde de carbone (CO_2) auxquels a ensuite été adjoint du diazote (N_2). Pour le Run II le néon a laissé place à l'argon (Ar) et le diazote a été supprimé du mélange.

de leur masse. Le TRD est donc constitué d'un radiateur puis de chambres à dérive et à fils pour l'extraction et la collection des charges. Il couvre un azimut total et une gamme en pseudorapidité $|\eta| < 0{,}84$ en formant une enveloppe cylindrique autour de la TPC avec un rayon compris entre 2,90 m et 3,68 m.

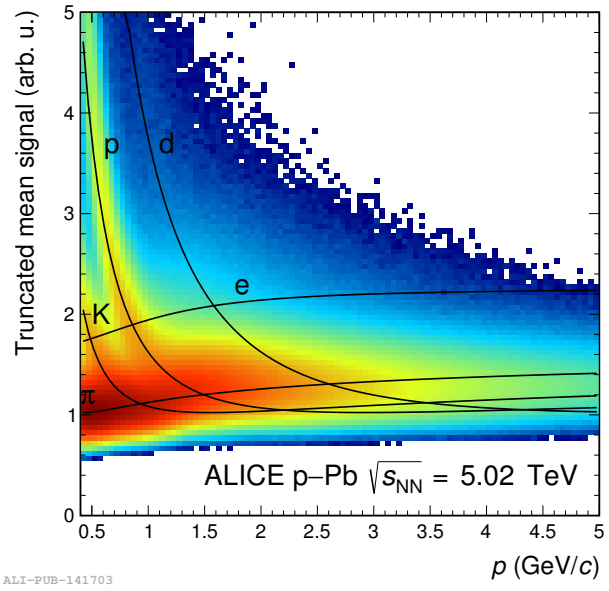
TOF (Time-Of-Flight system) [215] Là encore, l'objectif de ce détecteur est de contribuer à l'identification des particules chargées, notamment les kaons et les pions pour $p_{\mathrm{T}} < 2{,}5\,\mathrm{GeV}/c$ et les protons pour $p_{\mathrm{T}} < 4\,\mathrm{GeV}/c$ comme on peut le voir sur la Figure 3.14 (b). Pour ce faire, le TOF mesure le temps de vol des particules à partir d'un instant initial donné par le détecteur T0 (décrit par la suite) grâce aux avalanches d'ionisation qu'elles produisent dans ses chambres à plaques résistives multi-gap remplies d'un mélange gazeux et soumises à un champ électrique. Avec un rayon interne de 3,70 m, le TOF s'enveloppe autour du TRD et couvre un azimut total et une plage en pseudorapidité $|\eta| < 0{,}9$.

EMCal – DCal (ElectroMagnetic Calorimeter – Di-jet Calorimeter) [216, 217] Ces deux détecteurs – parfois conjointement appelés "EMCal" à cause de leur conception commune – sont des calorimètres électromagnétiques à échantillonnage constitués d'un empilement de couches de plomb et de plastique scintillant. Ils sont dévolus à la mesure des particules interagissant électromagnétiquement (électrons, photons) et sont également utilisés pour reconstruire la contribution neutre de certaines observables. En raison de son caractère de premier plan pour la mesure de la production de photons isolés discutée dans ce manuscrit, la présentation du calorimètre EMCal sera développée dans le Chapitre 4.

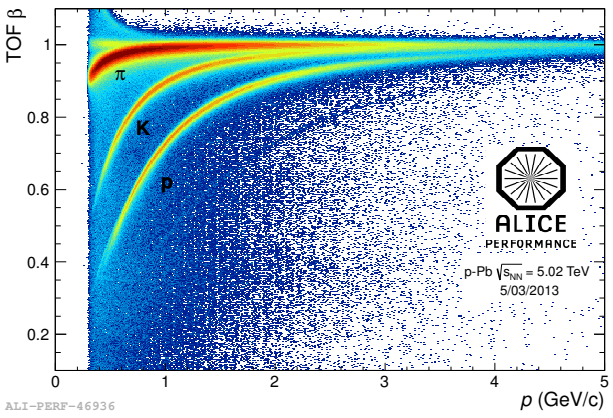
PHOS (PHOton Spectrometer) [218] Il s'agit là du premier calorimètre électromagnétique dont a été dotée l'expérience ALICE, dédié à la mesure des photons et à la reconstruction des mésons neutres (π^0, η) par masse invariante. À l'instar d'ECAL dans l'expérience CMS, PHOS est segmenté en cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$) et donne accès aussi bien aux photons thermiques ($p_{\mathrm{T}} > 0{,}5\,\mathrm{GeV}/c$) qu'aux photons et mésons de plus haute impulsion transverse (jusqu'à quelques dizaines de GeV/c). PHOS est placé sous les détecteurs centraux, à 4,60 m du point d'interaction, et couvre un azimut $\Delta\varphi = 80°$ et un intervalle en pseudorapidité restreint à $|\eta| < 0{,}12$.

HMPID (High Momentum Particle IDentification detector) [219] Ce détecteur à la géométrie singulière (dont les modules sont visibles sur la Figure 3.10) est utilisé pour identifier les particules chargées d'impulsion transverse intermédiaire : comme l'illustre la Figure 3.14 (c), pions et kaons y sont différenciés jusqu'à $p_{\mathrm{T}} = 3\,\mathrm{GeV}/c$, kaons et protons jusqu'à $p_{\mathrm{T}} = 5\,\mathrm{GeV}/c$. Pour cela, il est constitué de sept modules RICH (*Ring Imaging CHerenkov*) permettant la mesure de la lumière Čerenkov émise par une particule lors de son passage dans un radiateur liquide : l'angle du cône de lumière donne alors accès à la masse de la particule, son impulsion étant connue grâce aux détecteurs de trajectographie qu'elle a traversé au préalable (ITS et TPC). Le HMPID prend place à 4,90 m du point d'interaction et couvre un angle azimutal $\Delta\varphi = 58°$ et une plage en pseudorapidité $|\eta| < 0{,}6$.

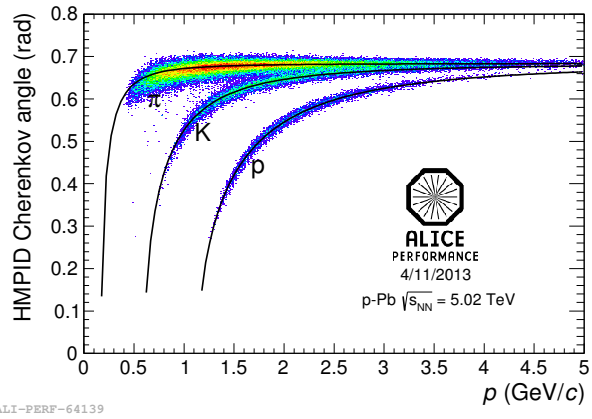
ACORDE (ALICE COsmic Ray DEtector) [221] Un peu à part, ce réseau de scintillateurs plastique est dédié à la mesure indirecte de rayons cosmiques de haute énergie (10^{15}–10^{17} eV) *via* la détection de muons, en tirant parti du blindage naturel offert par la roche surplombant la caverne d'ALICE. ACORDE est placé au sommet de l'expérience, en dehors de l'aimant solénoïdal.



(a)



(b)



(c)

Figure 3.14. Performances de l'expérience ALICE pour l'identification de différentes particules chargées en fonction de leur impulsion dans des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02\,\text{TeV}$: (a) avec le TRD (perte d'énergie et rayonnement de transition) [220], (b) avec le TOF (temps de vol) et (c) avec le HMPID (angle du cône de lumière Čerenkov).

3.2.1.2 Détecteurs à grande rapidité

Ces détecteurs sont disséminés le long du tube de faisceau à plus ou moins grande distance du point d'interaction. Ils sont ici brièvement présentés en commençant par le détecteur le plus central.

FMD (Forward Multiplicity Detector) [222] Le FMD est un ensemble d'anneaux de détecteurs silicium à micro-pistes installés asymétriquement de part et d'autre du point d'interaction ($1{,}7 < \eta < 5{,}0$ et $-3{,}4 < \eta < -1{,}7$). Il est dédié à la détermination de la multiplicité de particules chargées.

V0 (V-zero) [222] Comme le FMD, le V0 regroupe plusieurs détecteurs placés autour du point d'interaction : V0A couvrant la gamme en pseudorapidité $2{,}8 < \eta < 5{,}1$ et V0C couvrant $-3{,}7 < \eta < -1{,}7$. Cette géométrie permet au V0 de déclencher la prise de données de collisions faisceau-faisceau en se basant sur la coïncidence temporelle de la mesure de dépôts d'énergie dans ses scintillateurs plastique, et ce faisant de rejeter les événements pouvant résulter de l'interaction entre les faisceaux et le gaz résiduel présent dans le tube qui les contient : il s'agit du déclenchement

de biais minimal (*Minimum Bias*, fréquemment abrégé “MB”), qui est à la base de la plupart des classes de déclenchement de l'expérience ALICE. Nous décrirons brièvement le fonctionnement du système qui traite cet aspect dans la suite de ce chapitre. Le V0 est aussi utilisé pour estimer la centralité des collisions d'ions lourds grâce à la mesure de la multiplicité de particules chargées – suivant la méthode présentée dans la Section 1.2.2, basée sur le modèle de Glauber – ainsi que pour mesurer la luminosité enregistrée par l'expérience.

T0 (T-zero) [222] Complétant le trio FMD/V0/T0 – hautement solidaire comme l'illustre l'encart de la Figure 3.10 – ce détecteur couvre les intervalles en pseudorapidité $4{,}61 < \eta < 4{,}92$ (T0A) et $-3{,}28 < \eta < -2{,}97$ (T0C) en combinant des radiateurs Čerenkov à des photomultiplicateurs. Il fournit ainsi le déclenchement le plus rapide de l'expérience, qui donne l'instant initial requis par le TOF pour mesurer le temps de vol des particules. Le T0 permet également de déterminer la position des vertex primaires d'interaction lors des collisions.

PMD (Photon Multiplicity Detector) [223, 224] Le PMD a été conçu pour mesurer différentes propriétés relatives à la production de photons à rapidité avant ($2{,}3 < \eta < 3{,}7$). Ce détecteur exploite la technique du pied de gerbe pour séparer photons et hadrons suite à leur passage au travers d'une couche de plomb, grâce à plusieurs milliers de cellules de détection remplies de gaz et arrangées en nid d'abeille.

AD (ALICE Diffractive detector) [225] Ce détecteur est composé de deux unités de scintillateurs installées de part et d'autre du point d'interaction d'ALICE et à grande distance de l'aimant solénoïdal, à proximité des murs de la caverne expérimentale : ADA est situé à 17 m et couvre la gamme en pseudorapidité $4{,}8 < \eta < 6{,}3$, tandis qu'ADC est placé à $-19{,}5$ m et couvre $-7{,}0 < \eta < -4{,}9$. L'AD a été ajouté à l'expérience pour le Run II du LHC et est dédié à l'étude de phénomènes diffractifs en collisions pp.

ZDC (Zero Degree Calorimeter) [226] Grâce à des calorimètres hadroniques et électromagnétiques placés autour du tube de faisceau à très grande distance du point d'interaction d'ALICE, le ZDC mesure l'énergie des nucléons dits “spectateurs” qui n'ont pas pris part à la collision afin d'évaluer le nombre de ceux qui y ont participé. Cela permet d'estimer la centralité des collisions d'ions lourds ainsi que leur plan de réaction. Les calorimètres hadroniques sont placés de part et d'autre de l'expérience à ± 116 m du point d'interaction et couvrent les intervalles en pseudorapidité $6{,}5 < |\eta| < 7{,}5$ (calorimètre à protons ZP) et $|\eta| > 8{,}8$ (calorimètre à neutrons ZN). Le calorimètre électromagnétique ZEM est quant à lui plus proche de l'aimant solénoïdal, à 7,25 m, et couvre la gamme $4{,}8 < \eta < 5{,}7$.

3.2.1.3 Spectromètre à muons

Le troisième et dernier groupe de détecteurs de l'expérience ALICE se focalise sur la mesure des muons et est ainsi appelé *spectromètre à muons* de manière générique [227]. Son objectif est d'explorer le spectre des résonances lourdes de mésons vecteurs dans leur canal de décroissance dimuon, par masse invariante de paires $\mu^+\mu^-$. L'une des particules recherchées par le spectromètre à muons d'ALICE est le méson J/ψ, mais d'autres résonances sont également étudiées (ψ', Υ, etc.). À cette fin, le spectromètre est constitué de deux organes principaux, l'un dédié à la trajectographie des muons, l'autre au déclenchement de la prise de données en leur présence. Le premier, surnommé *Muon Tracker*, est constitué de dix plans de chambres à fils remplies d'un mélange gazeux et terminées par des cathodes de lecture. Le second, appelé *Muon Trigger*, se compose de quatre plans

de chambres à plaques résistives qui participent à la mesure de l'impulsion transverse des muons et, par conséquent, l'application d'un seuil destiné à rejeter les muons de bas p_{T}, notamment originaires de décroissances de kaons et de pions.

Le spectromètre à muons est installé du côté C de l'expérience et couvre un azimut total et une plage en pseudorapidité $-4{,}0 < \eta < -2{,}5$. Avant d'y pénétrer, les particules traversent un absorbeur frontal très dense – 4,13 m de carbone, de béton et de plomb – destiné à retenir hadrons et photons ainsi que les muons d'impulsion transverse inférieure à $4\,\mathrm{GeV}/c$. Les muons qui y parviennent sont séparés suivant leur charge grâce à l'aimant dipolaire et peuvent être reconstruits indépendamment par la suite. Un épais mur de fer placé entre les chambres de trajectographie et de déclenchement permet enfin de réduire le bruit de fond de basse énergie.

3.2.2 Prise de données, reconstruction et analyse

Au découpage temporel général de l'exploitation du LHC introduit dans la Section 3.1.3, la prise de données par l'expérience ALICE est dotée d'une segmentation additionnelle. Jusqu'à présent, chaque année d'exploitation est découpée en *périodes* notées LHCXYz, où XY sont les deux derniers chiffres de l'année en cours (par exemple, "13" pour 2013) et z est une lettre minuscule (par exemple, "d") : LHC13d est ainsi la quatrième période de l'année 2013. Les périodes sont elles-mêmes découpées en *runs*, la plus petite unité de temps de la prise de données – de l'ordre de quelques heures – notés par six chiffres (par exemple, 195872). Une nouvelle période signifie en général une nouvelle configuration de l'accélérateur ou de ses expériences, un changement de système de collision notamment, tandis que la fin d'un run coïncide souvent avec une fluctuation anormale du fonctionnement de ces équipements. L'organisation de la prise de données sera simplifiée dès le Run III du LHC puisque l'expérience ALICE sera capable de lire en continu les informations provenant de la plupart de ses détecteurs [228].

En fonction de la luminosité et du type de collisions délivrés par le LHC, les détecteurs que nous avons présenté dans la section précédente sont justement susceptibles d'observer un grand nombre d'événements et, assez vite, de produire une importante quantité de données. Avant d'en extraire les résultats passionnants que l'on découvre en conférence, celles-ci traversent plusieurs étapes.

3.2.2.1 Déclenchement et acquisition

Pour faire face à la grande quantité de données produites par ses détecteurs, ALICE dispose en premier lieu d'un système de déclenchement complexe, le *Central Trigger Processor* (CTP) [229]. Cet organe a principalement deux objectifs : d'une part réduire le volume des données collectées afin d'éviter la surcharge du système d'acquisition (*Data AcQuisition*, DAQ) représenté sur la Figure 3.15, d'autre part privilégier certaines catégories d'événements pour maximiser la statistique d'observables physiques d'intérêt. Pour cela, le CTP est nourri d'informations provenant des détecteurs. L'exemple de déclenchement le plus simple, le biais minimal, a déjà été mentionné précédemment et utilise les mesures de coïncidences temporelles effectuées par le V0, auxquelles s'ajoute parfois une mesure énergétique fournie par la couche la plus interne du SPD. Si les conditions appropriées sont satisfaites, la combinaison de ces informations permet au CTP d'envoyer le signal de déclenchement de biais minimal aux détecteurs et de démarrer la transmission de leurs données au système d'acquisition.

Sur cette base, des niveaux supérieurs de déclenchement peuvent être construits avec l'information d'autres détecteurs afin d'accroître la sélectivité sur les données pour, notamment, s'intéresser à des événements plus rares. À partir de l'instant de la collision, le CTP envoie un signal de pré-déclenchement au TRD en l'espace de 900 ns (afin de démarrer son électronique qui est en veille le reste du temps) puis les différents niveaux de déclenchement, dépendant du temps de lecture propre à chaque détecteur, entrent alors en jeu :

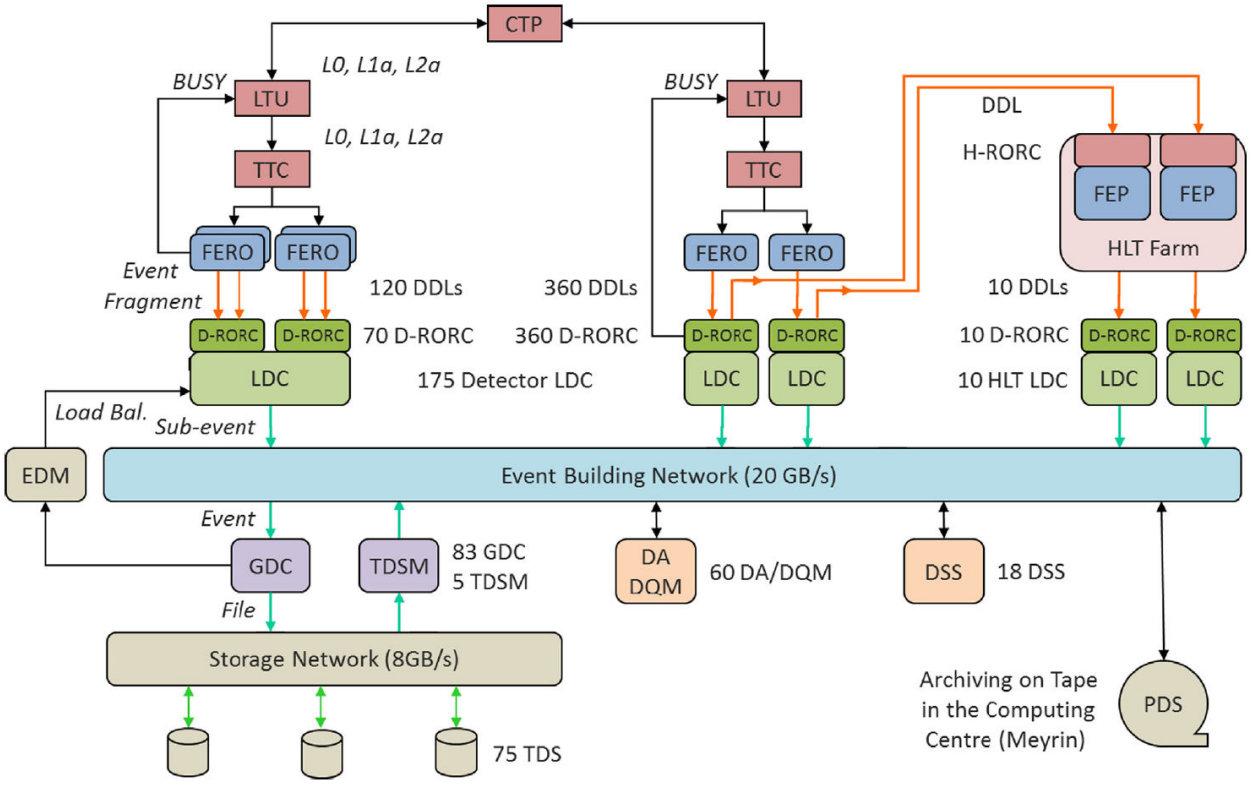


Figure 3.15. Diagramme représentant l'architecture générale du système d'acquisition des données (DAQ) de l'expérience ALICE et son interface avec les systèmes de déclenchement central (CTP) et de haut niveau (HLT, noté "HLT Farm"). Les détecteurs sont ici réduits à leur seule électronique de lecture, représentée par les boîtes "FERO" (*Front-End and Read-Out*). [230]

- le niveau 0 (*Level 0*, L0) implique les détecteurs à faible temps de lecture et permet donc le déclenchement le plus rapide de l'expérience, le CTP recevant l'information des détecteurs 1,2 µs après la collision ;
- le niveau 1 (*Level 1*, L1) met en jeu des conditions de déclenchement plus sophistiquées au niveau des détecteurs pour privilégier certaines observables physiques, et ne permet au CTP de recevoir l'information des détecteurs que 6,5 µs après la collision ;
- le niveau 2 (*Level 2*, L2) est contraint par le temps de dérive maximal des électrons produits dans la TPC, de l'ordre de 88 µs, et permet de protéger la prise de données de l'empilement de collisions multiples que ce détecteur n'est pas capable de reconstruire lorsque la multiplicité est particulièrement élevée (comme c'est le cas en collisions Pb–Pb).

Dans tous les cas, le CTP traite l'information reçue des détecteurs et prend sa décision de déclencher ou non la prise de données suivant les critères d'un niveau donné en 100 ns. Nous aborderons plus en détail dans le Chapitre 4 les capacités de déclenchement propres au calorimètre EMCal, pleinement exploitées dans l'analyse présentée dans ce manuscrit.

Les données récoltées par les détecteurs sous l'impulsion du CTP sont ensuite transmises à la DAQ *via* des fibres optiques (*Detector Data Links*, DDL), représentées par des flèches oranges sur la Figure 3.15. De toute évidence, toutes les classes de déclenchement ne peuvent être utilisées simultanément, notamment car certaines peuvent conduire au rejet d'un événement donné là où d'autres l'accepteraient. La bande passante de la DAQ étant limitée, un partage équitable est donc opéré entre les différentes classes de déclenchement suivant les objectifs physiques de la prise de données à un moment précis, favorisant généralement le déclenchement sélectif pour rechercher des processus rares. En outre, le débit de données en sortie du CTP pouvant atteindre 25 Go/s et le débit acceptable en sortie de la DAQ étant limité à 1,25 Go/s, un système complémentaire, le

High-Level Trigger (HLT), permet de compresser les données sans détériorer leur qualité physique [195]. Une fois les données de chaque détecteur agrégées et les événements reconstruits au sein de la DAQ (boîte "Event Building Network" sur la Figure 3.15), les données globales sont transmises au centre de calcul du CERN où elles sont sauvegardées sur bande magnétique puis répliquées vers de nombreux centres de calcul sur la planète.

3.2.2.2 Reconstruction

Au moment où les données quittent le site expérimental, elles sont traitées par l'environnement logiciel de l'expérience ALICE, AliRoot [231]. Basé sur le logiciel ROOT développé au CERN depuis les années 1990 [232], il est utilisé pour reconstruire les données, les calibrer et produire des simulations ancrées sur l'état réel des détecteurs au moment de la prise de données. À travers AliRoot, les données subissent transformations, raffinage et tri, qui donnent lieu à différents formats d'enregistrement :

- ▷ les données brutes (*raw data*) proviennent directement de la DAQ et contiennent les informations basiques transmises par les détecteurs, comme par exemple l'amplitude ou la durée d'un signal électrique induit par un dépôt d'énergie ;
- ▷ les ESD (*Event Summary Data*) sont le fruit de l'assemblage des données brutes et d'une première phase de calibration automatique, opérations effectuées dans la foulée de la prise de données. Ce format renferme des informations plus tangibles pour les analyses de physique, comme les traces reconstruites du passage des particules chargées dans les détecteurs, ou les différents vertex liés aux collisions ou aux décroissances de particules instables ;
- ▷ les AOD (*Analysis Object Data*) enfin, sont obtenus par filtrage des ESD afin de contenir uniquement les informations requises pour certains types d'analyse. Les fichiers de ce format sont ainsi bien plus légers que les ESD (et que les données brutes) et sont privilégiés lors des analyses de physique.

Il convient d'ajouter qu'au cours de ce processus les ESD sont profondément exploités lors d'étapes successives de calibration et d'assurance qualité (*Quality Assurance*, QA), destinées à certifier que les données que ces fichiers contiennent pourront être utilisées pour en extraire des résultats fiables. Ces étapes sont résumées sur la Figure 3.16. Certaines méthodes de calibration sont automatiquement appliquées lors de la reconstruction des événements – par exemple pour corriger l'alignement des détecteurs *via* des mesures effectuées lors de runs dédiés, dits *techniques* par opposition aux runs *physiques* – quand d'autres nécessitent une intervention humaine, par exemple pour identifier et signaler de manière sophistiquée certaines zones mortes d'un détecteur pour que les simulations qui seront liées à cette période de prise de données tiennent compte de l'inefficacité de détection dans ces zones. Quant à l'assurance qualité, elle est en général effectuée par l'analyse d'un certain nombre de variables permettant de statuer sur le maintien ou le rejet de certaines données. Ce point fera l'objet de la Section 4.4 puisqu'un volet de cette thèse a été dédié à l'assurance qualité des données du calorimètre EMCal.

Outre la reconstruction des données réelles récoltées par les détecteurs d'ALICE – et par les expériences de physique des particules plus généralement – la production de simulations réalistes revêt un aspect crucial pour certaines mesures qui doivent être corrigées d'effets de détection. Pour cela, divers générateurs d'événements basés sur des techniques Monte Carlo sont utilisés, le plus répandu étant Pythia [90, 91] : des particules primaires sont d'abord générées avec certaines propriétés (gammes en impulsion transverse, en pseudorapidité, etc.), puis elles subissent les phénomènes physiques qui sont implémentés dans les générateurs (par exemple, une décroissance) et toutes les particules finales sont enfin propagées dans des reproductions fidèles des expériences. Dans le cas d'ALICE, le transport des particules est assuré par le programme Geant3 [233] grâce auquel la

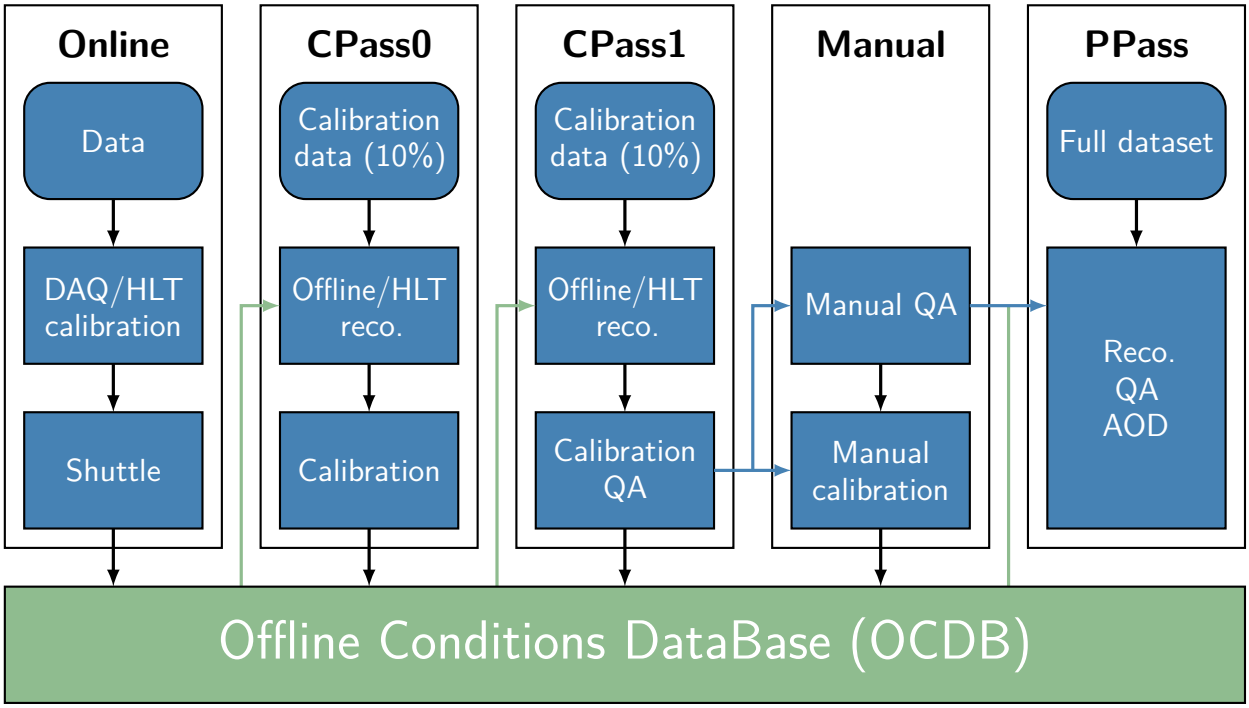


Figure 3.16. Diagramme représentant le processus de reconstruction et d'enregistrement des données de l'expérience ALICE, des données brutes aux AOD en passant par la calibration et l'assurance qualité.

géométrie des détecteurs et des autres éléments (structures mécaniques, câbles, etc.) de l'expérience est simulée. Notons que, pour une simulation en particulier, cette géométrie est assortie des mêmes conditions expérimentales que la prise de données qu'elle est supposée reproduire, de sorte que l'accord avec les données soit le plus convaincant : on ancre donc toujours une simulation aux runs de prise de données que l'on souhaite analyser. Enfin, le processus de production de simulations dans ALICE résulte en un format similaire à celui des données réelles brutes : les étapes de reconstruction présentées précédemment s'appliquent donc aussi bien à des événements simulés.

3.2.2.3 Analyse

Alors qu'AliRoot est dévolu à la reconstruction et à la gestion des données, un autre programme est développé par les membres de la Collaboration ALICE pour les étudier et en tirer des résultats physiques : AliPhysics [234]. Ce dernier est segmenté en tâches d'analyse (*analysis tasks*) dont certaines sont utilisées pour un grand nombre de travaux – par exemple, l'application de critères de sélection basiques sur les événements reconstruits – tandis que d'autres sont développées pour une analyse en particulier – à titre d'exemple, la principale tâche d'analyse utilisée au cours de cette thèse se nomme explicitement `AliAnalysisTaskEMCALPhotonIsolation.cxx` et permet de sélectionner et d'isoler les photons à partir des données du calorimètre EMCal et des détecteurs de trajectographie (ITS et TPC). AliPhysics est donc un programme vivant et évolutif puisque chaque membre implémente au sein des tâches d'analyse les fonctionnalités dont il ou elle a besoin.

L'analyse à proprement parler, c'est-à-dire l'application des tâches du programme AliPhysics sur les données et l'obtention d'une sortie exploitable humainement, se fait essentiellement sur la grille de calcul internationale du LHC (*Worldwide LHC Computing Grid*, WLCG) [235]. Cette infrastructure relie plus de 170 fermes de calcul dans le monde de manière hiérarchisée, certaines étant préférentiellement dédiées au stockage des données brutes, d'autres à la reconstruction, et d'autres encore à l'analyse et la production de simulations. Au total, la grille de calcul du LHC est

capable de gérer les 50–70 Po (50–70 $\times$ 10^3 To) de données émanant chaque année de l'accélérateur et de ses expériences.

Du point de vue humain, le programme de physique d'ALICE est défini et mené par une collaboration de 1 800 membres provenant de 177 instituts de recherche dans 41 pays. Les différentes thématiques abordées au sein de l'expérience font chacune l'objet d'un groupe de travail (*Physics Working Group*, PWG) : le groupe dédié à l'étude des photons et mésons neutres, auprès duquel le travail présenté dans cette thèse a été discuté et mûri, se nomme PWG-GA (GA pour *gamma*). Les recherches qui y sont menées sont principalement basées sur les données des calorimètres électromagnétiques PHOS et EMCal. Ce dernier est au cœur de cette thèse pour l'étude de la production de photons isolés en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ et p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02\,\text{TeV}$: dans le prochain chapitre, nous présenterons en détail sa conception, son fonctionnement, et la façon dont il permet de reconstruire et d'identifier les particules détectées.

We're like children who always want to take apart watches to see how they work.

— Ernest Rutherford

CHAPITRE 4

Reconstruction des particules avec EMCal

Sommaire

4.1 Éléments de calorimétrie électromagnétique 87
4.1.1 Interaction rayonnement-matière 88
4.1.2 Développement d'une gerbe électromagnétique 90
4.1.3 Homogénéité ou échantillonnage 92
4.2 Conception du calorimètre EMCal 92
4.2.1 Géométrie et segmentation 94
4.2.2 Électronique de lecture 95
4.2.3 Système de déclenchement 97
4.3 Reconstruction des particules et performances 100
4.3.1 Calibration 100
4.3.2 Agrégation et paramétrisation de la forme des gerbes . . . 102
4.3.3 Performances 106
4.4 Assurance qualité des données 108
4.4.1 Variables considérées 108
4.4.2 Implémentation d'une nouvelle variable 110

Après avoir passé en revue les moyens dont dispose l'expérience ALICE pour détecter de nombreux types de particules dans une gamme d'énergie étendue et avoir mis l'accent sur quelques mesures de photons notables, nous allons maintenant nous intéresser au principal détecteur utilisé pour la mesure de la production de photons isolés qui fait l'objet de cette thèse : le calorimètre EMCal.

4.1 Éléments de calorimétrie électromagnétique

Alors que des détecteurs de trajectographie comme l'ITS ou la TPC, présentés dans le chapitre précédent, permettent de mesurer l'impulsion transverse de particules chargées à partir de la forme des trajectoires qu'elles y laissent et leur donnent la possibilité de poursuivre leur chemin vers d'autres détecteurs, un calorimètre a pour raison d'être la mesure de l'énergie des particules par interactions destructives avec le milieu qui le constitue. Deux types de calorimètres sont actuellement

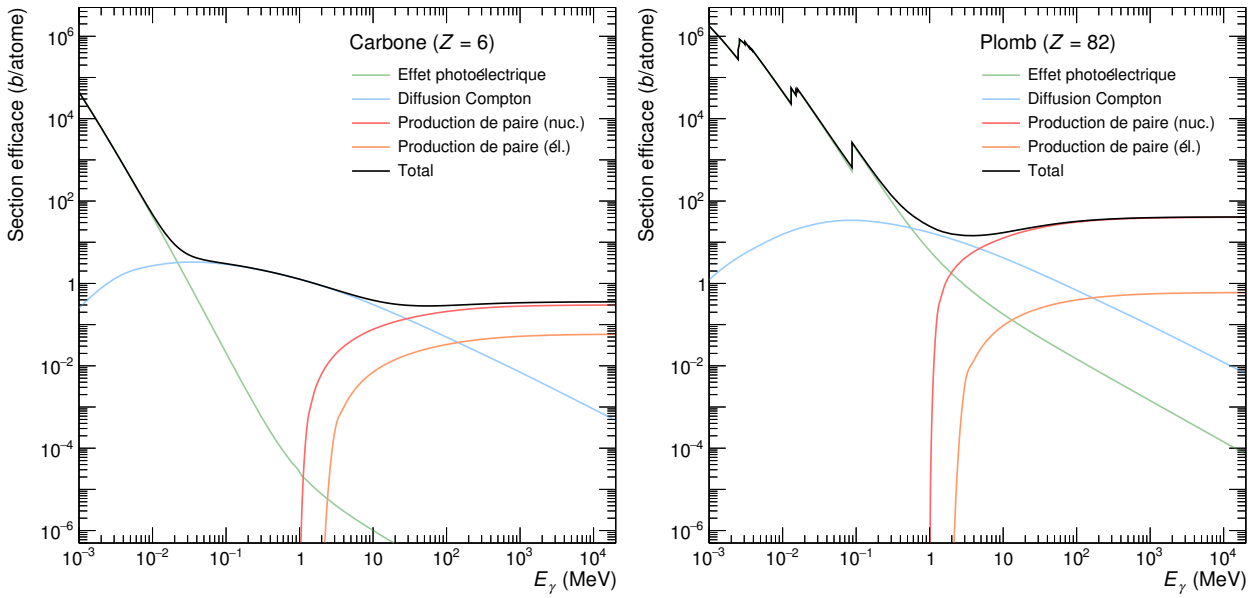
utilisés en physique des hautes énergies et sont définis par la nature des particules auxquelles ils s'intéressent : certains sont conçus pour mesurer l'énergie des hadrons, on parle de calorimètres hadroniques, d'autres pour mesurer celle des électrons et des photons, on parle alors de calorimètres électromagnétiques. Les premiers n'étant pas représentés dans l'expérience ALICE, nous allons nous focaliser ici sur le principe de fonctionnement des seconds.

4.1.1 Interaction rayonnement-matière

Lorsqu'un photon arrive dans la matière, il peut interagir avec ses constituants par l'intermédiaire de plusieurs processus électromagnétiques particulièrement bien décrits par l'électrodynamique quantique (QED). Il en existe trois principalement :

- ▷ l'effet photoélectrique, dans lequel le photon incident disparaît en transmettant toute son énergie au cortège électronique d'un atome du milieu, amenant à la libération d'un électron ;
- ▷ la diffusion Compton, qui conduit également à l'éjection d'un électron dans le milieu après que le photon incident lui ait transmis une partie de son énergie, ce dernier étant diffusé avec une énergie plus faible qu'initialement ;
- ▷ la production d'une paire électron-positon ($\gamma \to e^- e^+$), lors de laquelle toute l'énergie du photon incident est convertie en matière/antimatière (à une fraction d'énergie près, transférée à l'atome dans le champ duquel le processus peut avoir lieu, mais négligeable par rapport à l'énergie convertie en matière).

La Figure 4.1 présente la contribution de ces trois processus à la section efficace d'interaction photon-matière pour deux éléments différents (carbone et plomb). On y remarque que chacun des processus domine à son tour une gamme en énergie du photon incident, dépendant fortement du nombre de charges Z du matériau considéré. Le carbone et le plomb illustrent particulièrement bien cet effet en raison de leurs numéros atomiques bien différents (respectivement 6 et 82). Aux énergies



(a) (b)

Figure 4.1. Section efficace d'interaction photon-matière et de ses trois principales contributions en fonction de l'énergie du photon incident dans (a) du carbone et (b) du plomb. La production de paire a en réalité deux composantes, liées aux champs électriques nucléaire (nuc.) et électronique (él.) de l'atome près duquel le processus a lieu. Graphiques produits avec les données du *National Institute of Standards and Technology* (NIST) [236].

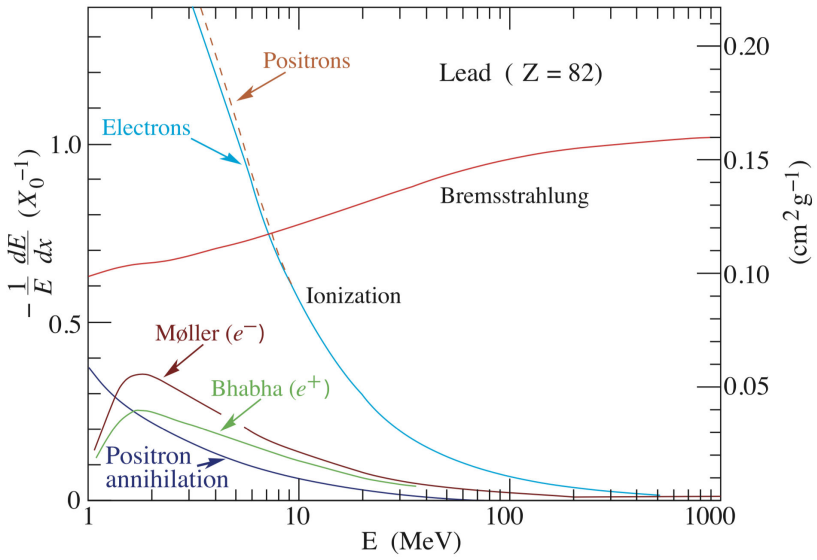


Figure 4.2. Contributions relatives à la perte d'énergie par unité de longueur de radiation (quantité définie par la suite) subie par un électron ou un positon dans du plomb en fonction de son énergie. [66]

considérées par ALICE – au-delà d'une centaine de MeV et même du GeV pour les photons de haute énergie – l'interaction d'un photon avec la matière est ainsi dominée par la production de paire.

En convertissant son énergie en une paire e^-e^+, le photon libère donc dans le matériau environnant un électron et un positon secondaires ayant chacun une énergie de l'ordre de la moitié de celle du photon. Ces deux particules peuvent à leur tour interagir avec la matière *via* plusieurs phénomènes :

- ▷ la diffusion, dite Møller lorsque l'électron (le positon) incident est dévié par interaction avec un électron (positon) du milieu, ou Bhabha lorsque cela se produit avec son antiparticule ;
- ▷ l'ionisation, produite lorsque l'électron (ou le positon) incident arrache un électron à un atome du milieu, conduisant à la formation d'une paire électron-ion ;
- ▷ le rayonnement de freinage (souvent appelé *bremsstrahlung*), mécanisme par lequel l'électron (ou le positon) incident, alors ralenti par le champ électrique des noyaux atomiques du milieu, émet un photon emportant une partie de son énergie.

La perte d'énergie par unité de longueur subie par un électron ou un positon dans du plomb à travers ces différents processus est présentée sur la Figure 4.2 : une fois encore, plusieurs d'entre eux ont un régime en énergie qui leur est propre, ce qui est particulièrement vrai pour le rayonnement de freinage, totalement dominant à partir de plusieurs dizaines de MeV, énergies largement surpassées par les électrons et positons détectés par ALICE.

Suivant l'énergie de l'électron (ou du positon) considéré, le photon émis par rayonnement de freinage peut ensuite produire un électron et un positon, lesquels pourront à leur tour émettre un photon par rayonnement de freinage, et ce jusqu'à ce que l'énergie de ces particules soit insuffisante pour que ces processus aient lieu, laissant la place aux phénomènes de plus faible énergie décrits précédemment et qui s'achèvent lorsque l'énergie de la particule primaire incidente est totalement dissipée dans le milieu. La combinaison des processus de rayonnement de freinage et de production de paires e^-e^+ peut donc conduire à la génération d'un grand nombre de photons, d'électrons et de positons secondaires dans un volume réduit, formant ainsi une gerbe de particules qualifiée d'électromagnétique dans ce cas. La Figure 4.3 en donne une représentation simplifiée.

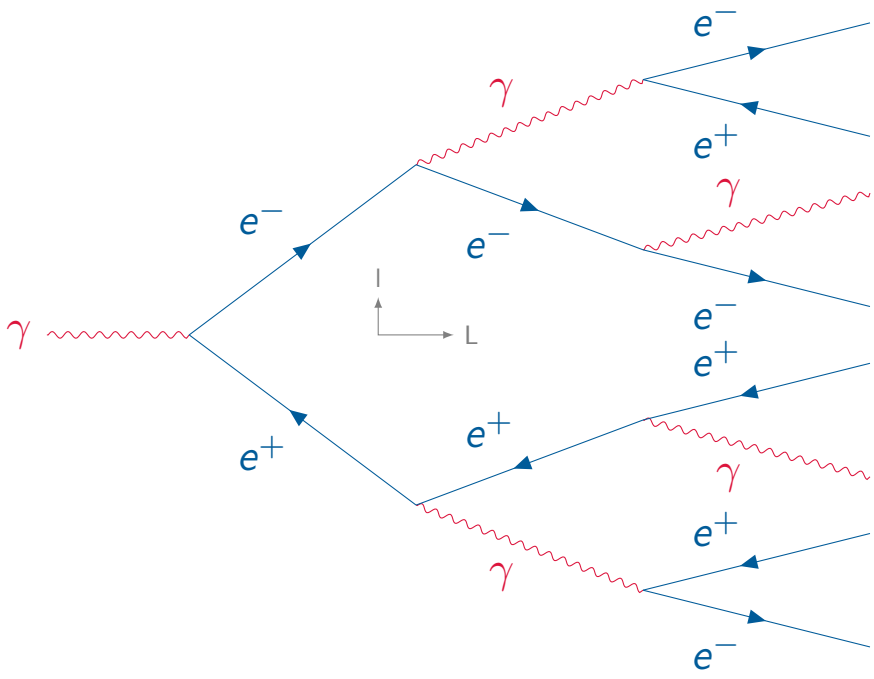


Figure 4.3. Représentation diagrammatique du développement d'une gerbe électromagnétique induite par un photon incident. Les axes notés "L" et "l" représentent respectivement les composantes longitudinale et latérale de ce développement.

4.1.2 Développement d'une gerbe électromagnétique

Deux paramètres caractérisent une gerbe électromagnétique du point de vue du matériau dans lequel elle se développe : la *longueur de radiation* X_0 et le *rayon de Molière* R_M. La première permet d'exprimer dans quelle mesure la gerbe s'étale longitudinalement puisqu'elle est définie comme la longueur moyenne à travers laquelle l'énergie d'un électron (ou d'un positon) décroît de E_0 à E_0/e, soit d'environ 63 %. Pour un photon, cette longueur correspond à $7/9^\mathrm{e}$ de son libre parcours moyen dans le milieu avant production d'une paire e^-e^+. La longueur de radiation est donnée empiriquement par l'équation suivante [237] :

$$X_0 \approx \frac{716A}{Z(Z+1)\ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)\rho}, \tag{4.1}$$

où 716 s'exprime en g/cm^2, A et Z sont respectivement les nombres de masses et de charges [1] des noyaux atomiques du milieu, et ρ est sa densité exprimée en g/cm^3 (X_0 s'exprime donc ici en cm) [2]. La longueur de radiation ne dépend donc que des propriétés du matériau traversé et, à plus forte raison, de son numéro atomique et de sa densité. Si l'on souhaite réaliser un calorimètre capable d'absorber toute l'énergie d'une particule incidente, c'est-à-dire dans lequel la gerbe électromagnétique qu'elle y induit est totalement contenue, il y a tout intérêt à réduire X_0 autant que possible, et donc à utiliser un matériau dense et de numéro atomique élevé. Cet aspect est crucial pour maintenir l'épaisseur du calorimètre à un niveau raisonnable par rapport aux contraintes d'espace auxquelles sont généralement confrontées les expériences de physique des hautes énergies. Pour un élément lourd comme le plomb ($A = 208$, $Z = 82$ et $\rho = 11{,}35\,\mathrm{g/cm^3}$), la Figure 4.4 montre qu'une gerbe induite par un électron incident de 10 GeV se développe presque totalement jusqu'à $\sim 30X_0$, soit

1. Ou *numéro atomique*.
2. Il est courant de rencontrer des valeurs de longueur de radiation exprimées en g/cm^2 ; l'équation (4.1) est alors simplement multipliée par ρ.

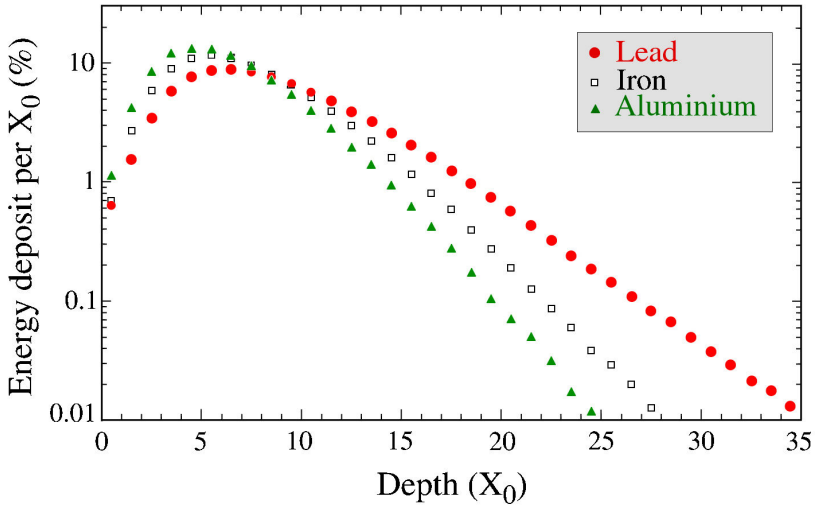


Figure 4.4. Perte d'énergie par unité de longueur de radiation subie par un électron incident de 10 GeV dans trois matériaux différents en fonction du nombre de longueurs de radiation traversées. [238, 239]

environ 17 cm sachant que $X_0^{\mathrm{Pb}} = 0{,}56\,\mathrm{cm}$ d'après l'équation (4.1). C'est la raison pour laquelle cet élément a été choisi lors de la conception du calorimètre EMCal de l'expérience ALICE comme nous le verrons par la suite.

La Figure 4.4 nous apprend également que la gerbe connaît un maximum d'activité à une certaine profondeur dans le matériau : durant la première partie de son développement, les photons, électrons et positons secondaires perdent progressivement leur énergie selon les processus décrits précédemment, puis vient un moment où les électrons (ou positons) n'ont plus l'énergie suffisante pour rayonner et ne peuvent alors qu'ioniser le milieu. L'énergie de transition entre la prédominance de l'un ou l'autre de ces phénomènes correspond approximativement au croisement des courbes rouge et bleue sur la Figure 4.2 et est appelée *énergie critique* (E_c). Elle peut être obtenue empiriquement selon la relation suivante :

$$E_\mathrm{c} \approx \frac{\varepsilon}{Z + \zeta}, \tag{4.2}$$

où le couple (ε, ζ) dépend de la nature du milieu considéré ; si c'est un solide ou un liquide $(\varepsilon, \zeta) = (610\,\mathrm{MeV}, 1{,}24)$, si c'est un gaz $(\varepsilon, \zeta) = (710\,\mathrm{MeV}, 0{,}92)$ [237].

Si l'énergie critique régit donc le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique, elle dicte également son extension latérale de manière directe puisqu'elle entre dans la définition du rayon de Molière R_M, second paramètre utilisé pour exprimer le développement de la gerbe. Cette grandeur peut être appréhendée comme le rayon d'un cylindre imaginaire autour de l'axe de la gerbe contenant en moyenne 90 % de son énergie. Elle est approchée par

$$R_\mathrm{M} \approx \frac{21}{E_\mathrm{c}} X_0, \tag{4.3}$$

où 21 et E_c s'expriment en MeV [237]. On constate que plus X_0 est faible, plus le rayon de Molière est lui aussi faible et plus la gerbe est contenue dans un espace restreint. Considérer un matériau dense représente donc également un intérêt du point de vue du développement latéral de la gerbe, puisque réduire R_M permet de diminuer la probabilité que deux gerbes induites dans un milieu à proximité l'une de l'autre se superposent. Cependant, la perte d'énergie transversale subie par une gerbe décroît de manière principalement exponentielle avec la distance latérale à son axe, contrairement au comportement constaté longitudinalement. Cet aspect doit aussi être pris en compte lorsqu'il s'agit de définir la segmentation d'un calorimètre, qui devra alors être du même ordre de grandeur que le rayon de Molière du matériau qui le compose afin de garder une bonne

capacité de séparation des gerbes. Toujours dans le cas du plomb, les équations (4.1), (4.2) et (4.3) permettent de déterminer la valeur de R_{M}, de l'ordre de 1,60 cm.

4.1.3 Homogénéité ou échantillonnage

L'instrumentation en physique des particules offre à l'heure actuelle deux grandes familles de calorimètres, regroupés en fonction de la façon dont les gerbes s'y développent et dont l'énergie déposée y est mesurée. Par exemple, un simple bloc de plomb dans lequel une particule incidente induit une gerbe n'assure pas la mesure de l'énergie déposée et doit être instrumenté pour cela.

Les calorimètres à échantillonnage partent de ce principe en combinant un matériau passif maximisant la perte d'énergie dans lequel peut se développer une gerbe, et un matériau actif (très souvent scintillant) où les particules qui composent cette gerbe vont induire une réaction (par exemple, une lumière de fluorescence) qui, une fois mesurée, sera à la base de la reconstruction de l'énergie de la gerbe et donc de la particule incidente. En règle générale les deux milieux sont arrangés de manière alternée de sorte qu'une information sur le développement (spatial ou énergétique) de la gerbe puisse être obtenue grâce à une instrumentation interne [3]. Cette technologie est largement utilisée au LHC, notamment dans les expériences ATLAS (calorimètre LAr [200]) et LHCb (calorimètre ECAL [203]) comme nous l'avons déjà mentionné dans le Chapitre 3, et ne se limite pas à la seule calorimétrie électromagnétique puisqu'elle est aussi couramment adoptée pour des calorimètres hadroniques.

À l'inverse, les calorimètres homogènes ne sont constitués que d'un matériau qui regroupe les deux fonctions : la gerbe s'y développe et ses particules induisent une réaction du milieu qui peut être mesurée pour reconstruire l'énergie déposée. Cette conception est également assez répandue, par exemple dans l'expérience CMS (calorimètre ECAL [202]) mais aussi dans ALICE avec le détecteur PHOS [218] présenté dans le chapitre précédent.

Ces deux technologies ont des avantages et des inconvénients qui s'opposent. Les calorimètres homogènes offrent notamment une excellente résolution en énergie puisque toute l'énergie d'une gerbe est déposée dans un milieu unique, tandis que la matière passive des calorimètres à échantillonnage dégrade la résolution car certaines particules secondaires peuvent y déposer une partie de leur énergie ou s'y arrêter totalement (par exemple, un électron de la gerbe qui aurait une énergie inférieure à l'énergie critique et qui ne pourrait alors qu'ioniser ou diffuser sur les atomes du milieu passif). Par contre, les capacités d'identification des particules et de leur position (résolution spatiale) sont à la faveur des calorimètres à échantillonnage puisque ces derniers peuvent, à budget constant, être segmentés plus facilement que les calorimètres homogènes, à la fois latéralement et longitudinalement du point de vue du développement d'une gerbe.

Ces caractéristiques de conception destinent donc les calorimètres homogènes à un usage plutôt orienté vers la détection des particules de basse énergie, où leur résolution en énergie est compétitive, et les calorimètres à échantillonnage vers les particules de haute énergie, où la résolution devient suffisamment intéressante. De plus, une expérience dont le programme de physique repose en grande partie sur de bonnes performances en termes d'identification des particules devra préférentiellement choisir la technologie de l'échantillonnage.

4.2 Conception du calorimètre EMCal

C'est ainsi que la Collaboration ALICE a choisi, après avoir conçu le calorimètre homogène PHOS pour mesurer préférentiellement les photons de faible impulsion transverse, de se tourner vers l'échantillonnage pour construire un calorimètre de couverture élargie en pseudorapidité et

3. De là vient le nom d'"échantillonnage".

angle azimutal : l'ElectroMagnetic Calorimeter (EMCal) [216]. Ce détecteur, ajouté sur le tard au programme de construction de l'expérience, a été motivé par l'intérêt accru d'observer des photons et jets de haute impulsion transverse après qu'une atténuation des jets ait été mise en évidence au RHIC dans des collisions d'ions lourds comme nous l'avons cité dans la Section 1.3.1. Complété en 2015 par DCal [217], EMCal est devenu le principal calorimètre de l'expérience ALICE.

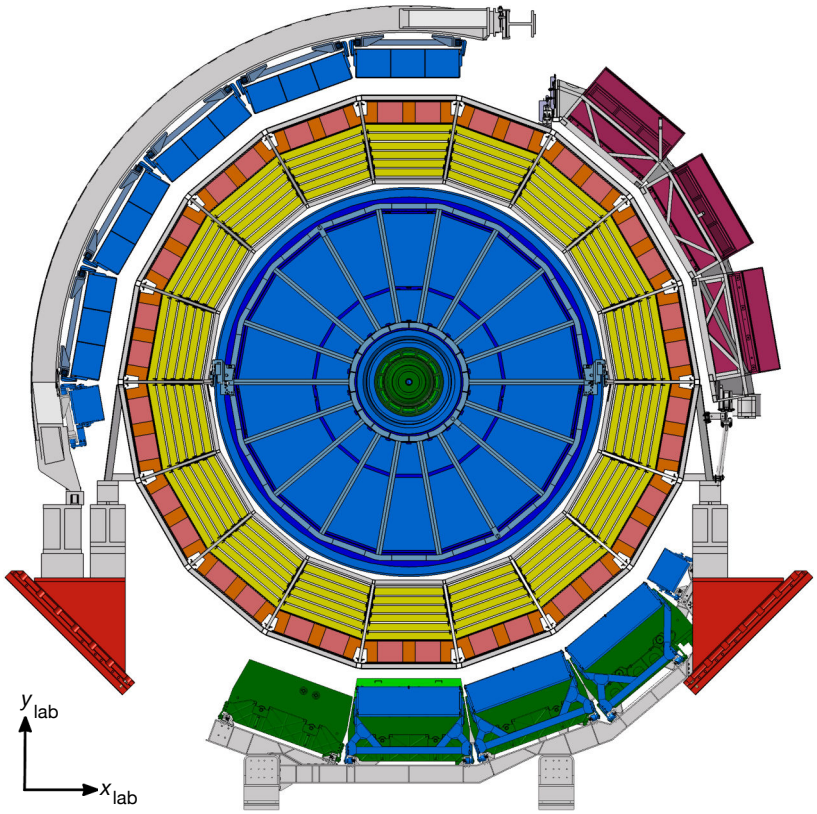
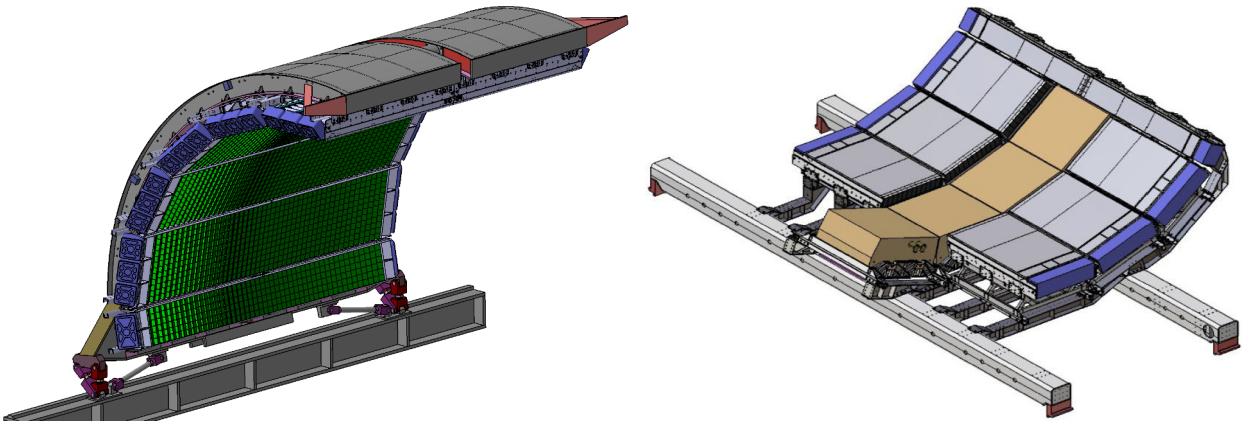


Figure 4.5. Vue en coupe des détecteurs (et de leurs supports) placés à l'intérieur de l'aimant solénoïdal de l'expérience ALICE. EMCal et DCal sont constitués des modules bleus les plus externes.



(a) (b)

Figure 4.6. Images de synthèse représentant (a) EMCal et (b) DCal (en gris, les parties orangées étant les modules du détecteur PHOS).

4.2.1 Géométrie et segmentation

La Figure 4.5 montre l'emplacement du calorimètre EMCal [4] à l'intérieur de l'aimant solénoïdal d'ALICE, et la Figure 4.6 donne une représentation du détecteur. Le calorimètre couvre la gamme en pseudorapidité $|\eta| < 0{,}7$ et les intervalles en azimut $80° < \varphi < 187°$ (EMCal) et $260° < \varphi < 327°$ (DCal). Cependant, DCal a la particularité d'entourer trois des modules de PHOS comme l'illustre la Figure 4.6 (b), avec une zone inefficace définie par $(|\eta| < 0{,}22) \cap (260° < \varphi < 320°)$. Enfin, les deux sous-détecteurs d'EMCal sont placés à 4,28 m du point d'interaction et entourent en partie le TOF (représenté en orange et rose sur la Figure 4.5). Cette géométrie fragmentée reflète le caractère tardif de l'ajout du calorimètre au sein de l'aimant, beaucoup d'espace ayant déjà été réservé autour du point d'interaction pour d'autres détecteurs. Néanmoins, sa couverture (η, φ) a été jugée suffisante pour réaliser des mesures de production inclusive de jets et de photons avec une statistique raisonnable [216].

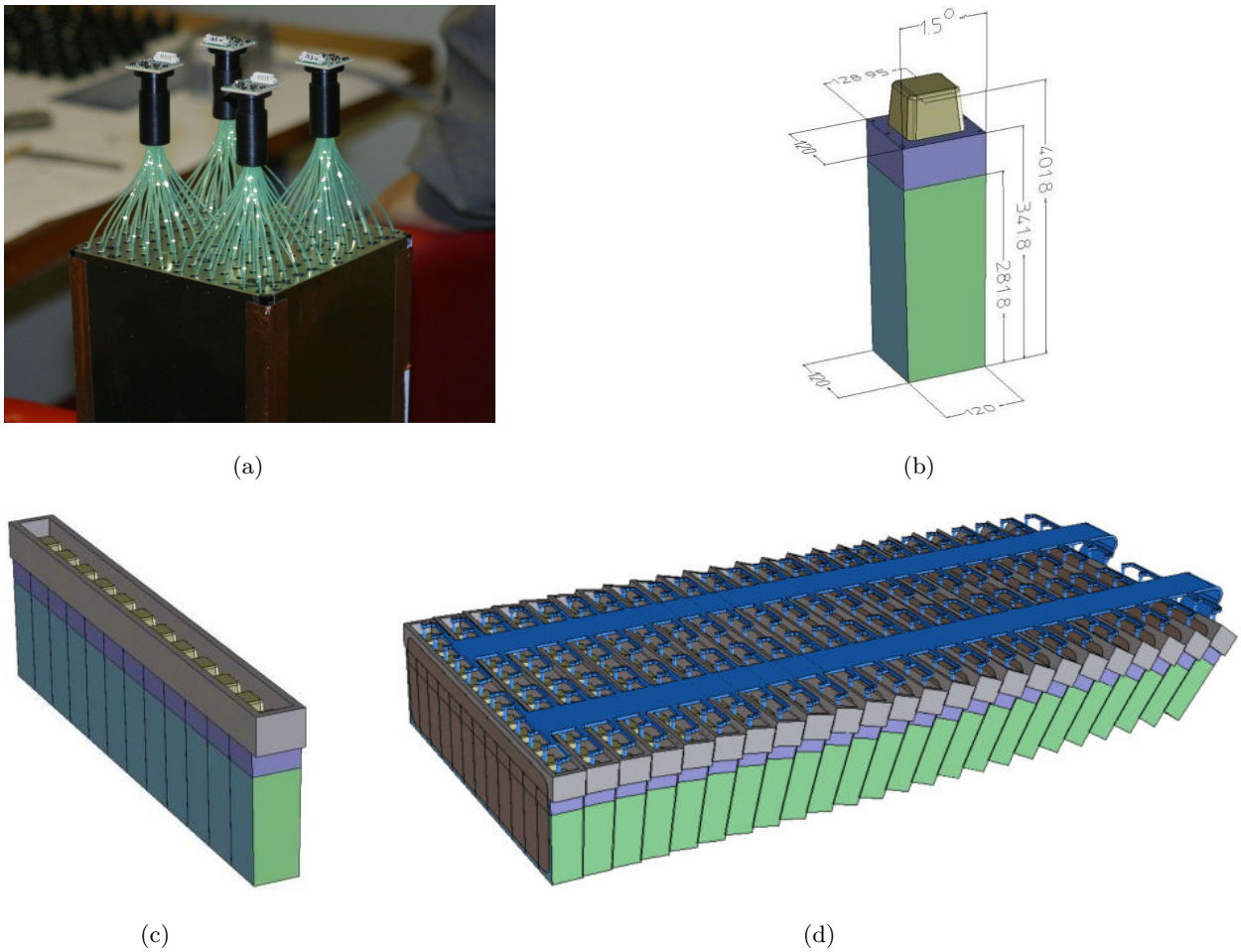
Le détecteur offre une segmentation élevée avec 17 408 unités de base (12 288 pour EMCal, 5 120 pour DCal) appelées *tours*, couvrant chacune $(\Delta\eta \times \Delta\varphi) = (0{,}014\,3 \times 0{,}014\,3)$ rad. Chaque tour est constituée de 76 couches de plomb de 1,44 mm d'épaisseur et de 77 couches de plastique scintillant de 1,76 mm d'épaisseur, empilées de façon alternée de sorte que les gerbes électromagnétiques qui se développent dans les couches de plomb produisent de la lumière de scintillation dans les couches de plastique tout au long de leur développement, et que l'énergie qu'elles déposent soit mesurée uniformément dans la profondeur de la tour. Par ailleurs, une feuille de papier *bond* [5] est intercalée entre les couches de la tour pour réfléchir la lumière produite dans les couches de scintillateur, et les faces latérales de chacune de ces dernières sont recouvertes d'un revêtement réfléchissant pour permettre que la lumière soit collectée le plus complètement possible. Cet aspect est assuré par 36 fibres optiques insérées longitudinalement dans la profondeur de la tour et maillant toute sa section transversale. Comme le montre la Figure 4.7 (a), ces fibres se rejoignent en un point extérieur à la tour et sont connectées *via* un guide d'onde à une photodiode à avalanche (*Avalanche PhotoDiode*, APD) qui convertit la lumière en signal électrique, transmis à l'électronique de lecture du détecteur et de l'expérience comme nous le verrons par la suite.

Au final, l'assemblage de couches de plomb et de plastique qui constitue une tour peut être vu comme un matériau composite qui aurait une longueur de radiation effective $X_0^{\text{eff}} = 1{,}23$ cm et un rayon de Molière effectif $R_{\text{M}}^{\text{eff}} = 3{,}20$ cm, des valeurs environ deux fois plus élevées que celles du plomb seul. C'est pourquoi les tours d'EMCal ont un volume relativement compact, avec une profondeur totale de 24,6 cm correspondant à 20,1 longueurs de radiation effectives, et une section transversale de $(6 \times 6)\,\text{cm}^2$, de l'ordre du diamètre d'une gerbe de rayon $R_{\text{M}}^{\text{eff}}$, permettant ainsi d'optimiser la séparation de plusieurs gerbes adjacentes. Ce point fait partie intégrante de la méthode utilisée pour extraire le signal de photons isolés recherché dans le cadre de cette thèse et sera développé dans le Chapitre 6.

Afin de faciliter la manipulation de ces unités de détection élémentaires, les tours sont assemblées par groupes de quatre (deux dans la direction η, deux dans la direction φ) pour former un module, présenté sur la Figure 4.7 (b), plus petite unité mécanique du détecteur. Chaque module renferme ses tours dans une enveloppe en acier de faible épaisseur (0,15 mm) afin de réduire la quantité de matière inactive, fermée par deux plaques en aluminium d'épaisseur 10 mm (avant, face au point d'interaction) et 14 mm (arrière), de sorte que l'empilement de couches de plomb et de scintillateur qui compose les tours soit soumis à une pression constante de $1{,}1\,\text{kg/cm}^2$, empêchant toute dislocation de l'assemblage. Les modules sont à leur tour réunis par bandes de 12 unités

4. Lorsque la précision est superflue, EMCal et DCal sont appelés "EMCal" par la suite.

5. Il s'agit d'un papier de haute qualité, utilisé à l'origine pour imprimer les obligations financières émises par des gouvernements (*government bond*, expression traduisible par "emprunt d'État").



(a) (b)

(c) (d)

Figure 4.7. Illustration des différents niveaux de segmentation du calorimètre EMCal : (a) connexion des fibres optiques issues des quatre tours d'un module à une photodiode à avalanche, (b) module totalement assemblé et ses dimensions, (c) stripmodule résultant de l'assemblage de 12 modules suivant φ et (d) supermodule complet vu de l'arrière et de $\eta \approx 0$. [216]

dans la direction azimutale pour former des *stripmodules* (Figure 4.7 (c)), puis ces derniers sont accolés les uns aux autres et orientés vers le point d'interaction pour constituer un *supermodule* (Figure 4.7 (d)), dernier niveau de segmentation du détecteur.

La conception des supermodules est déclinée en trois formes, visibles sur la Figure 4.6 : ceux qui sont dits "complets", constitués de 24 stripmodules dans le cas d'EMCal (16 dans le cas de DCal), et ceux qui sont réduits, dans la direction azimutale, au tiers de la taille d'un supermodule complet d'EMCal. À titre d'exemple, un supermodule complet d'EMCal a un volume de $(340 \times 160 \times 53)\,\mathrm{cm}^3$ et une masse de 7,5 t. Comme le montre la Figure 4.5, chaque supermodule complet couvre un angle $\Delta\varphi = 20°$ tandis que chaque supermodule réduit se limite à 6,67°. EMCal est donc un assemblage de dix supermodules complets et deux supermodules réduits, et DCal consiste en six supermodules complets et deux supermodules réduits, répartis symétriquement de part et d'autre de $\eta = 0$. La Table 4.1 résume les caractéristiques du détecteur.

4.2.2 Électronique de lecture

Une fois que la lumière de scintillation produite par une gerbe électromagnétique dans les couches de plastique d'une tour a été collectée par les fibres optiques, elle est guidée jusqu'à une photodiode à avalanche (APD) où, par effet photoélectrique et avalanche d'ionisation, ses photons sont convertis en *photoélectrons* (PE) avec un rendement de scintillation moyen de 220 PE/MeV [216]. Ces charges

Table 4.1. Caractéristiques principales du calorimètre EMCal de l'expérience ALICE.

Paramètre	**Valeur**
Volume d'une tour ($z \times r\varphi \times r$)	$(6 \times 6 \times 24)\,\mathrm{cm}^3$
Couverture d'une tour ($\Delta\eta \times \Delta\varphi$)	$(0{,}014\,3 \times 0{,}014\,3)$ rad
Composition d'une tour (nombre de couches / épaisseur)	
plomb	76 / 1,44 mm
plastique scintillant	77 / 1,76 mm
Longueur de radiation X_0^{eff}	1,23 cm
Rayon de Molière $R_{\mathrm{M}}^{\mathrm{eff}}$	3,20 cm
Nombre de tours	17 408
EMCal	12 288
DCal	5 120
Nombre de modules	4 352
EMCal	3 072
DCal	1 280
Nombre de supermodules (complets / réduits)	16 / 4
EMCal	10 / 2
DCal	6 / 2
Couverture	
EMCal	$(\lvert\eta\rvert < 0{,}7) \cap (80° < \varphi < 187°)$
DCal	$(\lvert\eta\rvert < 0{,}7) \cap (260° < \varphi < 327°)$ $\setminus$ $(\lvert\eta\rvert < 0{,}22) \cap (260° < \varphi < 320°)$

sont alors converties en signal électrique par un préamplificateur (*Charge Sensitive Preamplifier*, CSP), visible au sommet de chaque jeu de fibres sur la Figure 4.7 (a), et ce signal peut ensuite être transmis à l'électronique de lecture (*Front End Electronics*, FEE) représentée sur la Figure 4.8. Notons qu'en raison du caractère commun des objectifs des calorimètres EMCal et PHOS, il a été décidé d'adopter l'architecture électronique de PHOS pour EMCal à quelques différences près pour le choix de certains composants.

En entrant dans l'électronique de lecture, le signal "brut" en forme d'échelon fourni par le préamplificateur est mis en forme pour obtenir une impulsion semi-gaussienne dont l'amplitude reflète la quantité d'énergie déposée dans la tour. Le signal est ensuite modulé sous deux gains différents afin d'élargir au maximum la plage d'énergie mesurable : un gain bas (*Low Gain*, LG) de 15 MeV à 15 GeV et un gain haut (*High Gain*, HG) de 250 MeV à 250 GeV. Chacune de ces deux voies conduit enfin le signal à un convertisseur analogique-numérique (*Analog-to-Digital Converter*, ADC) où il est numérisé à la fréquence d'échantillonnage de 10 MHz, soit toutes les 100 ns, et en sortie duquel il peut ainsi être exprimé en (nombre de) "coups ADC".

L'architecture électronique représentée sur la Figure 4.8 est conçue pour traiter l'information de huit modules d'EMCal, soit 32 tours : elle siège donc sur une carte FEE (*FEE card*) répliquée autant que nécessaire pour traiter le signal de toutes les tours du calorimètre. Chaque supermodule est ainsi équipé de 36 cartes FEE, dont le contrôle est régionalisé par groupes de 18 cartes et assuré pour chaque groupe par un *Readout Control Unit* (RCU). L'ensemble de ces organes est placé dans des caissons à l'extrémité de chaque supermodule, visibles sur la Figure 4.6 sous la forme d'éléments bleus. De là, les données peuvent quitter le détecteur et être transmises au système d'acquisition de l'expérience (DAQ), en fonction bien sûr de la décision du système de déclenchement (CTP), tous deux introduits dans la Section 3.2.2.

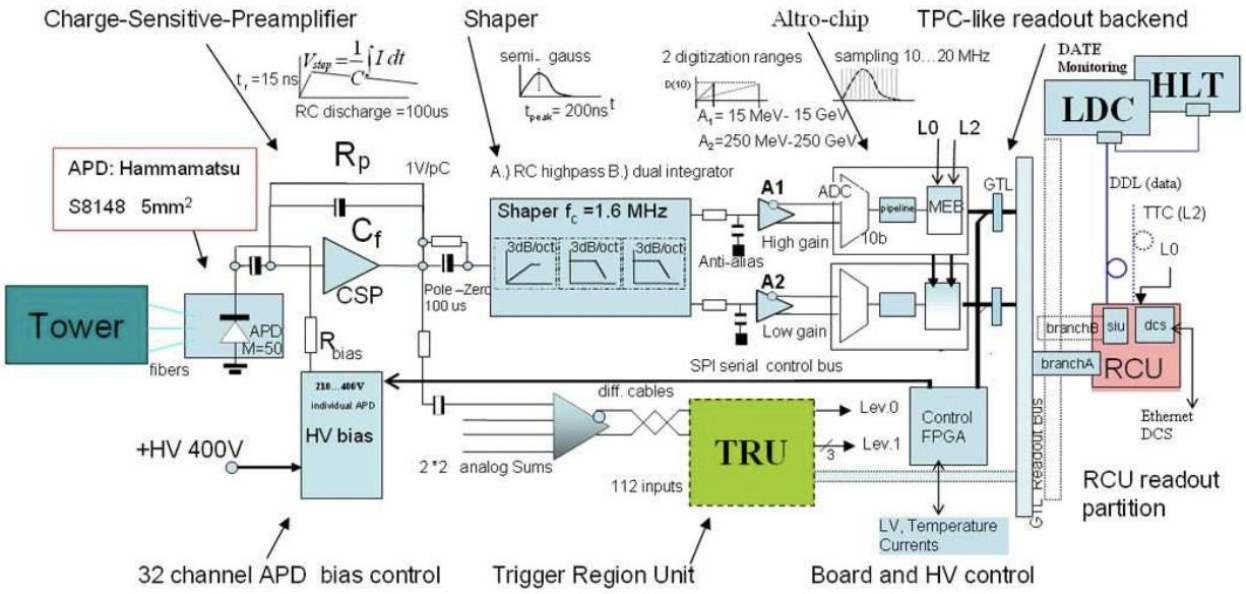


Figure 4.8. Schéma représentant l'électronique de lecture (FEE) du calorimètre EMCal. Certains éléments du système de déclenchement intervenant dans ce cadre sont également représentés (par exemple, le *Trigger Region Unit*). [216]

4.2.3 Système de déclenchement

Comme nous l'avons mentionné auparavant, le déclenchement peut notamment impliquer l'information fournie par EMCal pour sélectionner des événements d'intérêt pour lesquels un calorimètre est approprié. C'est notamment le cas des photons, électrons et jets de haute impulsion transverse qu'un déclenchement de biais minimal ne permet de sélectionner que faiblement. C'est pourquoi EMCal intègre dans sa conception électronique – comme le montre la Figure 4.8 – la possibilité de déclencher la prise de données en fonction de l'information récoltée dans ses tours (par exemple, l'énergie déposée par une particule) [216].

Pour ce faire, tout commence par l'exploitation des 32 signaux analogiques reçus par une carte FEE en provenance du préamplificateur lié à chaque tour. Ces signaux, outre la mise en forme et la numérisation qu'il subissent indépendamment comme cela a été discuté précédemment, sont répliqués et orientés vers le système de déclenchement dont la première étape consiste à les sommer par groupes de 2×2 tours pour reconstituer le signal relatif à un module complet. Chaque carte FEE produit ainsi huit signaux-sommes appelés *fastOR* et, comme pour le signal de chaque tour traité séparément, assure leur mise en forme. Les fastOR sont ensuite envoyés à l'électronique de déclenchement d'EMCal à proprement parler, représentée à son plus bas niveau par un *Trigger Region Unit* (TRU) dont chaque carte traite 96 signaux provenant de 12 cartes FEE, soit un tiers de supermodule comme l'illustre la Figure 4.9.

Au sein d'une carte TRU, les signaux fastOR sont à leur tour numérisés grâce à un ADC à la même fréquence que celle du croisement des paquets de hadrons dans le LHC (typiquement 40 MHz dans le cas de collisions pp, correspondant à l'écart de 25 ns entre chaque paquet comme nous l'avons mentionné dans la Section 3.1.2), intégrés en temps, puis leur piédestal est soustrait pour rejeter la contribution du bruit électronique. Ces signaux numériques peuvent alors être soumis à l'algorithme de sélection de niveau 0 (L0) [240] grâce auquel ils sont d'abord intégrés en temps sur une fenêtre glissante de 2×2 fastOR (soit 4×4 tours) – on parle de *trigger patch* – donnant un signal-somme qui est enfin confronté aux critères suivants :

- ▷ son amplitude doit être supérieure à un seuil défini au préalable ;
- ▷ un pic doit être trouvé dans la distribution temporelle de ce signal, élément caractéristique d'un dépôt d'énergie lié à une particule.

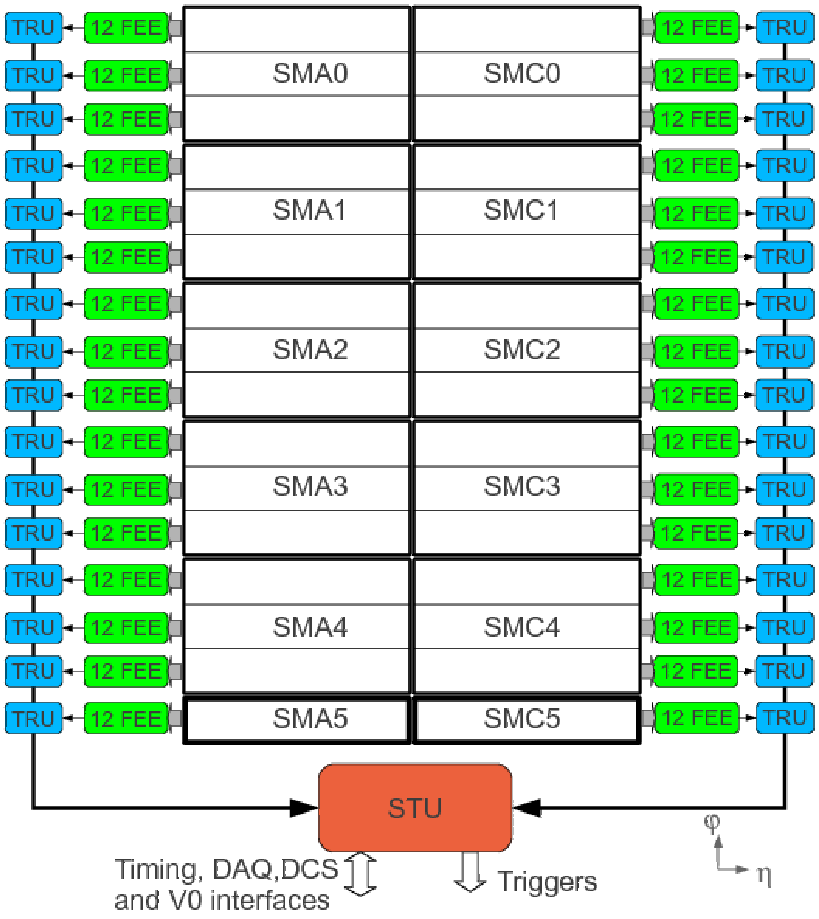


Figure 4.9. Schéma représentant l'architecture du système de déclenchement du calorimètre EMCal. [241]

Comme le laisse entendre son caractère glissant, cette fenêtre balaie l'ensemble des 96 tours du tiers de supermodule géré par la carte TRU dans laquelle est elle implémentée, si bien que le niveau 0 du déclenchement offert par EMCal est relativement localisé et ne peut combiner l'information de plusieurs cartes TRU (et encore moins de plusieurs supermodules), le rendant approprié pour la mesure des photons mais pas des jets par exemple. Quoi qu'il en soit, lorsque les deux critères de sélection sont satisfaits par un signal-somme dans une fenêtre donnée, la carte TRU correspondante transmet cette information au système de déclenchement central d'ALICE *via* le *Summary Trigger Unit* (STU) qui centralise l'information produite par les 32 cartes TRU du calorimètre comme l'indique la Figure 4.9. Si le retour du CTP est positif (en considérant par exemple des informations en provenance d'autre détecteurs de l'expérience), les données récoltées avec le niveau de déclenchement L0 peuvent être transmises à la DAQ pour être stockées et reconstruites.

Au-delà de l'algorithme de niveau 0, une sélection plus stricte des signaux produits par les tours d'EMCal est possible au sein du STU grâce au niveau 1 (L1) du système de déclenchement [241]. Ce dernier est basé sur les signaux fastOR préparés[6] par les cartes TRU de l'ensemble du calorimètre et se décline sous deux algorithmes : L1-gamma, dédié à la mesure des photons, et L1-jet, orienté vers la mesure des jets. Tous deux sont construits, comme L0, sous la forme de fenêtres balayant la surface du calorimètre, à la différence majeure que celles-ci ne sont pas restreintes physiquement à un tiers de supermodule mais peuvent couvrir toute la surface du détecteur. Ces algorithmes sont définis avec les critères suivants :

- L1-gamma est implémenté de la même manière que L0, c'est-à-dire par intégration temporelle de 2×2 signaux fastOR dont l'amplitude doit être supérieure à un seuil prédéfini, en écartant

6. C'est-à-dire numérisés, intégrés en temps et dont le piédestal est soustrait.

néanmoins la recherche de pic dans la distribution du signal-somme ;

- ▷ L1-jet reprend aussi le principe du seuil en amplitude, mais intègre 16×16 signaux fastOR, soit 32×32 tours, pour appréhender au mieux l'extension spatiale d'un jet de particules.

Il est à noter que les seuils choisis pour les algorithmes de déclenchement de niveau 1 ne sont pas figés mais dépendent de la multiplicité de particules chargées mesurée par le détecteur V0, proportionnelle à la centralité des collisions dans le cas des systèmes d'ions lourds (p–Pb et Pb–Pb). Cette précaution est motivée par le fait qu'un événement central aura tendance à émettre plus de particules et à induire des dépôts d'énergie plus importants dans les tours du calorimètre, ce qui se répercutera sur l'amplitude des signaux soumis aux algorithmes de déclenchement. Dans tous les cas, le STU d'EMCal transmet le résultat des algorithmes de niveau 1 au CTP, lequel prend ensuite la décision de déclencher ou non la prise de données. Le cas échéant, les données engrangées par le calorimètre avec le niveau de déclenchement L1 sont alors transmises à la DAQ d'ALICE.

La Figure 4.10 résume les niveaux de déclenchement fournis par EMCal, ainsi que ses différents niveaux de segmentation introduits auparavant. Le travail présenté dans ce manuscrit est un exemple typique de l'intérêt de ces capacités de déclenchement pour la mesure de photons. Deux classes ont ainsi été utilisées pour les analyses discutées par la suite, chacune basée sur l'un des niveaux que l'on vient de présenter (L0 ou L1) :

- ▷ en collisions p–Pb, le niveau L1-gamma du calorimètre a été combiné avec le déclenchement de biais minimal basé sur les informations du V0, donnant une classe de déclenchement nommée EG$(1, 2)$ [7] ;
- ▷ en collisions pp, seul le niveau L0 a été combiné avec le biais minimal, définissant une classe nommée EMC7.

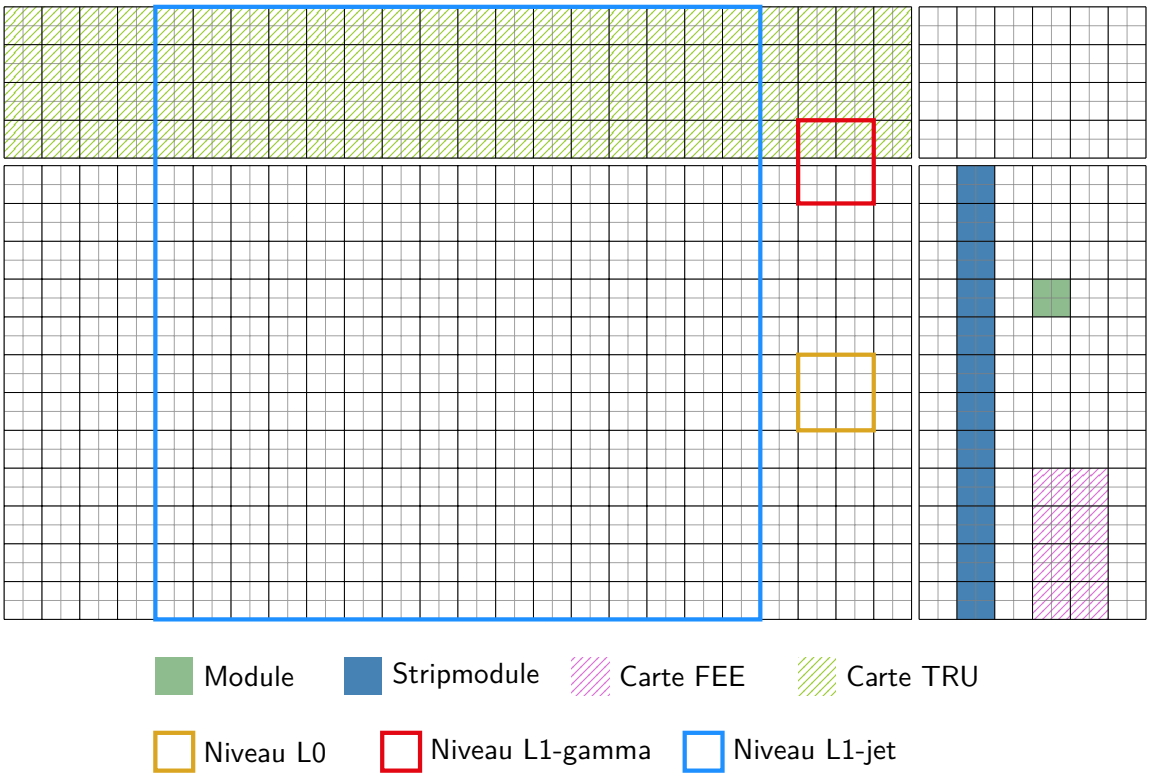


Figure 4.10. Représentation des différents niveaux de segmentation et de déclenchement du calorimètre EMCal.

7. L'adjonction de "$(1, 2)$" dénote une division supplémentaire relative au seuil en énergie du niveau L1-gamma qui sera introduite dans le Chapitre 5.

Une fois que les données ont été extraites du calorimètre *via* l'électronique de lecture – et éventuellement celle de déclenchement dans le cas d'une prise de données plus sélective – elles sont transmises à la DAQ puis assemblées sous un format brut comme on l'a vu dans la Section 3.2.2. Elles peuvent alors être raffinées pour en extraire l'information physique qu'elles contiennent.

4.3 Reconstruction des particules et performances

La reconstruction des données d'EMCal comporte plusieurs étapes cruciales avant de pouvoir parler d'énergie déposée et de particules. D'abord, les signaux numériques du calorimètre, exprimés en coups ADC, sont automatiquement ajustés par une fonction gamma $\Gamma_n(t)$ décrivant particulièrement bien leur forme pour $n = 2$ comme l'illustre la Figure 4.11. Elle est définie comme :

$$\Gamma_n(t) = p + Ax^n(t) \exp\{n[1 - x(t)]\}, \tag{4.4}$$

avec

$$x(t) = \frac{t - t_{\max} + \tau}{\tau} \quad \text{et} \quad \tau = n\tau_0. \tag{4.5}$$

Pour chaque signal, p est l'amplitude du piédestal (mesurée lors de runs techniques dédiés), A est l'amplitude du signal (son maximum), $t_{\max}$ est l'instant auquel la distribution atteint cette amplitude, et τ_0 est le temps caractéristique de mise en forme du signal au sein de la carte FEE correspondante. Ce faisant, l'amplitude du signal de chaque tour à l'instant $t_{\max}$ peut être extraite et est à la base de la mesure du dépôt d'énergie ayant eu lieu dans la tour.

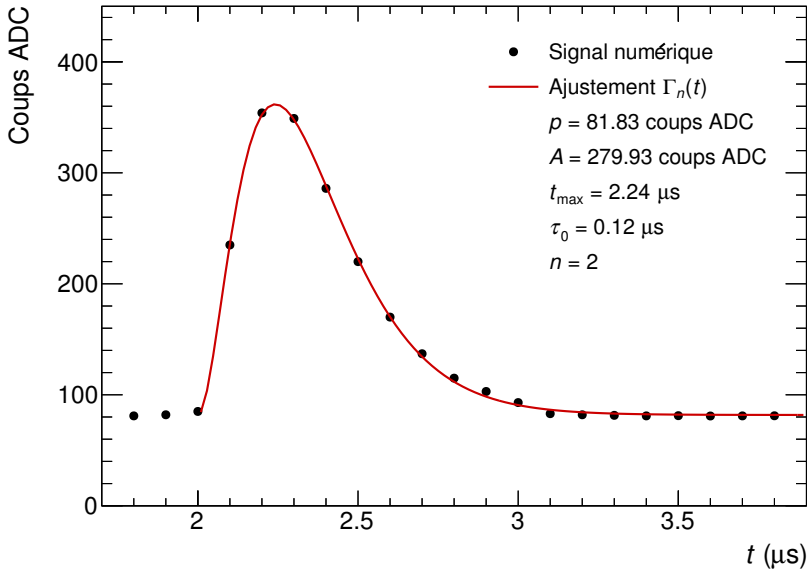
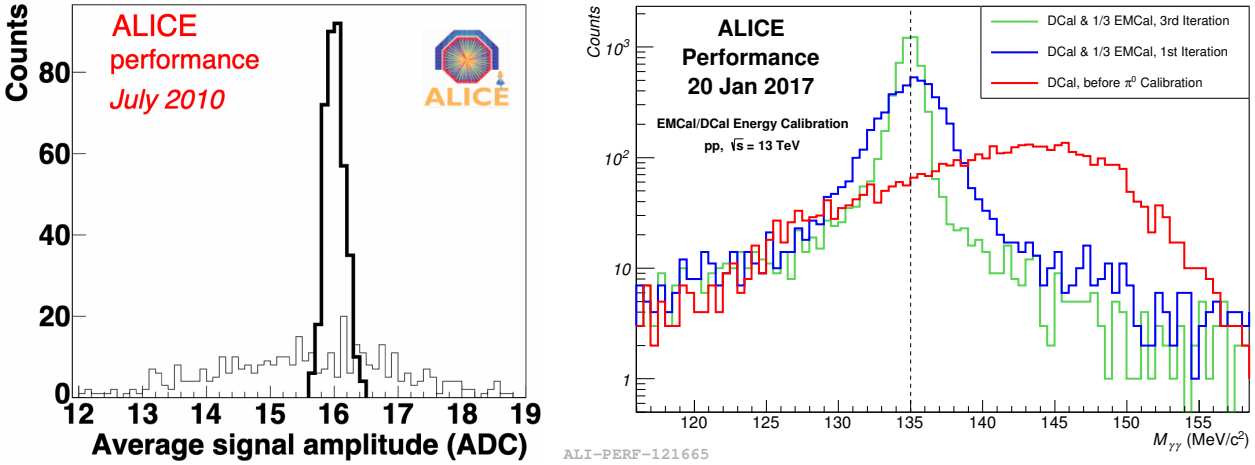


Figure 4.11. Signal numérique d'une tour obtenu en sortie d'une carte FEE en fonction du temps, ajusté par la fonction $\Gamma_n(t)$ définie dans l'équation (4.4).

4.3.1 Calibration

La "traduction" du signal d'un nombre de coups à une valeur d'énergie est l'objectif de la calibration : un stimulus de référence est appliqué au système à calibrer, dont la réponse permet d'estimer un coefficient de calibration pour exprimer le signal d'une unité à l'autre. Dans le cas d'EMCal, un rayonnement lumineux émis par une diode électroluminescente (*Light-Emitting Diode*, LED) est transporté jusqu'à la tête de chaque module, dont la photodiode de chaque tour convertit cette quantité de lumière en un certain nombre de photoélectrons [216]. La corrélation de ces deux



(a) (b)

Figure 4.12. (a) Distributions de la valeur moyenne de l'amplitude des signaux des tours du calorimètre, avant (trait fin) et après (trait épais) application de la procédure de pré-calibration. [242] (b) Distributions en masse reconstruite (m_{rec}) des mésons π^0 dans DCal et les supermodules réduits d'EMCal (notés "third-SMs"), avant (lignes rouge et orange) et après une (ligne bleue) et trois (ligne verte) itérations de correction de l'énergie des photons.

valeurs permet de mesurer la variation du gain propre à chaque photodiode et participe ainsi de l'association entre l'amplitude du signal électrique et le dépôt d'énergie qui en est la source. Le gain des photodiodes doit lui-même être calibré pour compenser les différences de comportement d'une tour à l'autre, et ce par l'intermédiaire de variations de la tension appliquée aux photodiodes.

Avant l'installation d'EMCal dans l'expérience ALICE, une étape de pré-calibration basée sur la mesure du dépôt d'énergie des muons cosmiques dans chacune de ses tours a été réalisée. À ce stade, l'objectif était d'homogénéiser la réponse en énergie de chaque tour du calorimètre en adaptant la tension appliquée à sa photodiode de manière itérative [242]. Pour ce faire, le gain de chaque photodiode (par le biais de la tension qui y est appliquée) a été réglé de sorte que l'amplitude moyenne des signaux enregistrés par l'ensemble des tours corresponde à l'énergie déposée par les muons cosmiques avec une dispersion faible : la Figure 4.12 (a) illustre le résultat de cette procédure.

La principale méthode de calibration est dite *in situ* puisqu'elle est réalisée à intervalles réguliers durant la prise de données avec le calorimètre, au sein même de l'expérience. Elle s'appuie sur des données dédiées, recueillies lors de runs techniques comme nous l'avons mentionné dans la Section 3.2.2, et a pour objectif de faire converger une mesure en énergie vers une valeur de référence. Celle-ci est prise comme la masse du méson π^0 ($m_{\pi^0} = 135\,\mathrm{MeV}/c^2$ [66]), dont la décroissance en deux photons en permet une reconstruction par masse invariante. Pour cela, chaque dépôt d'énergie dans le calorimètre est associé successivement à tous les autres dépôts afin de bâtir une distribution en masse invariante qui peut être ajustée par une fonction reproduisant le signal lié aux mésons π^0 et le bruit de fond combinatoire, et dont la masse reconstruite m_{rec} des mésons peut être extraite. L'écart entre m_{π^0} et m_{rec} est ensuite corrigé par l'application de facteurs multiplicatifs sur l'énergie reconstruite des photons, et la distribution obtenue est une nouvelle fois ajustée. Comme la masse reconstruite des mésons π^0 dépend aussi de l'état de calibration des autres tours, le processus est répété plusieurs fois jusqu'à ce que, là aussi, l'accord de la distribution calibrée avec la valeur de référence soit jugé satisfaisant [150]. La Figure 4.12 (b) présente le résultat obtenu après plusieurs itérations [8].

Outre la connaissance de l'énergie mesurée, l'instant t_{max} associé au signal de chaque tour du calorimètre revêt une importance capitale lorsqu'il s'agit d'exclure les données issues de tours

8. Cette procédure est présentée de façon détaillée dans la référence [150].

bruyantes ou résultant de phénomènes non recherchés (par exemple, la production de neutrons secondaires lors de l'interaction de particules avec les matériaux de l'expérience). Cependant il existe une certaine dispersion dans la distribution temporelle des signaux engendrés par le calorimètre, chacune de ses tours étant instrumentée par des câbles de longueur variable et par des cartes électroniques différentes [9]. Il faut aussi noter que l'écart temporel entre deux croisements de paquets de hadrons joue un rôle dans l'association du signal de chaque tour à une interaction unique. Les signaux sont donc calibrés en temps pour corriger les effets adverses de ces différentes contributions.

4.3.2 Agrégation et paramétrisation de la forme des gerbes

Lorsqu'une particule induit une gerbe électromagnétique dans la matière qui compose EMCal, cela ne se restreint pas à une tour du calorimètre. En effet, son "diamètre" de Molière ($2 \times R_{\mathrm{M}}^{\mathrm{eff}}$) de 6,40 cm est légèrement supérieur au côté de la surface d'une tour (6 cm) et, comme nous l'avons introduit dans la Section 4.1.2, le cylindre défini par le rayon de Molière ne contient en moyenne que 90 % de l'énergie de la gerbe. Il est donc attendu qu'un tel dépôt d'énergie se répartisse entre plusieurs tours adjacentes, et ce de manière potentiellement inéquitable suivant la direction d'arrivée de la particule incidente, et donc du développement de la gerbe, mais surtout suivant le point d'incidence de la particule sur une tour donnée (centré ou au bord de celle-ci). Mesurer l'énergie véritable de cette particule nécessite alors de reconstruire l'intégralité du dépôt dans plusieurs tours en associant ces dernières par le biais d'un algorithme d'agrégation [10] : le groupe de cellules [11] qui en résulte est appelé *cluster*.

4.3.2.1 De la cellule au cluster

Avant d'être soumises à cette opération, les cellules sont calibrées et sélectionnées par un jeu de critères portant sur leurs caractéristiques énergétiques et temporelles afin de rejeter la plupart de celles dont le signal est imputable à une cause non désirable (bruit électronique, neutrons secondaires, etc.). Il peut aussi s'agir ici de masquer les zones mortes (cellules inactives) qui pourraient conduire, si elles étaient considérées par la procédure d'agrégation, à sous-estimer l'énergie d'un cluster, celle de la gerbe qui en est à l'origine et donc celle de la particule incidente. Finalement, le groupe de cellules sélectionnées peut être soumis à l'un des quatre algorithmes implémentés dans le code traitant les données d'EMCal, chacun d'entre eux étant optimisé pour traiter un type d'analyse ou un système de collision [243] :

- V1 (Version 1) considère d'abord la première cellule ayant une énergie supérieure à un seuil de départ E_{seed} pour initier un cluster. Les cellules adjacentes à celle-ci sont ensuite ajoutées au cluster si leur énergie est supérieure à un autre seuil, $E_{\mathrm{cell}} < E_{\mathrm{seed}}$. Cette procédure se poursuit jusqu'à ce que les cellules voisines de la dernière cellule agrégée aient une énergie inférieure à ce seuil. Avec cet algorithme les clusters ont l'avantage de reproduire fidèlement la forme des dépôts d'énergie dans le calorimètre, mais cela ne permet pas de séparer des gerbes électromagnétiques se recouvrant partiellement comme ce peut être le cas pour deux photons de décroissance d'un méson neutre de haute énergie. Ces clusters peuvent donc avoir plusieurs maxima locaux (cellules entourées de cellules de plus faible énergie) correspondant à plusieurs particules ayant déposé leur énergie à proximité l'une de l'autre. En raison de la haute multiplicité de particules rencontrée dans les collisions Pb–Pb, l'utilisation de cet algorithme n'est pas appropriée pour ce système ;

9. On rappelle qu'une carte FEE traite l'information de 32 tours ; il y a donc 384 cartes de ce type pour l'ensemble du calorimètre.

10. Cette opération s'appelle couramment *clusterisation*.

11. Aux niveaux algorithmique et analytique, les tours sont appelées *cellules*.

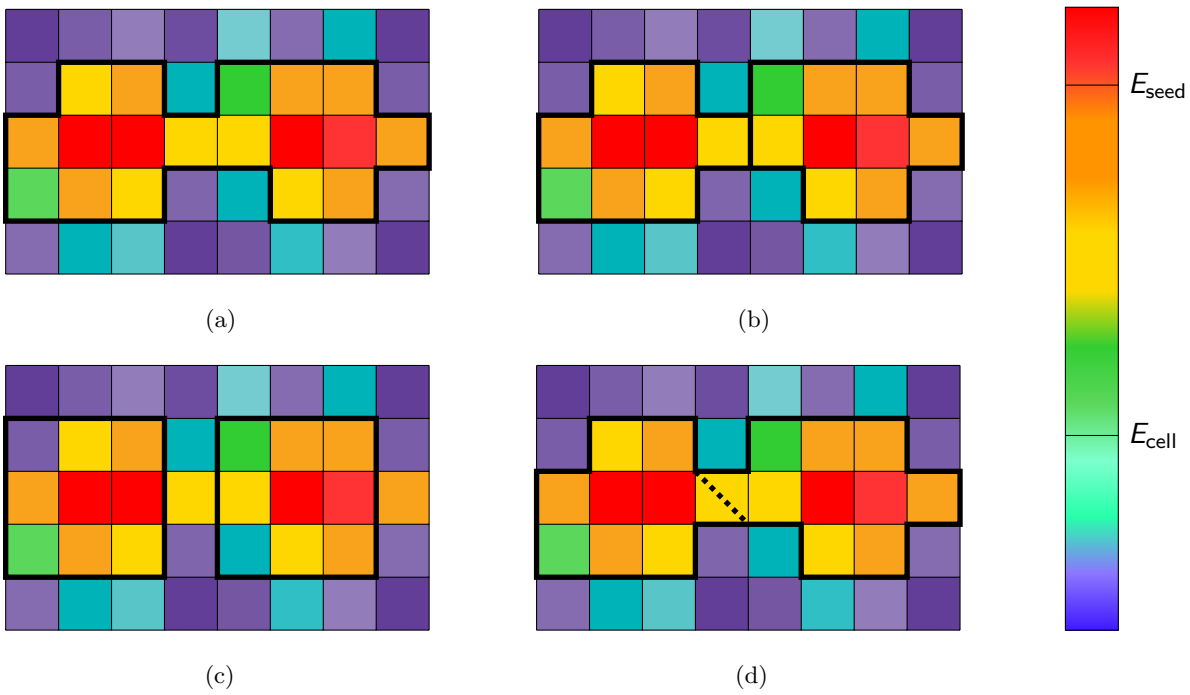


Figure 4.13. Représentation schématique des clusters obtenus par les quatre algorithmes d'agrégation du calorimètre EMCal : (a) V1, (b) V2, (c) $N \times M$ (ici 3×3) et (d) V1 + unfolding. Les traits noirs épais renferment les cellules agrégées en un cluster tandis que l'échelle de couleur, du violet au rouge, représente la quantité d'énergie déposée dans chaque cellule.

- ▷ V2 (Version 2) est en quelque sorte une amélioration de V1 puisqu'au moment d'ajouter une nouvelle cellule à un cluster, cet algorithme vérifie si son énergie est inférieure à celle de la dernière cellule agrégée dont elle est voisine, auquel cas la cellule est ajoutée au cluster. Cette condition supplémentaire évite la formation de clusters à plusieurs maxima d'énergie et offre ainsi un moyen de reconstruire séparément deux dépôts induits par des particules incidentes proches. Cependant, une cellule située à la frontière de deux clusters de ce type peut se trouver associée de manière arbitraire à l'un d'entre eux, biaisant ainsi leur forme et donc la reconstruction des deux dépôts d'énergie. Cet algorithme est néanmoins la configuration par défaut dans le cas de collisions Pb–Pb ;
- ▷ $N \times M$ part, comme V1 et V2, d'une cellule ayant une énergie supérieure à E_{seed} mais agrège en un cluster les N (M) cellules adjacentes suivant η (φ), sans conditions d'énergie. Cet algorithme peut permettre de séparer deux dépôts d'énergie proches, mais biaise intrinsèquement la forme des clusters qui en résultent. Il a tout de même été utilisé pour la reconstruction des premières données Pb–Pb récoltées par ALICE en 2010, avec $N = M = 3$;
- ▷ V1 + unfolding améliore encore l'algorithme V1 en séparant, à l'instar de V2, les différentes contributions d'un cluster à plusieurs maxima locaux comme en forme V1. Pour ce faire, il se base sur la distribution en énergie de chaque sous-cluster obtenu de cette manière et redistribue l'énergie des cellules frontalières – pouvant appartenir à différents sous-clusters – de manière fractionnelle à chacun de ces sous-clusters. Cette procédure permet de séparer convenablement deux dépôts d'énergie proches et d'obtenir des clusters reproduisant leur forme d'une façon non biaisée. Si un tel algorithme semble associer les meilleures caractéristiques de ceux présentés auparavant, son implémentation complexe (impliquant notamment un ajustement de la distribution en énergie de chaque sous-cluster) le rend pour le moment peu employé.

Le résultat de l'application des quatre algorithmes d'agrégation sur les cellules du calorimètre est

illustré sur la Figure 4.13. Les clusters qui en résultent dépendent bien sûr des valeurs choisies pour E_{seed} et E_{cell}, lesquelles ont été optimisées en fonction des systèmes de collision étudiés : pour les analyses menées dans le cadre de cette thèse, elles ont été fixées respectivement à 300 MeV et 100 MeV.

4.3.2.2 Forme des gerbes

Une fois que l'ensemble des cellules satisfaisant les critères évoqués précédemment ont été agrégées en clusters, ces derniers sont dotés d'une énergie E correspondant à la somme de l'énergie E_i de chaque cellule (indexée i) qui les compose :

$$E = \sum_i E_i. \tag{4.6}$$

À ce stade cependant, les clusters n'ont pas de coordonnées spatiales (η, φ) propres : une approche simpliste pour parvenir à les déterminer serait d'assigner à chaque cluster les coordonnées de sa cellule de plus haute énergie (son maximum local le plus important), mais cela ne pourrait satisfaire que les cas idéaux où le cluster aurait été induit par une particule avec un angle d'incidence nul au centre de cette cellule et qui aurait développé une gerbe bien symétrique autour de celle-ci. De plus, comment avec une telle approche parvenir à exprimer l'extension spatiale d'un cluster, la répartition de son énergie entre ses différentes cellules, et *in fine* savoir s'il est le fruit d'une ou de plusieurs particules ?

Pour accéder à la forme d'un cluster, il faut d'abord trouver son centroïde – c'est-à-dire sa position et par extension celle du point d'incidence de la particule dont il découle. Selon une direction x (qui peut être η ou φ), la coordonnée x_0 du cluster peut simplement s'exprimer comme le barycentre énergétique des cellules qui le constituent :

$$x_0 = \frac{\sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i}, \tag{4.7}$$

où x_i est la position de la cellule i suivant x et w_i est un poids appliqué à cette cellule suivant l'énergie qui s'y est déposée. Ce poids peut être calculé très simplement, par exemple comme la fraction d'énergie du cluster portée par la cellule i,

$$w_i = \frac{E_i}{E}, \tag{4.8}$$

mais, en rappelant que la segmentation d'EMCal est adaptée au rayon de Molière de son milieu et que les gerbes s'y développent presque entièrement dans une seule tour, cette définition amoindrit la contribution des cellules entourant celle où la majorité de l'énergie d'une gerbe a été déposée, rendant ainsi le calcul de la coordonnée x_0 très sensible à la position de ce maximum local et donc du point d'incidence de la particule considérée.

Puisque le dépôt d'énergie transversal d'une gerbe est régi par une décroissance exponentielle à mesure que l'on s'éloigne de son axe de développement longitudinal, un calcul plus précis de la coordonnée x_0 du cluster consiste à corriger de cet effet la position x_i de chaque cellule i à l'aide d'une dépendance logarithmique à son énergie E_i. Pour cela, la définition du poids w_i est complétée [244] :

$$w_i = \max\left\{0, \left[w_0 + \ln\left(\frac{E_i}{E}\right)\right]\right\}. \tag{4.9}$$

À mesure que l'on s'éloigne latéralement du centre de la gerbe, l'énergie E_i de chaque cellule diminue exponentiellement, mais le poids w_i, avec cette définition, diminue linéairement : cela permet de

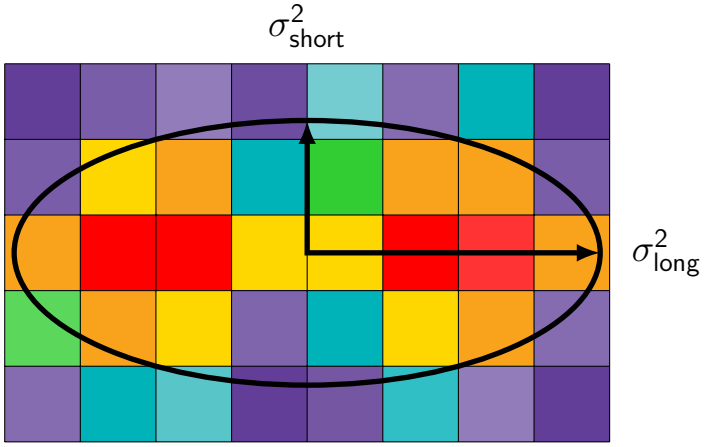


Figure 4.14. Représentation schématique de la paramétrisation elliptique d'un cluster dans le calorimètre EMCal. L'échelle de couleur, identique à celle de la Figure 4.13, représente la quantité d'énergie déposée dans chaque cellule.

déterminer le barycentre d'un cluster avec une faible dépendance au point d'incidence de la particule qui l'a induit. Le paramètre w_0, obtenu empiriquement, quantifie l'énergie minimale que doit avoir une cellule pour être considérée dans le calcul de la position d'un cluster :

$$w_0 + \ln\left(\frac{E_i}{E}\right) > 0 \Leftrightarrow E_i > E\exp\left(-w_0\right). \tag{4.10}$$

Plus w_0 est élevé, plus les cellules de faible énergie peuvent être intégrées au calcul du barycentre, et plus il est faible, plus le nombre de cellules prises en compte diminue et le calcul est de nouveau sensible au point d'incidence de la particule d'origine.

En effectuant le calcul des coordonnées (η_0, φ_0) d'un cluster suivant η et φ à l'aide de l'équation (4.7), il est alors possible de déterminer sa forme géométrique à partir de la dispersion latérale de la position de ses cellules autour de son barycentre, c'est-à-dire la variance associée au calcul de η_0 et φ_0. Dans le cas bivarié qui nous occupe, où (η_i, φ_i) sont les coordonnées de la cellule i, trois composantes de dispersion sont considérées [244] :

$$\sigma^2_{\eta\eta} = \frac{\sum_i w_i\eta_i^2}{\sum_i w_i} - \left(\frac{\sum_i w_i\eta_i}{\sum_i w_i}\right)^2 \tag{4.11}$$

$$\sigma^2_{\varphi\varphi} = \frac{\sum_i w_i\varphi_i^2}{\sum_i w_i} - \left(\frac{\sum_i w_i\varphi_i}{\sum_i w_i}\right)^2 \tag{4.12}$$

$$\sigma^2_{\eta\varphi} \equiv \sigma^2_{\varphi\eta} = \frac{\sum_i w_i\eta_i\varphi_i}{\sum_i w_i} - \left(\frac{\sum_i w_i\eta_i}{\sum_i w_i}\right)\left(\frac{\sum_i w_i\varphi_i}{\sum_i w_i}\right). \tag{4.13}$$

Ces composantes s'inscrivent dans une paramétrisation elliptique de la forme du cluster illustrée sur la Figure 4.14, basée sur l'intersection d'un cône imaginaire contenant la gerbe et la surface du détecteur. Cette ellipse est alors l'interprétation graphique de la matrice de covariance des composantes de dispersion tout juste définies :

$$\sigma^2 = \begin{pmatrix} \sigma^2_{\eta\eta} & \sigma^2_{\varphi\eta} \\ \sigma^2_{\eta\varphi} & \sigma^2_{\varphi\varphi} \end{pmatrix}. \tag{4.14}$$

Les grandeurs caractéristiques de l'ellipse que sont ses demi-petit et demi-grand axes – rendant compte *in fine* de l'extension latérale du cluster considéré et donc des phénomènes qui en sont à

l'origine – s'expriment comme les vecteurs propres de la matrice σ^2 :

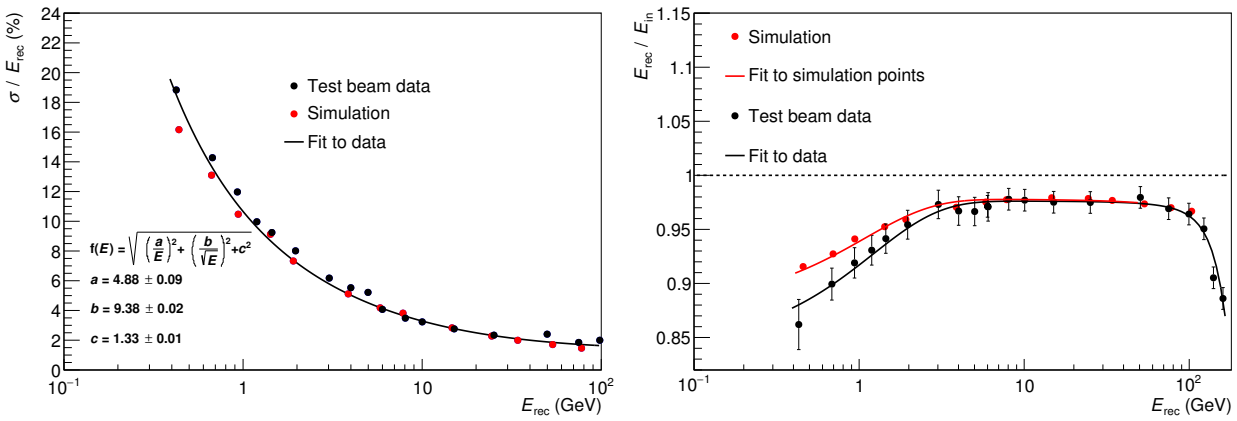
$$\sigma^2_{\text{short}} = \frac{\sigma^2_{\eta\eta} + \sigma^2_{\varphi\varphi}}{2} - \sqrt{\frac{\left(\sigma^2_{\eta\eta} - \sigma^2_{\varphi\varphi}\right)^2}{4} + \left(\sigma^2_{\eta\varphi}\right)^2} \tag{4.15}$$

$$\sigma^2_{\text{long}} = \frac{\sigma^2_{\eta\eta} + \sigma^2_{\varphi\varphi}}{2} + \sqrt{\frac{\left(\sigma^2_{\eta\eta} - \sigma^2_{\varphi\varphi}\right)^2}{4} + \left(\sigma^2_{\eta\varphi}\right)^2}. \tag{4.16}$$

La variable σ^2_{long} est alors considérée comme l'élongation du cluster [12] et est le pivot d'une méthode de discrimination des particules incidentes basée sur la forme des clusters qu'elles induisent dans le calorimètre [13]. Pour cela, le paramètre w_0 dont dépendent le poids w_i appliqué à chaque cellule (équation (4.9)), la position (η_0, φ_0) d'un cluster (équation (4.7)), les composantes de dispersion $\sigma^2_{\eta\eta}$, $\sigma^2_{\varphi\varphi}$ et $\sigma^2_{\eta\varphi}$ (équations (4.11), (4.12) et (4.13)), et finalement la forme du cluster σ^2_{long}, a été optimisé afin d'obtenir les meilleures performances en termes de résolution spatiale et de séparation électrons/pions : il vaut 4,5 [206].

4.3.3 Performances

Les performances du calorimètre EMCal ont été étudiées dans des conditions réalistes lors de plusieurs campagnes de tests sous faisceau [246, 247] impliquant notamment un bloc de 4×4 modules et un algorithme d'agrégation des cellules. La réponse du détecteur à des faisceaux d'électrons et de hadrons a pu être mesurée à travers plusieurs paramètres, principalement la résolution et la linéarité en énergie ainsi que la résolution spatiale.



(a) (b)

Figure 4.15. (a) Résolution en énergie du calorimètre EMCal en fonction de l'énergie reconstruite des particules, mesurée lors de tests sous faisceau (points noirs) et simulée (points rouges). La distribution mesurée est ajustée par l'équation (4.17) (courbe noire). (b) Rapport des énergies reconstruite (E_{rec}) et incidente (E_{in}) en fonction de l'énergie reconstruite des particules, mesuré lors de tests sous faisceau (points noirs) et simulé (points rouges). Chacune de ces distributions est ajustée par une fonction à sept paramètres libres. Notons que la distribution mesurée a été normalisée pour être superposée à la distribution simulée. [247]

12. Par abus de langage, σ^2_{long} est souvent désignée comme *shower shape* en anglais, traduisible par *forme de la gerbe*.

13. En principe, les deux variables σ^2_{short} et σ^2_{long} pourraient être utilisées pour discriminer différents types de particules, mais la première est beaucoup moins sensible que la seconde à la variation de la forme des clusters [245].

4.3.3.1 Résolution en énergie

En raison de son impact sur la précision de l'énergie mesurée d'une particule, la résolution en énergie joue un rôle crucial dans les performances d'un détecteur de physique des particules. Dans le cas d'un calorimètre, elle est généralement paramétrisée en fonction de l'énergie E comme :

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus \frac{c}{E}, \tag{4.17}$$

où le terme constant a représente la meilleure résolution atteignable vis-à-vis des caractéristiques du détecteur (géométrie, électronique, etc.), le terme stochastique en b entache la résolution des fluctuations statistiques de la mesure (dépendance poissonnienne en $1/\sqrt{E}$), et le terme de bruit en c rend compte de l'effet des fluctuations du bruit électronique d'un événement à l'autre sur la résolution.

La Figure 4.15 (a) présente la résolution en énergie du calorimètre EMCal mesurée et simulée de 500 MeV à 100 GeV. Cette large plage en énergie a pu être couverte en utilisant les faisceaux du PS (0,5–6 GeV) et du SPS (6–175 GeV) au CERN [14]. Un ajustement de la distribution mesurée par l'équation (4.17) permet de déterminer les valeurs des paramètres a, b et c [247] :

$$a = (1{,}33 \pm 0{,}01)\,\% \tag{4.18}$$

$$b = (9{,}38 \pm 0{,}02)\,\%\,\mathrm{GeV}^{1/2} \tag{4.19}$$

$$c = (4{,}88 \pm 0{,}09)\,\%\,\mathrm{GeV}. \tag{4.20}$$

Ainsi, la résolution qu'EMCal peut atteindre dans la gamme en énergie 0,5–100 GeV évolue de 16 % à 2 %. À titre de comparaison, l'autre calorimètre de l'expérience ALICE, PHOS, présente une résolution de 5,8 % à 1,2 % sur la même gamme en énergie [248].

4.3.3.2 Linéarité de la réponse en énergie

Si la résolution dicte la précision que l'on peut donner à la mesure d'une énergie, la linéarité de la réponse d'un détecteur en fonction de celle-ci est peut-être encore plus importante en ce qu'elle relie l'énergie E_{in} d'une particule incidente à l'énergie E_{rec} reconstruite par le détecteur. Le rapport mesuré et simulé de ces deux quantités est présenté sur la Figure 4.15 (b) : s'il apparaît stable dans l'intervalle en énergie 3–80 GeV pour les données mesurées comme pour la simulation, il chute de manière significative de part et d'autre de ces limites en raison d'une fuite de l'énergie au bord des cellules (à faible énergie) ou de la saturation de l'électronique de lecture (à haute énergie).

En gardant à l'esprit les objectifs d'ALICE, reposant grandement sur la détection de particules de faible impulsion transverse, la non-linéarité de la réponse d'EMCal en-deçà de 3 GeV peut biaiser la mesure en énergie d'observables d'intérêt. Par ailleurs, la Figure 4.15 (b) montre que ce comportement n'est pas totalement reproduit par la simulation où la non-linéarité diverge de 4 % par rapport aux données. Ce biais doit donc faire l'objet d'une correction *ad hoc* comme cela sera mentionné dans le Chapitre 5.

4.3.3.3 Résolution spatiale

La détermination de la position d'une particule doit être effectuée avec précision pour en déduire sa trajectoire d'arrivée et son impulsion, c'est pourquoi une bonne connaissance de la résolution spatiale d'un détecteur est également primordiale. Ce paramètre a lui aussi été étudié lors des campagnes de tests sous faisceau d'EMCal. À travers la reconstruction des dépôts d'énergie

14. On rappelle que ces deux accélérateurs du CERN ont été présentés brièvement dans la Section 3.1.1.

par l'approche barycentrique et la paramétrisation elliptique des clusters que l'on a introduit précédemment, il est possible de déterminer la position du point d'incidence d'une particule avec une précision meilleure que celle offerte par la seule segmentation du calorimètre.

La résolution spatiale en fonction de l'énergie E peut être paramétrisée comme :

$$\sigma_x(E) = d \oplus \frac{e}{\sqrt{E}}. \tag{4.21}$$

À l'instar de la résolution en énergie, les valeurs des paramètres d et e ont pu être extraites des données des campagnes de test [246] :

$$d = 1{,}5\,\text{mm} \tag{4.22}$$

$$e = 5{,}3\,\text{mm}\,\text{GeV}^{1/2}. \tag{4.23}$$

Il doit être noté que les performances du calorimètre à cet égard sont les mêmes dans les deux directions transversales à la surface du détecteur (z et $r\varphi$). On voit ainsi tout l'intérêt de combiner l'information de plusieurs cellules afin d'étudier la distribution en énergie déposée dans celles-ci et d'en déduire avec précision le point d'incidence de la particule considérée.

4.4 Assurance qualité des données

Dans la Section 3.2.2, nous avons mentionné une étape importante pour garantir la fiabilité des données recueillies par l'expérience pour les analyses de physique : l'assurance qualité, généralement surnommée "QA" (*Quality Assurance*). Au cours de cette thèse, plusieurs mois y ont été consacrés dans le cadre d'une tâche d'intérêt général pour la Collaboration ALICE.

Cette procédure est menée pour chaque période lors de la reconstruction des données comme l'illustre la Figure 3.16, et ce de deux manières :

- ▷ d'abord, une fraction réduite ($\sim 10\,\%$) des données brutes de chaque run [15] est reconstruite et calibrée, donnant naissance à différentes étapes de calibration (*Calibration Pass*, CPass) – la première vérification de qualité est basée sur l'étape CPass1 ;
- ▷ une fois cet échantillon de données analysé, les données des runs qui ont satisfait les exigences de qualité requises sont reconstruites dans leur intégralité dans le cadre d'une étape de physique (*Physics Pass*, PPass), et soumises à leur tour à un contrôle méticuleux.

Une série de tâches d'analyse implémentées au sein du programme AliPhysics [234] déjà présenté auparavant est dédiée à l'analyse de ces données transitoires de façon automatique : à peine un run de prise de données a-t-il pris fin que sa reconstruction commence et que ces tâches d'analyse peuvent y être appliquées. Quelques heures plus tard, les résultats obtenus par cette procédure, notamment sous forme d'histogrammes, peuvent être interprétés par une équipe d'assurance qualité dont les membres traitent chacun un détecteur en particulier. Nous allons détailler ici comment cet aspect est géré dans le cas du calorimètre EMCal.

4.4.1 Variables considérées

Comme cela a été mis en avant plus tôt dans ce chapitre, la mesure en énergie et l'identification des particules détectées par EMCal reposent en grande partie sur l'agrégation des cellules du calorimètre en clusters. L'assurance qualité de ses données s'attache donc à étudier aussi bien le

15. Pour rappel, un run représente la plus petite unité de temps de la prise de données avec ALICE, dont la segmentation temporelle a été présentée dans la Section 3.2.2.

comportement des cellules seules que des clusters. Pour chaque run, les histogrammes suivants sont ainsi produits automatiquement lors de la reconstruction [249] :

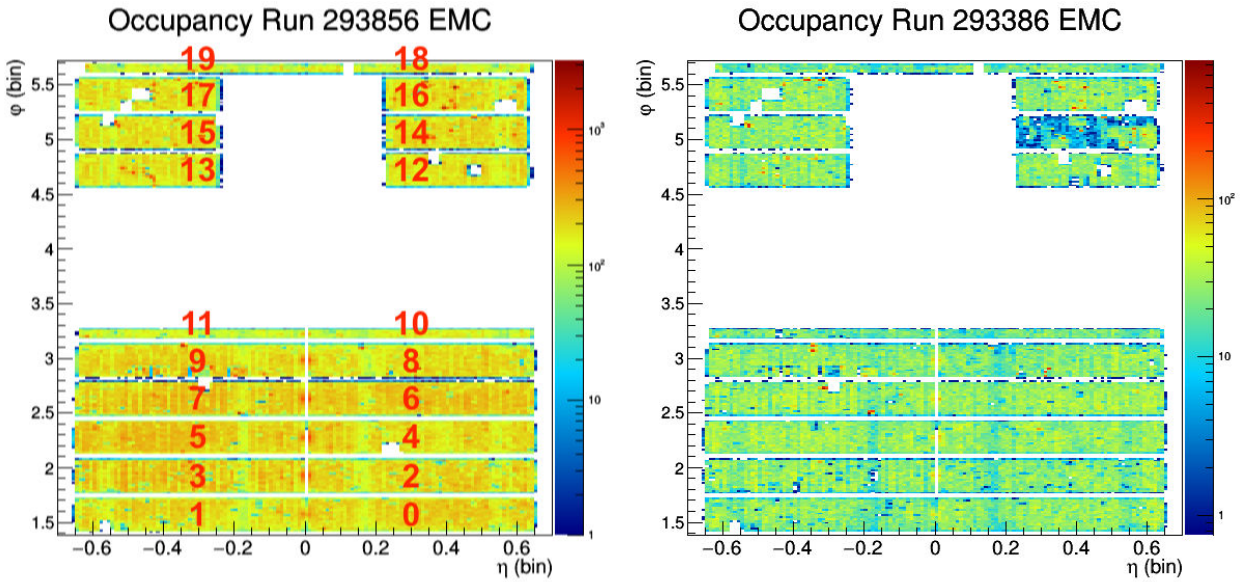
- ▷ carte (η, φ) des dépôts d'énergie dans les cellules ;
- ▷ distribution en temps des cellules ;
- ▷ distribution en énergie des cellules ;
- ▷ distribution de la somme en énergie des cellules dans chaque supermodule ;
- ▷ somme en énergie des cellules en fonction de l'amplitude des signaux mesurés par le détecteur V0 (utilisés notamment pour le déclenchement de biais minimal) ;
- ▷ nombre de cellules par cluster dans chaque supermodule ;
- ▷ carte (η, φ) des clusters ;
- ▷ temps des clusters en fonction de leur énergie ;
- ▷ somme en énergie des clusters en fonction du nombre de traces de particules chargées ;
- ▷ nombre de clusters en fonction du nombre de traces de particules chargées ;
- ▷ distribution en masse invariante de paires de clusters, ajustée pour en déduire la masse du méson π^0 (dans chaque supermodule, dans EMCal et dans DCal).

Par ailleurs, les valeurs moyennes de certaines de ces distributions sont extraites de chaque run afin d'accéder à l'évolution de ces paramètres clés au cours d'une période de prise de données [249] :

- ▷ nombre d'événements ;
- ▷ nombre moyen de cellules par cluster (dans chaque supermodule et au total) ;
- ▷ nombre moyen de clusters par événement (dans chaque supermodule et au total) ;
- ▷ énergie moyenne des clusters (dans chaque supermodule et au total) ;
- ▷ proportion de clusters associés à des traces de particules chargées ;
- ▷ nombre moyen de mésons π^0 par événement (dans chaque supermodule, dans EMCal et dans DCal) ;
- ▷ masse estimée du méson π^0 (dans chaque supermodule, dans EMCal et dans DCal) ;
- ▷ largeur du pic en masse invariante du méson π^0 (dans chaque supermodule, dans EMCal et dans DCal).

Enfin, dans le cas d'EMCal, l'intégralité de la procédure d'assurance qualité est appliquée aux données obtenues à l'aide du déclenchement sélectif permis par le calorimètre (présenté dans la Section 4.2.3) en plus de celles relatives au déclenchement "général" de biais minimal. Les variables listées ici doivent donc être doublement vérifiées. Comme le laissent entrevoir les listes précédentes, la procédure peut générer un nombre important d'histogrammes qui doivent en grande partie être interprétés manuellement : l'approche la plus efficace consiste en premier lieu à rechercher des déviations de valeurs moyennes dans les histogrammes d'évolution sur l'ensemble de la période, puis à en identifier la cause pour les runs affectés en regardant plus précisément les distributions de chacun.

À titre d'exemple, la période de prise de données LHC18o (collisions pp à $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$) ayant eu cours entre fin septembre et début octobre 2018 et contenant 45 runs a conduit à la production de 1 388 histogrammes d'assurance qualité. Une collection non exhaustive d'entre eux est présentée dans l'Annexe A, tandis qu'une observation simple est illustrée sur la Figure 4.16. Elle présente la distribution spatiale (η, φ) des clusters reconstruits par le calorimètre pour deux runs : 293856, considéré à tous égards comme utilisable dans une analyse de physique, et 293386, présentant une déplétion du nombre de clusters reconstruits dans l'un des supermodules de DCal (zone bleue sur la



(a) (b)

Figure 4.16. Carte (η, φ) des clusters reconstruits dans le calorimètre EMCal, (a) optimale et (b) avec une déplétion anormale dans le supermodule 14 faisant partie de DCal. La numérotation des supermodules a été superposée sur la carte de gauche. [249]

figure). Ce phénomène peut s'expliquer par le vieillissement de l'électronique de lecture et peut être pallié par le remplacement des cartes électroniques considérées, cela étant relativement aisé du fait de leur localisation à l'extrémité des supermodules comme nous l'avons indiqué dans la Section 4.2.2.

4.4.2 Implémentation d'une nouvelle variable

Au cours de la prise de données, il peut arriver qu'un détecteur ou un système de l'expérience ait besoin d'une pause pour retrouver un état de fonctionnement normal (par exemple, pour corriger une saturation de l'électronique de lecture). Pour ce faire, une procédure appelée *Pause And Reset* (PAR) est mise en œuvre et consiste, comme son nom l'indique, à suspendre momentanément la prise de données. Sa reprise s'accompagne alors des étapes traditionnellement incluses dans la phase de début d'un run, à savoir la communication de données de calibration aux détecteurs, la libération de la bande passante vers la DAQ, etc.

Cependant, cette procédure conduit parfois à une désynchronisation de l'électronique de certaines voies de lecture d'EMCal par rapport à la fréquence de croisement des paquets de hadrons dans le LHC (40 MHz). Plus précisément, c'est le convertisseur analogique-numérique des cartes FEE, réglé à la fréquence de 10 MHz, qui se désaligne. Étant données ces valeurs, un signal numérique typique d'EMCal est en mesure de contenir l'information de quatre croisements de paquets (on parle de *bunch crossings*, abrégés "BC") : on s'attend donc à observer quatre composantes (ou *ordres*) dans la distribution temporelle des cellules du calorimètre, comme l'illustrent les quatre lignes verticales sur la Figure A.1 (a). Or, toute désynchronisation d'une partie des cellules doit se manifester sous la forme d'un décalage dans cette distribution, lequel peut être difficile à appréhender dans ce type d'histogramme composite.

Afin d'identifier les runs qui souffrent de ce problème, une nouvelle distribution temporelle a été implémentée pour chaque croisement de paquets contenu dans chaque signal du calorimètre : elles sont présentées sur la Figure 4.17. Chaque histogramme devrait donc présenter, pour un run sain,

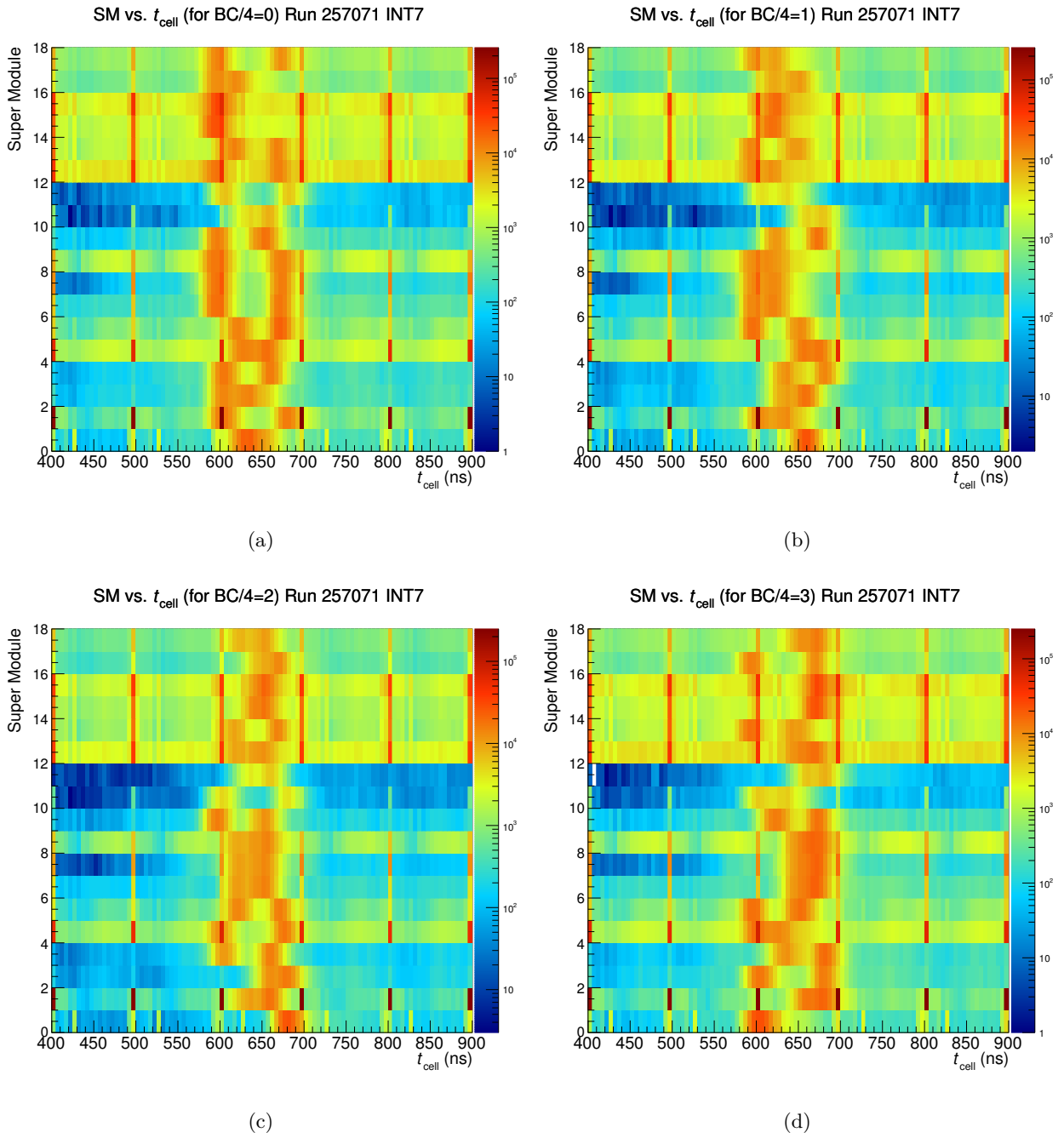


Figure 4.17. Distribution en temps des cellules d'EMCal dans chaque supermodule pour les croisements de paquets de hadrons d'ordres (a) 0, (b) 1, (c) 2, (d) 3.

une bande unique autour de $t_{\text{cell}} = 650\,\text{ns}$. Dans le cas présenté ici, les distributions montrent une division claire de l'alignement temporel pour la plupart des supermodules du calorimètre. Cette division – et non un simple décalage – peut s'expliquer par le fait qu'une partie seulement des cellules d'un supermodule est affectée par la désynchronisation qui résulte du PAR : certaines génèrent donc un signal aligné selon les attentes tandis que d'autres sont décalées en temps.

Cette information est néanmoins difficile à percevoir directement avec de tels histogrammes, dans un contexte où de très nombreuses variables doivent être vérifiées en un temps réduit pour assurer la qualité des données et signaler tout problème rapidement. Nous avons donc décidé d'implémenter de nouveaux histogrammes, dérivés de ceux présentés sur la Figure 4.17, pour présenter de façon lisible la division temporelle des cellules pour chaque supermodule séparément : un résultat typique

est montré sur la Figure 4.18 pour un run ayant été mis en pause et redémarré à l'aide d'un PAR. On peut y voir que la plupart des supermodules ont un comportement normal, matérialisé par un pic unique dans la distribution temporelle, à l'exception des supermodules 13, 14 et 19 pour lesquels deux pics sont observables. Plusieurs pistes sont alors possibles pour les runs de ce type :

- ▷ les cellules désynchronisées peuvent être recalibrées en temps ;
- ▷ les supermodules concernés peuvent être masqués, ce qui peut réduire drastiquement la couverture effective du détecteur ;
- ▷ ces runs peuvent être tout simplement rejetés de la liste de runs utilisables pour les analyses de physique.

L'implémentation des histogrammes présentés sur la Figure 4.18 a été réalisée au début de cette thèse, en novembre 2016, et est depuis utilisée dans la procédure automatique de production des résultats dédiés à l'assurance qualité d'EMCal. Elle a permis de traiter ou d'exclure les runs concernés par la désynchronisation du temps des cellules avec le temps caractéristique du LHC de manière efficace,

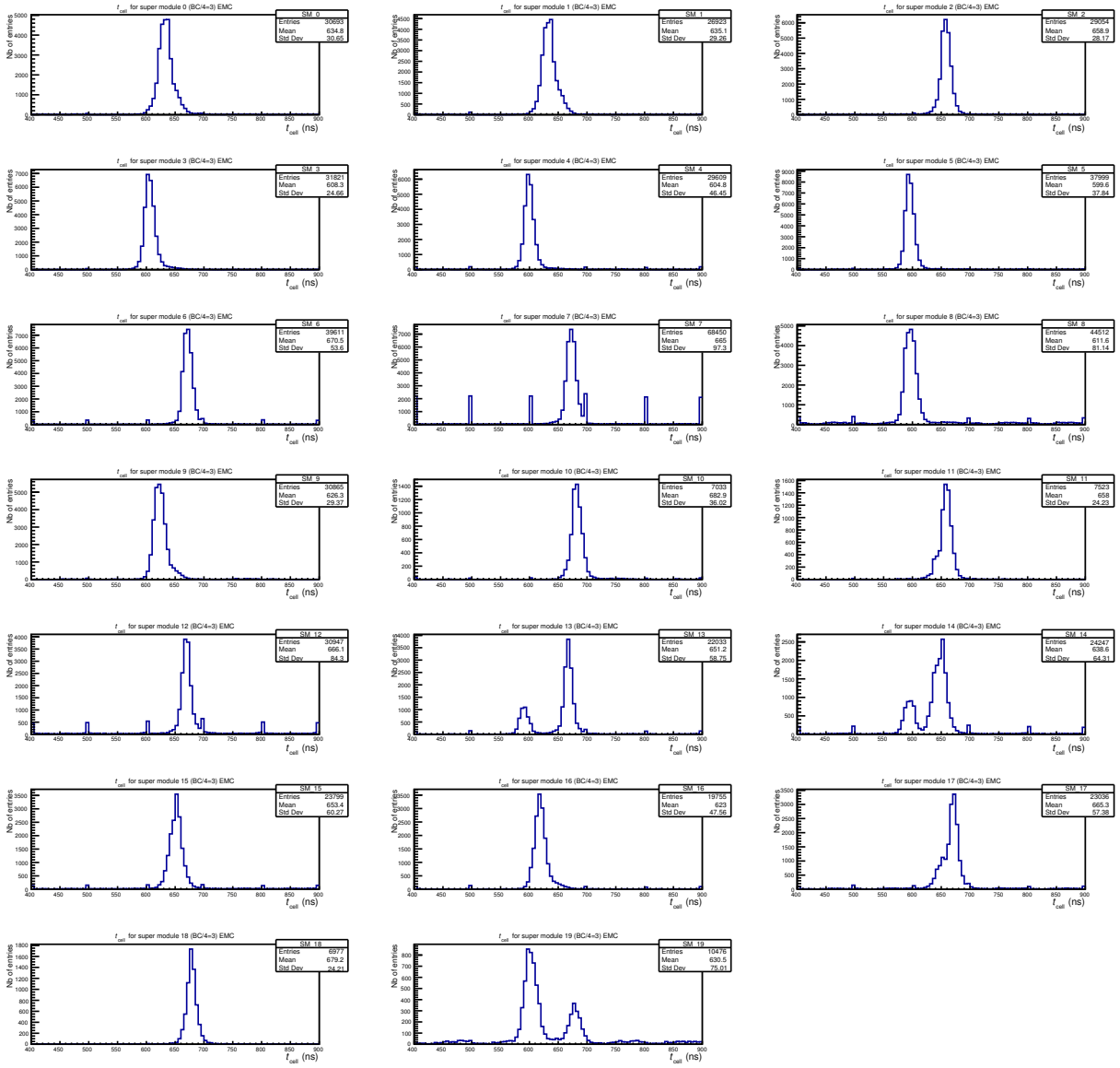


Figure 4.18. Distribution en temps des cellules d'EMCal dans chaque supermodule pour les croisements de paquets de hadrons d'ordre 3. Les supermodules 13, 14 et 19 montrent une division de cette distribution causée par la procédure de Pause And Reset. [249]

là où cela n'était pas possible auparavant, montrant que moins de 5 % du nombre d'événements enregistrés depuis lors ont été affectés par ce problème.

Si nous devions dresser un bilan de la procédure d'assurance qualité des données d'EMCal, nous pourrions mettre en avant son amélioration continue au fil des ans et des Runs du LHC. D'abord basée sur les distributions de chaque run de prise de données (Figures A.1 à A.5), elle a peu à peu été simplifiée par l'introduction des histogrammes d'évolution sur l'ensemble de chaque période (Figures A.6 à A.9) : cela a permis le traitement complet des données des deux premiers Runs du LHC. Précisons néanmoins que la procédure devra bientôt être adaptée pour la prise de données durant le Run III, puisque l'expérience ALICE sera capable de lire en continu les informations provenant de la plupart de ses détecteurs et que les notions de run et de période n'auront alors plus de signification [228]. L'assurance qualité se fera donc par l'intermédiaire de vérifications en temps réel au cours de la prise de données, ce qui nécessitera l'implémentation d'outils autonomes pour détecter les anomalies éventuelles.

Dans la suite de ce manuscrit, nous allons présenter en détail la mesure de la production de photons isolés réalisée pendant cette thèse. Elle s'est essentiellement appuyée sur les données du calorimètre EMCal, dont l'agrégation des cellules en clusters et la paramétrisation de ces derniers avec la variable σ^2_{long} ont été pleinement exploitées comme nous le verrons.

Troisième partie

Production de photons isolés en collisions p–Pb et pp

Data! Data! Data! I can't make bricks without clay.
— Sherlock Holmes

CHAPITRE 5

Identification des photons

Sommaire

5.1 Jeux de données et de simulation . . . 117
5.1.1 Données en collisions p–Pb . . . 118
5.1.2 Simulations Monte Carlo . . . 119
5.2 Corrections et critères de sélection . . . 121
5.2.1 Événements . . . 122
5.2.2 Traces de particules chargées . . . 123
5.2.3 Clusters . . . 124
5.3 Identification des photons prompts . . . 127
5.3.1 Clusters neutres . . . 127
5.3.2 Photons prompts candidats . . . 129
5.3.3 Sélection fiduciaire . . . 135
5.3.4 Bilan . . . 138

Avant de pouvoir mesurer la section efficace de production des photons isolés dans des collisions hadroniques, le choix des données à analyser et les critères de sélection que l'on y impose doivent être réfléchis. Cette première étape fait l'objet de ce chapitre, dans lequel nous présenterons les jeux de données et de simulation exploités au cours de cette thèse, les prérequis pour sélectionner les événements d'intérêt, de même que les critères appliqués sur les traces de particules chargées et les clusters reconstruits dans le calorimètre EMCal pour en extraire un échantillon de photons prompts candidats.

5.1 Jeux de données et de simulation

Le travail rapporté dans ce manuscrit s'appuie sur des données recueillies par l'expérience ALICE durant le Run I du LHC, dont les différents systèmes de collision ont été présentés dans la Table 3.2. Ce sont des collisions proton-plomb (p–Pb) et proton-proton (pp) qui ont en particulier retenu notre attention et, par la suite, l'accent sera mis sur les premières en raison de leur primauté au cours de cette thèse – la mesure effectuée en collisions pp sera discutée dans le Chapitre 8. À cause de la rareté des processus conduisant à la production de photons prompts, les capacités de déclenchement

d'EMCal, décrites dans la Section 4.2.3, ont été mises à contribution pour les deux systèmes de collision étudiés dans le cadre de cette thèse.

5.1.1 Données en collisions p–Pb

Durant le Run I, ALICE a enregistré des données en collisions p–Pb et Pb–p [1] avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$. La prise de données a eu lieu entre le 20 janvier et le 10 février 2013 et a été découpée en cinq périodes avec des caractéristiques différentes, résumées dans la Table 5.1. On y voit que seules les périodes LHC13d, LHC13e et LHC13f ont profité du déclenchement sélectif du calorimètre EMCal, c'est pourquoi elles ont été choisies comme jeux de données principaux pour la mesure de la production de photons isolés. Il faut également mentionner que les données issues de collisions p–Pb et Pb–p sont analysées conjointement puisque la mesure présentée ici s'effectue à mi-rapidité, où l'asymétrie de ces systèmes de collision a une influence négligeable (à ce sujet, l'Annexe B présente quelques comparaisons de variables mesurées dans les deux cas [2]). Les autres périodes, LHC13b et LHC13c, sont utilisées par exemple pour des mesures inclusives de photons directs [250] et, dans le cadre de ce travail, LHC13c est considérée comme référence de biais minimal (MB) pour estimer la luminosité associée à notre mesure, dont il sera question dans le Chapitre 7.

Table 5.1. Caractéristiques principales des périodes de prise de données d'ALICE en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ durant le Run I du LHC.

Période	Système	Informations
LHC13b	p–Pb	Déclenchement de biais minimal (MB)
LHC13c	p–Pb	Déclenchement de biais minimal (MB)
LHC13d	p–Pb	Déclenchement EMCal (L1-gamma)
LHC13e	p–Pb	Déclenchement EMCal (L1-gamma)
LHC13f	Pb–p	Déclenchement EMCal (L1-gamma)

Le choix des runs à considérer pour l'analyse s'est dès lors fait sur la base de la procédure d'assurance qualité des données d'EMCal présentée dans le chapitre précédent. Comme nous le verrons par la suite, la sélection des photons et la technique d'isolement reposent aussi en grande partie sur la reconstruction des particules chargées : la qualité des données provenant des détecteurs de trajectographie centraux, l'ITS et la TPC, a donc également été prise en compte pour aboutir à la liste de runs jugés appropriés (l'Annexe C rassemble quelques histogrammes d'assurance qualité de ces détecteurs). Ces derniers sont rapportés ci-dessous :

LHC13c (p–Pb, 14 runs) 195529, 195531, 195566, 195567, 195568, 195592, 195593, 195596, 195633, 195635, 195644, 195673, 195675, 195677 ;

LHC13d (p–Pb, 10 runs) 195724, 195760, 195767, 195783, 195787, 195826, 195827, 195831, 195867, 195872 ;

LHC13e (p–Pb, 21 runs) 195935, 195954, 195955, 195958, 196085, 196089, 196090, 196091, 196107, 196185, 196187, 196194, 196197, 196199, 196200, 196201, 196208, 196214, 196308, 196309, 196310 ;

LHC13f (Pb–p, 48 runs) 196475, 196477, 196535, 196608, 196648, 196701, 196702, 196706, 196721, 196722, 196869, 196870, 196965, 196972, 196973, 196974, 197003, 197011, 197012,

1. C'est-à-dire en inversant les sens d'arrivée des protons et des ions au point d'interaction.
2. Dans l'ensemble du manuscrit, la mention "p–Pb" signifie la somme des systèmes p–Pb et Pb–p, sauf lorsque la distinction est explicitement faite.

197015, 197031, 197089, 197090, 197091, 197092, 197138, 197139, 197142, 197184, 197247, 197254, 197255, 197256, 197258, 197260, 197296, 197297, 197298, 197299, 197300, 197302, 197341, 197342, 197348, 197351, 197386, 197387, 197388.

Ainsi que nous l'avons évoqué dans la Section 4.2.3, l'analyse des données p–Pb présentée ici est basée sur le niveau de déclenchement L1-gamma d'EMCal ainsi que sur les informations du détecteur V0. La classe de déclenchement qui en résulte offre à son tour deux seuils en énergie mesurée dans la fenêtre glissante de 2×2 modules : 7 GeV, noté "EG2", et 11 GeV, noté "EG1". Le nombre d'événements collectés au cours des quatre périodes considérées avec ces différents niveaux de déclenchement – MB, EG2 et EG1 – est résumé dans la Table 5.2.

Table 5.2. Nombres d'événements collectés par ALICE avec les niveaux de déclenchement de biais minimal (MB) et L1-gamma (EG2, EG1) en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02$ TeV durant le Run I du LHC. La colonne intitulée "N_{ev}" correspond au nombre d'événements réellement analysés après application des critères de sélection détaillés dans la Section 5.2.1.

Période	Niveau de déclenchement	Nombre d'événements	N_{ev}
LHC13c (p–Pb)	MB	84 645 376	75 293 632
LHC13d (p–Pb)	MB	612 985	549 615
	EG2 (7 GeV)	88 885	79 972
	EG1 (11 GeV)	215 418	194 508
LHC13e (p–Pb)	MB	1 394 371	1 252 485
	EG2 (7 GeV)	211 698	190 856
	EG1 (11 GeV)	400 343	361 774
LHC13f (Pb–p)	MB	2 065 254	1 848 593
	EG2 (7 GeV)	373 314	334 486
	EG1 (11 GeV)	788 100	708 401
Total	MB	88 717 984	78 944 328
	EG2 (7 GeV)	673 897	605 314
	EG1 (11 GeV)	1 403 861	1 264 683

5.1.2 Simulations Monte Carlo

Afin de corriger une mesure expérimentale basée sur des détecteurs imparfaits, il est nécessaire d'utiliser des simulations Monte Carlo (MC) décrivant les processus que l'on cherche à observer et reproduisant le comportement attendu de l'expérience. Dans le cas du travail présenté dans ce manuscrit, cela est indispensable pour estimer la pureté et l'efficacité de mesure des photons isolés comme nous le développerons dans les chapitres suivants.

Les collisions p–Pb étudiées ici ont été reproduites à l'aide des générateurs d'événements Pythia 8 [91] et Dpmjet-III [251]. Si le premier permet de simuler les processus durs qui ont lieu entre partons au sein des collisions hadroniques, le second a pour objectif de simuler la production de particules de faible impulsion transverse, génériquement qualifiée d'événement sous-jacent comme nous l'avons mentionné dans la Section 2.2.2, lequel doit d'ailleurs être estimé et éventuellement soustrait afin d'extraire un signal de photons isolés comme nous le verrons dans le Chapitre 6. La propagation des particules générées a ensuite été assurée par le programme Geant3 [233], en prenant soin d'ancrer la simulation aux runs listés précédemment afin de reproduire les conditions de prise de données le plus fidèlement possible.

5.1.2.1 Jeux de simulation

Du point de vue des processus durs, deux types de simulation doivent être utilisés pour étudier et corriger la production de photons isolés mesurée dans les données :

- ▷ l'une appelée "γ-jet", reproduisant le signal attendu, où ne sont considérés que les processus durs présentés sur la Figure 2.3 et émettant un photon et un parton dos à dos, ce dernier fragmentant en jet de particules ;
- ▷ l'autre appelée "jet-jet", reproduisant le bruit de fond, où sont considérés les processus durs avec deux partons en voie de sortie, fragmentant tous deux en jet opposés dans l'espace.

En considérant l'état des détecteurs d'ALICE au moment où les runs listés précédemment ont été enregistrés, les jeux de simulation suivants ont été générés :

LHC17g6a1 événements γ-jet ;

LHC17g6a2 événements jet-jet "seuil bas" dont un photon de décroissance doit être émis dans la couverture géométrique d'EMCal ou de PHOS avec une impulsion transverse $p_{\mathrm{T}} \geq 3{,}5\,\mathrm{GeV}/c$;

LHC17g6a3 événements jet-jet "seuil haut" dont un photon de décroissance doit être émis dans la couverture géométrique d'EMCal ou de PHOS avec une impulsion transverse $p_{\mathrm{T}} \geq 7\,\mathrm{GeV}/c$.

Il faut noter que ce type de simulation n'intègre pas encore de description fiable du système de déclenchement de niveau 1 d'EMCal. Cela a motivé l'implémentation d'un pseudo-déclenchement uniquement pour l'analyse des données simulées, en considérant la modélisation d'un seuil de déclenchement effectif basé sur la loi normale [160] :

$$S(p_{\mathrm{T}}) = \frac{1}{d\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\left(\frac{p_{\mathrm{T}} - s}{d\sqrt{2}}\right)^2\right], \tag{5.1}$$

où p_{T} est l'impulsion transverse d'un cluster reconstruit dans le calorimètre, s est le seuil de déclenchement le plus probable, et d sa dispersion. Cette définition, quoique simple, permet de tirer aléatoirement une valeur effective du seuil de déclenchement pour chaque événement : si au moins un cluster a une impulsion transverse supérieure à ce seuil, l'événement satisfait le niveau de déclenchement et est conservé, sinon il est rejeté. Les valeurs de s et d ont été déterminées par ajustement gaussien des spectres des clusters reconstruits dans les données réelles pour les deux seuils de L1-gamma et sont rapportées dans la Table 5.3.

Table 5.3. Valeurs des paramètres du pseudo-déclenchement L1-gamma implémenté pour l'analyse des simulations.

Paramètre	EG2	EG1
s (GeV/c)	7,0	11,4
d (GeV/c)	0,3	0,5

5.1.2.2 Normalisation et assemblage

Pour tenir compte de la baisse rapide de la section efficace de production des photons *via* les processus durs décrits précédemment ainsi que des larges ressources de calcul que nécessitent de telles simulations, la génération des événements est découpée en intervalles en impulsion transverse des partons incidents, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$. Cela permet de reconstruire, par exemple, un spectre de clusters sur une large plage en p_{T}, mais un tel résultat nécessite au préalable de normaliser chaque fragment de

distribution associé à un intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ à l'aide du facteur w_{norm} :

$$w_{\mathrm{norm}} = \frac{\sigma^{\mathrm{hard}}}{N_{\mathrm{trials}}\, N_{\mathrm{ev}}^{\mathrm{gen}}}, \tag{5.2}$$

où σ^{hard} est la section efficace associée aux processus d'un intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$, N_{trials} est le nombre d'essais nécessaires par événement pour que ce dernier satisfasse les conditions souhaitées (par exemple, la génération d'une particule dans une certaine fenêtre en pseudorapidité) et $N_{\mathrm{ev}}^{\mathrm{gen}}$ est le nombre d'événements générés. La Table 5.4 présente les intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ considérés pour les trois jeux de simulation, ainsi que le facteur de normalisation w_{norm} calculé pour chacun. La Figure 5.1 montre quant à elle la distribution brute en impulsion transverse des clusters, pour chaque intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ et au total. On remarque que la normalisation assure une continuité du spectre une fois les différents intervalles sommés et permet d'étudier une gamme très large en p_{T} avec une statistique suffisante. Par souci de cohérence, chaque jeu de simulation jet-jet est par la suite utilisé avec le seuil de pseudo-déclenchement le plus proche, c'est-à-dire LHC17g6a2 (seuil bas) avec EG2 et LHC17g6a3 (seuil haut) avec EG1.

Enfin, si l'on souhaite comparer des distributions réelles et simulées il faut combiner les jeux γ-jet et jet-jet. De la sorte, on obtient un échantillon d'événements réalistes constitués à la fois de signal et de bruit de fond, comme dans les données recueillies par ALICE. Le poids donné à chaque contribution est simplement la section efficace associée aux processus γ-jet ou jet-jet, suivant la normalisation définie dans l'équation (5.2). Nous verrons dans le Chapitre 7 comment varie notre mesure de la section efficace de production des photons isolés en modifiant le poids donné à la section efficace des événements γ-jet dans la simulation.

Table 5.4. Intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ considérés pour simuler des événements γ-jet et jet-jet (seuils bas et haut) et facteur de normalisation w_{norm} calculé pour chacun selon l'équation (5.2).

LHC17g6a1 (γ-jet)		**LHC17g6a2 (jet-jet bas)**		**LHC17g6a3 (jet-jet haut)**	
$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ (GeV/c)	w_{norm} (mb)	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ (GeV/c)	w_{norm} (mb)	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ (GeV/c)	w_{norm} (mb)
5−11	$1{,}60 \times 10^{-11}$	5−7	$2{,}22 \times 10^{-9}$	8−10	$4{,}47 \times 10^{-11}$
11−21	$2{,}72 \times 10^{-12}$	7−9	$1{,}95 \times 10^{-9}$	10−14	$9{,}83 \times 10^{-11}$
21−36	$3{,}69 \times 10^{-13}$	9−12	$1{,}78 \times 10^{-9}$	14−19	$1{,}04 \times 10^{-10}$
36−57	$6{,}14 \times 10^{-14}$	12−16	$1{,}30 \times 10^{-9}$	19−26	$1{,}01 \times 10^{-10}$
57−84	$1{,}27 \times 10^{-14}$	16−21	$8{,}74 \times 10^{-10}$	26−35	$6{,}93 \times 10^{-11}$
84−∞	$4{,}36 \times 10^{-15}$	21−∞	$1{,}03 \times 10^{-9}$	35−48	$5{,}13 \times 10^{-11}$
–	–	–	–	48−66	$3{,}03 \times 10^{-11}$
–	–	–	–	66−∞	$1{,}89 \times 10^{-11}$

5.2 Corrections et critères de sélection

Une fois les jeux de données et de simulation définis, leur qualité attestée et les distributions simulées reconstituées, la recherche de photons candidats peut débuter. Pour ce faire, plusieurs étapes sont nécessaires à différents niveaux : il faut avant tout sélectionner les événements puis les traces, et enfin les clusters d'EMCal à l'aide d'un certain nombre de critères dont nous allons discuter dans cette section.

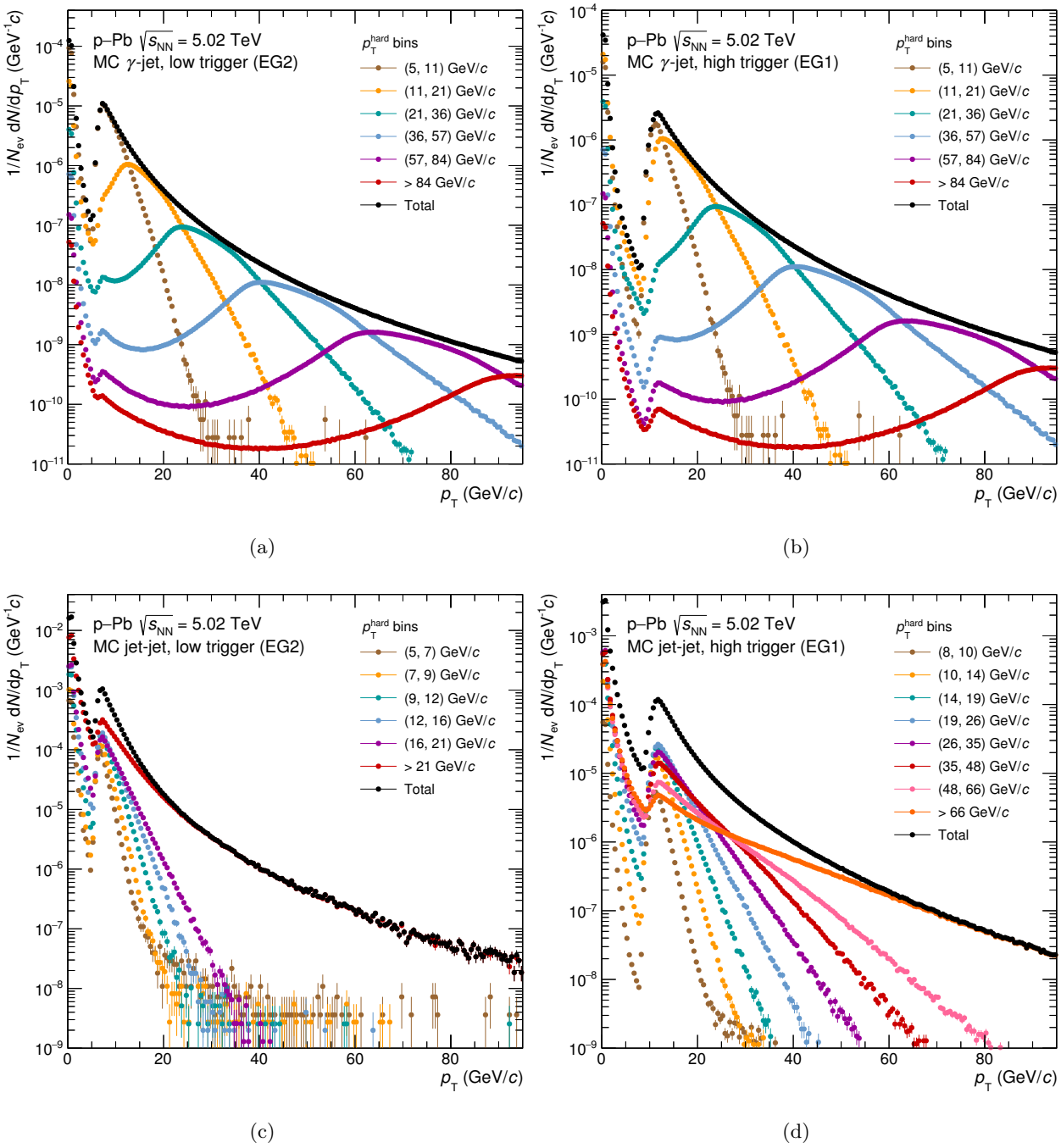


Figure 5.1. Spectre brut des clusters reconstruits dans EMCal en fonction de leur impulsion transverse, avec les jeux de simulation (a) γ-jet, seuil de pseudo-déclenchement bas (EG2), (b) γ-jet, seuil de pseudo-déclenchement haut (EG1), (c) jet-jet, seuil de pseudo-déclenchement bas (EG2), (d) jet-jet, seuil de pseudo-déclenchement haut (EG1).

5.2.1 Événements

Deux conditions sont appliquées dans cette analyse à l'échelle des événements reconstruits par ALICE. D'abord, il faut s'assurer que chacun d'entre eux s'est bien produit au point d'interaction de l'expérience, soit autour de $z = 0$ d'après le système de coordonnées introduit dans la Section 3.2.1. Une sélection sur la position du vertex primaire d'interaction dans la direction des faisceaux est donc appliquée, requérant qu'il ne soit pas éloigné de plus de 10 cm du point d'interaction nominal : les événements qui ne satisfont pas $|z_v| \leq 10$ cm sont donc rejetés comme cela est illustré par la Figure 5.2. Cette coupure dans l'échantillon d'événements permet d'assurer leur reconstruction de

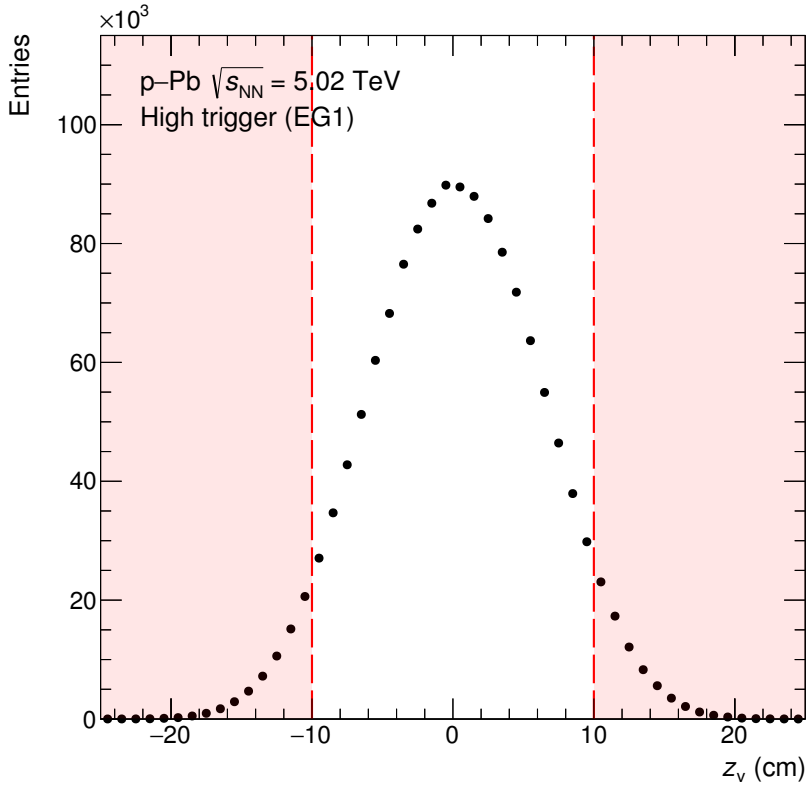


Figure 5.2. Distribution de la position reconstruite des vertex primaires d'interaction suivant l'axe des faisceaux. Les zones rouges ($|z_v| > 10\,\text{cm}$) contiennent les événements rejetés.

manière uniforme dans les détecteurs centraux (notamment l'ITS, la TPC et EMCal), mais aussi de rejeter ceux, très décalés, qui peuvent être liés à l'empilement de plusieurs collisions [3] et pour lesquels la couverture effective des détecteurs ne serait pas idéale.

La seconde condition qui doit être satisfaite par les événements pour qu'ils soient considérés dans l'analyse concerne la présence de traces : un événement qui en serait dépourvu est rejeté, mais l'effet de cette coupure est négligeable en raison de l'extrême rareté de ce type d'événement où l'absence de traces est plutôt le fait d'un problème de reconstruction que d'une absence de particules chargées.

L'effet de ces deux critères de sélection sur le nombre d'événements dans chaque run considéré est résumé sur la Figure 5.3. En moyenne, 10 % des événements reconstruits sont rejetés lors de cette sélection, la quasi-totalité par la condition imposée sur la position du vertex primaire d'interaction. Bien entendu cette même sélection est appliquée sur les données de référence de biais minimal (LHC13c), et le nombre d'événements finalement conservés pour l'analyse est rapporté dans la colonne "N_{ev}" de la Table 5.2. Cette grandeur est utilisée par la suite pour normaliser un très grand nombre de distributions.

5.2.2 Traces de particules chargées

L'exploitation des traces laissées par les particules chargées est primordiale dans de nombreuses mesures de physique hadronique : l'étude de la production de photons isolés ne déroge pas à la règle. Dans la Section 3.2.1, nous avons mis l'accent sur les deux détecteurs de trajectographie principaux de l'expérience ALICE, l'ITS et la TPC, tous deux mis à contribution dans ce travail. Les traces reconstruites uniquement par la TPC, appelées `kTPCOnlyTracks` à l'échelle de l'environnement AliRoot/AliPhysics [231, 234], sont propagées jusqu'à la surface d'EMCal pour identifier les clusters

3. Ce phénomène est couramment désigné par son appellation anglophone, *pile-up*.

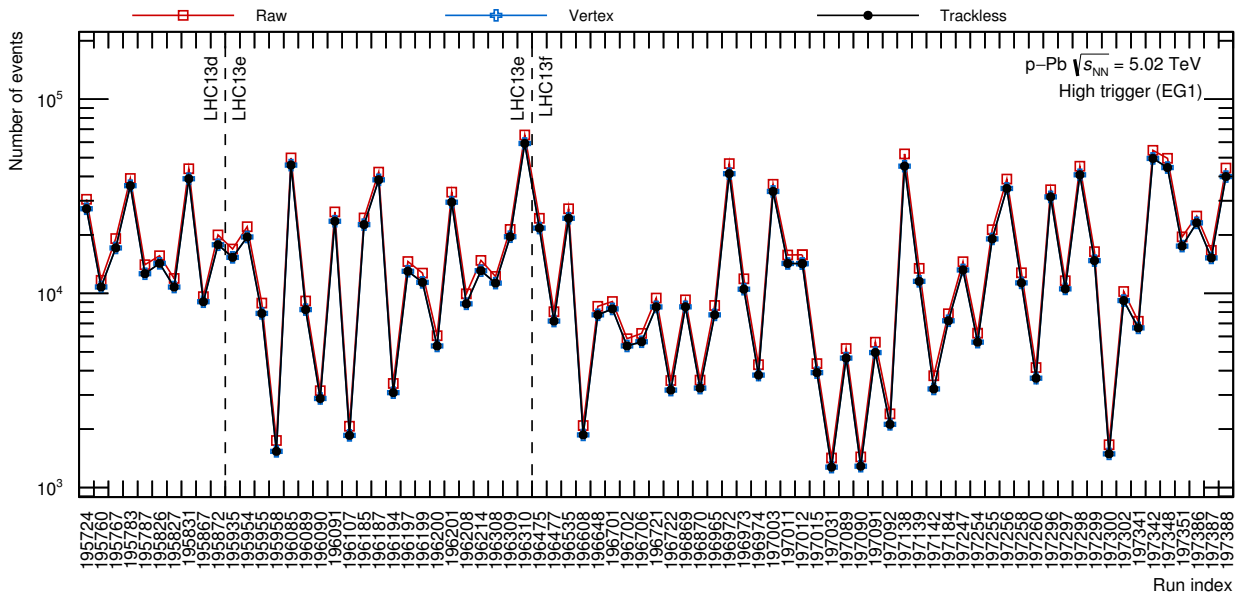


Figure 5.3. Évolution du nombre d'événements au cours des périodes de prise de données en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ avec le seuil de déclenchement EG1 (LHC13d, LHC13e, LHC13f), brut et après application des critères de sélection détaillés dans le texte.

induits par des particules chargées comme nous le verrons bientôt, tandis que les traces reconstruites par l'ITS et la TPC, dites *hybrides*, sont à la base de l'estimation de la contribution des particules chargées à l'activité hadronique mesurée dans le cône d'isolement lors de la recherche de photons isolés.

En raison de la présence de zones mortes dans les couches du sous-détecteur SPD – constituant, on le rappelle, les deux couches les plus internes de l'ITS – les traces reconstruites conjointement par ce dernier et par la TPC sont obtenues à l'aide d'une approche hybride corrigeant l'inefficacité partielle qui en découle. Ces zones mortes sont visibles sur la Figure 5.4 sous la forme de déplétions dans la distribution azimutale des traces reconstruites par l'ITS lorsque le SPD est mis en jeu. Afin de reconstituer une information de qualité sur l'ensemble de la couverture azimutale, deux sous-ensembles de traces sont utilisés :

- ▷ le premier regroupe les traces auxquelles contribue au moins un signal dans une couche du SPD ;
- ▷ le second rassemble les traces reconstruites sans signal de la part du SPD mais dont la trajectoire est contrainte par prolongement jusqu'au vertex primaire d'interaction.

Ces deux contributions sont alors sommées pour former les traces hybrides, présentant une uniformité satisfaisante par rapport à l'angle azimutal comme le montre la Figure 5.4. L'excès de traces observé ici entre $\varphi = 1{,}4\,\mathrm{rad}$ et $\varphi = 3{,}2\,\mathrm{rad}$ est simplement lié à l'utilisation de données basées sur les capacités de déclenchement d'EMCal, situé dans cette région azimutale, et l'excès observé autour de $\varphi = 5{,}5\,\mathrm{rad}$ correspond à la contrepartie opposée des produits des processus durs enregistrés par EMCal. Enfin, les traces d'impulsion transverse inférieure à $200\,\mathrm{MeV}/c$ sont rejetées car il a été montré que leur efficacité de reconstruction et leur résolution en p_{T} étaient moins bonnes et tendaient donc à dégrader les capacités d'identification des particules chargées [150].

5.2.3 Clusters

Nous avons vu précédemment que la reconstruction des particules avec le calorimètre EMCal se fait sous forme de clusters, caractérisés par divers paramètres (énergie, élongation, nombre de cellules,

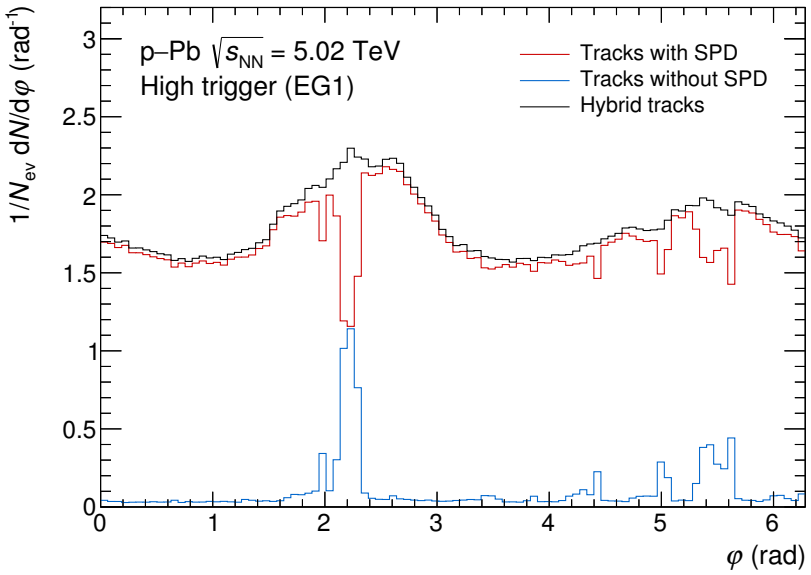


Figure 5.4. Distribution azimutale des traces reconstruites par l'ITS et la TPC avec (histogramme rouge) et sans (histogramme bleu) signal de la part du SPD. La somme de ces deux contributions (histogramme noir) forme l'ensemble des traces hybrides.

etc.). Il convient de préciser que lors du Run I du LHC, durant lequel les données considérées ici ont été collectées, EMCal n'était doté que de dix supermodules complets, ses deux derniers supermodules réduits et DCal n'ayant été ajoutés au détecteur que pendant le premier arrêt technique de longue durée de l'accélérateur [4]. La couverture offerte par EMCal dans les analyses présentées dans ce manuscrit est ainsi réduite à $(|\eta| < 0{,}7) \cap (80° < \varphi < 180°)$.

Les clusters étudiés ici sont construits avec l'algorithme d'agrégation V1 présenté dans la Section 4.3.2, en considérant l'énergie de la cellule initiale de chaque cluster $E_{\text{seed}} > 300\,\text{MeV}$ et l'énergie de ses autres cellules $E_{\text{cell}} > 100\,\text{MeV}$. Avant de parler de sélection *stricto sensu*, plusieurs corrections sont appliquées à l'ensemble des cellules et clusters du calorimètre :

- ▷ les cellules défectueuses – inactives ou au contraire extrêmement bruitées – sont masquées ;
- ▷ le temps des cellules est calibré (comme cela a été expliqué dans la Section 4.3.1) et l'instant moyen des signaux de toutes les cellules est pris comme référence de temps propre au calorimètre [5] ;
- ▷ l'énergie des cellules est calibrée et la non-linéarité de la réponse en énergie des clusters est corrigée par une fonction héritée des ajustements présentés sur la Figure 4.15 (b) ;
- ▷ cette dernière procédure est doublée, pour la simulation uniquement, d'une correction de l'énergie des clusters selon qu'ils aient été reconstruits dans un supermodule précédé ou non d'un supermodule du TRD. À l'instar d'EMCal, la construction de ce détecteur n'était en effet que partiellement achevée durant le Run I du LHC, et la présence ou non de matière supplémentaire devant le calorimètre se traduit d'une façon différente dans les deux cas sur l'énergie reconstruite dans la simulation lorsqu'est utilisé un seuil d'agrégation de cellule $E_{\text{cell}} = 100\,\text{MeV}$, car la correction de non-linéarité mentionnée au point précédent a été extraite en considérant ce seuil à 50 MeV [252] ;
- ▷ enfin, les clusters pour lesquels le dépôt d'énergie est localisé presque intégralement dans une seule cellule sont rejetés. Ces clusters sont définis par une *exoticité* $F_+ = 1 - E_+/E_{\text{max}}$

4. La Figure 3.6 rappelle la chronologie de l'exploitation du LHC : ce premier arrêt a eu lieu entre 2013 et 2015.
5. Cela explique que les distributions en temps des cellules présentées sur la Figure 4.17 soient centrées autour de 650 ns mais que la distribution en temps calibré des clusters, visible sur la Figure 5.5 (a), soit centrée autour de 0 ns.

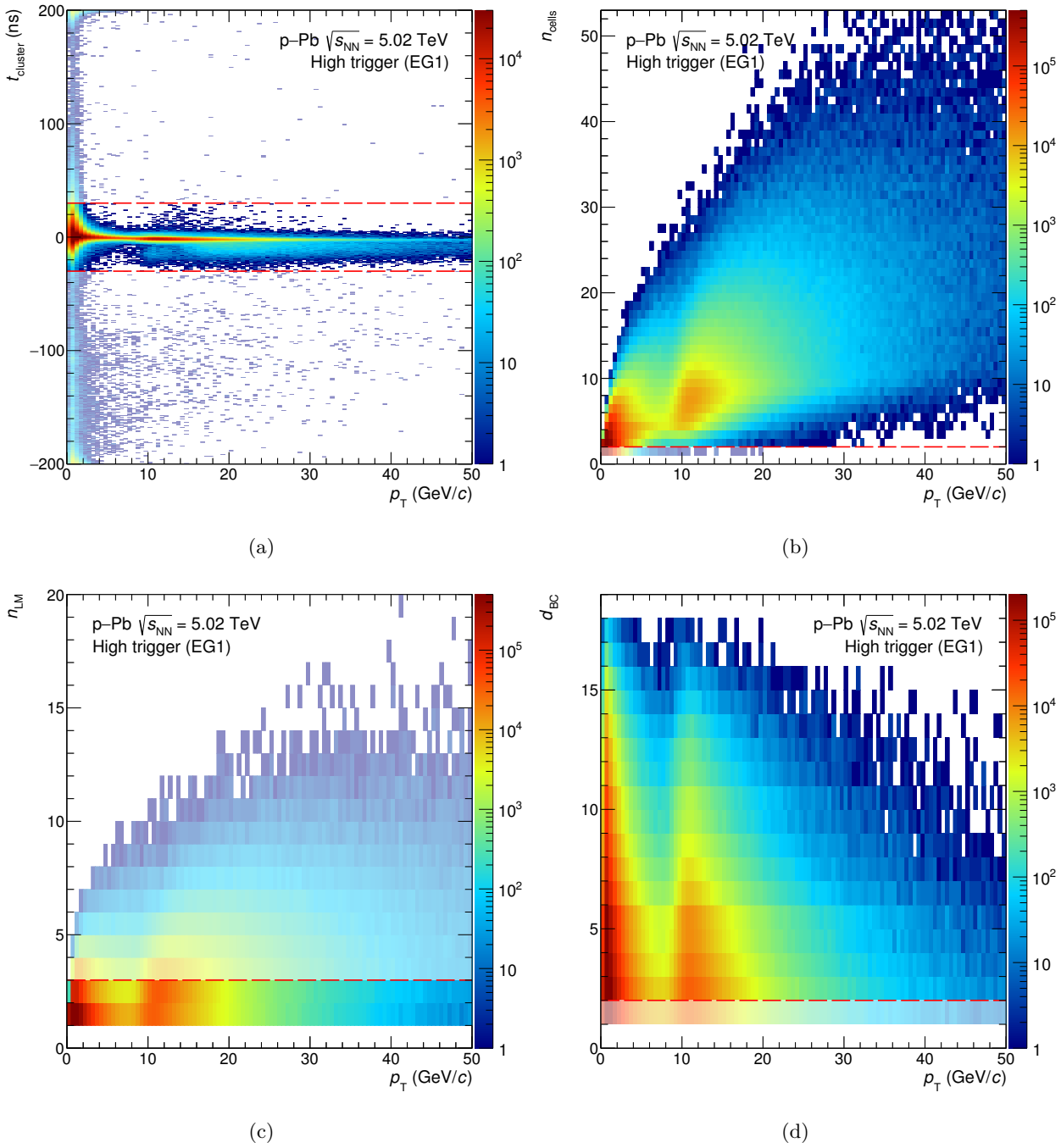


Figure 5.5. (a) Temps t_{cluster} des clusters reconstruits dans EMCal, (b) nombre de cellules n_{cells} par cluster, (c) nombre de maxima locaux n_{LM} par cluster et (d) distance aux cellules défectueuses d_{BC}, en fonction de l'impulsion transverse des clusters. Les zones aux couleurs atténuées contiennent les clusters rejetés.

supérieure à 0,97, où E_+ représente l'énergie déposée dans les cellules adjacentes à une cellule caractérisée par un maximum d'énergie local E_{max}. Ils sont typiquement induits par des neutrons interagissant directement avec la photodiode d'une cellule, résultant en un signal parasite [245, 253].

Ensuite, les clusters sont sélectionnés selon différents critères de qualité illustrés sur la Figure 5.5 :

- ▷ leur temps, noté t_{cluster} et défini comme l'instant du signal de leur cellule la plus énergétique, doit prendre place dans une fenêtre temporelle de ± 30 ns autour de l'instant moyen des signaux de toutes les cellules du calorimètre, $|t_{\text{cluster}}| < 30$ ns, afin de rejeter ceux qui pourraient avoir été induits par des neutrons secondaires ou des collisions lors d'un autre croisement de paquets

de hadrons, séparés de 200 ns dans les données p–Pb étudiées ici ;

- ▷ le nombre de cellules qui constituent les clusters doit être au moins égal à deux, $n_{\text{cells}} \geq 2$, pour limiter au maximum la contribution de bruit électronique très localisé ;
- ▷ les clusters ne doivent pas avoir plus de deux maxima d'énergie locaux, $n_{\text{LM}} \leq 2$;
- ▷ pour éviter tout biais lié à la proximité d'une cellule défectueuse – certes masquée comme nous l'avons mentionné auparavant – les cellules d'un cluster doivent aussi être situées à une distance d'au moins deux cellules d'une telle zone[6], $d_{\text{BC}} \geq 2$,
- ▷ enfin, pour limiter la perte d'énergie d'un cluster localisé à proximité des bords du calorimètre, sa cellule de plus haute énergie doit en être éloignée d'au moins deux cellules. La couverture effective du détecteur est dès lors réduite à $(|\eta| < 0{,}67) \cap (82° < \varphi < 178°)$.

En moyenne, près de 60 % des clusters reconstruits dans EMCal sont rejetés par l'application de ces critères. Cela démontre que malgré les algorithmes d'agrégation d'EMCal imposant un seuil d'énergie minimal, la population brute de clusters est encore hautement contaminée par des sources indésirables (bruit électronique, cellules défectueuses, etc.), mais compte aussi un grand nombre de clusters formés par plus de deux contributions (conduisant à l'émergence de plus de deux maxima d'énergie locaux).

5.3 Identification des photons prompts

Pour la recherche de photons, et en particulier de photons prompts *via* la technique d'isolement, il faut également considérer trois autres critères de sélection : les clusters d'intérêt doivent évidemment avoir été induits par des particules neutres, leur forme – paramétrisée par σ^2_{long} comme nous l'avons détaillé dans la Section 4.3.2 – doit avoir certaines caractéristiques, et enfin les clusters neutres considérés comme photons prompts candidats doivent être situés dans une zone dite *fiduciaire* afin de pouvoir appliquer la technique d'isolement.

5.3.1 Clusters neutres

La première étape pour l'identification des photons issus de processus partoniques durs consiste à rejeter les clusters ayant été induits par des particules chargées. Pour ce faire, un appariement des traces mesurées par la TPC et des clusters reconstruits dans EMCal est réalisé comme le montre la Figure 5.6. Les traces sont d'abord extrapolées jusqu'à la surface du calorimètre sur laquelle leur position $(\eta^{\text{track}}, \varphi^{\text{track}})$ est déterminée, puis cette position est comparée à celle du cluster le plus proche $(\eta^{\text{cluster}}, \varphi^{\text{cluster}})$ en calculant la distance qui les sépare en termes de pseudorapidité et d'angle azimutal :

$$\Delta\eta = \left|\eta^{\text{track}} - \eta^{\text{cluster}}\right| \tag{5.3}$$

$$\Delta\varphi = \left|\varphi^{\text{track}} - \varphi^{\text{cluster}}\right|. \tag{5.4}$$

Ce couple de variables, dont les distributions sont représentées sur les Figures 5.7 et 5.8 pour chaque intervalle en impulsion transverse considéré dans la suite de l'analyse, est alors utilisé pour rejeter la contribution des particules chargées à la population totale de clusters. Plus $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi$ sont proches de zéro, plus les traces et clusters considérés ont des positions proches et donc plus il est probable que ces clusters soient issus de particules chargées et doivent être rejetés pour la recherche de photons candidats.

6. Dans d_{BC}, l'indice "BC" est l'acronyme de *bad channel*, ou "mauvais canal", et n'a donc rien à voir avec l'acronyme de *bunch crossing* comme nous avons pu le définir dans la Section 4.4.2.

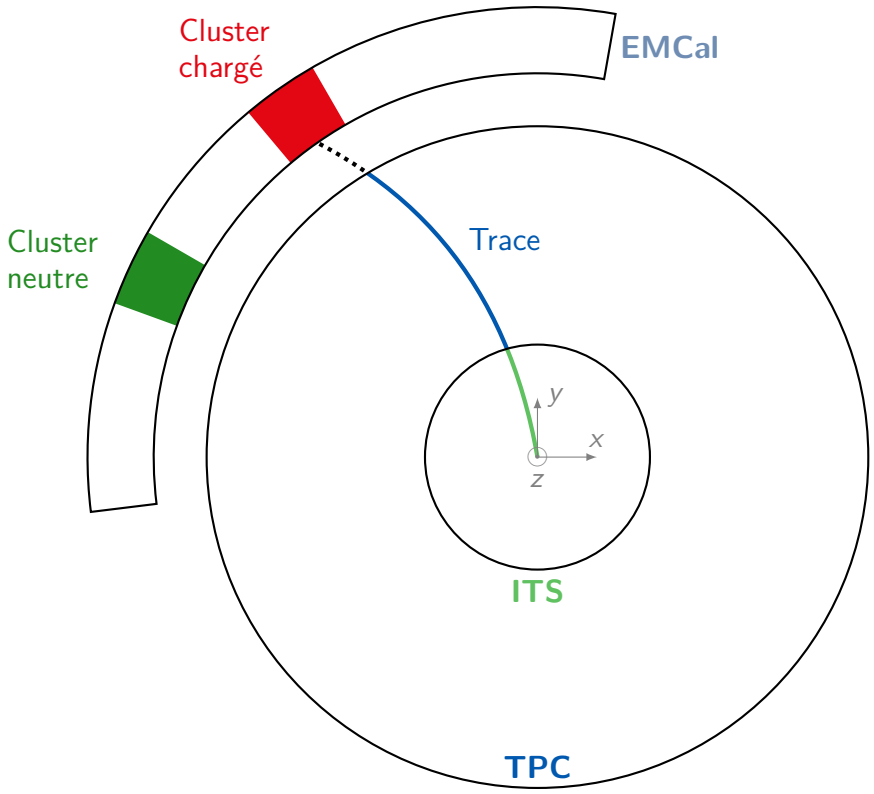


Figure 5.6. Représentation schématique de l'appariement des traces mesurées par la TPC et des clusters reconstruits dans EMCal. Cette méthode est à la base du rejet des particules chargées pour la sélection des clusters neutres et donc des photons candidats.

Deux cas de figure peuvent être envisagés pour décider des valeurs de $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi$ en-deçà desquelles un cluster est estimé chargé :

- ces valeurs peuvent être fixes, elles sont alors généralement basées sur l'ajustement – par la somme de fonctions gaussienne et polynomiale d'ordre 2 – des distributions de $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi$ afin d'en extraire leur dispersion, respectivement σ_η et σ_φ. Un ensemble trace-cluster qui satisfait

$$\Delta\eta < 3\,\sigma_\eta \tag{5.5}$$
$$\Delta\varphi < 3\,\sigma_\varphi \tag{5.6}$$

  signe le caractère chargé du cluster et le disqualifie donc pour la recherche de photons. Cette population de clusters est contenue dans les zones rouges visibles sur les Figures 5.7 et 5.8 ;

- ces valeurs peuvent aussi être variables suivant l'impulsion transverse $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{track}}$ de la trace utilisée pour l'appariement. Dans ce cas le rejet des clusters chargés est paramétrisé comme

$$\Delta\eta < a_1 + \left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{track}} + a_2\right)^{-a_3} \tag{5.7}$$
$$\Delta\varphi < b_1 + \left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{track}} + b_2\right)^{-b_3}, \tag{5.8}$$

  avec

$$(a_1, a_2, a_3) = (0{,}010,\ 4{,}07,\ 2{,}5) \tag{5.9}$$
$$(b_1, b_2, b_3) = (0{,}015,\ 3{,}65,\ 2). \tag{5.10}$$

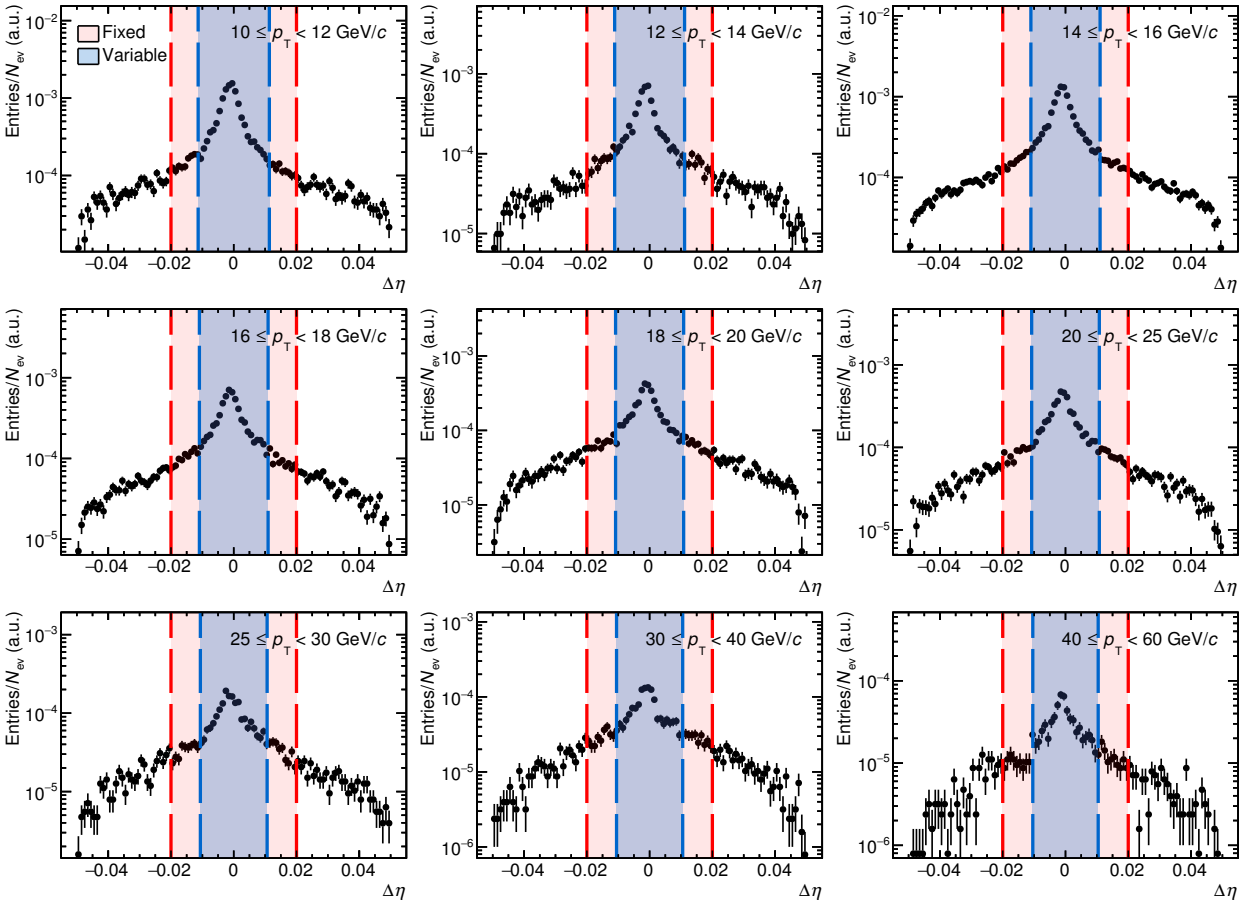


Figure 5.7. Distribution de la distance, en termes de pseudorapidité, entre une trace extrapolée à la surface d'EMCal et un cluster lors de la procédure d'appariement, pour chaque intervalle en impulsion transverse considéré dans la suite de l'analyse. Les zones rouges et bleues contiennent les clusters rejetés respectivement par les coupures fixes (équation (5.5)) et variables (équation (5.7) en considérant la valeur moyenne de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{track}}$ dans chaque intervalle).

Ces paramètres ont été optimisés afin d'éviter le rejet d'un cluster de haute énergie qui serait simplement apparié spatialement avec une trace de très faible énergie, signifiant que ce cluster ne serait pas induit par cette particule chargée [254]. En ce sens, cette paramétrisation permet de conserver des clusters neutres qui seraient rejetés en utilisant la sélection basée sur les coupures fixes définies par les équations (5.5) et (5.6), comme l'illustrent les zones bleues sur les Figures 5.7 et 5.8. C'est donc l'option qui a été retenue pour les mesures de photons isolés présentées dans ce manuscrit.

Finalement, l'application de ce véto de particules chargées (*Charged Particle Veto*, CPV) conduit à rejeter environ 33 % des clusters ayant passé avec succès les critères de sélection détaillés dans la section précédente.

5.3.2 Photons prompts candidats

Bien qu'ils aient été induits par des particules neutres, les clusters sélectionnés par la procédure précédente peuvent provenir de photons aux origines très différentes. Comme on l'a vu dans le Chapitre 2, les photons produits lors de la décroissance de hadrons constituent notamment la principale contribution à la production inclusive de photons dans les collisions hadroniques, si bien que mesurer ceux provenant d'autres phénomènes – comme les photons prompts – implique de devoir gérer un important bruit de fond lié aux photons de décroissance.

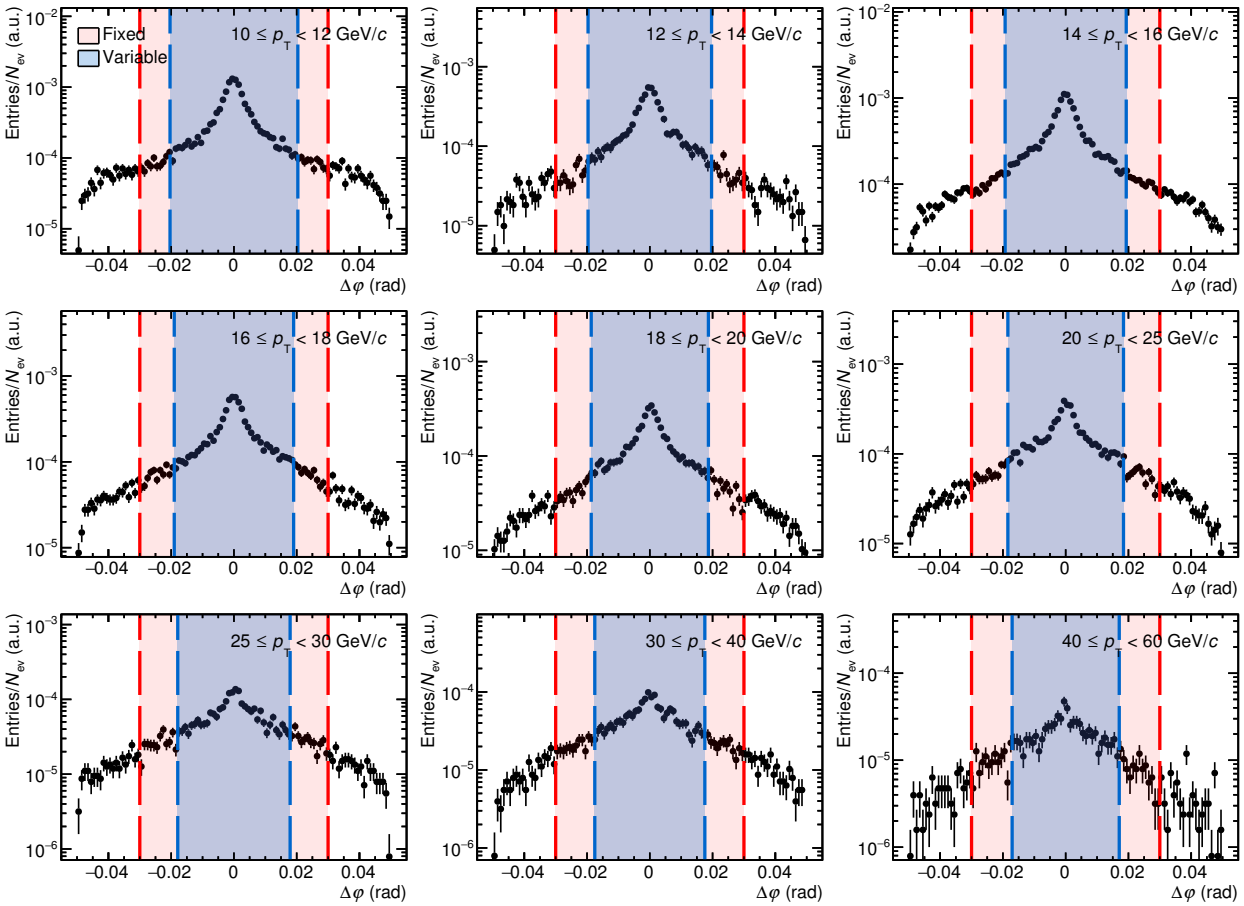


Figure 5.8. Distribution de la distance, en termes d'angle azimutal, entre une trace extrapolée à la surface d'EMCal et un cluster lors de la procédure d'appariement, pour chaque intervalle en impulsion transverse considéré dans la suite de l'analyse. Les zones rouges et bleues contiennent les clusters rejetés respectivement par les coupures fixes (équation (5.6)) et variables (équation (5.8) en considérant la valeur moyenne de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{track}}$ dans chaque intervalle).

5.3.2.1 Les photons de décroissance comme bruit de fond

La Figure 5.9 présente une simulation des principales contributions à la production de photons de décroissance. Si l'intervalle en impulsion transverse considéré ici couvre de faibles valeurs, on constate néanmoins que ces photons sont très majoritairement issus de la décroissance de mésons π^0, à hauteur de 80 % au-delà de 10 GeV/c. Cette prédominance peut s'expliquer par le canal de décroissance principal de ces mésons, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, doté d'un rapport d'embranchement s'élevant à 98,8 % [66]. Dans une moindre mesure, les mésons η contribuent aussi à la production de photons de décroissance (16 % au-delà de 10 GeV/c comme le montre la Figure 5.9) principalement *via* les canaux $\eta \to \gamma\gamma$ et $\eta \to 3\pi^0$, pour un rapport d'embranchement global d'environ 72,1 % [66]. En raison de sa production abondante dans les collisions hadroniques, le pion demeure le méson neutre de choix lorsque l'on s'intéresse au bruit de fond des photons de décroissance, c'est pourquoi le méson η sera par la suite passé sous silence si son évocation n'est pas nécessaire.

Avec sa durée de vie τ_{π^0} de l'ordre de $8{,}5 \times 10^{-17}$ s, le méson π^0 décroît à proximité immédiate du point d'interaction ($c\tau_{\pi^0} = 25{,}5$ nm). Cela signifie que seules ses particules filles – donc très probablement des photons de décroissance – peuvent atteindre le calorimètre EMCal et y induire des gerbes électromagnétiques. Rejeter efficacement cette contamination nécessite ainsi de bien connaître les propriétés d'émission de ces photons de décroissance. Lorsqu'un pion au repos dans le référentiel du laboratoire décroît en produisant deux photons, ces derniers sont émis à l'opposé l'un de l'autre, c'est-à-dire avec un angle d'ouverture $\theta_{12} = \pi$ rad entre eux. Si par contre le méson π^0 a

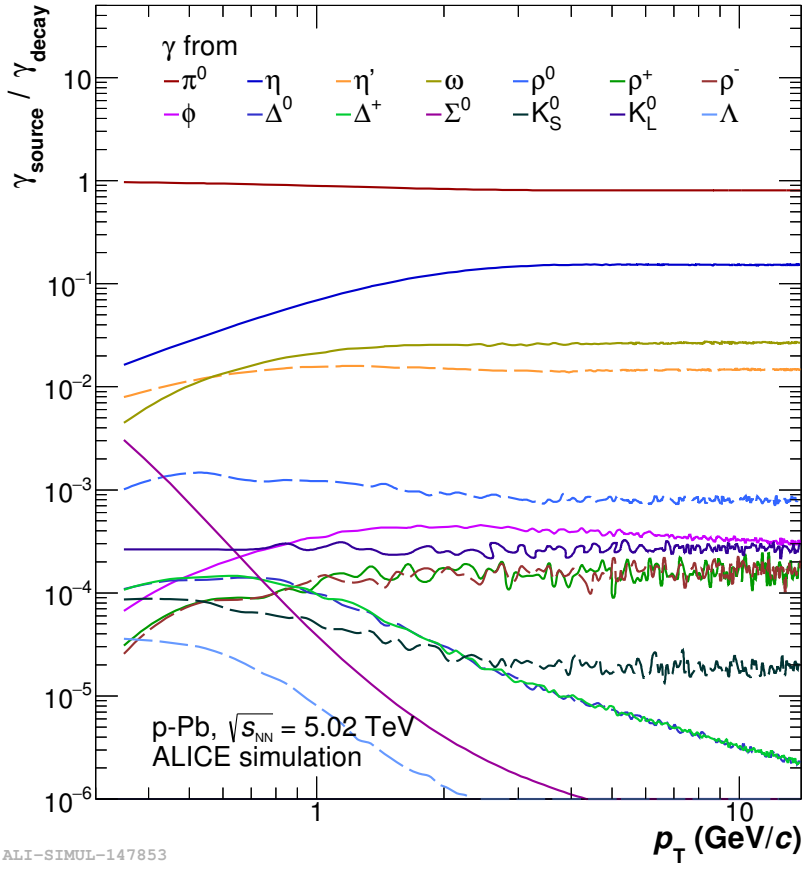


Figure 5.9. Contributions relatives de différents hadrons à la production de photons de décroissance en fonction de leur impulsion transverse, obtenues par simulation pour des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$. Les contributions π^0, η, ω, ρ^+, ϕ, Δ^+, Σ^0 et K^0_L sont représentées par des lignes pleines. [250]

une énergie cinétique initiale E_{π^0}, comme c'est le cas lorsqu'il est produit à la suite d'une collision hadronique, le boost de Lorentz dont il est doté tend à diminuer l'angle θ_{12} suivant la relation

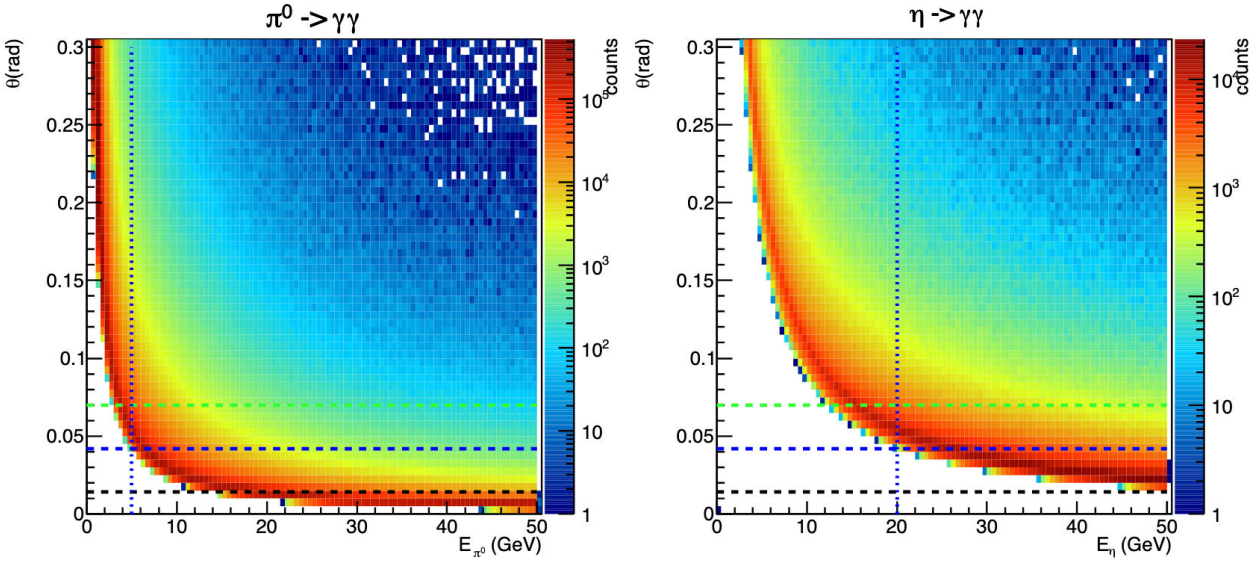
$$\sin\left(\frac{\theta_{12}}{2}\right) = \frac{m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}}, \tag{5.11}$$

où m_{π^0} est la masse au repos du méson π^0. On voit ainsi que plus son énergie est élevée, plus l'angle entre ses deux photons de décroissance est faible.

La Figure 5.10 présente l'évolution de θ_{12} en fonction de E_{π^0} (mais aussi de E_η pour le méson η) et compare les valeurs obtenues à la taille angulaire de différents nombres de cellules du calorimètre EMCal. Si les deux photons étaient reconstruits de manière tout à fait ponctuelle par le détecteur – en induisant par exemple deux gerbes de dispersion latérale négligeable – ils pourraient être identifiés individuellement jusqu'à ce que l'angle qui les sépare approche et devienne plus faible que la taille d'une cellule, soit autour de $E_{\pi^0} = 15\,\mathrm{GeV}$ ou $E_\eta = 50\,\mathrm{GeV}$. Cependant, le choix de la segmentation d'EMCal en fonction du rayon du Molière des gerbes qui s'y développent ainsi que l'utilisation de l'algorithme d'agrégation V1 conduisent à observer la fusion des gerbes – et donc des clusters – induites par deux photons de décroissance lorsque ces derniers sont séparés de trois cellules ou moins (ligne horizontale bleue dans la Figure 5.10). Aux valeurs de θ_{12} les plus probables, cette limite correspond à une énergie autour de 5 GeV pour les mésons π^0 et de 20 GeV pour les mésons η.

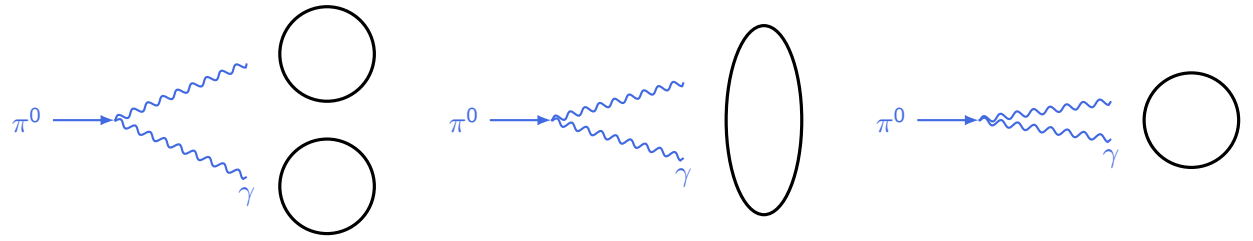
Dès lors, différents types de clusters neutres sont attendus suivant l'angle d'ouverture θ_{12} et donc l'énergie du méson ayant décru en photons :

▷ en-deçà de $E_{\pi^0} \approx 5\,\mathrm{GeV}$ ($E_\eta \approx 20\,\mathrm{GeV}$), les deux photons peuvent être reconstruits sous la



(a) (b)

Figure 5.10. Angle d'ouverture entre deux photons de décroissance de mésons (a) π^0 et (b) η, en fonction de leur énergie cinétique. Les lignes horizontales noire, bleue et verte représentent respectivement la taille angulaire d'une, de trois et de cinq cellules du calorimètre. La ligne verticale bleue correspond approximativement à l'énergie d'un méson pour laquelle les clusters induits par ses photons de décroissance commencent à fusionner lorsque l'algorithme d'agrégation V1 est utilisé. [243]



(a) (b) (c)

Figure 5.11. Représentation schématique des clusters (ellipses noires) induits par les photons de décroissance d'un méson π^0 pour différents régimes de son énergie cinétique, (a) $E_{\pi^0} \lesssim 5\,\text{GeV}$, (b) $5 \lesssim E_{\pi^0} \lesssim 15\,\text{GeV}$ et (c) $E_{\pi^0} \gtrsim 15\,\text{GeV}$.

forme de deux clusters séparés de faible largeur [7] ;

- ▷ à partir de $E_{\pi^0} \approx 5\,\text{GeV}$ ($E_\eta \approx 20\,\text{GeV}$), leur reconstruction n'est plus possible que sous la forme d'un cluster dont l'étalement est important [8] – car résultant de la fusion de deux gerbes proches – et diminue avec l'augmentation de l'énergie du méson ;
- ▷ enfin, pour $E_{\pi^0} \gtrsim 15\,\text{GeV}$ ($E_\eta \gtrsim 50\,\text{GeV}$), le cluster unique induit par les deux photons est caractérisé par une largeur similaire[7] à celle d'un cluster résultant du passage d'un seul photon.

La Figure 5.11 apporte un éclairage schématique sur ces trois types de clusters.

5.3.2.2 Forme des clusters

La forme des clusters se révèle ainsi une donnée primordiale pour rejeter les photons de décroissance tout en sélectionnant les photons prompts qui nous intéressent. Ainsi que nous l'avons

7. Les clusters de ce type sont parfois dits *circulaires*.
8. Les clusters de ce type sont parfois dits *elliptiques*.

introduit dans la Section 4.3.2, sa paramétrisation elliptique fait émerger la variable σ^2_{long} comme "largeur" du cluster, c'est donc tout naturellement que ce paramètre est exploité dans ce but.

La Figure 5.12 présente l'évolution de la largeur des clusters σ^2_{long} en fonction de leur impulsion transverse p_{T}, mesurée et obtenue par simulations γ-jet (reproduisant le signal) et jet-jet (reproduisant le bruit de fond). On distingue clairement dans les données la présence de deux populations de clusters : la première, localisée autour de $\sigma^2_{\text{long}} \approx 0{,}25$ et indépendante de p_{T}, correspond aux clusters induits par un photon unique – qu'il soit prompt ou de décroissance – ou par deux photons de décroissance issus d'un méson de haute énergie comme cela est illustré sur la Figure 5.11 (c). La seconde, d'allure décroissante avec p_{T} augmentant, est constituée des clusters étalés résultant de la fusion de deux gerbes comme l'explique la Figure 5.11 (b). Ces observations sont corroborées par la

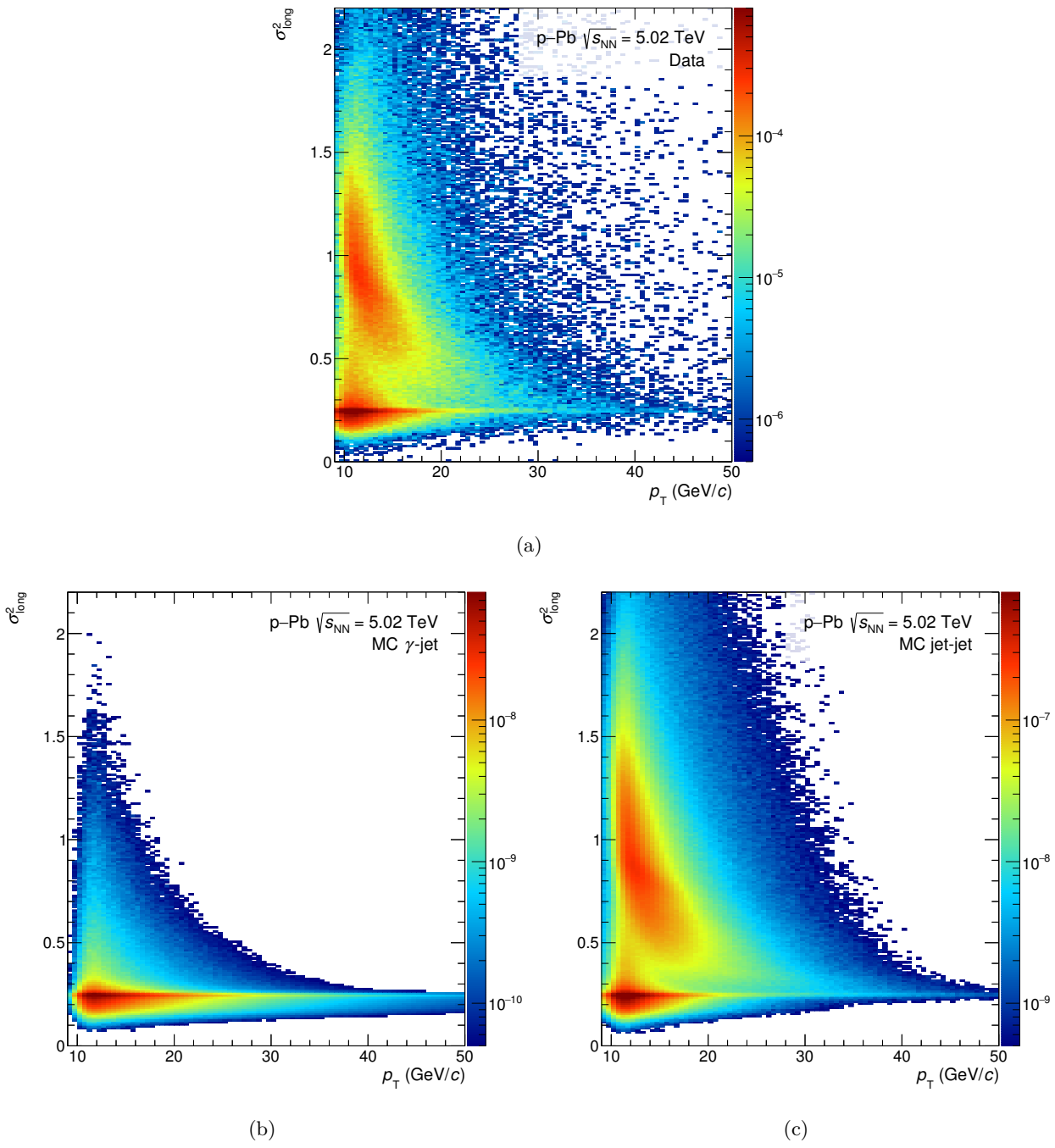


Figure 5.12. Forme des clusters paramétrisée par σ^2_{long} en fonction de leur impulsion transverse, (a) mesurée dans les données p–Pb et obtenue par simulations (b) γ-jet et (c) jet-jet.

présentation individuelle des contributions de photons prompts – accessibles avec la simulation γ-jet (Figure 5.12 (b)) – et de photons de décroissance – dont les jeux de simulation jet-jet (Figure 5.12 (c)) sont enrichis comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre.

Partant de ce constat, il est possible de définir un jeu de coupures afin de rejeter un maximum de clusters liés aux photons de décroissance. La Figure 5.13 offre une vision unidimensionnelle de la distribution du paramètre σ^2_{long} mesurée et simulée pour les neuf intervalles en impulsion transverse qui seront considérés par la suite (il faut noter que la simulation est ici obtenue par combinaison des jeux γ-jet et jet-jet comme cela a été expliqué auparavant). Sous cette forme unidimensionnelle, le "pic photon" autour de $\sigma^2_{\text{long}} \approx 0{,}25$ est clairement identifiable, de même que la "bosse π^0" qui s'approche du pic à mesure que p_{T} augmente.

À ce comportement variable s'ajoute la difficulté pour la simulation brute – c'est-à-dire telle que décrite dans la Section 5.1.2 et montrée par les marqueurs ouverts sur la Figure 5.13 – à reproduire cette distribution, en particulier pour σ^2_{long} compris entre 0,28 et 0,40. Cette imperfection a été étudiée en détail [252] et est vraisemblablement liée à des interférences électroniques entre différentes cellules d'un cluster desservies par la même électronique de lecture, conduisant à augmenter artificiellement l'énergie des cellules entourant un maximum local du cluster, et donc à biaiser le calcul du paramètre σ^2_{long} pour ce cluster. Une émulation de cet effet a été implémentée dans le processus de correction des clusters (détaillé dans la Section 5.2.3) pour la simulation uniquement et a permis d'obtenir une meilleure reproduction de la distribution de σ^2_{long} comme le montre la Figure 5.13.

Pour les raisons évoquées précédemment, l'identification des photons prompts à l'aide du

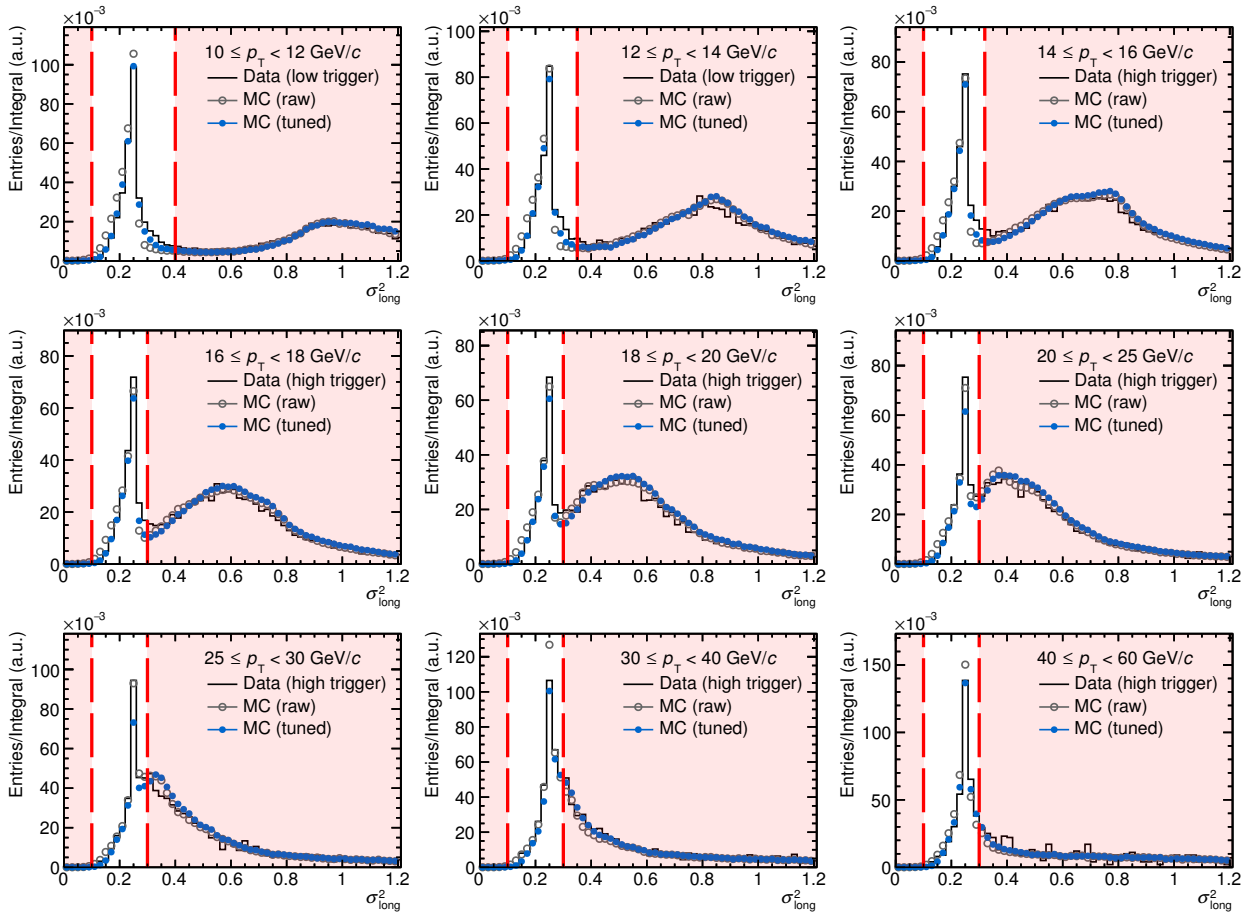


Figure 5.13. Distribution de la forme des clusters paramétrisée par σ^2_{long} pour les neuf intervalles en impulsion transverse considérés dans la suite de l'analyse, mesurée dans les données p–Pb et obtenue par simulations brute, notée "MC (raw)", et incluant l'émulation des interférences électroniques mentionnée dans le texte, notée "MC (tuned)". Les zones rouges contiennent les clusters neutres rejetés pour l'identification des photons prompts.

Table 5.5. Intervalle de sélection sur le paramètre σ^2_{long} pour l'identification des photons prompts, pour chaque intervalle en impulsion transverse considéré dans la suite de l'analyse.

p_{T} (GeV/c)	Intervalle en σ^2_{long}
10–12	0,10–0,40
12–14	0,10–0,35
14–16	0,10–0,32
16–60	0,10–0,30

paramètre σ^2_{long} est basée sur un intervalle glissant, dépendant de l'impulsion transverse des clusters. Les valeurs retenues, présentées dans la Table 5.5 et la Figure 5.13, ont été optimisées de façon à conserver le plus de clusters appartenant au pic et donc ayant préférentiellement été induits par des photons uniques, tout en rejetant au maximum la contribution des clusters contenus dans la "bosse π^0". Le minimum absolu a été fixé à $\sigma^2_{\text{long}} = 0{,}10$ afin de rejeter d'éventuels clusters de très faible largeur, caractéristiques du bruit de fond électronique ou d'un dépôt de haute énergie très localisé (clusters exotiques n'ayant pas été rejetés par le critère imposé sur leur exoticité, par exemple).

Si cette sélection permet d'exclure un grand nombre de clusters induits par la fusion de gerbes de photons de décroissance issus d'un méson d'énergie intermédiaire, ce n'est cependant pas le cas pour ceux qui proviennent d'un photon de décroissance unique produit par un méson de basse énergie (Figure 5.11 (a)), ou de la superposition de deux d'entre eux produits par un méson de haute énergie (Figure 5.11 (c)), lesquels peuplent tous la région $\sigma^2_{\text{long}} \approx 0{,}25$. Une méthode plus élaborée pour extraire le signal de photons prompts doit donc être utilisée pour estimer la contamination résiduelle due aux photons de décroissance : elle fera l'objet du Chapitre 6.

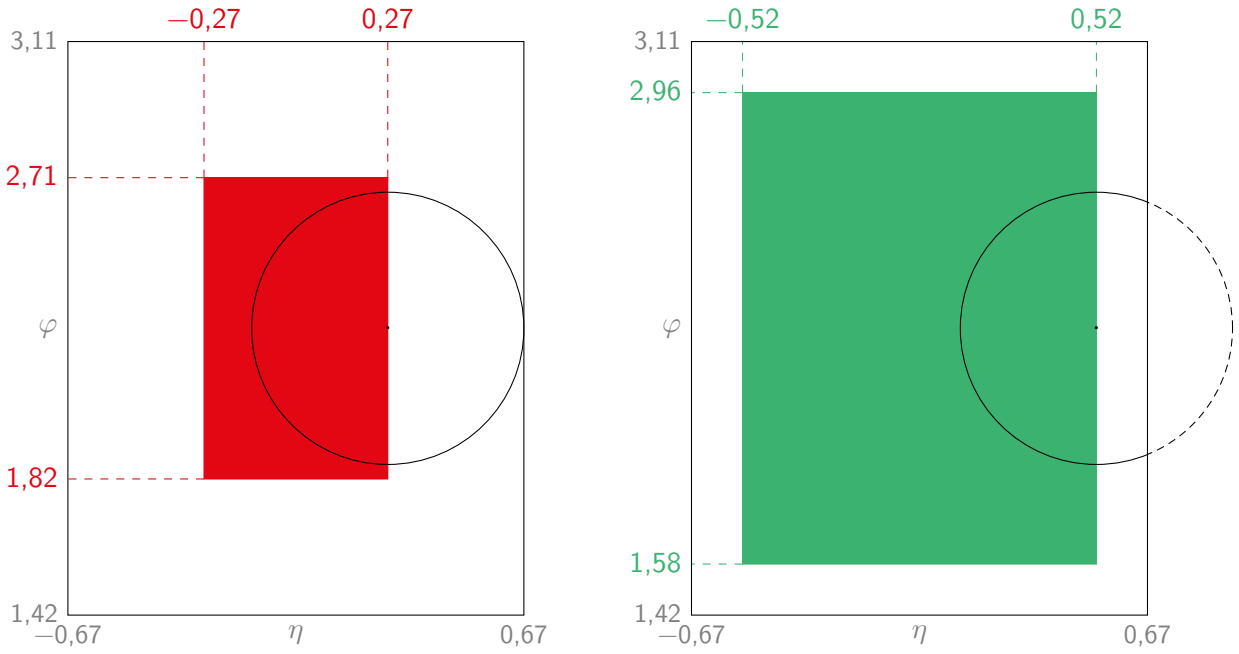
5.3.3 Sélection fiduciaire

Afin de préparer l'application de la technique d'isolement dont le cône a un certain rayon R_{cone} comme nous l'avons introduit dans la Section 2.2.2, il est nécessaire de restreindre à une certaine zone fiduciaire l'aire géométrique du calorimètre accessible aux photons isolés candidats. Elle est généralement définie comme la zone au sein de laquelle le cône d'isolement qui entoure un candidat est totalement contenu dans le calorimètre, comme cela est illustré par la Figure 5.14 (a). Une telle réduction de la couverture effective du détecteur se traduit cependant par une baisse importante du nombre de candidats, ce qui peut être préjudiciable lorsque la statistique disponible est limitée. En considérant une efficacité uniforme sur l'ensemble du calorimètre – c'est-à-dire sans zones mortes notamment – et $R_{\text{cone}} = 0{,}4$, cette perte peut être estimée à partir du rapport des aires fiduciaires A_{fidu} et totale A_{EMCal} :

$$1 - \frac{A_{\text{fidu}}}{A_{\text{EMCal}}} = 1 - \frac{[2 \times (0{,}67 - R_{\text{cone}})] \times (3{,}11 - 1{,}42 - 2 \times R_{\text{cone}})}{2 \times 0{,}67 \times (3{,}11 - 1{,}42)} \approx 79\,\%. \tag{5.12}$$

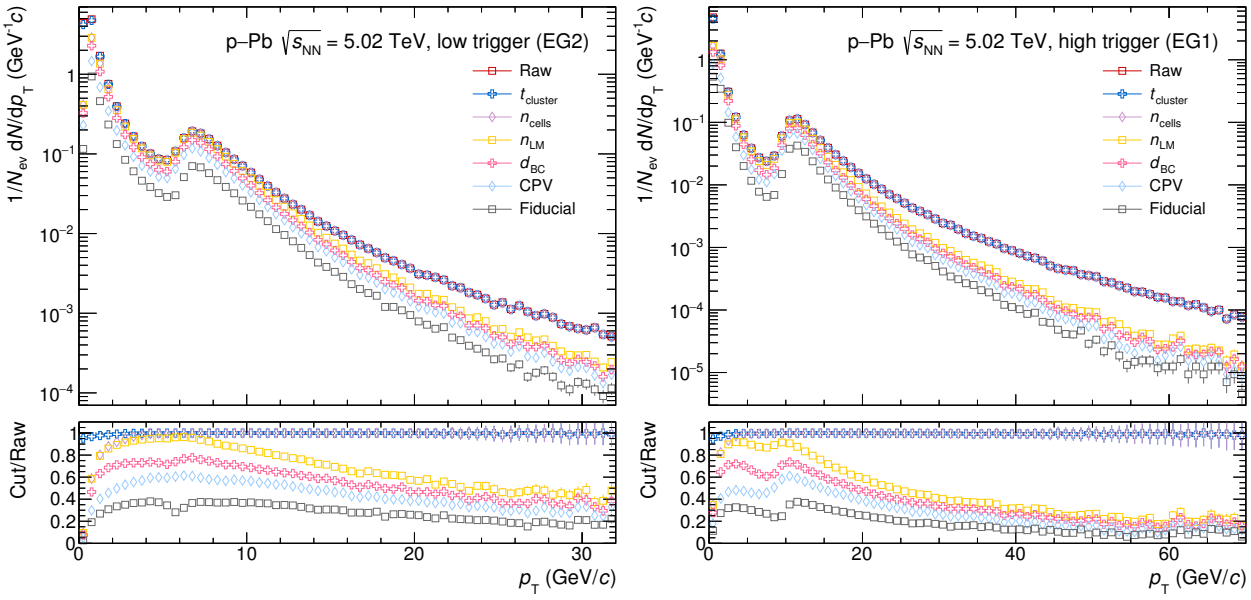
Près de 80 % des photons prompts candidats à l'isolement sont ainsi écartés par cette définition stricte de la zone fiduciaire, qui ne couvre alors plus que $(|\eta| < 0{,}27) \cap (105° < \varphi < 155°)$.

Ayant constaté l'impact significatif de cette sélection sur des mesures préliminaires réalisées au début de cette thèse, nous avons souhaité élargir la zone accessible aux candidats en permettant que le cône d'isolement puisse ne pas être totalement contenu dans le calorimètre : cette nouvelle définition est présentée sur la Figure 5.14 (b). Dans le cas précédent, la largeur de la zone inaccessible aux candidats était égale au rayon du cône, des valeurs plus faibles ont donc été employées pour étudier l'impact, sur les distributions clés de l'analyse, de la troncature du cône sur les bords du détecteur. Afin de tenir compte de celle-ci, un calcul de l'aire du cône a ainsi été implémenté



(a) (b)

Figure 5.14. Représentation de la couverture géométrique d'EMCal avec la zone fiduciaire (a) standard et (b) étendue pour la recherche de photons isolés (φ est ici exprimé en rad). Un cône d'isolement à l'échelle ($R_{\text{cone}} = 0{,}4$) y est superposé.

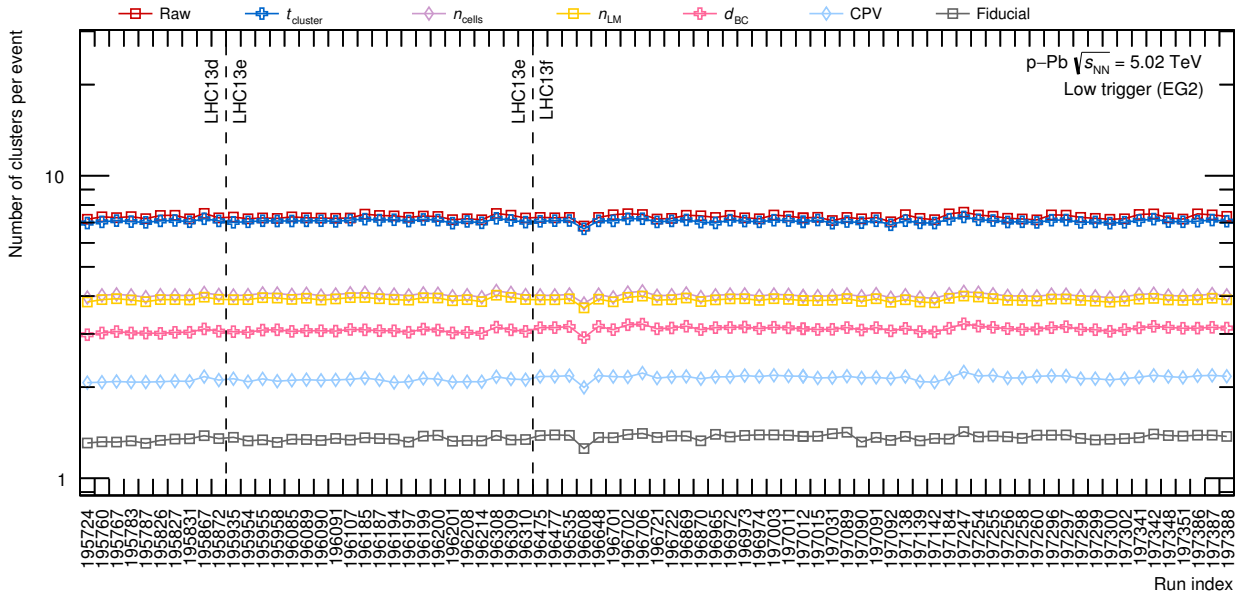


(a) (b)

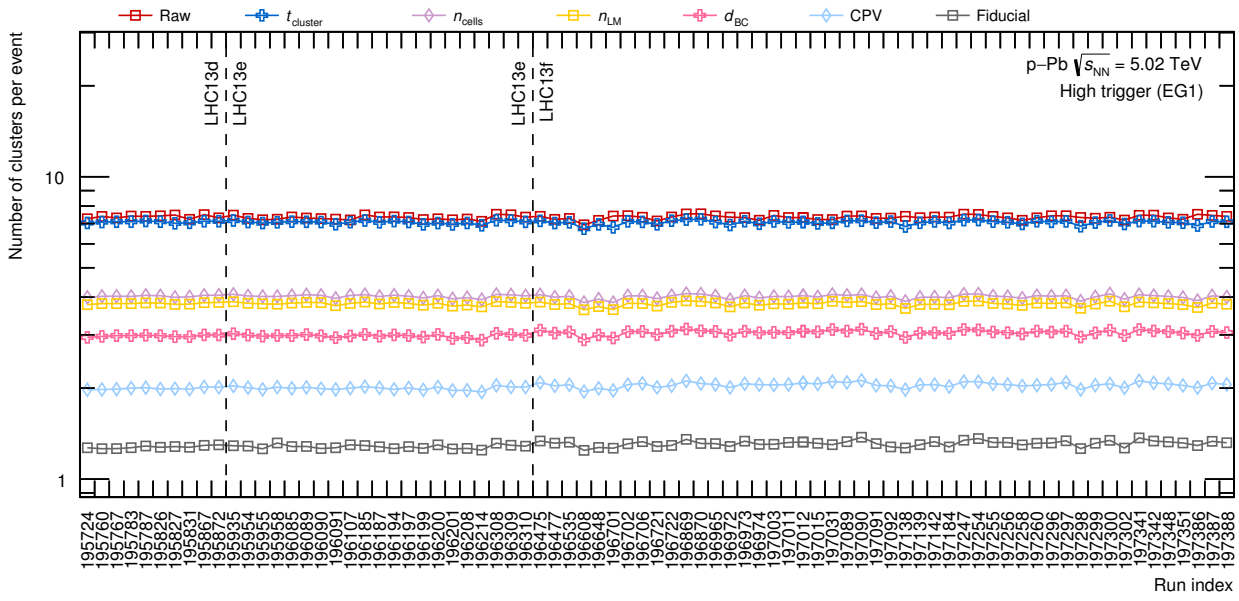
Figure 5.15. Spectres des clusters reconstruits dans EMCal en fonction de leur impulsion transverse, brut et après application des différents critères de sélection détaillés dans ce chapitre, avec les seuils de déclenchement L1-gamma (a) bas (EG2) et (b) haut (EG1).

candidat par candidat en tenant compte de sa position (η, φ), de sorte que l'activité hadronique mesurée à l'intérieur du cône potentiellement tronqué puisse être normalisée au cas d'un cône entièrement contenu dans le calorimètre. L'Annexe D présente quelques-unes de ces distributions [9] pour différentes tailles de la zone fiduciaire.

La valeur optimale pour la distance minimale entre un candidat et les bords du détecteur a été déterminée à 0,15 en termes de pseudorapidité et d'angle azimutal, donnant ainsi accès à une couverture effective $(|\eta| < 0{,}52) \cap (90° < \varphi < 170°)$. Un calcul similaire à l'équation (5.12) avec



(a)



(b)

Figure 5.16. Évolution du nombre de clusters par événement au cours des périodes de prise de données en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV avec le niveau de déclenchement EG1 (LHC13d, LHC13e, LHC13f), brut et après application des critères de sélection détaillés dans ce chapitre, avec les seuils de déclenchement L1-gamma (a) bas (EG2) et (b) haut (EG1).

9. Toutes les distributions présentées dans cette annexe seront introduites dans le Chapitre 6.

cette nouvelle définition permet d'estimer la perte de candidats potentiels à $\sim 27\,\%$, correspondant ainsi à un gain du nombre de candidats d'un facteur ~ 3 par rapport au cas où une zone fiduciaire stricte est utilisée.

5.3.4 Bilan

L'effet de l'ensemble des critères de sélection sur le nombre de clusters dans chaque run de prise de données considéré est résumé sur les Figures 5.15 et 5.16. Notons que la sélection des photons prompts candidats basée sur la forme des clusters σ^2_{long} n'est pas appliquée à ce stade puisqu'elle est intégrée à la méthode avancée d'extraction du signal qui sera discutée dans le prochain chapitre. Pour le moment, les autres critères détaillés tout au long de cette section conduisent en moyenne à rejeter 96 % des clusters initialement reconstruits dans le calorimètre EMCal.

La problématique statistique que soulève une telle sélection prend davantage d'ampleur à haute impulsion transverse comme on peut le voir sur la Figure 5.15, c'est pourquoi la mesure présentée dans ce manuscrit a été limitée à $p_{\text{T}} = 60\,\text{GeV}/c$ comme le laissait déjà entrevoir la Figure 5.13. La limite inférieure a quant à elle été dictée par le seuil de déclenchement le plus bas utilisé dans cette analyse, pour lequel la pleine efficacité est atteinte aux alentours de $p_{\text{T}} = 10\,\text{GeV}/c$.

Maintenant que notre échantillon de photons prompts candidats a été clairement défini, nous pouvons nous attacher à estimer la contamination des photons de décroissance qui y subsiste et, bien sûr, appliquer la méthode d'isolement qui nous conduira à mesurer la production de photons isolés en collisions p–Pb.

Although we often hear that data speak for themselves, their voices can be soft and sly.

— Frederick Mosteller

CHAPITRE 6

Extraction du signal de photons isolés

Sommaire

6.1 Isolement et événement sous-jacent 139
6.1.1 Méthodes d'estimation de l'événement sous-jacent . . . 140
6.1.2 Isolement des photons prompts candidats 144
6.2 Extraction du spectre brut et de la pureté des photons isolés . . 147
6.2.1 La méthode ABCD 147
6.2.2 Estimation de la pureté 150
6.3 Correction de la pureté 152
6.3.1 Le facteur α 154
6.3.2 Extrapolation du bruit de fond 156

L'échantillon de clusters neutres obtenu après l'étape de sélection décrite dans le chapitre précédent constitue le matériau de base sur lequel appliquer la technique d'isolement. Avant d'y parvenir, d'extraire un signal de photons prompts et de procéder à l'estimation de la contamination résiduelle des photons de décroissance, il faut considérer la présence d'une population de particules de faible impulsion transverse dans l'environnement du photon isolé candidat : l'événement sous-jacent.

6.1 Isolement et événement sous-jacent

Dans le Chapitre 2, nous avons introduit la technique d'isolement comme moyen efficace d'accéder aux photons prompts issus de processus partoniques $2 \to 2$ de haute énergie. Pour rappel, cette technique consiste à mesurer l'impulsion transverse $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$ de l'ensemble des particules contenues dans un cône de rayon R_{cone}, défini autour de la direction de propagation d'un photon candidat comme l'illustre la Figure 2.7, et à appliquer un seuil $p_{\mathrm{T,max}}^{\mathrm{iso}}$ sur cette impulsion : si $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < p_{\mathrm{T,max}}^{\mathrm{iso}}$, le photon est considéré comme isolé.

Avant de discuter du choix des critères d'isolement R_{cone} et $p_{\mathrm{T,max}}^{\mathrm{iso}}$ et de présenter la mesure du spectre en impulsion transverse des photons isolés, nous allons détailler les méthodes que nous avons employées pour soustraire la contribution de l'événement sous-jacent (UE) présente dans le cône d'isolement.

6.1.1 Méthodes d'estimation de l'événement sous-jacent

Lors d'une collision hadronique, le scénario le plus probable est qu'une unique interaction partonique de haute énergie se produise, par exemple sous la forme d'une diffusion Compton quark-gluon ou d'un processus d'annihilation quark-antiquark tels que nous les avons introduits dans le Chapitre 2. L'ensemble des autres interactions ayant lieu pendant la collision et conduisant à son état final hadronique constitue l'événement sous-jacent.

Comme nous l'avons expliqué dans la Section 2.2.2, ces interactions sont caractérisées par l'émission de particules de faible impulsion transverse dont la somme peut toutefois conduire à une contribution non négligeable à l'impulsion totale $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$ mesurée dans le cône d'isolement, biaisant en quelque sorte la valeur maximale $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$ tolérée à l'intérieur du cône pour déclarer le photon candidat isolé : en effet, la présence de l'événement sous-jacent peut accroître l'impulsion mesurée dans le cône par rapport au seul processus dur que l'on souhaite sélectionner et ainsi conduire à ce qu'elle dépasse $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$, résultant en une moindre efficacité d'isolement. Cette contribution peut généralement être négligée dans des collisions pp par rapport aux critères d'isolement les plus courants [1] mais ce n'est pas le cas dans des collisions p–Pb, où elle doit être évaluée et soustraite du cône d'isolement pour effectuer une mesure de photons isolés fiable.

Deux approches peuvent être adoptées pour tenir compte de la présence d'un événement sous-jacent non négligeable dans le cône d'isolement :

- ▷ il est possible de modifier le critère d'isolement, par exemple comme

$$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}} + \left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{UE}}\right)_{\mathrm{cone}}, \tag{6.1}$$

  où $\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{UE}}\right)_{\mathrm{cone}}$ représente la contribution de l'événement sous-jacent dans le cône ;
- ▷ on peut également imaginer de mesurer directement cet événement sous-jacent et de soustraire sa contribution au cône d'isolement pour chaque candidat.

La première approche ne peut s'appliquer que de manière moyenne, en augmentant $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$ d'une valeur fixe, et nous prive alors de la prise en compte des fluctuations de l'événement sous-jacent d'un candidat à l'autre. La seconde approche, à l'inverse, en offre une estimation événement par événement et permet ainsi de tenir compte de ses fluctuations : c'est donc la méthode qui a été retenue dans le cadre de ce travail et que nous allons détailler ici.

Afin d'estimer l'importance de l'événement sous-jacent au sein du cône d'isolement, il faut pouvoir mesurer l'impulsion transverse de ses particules dans l'environnement proche du cône en prenant garde, dans le cas d'un processus $2 \to 2$ tel qu'illustré par la Figure 2.3, d'exclure les émissions du processus partonique que sont le photon candidat lui-même ainsi que le jet opposé en azimut. Différentes zones dans la couverture du calorimètre EMCal et de la TPC peuvent être définies pour cela : elles sont présentées sur la Figure 6.1. L'ensemble des particules reconstruites dans ces zones par EMCal (clusters neutres) et la TPC (traces chargées) peut ainsi être pris en compte pour estimer la contribution de l'événement sous-jacent dans le cône à l'aide d'une normalisation géométrique :

$$\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{UE}}\right)_{\mathrm{cone}} = \underbrace{\frac{p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{UE}}}{A_{\mathrm{UE}}}}_{\rho_{\mathrm{UE}}} \times A_{\mathrm{cone}}, \tag{6.2}$$

où $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{UE}}$ est l'impulsion transverse mesurée dans la zone d'estimation de l'événement sous-jacent, A_{UE} est l'aire maximale de cette zone et $A_{\mathrm{cone}} = \pi R_{\mathrm{cone}}^2$ est l'aire maximale du cône d'isolement.

1. Avant de motiver le choix du seuil $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$ utilisé dans ce travail, la Table 2.2 donne une idée des critères les plus souvent utilisés.

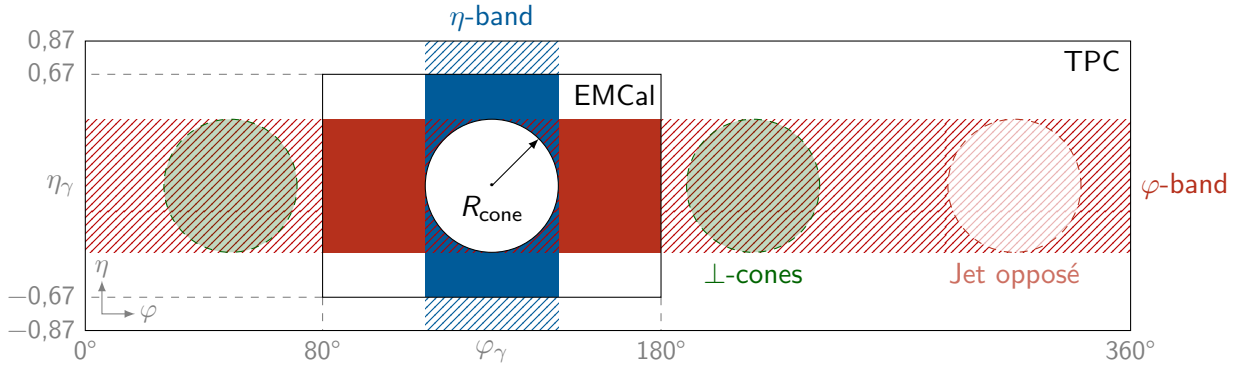


Figure 6.1. Représentation en pseudorapidité et angle azimutal de la couverture géométrique d'EMCal et de la TPC avec, à l'échelle ($R_{\text{cone}} = 0{,}4$), un cône d'isolement centré sur un candidat de coordonnées $(\eta_\gamma, \varphi_\gamma)$ et les différentes zones définies pour l'estimation de l'événement sous-jacent. Les zones hachurées illustrent l'extension de ces zones dans la TPC.

Un certain nombre de zones ont été imaginées par le passé [160] ; trois d'entre elles sont considérées sur la Figure 6.1, et une quatrième a été définie au cours de cette thèse :

- ▷ η-band est une bande qui s'étend autour du cône, sur tout l'intervalle en pseudorapidité couvert par le détecteur considéré (EMCal ou la TPC suivant le type d'isolement désiré, basé sur toutes les particules ou seulement sur celles qui sont chargées), dont la largeur azimutale équivaut au diamètre du cône et dont l'aire est

$$A_{\eta\text{-band}} = (\eta_{\max} - \eta_{\min}) \times 2R_{\text{cone}} - A_{\text{cone}} \ ; \tag{6.3}$$

- ▷ φ-band est similaire à η-band mais définie de façon perpendiculaire et d'aire

$$A_{\varphi\text{-band}} = (\varphi_{\max} - \varphi_{\min}) \times 2R_{\text{cone}} - A_{\text{cone}}. \tag{6.4}$$

  Cette méthode a notamment été employée par la Collaboration CMS pour soustraire l'événement sous-jacent contaminant la mesure de la production de photons isolés en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2{,}76\,\text{TeV}$, présentée dans le Chapitre 2 [166] ;

- ▷ $\perp$-cones (ou "cônes perpendiculaires") consiste en deux cônes identiques au cône d'isolement, perpendiculaires en azimut à ce dernier, et son aire totale est

$$A_{\perp\text{-cones}} = 2 \times A_{\text{cone}}. \tag{6.5}$$

  Comme le montre la Figure 6.1, cette méthode n'est applicable qu'aux particules chargées puisque les deux cônes perpendiculaires ne peuvent pas atteindre EMCal pour un candidat donné. De ce fait, elle a pu être utilisée dans l'étude de la production de jets chargés en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ par la Collaboration ALICE [255] ;

- ▷ $\perp$-cones extrapolés, où la mesure de l'événement sous-jacent est effectuée de la même manière qu'avec $\perp$-cones puis extrapolée au cas idéal où sa composante neutre pourrait également être mesurée. Cette méthode permet d'appliquer la technique d'isolement en considérant toutes les particules, neutres et chargées.

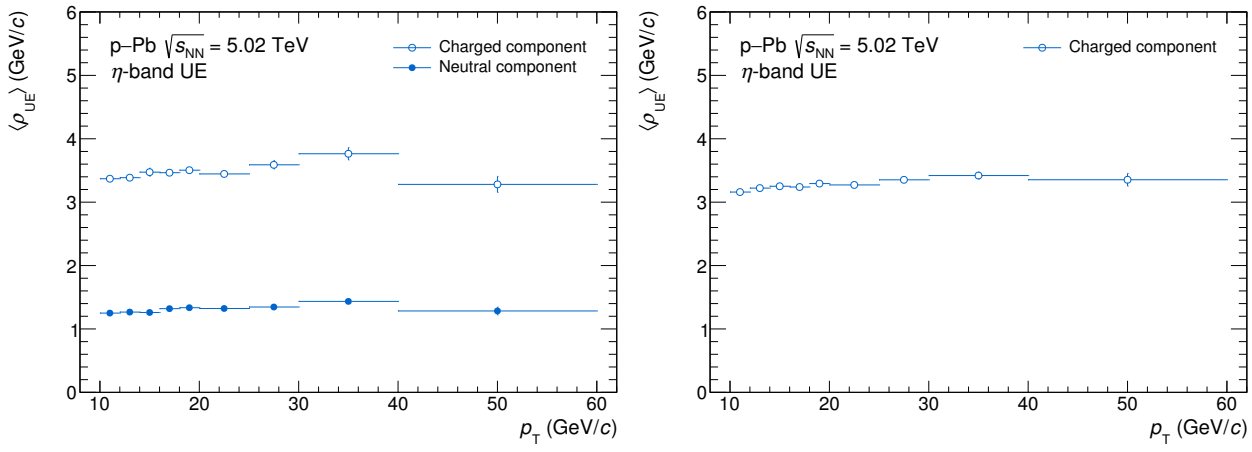
Il nous faut ici souligner que toutes ces aires – du cône d'isolement comme des zones d'estimation de l'événement sous-jacent – sont calculées candidat par candidat en raison de la possible troncature de ces zones sur les bords du détecteur lorsque la sélection fiduciaire utilisée est élargie, comme nous l'avons expliqué dans la Section 5.3.3.

Notons que d'autres méthodes d'estimation existent par ailleurs : l'une d'elles, utilisée par exemple par la Collaboration ATLAS mais aussi dans certaines études de corrélations photon-hadron et photon-jet de la Collaboration ALICE [167, 256], est basée sur la reconstruction de tous les jets d'un événement à l'aide d'un algorithme k_{T} [2] implémenté dans le programme de recherche de jets FastJet [257, 258]. Cet algorithme associe à chaque jet une aire propre en pavant l'intégralité de la couverture (η, φ) qui leur est accessible, puis la densité d'énergie de l'événement sous-jacent est déterminée à partir de la médiane de la densité d'énergie transverse des jets. L'estimation réalisée dans le cadre de cette thèse a été comparée à celle obtenue par cette méthode au sein de la Collaboration ALICE et les deux résultats ont été jugés compatibles [256].

Par nature, l'événement sous-jacent est supposé ne pas dépendre de l'énergie des processus durs d'un événement ni donc, en l'occurrence, de l'impulsion transverse du photon candidat. Pour examiner les performances de chaque zone d'estimation de l'événement sous-jacent à cet égard, il est intéressant d'étudier l'évolution de sa densité moyenne $\langle \rho_{\mathrm{UE}} \rangle$, définie dans l'équation (6.2) comme la moyenne du rapport de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{UE}}$ et de l'aire correspondante A_{UE}, en fonction de l'impulsion transverse du photon candidat. C'est ce que montrent les Figures 6.2, 6.3 et 6.4 (a) pour les trois premières méthodes d'estimation listées précédemment.

Si l'on observe que les composantes neutre et chargée de l'événement sous-jacent mesurées avec la méthode η-band sont quasiment constantes – et ce dans les deux régions de couverture considérées (EMCal et TPC) – les mêmes estimations avec la méthode φ-band, tout en restant du même ordre de grandeur, présentent une dépendance plus marquée à l'impulsion transverse du photon candidat. Cela est particulièrement vrai pour la composante chargée estimée dans l'intégralité de la TPC comme le montre la Figure 6.3 (b), là où la bande azimutale devient sensible au jet opposé ainsi que l'illustre la Figure 6.1. Enfin, la composante chargée mesurée à l'aide de la méthode $\perp$-cones présente une allure relativement plate et peu de fluctuations d'un intervalle en p_{T} à l'autre.

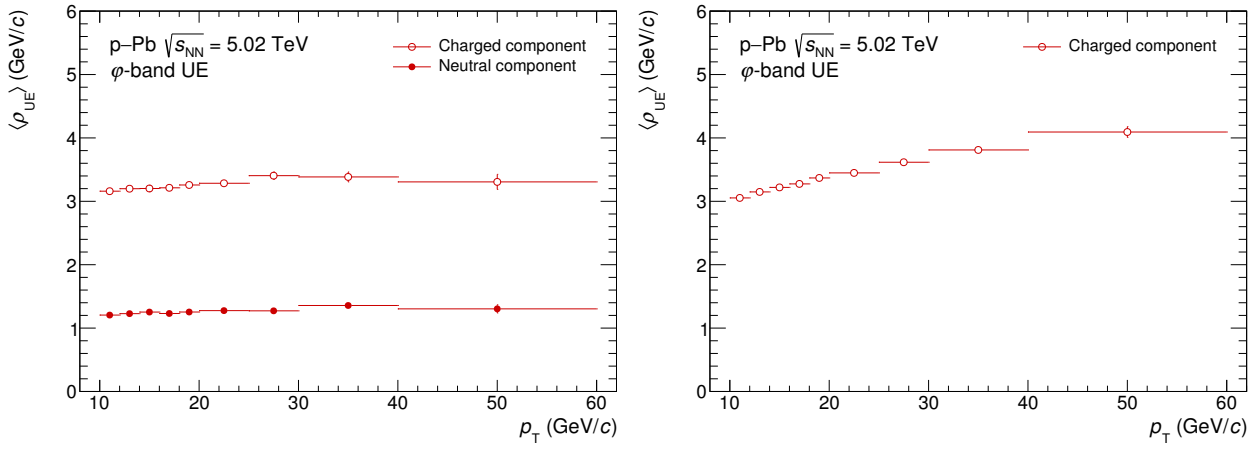
Ces observations s'expliquent par le fait que les bandes en pseudorapidité et en azimut sont définies de telle sorte qu'elles entourent directement le cône d'isolement, sans zone de transition : cette approche est discutable puisque, dans le cas où le photon candidat à l'isolement est issu



(a) (b)

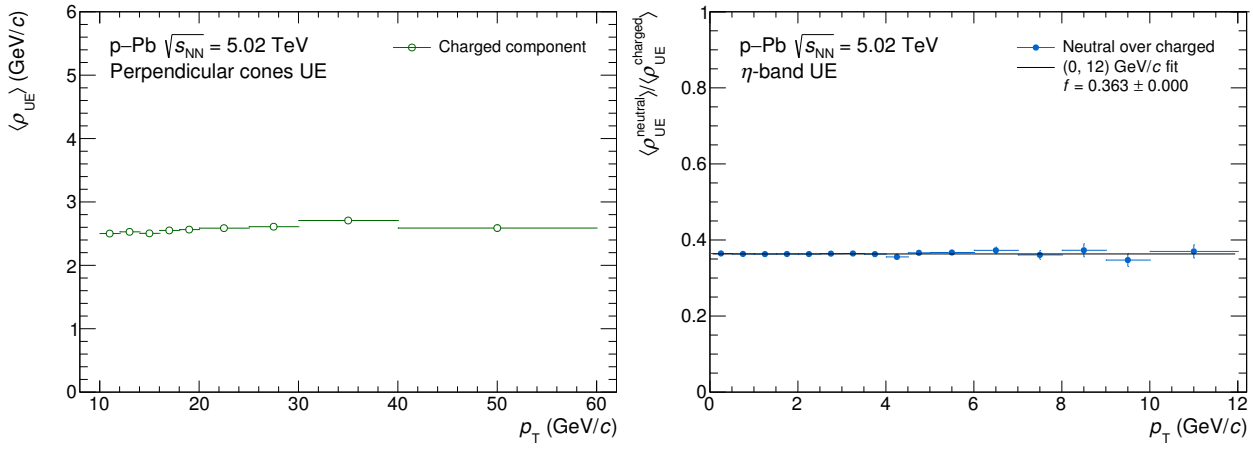
Figure 6.2. Densité moyenne de l'événement sous-jacent $\langle \rho_{\mathrm{UE}} \rangle$ mesurée dans une bande en pseudorapidité (η-band) autour du cône d'isolement en fonction de l'impulsion transverse du photon candidat, en considérant (a) les particules neutres et chargées dans la région couverte par EMCal et (b) uniquement les particules chargées dans la région couverte par la TPC.

2. À l'inverse de l'algorithme anti-k_{T} largement répandu pour l'étude des jets à proprement parler, k_{T} commence par agréger les particules de faible impulsion transverse et est donc plus sensible à l'événement sous-jacent.



(a) (b)

Figure 6.3. Densité moyenne de l'événement sous-jacent $\langle \rho_{UE} \rangle$ mesurée dans une bande azimutale (φ-band) autour du cône d'isolement en fonction de l'impulsion transverse du photon candidat, en considérant (a) les particules neutres et chargées dans la région couverte par EMCal et (b) uniquement les particules chargées dans la région couverte par la TPC.



(a) (b)

Figure 6.4. (a) Densité moyenne de l'événement sous-jacent $\langle \rho_{UE} \rangle$ mesurée dans des cônes perpendiculaires au cône d'isolement ($\perp$-cones) en fonction de l'impulsion transverse du photon candidat, en considérant uniquement les particules chargées dans la région couverte par la TPC. (b) Rapport des composantes neutre et chargée de la densité moyenne de l'événement sous-jacent, mesurées dans une bande en pseudorapidité (η-band) autour du cône d'isolement, en fonction de l'impulsion transverse du cluster candidat dans des événements de biais minimal.

de la fragmentation d'un parton ou de la décroissance d'un méson neutre, il peut avoir été émis préférentiellement dans un environnement de type "jet", riche en particules n'entrant pas dans la définition de l'événement sous-jacent mais qui peuvent néanmoins être détectées dans les zones définies auparavant [259]. Estimer l'événement sous-jacent dans un tel contexte peut ainsi conduire à obtenir une valeur de $\langle \rho_{UE} \rangle$ biaisée par la présence d'un processus partonique. Étant donnée la couverture limitée du calorimètre et de la TPC ainsi que la surface requise par le cône et les zones d'estimation de l'événement sous-jacent, il est cependant difficile d'imposer la présence d'une zone tampon entre eux car cela conduirait à rendre cette estimation fortement dépendante de la statistique disponible.

Si les méthodes η-band et φ-band souffrent en principe de la même sensibilité aux contributions de processus durs, la seconde ne permet pas d'effectuer une comparaison aisée des mesures effectuées

dans la couverture d'EMCal et de la TPC en raison du biais induit par le jet opposé dans cette dernière. Par ailleurs, la méthode ⊥-cones n'est vraisemblablement affectée par aucun de ces effets puisque ses zones utiles sont situées loin du photon candidat et du jet opposé, mais elle ne permet de mesurer que la composante chargée de l'événement sous-jacent. Pour effectuer une mesure complète basée sur l'ensemble des particules – neutres et chargées – la méthode η-band revêt donc souvent un caractère de standard, cependant nous avons souhaité nous affranchir du problème posé par l'absence de zone tampon entre le cône d'isolement et la bande en pseudorapidité en nous appuyant sur la méthode ⊥-cones.

À partir de la mesure de la composante chargée $\rho_{\mathrm{UE}}^{\mathrm{charged}}$ de la densité de l'événement sous-jacent, il est possible d'estimer cette dernière dans son ensemble ($\rho_{\mathrm{UE}}^{\mathrm{total}}$) d'après les relations suivantes :

$$\rho_{\mathrm{UE}}^{\mathrm{total}} = \rho_{\mathrm{UE}}^{\mathrm{charged}} + \rho_{\mathrm{UE}}^{\mathrm{neutral}} \tag{6.6}$$

$$= \left(1 + \frac{\rho_{\mathrm{UE}}^{\mathrm{neutral}}}{\rho_{\mathrm{UE}}^{\mathrm{charged}}}\right) \times \rho_{\mathrm{UE}}^{\mathrm{charged}} \tag{6.7}$$

$$= (1 + f) \times \rho_{\mathrm{UE}}^{\mathrm{charged}}. \tag{6.8}$$

Le paramètre f est le facteur d'extrapolation permettant de traduire la composante chargée en une mesure de l'événement sous-jacent total telle qu'elle pourrait être réalisée si le calorimètre avait une couverture azimutale complète. La valeur de f été obtenue de manière moyenne en mesurant $\langle\rho_{\mathrm{UE}}^{\mathrm{charged}}\rangle$ et $\langle\rho_{\mathrm{UE}}^{\mathrm{neutral}}\rangle$ à l'aide de la méthode η-band en considérant des événements de biais minimal et des clusters candidats sans limite inférieure d'impulsion transverse, afin de limiter au maximum toute contamination liée à un processus dur. Le rapport des deux composantes est présenté sur la Figure 6.4 (b) et ajusté par une fonction constante : le facteur d'extrapolation qui en est extrait s'élève à 0,363 et peut être injecté dans l'équation (6.8) afin d'estimer l'événement sous-jacent dans sa totalité, événement par événement. Même si la distribution permettant d'obtenir f semble tout à fait stable par rapport à l'impulsion transverse du cluster candidat, l'incertitude qui peut être soulevée par sa détermination *via* l'utilisation des densités moyennes sera prise en compte dans les résultats de la mesure présentée dans ce manuscrit.

En moyenne, la densité de l'événement sous-jacent estimée de la sorte avoisine 3,5 GeV/c par unité d'aire qui, rapportée à l'aire maximale d'un cône d'isolement de rayon $R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$ suivant l'équation (6.2), se traduit par une contribution dans le cône de l'ordre de 1,8 GeV/c.

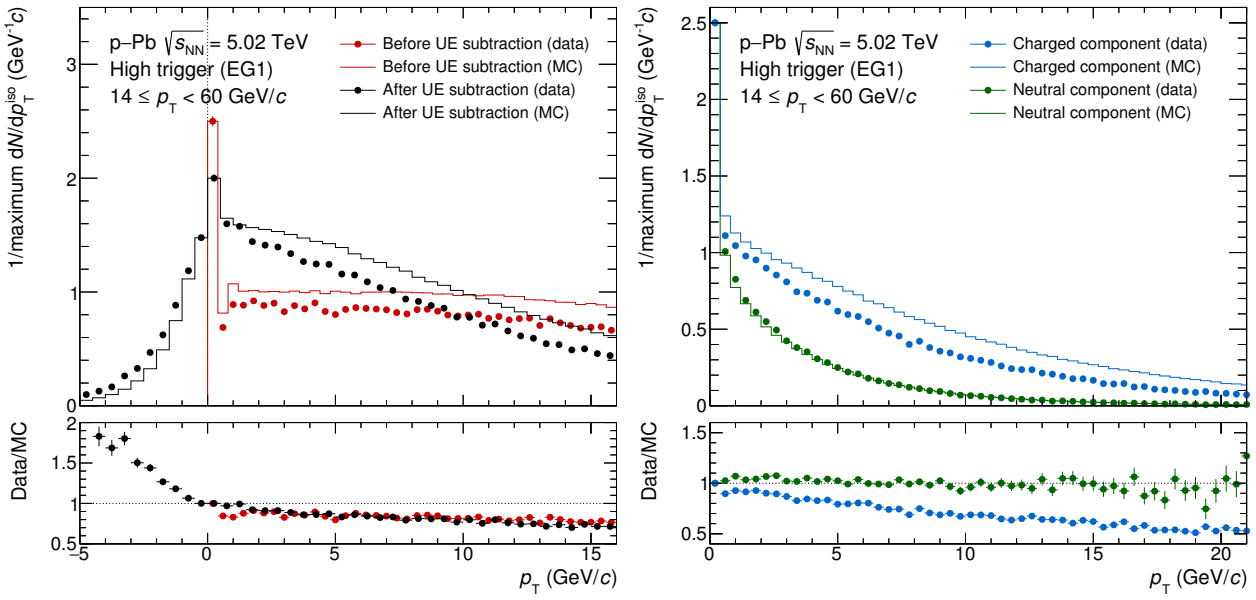
6.1.2 Isolement des photons prompts candidats

Une fois l'événement sous-jacent estimé événement par événement, il peut être soustrait de la même manière avant de procéder à l'application de la technique d'isolement à proprement parler :

$$p_{\mathrm{T,\,net}}^{\mathrm{iso}} = p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} - \left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{UE}}\right)_{\mathrm{cone}} \tag{6.9}$$

$$= p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} - \rho_{\mathrm{UE}} \times A_{\mathrm{cone}}, \tag{6.10}$$

où $p_{\mathrm{T,\,net}}^{\mathrm{iso}}$ est l'impulsion transverse nette mesurée dans le cône d'isolement après soustraction. La Figure 6.5 (a) présente les distributions de l'impulsion dans un cône de rayon $R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$ avant et après la procédure de soustraction, mesurées et obtenues par simulation (en prenant soin de combiner les processus γ-jet et jet-jet comme on l'a vu dans la Section 5.1.2). On remarque d'abord que la soustraction de la contribution de l'événement sous-jacent se traduit par le peuplement de la région $p_{\mathrm{T,\,net}}^{\mathrm{iso}} < 0$, comme cela était attendu d'après l'équation (6.9) : en effet, les candidats pour lesquels l'impulsion transverse mesurée dans le cône était, avant soustraction, inférieure à $\sim 1{,}8$ GeV/c, se



(a) (b)

Figure 6.5. Distributions de l'impulsion transverse dans le cône d'isolement ($R_{\text{cone}} = 0{,}4$) (a) avant ($p_{\text{T}}^{\text{iso}}$) et après ($p_{\text{T, net}}^{\text{iso}}$) soustraction de la contribution de l'événement sous-jacent et (b) composantes neutre et chargée de $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$, mesurées dans les données p–Pb et obtenues par simulation, pour des photons candidats d'impulsion transverse comprise entre 14 GeV/c et 60 GeV/c.

retrouvent artificiellement entourés d'une impulsion négative une fois la contribution de l'événement sous-jacent retirée. Ils représentent ainsi les candidats les plus prometteurs et sont donc considérés par la technique d'isolement au même titre que ceux pour lesquels $p_{\text{T, net}}^{\text{iso}}$ est positive.

Par ailleurs, on observe une nette différence d'allure entre les distributions mesurées et simulées, ces dernières semblant globalement surestimer l'impulsion transverse mesurée dans le cône. Pour tenter de déterminer la cause de cet écart entre données et simulation, la Figure 6.5 (b) montre de façon séparée les composantes neutre et chargée de $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ mesurées et simulées, respectivement reconstruites à l'aide des clusters neutres d'EMCal et des traces hybrides [3]. Alors que la composante neutre mesurée est correctement reproduite par la simulation ce n'est pas le cas pour la composante chargée, ce qui tend à montrer que $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ n'est pas surestimée par la simulation, mais plutôt sous-estimée du point de vue des traces de particules chargées reconstruites dans les données.

Ce phénomène a été étudié au sein de la Collaboration ALICE [260] et serait lié à des distorsions dans la reconstruction du passage des particules chargées dans une partie de la TPC ($\eta < 0$), affectant ainsi la production des traces hybrides. Ce problème, mal reproduit par la simulation, se traduit par un moindre nombre de traces avec $p_{\text{T}} \gtrsim 4\,\text{GeV}/c$ dans la région concernée et, en l'occurrence, par une baisse croissante de la composante chargée de l'impulsion transverse mesurée dans le cône comme on le voit sur la Figure 6.5 (b). Si aucune solution *ad hoc* n'a été trouvée pour pallier cet effet, nous avons néanmoins prouvé sa relative innocuité sur la mesure présentée dans ce manuscrit [261, 262] : l'Annexe E illustre cette conclusion avec quelques distributions clés de l'analyse, mesurées séparément pour $\eta < 0$ et $\eta > 0$.

La contribution de l'événement sous-jacent étant désormais considérée comme soustraite comme pré-requis à l'extraction du signal de photons prompts recherché, $p_{\text{T, net}}^{\text{iso}}$ sera simplement notée $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ par la suite. Dans le Chapitre 2, nous avons introduit plusieurs définitions du seuil en impulsion transverse utilisé dans la technique d'isolement. Nous rappelons ici celle que nous avons retenue ainsi

3. On rappelle que ce type de traces a été décrit dans la Section 5.2.2.

que la définition du rayon du cône autour d'une particule candidate de coordonnées $(\eta_{\text{cand}}, \varphi_{\text{cand}})$:

$$R_{\text{cone}} = \sqrt{(\eta - \eta_{\text{cand}})^2 + (\varphi - \varphi_{\text{cand}})^2} \tag{6.11}$$

$$p_{\text{T}}^{\text{iso}} < p_{\text{T,max}}^{\text{iso}}. \tag{6.12}$$

Maintes combinaisons (R_{cone}, $p_{\text{T,max}}^{\text{iso}}$) ont été explorées par le passé du point de vue des performances de la technique d'isolement [149, 159]. La valeur du rayon du cône la plus largement retenue est $R_{\text{cone}} = 0{,}4$ car elle permet d'atteindre une haute sélectivité des photons issus de processus partoniques $2 \to 2$, de contenir plus probablement les deux photons de décroissance des mésons neutres qui peuvent ainsi être identifiés plus facilement à l'aide de la forme du cluster associé, et donc d'atteindre de bonnes capacités de rejet de la contribution de ces derniers.

Afin de déterminer une valeur adéquate pour $p_{\text{T,max}}^{\text{iso}}$, il est possible de s'appuyer à la fois sur des prédictions théoriques – comme cela a été montré dans la Section 2.2.2 – et sur des observations expérimentales. La Figure 6.6 présente la fonction de répartition de $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ pour un échantillon uniquement constitué de photons produits dans des processus partoniques $2 \to 2$ (obtenu en considérant seulement la simulation γ-jet) et pour une population de photons de décroissance (issue de la population de clusters dont le paramètre σ^2_{long} est supérieur aux valeurs données dans la Table 5.5). Les distributions présentées ont été obtenues en tenant uniquement compte des photons isolés candidats reconstruits à l'aide du seuil de déclenchement supérieur (EG1), donnant accès à l'intervalle en impulsion transverse 14–60 GeV/c, mais il a été vérifié que les décisions prises sur cette base quant à la valeur de $p_{\text{T,max}}^{\text{iso}}$ sont similaires en utilisant le seuil bas (EG2, 10–14 GeV/c). Comme l'illustre la ligne traitillée rouge sur la Figure 6.6, un compromis intéressant a été trouvé en

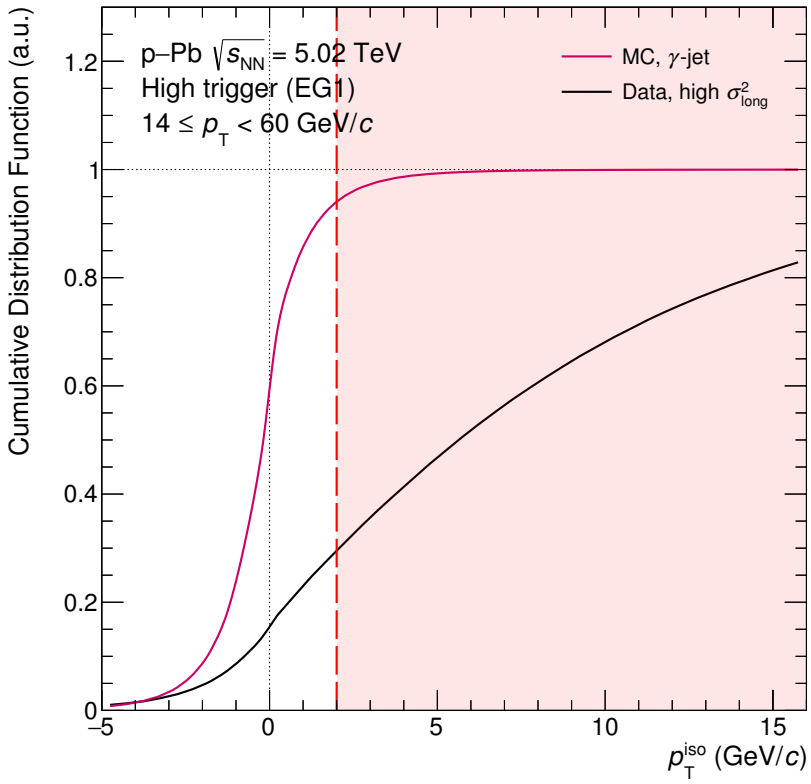


Figure 6.6. Fonctions de répartition de l'impulsion transverse $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ dans le cône d'isolement pour des photons produits dans des processus partoniques $2 \to 2$ ("MC, γ-jet") et des photons de décroissance de mésons neutres ("Data, high σ^2_{long}") d'impulsion transverse comprise entre 14 GeV/c et 60 GeV/c. La zone rouge ($p_{\text{T}}^{\text{iso}} > 2$ GeV/c) contient les candidats non considérés comme isolés.

fixant la valeur de $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$ à $2\,\mathrm{GeV}/c$: elle permet de sélectionner jusqu'à 95 % des photons issus de processus $2 \to 2$ tout en ne conservant que 31 % de ceux issus de la décroissance de mésons neutres (soit un rejet de 69 %).

Les critères d'isolement retenus dans le cadre de l'analyse des données p–Pb sont ainsi, de façon résumée :

$$R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4 \tag{6.13}$$

$$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 2\,\mathrm{GeV}/c. \tag{6.14}$$

Ils sont similaires à ceux choisis pour l'analyse des données pp qui sera discutée dans le Chapitre 8, ouvrant ainsi la voie à une comparaison presque directe des résultats obtenus dans les deux systèmes de collision comme nous le verrons dans le Chapitre 9.

6.2 Extraction du spectre brut et de la pureté des photons isolés

Les critères de la technique d'isolement viennent d'être fixés, sur la base d'un échantillon d'événements γ-jet imitant le signal recherché et d'une population de clusters sélectionnés dans les données à partir du paramètre σ^2_{long}. Ainsi voit-on apparaître ce qui semble être une corrélation entre différents ingrédients : $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$, σ^2_{long} et l'usage des simulations. Ces derniers peuvent désormais être exploités conjointement pour procéder à l'extraction du signal de photons prompts.

Notons qu'à partir d'ici, toutes les distributions directement issues de la méthode d'extraction du signal ont été normalisées par la couverture en pseudorapidité et angle azimutal accessible aux clusters candidats, de la manière suivante :

$$\frac{1}{N_{\mathrm{ev}}} \frac{\mathrm{d}^2 N}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta} = \frac{1}{N_{\mathrm{ev}}} \frac{2\pi}{\Delta\eta\Delta\varphi} \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}}, \tag{6.15}$$

où $\Delta\eta = 2 \times 0{,}52 = 1{,}04$ et $\Delta\varphi = 170° - 90° \equiv 1{,}39\,\mathrm{rad}$ définissent la zone fiduciaire introduite dans la Section 5.3.3. Cette normalisation sera propagée jusqu'à la section efficace de production des photons isolés, qui sera ainsi présentée sous une forme différentielle en impulsion transverse et en pseudorapidité dans le Chapitre 7.

6.2.1 La méthode ABCD

Afin d'étudier la corrélation entre la forme des clusters candidats à l'isolement (σ^2_{long}) et l'impulsion transverse contenue dans le cône qui les entoure ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$), on introduit un espace des phases basé sur ces deux paramètres, représenté sur la Figure 6.7. Comme l'illustre la zone hachurée, il est possible de reporter dans le plan $\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}, \sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ les différents critères de sélection définis précédemment [4] : $\sigma^2_{\mathrm{max,\,sig}}$ prend ses valeurs dans la Table 5.5 tandis que $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}} = 2\,\mathrm{GeV}/c$ comme on l'a vu dans la section précédente. D'autres variables sont introduites dans cet espace des phases ($\sigma^2_{\mathrm{min,\,bkg}}$, $\sigma^2_{\mathrm{max,\,bkg}}$ et $p_{\mathrm{T,\,min}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$) afin de découper ce dernier en quatre régions, peuplées de clusters candidats d'origines diverses :

- ▷ la région $\mathbb{A}$ contient les clusters isolés ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$) de faible largeur ($0{,}1 < \sigma^2_{\mathrm{long}} < \sigma^2_{\mathrm{max,\,sig}}$), formant une population notée $N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$;
- ▷ la région $\mathbb{B}$ contient les clusters isolés ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$) de largeur importante ($\sigma^2_{\mathrm{min,\,bkg}} < \sigma^2_{\mathrm{long}} < \sigma^2_{\mathrm{max,\,bkg}}$), formant une population notée $N_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}}$;

4. Dans la notation adoptée ici, "sig" signifie *signal*, "bkg" signifie *background* (bruit de fond), "n" signifie *narrow* (étroit), "w" signifie *wide* (large), "iso" signifie *isolé* et "$\overline{\mathrm{iso}}$" signifie *non isolé*.

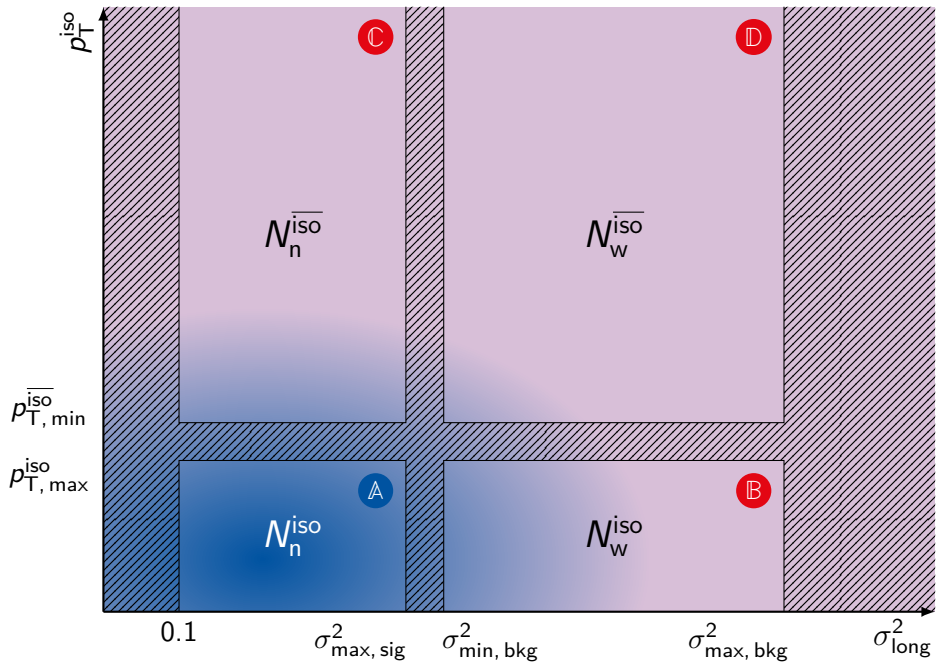


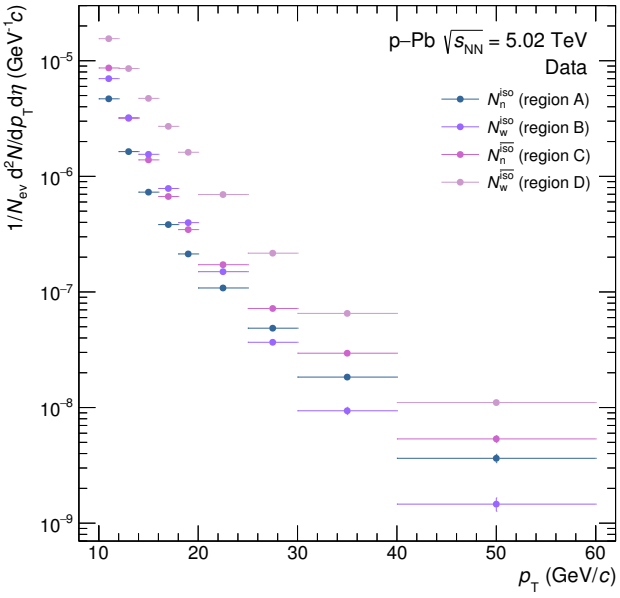
Figure 6.7. Représentation de l'espace des phases $\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}, \sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ défini pour extraire le signal de photons prompts. Le fond rose contient le bruit de fond, la zone bleue représente le signal, et la zone hachurée contient les clusters candidats rejetés.

- ▷ la région ℂ contient les clusters non isolés ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} > p_{\mathrm{T,\,min}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$) de faible largeur ($0{,}1 < \sigma^2_{\mathrm{long}} < \sigma^2_{\mathrm{max,\,sig}}$), formant une population notée $N_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$;
- ▷ la région 𝔻 contient les clusters non isolés ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} > p_{\mathrm{T,\,min}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$) de largeur importante ($\sigma^2_{\mathrm{min,\,bkg}} < \sigma^2_{\mathrm{long}} < \sigma^2_{\mathrm{max,\,bkg}}$), formant une population notée $N_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$.

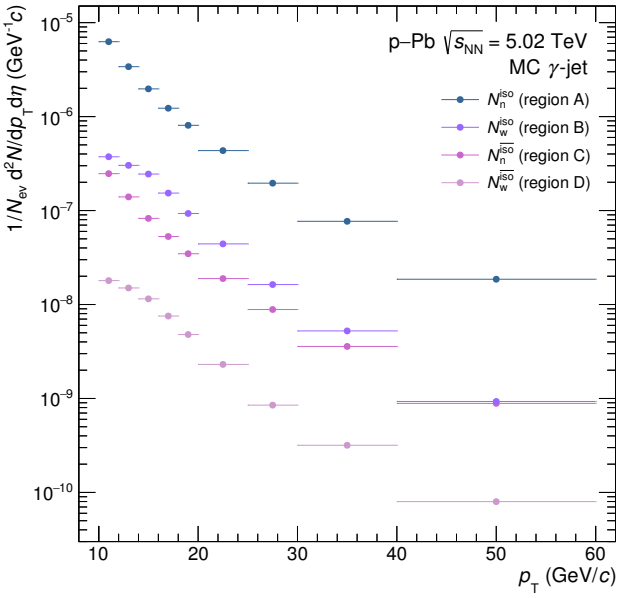
Ainsi, la majorité du signal de photons prompts que l'on cherche à extraire prend place dans la région 𝔸 – appelée *région de signal* – tandis que les régions 𝔹, ℂ et 𝔻 contiennent majoritairement des clusters induits par des photons de décroissance, que ces derniers aient produit des gerbes fusionnées ou non – ces régions sont donc appelées *régions de bruit de fond*. La Figure 6.8 présente les distributions des quatre populations de clusters candidats en fonction de leur impulsion transverse, mesurées dans les données et obtenues par simulations γ-jet (signal) et jet-jet (bruit de fond). Comme attendu, les clusters issus de la région de signal ($N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$) dominent largement l'ensemble des distributions obtenues par simulation γ-jet, alors qu'ils sont minoritaires dans la simulation jet-jet.

De la même manière que pour déterminer les valeurs de $\sigma^2_{\mathrm{max,\,sig}}$ présentées dans la Table 5.5, $\sigma^2_{\mathrm{min,\,bkg}}$ et $\sigma^2_{\mathrm{max,\,bkg}}$ ont été optimisées pour chaque intervalle en impulsion transverse des clusters candidats, de façon à sélectionner le plus de clusters larges induits par des photons de décroissance tout en rejetant ceux à très haut σ^2_{long}, mal reproduits par la simulation. Leurs valeurs sont rapportées dans la Table 6.1. Par ailleurs, $p_{\mathrm{T,\,min}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$ est fixée à $3\,\mathrm{GeV}/c$ et est appelée *critère d'anti-isolement* : les clusters candidats à l'isolement pour lesquels $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} > p_{\mathrm{T,\,min}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$ sont considérés comme non isolés. Les valeurs de ces trois paramètres ont été choisies explicitement pour pouvoir conserver une zone tampon entre les quatre régions de l'espace des phases (zone hachurée sur la Figure 6.7), de sorte que la fuite de signal dans les régions 𝔹, ℂ et 𝔻 reste limitée et qu'une variation indépendante de ces valeurs puisse être réalisée afin de tester la sensibilité des résultats à leur égard comme cela sera discuté dans le Chapitre 7.

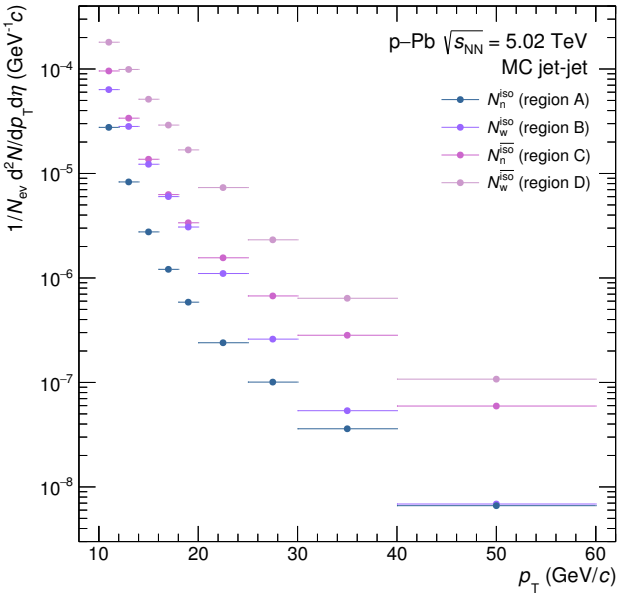
Comme nous l'avons mentionné dans la Section 5.3.2, la sélection basée sur le paramètre σ^2_{long} seul ne permet pas de s'affranchir de la contamination résiduelle des photons de décroissance. Tout l'enjeu de la méthode dite "ABCD" [167] est donc d'évaluer la fraction de clusters isolés de faible



(a)



(b)



(c)

Figure 6.8. Distributions des populations de clusters candidats des régions 𝔸, 𝔹, ℂ et 𝔻 en fonction de leur impulsion transverse, (a) mesurées dans les données p–Pb et obtenues par simulations (b) γ-jet et (c) jet-jet.

Table 6.1. Limites de sélection sur le paramètre σ^2_{long} pour la définition des régions de bruit de fond 𝔹 et 𝔻, pour chaque intervalle en impulsion transverse des clusters candidats. Par commodité, les valeurs de $\sigma^2_{\text{max, sig}}$ données dans la Table 5.5, servant à définir les régions 𝔸 et ℂ, sont également rapportées.

p_T (GeV/c)	$\sigma^2_{\text{max, sig}}$	$\sigma^2_{\text{min, bkg}}$	$\sigma^2_{\text{max, bkg}}$
10–12	0,40	0,60	2,10
12–14	0,35	0,45	1,95
14–16	0,32	0,35	1,85
16–60	0,30	0,33	1,83

largeur qui ont réellement été induits par un photon prompt issu d'un processus partonique $2 \to 2$: en d'autres termes, on cherche à estimer la pureté de l'échantillon de clusters $N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ de la région de signal $\mathbb{A}$. Pour ce faire, il faut avant tout considérer cette population comme la somme d'une composante de signal et d'une composante de bruit de fond :

$$N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}} = S_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}} + B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}, \tag{6.16}$$

où $S_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ est le nombre de clusters induits par un photon prompt et $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ le nombre de ceux provenant de particules de bruit de fond, au premier rang desquelles les photons de décroissance de mésons π^0. La pureté est ainsi définie comme

$$P = \frac{S_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}}{N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}}. \tag{6.17}$$

Si $S_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ ne peut être mesurée directement, la méthode ABCD permet cependant d'estimer $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ à l'aide des données et de plusieurs hypothèses que nous allons détailler par la suite. La définition de la pureté peut alors être reformulée en tenant compte de l'équation (6.16) :

$$P = 1 - \frac{B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}}{N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}}, \tag{6.18}$$

Nous allons désormais expliquer comment $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ peut être obtenue.

6.2.2 Estimation de la pureté

La détermination de la composante de bruit de fond de la région de signal $\mathbb{A}$ repose sur deux hypothèses fortes sur les propriétés des clusters peuplant les régions voisines $\mathbb{B}$, $\mathbb{C}$ et $\mathbb{D}$:

1. d'une part, on considère que les clusters induits par un photon prompt prennent exclusivement place dans la région $\mathbb{A}$ et ne contribuent pas aux régions de bruit de fond. Cela signifie que ces dernières ne sont peuplées que de clusters induits par des particules de bruit de fond, et donc que leur population peut être exprimée à partir de leur seule composante de bruit :

$$N_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}} = B_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}} \tag{6.19}$$

$$N_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}} = B_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}} \tag{6.20}$$

$$N_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}} = B_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}}; \tag{6.21}$$

2. d'autre part, on suppose que les clusters de bruit de fond ont la même probabilité de satisfaire le critère d'isolement ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$) selon qu'ils aient une largeur faible (faible valeur de σ^2_{long}, siégeant dans les régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$) ou élevée (haute valeur de σ^2_{long}, siégeant dans les régions $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$). Cette fraction d'isolement du bruit de fond est définie comme

$$f_{\alpha}^{\mathrm{iso}} = \frac{B_{\alpha}^{\mathrm{iso}}}{B_{\alpha}^{\overline{\mathrm{iso}}}}, \tag{6.22}$$

avec $\alpha \in \{n, w\}$, et l'hypothèse ainsi dressée s'exprime comme

$$f_{n}^{\mathrm{iso}} = f_{w}^{\mathrm{iso}} \;\Leftrightarrow\; \frac{B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}}{B_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}} = \frac{B_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}}}{B_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}. \tag{6.23}$$

Comme nous le verrons par la suite, ces hypothèses ne sont pas totalement valides puisque le signal de photons prompts majoritairement situé dans la région $\mathbb{A}$ s'étend légèrement dans les régions voisines (hypothèse 1) et puisqu'il existe une certaine corrélation entre $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$ et σ^2_{long} pour les clusters

de bruit de fond, notamment en raison des différents régimes cinématiques de la décroissance des mésons π^0 détaillés dans la Section 5.3.2 (hypothèse 2).

Reformulée, l'équation (6.23) nous donne accès à la composante de bruit de fond $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ de la région de signal :

$$B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}} = \frac{B_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}}\, B_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}{B_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}, \tag{6.24}$$

et, en tenant compte de l'hypothèse 1, $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ peut être exprimée comme

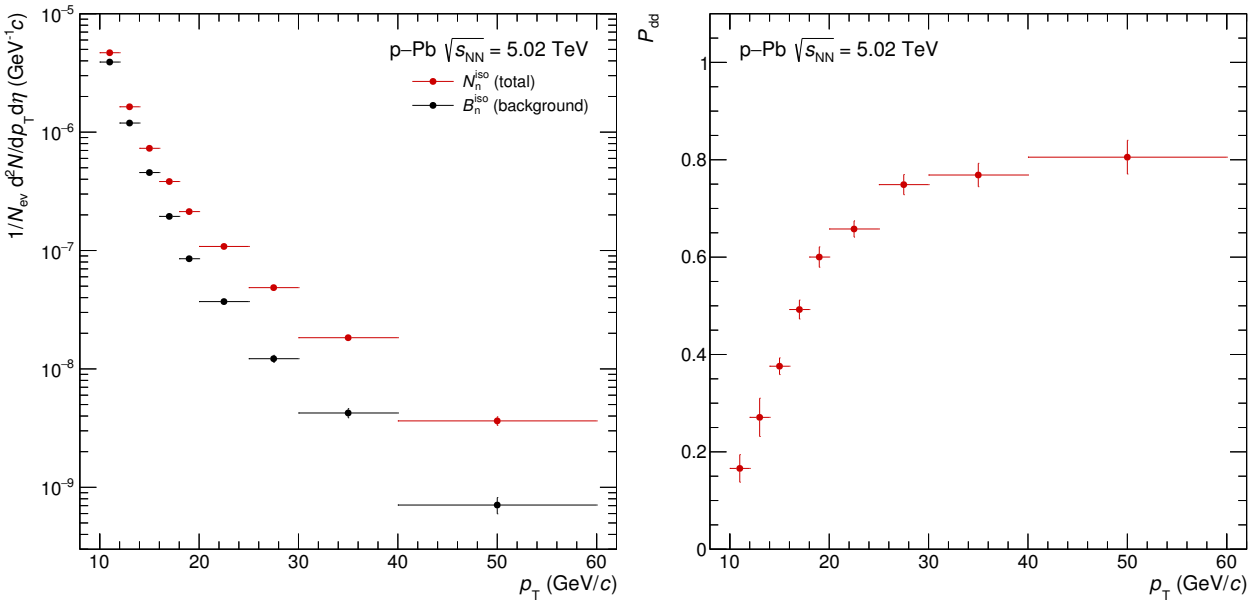
$$B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}} = \frac{N_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}}\, N_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}{N_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}, \tag{6.25}$$

c'est-à-dire uniquement à partir des populations totales de clusters mesurées dans les régions $\mathbb{B}$, $\mathbb{C}$ et $\mathbb{D}$. Enfin, cette expression de $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ peut être incorporée à la définition de la pureté donnée par l'équation (6.18) :

$$P_{\mathrm{dd}} = 1 - \frac{N_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}}\, N_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}{N_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}}\, N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}}, \tag{6.26}$$

où l'indice "dd" adjoint au symbole de la pureté signifie *data-driven* (pilotée par les données) puisque cette définition dépend uniquement des distributions de clusters mesurées dans les données.

La Figure 6.9 présente les distributions de la population totale $N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ de clusters candidats dans la région de signal $\mathbb{A}$ et de sa composante de bruit de fond $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ estimée à l'aide de l'équation (6.25), ainsi que la pureté P_{dd} de cet échantillon calculée avec l'équation (6.26). La première, souvent qualifiée de spectre brut des photons isolés, domine le bruit de fond estimé dans la région de signal, de surcroît lorsque p_{T} augmente. Cette observation est corroborée par l'allure croissante de la pureté, ici qualifiée de pureté brute des photons isolés : avec cette première estimation, elle s'élève à 17 % pour des photons candidats ayant une impulsion transverse de 10 GeV/c et jusqu'à 81 % pour $p_{\mathrm{T}} = 60$ GeV/c (si l'on raisonne en termes de contamination, cette dernière décroît de 83 % à



(a) (b)

Figure 6.9. (a) Distributions de la population totale $N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ de clusters candidats dans la région de signal et de sa composante de bruit de fond $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats. (b) Pureté P_{dd} de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse.

19 % sur la gamme en p_{T} considérée). Comme nous l'avons détaillé dans le chapitre précédent, la contamination de l'échantillon de signal est majoritairement le fait de la décroissance des mésons π^0 en deux photons, lesquels sont, à mesure que p_{T} augmente, de plus en plus reconstruits sous la forme d'un unique cluster dont la largeur σ^2_{long} diminue peu à peu et lui permet de peupler la région de signal, ce qui explique que la pureté présente une saturation au-delà de 25 GeV/c avec cette estimation. L'augmentation de la pureté en-deçà de cette impulsion transverse est quant à elle liée à la production plus importante de photons prompts que de mésons neutres lorsque p_{T} augmente comme nous l'avons mentionné dans le Chapitre 2.

Puisque nous avons basé l'estimation de la pureté uniquement sur les données réelles, il est légitime de vouloir répéter l'expérience avec la simulation, afin de statuer sur la viabilité des hypothèses formulées précédemment, puisqu'elle donne accès aux composantes de signal et de bruit de fond séparément. Deux estimateurs de la pureté sont introduits dans cette optique :

- ▷ une pureté d'entrée $P^{\gamma\text{-jet}}$, dite "véritable", rendant compte de la proportion de photons issus de processus $2 \to 2$ (γ-jet) dans la population totale (γ-jet + jet-jet) de clusters de la région $\mathbb{A}$ [5],
$$P^{\gamma\text{-jet}} = \frac{S^{\mathrm{iso}}_{\mathrm{n}}}{N^{\mathrm{iso}}_{\mathrm{n}}} \equiv \frac{\left(N^{\mathrm{iso}}_{\mathrm{n}}\right)_{\gamma\text{-jet}}}{\left(N^{\mathrm{iso}}_{\mathrm{n}}\right)_{\mathrm{sim}}} ; \tag{6.27}$$
- ▷ une pureté de sortie $P^{\mathrm{sim}}_{\mathrm{dd}}$, estimée avec la méthode ABCD suivant l'équation (6.26) en remplaçant les données par la simulation réaliste (γ-jet + jet-jet).

Comparer ces deux façons d'estimer la pureté avec les données simulées permet d'évaluer comment la méthode ABCD donne accès à la pureté véritable $P^{\gamma\text{-jet}}$ (dont elle est en quelque sorte le paramètre d'entrée) à travers la pureté de sortie $P^{\mathrm{sim}}_{\mathrm{dd}}$. Les distributions obtenues dans les deux cas sont représentées sur la Figure 6.10. On constate un désaccord entre les deux estimations : si $P^{\gamma\text{-jet}}$ et $P^{\mathrm{sim}}_{\mathrm{dd}}$ sont équivalentes autour de $p_{\mathrm{T}} = 22$ GeV/c, la seconde, estimée à l'aide de la méthode ABCD et de ses hypothèses, sous-estime drastiquement la pureté véritable à faible impulsion transverse tandis qu'elle la surestime (de l'ordre de 12 %) à l'opposé de l'intervalle en p_{T}. En d'autres termes, les hypothèses formulées au début de cette section tendent à surestimer (sous-estimer) la contamination due aux photons de décroissance à faible (haute) impulsion transverse. Une correction de la méthode ABCD, basée sur la simulation, doit donc être appliquée pour réduire l'impact des biais introduits par les hypothèses sur lesquelles elle repose.

6.3 Correction de la pureté

Comme cela a été étudié en détail par le passé [150], l'estimation imparfaite de la pureté à l'aide de la méthode ABCD dépend fortement de la manière dont sont reconstruits les photons de décroissance des mésons π^0 dans le cône d'isolement. Plusieurs cas de figure sont envisageables suivant l'énergie de ces derniers :

- ▷ lorsque les deux photons sont reconstruits sous la forme d'un cluster unique (cas présenté sur les Figures 5.11 (b) et 5.11 (c)) et que ce cluster est considéré comme candidat – c'est-à-dire qu'il entre dans la population de l'espace des phases $\left(p^{\mathrm{iso}}_{\mathrm{T}}, \sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ – son impulsion n'entre alors pas dans le calcul de $p^{\mathrm{iso}}_{\mathrm{T}}$, qui se trouve ainsi diminuée et rend le cluster plus à même de satisfaire le critère d'isolement ($p^{\mathrm{iso}}_{\mathrm{T}} < p^{\mathrm{iso}}_{\mathrm{T,\,max}}$) ;
- ▷ lorsque, à l'inverse, les deux photons sont reconstruits sous la forme de deux clusters distincts (cas présenté sur la Figure 5.11 (a)) et que l'un d'entre eux est considéré comme candidat, l'autre photon peut soit entrer dans le calcul de $p^{\mathrm{iso}}_{\mathrm{T}}$ – les photons sont dits *appariés* – soit

5. Par la suite, l'indice "sim" signifie que la simulation réaliste γ-jet + jet-jet est considérée.

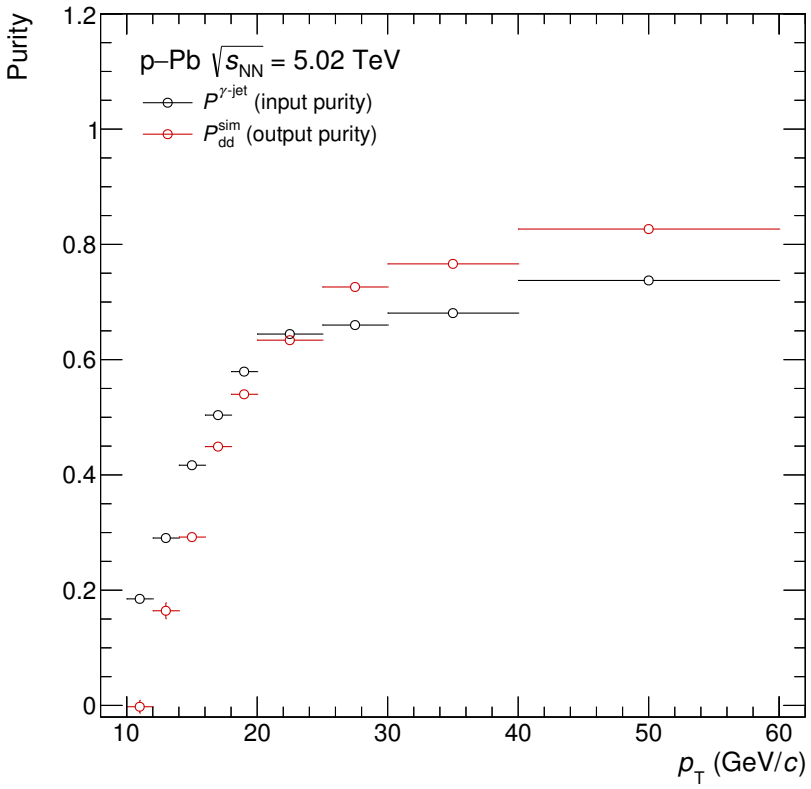


Figure 6.10. Puretés d'entrée ($P^{\gamma\text{-jet}}$) et de sortie ($P^{\text{sim}}_{\text{dd}}$) de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse, dans les jeux de simulation γ-jet et total (γ-jet + jet-jet).

ne pas être reconstruit à l'intérieur du cône (par exemple dans le cas d'une décroissance asymétrique), ce qui tend là aussi à réduire $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$.

On voit donc se profiler une corrélation entre $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ et la forme du cluster, et donc une variation de la probabilité d'isolement du bruit de fond en fonction de σ^2_{long} contrairement à ce que nous avons supposé avec l'équation (6.23). Ainsi, les photons de décroissance appariés, probablement issus d'un méson π^0 de faible énergie, sont susceptibles de moins satisfaire le critère d'isolement et donc de moins contaminer la région de signal $\mathbb{A}$ pour la recherche de photons prompts : il en résulte une pureté plus élevée pour les clusters candidats de faible impulsion transverse que ce que la méthode ABCD permet d'obtenir, comme le montre la Figure 6.10.

Par ailleurs, la différence à haut p_{T} observée dans la simulation entre les puretés véritable ($P^{\gamma\text{-jet}}$) et estimée ($P^{\text{sim}}_{\text{dd}}$) peut être liée à la reconstruction, sous la forme d'un seul cluster candidat élargi (haute valeur de σ^2_{long}), de plusieurs particules proches l'une de l'autre et de haute énergie telles qu'un photon et un méson neutre ayant décru en photons de décroissance. Cette large contribution énergétique ne participe alors pas au calcul de $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$, ce qui favorise l'isolement du cluster candidat et donc la contamination de l'échantillon étudié à haute impulsion transverse : la pureté réelle est ainsi plus faible à haute impulsion transverse que ce que l'on obtient *via* la méthode ABCD.

S'il a un temps été envisagé de s'affranchir du biais dû aux photons de décroissance appariés en reconstruisant les mésons qui en sont à l'origine par masse invariante afin de les exclure de l'estimation de la pureté [150, 160], cette approche a été jugée insuffisamment fiable sur la base des données analysées et de leur statistique limitée. C'est aussi le cas pour les travaux présentés dans cette thèse, mais une étude s'intéressant à un échantillon de données plus fourni pourrait cependant tirer parti de ce type de correction pour lever le biais présent à faible impulsion transverse – le plus exigeant comme nous allons le voir par la suite. Au-delà de cet aspect, qui ne concerne que les candidats à bas p_{T}, une correction globale de l'estimation de la pureté est possible en utilisant les

jeux de simulation γ-jet et jet-jet.

6.3.1 Le facteur α

Afin de corriger la pureté, c'est en réalité l'estimation du bruit de fond $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ dans la région de signal, réalisée à l'aide de l'équation (6.25), qu'il nous faut rectifier. Cela est possible en se basant sur une comparaison du bruit de fond d'entrée $\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\text{jet-jet}}$, accessible par la simulation jet-jet, et du bruit de fond de sortie $\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\mathrm{sim}}$, estimé par la méthode ABCD suivant l'équation (6.25) en remplaçant les données par la simulation réaliste (γ-jet + jet-jet). On introduit pour cela le facteur de correction α :

$$\alpha = \frac{\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\text{jet-jet}}}{\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\mathrm{sim}}} \equiv \left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\text{jet-jet}} \times \left(\frac{N_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}{N_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}}\, N_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}\right)_{\mathrm{sim}} \equiv \left(\frac{B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\, N_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}{N_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}}\, N_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}\right)_{\mathrm{sim}} . \tag{6.28}$$

En tenant compte des biais évoqués précédemment, ce facteur va ainsi servir à normaliser le bruit de fond estimé dans les données réelles au cas de référence atteint dans la simulation jet-jet.

Les distributions en impulsion transverse de $\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\text{jet-jet}}$, $\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\mathrm{sim}}$ et α sont présentées sur la Figure 6.11. Conformément aux observations précédentes sur la sous-estimation ou la surestimation de la pureté obtenue uniquement avec les données, le facteur α n'est pas constant sur l'ensemble de la gamme en impulsion transverse mais évolue de 0,81 pour $p_{\mathrm{T}} = 10\,\mathrm{GeV}$ à 1,51 pour $p_{\mathrm{T}} = 60\,\mathrm{GeV}$, en croisant l'unité autour de $p_{\mathrm{T}} = 22\,\mathrm{GeV}/c$. Cela signifie que normaliser par α le bruit de fond estimé avec les données – tel qu'on peut le voir sur la Figure 6.9 (a) – permet de diminuer ce dernier à bas p_{T} et de l'augmenter à haut p_{T}, et donc d'augmenter la pureté à bas p_{T} et de la diminuer à haut p_{T}.

L'incorporation du facteur α dans l'estimation du bruit de fond peut se faire directement à

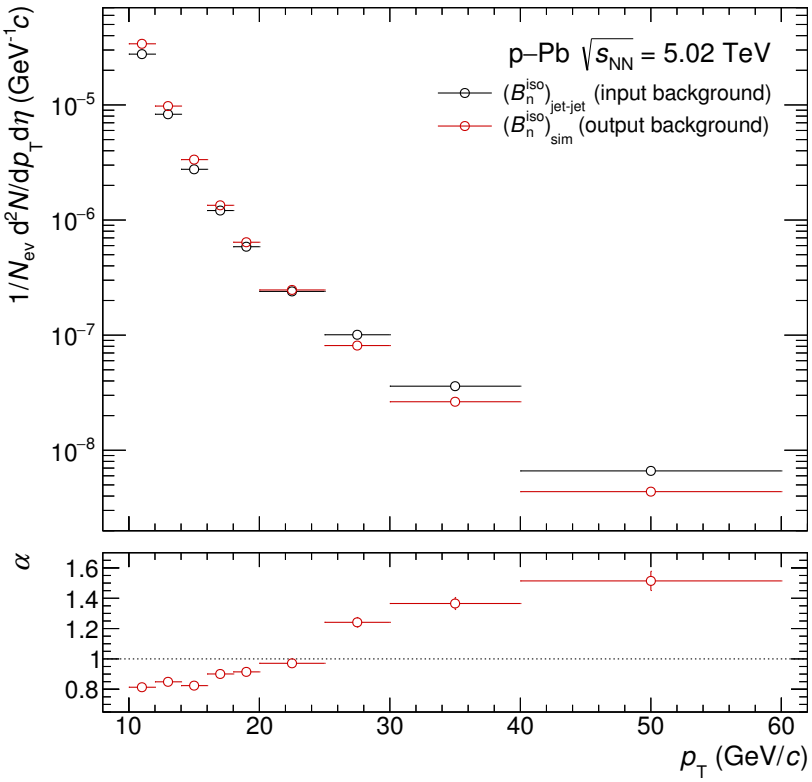


Figure 6.11. Distributions des bruits de fond d'entrée ($\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\text{jet-jet}}$) et de sortie ($\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\mathrm{sim}}$) dans la région de signal en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats, dans les jeux de simulation γ-jet et total (γ-jet + jet-jet). Le rapport de ces deux distributions (équation (6.28)) constitue le facteur de correction α.

l'échelle de la pureté, en adaptant l'équation (6.26) :

$$P_{\mathrm{dd}} \mapsto P = 1 - \alpha \times \left(\frac{N_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}} \, N_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}{N_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}} \, N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}} \right)_{\mathrm{data}} \tag{6.29}$$

$$= 1 - \left(\frac{B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}} \, N_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}{N_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}} \, N_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}} \right)_{\mathrm{sim}} \times \left(\frac{N_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}} \, N_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}{N_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}} \, N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}} \right)_{\mathrm{data}} , \tag{6.30}$$

grandeur que nous appellerons désormais *pureté (corrigée) des photons isolés*. La Figure 6.12 présente sa distribution en impulsion transverse. Son évolution avec p_{T} s'effectue désormais de 32 % à 71 %, s'approchant du cas idéal obtenu en présence de signal uniquement ($P^{\gamma\text{-jet}}$), montré sur la Figure 6.10.

L'avantage principal de la correction avec le facteur α est que la présence de signal dans les régions de bruit de fond $\mathbb{B}$, $\mathbb{C}$ et $\mathbb{D}$ est testée à travers l'utilisation de la simulation réaliste γ-jet + jet-jet. En cela, cette approche permet de montrer que l'hypothèse 1 relative à l'absence de signal dans ces régions n'est pas valide (puisque α n'est pas égal à l'unité) mais n'apporte pas d'information sur la seconde hypothèse relative à la fraction d'isolement du bruit de fond en fonction de σ^2_{long}. Il a été expliqué précédemment qu'il semble exister une corrélation entre l'impulsion transverse $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$ mesurée dans le cône d'isolement et la forme des clusters candidats σ^2_{long}, et si une identification des mésons neutres présents dans le cône par masse invariante de paires de photons n'est pas réalisable, une étude de la fraction d'isolement en fonction de σ^2_{long} a néanmoins été menée pour tenter de corriger le biais soulevé par l'hypothèse 2.

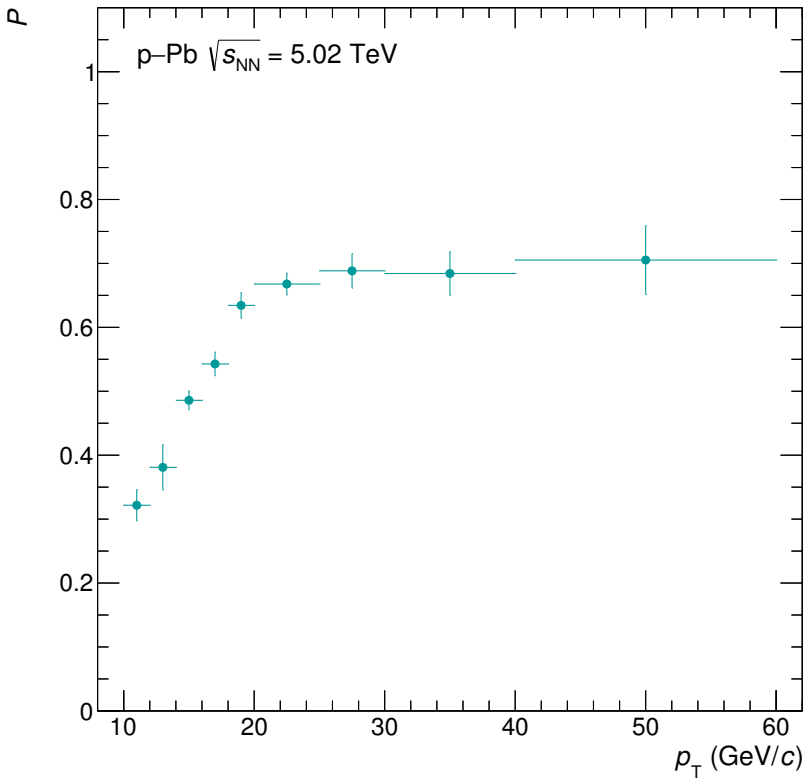


Figure 6.12. Pureté (corrigée) de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse.

6.3.2 Extrapolation du bruit de fond

Pour évaluer le comportement de l'isolement d'un cluster en fonction de sa forme, il est possible de définir une fraction d'isolement à la manière de l'équation (6.23), en ne la restreignant cependant pas à deux zones discrètes en σ^2_{long} comme c'est le cas avec f_n^{iso} et f_w^{iso}. De plus, puisqu'il n'est pas possible d'accéder au seul bruit de fond dans les données, cette définition doit être basée sur les populations totales de clusters dans chaque région. Enfin, la différence pouvant exister entre données et simulation concernant le degré de corrélation entre $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ et σ^2_{long} doit être étudiée à travers cette définition. Deux fractions d'isolement sont ainsi introduites, l'une pour les données ($f^{\text{iso}}_{\text{data}}$), l'autre pour la simulation ($f^{\text{iso}}_{\text{sim}}$) [6] :

$$f^{\text{iso}}_{\text{data}}\left(\sigma^2_{\text{long}}\right) = \left(\frac{N^{\text{iso}}}{N^{\overline{\text{iso}}}}\right)_{\text{data}} \tag{6.31}$$

$$f^{\text{iso}}_{\text{sim}}\left(\sigma^2_{\text{long}}\right) = \left(\frac{N^{\text{iso}}}{N^{\overline{\text{iso}}}}\right)_{\text{sim}}, \tag{6.32}$$

où N^{iso} correspond à la population de clusters isolés sur l'ensemble de l'espace des phases de la Figure 6.7 (régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{B}$ mais aussi les zones tampons pour lesquelles $p_{\text{T}}^{\text{iso}} < p_{\text{T, max}}^{\text{iso}}$) et $N^{\overline{\text{iso}}}$ représente la population de clusters non isolés (régions $\mathbb{C}$ et $\mathbb{D}$ mais aussi les zones tampons pour lesquelles $p_{\text{T}}^{\text{iso}} > p_{\text{T, min}}^{\overline{\text{iso}}}$).

La Figure 6.13 présente les distributions de $f^{\text{iso}}_{\text{data}}$ et $f^{\text{iso}}_{\text{sim}}$ en fonction de σ^2_{long} pour quatre intervalles en impulsion transverse (10–12 GeV/c, 12–14 GeV/c, 14–16 GeV/c et 16–60 GeV/c, ce dernier regroupant les six intervalles en p_{T} partageant les mêmes limites de sélection sur σ^2_{long} comme l'indique la Table 6.1). On remarque d'ores et déjà que la fraction d'isolement diffère selon les valeurs de σ^2_{long} considérées et que plus de clusters sont isolés dans les données que dans la simulation, cela étant vraisemblablement dû à l'écart constaté entre les deux au niveau de l'impulsion transverse mesurée dans le cône telle qu'elle a été présentée sur la Figure 6.5. Cependant, l'allure empruntée par $f^{\text{iso}}_{\text{data}}$ et $f^{\text{iso}}_{\text{sim}}$ semble être assez proche pour considérer que leur rapport sera quasiment indépendant de σ^2_{long}. Pour vérifier cela, on introduit le double ratio R_f :

$$R_f\left(\sigma^2_{\text{long}}\right) = \frac{f^{\text{iso}}_{\text{data}}}{f^{\text{iso}}_{\text{sim}}}. \tag{6.33}$$

Si la corrélation qui existe dans les données entre $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ et σ^2_{long} est correctement reproduite par la simulation, on s'attend à ce que $R_f\left(\sigma^2_{\text{long}}\right)$ soit constant. Comme le montrent les points de la Figure 6.14, ce n'est pas toujours le cas suivant l'intervalle en impulsion transverse considéré. En particulier, la région de signal, à bas σ^2_{long}, présente des valeurs de R_f globalement supérieures à celles de la région de bruit de fond : cela signifie qu'une contribution de bruit de fond isolé contamine la région de signal et qu'elle doit être estimée pour corriger la pureté du biais imposé par l'hypothèse 2.

Pour ce faire, il est possible de modéliser mathématiquement l'allure du double ratio $R_f\left(\sigma^2_{\text{long}}\right)$ dans la région de bruit de fond et de l'extrapoler jusqu'à la région de signal. Deux fonctions sont ainsi considérées pour modéliser la forme de $R_f\left(\sigma^2_{\text{long}}\right)$:

▷ une fonction affine notée $f_1\left(\sigma^2_{\text{long}}\right)$,

$$f_1\left(\sigma^2_{\text{long}}\right) = a \times \sigma^2_{\text{long}} + b, \tag{6.34}$$

6. Par commodité de lecture, la dépendance à σ^2_{long} et p_{T} des grandeurs mises en jeu est partiellement passée sous silence.

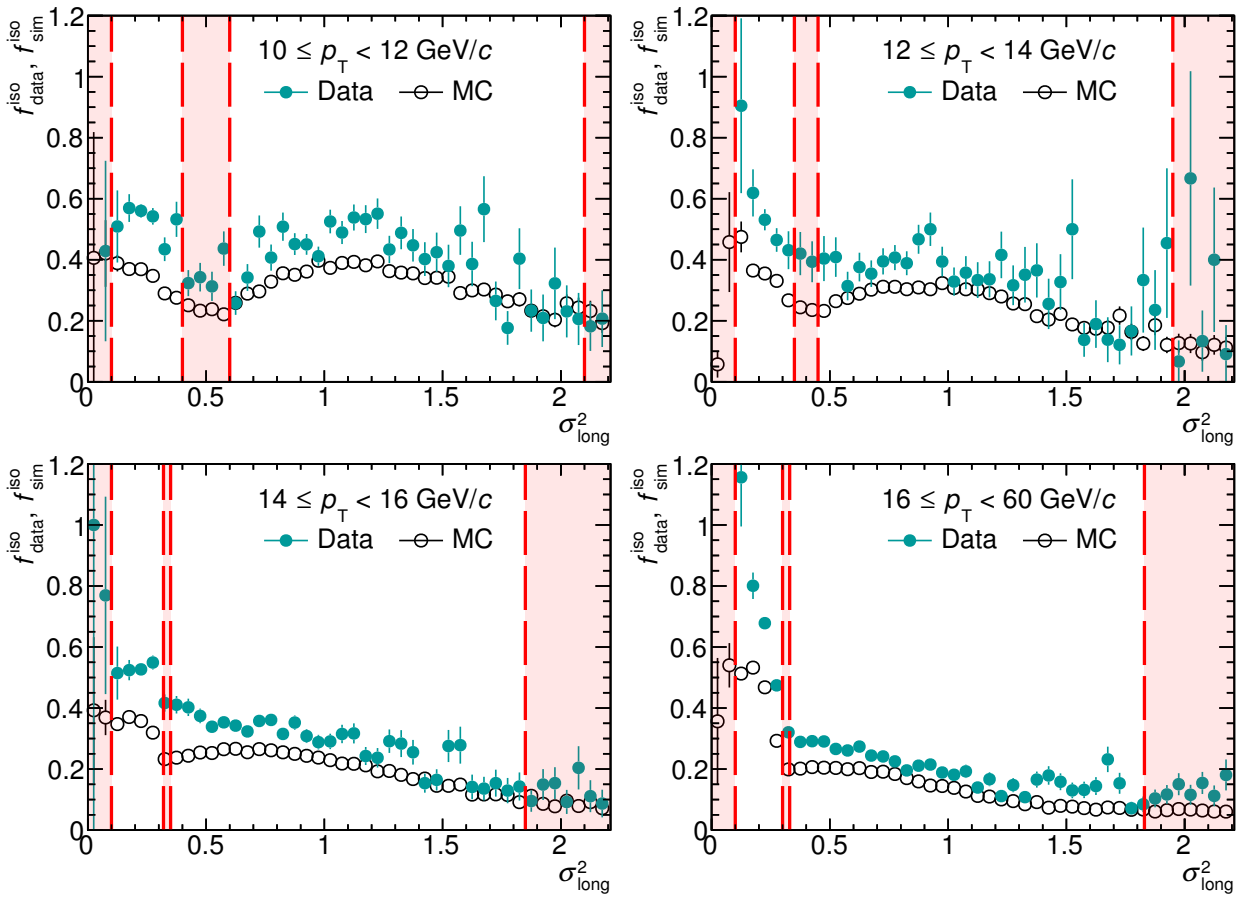


Figure 6.13. Distributions des fractions d'isolement des clusters candidats dans les données (f^{iso}_{data}) et la simulation (f^{iso}_{sim}) en fonction de leur forme σ^2_{long}, pour différents intervalles en impulsion transverse. Les zones rouges représentent les limites des régions de l'espace des phases $\left(p^{iso}_T, \sigma^2_{long}\right)$ montré sur la Figure 6.7.

où a et b sont des paramètres libres ;

▷ une fonction exponentielle notée $f_2\left(\sigma^2_{long}\right)$,

$$f_2\left(\sigma^2_{long}\right) = d \times \exp\left(c \times \sigma^2_{long}\right) + e, \tag{6.35}$$

où d et e sont des paramètres libres mais où la pente exponentielle c est fixée à $-0{,}3$ [7].

Ces fonctions d'ajustement sont représentées respectivement sur les Figures 6.14 et 6.15. Elles sont appliquées uniquement à la région de bruit de fond suivant les limites posées dans la Table 6.1, et l'extrapolation est réalisée jusqu'à la limite inférieure de la région de signal ($\sigma^2_{long} = 0{,}1$ comme nous l'avons introduit auparavant). Le résultat de la modélisation est sensiblement le même quelle que soit la fonction utilisée (affine ou exponentielle), c'est pourquoi il a été choisi de ne considérer que la fonction affine $f_1\left(\sigma^2_{long}\right)$, plus simple, pour estimer la contribution de bruit de fond isolé dans la région de signal.

Puisque la correction recherchée dépend de la simulation, il est judicieux de la propager à l'estimation de la pureté à travers le facteur α, lui aussi obtenu par simulation et ayant conduit à une première correction partielle comme nous l'avons constaté dans la section précédente. Pour

7. Cette valeur a été jugée la plus appropriée après une étude approfondie sur la modélisation de $R_f\left(\sigma^2_{long}\right)$ [263].

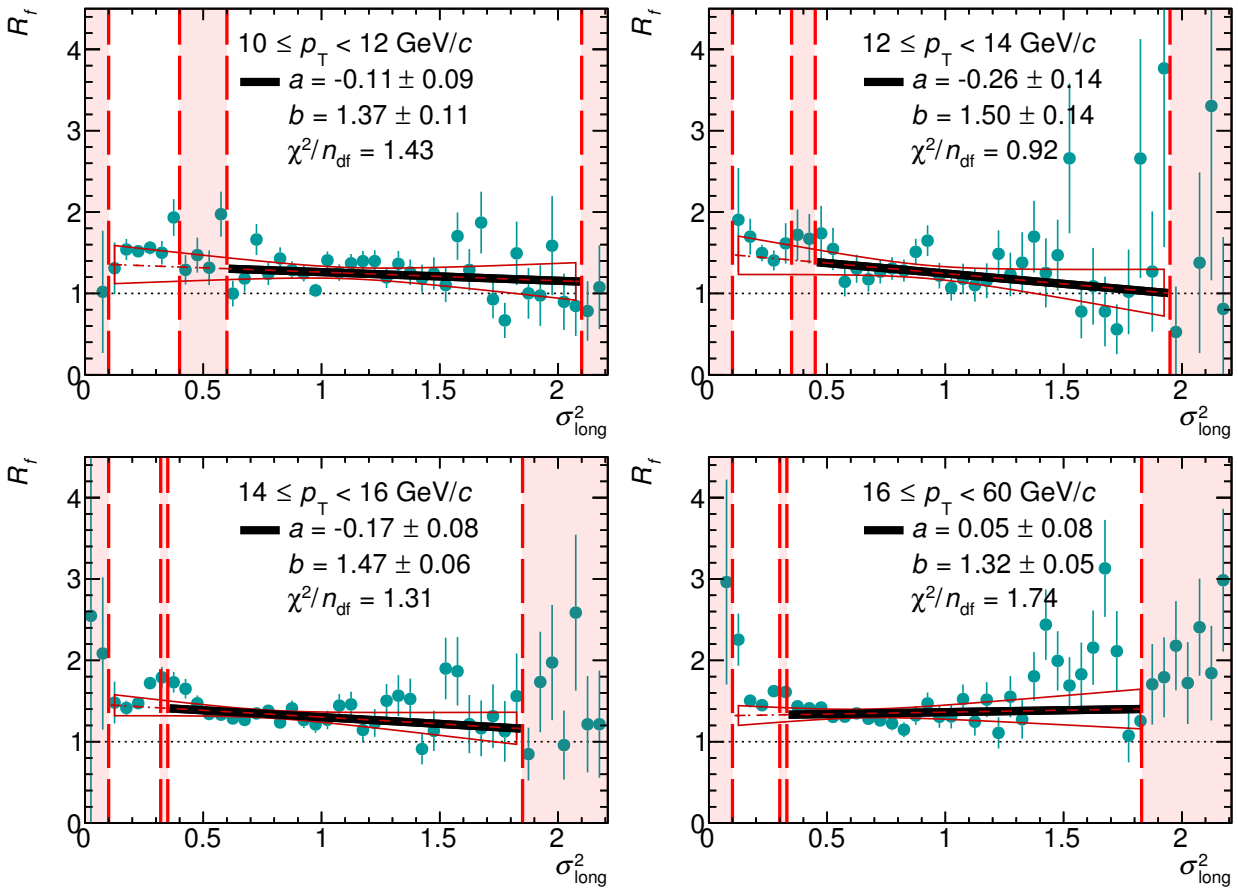


Figure 6.14. Distribution du double ratio R_f en fonction de la forme σ^2_{long} des clusters candidats, pour différents intervalles en impulsion transverse, ajustée par la fonction affine $f_1\left(\sigma^2_{\text{long}}\right)$. Dans chaque intervalle en p_{T}, la ligne traitillée rouge représente une extrapolation de l'ajustement vers la région de signal et la zone délimitée par les lignes pleines rouges représente l'intervalle de confiance de 95 % sur l'ajustement. Enfin, les zones rouges représentent les limites des régions de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$ montré sur la Figure 6.7.

cette raison, la définition du facteur α donnée par l'équation (6.28) est modifiée :

$$\alpha \mapsto \alpha = C_\alpha \times \left(\frac{B_{\text{n}}^{\text{iso}} \, N_{\text{w}}^{\overline{\text{iso}}}}{N_{\text{w}}^{\text{iso}} \, N_{\text{n}}^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{sim}}, \tag{6.36}$$

où C_α est le facteur d'extrapolation rendant compte de la fraction de bruit de fond isolé présente dans la région de signal. Il s'obtient en confrontant les expressions de la fonction $f_1\left(\sigma^2_{\text{long}}\right)$ aux points $\sigma^2_{\text{long, n}}$ et $\sigma^2_{\text{long, w}}$, valeurs moyennes de σ^2_{long} pour les clusters de la région de signal et celle de bruit de fond respectivement :

$$C_\alpha = \frac{f_1\left(\sigma^2_{\text{long, n}}\right)}{f_1\left(\sigma^2_{\text{long, w}}\right)} = \frac{a \times \sigma^2_{\text{long, n}} + b}{a \times \sigma^2_{\text{long, w}} + b}. \tag{6.37}$$

La Table 6.2 présente les valeurs de $\sigma^2_{\text{long, n}}$, $\sigma^2_{\text{long, w}}$ et C_α (accompagné de son incertitude statistique) pour l'ensemble des intervalles en impulsion transverse considérés. On constate que le facteur d'extrapolation est globalement proche de l'unité, conformément aux faibles valeurs de pente observées sur la Figure 6.14. Notons cependant que la correction apportée par C_α dans l'intervalle 12–14 GeV/c est non négligeable, de l'ordre de 14 %, signifiant que la valeur du facteur α sera rehaussée d'autant pour tenir compte de la présence d'un bruit de fond relativement important dans la région de signal.

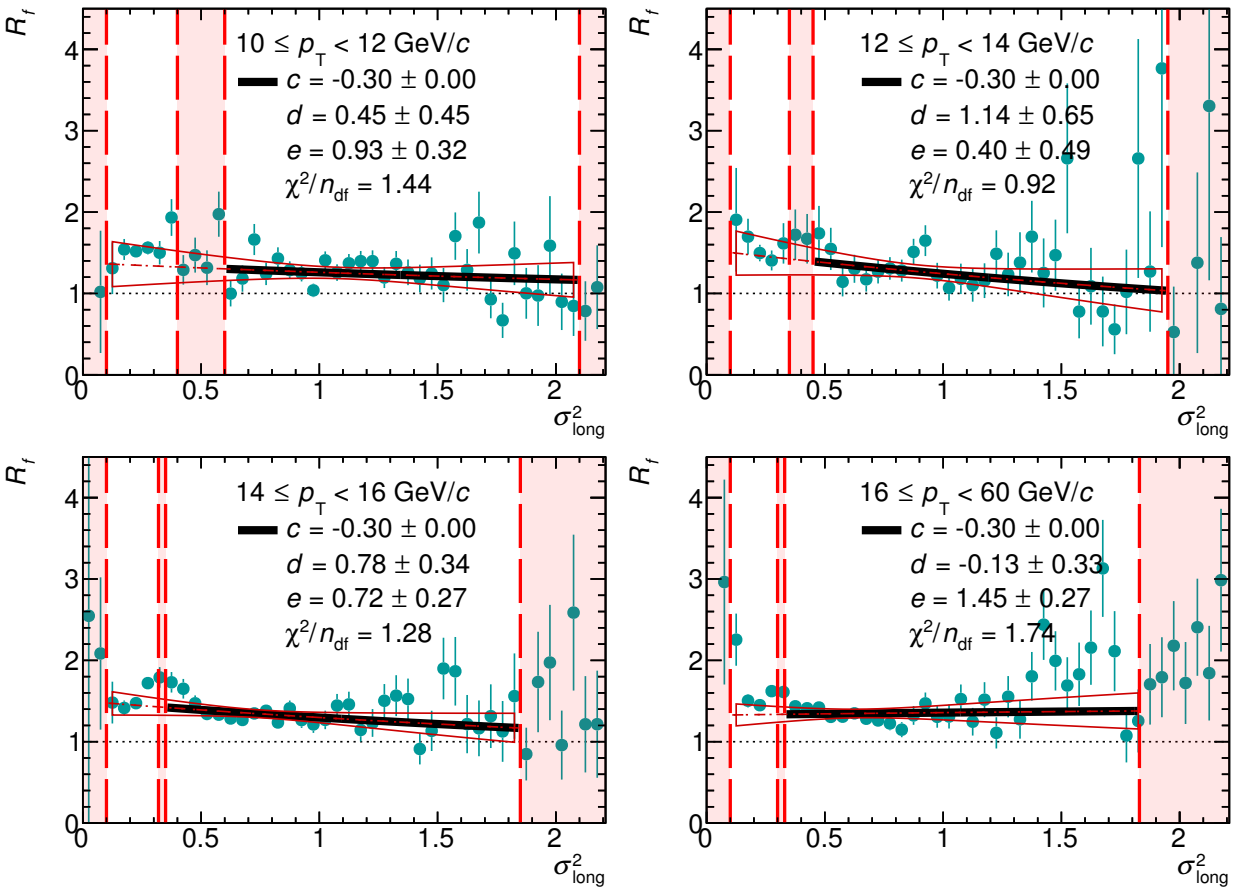
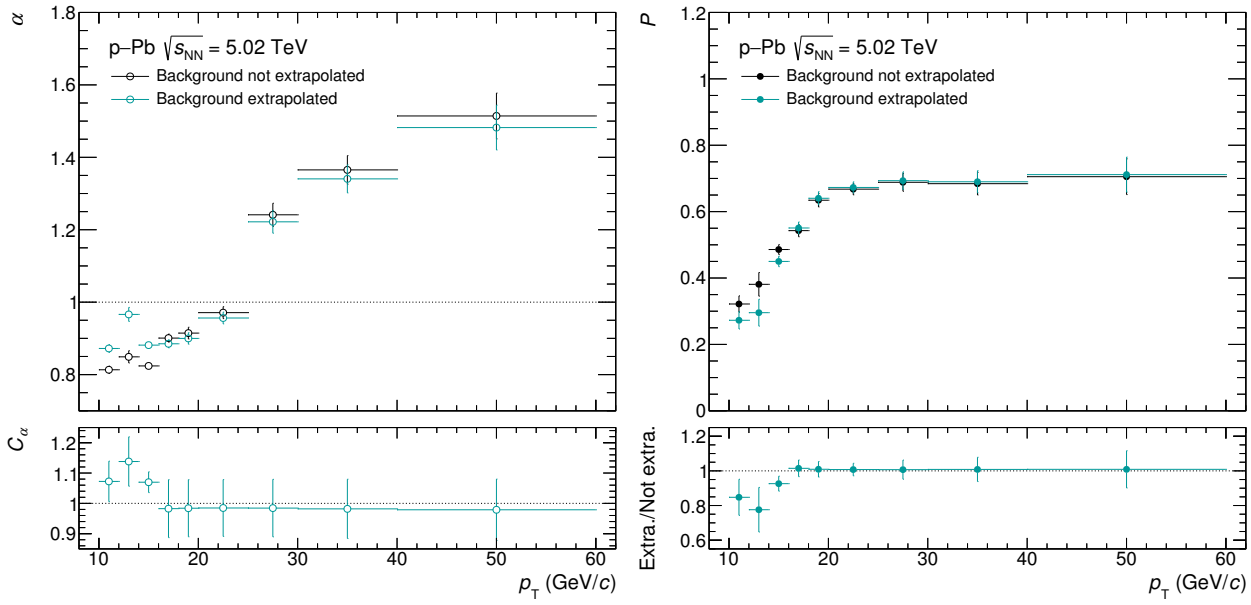


Figure 6.15. Distribution du double ratio R_f en fonction de la forme σ^2_{long} des clusters candidats, pour différents intervalles en impulsion transverse, ajustée par la fonction exponentielle $f_2\left(\sigma^2_{\text{long}}\right)$. Dans chaque intervalle en p_{T}, la ligne traitillée rouge représente une extrapolation de l'ajustement vers la région de signal et la zone délimitée par les lignes pleines rouges représente l'intervalle de confiance de 95 % sur l'ajustement. Enfin, les zones rouges représentent les limites des régions de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$ montré sur la Figure 6.7.

Table 6.2. Valeurs moyennes de σ^2_{long} pour les clusters des régions de signal ($\sigma^2_{\text{long, n}}$) et de bruit de fond ($\sigma^2_{\text{long, w}}$) et facteur d'extrapolation C_α, pour chaque intervalle en impulsion transverse des clusters candidats.

p_{T} (GeV/c)	$\sigma^2_{\text{long, n}}$	$\sigma^2_{\text{long, w}}$	C_α	ΔC_α
10–12	0,25	1,11	1,07	0,07
12–14	0,24	0,93	1,14	0,08
14–16	0,24	0,80	1,07	0,03
16–18	0,24	0,74	0,98	0,10
18–20	0,24	0,70	0,98	0,09
20–25	0,24	0,68	0,98	0,09
25–30	0,25	0,70	0,98	0,09
30–40	0,25	0,78	0,98	0,10
40–60	0,25	0,86	0,98	0,10

La Figure 6.16 (a) présente la distribution du facteur α avant et après application de l'équation (6.37), ainsi que leur rapport correspondant à C_α en fonction de l'impulsion transverse. La pureté des photons isolés, corrigée de la même manière, est également présentée sur la Figure 6.16 (b). L'extrapolation du bruit de fond au travers du double ratio R_f et du facteur C_α laisse la pureté quasiment inchangée entre 16 GeV/c et 60 GeV/c, mais conduit à une révision à la baisse de son estimation à faible impulsion transverse (-22 % pour $p_{\text{T}} = 13$ GeV/c). Cette ultime correction



(a) (b)

Figure 6.16. Distributions (a) du facteur α et (b) pureté des photons isolés en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats, avant et après application de la procédure d'extrapolation du bruit de fond dans la région de signal.

permet à la pureté issue des données et de la simulation de s'approcher du cas idéal obtenu en présence de signal uniquement ($P^{\gamma\text{-jet}}$, Figure 6.10).

Pour tenir compte de la sensibilité de cette estimation aux hypothèses et corrections introduites dans ce chapitre, la pureté finale de la mesure, présentée dans le prochain chapitre, a été déterminée par une approche basée sur la variation de plusieurs paramètres :

- ▷ la définition de l'impulsion transverse dans le cône d'isolement ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$), tenant compte par défaut des particules neutres et chargées comme nous l'avons choisi dans la Section 6.1, peut être modifiée pour ne considérer que les particules chargées reconstruites à l'aide des traces hybrides. Cette définition offre l'avantage de rejeter les photons de décroissance des mésons neutres qui induisent notamment le biais à bas p_{T} que les méthodes de correction dont nous venons de discuter tentent de réduire ;
- ▷ la dépendance du double ratio R_f à la forme des clusters candidats (σ^2_{long}) peut être considérée comme négligeable en raison de la faible pente constatée par ajustement sur la Figure 6.14 ;
- ▷ la fraction d'isolement des clusters dans la simulation ($f^{\mathrm{iso}}_{\mathrm{sim}}$), inférieure à celle mesurée dans les données ($f^{\mathrm{iso}}_{\mathrm{data}}$) comme le montre la Figure 6.13, peut être redressée en modifiant la valeur du critère d'anti-isolement $p^{\overline{\mathrm{iso}}}_{\mathrm{T,\,min}}$ dans la simulation.

Nous verrons ainsi comment les résultats obtenus avec ces variations ont été combinés pour mener à une estimation fiable de la pureté, de la section efficace de production des photons isolés, et des incertitudes systématiques de la mesure.

An experiment is a question which science poses to Nature and a measurement is the recording of Nature's answer.

— Max Planck

CHAPITRE 7

Vers la section efficace de production des photons isolés

Sommaire

7.1 Corrections et normalisation 161
7.1.1 Efficacité de mesure des photons isolés 162
7.1.2 Luminosité intégrée 163
7.1.3 Section efficace 165
7.2 Détermination de l'incertitude systématique 166
7.2.1 Sources globales 167
7.2.2 Probabilité d'isolement 173
7.2.3 Bilan 177

Après avoir extrait des collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ un signal de photons isolés au travers d'un spectre brut et d'une pureté, quelques étapes supplémentaires pavent la route qui nous sépare de l'expression de ces résultats sous la forme d'une section efficace de production. Il faut avant tout corriger la mesure à l'aide de l'efficacité de détection des photons isolés, puis la normaliser par la luminosité enregistrée durant la prise de donnés. Enfin, une importante étude systématique doit être menée pour estimer la sensibilité de cette mesure aux différentes méthodes de sélection et de correction établies dans les précédents chapitres.

7.1 Corrections et normalisation

La mesure de la section efficace de production des photons isolés est principalement basée sur la méthode ABCD pour l'extraction du signal, mais aussi sur deux autres grandeurs que nous allons à présent introduire. La section efficace différentielle, avec sa dépendance complète à l'impulsion transverse des photons isolés, est donnée par l'équation

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\mathrm{T}})}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta} = \frac{N_{\mathrm{ev}}}{\mathcal{L}_{\mathrm{int}}} \times \frac{P(p_{\mathrm{T}})}{\varepsilon_{\gamma}^{\mathrm{iso}}(p_{\mathrm{T}})} \times \frac{\mathrm{d}^2 N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}(p_{\mathrm{T}})}{N_{\mathrm{ev}}\,\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta} \equiv \frac{N_{\mathrm{ev}}}{\mathcal{L}_{\mathrm{int}}} \times \frac{P(p_{\mathrm{T}})}{\varepsilon_{\gamma}^{\mathrm{iso}}(p_{\mathrm{T}})} \times \frac{2\pi}{\Delta\eta\Delta\varphi} \times \frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}(p_{\mathrm{T}})}{N_{\mathrm{ev}}\,\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}}, \tag{7.1}$$

où :

- ▷ N_{ev} est le nombre d'événements analysés, sélectionnés d'après les critères de la Section 5.2.1 ;
- ▷ P est la pureté des photons isolés, estimée et corrigée suivant la méthode décrite dans le Chapitre 6, et dont la distribution finale sera présentée par la suite ;
- ▷ $\varepsilon_\gamma^{\text{iso}}$ est l'efficacité de mesure des photons isolés, dont la détermination sera discutée dans la Section 7.1.1 ;
- ▷ $\mathcal{L}_{\text{int}}$ est la luminosité intégrée associée à notre mesure, dont le calcul sera présenté dans la Section 7.1.2 ;
- ▷ $\frac{\mathrm{d}^2 N_{\text{n}}^{\text{iso}}}{N_{\text{ev}}\,\mathrm{d}p_{\text{T}}\,\mathrm{d}\eta} \equiv \frac{2\pi}{\Delta\eta\Delta\varphi} \times \frac{\mathrm{d}N_{\text{n}}^{\text{iso}}}{N_{\text{ev}}\,\mathrm{d}p_{\text{T}}}$ est le spectre brut des photons isolés, c'est-à-dire la distribution en impulsion transverse de la population totale de clusters candidats dans la région de signal de l'espace des phases introduit dans la Section 6.2.1, normalisée par la couverture en pseudorapidité et angle azimutal qui leur est accessible comme nous l'avons mentionné dans la Section 6.2.

Les grandeurs $\varepsilon_\gamma^{\text{iso}}$ et $\mathcal{L}_{\text{int}}$ doivent ainsi être déterminées avant de pouvoir obtenir la section efficace à proprement parler.

7.1.1 Efficacité de mesure des photons isolés

Pour rendre compte, dans la section efficace, de la qualité de la reconstruction, de l'identification et de l'isolement des photons, il faut corriger le spectre mesuré avec l'efficacité $\varepsilon_\gamma^{\text{iso}}$. Cette quantité, calculable avec le jeu de simulation γ-jet reproduisant le signal de photons issus de processus $2 \to 2$, est définie comme

$$\varepsilon_\gamma^{\text{iso}} = \frac{\mathrm{d}N_{\text{n, rec}}^{\text{iso}}}{\mathrm{d}p_{\text{T}}^{\text{rec}}} \Bigg/ \frac{\mathrm{d}N_{\gamma,\text{ gen}}^{\text{iso}}}{\mathrm{d}p_{\text{T}}^{\text{gen}}}, \tag{7.2}$$

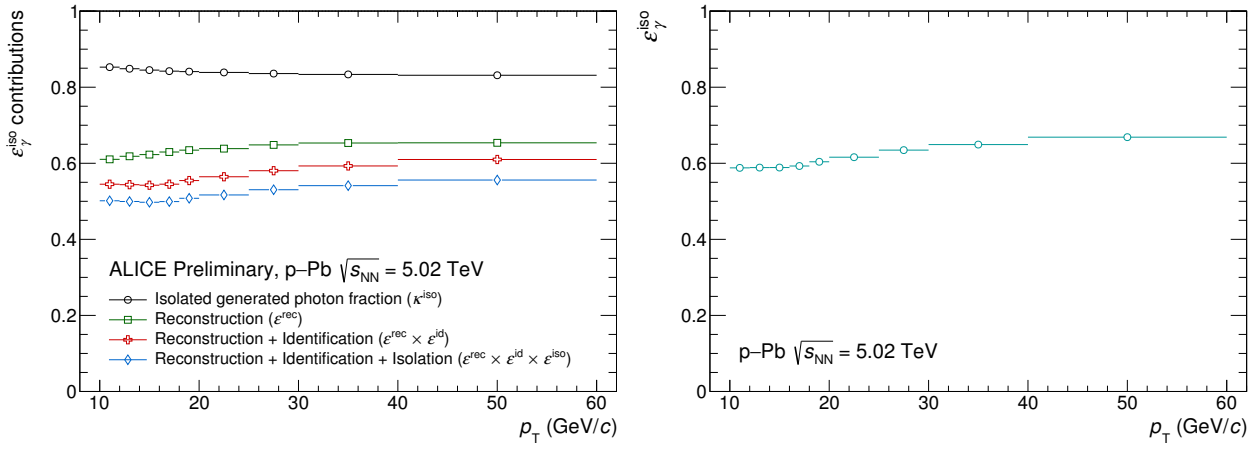
où le numérateur de ce double rapport est la distribution des clusters reconstruits et identifiés comme photons isolés, et le dénominateur est la distribution des photons isolés issus des processus $2 \to 2$ générés dans la simulation.

L'efficacité correspond ainsi à la proportion des photons issus de processus partoniques $2 \to 2$ que la procédure de reconstruction des données, les critères d'identification et la méthode d'extraction de signal permettent de mesurer effectivement. Pour quantifier l'impact de ces trois étapes de l'analyse sur la capacité à reconstruire ces photons, il est possible d'exprimer l'efficacité totale à l'aide de trois contributions, toutes définies par rapport à la distribution des photons générés, qu'ils soient isolés ou non :

- ▷ ε^{rec} rend compte des effets de détection propres au calorimètre, comme la présence de zones mortes masquées, ainsi que de l'application des critères de sélection des clusters détaillés dans la Section 5.2.3. Puisque ce terme peut varier d'une période de prise de données à l'autre, nous avons vérifié que les résultats obtenus en termes d'efficacité totale avec les données en collisions p–Pb et Pb–p étaient identiques ;
- ▷ ε^{id} exprime l'efficacité des critères imposés à la forme des clusters pour identifier les photons candidats, définis dans la Table 5.5 par rapport au paramètre σ_{long}^2 ;
- ▷ ε^{iso} représente l'efficacité d'isolement à proprement parler, rendant compte du nombre de photons sélectionnés par la technique d'isolement.

Ces contributions résultant en fractions des photons générés, on introduit également le facteur κ^{iso} comme la fraction d'entre eux qui sont isolés. Ainsi, l'efficacité totale peut être formulée de la manière suivante :

$$\varepsilon_\gamma^{\text{iso}} = \frac{\varepsilon^{\text{rec}}\,\varepsilon^{\text{id}}\,\varepsilon^{\text{iso}}}{\kappa^{\text{iso}}}. \tag{7.3}$$



(a) (b)

Figure 7.1. (a) Contributions à l'efficacité totale de mesure des photons isolés et fraction des photons générés isolés, et (b) efficacité totale de mesure des photons isolés, en fonction de leur impulsion transverse reconstruite.

Chacune de ces contributions ($\varepsilon^{\mathrm{rec}}$, $\varepsilon^{\mathrm{id}}$, $\varepsilon^{\mathrm{iso}}$) ne pouvant être absolument déconvoluée des autres, il est seulement possible d'estimer la perte d'efficacité après accomplissement des étapes successives de l'analyse, soit $\varepsilon^{\mathrm{rec}}$ d'une part, $\varepsilon^{\mathrm{rec}} \times \varepsilon^{\mathrm{id}}$ d'autre part et $\varepsilon^{\mathrm{rec}} \times \varepsilon^{\mathrm{id}} \times \varepsilon^{\mathrm{iso}}$ enfin : les distributions qui en résultent sont montrées sur la Figure 7.1 (a), de même que la distribution du facteur κ^{iso}. L'efficacité totale obtenue par les équations (7.2) ou (7.3) est présentée sur la Figure 7.1 (b). On remarque qu'elle s'améliore légèrement à mesure que p_{T} augmente, variant de 59 % à 67 % sur l'intervalle considéré. Si la fraction de photons générés isolés (κ^{iso}) diminue faiblement lorsque p_{T} croît, l'augmentation de l'efficacité totale peut s'expliquer par une reconstruction et une identification plus performantes à haut p_{T} comme le montrent les distributions de $\varepsilon^{\mathrm{rec}}$ et $\varepsilon^{\mathrm{rec}} \times \varepsilon^{\mathrm{id}}$ sur la Figure 7.1 (a). Cela signifie que les critères de sélection imposés aux clusters d'EMCal ainsi que les limites définies sur le paramètre σ^2_{long} affectent moins les photons issus de processus $2 \to 2$ à haute impulsion transverse.

7.1.2 Luminosité intégrée

Outre la correction apportée par l'efficacité de mesure, il est nécessaire de normaliser le spectre des photons isolés par la luminosité intégrée, notée $\mathcal{L}_{\mathrm{int}}$. En physique des accélérateurs, la luminosité $\mathcal{L}$ rend compte de la capacité d'une machine à produire un nombre d'événements par unité de temps $\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{ev}}}{\mathrm{d}t}$ avec un certain processus de section efficace σ [264] :

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{ev}}}{\mathrm{d}t} = \mathcal{L}\,\sigma. \tag{7.4}$$

La luminosité a ainsi pour unité l'inverse d'une surface et du temps et est généralement exprimée en $\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ ou, de façon plus commode [1], en un sous-multiple de $\mathrm{b}\,\mathrm{s}^{-1}$. Du point de vue expérimental, il est plus approprié d'utiliser la luminosité intégrée en temps ($\mathcal{L}_{\mathrm{int}}$), puisqu'elle permet d'estimer le nombre d'événements contenant le processus de section efficace σ ayant eu lieu pendant une certaine durée :

$$\mathcal{L}_{\mathrm{int}} = \int \mathcal{L}\,\mathrm{d}t \equiv \frac{N_{\mathrm{ev}}}{\sigma}. \tag{7.5}$$

Lorsqu'un système de déclenchement sélectif est utilisé pour effectuer une mesure, comme c'est le cas dans le travail présenté dans ce manuscrit, la luminosité intégrée associée à cette mesure doit

1. On rappelle que $1\,\mathrm{b} \equiv 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2$.

être déterminée à partir des données enregistrées avec ce système de déclenchement, noté “trig” :

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{N_{\text{ev}}^{\text{trig}}}{\sigma_{\text{trig}}}. \tag{7.6}$$

Bien que l'on connaisse $N_{\text{ev}}^{\text{trig}}$ comme on l'a vu dans le Chapitre 5, σ_{trig} n'a jamais été mesurée avec les niveaux de déclenchement d'EMCal (EG2 et EG1) employés dans cette analyse. Elle peut néanmoins être exprimée en fonction de la section efficace d'un processus de référence, mesurée dans des événements de biais minimal (MB) grâce à la coïncidence de dépôts d'énergie dans le détecteur V0 comme nous l'avons expliqué dans la Section 3.2.1. Cette mesure a été réalisée dans les données p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02\,\text{TeV}$ des périodes LHC13b et LHC13c, introduites dans la Section 5.1.1, grâce à des balayages van der Meer [265, 266]. Cette méthode consiste à plus ou moins infléchir les deux faisceaux dans le plan transverse à leur direction de propagation (directions x et y) avant de les faire entrer en collision au point d'interaction de l'expérience : de cette façon, la largeur effective des faisceaux peut être mesurée pour déterminer la luminosité associée au nombre d'événements enregistrés et en déduire la section efficace du processus de référence étudié (en l'occurrence, des collisions inélastiques entre deux nucléons) [267]. Dans le cas qui nous concerne, la section efficace déterminée à l'aide du détecteur V0 est la suivante [266] :

$$\sigma_{\text{MB}} = (2{,}100 \pm 0{,}055^{\text{syst}})\,\text{b}. \tag{7.7}$$

Dès lors, l'équation (7.6) peut être exprimée en fonction de cette section efficace de biais minimal, comme

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{N_{\text{ev}}^{\text{trig}}\, R_{\text{trig}}}{\sigma_{\text{MB}}}, \tag{7.8}$$

ou R_{trig} quantifie le nombre d'événements de biais minimal qui seraient nécessaires pour observer un événement sélectionné par un niveau de déclenchement sélectif. Il peut être extrait en comparant les spectres en impulsion transverse des clusters reconstruits dans les événements de haute sélectivité (trig) et de biais minimal (MB) :

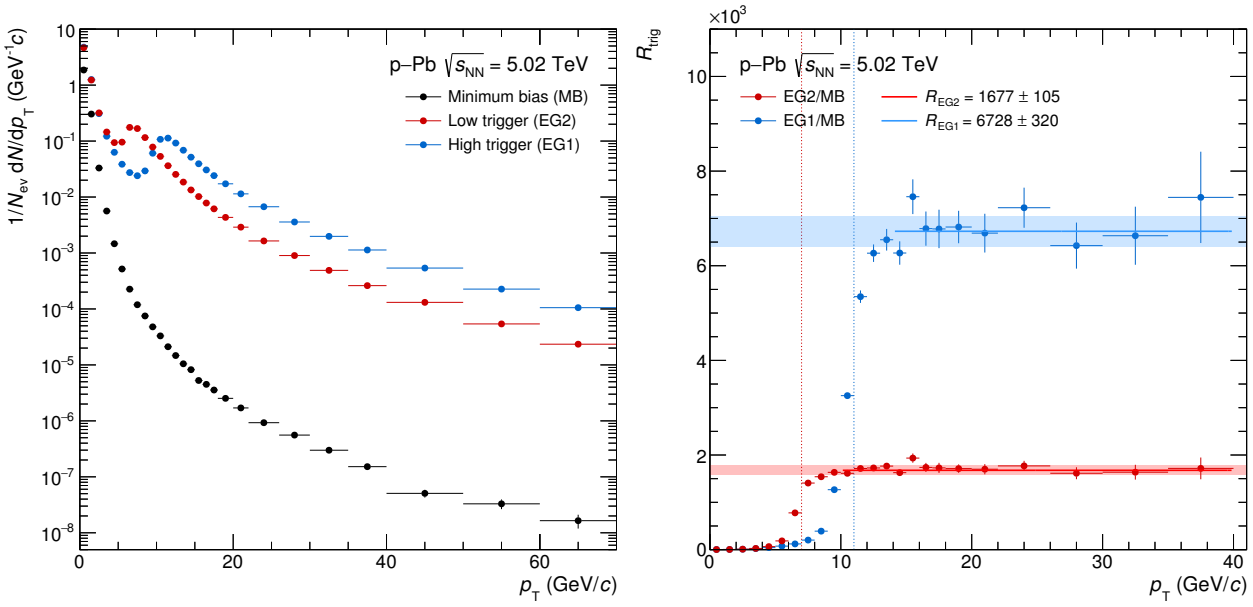
$$R_{\text{trig}} = \left(\frac{1}{N_{\text{ev}}^{\text{trig}}}\frac{\mathrm{d}N^{\text{trig}}}{\mathrm{d}p_{\text{T}}}\right) \Bigg/ \left(\frac{1}{N_{\text{ev}}^{\text{MB}}}\frac{\mathrm{d}N^{\text{MB}}}{\mathrm{d}p_{\text{T}}}\right). \tag{7.9}$$

Ces spectres ainsi que leur rapport, pour les deux niveaux de déclenchement utilisés ici (EG2 et EG1), sont présentés sur la Figure 7.2.

Pour chaque rapport, on peut voir qu'après une augmentation progressive en fonction de p_{T} un plateau est atteint lorsque le seuil de déclenchement est dépassé de quelques GeV : à ce moment, le niveau de déclenchement en question est considéré comme pleinement efficace. La détermination de R_{EG2} et R_{EG1} est alors possible en ajustant par une constante le plateau de chaque rapport. Cependant, les fluctuations dont souffrent ces derniers peuvent rendre les valeurs obtenues particulièrement sensibles à l'intervalle d'ajustement choisi, c'est pourquoi une méthode itérative consistant à ajuster le plateau en modifiant indépendamment les bornes d'ajustement inférieure et supérieure a été employée afin d'estimer la valeur moyenne de R_{EG2} et R_{EG1}, ainsi qu'une incertitude systématique associée à ces ajustements successifs. Finalement, les valeurs des facteurs de rejet des niveaux de déclenchement EG2 et EG1 ainsi obtenues sont les suivantes :

$$R_{\text{EG2}} = 1\,677 \pm 105 \tag{7.10}$$

$$R_{\text{EG1}} = 6\,728 \pm 320. \tag{7.11}$$



(a) (b)

Figure 7.2. (a) Spectres en impulsion transverse des clusters reconstruits dans EMCal avec le déclenchement de biais minimal (points noirs) et les niveaux de déclenchement L1-gamma bas (EG2, points rouges) et haut (EG1, points bleus). (b) Rapports des spectres de haute sélectivité (EG2 et EG1) et de biais minimal (MB) obtenus suivant l'équation (7.9). Les lignes horizontales et les bandes représentent respectivement la valeur moyenne et l'incertitude de R_{EG2} et R_{EG1}, déterminées par ajustement itératif effectué sur chacune des distributions. Les lignes pointillées verticales matérialisent les seuils de déclenchement des niveaux EG2 (ligne rouge) et EG1 (ligne bleue).

En tenant compte de l'utilisation conjointe de ces deux niveaux de déclenchement comme nous le faisons dans cette analyse, l'expression de la luminosité intégrée donnée dans l'équation (7.8) peut être reformulée :

$$\mathcal{L}_{\mathrm{int}} = \frac{N_{\mathrm{ev}}^{\mathrm{EG2}}\, R_{\mathrm{EG2}} + N_{\mathrm{ev}}^{\mathrm{EG1}}\, R_{\mathrm{EG1}}}{\sigma_{\mathrm{MB}}}. \tag{7.12}$$

En rappelant que $N_{\mathrm{ev}}^{\mathrm{EG2}} = 605\,314$ et $N_{\mathrm{ev}}^{\mathrm{EG1}} = 1\,264\,683$ (Table 5.2), tous les éléments sont désormais réunis pour calculer la luminosité intégrée associée à notre mesure à l'aide de l'équation (7.12). Elle s'élève à

$$\mathcal{L}_{\mathrm{int}} = (4{,}54 \pm 0{,}37^{\mathrm{syst}})\,\mathrm{nb}^{-1}, \tag{7.13}$$

où l'incertitude purement systématique provient de la procédure d'ajustement des facteurs R_{EG2} et R_{EG1} ainsi que de l'incertitude sur la section efficace de référence σ_{MB}. De l'ordre de 8,1 %, elle constitue une incertitude de normalisation décorrélée de l'impulsion transverse des photons isolés et sera associée à la section efficace de production de ces derniers indépendamment des autres sources d'incertitude systématique.

7.1.3 Section efficace

On rappelle l'équation permettant de déterminer la section efficace différentielle de production des photons isolés à partir de toutes les grandeurs introduites précédemment :

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\mathrm{T}})}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta} = \frac{N_{\mathrm{ev}}}{\mathcal{L}_{\mathrm{int}}} \times \frac{P(p_{\mathrm{T}})}{\varepsilon_{\gamma}^{\mathrm{iso}}(p_{\mathrm{T}})} \times \frac{\mathrm{d}^2 N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}(p_{\mathrm{T}})}{N_{\mathrm{ev}}\,\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}. \tag{7.14}$$

La Figure 7.3 présente la distribution de la section efficace en fonction de l'impulsion transverse des photons isolés. Seule l'incertitude statistique associée à la mesure y est rapportée : elle évolue de

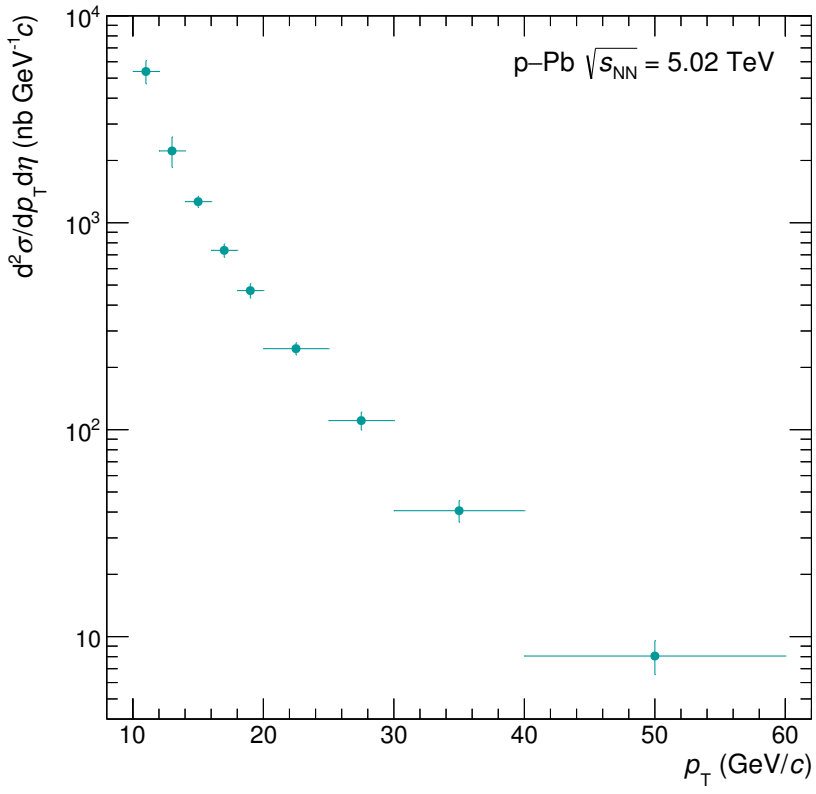


Figure 7.3. Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse.

12,8 % à 18,7 % sur la gamme en p_{T} sondée et est plus élevée pour les deux premiers intervalles (10–12 GeV/c et 12–14 GeV/c), mesurés à l'aide du niveau de déclenchement EG2 offrant un échantillon d'événements moins fourni.

Pour le moment, cette mesure de la section efficace tient uniquement compte de critères de sélection optimisés, certes, mais figés. Nous avons plusieurs fois évoqué à travers les chapitres précédents que certains de ces critères et certaines des méthodes utilisées pour extraire le signal de photons isolés étaient susceptibles d'affecter la mesure de la section efficace. Nous allons à présent voir comment tenir compte de la sensibilité de cette distribution aux différentes étapes de l'analyse.

7.2 Détermination de l'incertitude systématique

L'incertitude systématique d'une mesure physique rend compte de la précision avec laquelle une valeur est mesurée du point de vue expérimental ou méthodologique, à l'inverse de l'incertitude statistique qui dépend uniquement de la taille de l'échantillon de données étudié. Si l'on considère une valeur $\sigma(p_{\mathrm{T}})$, son incertitude systématique $\Delta\sigma_{\mathrm{syst}}(p_{\mathrm{T}})$ peut être déterminée comme la somme quadratique

$$\Delta\sigma_{\mathrm{syst}}(p_{\mathrm{T}}) = \sqrt{\sum_i \Delta\sigma_i^2(p_{\mathrm{T}})}, \tag{7.15}$$

où $\Delta\sigma_i(p_{\mathrm{T}})$ est l'incertitude sur la mesure de $\sigma(p_{\mathrm{T}})$ émanant d'une source particulière numérotée i. Cette définition n'est valable que si les sources sont décorrélées les unes des autres. Toute la difficulté de l'estimation de $\Delta\sigma_{\mathrm{syst}}(p_{\mathrm{T}})$ consiste alors à identifier chaque source d'incertitude présente lors de la prise de données ou introduite au cours de l'analyse.

Dans le cadre de notre mesure, une dizaine de sources ont été considérées et sont regroupées dans deux catégories : les sources globales et celles qui font partie de la procédure d'isolement des photons. Les premières concernent les points suivants :

- ▷ quantité de matériaux traversée par les photons avant qu'ils soient détectés ;
- ▷ non-linéarité de la réponse en énergie du calorimètre (Section 5.2.3) ;
- ▷ nombre de maxima locaux n_{LM} dans chaque cluster (Section 5.2.3) ;
- ▷ paramétrisation du véto de particules chargées (Section 5.3.1) ;
- ▷ poids donné aux processus γ-jet dans la simulation (Section 5.1.2) ;
- ▷ biais introduit par l'enrichissement des simulations jet-jet avec des photons de décroissance de mésons π^0 (Section 5.1.2) ;
- ▷ accord entre données et simulation du point de vue de σ^2_{long} (Section 5.3.2) ;
- ▷ estimation de l'événement sous-jacent (Section 6.1.1) ;
- ▷ définition de la limite supérieure sur la forme des clusters pour les régions à bas σ^2_{long} (Section 5.3.2) ;
- ▷ définition des limites sur la forme des clusters pour les régions à haut σ^2_{long} (Section 6.2.1).

La procédure d'isolement soulève quant à elle plusieurs sources d'incertitude, déjà mentionnées à la fin du chapitre précédent :

- ▷ définition de l'impulsion transverse $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$ dans le cône d'isolement (Section 6.1.2) ;
- ▷ extrapolation de l'allure du double ratio R_f des fractions d'isolement des clusters (Section 6.3.2) ;
- ▷ choix du critère d'anti-isolement $p_{\mathrm{T,\,min}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$ dans la simulation (Section 6.2.1).

Pour chaque source étudiée, l'intégralité de l'analyse discutée dans les précédents chapitres a été répétée pour obtenir une nouvelle distribution de la section efficace, notée $\sigma_{\mathrm{var}}(p_{\mathrm{T}})$ [2] et basée sur la variation des paramètres considérés par cette source, incluant ainsi la variation du spectre brut, de la pureté et de l'efficacité de mesure des photons isolés et leurs éventuelles compensations. Cette distribution a ensuite été comparée au cas standard $\sigma_{\mathrm{std}}(p_{\mathrm{T}})$, présenté sur la Figure 7.3, pour calculer un écart relatif $\Delta\sigma_{\mathrm{rel}}(p_{\mathrm{T}})$:

$$\Delta\sigma_{\mathrm{rel}}(p_{\mathrm{T}}) = \frac{\sigma_{\mathrm{var}}(p_{\mathrm{T}}) - \sigma_{\mathrm{std}}(p_{\mathrm{T}})}{\sigma_{\mathrm{std}}(p_{\mathrm{T}})}, \tag{7.16}$$

Dans le cas d'une source où plusieurs variations ont été réalisées, l'écart relatif maximal a été considéré dans chaque intervalle en p_{T} comme l'incertitude systématique brute associée à cette source pour cet intervalle. Une procédure de lissage a ensuite été entreprise pour s'affranchir des fluctuations statistiques d'un intervalle en p_{T} à l'autre, permettant ainsi d'obtenir les valeurs de $\Delta\sigma_i(p_{\mathrm{T}})$ et de calculer l'incertitude systématique totale associée à la section efficace d'après l'équation (7.15).

7.2.1 Sources globales

Commençons par traiter les sources d'incertitude n'intervenant pas directement dans la procédure d'isolement.

Quantité de matériaux traversée par les photons avant détection Lors de sa progression depuis le point d'interaction, un photon peut interagir avec les matériaux non sensibles qui précèdent le calorimètre EMCal. Cela peut conduire à une réduction du nombre de photons détectés et donc à une diminution de la section efficace différentielle mesurée.

Une incertitude systématique associée à cet effet a été estimée pour la mesure du spectre de photons directs à faible impulsion transverse en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ [250]. De l'ordre

2. Afin de faciliter la lecture des équations rencontrées dans ce chapitre, $\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{indice}}(p_{\mathrm{T}})}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}$ est symbolisée par $\sigma_{\mathrm{indice}}(p_{\mathrm{T}})$.

de 2,8 %, elle est indépendante de l'impulsion transverse des photons et peut ainsi être appliquée à la mesure présentée dans ce manuscrit à titre conservatif.

Non-linéarité de la réponse en énergie du calorimètre En plus de la correction de la non-linéarité de la réponse en énergie du calorimètre appliquée de façon systématique à l'échantillon de clusters avant toute analyse, nous avons mentionné dans la Section 5.2.3 l'application d'une correction additionnelle de l'énergie des clusters reconstruits dans la simulation, dépendant de la présence ou non d'un supermodule du TRD devant leur position dans le calorimètre. Cette correction peut être résumée de la manière suivante [252] :

- ▷ supermodules d'EMCal non précédés d'un supermodule du TRD (supermodules 0 à 3, $80° < \varphi < 120°$),

$$f_{\text{without TRD}} = 1/0{,}997\,278 \tag{7.17}$$

$$E \mapsto E \times f_{\text{without TRD}}\,; \tag{7.18}$$

- ▷ supermodules d'EMCal précédés d'un supermodule du TRD (supermodules 4 à 9, $120° < \varphi < 180°$),

$$f_{\text{with TRD}} = 1/0{,}993\,112 \tag{7.19}$$

$$E \mapsto E \times f_{\text{with TRD}}. \tag{7.20}$$

Si l'énergie E des clusters simulés est corrigée de cette manière dans tous les cas, nous avons souhaité estimer l'incertitude que cette correction peut induire à l'échelle de la section efficace. Pour cela, nous avons ajusté cette dernière obtenue avec les critères d'analyse standard (telle que présentée sur la Figure 7.3) par la loi de puissance

$$f(p_{\text{T}}) = \frac{a}{p_{\text{T}}^{n}}, \tag{7.21}$$

puis l'impulsion transverse p_{T} a été corrigée par les facteurs $f_{\text{without TRD}}$ ou $f_{\text{with TRD}}$ suivant les équations (7.18) ou (7.20) et réinjectée dans l'équation (7.21) afin de calculer la variation de la section efficace. Le résultat de l'ajustement est présenté sur la Figure 7.4. L'écart entre les valeurs de $f(p_{\text{T}})$ avant et après correction a ainsi été estimé à 2,8 %.

Nombre de maxima locaux n_{LM} dans chaque cluster Nous avons mentionné dans la Section 5.2.3 que les clusters contenant plus de deux maxima d'énergie locaux n'étaient pas retenus pour la suite de l'analyse et la recherche de photons prompts. Une étude a été menée pour estimer l'effet du relâchement de ce critère sur la mesure de la section efficace en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ [173], en acceptant également les clusters pour lesquels $n_{\text{LM}} > 2$.

L'écart systématique observé, de l'ordre de 2 %, a également été assigné comme incertitude à la présente mesure par souci de cohérence.

Véto de particules chargées (CPV) Dans la Section 5.3.1 nous avons défini les critères permettant de ne conserver que les clusters induits par des particules neutres pour la recherche de photons candidats. Pour rappel, les clusters qui satisfont

$$\Delta\eta < a_1 + \left(p_{\text{T}}^{\text{track}} + a_2\right)^{-a_3} \tag{7.22}$$

$$\Delta\varphi < b_1 + \left(p_{\text{T}}^{\text{track}} + b_2\right)^{-b_3} \tag{7.23}$$

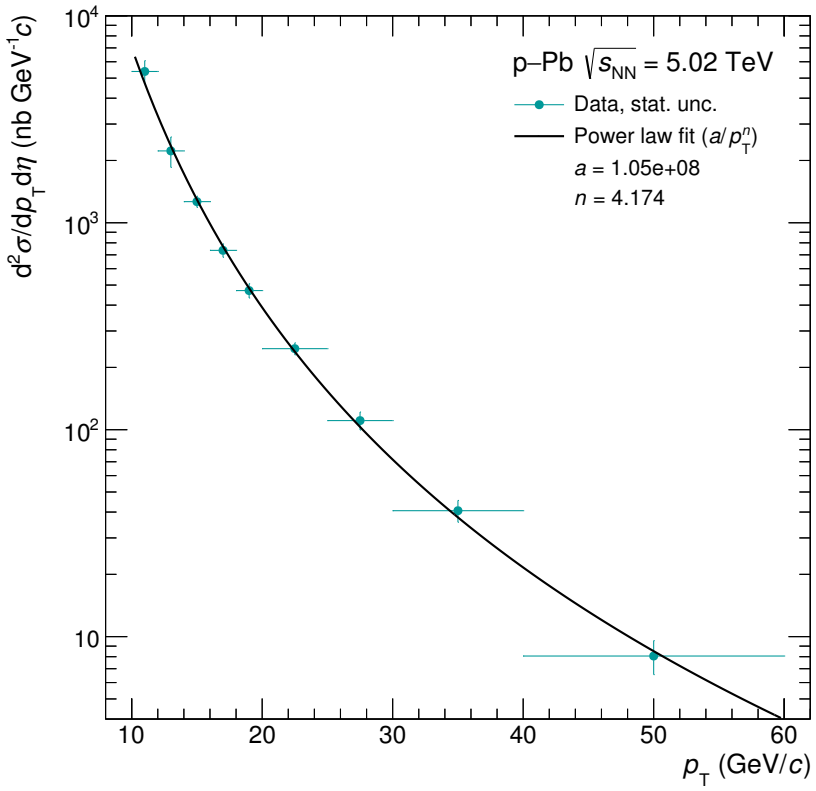


Figure 7.4. Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse. L'ajustement par une loi de puissance permet d'estimer la variation de la section efficace en modifiant l'impulsion transverse.

sont considérés comme issus de particules chargées et sont donc rejetés. La sensibilité de la section efficace à cette définition a été testée *via* une modification des paramètres a_i et b_i [254] : ces derniers sont rapportés dans la Table 7.1. Deux variations opposées ont été réalisées, l'une conduisant à resserrer les critères imposés sur les distances trace-cluster $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi$ (c'est-à-dire à élargir les bandes bleues sur les Figures 5.7 et 5.8), l'autre à relâcher ces mêmes critères (donc à étrécir ces mêmes bandes). La première variation rejette ainsi plus de clusters tandis que la seconde en accepte plus qu'en utilisant les valeurs standard des paramètres a_i et b_i. Nous avons également étudié l'évolution de la section efficace en l'absence du véto de particules chargées dans le cône d'isolement : la distribution obtenue dans ce cas a été jugée compatible avec le cas standard et les variations basées sur la modification des paramètres a_i et b_i [268].

La section efficace différentielle obtenue dans chaque cas ainsi que l'écart relatif déterminé pour chaque variation sont présentés sur la Figure 7.5. Malgré les fluctuations observées, un écart systématique se dégage autour de 1 % et sera lissé par la suite.

Table 7.1. Valeurs resserrées, standard et relâchées des paramètres du véto de particules chargées [254].

	$\Delta\eta$			$\Delta\varphi$		
	a_1	a_2	a_3	b_1	b_2	b_3
Resserrées	0,015	3,46	2,5	0,020	3,73	1,75
Standard	0,010	4,07	2,5	0,015	3,65	2
Relâchées	0,010	4,78	2,5	0,015	3,46	2

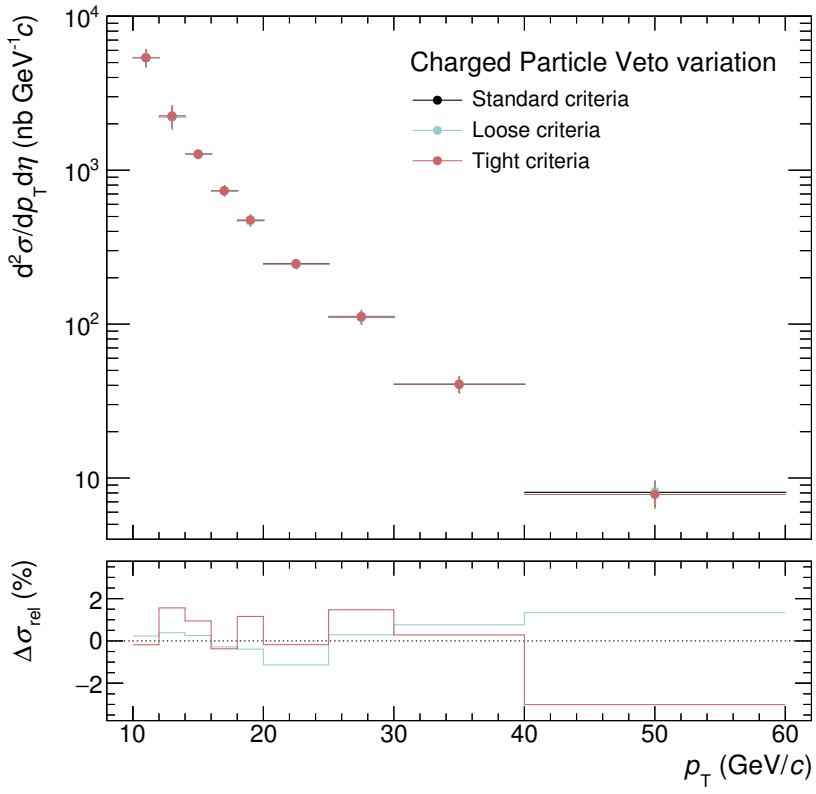


Figure 7.5. Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour trois jeux de paramètres du véto de particules chargées.

Poids des processus γ-jet dans la simulation Nous avons introduit, dans la Section 5.1.2, la méthode utilisée pour normaliser et assembler les jeux de simulation γ-jet (reproduisant les événements de signal) et jet-jet (reproduisant ceux du bruit de fond), générés indépendamment. La pondération appliquée jusqu'ici à chaque contribution était simplement la section efficace associée à chaque type de processus. Afin de sonder la sensibilité de notre mesure au poids donné aux événements γ-jet, nous avons répété l'analyse en variant ce dernier de $\pm 30\,\%$.

Le résultat de ces variations à l'échelle de la section efficace est présenté sur la Figure 7.6. Un écart systématiquement croissant est observé pour les deux variations, ce qui peut s'interpréter de la même manière que pour la pureté croissant avec p_{T}, à savoir que la production de photons prompts est, lorsque p_{T} augmente, plus importante que celle des mésons neutres – très présents dans la simulation jet-jet dont le poids n'est ici pas augmenté. Dans les deux cas, l'écart relatif n'excède pas $2\,\%$ malgré la variation importante du poids donné aux événements γ-jet.

Biais lié à l'enrichissement en mésons π^0 de la simulation jet-jet Pour les besoins de la méthode ABCD, dont l'estimation de la pureté des photons isolés est basée en grande partie sur les photons de décroissance des mésons π^0, les jeux de simulation jet-jet utilisés dans cette analyse en ont été enrichis ainsi que nous l'avons mentionné dans la Section 5.1.2. Cette approche peut néanmoins conduire à sous-estimer la contribution d'autres particules au bruit de fond total, comme les électrons et les hadrons, et ainsi à biaiser la mesure de la section efficace de production des photons isolés.

Une étude a été menée dans le cadre de la même mesure en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ [173] et à $\sqrt{s} = 13\,\mathrm{TeV}$ [269] en comparant les contributions de différentes particules au bruit de fond dans des jeux de simulation jet-jet enrichis ou non en mésons π^0. L'incertitude systématique qui en découle est de l'ordre de $2\,\%$ et, en l'absence de simulations jet-jet non enrichies pour confirmer ce biais en collisions p–Pb, elle a été appliquée à la présente mesure à titre conservatif.

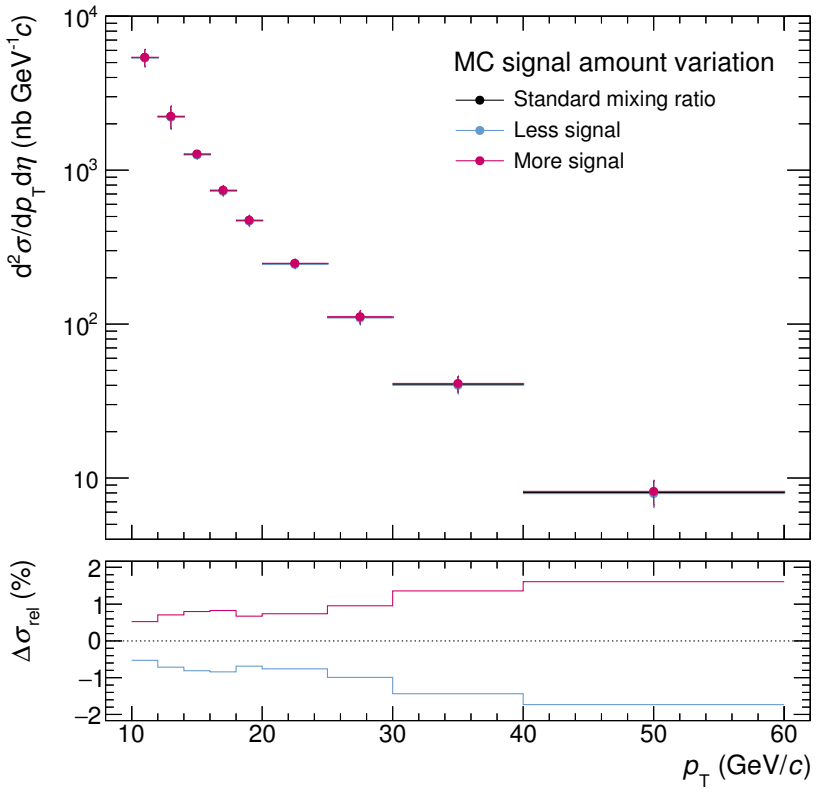


Figure 7.6. Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour trois valeurs du poids donné aux événements γ-jet dans le mélange de simulation γ-jet + jet-jet.

Accord entre données et simulation du point de vue de σ^2_{long} Comme nous l'avons montré avec la Figure 5.13, la distribution mesurée de σ^2_{long} (paramétrisant la forme des clusters) n'est correctement reproduite par simulation que lorsque cette dernière inclut une émulation des interférences électroniques ayant lieu entre les cellules du calorimètre EMCal. Afin de quantifier son impact sur la mesure de la section efficace de production des photons isolés, celle-ci a également été réalisée en utilisant les jeux de simulation n'incluant pas cette émulation.

La Figure 7.7 montre le résultat de cette variation. L'écart relatif constaté entre les deux mesures de la section efficace est plus élevé – de l'ordre de 5 % – à faible impulsion transverse en raison du désaccord important entre données et simulation non corrigée. En vertu de discussions au sein du groupe d'analyse des données du calorimètre EMCal, il a été décidé de considérer la moitié de cet écart comme incertitude systématique – quantité qui sera lissée par la suite pour s'affranchir des fluctuations statistiques.

Estimation de l'événement sous-jacent Comme nous l'avons expliqué dans la Section 6.1.1, la densité de l'événement sous-jacent a été estimée à l'aide de cônes perpendiculaires donnant uniquement accès aux particules chargées, puis extrapolée de sorte à obtenir une estimation de l'événement sous-jacent total (particules neutres et chargées) pouvant contribuer à l'impulsion transverse $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ mesurée dans le cône d'isolement. La sensibilité de la mesure de la section efficace de production des photons isolés au facteur d'extrapolation de l'événement sous-jacent f, évalué à 0,363 dans la Section 6.1.1, a été testée en variant de $\pm 5\,\%$ la valeur de $1 + f$, terme de l'équation (6.8) opérant véritablement l'extrapolation. L'amplitude de cette variation a été choisie après avoir estimé dans quelle mesure la section efficace change en soustrayant l'événement sous-jacent à l'aide des différentes méthodes abordées dans la Section 6.1.1.

La section efficace différentielle obtenue pour les deux variations et le cas standard est présentée

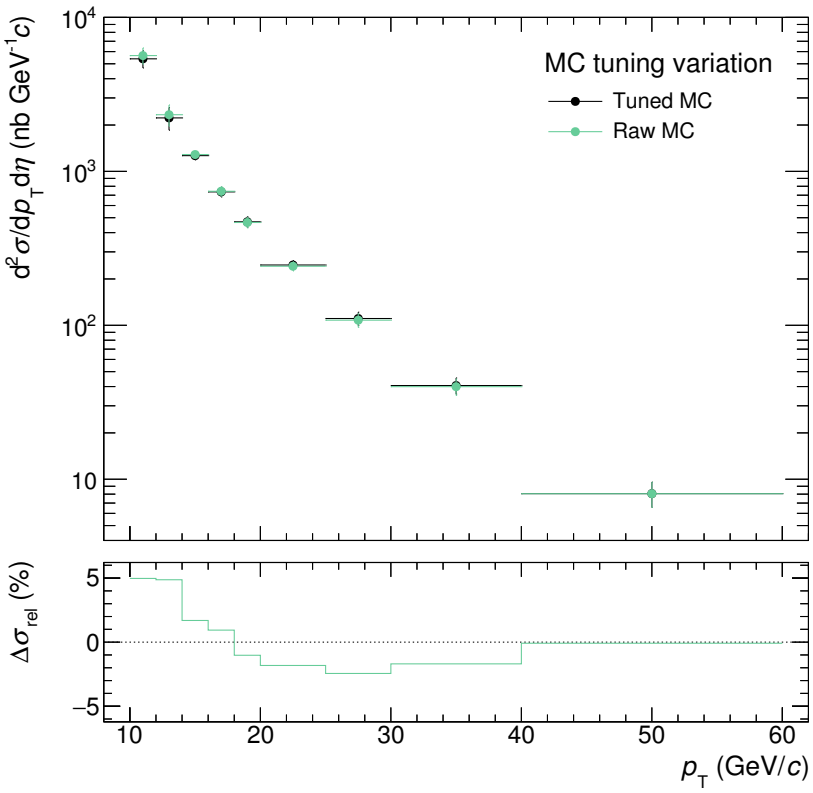


Figure 7.7. Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, avec et sans émulation des interférences électroniques des cellules du calorimètre EMCal dans la simulation.

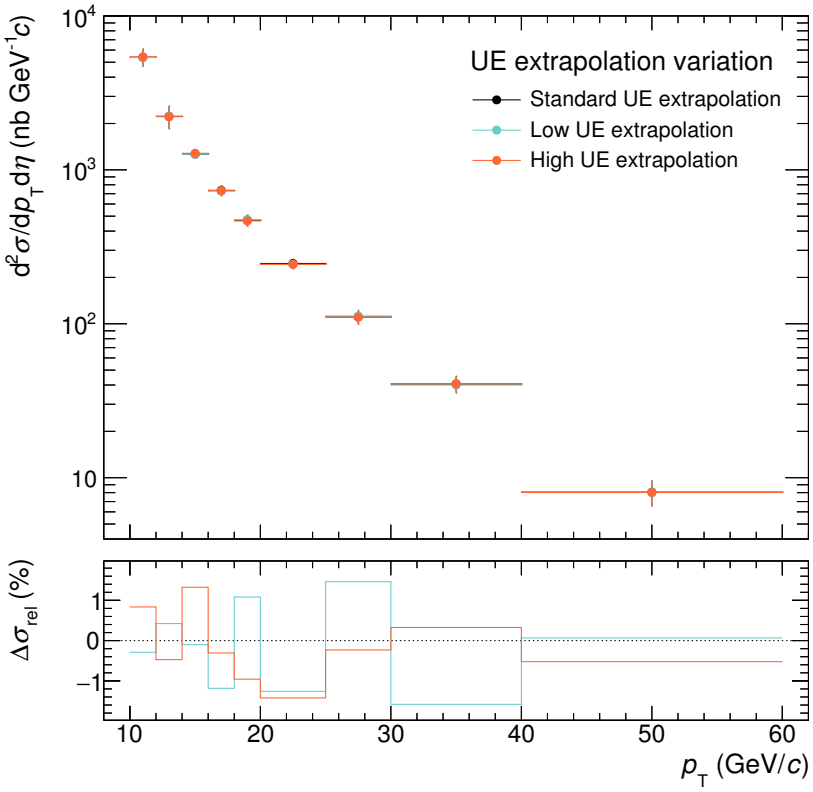


Figure 7.8. Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour trois valeurs du facteur d'extrapolation de l'événement sous-jacent.

sur la Figure 7.8. Les fluctuations importantes de l'écart relatif observées dans les deux cas rendent difficiles une interprétation systématique : nous verrons par la suite comment une incertitude a néanmoins été assignée à l'extrapolation de l'événement sous-jacent grâce au lissage des fluctuations statistiques.

Limite supérieure en σ^2_{long} pour les régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$ Comme nous l'avons mentionné auparavant, la limite supérieure $\sigma^2_{\text{max, sig}}$ des régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$ de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$, contenant les clusters de faible largeur, est séparée des régions de bruit de fond $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ par une zone tampon. Cette dernière permet de faire varier la valeur de $\sigma^2_{\text{max, sig}}$ pour chaque intervalle en impulsion transverse : là aussi, deux variations opposées ont été considérées comme le montrent les valeurs de limite supérieure indiquées dans la Table 7.2. La variation haute permet d'élargir les régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$ jusqu'à celles du bruit de fond, supprimant ainsi la zone tampon qui a été mise en place pour limiter le débordement du signal vers ces dernières comme nous l'avons vu dans la Section 6.2.1. La variation basse, à l'inverse, limite la région de signal à un maximum absolu $\sigma^2_{\text{long}} = 0{,}27$.

La Figure 7.9 présente l'impact de ces variations sur la section efficace différentielle ainsi que l'écart relatif de chaque variation par rapport au cas standard. Ici, l'écart maximal est dominé par la baisse de la valeur de $\sigma^2_{\text{max, sig}}$, ce qui était attendu car alors la limite entame le "pic photon" visible sur la Figure 5.13 et la population de clusters de la région de signal $\mathbb{A}$ est alors moindre que dans le cas standard. Cet écart est de l'ordre de 10 % à bas p_{T} et décroît à mesure que p_{T} augmente.

Table 7.2. Valeurs basse, standard et haute de la limite supérieure $\sigma^2_{\text{max, sig}}$ des régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$ de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$ utilisé pour l'extraction du signal de photons isolés, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons isolés.

p_{T} (GeV/c)	Basse	Standard	Haute
10–12	0,27	0,40	0,60
12–14	0,27	0,35	0,45
14–16	0,27	0,32	0,35
16–60	0,27	0,30	0,33

Limites en σ^2_{long} pour les régions $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ De la même manière que précédemment, les limites $\sigma^2_{\text{min, bkg}}$ et $\sigma^2_{\text{max, bkg}}$ définissant les régions $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$ ont été variées pour estimer la sensibilité de la section efficace mesurée à ces paramètres. La seule différence avec le cas de la limite supérieure de sélection à bas σ^2_{long} (régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$) est qu'ici l'intervalle tout entier a été translaté vers des valeurs plus faibles ou plus hautes que le cas standard : les limites qui en résultent, supprimant ou doublant la zone tampon, sont résumées dans la Table 7.3.

Ces variations et leur écart relatif par rapport au cas standard sont montrés sur la Figure 7.10. Varier les limites en σ^2_{long} des régions $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ n'a qu'un impact contenu sur la section efficace, avec un écart relatif maximal inférieur à 2 %.

7.2.2 Probabilité d'isolement

Si tous les paramètres testés précédemment affectent la mesure de la section efficace de manière plus ou moins marquée comme nous venons de le voir, ils n'interviennent pas directement dans la probabilité pour un photon d'être isolé avec la méthode d'extraction développée dans le Chapitre 6. En particulier, nous avons discuté auparavant d'une corrélation existant entre la forme σ^2_{long} des clusters candidats et l'impulsion transverse $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ mesurée dans le cône d'isolement en tenant compte des particules neutres et chargées, évaluée et corrigée au travers de la modélisation du double ratio

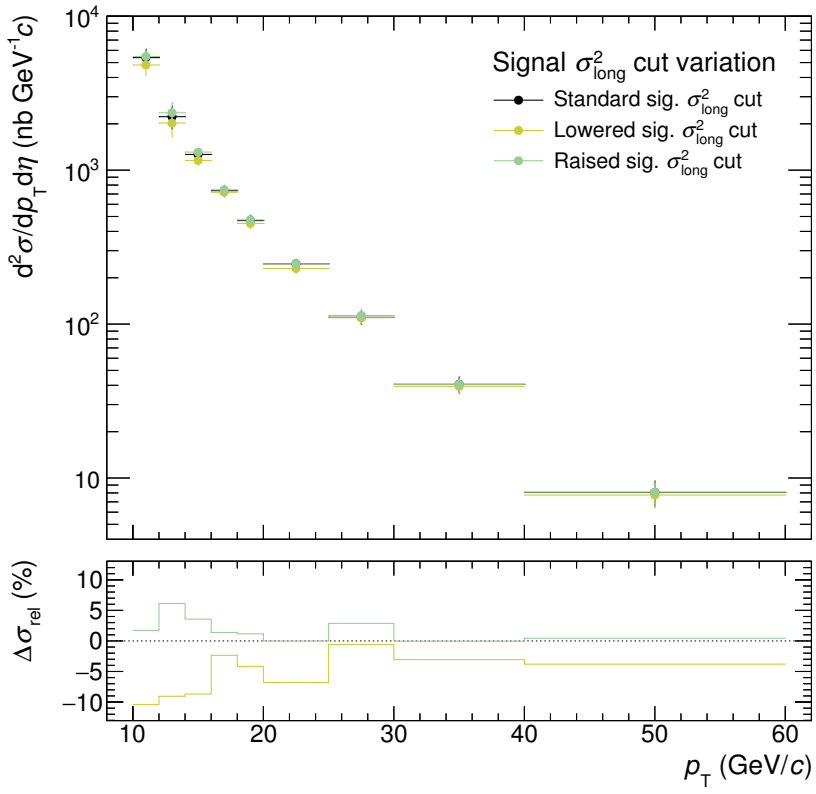


Figure 7.9. Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour trois valeurs de limite supérieure des régions 𝔸 et ℂ (pour chaque intervalle en impulsion transverse).

R_f, lequel dépend aussi du critère d'anti-isolement $p_{\text{T,min}}^{\overline{\text{iso}}}$. Ainsi avons-nous choisi de combiner la variation de ces différents paramètres pour estimer une incertitude systématique globale, nommée *probabilité d'isolement*, traduisant la robustesse de la méthode d'extraction du signal et de ses corrections. En incluant le cas standard (présenté sur la Figure 7.3), sept variations ont été considérées par cette approche :

- ▷ d'une part, la définition de $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ a été modifiée pour ne considérer que les particules chargées dans le cône, en prenant soin d'abaisser la valeur du critère d'isolement à deux tiers [3] de sa valeur en présence des particules neutres (fixée à $p_{\text{T,max}}^{\text{iso}} = 2\,\text{GeV}/c$ comme nous l'avons vu dans la Section 6.1.2), soit $p_{\text{T,max}}^{\text{iso}} = 1{,}33\,\text{GeV}/c$, afin de compenser la perte d'énergie liée à l'absence de ces dernières. Cette définition doit permettre de s'affranchir du biais observé à bas p_{T} à l'échelle de la pureté en présence des photons de décroissance, rejetés lorsque seules les particules chargées sont prises en compte. À ce sujet, l'Annexe F réunit un certain nombre de distributions obtenues avec cette autre définition de $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$, qui peuvent être comparées aux résultats obtenus tout au long de l'analyse et présentés jusqu'ici ;
- ▷ d'autre part, la valeur du critère d'anti-isolement $p_{\text{T,min}}^{\overline{\text{iso}}}$ appliqué à la simulation a été variée pour contraindre l'accord entre les fractions d'isolement déterminées dans les données ($f_{\text{data}}^{\text{iso}}$) et la simulation ($f_{\text{sim}}^{\text{iso}}$), comparées sur la Figure 6.13. Les valeurs de $p_{\text{T,min}}^{\overline{\text{iso}}}$ considérées en présence de toutes les particules dans le cône ou uniquement des particules chargées sont indiquées dans la Table 7.4 ;
- ▷ enfin, la modélisation du double ratio des fractions d'isolement, présentée dans la Section 6.3.2, a été appliquée uniquement aux variations incluant les particules neutres et chargées dans le calcul de $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$, puisque cette approche est supposée ne pas être utile lorsque seules les particules

3. Le choix de cette valeur peut s'expliquer par une estimation basée sur le nombre de pions chargés et neutres, $(\pi^+ + \pi^-)/(\pi^+ + \pi^- + \pi^0) \approx 2/3$, abondamment produits dans les collisions hadroniques.

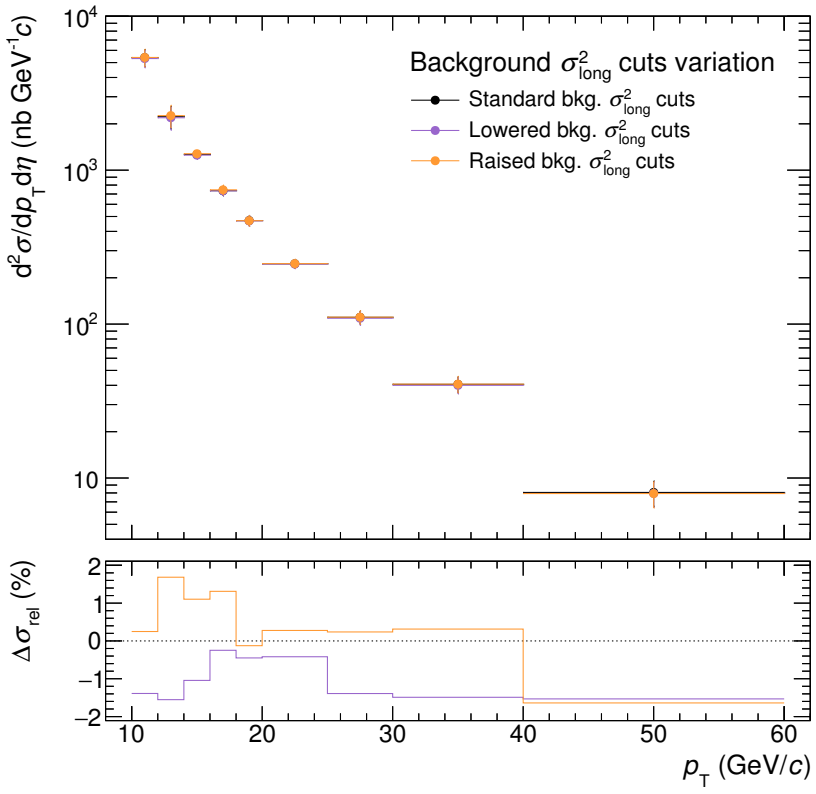


Figure 7.10. Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour trois jeux de valeurs des limites inférieure et supérieure des régions $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ (pour chaque intervalle en impulsion transverse).

Table 7.3. Valeurs basses, standard et hautes des limites inférieure $\sigma^2_{\text{min, bkg}}$ et supérieure $\sigma^2_{\text{max, bkg}}$ des régions $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$ utilisé pour l'extraction du signal de photons isolés, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons isolés.

p_{T} (GeV/c)	Basses	Standard	Hautes
10–12	0,40–1,90	0,60–2,10	0,80–2,30
12–14	0,35–1,85	0,45–1,95	0,55–2,05
14–16	0,32–1,82	0,35–1,85	0,38–1,88
16–60	0,30–1,80	0,33–1,83	0,36–1,86

chargées sont prises en compte. Soulignons que dans le cas standard, permettant d'obtenir la section efficace présentée sur la Figure 7.3, la sensibilité de la mesure à l'extrapolation du bruit de fond a aussi été testée *via* la modélisation du double ratio, en considérant un cas avec et un cas sans cette modélisation pour corriger la pureté des photons isolés.

La Figure 7.11 présente les sept cas considérés pour déterminer l'incertitude systématique associée à la probabilité d'isolement des photons. Les paramètres mis en jeu ici étant au cœur de la détermination de la section efficace de production des photons isolés, la valeur centrale $\sigma_{\text{central}}(p_{\text{T}})$ [4] de cette dernière pour chaque intervalle en impulsion transverse a été calculée comme la valeur moyenne des trois variations pour lesquelles le critère d'anti-isolement $\overline{p_{\text{T, min}}^{\text{iso}}}$ n'est pas modifié (panneaux les plus à gauche sur la Figure 7.11) :

$$\sigma_{\text{central}}(p_{\text{T}}) = \frac{\sigma_{\text{std}}(p_{\text{T}}) + \sigma_{\text{mod. } R_f}(p_{\text{T}}) + \sigma_{\text{chg. only}}(p_{\text{T}})}{3}, \tag{7.24}$$

4. On rappelle que la notation $\sigma_{\text{indice}}(p_{\text{T}})$ représente de manière allégée $\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\text{indice}}(p_{\text{T}})}{\mathrm{d}p_{\text{T}}\,\mathrm{d}\eta}$.

Table 7.4. Valeurs basse, standard et haute du critère d'anti-isolement $p_{\mathrm{T,\,min}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$ pour chaque définition de l'impulsion transverse mesurée dans le cône (particules neutres et chargées ou particules chargées seules).

Définition de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$	$p_{\mathrm{T,\,min}}^{\overline{\mathrm{iso}}}$ **(GeV/c)**		
	Basse	Standard	Haute
Particules neutres et chargées	2	3	4
Particules chargées seules	1,33	2	2,66

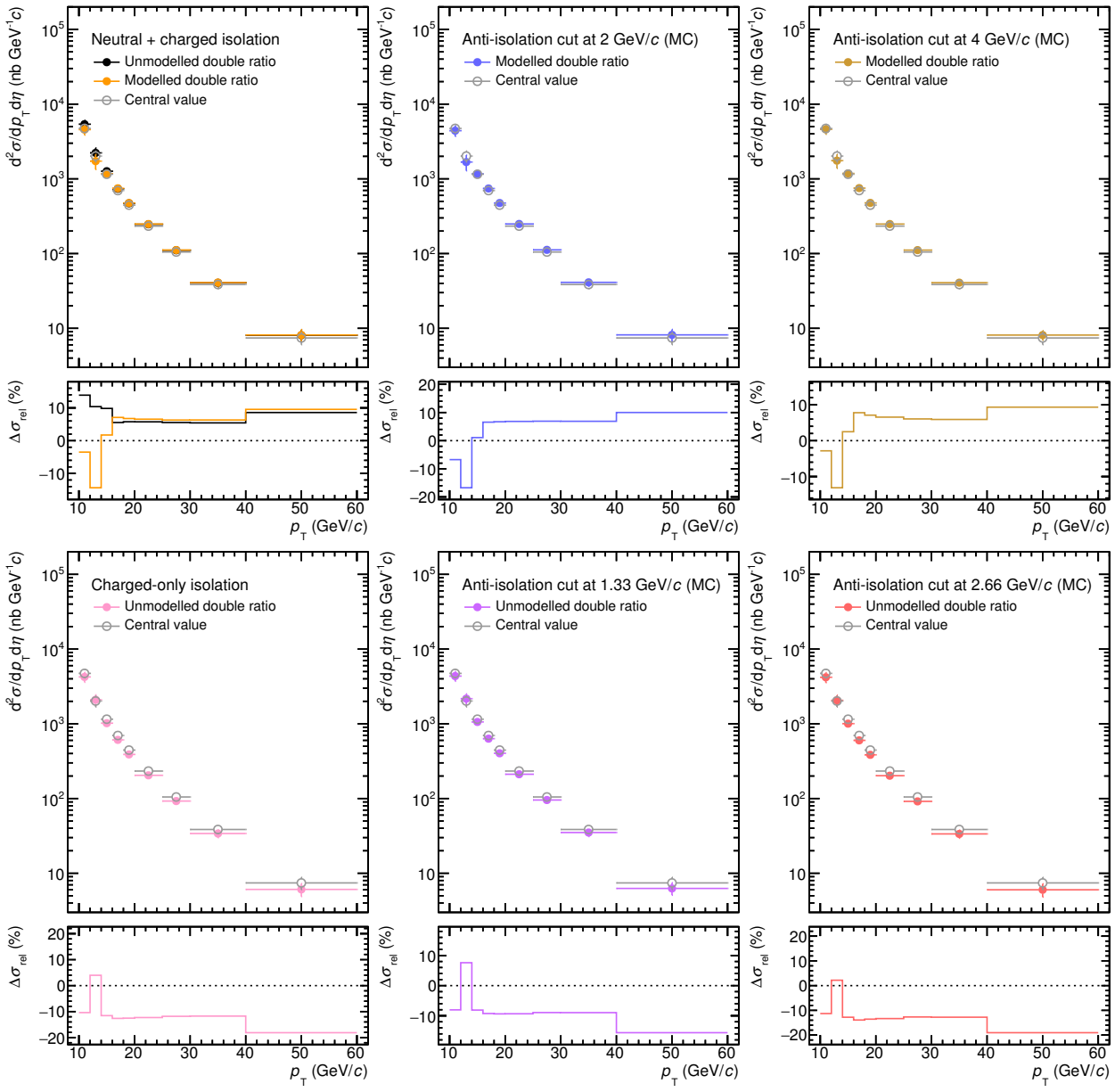


Figure 7.11. Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse pour différentes variations des paramètres entrant dans la probabilité d'isolement. Les panneaux supérieurs sont basés sur l'isolement incluant toutes les particules dans le cône, tandis que les panneaux inférieurs sont basés uniquement sur les particules chargées. Les points ouverts gris représentent la distribution centrale de la section efficace $\sigma_{\mathrm{central}}(p_{\mathrm{T}})$, calculée comme la valeur moyenne des trois variations présentées sur les deux panneaux les plus à gauche.

où $\sigma_{\mathrm{mod.}\,R_f}(p_{\mathrm{T}})$ est la section efficace différentielle tenant compte de la modélisation du double ratio et $\sigma_{\mathrm{chg.\,only}}(p_{\mathrm{T}})$ est la section efficace obtenue en ne considérant que les particules chargées. L'incertitude statistique associée à $\sigma_{\mathrm{central}}(p_{\mathrm{T}})$ est quant à elle la même que celle de $\sigma_{\mathrm{std}}(p_{\mathrm{T}})$. Les

points ouverts gris sur chaque panneau de la Figure 7.11 représentent cette distribution centrale, et tous les écarts relatifs montrés sur la figure ont été calculés par rapport à cette distribution d'après l'équation (7.16) en remplaçant $\sigma_{\text{std}}(p_{\text{T}})$ par $\sigma_{\text{central}}(p_{\text{T}})$.

Globalement, les variations basées sur les particules neutres et chargées offrent des résultats assez similaires. Seule la modélisation du double ratio semble induire un écart significatif entre les variations comparées dans le panneau supérieur gauche de la Figure 7.11, et ce uniquement à faible impulsion transverse, conformément à ce que montre la Figure 6.16. Par contre, les résultats obtenus en présence des seules particules chargées pour le calcul de $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ sont systématiquement inférieurs à ceux qui tiennent aussi compte des particules neutres : cela était attendu au regard de la reconstruction imparfaite des traces laissées par les particules chargées et leur mauvaise reproduction par la simulation, comme nous l'avons montré avec la Figure 6.5. Cette différence explique que les distributions présentées sur les panneaux supérieurs (inférieurs) de la Figure 7.11 soient systématiquement plus élevées (plus faibles) que la distribution centrale $\sigma_{\text{central}}(p_{\text{T}})$. Enfin, malgré une certaine stabilité des écarts relatifs observés ici, leur valeur pour le deuxième intervalle en impulsion transverse (12–14 GeV/c) est presque toujours différente de leur allure générale : ce comportement s'explique par la modélisation du double ratio, particulièrement sensible à la statistique disponible dans cet intervalle comme le montre la Figure 6.14.

Afin de tenir compte de ces variations autour de la distribution centrale de la section efficace, l'incertitude systématique $\Delta\sigma_{\text{iso. prob}}(p_{\text{T}})$ associée à la probabilité d'isolement des photons est calculée comme l'écart type de chacune d'elles par rapport à $\sigma_{\text{central}}(p_{\text{T}})$:

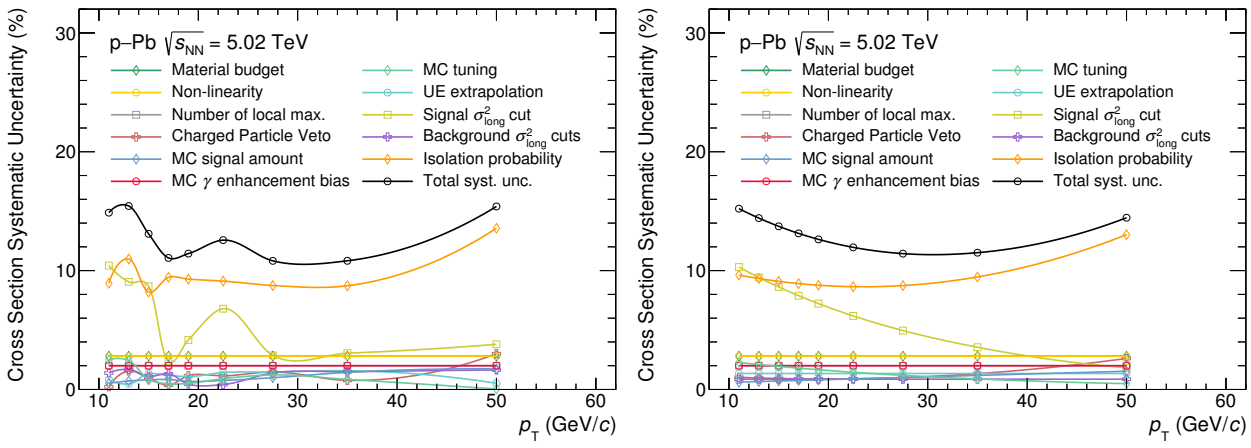
$$\Delta\sigma_{\text{iso. prob}}(p_{\text{T}}) = \sqrt{\frac{1}{7}\sum_{j}\left[\sigma_j(p_{\text{T}}) - \sigma_{\text{central}}(p_{\text{T}})\right]^2}, \tag{7.25}$$

où $\sigma_j(p_{\text{T}})$ est la section efficace obtenue avec la variation $j \in (1, 7)$. L'incertitude ainsi déterminée croît légèrement avec l'impulsion transverse, de 9 % pour $p_{\text{T}} = 10$ GeV/c à 14 % pour $p_{\text{T}} = 60$ GeV/c. En adéquation avec les discussions précédentes sur l'importance des paramètres mis en jeu dans cette incertitude pour la mesure de la section efficace, la probabilité d'isolement domine largement l'incertitude systématique totale qui sera associée à la mesure.

7.2.3 Bilan

La Figure 7.12 (a) réunit l'ensemble des sources d'incertitude dont l'effet sur la mesure de la section efficace de production des photons isolés a été étudié. L'incertitude systématique totale, calculée d'après l'équation (7.15), évolue *a priori* de 11 % à 15 %. Cependant, nous avons mentionné auparavant la présence de fluctuations statistiques pour certaines sources d'incertitude systématique étudiées : ces fluctuations, déjà comptabilisées dans les incertitudes statistiques de chaque mesure, ne doivent pas entrer dans le calcul de l'incertitude systématique. Pour nous en affranchir, nous avons modélisé la variation obtenue pour chaque source par une fonction appropriée comme le montre la Figure 7.13, où la qualité de l'ajustement ainsi que l'accord de la fonction avec l'allure générale de la variation ont été pris en compte.

Les contributions à l'incertitude systématique totale ainsi lissées sont présentées sur la Figure 7.12 (b) et résumées dans la Table 7.5. L'incertitude totale connaît une évolution décroissante jusqu'à $p_{\text{T}} = 30$ GeV/c – fruit d'une combinaison de la relative constance de l'incertitude associée à la probabilité d'isolement et de la décroissance de celle liée à la limite supérieure en σ^2_{long} pour les régions de signal ($\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$) – puis croissante jusqu'à l'extrémité de la gamme en p_{T} sondée, où elle est dominée par l'incertitude liée à la probabilité d'isolement. Au final, l'incertitude systématique totale sur la mesure de la section efficace n'excède jamais 15,2 %.



(a) (b)

Figure 7.12. Incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés et ses contributions, en fonction de l'impulsion transverse des photons, (a) avant et (b) après suppression des fluctuations statistiques résiduelles.

Table 7.5. Incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés et ses contributions en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons. Dans un souci de cohérence avec la nomenclature adoptée dans les figures de ce chapitre, les noms des sources d'incertitude sont ici donnés en anglais.

p_T (GeV/c)	10–12	12–14	14–16	16–18	18–20	20–25	25–30	30–40	40–60
Material budget (%)	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8
Non-linearity (%)	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8
Number of local maxima (%)	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0
Charged Particle Veto (%)	1,0	1,0	0,9	0,9	0,9	0,9	1,0	1,3	2,6
MC signal amount (%)	0,6	0,7	0,7	0,8	0,8	0,9	1,0	1,2	1,5
MC γ enhancement bias (%)	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0
MC tuning (%)	2,3	2,1	1,9	1,8	1,7	1,4	1,2	0,9	0,5
UE extrapolation (%)	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3
Signal σ^2_{long} cut (%)	10,3	9,4	8,6	7,9	7,2	6,2	5,0	3,6	1,8
Background σ^2_{long} cuts (%)	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9	0,9
Isolation probability (%)	9,6	9,3	9,1	8,9	8,8	8,6	8,7	9,5	13,0
Total (%)	15,2	14,4	13,7	13,1	12,6	12,0	11,4	11,5	14,4

La Figure 7.14 présente la distribution finale de la section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse. Ses valeurs centrales et ses incertitudes statistique et systématique sont également rapportées dans la Table 7.6. Les deux types d'incertitude sont généralement du même ordre de grandeur, avec tout de même une majorité d'intervalles en p_T pour lesquels l'incertitude systématique est dominante : cela signifie que les méthodes d'analyse détaillées dans ce manuscrit – en particulier celles qui concernent directement l'extraction du signal de photons isolés, source d'incertitude dominante – devront à l'avenir être raffinées pour effectuer des mesures plus précises, tandis que l'accroissement de la quantité de données collectées au LHC dans les prochaines années ne pourra contribuer qu'à diminuer l'incertitude statistique de la mesure. Pour ces deux axes d'amélioration on peut citer la prise de données d'ALICE durant le Run II du LHC, durant laquelle la reconstruction des traces de particules chargées a été améliorée grâce à

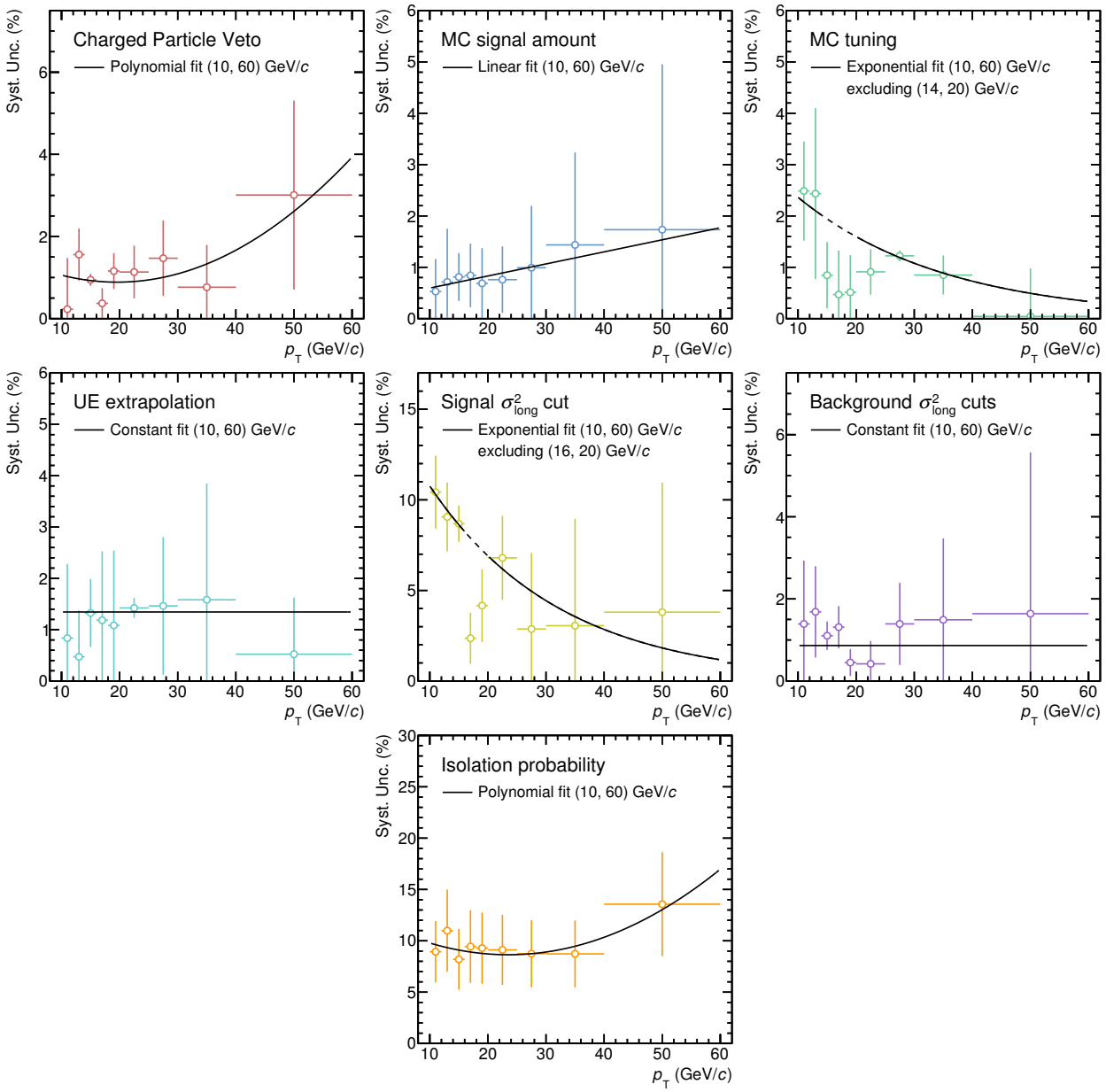


Figure 7.13. Contributions à l'incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, ajustées par diverses fonctions pour supprimer leurs fluctuations statistiques.

la correction des distorsions au sein de la TPC, ce qui devrait permettre d'atteindre un meilleur accord entre données et simulation et donc une diminution de l'incertitude associée à la probabilité d'isolement.

Avant de clore ce chapitre, il faut ici noter que la pureté des photons isolés – estimée, corrigée et présentée dans le Chapitre 6 – a également été soumise à l'étude des variations systématiques détaillée précédemment, à la différence que les incertitudes évaluées n'ont pas été lissées car la pureté ne constitue pas une observable finale au même titre que la section efficace. La Figure 7.15 présente ainsi la distribution de la pureté des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, avec ses incertitudes statistique et systématique. Les valeurs obtenues ici sont légèrement inférieures à celles que nous avions estimées sur la base d'une seule configuration (présentée sur la Figure 6.12), ce qui est en accord avec l'interprétation de la Figure 7.11 lorsque l'on considère la définition de l'impulsion transverse mesurée dans le cône d'isolement à partir des seules particules chargées.

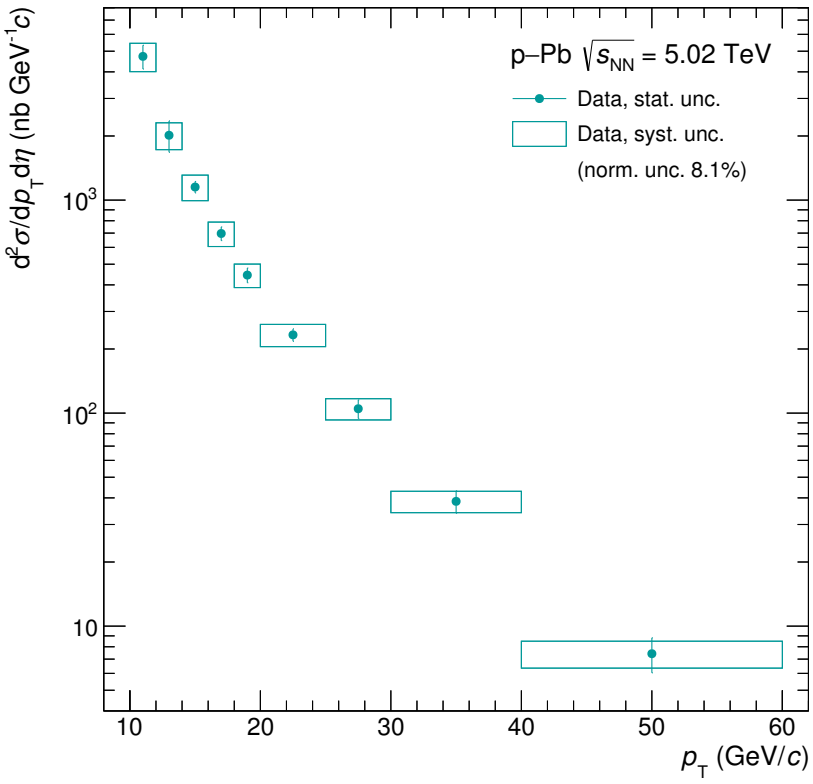


Figure 7.14. Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurée en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$. L'incertitude de 8,1 % mentionnée dans la légende, non représentée graphiquement, provient de la mesure de la luminosité intégrée détaillée dans la Section 7.1.2.

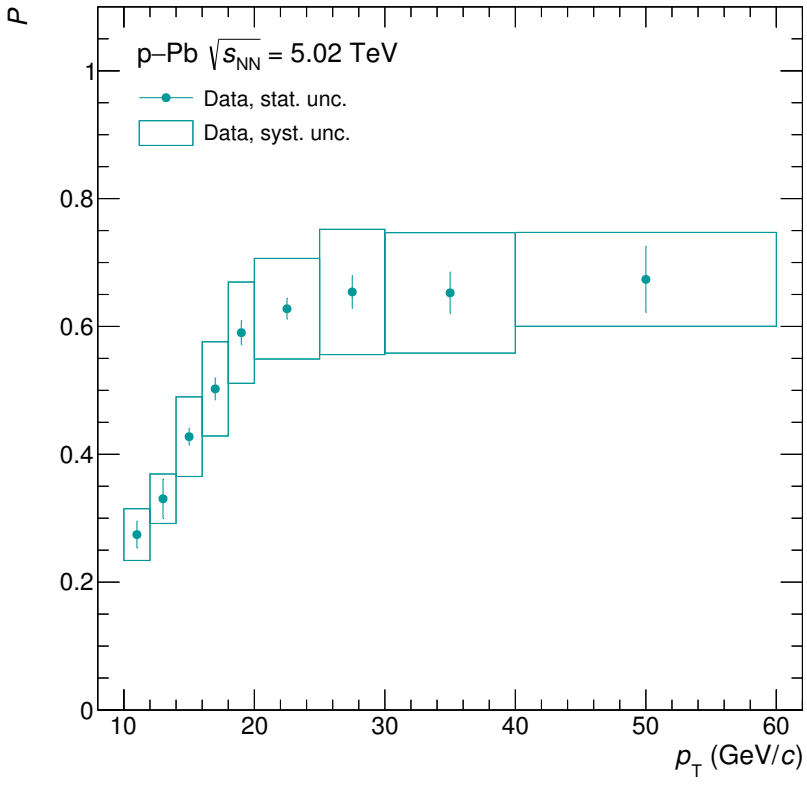


Figure 7.15. Pureté des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurée en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$.

Table 7.6. Valeur centrale et incertitudes statistique et systématique de la section efficace de production des photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons.

p_{T} (GeV/c)	$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}$ (nb GeV^{-1}c)	$\Delta\sigma_{\mathrm{stat}}$ (nb GeV^{-1}c)	$\Delta\sigma_{\mathrm{syst}}$ (nb GeV^{-1}c)
10–12	4 728	604	719
12–14	2 016	338	291
14–16	1 152	71	158
16–18	697	51	92
18–20	445	35	56
20–25	233	16	28
25–30	105	10	12
30–40	38,5	4,6	4,4
40–60	7,4	1,4	1,1

Dans le Chapitre 9, la mesure de la section efficace de production des photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ discutée jusqu'ici sera confrontée à des prédictions théoriques afin d'estimer dans quelle mesure le résultat présenté dans ce manuscrit peut tester la chromodynamique quantique. Avant cela, nous allons aborder plus succinctement la mesure réalisée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, ayant récemment donné lieu à une publication [173] et à laquelle une période de cette thèse a été dévolue.

L'arbre qui a grandi dans le vent
a des racines solides.
— Proverbe japonais

CHAPITRE 8

Mesure en collisions pp à 7 TeV

Sommaire

8.1 Identification des photons 183
8.1.1 Jeux de données et de simulation 184
8.1.2 Corrections et critères de sélection 186
8.1.3 Identification des photons prompts 187
8.2 Extraction du signal de photons isolés 187
8.2.1 Isolement 188
8.2.2 Extraction du spectre brut et de la pureté 189
8.2.3 Correction de la pureté 190
8.3 Vers la section efficace de production des photons isolés 191
8.3.1 Corrections et normalisation 193
8.3.2 Détermination de l'incertitude systématique 194

Après avoir discuté en détail de la mesure de la section efficace de production des photons isolés dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ produites au LHC, nous allons décrire dans ce chapitre la mesure similaire qui a été réalisée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ et qui a mobilisé une certaine période de temps durant cette thèse. Si les deux mesures sont basées sur les mêmes méthodes d'analyse, certains critères de sélection diffèrent quelque peu d'un système de collision à l'autre : ici, l'accent sera mis sur ces différences.

8.1 Identification des photons

Les étapes permettant d'obtenir un échantillon de photons prompts candidats à partir des clusters reconstruits dans le calorimètre EMCal – mais aussi des traces de particules chargées – ont été présentées dans le Chapitre 5 pour la mesure effectuée en collisions p–Pb. Elles demeurent globalement les mêmes pour l'analyse des données en collisions pp, aux différences suivantes près, que nous justifierons par la suite :

- ▷ les données analysées ainsi que les jeux de simulation associés changent ;
- ▷ le seuil de déclenchement utilisé n'est pas le même et, par conséquent, le système de pseudo-déclenchement défini pour la simulation dans l'équation (5.1) n'est pas utilisé ;

- ▷ le facteur de normalisation w_{norm} des distributions simulées dans chaque intervalle en $p_{\text{T}}^{\text{hard}}$ est différent ;
- ▷ les limites imposées sur σ^2_{long} pour sélectionner les photons prompts changent aussi légèrement ;
- ▷ la zone fiduciaire n'est pas élargie.

8.1.1 Jeux de données et de simulation

Durant le Run I du LHC, l'expérience ALICE a enregistré des données en collisions pp à différentes énergies dans le centre de masse, et en particulier à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, données qui nous intéressent dans le cadre de cette thèse. Elles ont été recueillies du 13 mars au 24 août 2011 [1] et se répartissent en quatre périodes de prise de données (LHC11a, LHC11b, LHC11c et LHC11d) : seules les deux dernières, LHC11c et LHC11d, ont été orientées vers la sélection d'événements rares à l'aide du système de déclenchement d'EMCal, c'est pourquoi ces périodes ont été choisies pour réaliser la mesure de la production de photons isolés en collisions pp.

Comme pour toutes les données recueillies par ALICE, ces périodes ont été soumises à la procédure d'assurance qualité des données du calorimètre présentée dans le Chapitre 4, mais aussi de l'ITS et de la TPC pour la bonne reconstruction des particules chargées. Les runs ainsi sélectionnés sont les suivants :

LHC11c (41 runs) 154126, 154130, 154132, 154136, 154141, 154143, 154207, 154211, 154219, 154220, 154221, 154222, 154252, 154257, 154261, 154266, 154269, 154273, 154281, 154283, 154286, 154289, 154382, 154383, 154385, 154478, 154480, 154482, 154483, 154485, 154495, 154763, 154773, 154780, 154783, 154786, 154787, 154789, 154793, 154796, 154808 ;

LHC11d (44 runs) 156889, 156891, 156896, 157203, 157220, 157227, 157257, 157261, 157262, 157277, 157475, 157496, 157560, 157562, 157567, 157569, 157818, 157819, 157975, 157976, 158086, 158112, 158115, 158118, 158192, 158196, 158200, 158201, 158285, 158287, 158288, 158293, 158301, 158303, 158304, 159254, 159286, 159532, 159535, 159575, 159577, 159580, 159581, 159582.

Ici, la classe de déclenchement utilisée n'est pas basée sur le niveau L1-gamma comme pour l'analyse des données p–Pb présentée précédemment, mais sur le niveau L0 – qui mesure l'énergie déposée par les particules dans une fenêtre glissante de 2×2 modules dans chaque tiers de supermodule comme nous l'avons défini dans la Section 4.2.3 – associé aux informations du détecteur V0. La classe ainsi formée, nommée EMC7, est dotée d'un seuil en énergie qui est fixé à 5,5 GeV dans les données étudiées ici. Le nombre d'événements collectés au cours des deux périodes considérées avec cette classe de déclenchement est résumé dans la Table 8.1.

Table 8.1. Statistique collectée par ALICE avec la classe de déclenchement EMC7 du calorimètre EMCal en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ durant le Run I du LHC. La colonne intitulée "N_{ev}" correspond au nombre d'événements réellement analysés après application des critères de sélection détaillés dans la Section 5.2.1 (identiques en collisions pp et p–Pb).

Période	Nombre d'événements	N_{ev}
LHC11c	4 429 019	4 093 412
LHC11d	5 239 681	4 756 020
Total	9 668 700	8 849 432

1. Notons toutefois que l'énergie des faisceaux a été abaissée du 25 au 28 mars afin de produire des collisions pp à $\sqrt{s} = 2{,}76\,\text{TeV}$.

Pour corriger l'estimation de la pureté des photons isolés et déterminer leur efficacité de mesure, des simulations Monte Carlo ont là encore été utilisées. Seule la génération de processus partoniques durs avec PYTHIA 6 [90] a néanmoins été considérée ici, en raison de l'événement sous-jacent négligeable dans les collisions pp étudiées comme nous le verrons par la suite. À l'instar de la simulation des collisions p–Pb, les particules générées ont ensuite été propagées dans la géométrie de l'expérience à l'aide du programme GEANT3 [233], en prenant soin là aussi d'ancrer la simulation aux runs listés précédemment afin de reproduire les conditions de prise de données.

Les deux types de simulation introduits dans la Section 5.1.2, γ-jet pour reproduire le signal attendu et jet-jet pour simuler le bruit de fond, ont également été produits pour l'analyse des données pp :

LHC13e4 événements γ-jet ancrés aux données de la période LHC11c ;

LHC12a15g événements γ-jet ancrés aux données de la période LHC11d ;

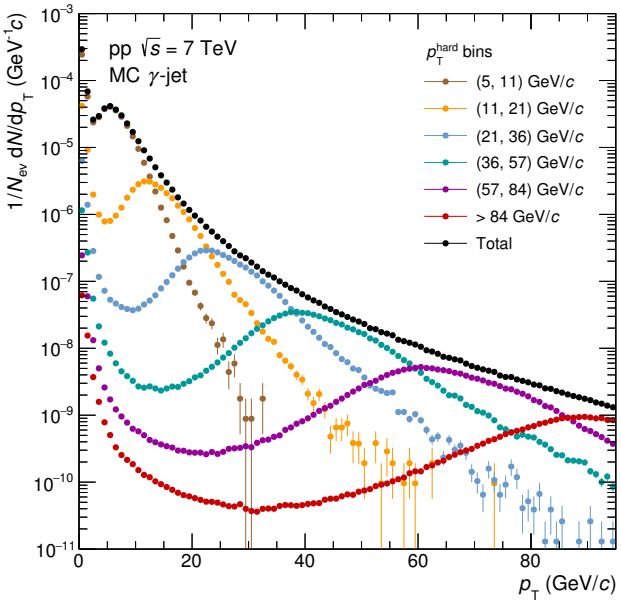
LHC14k1a événements jet-jet "seuil bas" dont un photon de décroissance doit être émis dans la couverture géométrique d'EMCal ou de PHOS avec une impulsion transverse $p_{\mathrm{T}} \geq 3{,}5\,\mathrm{GeV}/c$;

LHC14k1b événements jet-jet "seuil haut" dont un photon de décroissance doit être émis dans la couverture géométrique d'EMCal ou de PHOS avec une impulsion transverse $p_{\mathrm{T}} \geq 7\,\mathrm{GeV}/c$.

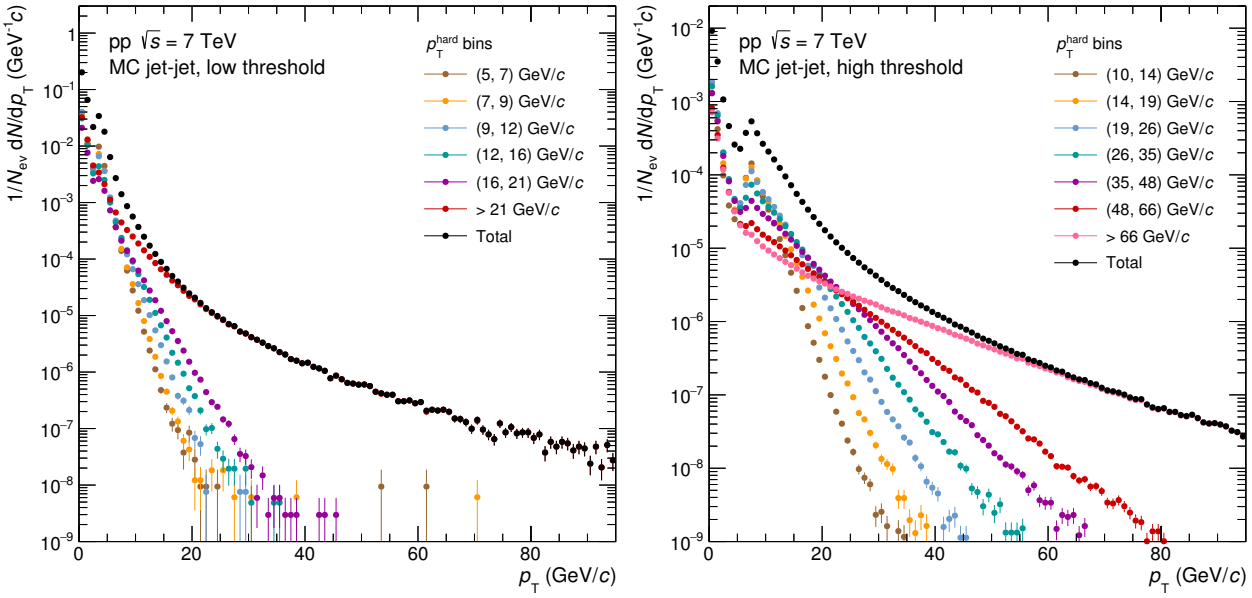
La génération de ces événements a été découpée en intervalles en impulsion transverse des partons incidents ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$), dont les distributions ont été normalisées avec le facteur w_{norm} défini dans l'équation (5.2) et dont les valeurs sont rapportées dans la Table 8.2. Les intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ sont identiques à ceux définis pour l'analyse des données p–Pb, à l'exception du premier d'entre eux pour le jeu de simulation jet-jet seuil haut, l'intervalle 8–10 GeV/c n'étant pas présent ici. La Figure 8.1 montre la distribution brute en impulsion transverse des clusters dans chaque jeu de simulation, pour chaque intervalle en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ et au total. Enfin, les jeux de simulation γ-jet et jet-jet sont assemblés selon la méthode présentée dans la Section 5.1.2.

Table 8.2. Intervalles en $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ considérés pour simuler des événements γ-jet et jet-jet (seuils bas et haut) en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ et facteur de normalisation w_{norm} calculé pour chacun selon l'équation (5.2).

LHC13e4 (γ-jet, LHC11c)		**LHC12a15g (γ-jet, LHC11d)**	
$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ (GeV/c)	w_{norm} (mb)	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ (GeV/c)	w_{norm} (mb)
5–11	$8{,}84 \times 10^{-10}$	5–11	$7{,}43 \times 10^{-10}$
11–21	$9{,}58 \times 10^{-11}$	11–21	$9{,}18 \times 10^{-11}$
21–36	$1{,}30 \times 10^{-11}$	21–36	$1{,}39 \times 10^{-11}$
36–57	$2{,}35 \times 10^{-12}$	36–57	$2{,}11 \times 10^{-12}$
57–84	$4{,}99 \times 10^{-13}$	57–84	$4{,}91 \times 10^{-13}$
84–∞	$1{,}15 \times 10^{-13}$	84–∞	$1{,}03 \times 10^{-13}$
LHC14k1a (jet-jet bas)		**LHC14k1b (jet-jet haut)**	
$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ (GeV/c)	w_{norm} (mb)	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{hard}}$ (GeV/c)	w_{norm} (mb)
5–7	$9{,}39 \times 10^{-9}$	10–14	$2{,}32 \times 10^{-10}$
7–9	$6{,}09 \times 10^{-9}$	14–19	$3{,}26 \times 10^{-10}$
9–12	$7{,}58 \times 10^{-9}$	19–26	$2{,}26 \times 10^{-10}$
12–16	$4{,}87 \times 10^{-9}$	26–35	$1{,}89 \times 10^{-10}$
16–21	$2{,}96 \times 10^{-9}$	35–48	$1{,}36 \times 10^{-10}$
21–∞	$3{,}42 \times 10^{-9}$	48–66	$9{,}19 \times 10^{-11}$
–	–	66–∞	$1{,}05 \times 10^{-10}$



(a)



(b) (c)

Figure 8.1. Spectre brut des clusters reconstruits dans EMCal en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ en fonction de leur impulsion transverse, avec les jeux de simulation (a) γ-jet, (b) jet-jet, seuil bas, (c) jet-jet, seuil haut.

8.1.2 Corrections et critères de sélection

Les critères de sélection des événements, des traces de particules chargées (reconstruites avec l'ITS et la TPC) et des clusters (reconstruits dans le calorimètre EMCal) sont en tout point les mêmes que ceux qui ont été définis pour la mesure de la production de photons isolés en collisions p–Pb : position des vertex primaires d'interaction, impulsion transverse des traces, temps des clusters du calorimètre, nombres de cellules et de maxima locaux par cluster, etc. Pour une revue complète de ces critères, le lecteur est invité à consulter la Section 5.2.

8.1.3 Identification des photons prompts

Dans la Section 5.3, nous avons décrit les différentes étapes permettant d'identifier les photons prompts candidats au sein de la population de clusters ayant satisfait les critères de sélection introduits dans la Section 5.2.3. Il s'agit d'abord de rejeter les clusters issus de particules chargées, puis ceux induits par des photons de décroissance, et enfin de définir une zone fiduciaire dans laquelle les photons candidats peuvent être isolés. Dans le cas des collisions pp étudiées ici, seule la sélection des clusters neutres ne change pas et suit les critères adoptés dans la Section 5.3.1.

On rappelle que la sélection des photons prompts candidats est basée sur la forme des clusters, paramétrisée par σ^2_{long} : la distribution de ce dernier, mesurée et simulée pour chaque intervalle en impulsion transverse des clusters, est présentée sur la Figure 8.2. Si l'allure générale est similaire à celle observée sur la Figure 5.13 en collisions p–Pb, la limite supérieure glissante $\sigma^2_{\text{max, sig}}$ est ici moins stricte pour les intervalles 12–14 GeV/c et 14–16 GeV/c, comme le montre la Table 8.3, en raison d'un accord sensiblement meilleur entre données et simulation. À cet égard, on constate une fois de plus que l'accord entre les distributions réelle et simulée est bien meilleur lorsque cette dernière inclut l'émulation des interférences électroniques entre les cellules du calorimètre évoquée dans la Section 5.3.2.

Outre les valeurs légèrement différentes prises par $\sigma^2_{\text{max, sig}}$ dans cette analyse par rapport à celles que nous avons définies pour l'étude des collisions p–Pb, la zone fiduciaire retenue ici est également différente : le choix a été fait, pour ces données étudiées depuis plusieurs années [149, 150, 159, 263] et avec lesquelles une partie des méthodes d'analyse présentées dans ce manuscrit ont été élaborées, de ne pas élargir la zone fiduciaire accessible aux photons isolés candidats. La couverture effective accessible pour la mesure réalisée dans les données pp est ainsi $(|\eta| < 0{,}27) \cap (105° < \varphi < 155°)$, correspondant à un cône entièrement contenu dans le calorimètre lors de l'application de la technique d'isolement.

Table 8.3. Intervalle de sélection sur le paramètre σ^2_{long} pour l'identification des photons prompts en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, pour chaque intervalle en impulsion transverse considéré dans la suite de l'analyse.

p_{T} (GeV/c)	Intervalle en σ^2_{long}
10–14	0,10–0,40
14–16	0,10–0,35
16–60	0,10–0,30

8.2 Extraction du signal de photons isolés

Dans le Chapitre 6, nous avons introduit la méthode ABCD permettant d'extraire, en tenant compte de la forme σ^2_{long} des clusters candidats et de l'impulsion transverse $p_{\text{T}}^{\text{iso}}$ mesurée dans le cône d'isolement, le spectre brut et la pureté des photons isolés en collisions p–Pb. La façon dont ces grandeurs sont obtenues et corrigées depuis les collisions pp est identique, à l'exception des points suivants :

- ▷ la contribution de l'événement sous-jacent dans le cône d'isolement, considérée comme négligeable dans les collisions étudiées ici, n'est pas soustraite ;
- ▷ les limites imposées sur σ^2_{long} pour définir les régions de bruit de fond $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ sont différentes.

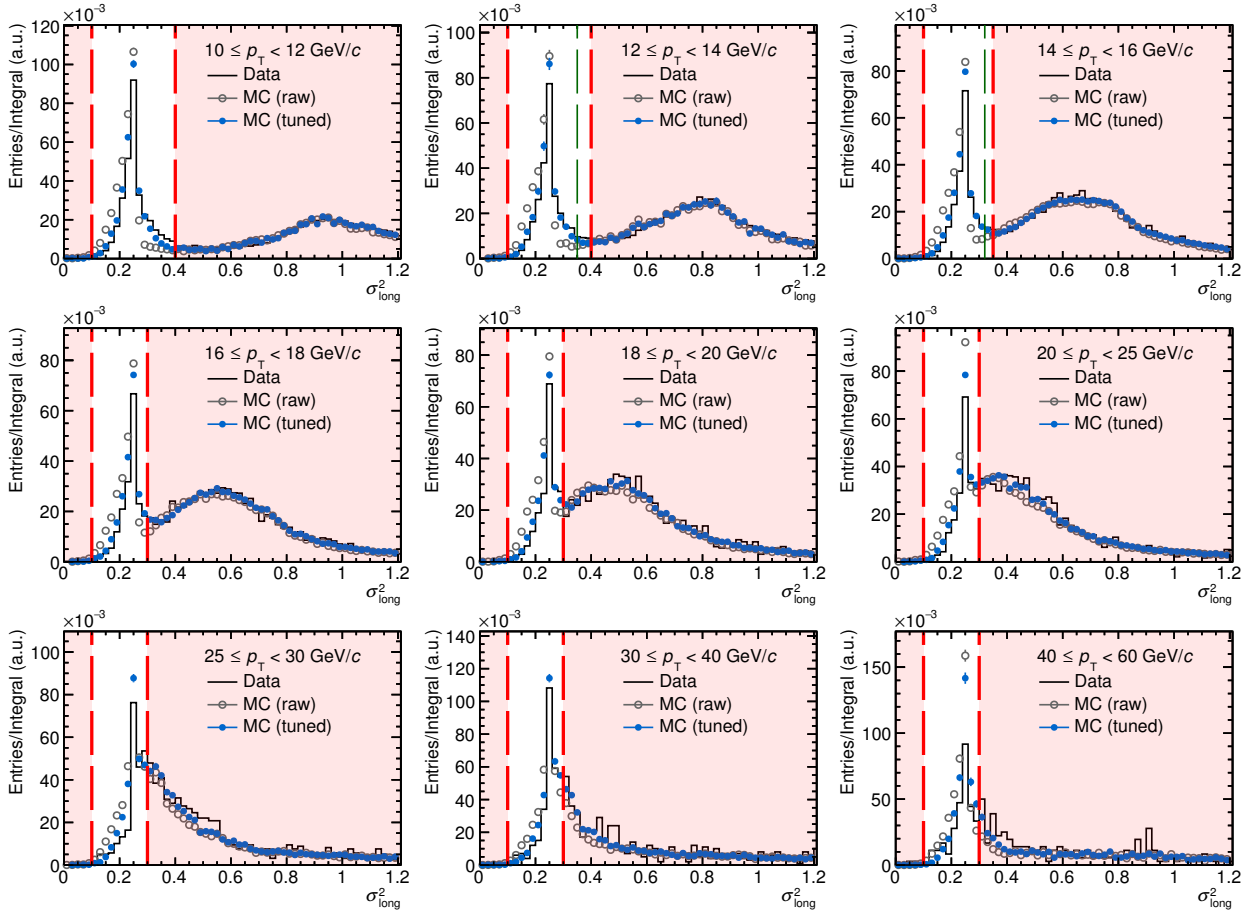


Figure 8.2. Distribution de la forme des clusters paramétrisée par σ^2_{long} pour chaque intervalle en impulsion transverse, mesurée dans les données pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ et obtenue par simulations brute, notée "MC (raw)", et incluant l'émulation des interférences électroniques mentionnée dans la Section 5.3.2, notée "MC (tuned)". Les zones rouges contiennent les clusters neutres rejetés pour l'identification des photons prompts. Les lignes traitillées vertes dans les intervalles 12–14 GeV/c et 14–16 GeV/c représentent la limite supérieure $\sigma^2_{\text{max, sig}}$ considérée dans l'analyse des données p–Pb pour ces intervalles.

8.2.1 Isolement

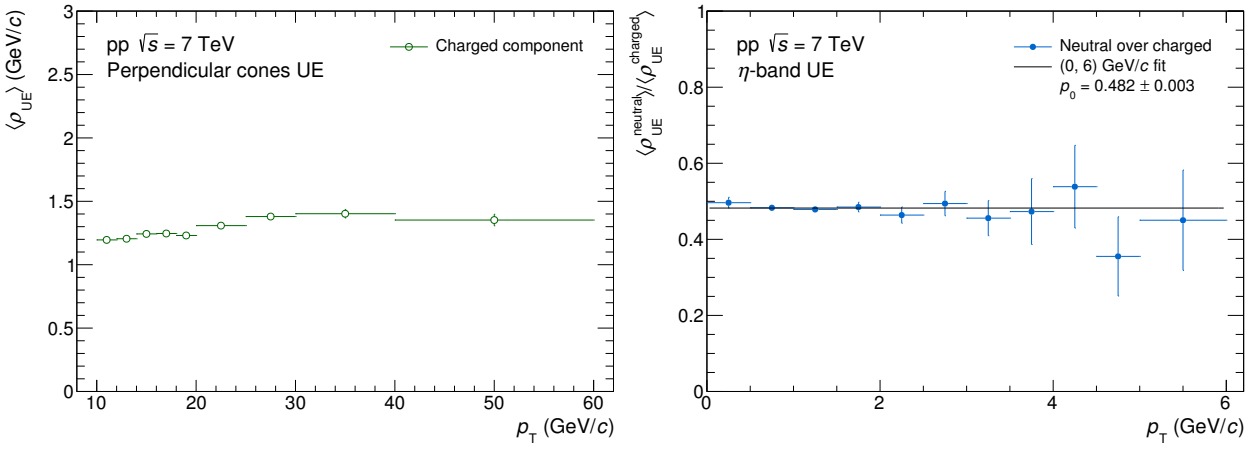
Comme nous l'avons mentionné dans la Section 6.1.2, les critères d'isolement pour la mesure en collisions pp sont identiques à ceux déterminés pour l'étude des collisions p–Pb :

$$R_{\text{cone}} = 0{,}4 \tag{8.1}$$

$$p_{\text{T}}^{\text{iso}} < 2\,\text{GeV}/c. \tag{8.2}$$

De cette façon, il sera possible de comparer les résultats obtenus dans les deux cas de manière relativement directe comme nous le verrons dans le Chapitre 9.

La composante chargée de la densité moyenne de l'événement sous-jacent mesurée dans les collisions pp avec la méthode des cônes perpendiculaires est présentée sur la Figure 8.3 (a). À l'aide du facteur d'extrapolation f montré sur la Figure 8.3 (b), lequel permet d'estimer l'événement sous-jacent total à partir de sa composante chargée selon la méthode détaillée dans la Section 6.1.1, on évalue ici la contribution de l'événement sous-jacent dans le cône d'isolement à $\sim 0{,}9\,\text{GeV}/c$. Cette valeur est considérée comme suffisamment inférieure au critère d'isolement $p_{\text{T, max}}^{\text{iso}} = 2\,\text{GeV}/c$ pour ne pas recourir à la soustraction de l'événement sous-jacent pour cette mesure, évitant ainsi l'introduction de potentielles fluctuations qui émaneraient de cette soustraction.



(a) (b)

Figure 8.3. (a) Densité moyenne de l'événement sous-jacent $\langle \rho_{\mathrm{UE}} \rangle$ mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ dans des cônes perpendiculaires au cône d'isolement ($\perp$-cones) en fonction de l'impulsion transverse du photon candidat, en considérant uniquement les particules chargées dans la région couverte par la TPC. (b) Rapport des composantes neutre et chargée de la densité moyenne de l'événement sous-jacent, mesurées dans une bande en pseudorapidité (η-band) autour du cône d'isolement, en fonction de l'impulsion transverse du cluster candidat dans des événements de biais minimal. La valeur constante du rapport est plus élevée que celle mesurée en collisions p–Pb (Figure 6.4 (b), $f = 0{,}363$), ce qui peut s'expliquer par la reconstruction imparfaite des traces de particules chargées dans les données p–Pb, mentionnée dans la Section 6.1.2.

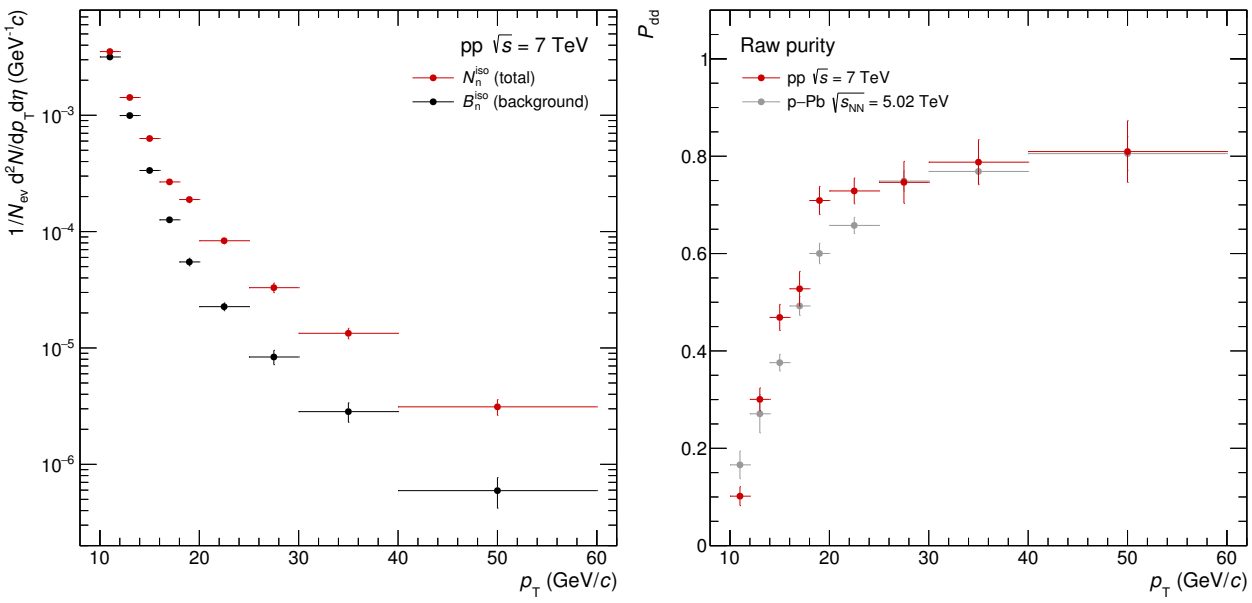
8.2.2 Extraction du spectre brut et de la pureté

L'étude de la corrélation existant entre $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$ et σ^2_{long}, menant à l'extraction du spectre brut des photons isolés et à l'estimation de la pureté associée, a été réalisée suivant la procédure expliquée en détail dans la Section 6.2. Seules les valeurs de $\sigma^2_{\mathrm{min,\,bkg}}$ et $\sigma^2_{\mathrm{max,\,bkg}}$, définissant les régions de bruit de fond $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ de l'espace des phases $\left(p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}, \sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ représenté sur la Figure 6.7 (ainsi que les valeurs de $\sigma^2_{\mathrm{max,\,sig}}$ comme on l'a vu précédemment), sont différentes : elles sont rapportées dans la Table 8.4. Le critère d'anti-isolement reste le même ($p_{\mathrm{T,\,min}}^{\overline{\mathrm{iso}}} = 3\,\mathrm{GeV}/c$).

Le spectre et la pureté bruts des photons isolés obtenus avec la méthode ABCD sont représentés sur la Figure 8.4. Avant toute correction basée sur la simulation, la pureté estimée ici varie de 10 % à 81 % avec l'impulsion transverse des candidats, là où l'estimation brute effectuée en collisions p–Pb varie de 17 % à 81 %. Entre 18 GeV/c et 25 GeV/c, la pureté brute estimée dans les collisions pp est légèrement supérieure à celle observée dans les collisions p–Pb. Néanmoins, les distributions obtenues dans les deux cas sont relativement similaires comme cela pouvait être attendu par l'usage de la même méthode d'estimation.

Table 8.4. Limites de sélection sur le paramètre σ^2_{long} pour la définition des régions de bruit de fond $\mathbb{B}$ et $\mathbb{D}$ en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des clusters candidats. Par commodité, les valeurs de $\sigma^2_{\mathrm{max,\,sig}}$ données dans la Table 8.3, servant à définir les régions $\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$, sont également rapportées.

p_{T} (GeV/c)	$\sigma^2_{\mathrm{max,\,sig}}$	$\sigma^2_{\mathrm{min,\,bkg}}$	$\sigma^2_{\mathrm{max,\,bkg}}$
10–12	0,40	0,55	1,75
12–14	0,40	0,50	1,70
14–16	0,35	0,45	1,65
16–60	0,30	0,40	1,60



(a) (b)

Figure 8.4. (a) Distributions de la population totale $N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ de clusters candidats dans la région de signal et de sa composante de bruit de fond $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats. (b) Pureté de la population de clusters candidats de la région de signal estimée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats. La pureté brute estimée en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, obtenue dans la Section 6.2.2, est également rapportée ici pour comparaison.

8.2.3 Correction de la pureté

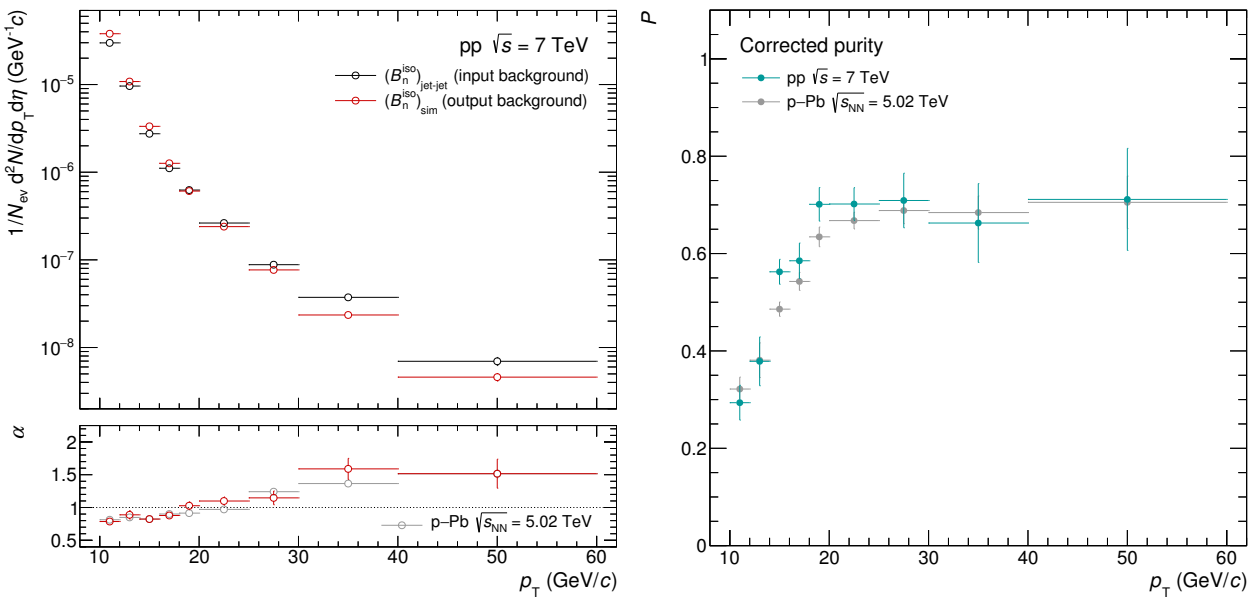
Afin de corriger l'estimation de la pureté présentée sur la Figure 8.4 (b), basée sur les seules données et sur les hypothèses de la méthode ABCD, nous avons là aussi appliqué les corrections introduites dans la Section 6.3 sous la forme du facteur α et de l'extrapolation du bruit de fond dans la région de signal en modélisant le double ratio R_f par la fonction affine $f_1\left(\sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$ définie dans l'équation (6.34). Pour rappel, α est le rapport des distributions du bruit de fond mesuré dans le jeu de simulation jet-jet, noté $\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\text{jet-jet}}$, et estimé par la méthode ABCD avec la simulation réaliste (γ-jet + jet-jet), noté $\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\mathrm{sim}}$. Le double ratio est quant à lui le rapport des fractions d'isolement des clusters candidats dans les données $\left(f_{\mathrm{data}}^{\mathrm{iso}}\right)$ et la simulation $\left(f_{\mathrm{sim}}^{\mathrm{iso}}\right)$. Comme nous l'avons expliqué auparavant, la correction de la pureté se fait principalement *via* α,

$$P_{\mathrm{dd}} \mapsto P = 1 - \alpha \times \left(\frac{N_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}}\, N_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}{N_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}}\, N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}} \right)_{\mathrm{data}}, \tag{8.3}$$

tandis que l'extrapolation du bruit de fond en modélisant le double ratio est réalisée lors de la détermination de la valeur centrale de la section efficace et de son incertitude systématique associée, et conduit à corriger le facteur α lui-même avec le facteur d'extrapolation C_α, défini dans l'équation (6.37) :

$$\alpha \mapsto \alpha = C_\alpha \times \left(\frac{B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\, N_{\mathrm{w}}^{\overline{\mathrm{iso}}}}{N_{\mathrm{w}}^{\mathrm{iso}}\, N_{\mathrm{n}}^{\overline{\mathrm{iso}}}} \right)_{\mathrm{sim}}. \tag{8.4}$$

Les distributions en impulsion transverse de $\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\text{jet-jet}}$, $\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\mathrm{sim}}$ et α sont présentées sur la Figure 8.5 (a), et la pureté corrigée par α sur la Figure 8.5 (b). Dans l'ensemble, les distributions du facteur α estimées en collisions pp et p–Pb sont relativement proches, en particulier pour $p_{\mathrm{T}} < 18\,\mathrm{GeV}/c$. La pureté corrigée, quant à elle, est compatible avec celle que nous avons obtenue



(a) (b)

Figure 8.5. (a) Distributions des bruits de fond d'entrée ($\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\text{jet-jet}}$) et de sortie ($\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\mathrm{sim}}$) dans la région de signal mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats, dans les jeux de simulation γ-jet et total (γ-jet + jet-jet). Le rapport de ces deux distributions (équation (6.28)) constitue le facteur de correction α. (b) Pureté (corrigée) de la population de clusters candidats de la région de signal estimée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats. Les distributions du facteur α et de la pureté estimées en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, obtenues dans la Section 6.3.1, sont également rapportées ici pour comparaison.

dans le cas des collisions p–Pb en considérant les incertitudes statistiques. L'amplitude de ces dernières pour la pureté mesurée en collisions pp est d'ailleurs en adéquation avec son allure plus fluctuante, et tend à montrer que la méthode ABCD et la correction par le facteur α fournissent les mêmes performances dans ces deux systèmes de collision.

La Figure 8.6 présente le double ratio R_f et son ajustement par la fonction $f_1\left(\sigma^2_{\mathrm{long}}\right)$, et la Table 8.5 rassemble les valeurs du facteur d'extrapolation C_α pour l'ensemble des intervalles en impulsion transverse considérés. Les conclusions dressées dans la Section 6.3.2 sont également applicables ici, en raison de l'accord observé entre les allures de la modélisation du double ratio dans les collisions pp et p–Pb (Figure 6.14), ainsi que de la compatibilité des valeurs de C_α dans les deux cas. On peut cependant noter que les valeurs prises par le double ratio dans la région à bas σ^2_{long} sont un peu plus élevées en collisions pp que celles observées en collisions p–Pb : cela semble indiquer que la composante de bruit de fond isolé dans la région de signal est ici plus importante, ou que le signal lui-même – correspondant aux clusters induits par des photons prompts – se restreint davantage à la région $\mathbb{A}$ de l'espace des phases, et s'étend ainsi moins dans les régions voisines.

8.3 Vers la section efficace de production des photons isolés

Nous avons expliqué, dans le Chapitre 7, comment du spectre brut et de la pureté des photons isolés nous pouvions obtenir leur section efficace de production en collisions p–Pb. La détermination de l'efficacité, de la luminosité ainsi que de l'incertitude systématique conduisant à cette mesure dans les collisions pp est similaire, aux points suivants près :

- ▷ deux corrections complémentaires, relatives au niveau de déclenchement utilisé, sont ajoutées au calcul de la section efficace ;

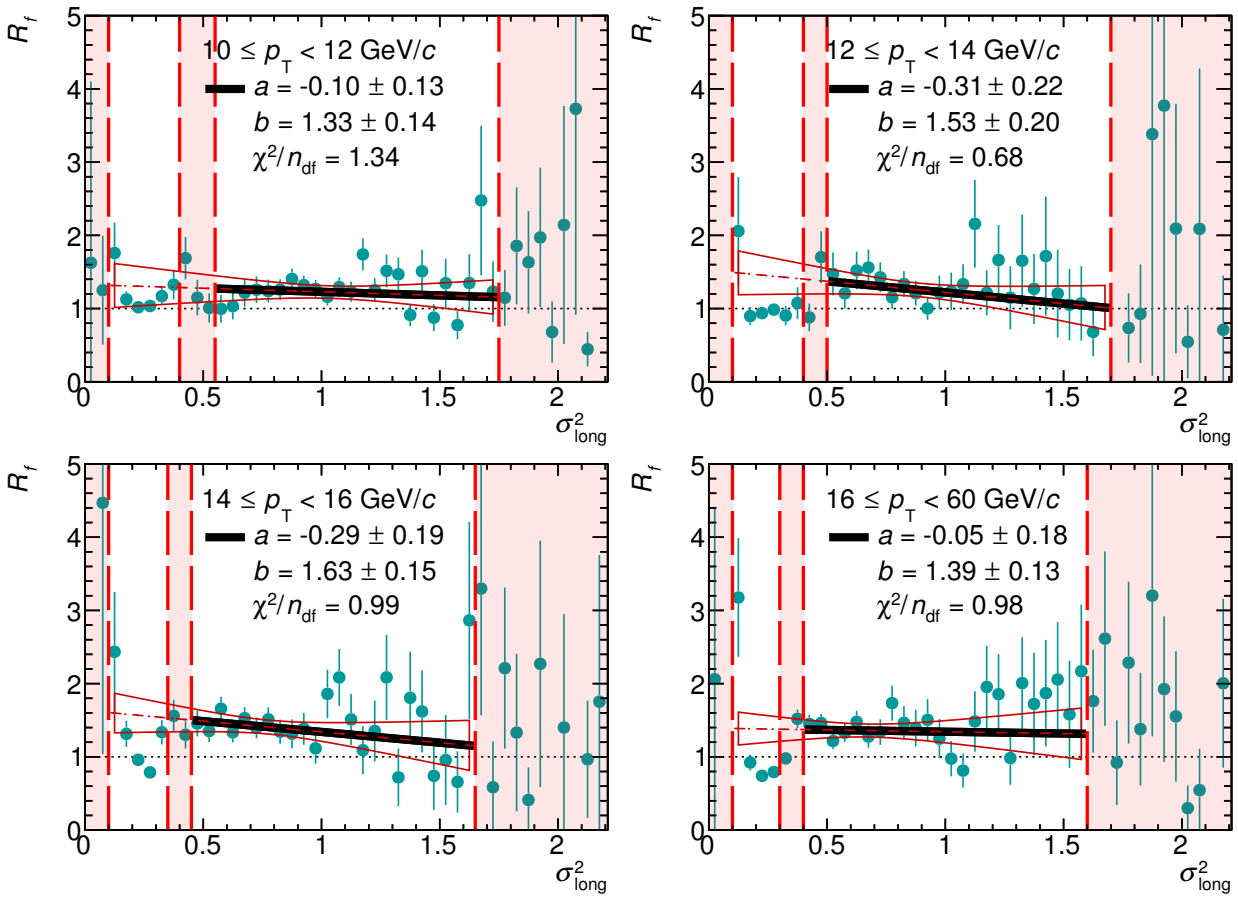


Figure 8.6. Distribution du double ratio R_f en fonction de la forme σ^2_{long} des clusters candidats, mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ pour différents intervalles en impulsion transverse, ajustée par la fonction affine $f_1\left(\sigma^2_{\text{long}}\right)$. Dans chaque intervalle en p_{T}, la ligne traitillée rouge représente une extrapolation de l'ajustement vers la région de signal et la zone délimitée par les lignes pleines rouges représente l'intervalle de confiance de 95 % sur l'ajustement. Enfin, les zones rouges représentent les limites des régions de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$ montré sur la Figure 6.7.

Table 8.5. Valeurs du facteur d'extrapolation C_α mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des clusters candidats. Les valeurs obtenues en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02\,\text{TeV}$ et présentées dans la Table 6.2 sont également rapportées ici pour comparaison.

p_{T} (GeV/c)	pp		p–Pb	
	C_α	ΔC_α	C_α	ΔC_α
10–12	1,06	0,09	1,07	0,07
12–14	1,16	0,12	1,14	0,08
14–16	1,11	0,08	1,07	0,03
16–18	1,02	0,06	0,98	0,10
18–20	1,02	0,06	0,98	0,09
20–25	1,02	0,06	0,98	0,09
25–30	1,02	0,06	0,98	0,09
30–40	1,02	0,06	0,98	0,10
40–60	1,02	0,07	0,98	0,10

- ▷ les facteurs $f_{\text{without TRD}}$ et $f_{\text{with TRD}}$ utilisés pour corriger la non-linéarité de la reconstruction de l'énergie des clusters simulés prennent des valeurs différentes ;
- ▷ étant donnée l'absence de soustraction de l'événement sous-jacent, l'estimation de ce dernier

n'est pas considérée comme source d'incertitude systématique ;

- ▷ la variation des limites sur σ^2_{long} pour étudier la sensibilité de la section efficace à la définition des régions de signal et de bruit de fond est différente ;
- ▷ les valeurs des critères d'isolement ($p^{\text{iso}}_{\text{T, max}}$) et d'anti-isolement ($p^{\overline{\text{iso}}}_{\text{T, min}}$) lorsque seules les particules chargées sont considérées dans le calcul de $p^{\text{iso}}_{\text{T}}$ ont été optimisées à partir du spectre des photons générés isolés.

8.3.1 Corrections et normalisation

La définition de la section efficace différentielle de production des photons isolés donnée par l'équation (7.1) a dû être légèrement modifiée dans le cas présent pour tenir compte de l'efficacité partielle du niveau de déclenchement utilisé dans l'analyse des données pp :

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\text{T}})}{\mathrm{d}p_{\text{T}}\,\mathrm{d}\eta} = \frac{N_{\text{ev}}}{\mathcal{L}_{\text{int}}} \times \frac{P(p_{\text{T}})}{\mathcal{C}(p_{\text{T}})\,\varepsilon_{\text{trig}}\,\varepsilon^{\text{iso}}_{\gamma}(p_{\text{T}})} \times \frac{\mathrm{d}^2 N^{\text{iso}}_{\text{n}}(p_{\text{T}})}{N_{\text{ev}}\,\mathrm{d}p_{\text{T}}\,\mathrm{d}\eta}. \tag{8.5}$$

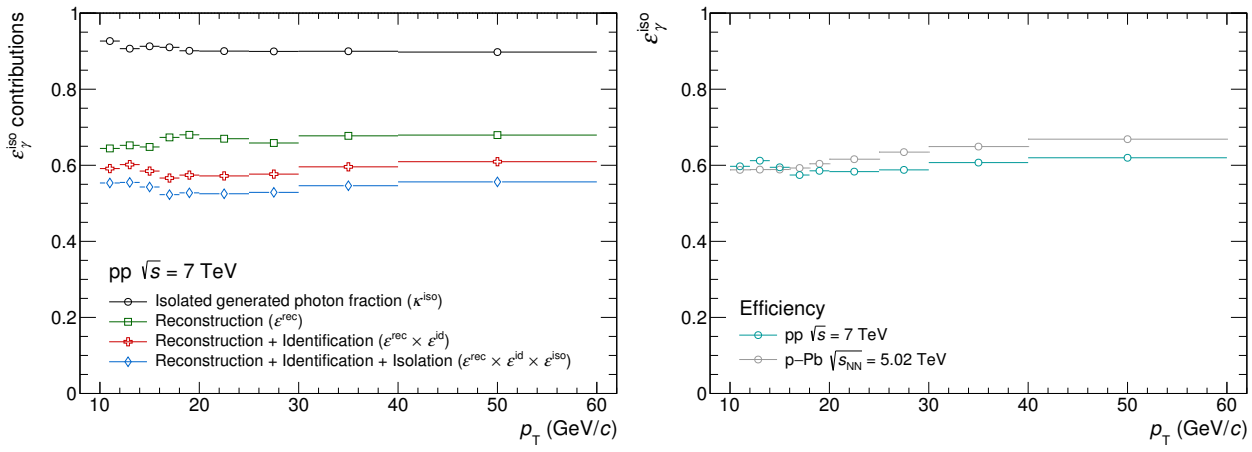
Cette nouvelle expression introduit deux nouvelles variables :

- ▷ $\varepsilon_{\text{trig}}$ est l'efficacité du niveau de déclenchement EMC7, définie comme la probabilité que ce niveau sélectionne un événement dans lequel un photon a été émis dans la couverture du calorimètre. L'objectif de cette correction est de tenir compte de la couverture imparfaite du niveau de déclenchement L0 offert par EMCal, basé sur une fenêtre glissante de 2×2 modules restreinte à chaque tiers de supermodule du calorimètre comme nous l'avons expliqué dans la Section 4.2.3. Cette efficacité de déclenchement a été déterminée comme $\varepsilon_{\text{trig}} = 0{,}90 \pm 0{,}06$ [263], où l'incertitude purement statistique est négligée puisque totalement corrélée à celle de la luminosité intégrée dont la mesure sera discutée par la suite. Notons que l'utilisation de $\varepsilon_{\text{trig}}$ est ici indispensable en raison de la méthode de détermination du facteur de rejet du niveau de déclenchement EMC7 (R_{EMC7}, utilisé pour déterminer la luminosité associée à notre mesure), basée sur les compteurs d'événements enregistrés et non sur les spectres des clusters comme pour la mesure réalisée en collisions p–Pb ;
- ▷ $\mathcal{C}(p_{\text{T}})$ est un facteur correctif appliqué à $\varepsilon_{\text{trig}}$, rendant compte du biais induit sur celle-ci par une désynchronisation du déclenchement avec le niveau EMC7 par rapport aux croisements de paquets de protons au point d'interaction de l'expérience [2]. Cet effet peut conduire ce niveau de déclenchement à sélectionner des événements ayant lieu lors du croisement de paquets suivant le croisement principal, espacés de 50 ns, et a pu être évalué en comparant le nombre de clusters reconstruits par EMCal dans des fenêtres temporelles contenant le croisement de paquets principal avec ou sans son successeur. Le biais ainsi estimé varie de 3 % pour $p_{\text{T}} = 10\,\text{GeV}/c$ à 8 % pour $p_{\text{T}} = 60\,\text{GeV}/c$ [159, 173].

L'efficacité de mesure des photons isolés en collisions pp et ses contributions (reconstruction, identification et isolement) ont été déterminées suivant la procédure détaillée dans la Section 7.1.1 : elles sont présentées sur la Figure 8.7. Si les contributions de l'efficacité ont une allure moins croissante que celles obtenues en collisions p–Pb (montrées sur la Figure 7.1 (a)), elles demeurent du même ordre de grandeur dans les deux cas. L'efficacité totale reste également comparable même si elle offre une croissance moins marquée en fonction de p_{T}, de 60 % à 62 %, en raison notamment d'un plus grand nombre de zones mortes dans le calorimètre lors de la prise de données pp.

La luminosité intégrée associée à la mesure de la section efficace de production des photons isolés dans les collisions pp a également été obtenue de la même manière que dans l'étude des collisions

2. La Section 3.1.2 nous rappelle que les faisceaux du LHC sont découpés en paquets de hadrons.



(a) (b)

Figure 8.7. (a) Contributions à l'efficacité totale de mesure des photons isolés et fraction des photons générés isolés mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, et (b) efficacité totale de mesure des photons isolés, en fonction de leur impulsion transverse reconstruite. L'efficacité mesurée en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\rm NN}} = 5{,}02\,\text{TeV}$, obtenue dans la Section 7.1.1, est également rapportée ici pour comparaison.

p–Pb, détaillée Section 7.1.2, à la différence qu'un seul niveau de déclenchement a été utilisé ici (EMC7, au lieu de EG2 et EG1). L'équation (7.12) peut donc être simplifiée :

$$\mathcal{L}_{\rm int} = \frac{N_{\rm ev}^{\rm EMC7}\, R_{\rm EMC7}}{\sigma_{\rm MB}}, \tag{8.6}$$

où $N_{\rm ev}^{\rm EMC7} = 8\,849\,432$ est le nombre d'événements analysés, rapporté dans la Table 8.1, $R_{\rm EMC7} = 2\,941 \pm 174$ [159, 173] est le facteur de rejet du niveau de déclenchement EMC7, et $\sigma_{\rm MB} = (53{,}7 \pm 1{,}9^{\rm syst})\,\text{mb}$ est la section efficace de référence mesurée dans des événements de biais minimal en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ à l'aide de balayages van der Meer [267, 270, 271]. La luminosité intégrée s'élève ainsi à

$$\mathcal{L}_{\rm int} = (473 \pm 28^{\rm stat} \pm 17^{\rm syst})\,\text{nb}^{-1}, \tag{8.7}$$

où l'incertitude statistique provient du facteur $R_{\rm EMC7}$ et l'incertitude systématique de la section efficace de référence $\sigma_{\rm MB}$. Au total, la luminosité ainsi déterminée fait émerger une incertitude de normalisation de l'ordre de 9,5 % qui, comme dans l'étude des collisions p–Pb, sera associée à la section efficace de production des photons isolés de manière indépendante des autres sources d'incertitude systématique.

8.3.2 Détermination de l'incertitude systématique

La méthode permettant d'obtenir la section efficace différentielle de production des photons isolés sous la forme d'une valeur centrale basée sur plusieurs variations systématiques, introduite dans la Section 7.2.2, est également utilisée pour la mesure réalisée en collisions pp. Les sources d'incertitude étudiées dans le cas présent sont aussi, pour la plupart, les mêmes que celles que nous avons exposées dans le chapitre précédent, aux différences suivantes près :

- ▷ l'incertitude systématique associée à la quantité de matériaux traversée par les photons a été estimée pour la mesure du spectre de photons directs à faible impulsion transverse dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 2{,}76\,\text{TeV}$ et 8 TeV [272]. Indépendante de $p_{\rm T}$ et de l'énergie dans le centre de masse, elle s'élève à 2,1 % ;
- ▷ en raison de l'efficacité imparfaite du niveau de déclenchement EMC7 telle que nous l'avons

mentionnée dans la section précédente, une incertitude rendant compte des performances du déclenchement au cours de la prise de données a été estimée en étudiant la stabilité, d'un run à l'autre, du nombre de clusters d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV/c. L'écart quadratique moyen de ce nombre dans chaque run par rapport à une constante reproduisant son évolution tout au long des périodes dont sont issues les données étudiées a permis d'évaluer l'incertitude associée au niveau de déclenchement, notée *trigger stability*, à 5,1 % [159] ;

- ▷ l'incertitude associée à la correction de la non-linéarité de la reconstruction de l'énergie des clusters dans la simulation, introduite dans la Section 5.2.3, est obtenue avec des valeurs de $f_{\text{without TRD}}$ et $f_{\text{with TRD}}$ différentes de celles rapportées dans les équations (7.17) et (7.19) pour les collisions p–Pb [252] :

$$f_{\text{without TRD}} = 1/1{,}012\,17 \tag{8.8}$$

$$f_{\text{with TRD}} = 1/0{,}999\,94. \tag{8.9}$$

Il faut d'ailleurs noter que dans les données étudiées ici, antérieures de deux ans aux données p–Pb analysées auparavant, deux supermodules d'EMCal supplémentaires n'étaient pas précédés d'un supermodule du TRD, portant l'application de l'équation (7.18) à la couverture angulaire $80° < \varphi < 140°$ et non plus seulement $80° < \varphi < 120°$. L'incertitude résultant de cette correction de l'énergie des clusters simulés a ainsi été estimée à 3,3 % suivant la méthode développée dans la Section 7.2.1 ;

- ▷ pour rappel, l'événement sous-jacent n'est pas soustrait du cône d'isolement pour la mesure de la section efficace de production des photons isolés en collisions pp – aucune incertitude n'a donc été évaluée à cet égard ;
- ▷ les valeurs prises par les limites $\sigma^2_{\text{max, sig}}$, $\sigma^2_{\text{min, bkg}}$ et $\sigma^2_{\text{max, bkg}}$ pour étudier la sensibilité de la section efficace à la définition des régions de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$ diffèrent de celles que nous avons considérées dans le Chapitre 7 – elles sont rapportées dans la Table 8.6 ;
- ▷ enfin, pour déterminer l'incertitude associée à la probabilité d'isolement des photons, les valeurs prises par les critères d'isolement ($p_{\text{T, max}}^{\text{iso}}$) et d'anti-isolement ($p_{\text{T, min}}^{\overline{\text{iso}}}$) lorsque seules les particules chargées sont considérées dans le cône n'ont pas été fixées à deux tiers de leur valeur en présence des particules neutres – comme c'est le cas pour l'étude des collisions p–Pb

Table 8.6. Valeurs basses, standard et hautes des limites $\sigma^2_{\text{max, sig}}$, $\sigma^2_{\text{min, bkg}}$ et $\sigma^2_{\text{max, bkg}}$ définissant les régions de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$ en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons isolés.

p_{T} (GeV/c)	Basses	Standard	Hautes
	$\sigma^2_{\text{max, sig}}$		
10–12	0,35	0,40	0,55
12–14	0,35	0,40	0,50
14–16	0,30	0,35	0,45
16–60	0,27	0,30	0,40
	$\sigma^2_{\text{min, bkg}}$–$\sigma^2_{\text{max, bkg}}$		
10–12	0,40–1,60	0,55–1,75	0,70–1,90
12–14	0,40–1,60	0,50–1,70	0,60–1,80
14–16	0,35–1,55	0,45–1,65	0,55–1,75
16–60	0,30–1,50	0,40–1,60	0,50–1,70

ainsi que nous l'avons expliqué dans la Section 7.2.2 – mais optimisées à partir du jeu de simulation γ-jet de sorte à obtenir un isolement des photons générés similaire avec ou sans les particules neutres dans le cône. Le meilleur compromis a été trouvé avec $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}} = 1{,}94\,\mathrm{GeV}/c$ et $\overline{p_{\mathrm{T,\,min}}^{\mathrm{iso}}} = 2{,}91\,\mathrm{GeV}/c$ en ne considérant que les particules chargées (contre $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}} = 2\,\mathrm{GeV}/c$ et $\overline{p_{\mathrm{T,\,min}}^{\mathrm{iso}}} = 3\,\mathrm{GeV}/c$ en présence de toutes les particules comme nous l'avons défini dans la Section 8.2). Les variations du critère d'anti-isolement, permettant de contraindre l'accord entre les fractions d'isolement dans les données ($f_{\mathrm{data}}^{\mathrm{iso}}$) et la simulation ($f_{\mathrm{sim}}^{\mathrm{iso}}$), sont indiquées dans la Table 8.7.

La Figure 8.8 et la Table 8.8 réunissent l'ensemble des sources d'incertitude dont l'effet sur la mesure de la section efficace de production des photons isolés en collisions pp a été étudié. Notons ici que les variations obtenues pour chaque source ont été lissées au préalable suivant la méthode développée dans la Section 7.2.3 (l'Annexe G regroupe quelques figures intermédiaires illustrant la détermination de l'incertitude associée à chaque source ainsi que la procédure de lissage). L'incertitude systématique totale, calculée d'après l'équation (7.15), varie ainsi de 22,1 % à 16 % avec l'impulsion transverse. Elle connaît là aussi une évolution décroissante, totalement dominée par la baisse de l'incertitude associée à la probabilité d'isolement jusqu'à $p_{\mathrm{T}} = 18\,\mathrm{GeV}/c$, avant d'augmenter en raison de l'incertitude liée à la limite supérieure en σ^2_{long} pour les régions de signal ($\mathbb{A}$ et $\mathbb{C}$), plus importante à haut p_{T} dans le cas présent.

La Figure 8.9 présente les distributions finales de la pureté et de la section efficace différentielle

Table 8.7. Valeurs basse, standard et haute du critère d'anti-isolement $\overline{p_{\mathrm{T,\,min}}^{\mathrm{iso}}}$ en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, pour chaque définition de l'impulsion transverse mesurée dans le cône (particules neutres et chargées ou particules chargées seules).

Définition de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$	**$\overline{p_{\mathrm{T,\,min}}^{\mathrm{iso}}}$ (GeV/c)**		
	Basse	Standard	Haute
Particules neutres et chargées	2	3	4
Particules chargées seules	1,94	2,91	3,88

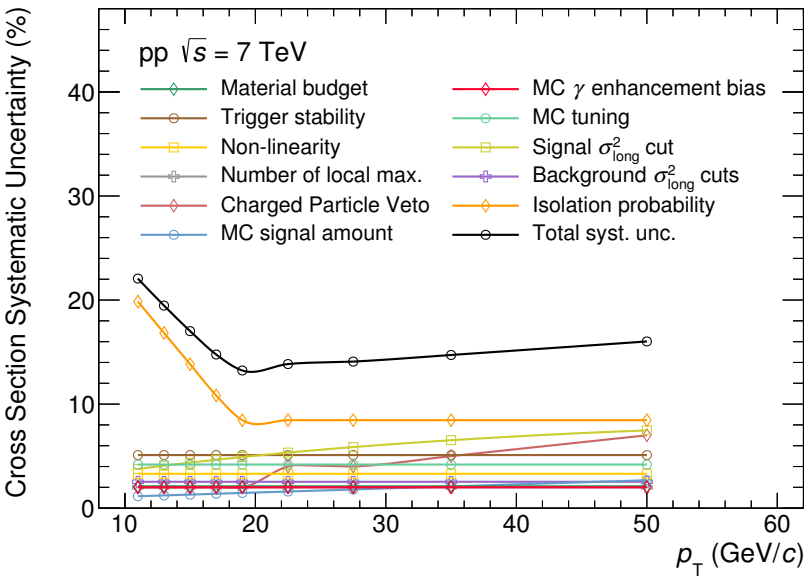
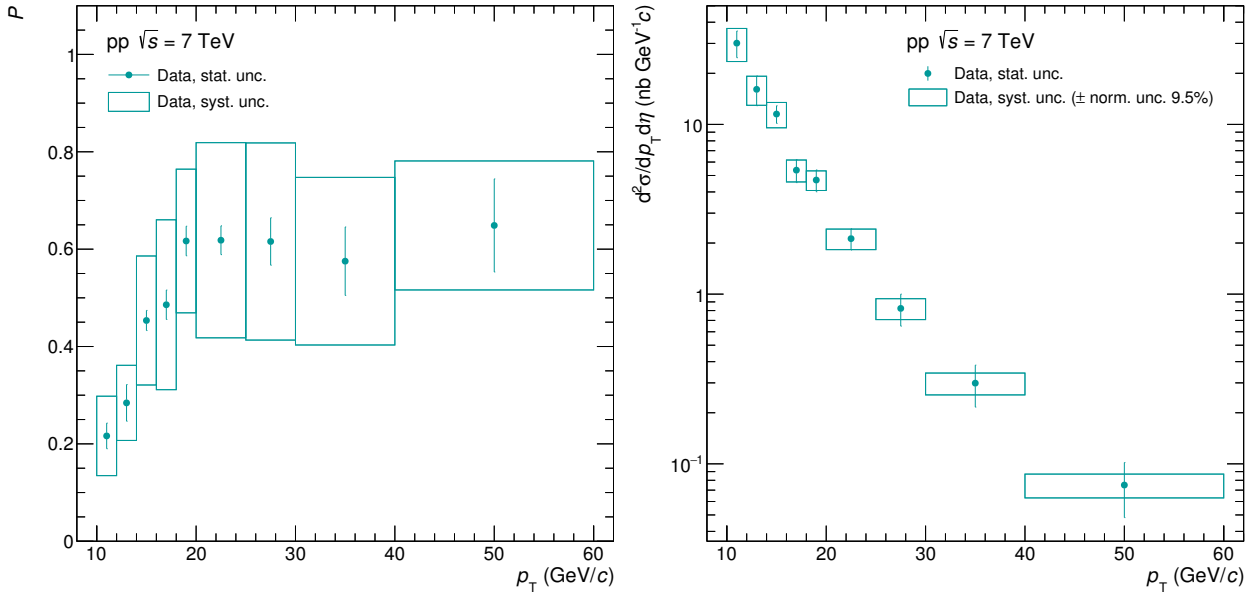


Figure 8.8. Incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés et ses contributions en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ après suppression des fluctuations statistiques résiduelles, en fonction de l'impulsion transverse des photons

Table 8.8. Incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés et ses contributions en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons. Dans un souci de cohérence avec la nomenclature adoptée dans les figures du chapitre précédent, les noms des sources d'incertitude sont ici donnés en anglais.

p_T (GeV/c)	10–12	12–14	14–16	16–18	18–20	20–25	25–30	30–40	40–60
Material budget (%)	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1
Trigger stability (%)	5,1	5,1	5,1	5,1	5,1	5,1	5,1	5,1	5,1
Non-linearity (%)	3,3	3,3	3,3	3,3	3,3	3,3	3,3	3,3	3,3
Number of local maxima (%)	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0
Charged Particle Veto (%)	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	4,0	4,0	5,0	7,0
MC signal amount (%)	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,8	2,1	2,7
MC γ enhancement bias (%)	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0
MC tuning (%)	4,2	4,2	4,2	4,2	4,2	4,2	4,2	4,2	4,2
Signal σ^2_long cut (%)	3,8	4,1	4,4	4,7	4,9	5,3	5,9	6,5	7,5
Background σ^2_long cuts (%)	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5
Isolation probability (%)	19,8	16,8	13,8	10,8	8,5	8,5	8,5	8,5	8,5
Total (%)	22,1	19,5	17,0	14,8	13,2	13,8	14,1	14,7	16,0



(a) (b)

Figure 8.9. (a) Pureté et (b) section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$. L'incertitude de 9,5 % mentionnée dans la légende, non représentée graphiquement, provient de la mesure de la luminosité intégrée détaillée dans la Section 8.3.1.

de production des photons isolés en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, en fonction de leur impulsion transverse, et la Table 8.9 résume les valeurs centrales de la section efficace ainsi que les incertitudes statistique et systématique qui y sont associées. À l'instar de la pureté obtenue en collisions p–Pb, présentée sur la Figure 7.15, la pureté ici rapportée est légèrement inférieure à celle qui résulte de la seule configuration d'analyse standard, montrée sur la Figure 8.5 (b), là encore notamment en raison de l'utilisation de variations n'impliquant que les particules chargées dans le cône d'isolement. La large incertitude systématique obtenue ici est d'ailleurs dominée par ce type de variation.

Table 8.9. Valeur centrale et incertitudes statistique et systématique de la section efficace de production des photons isolés en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons.

p_{T} (GeV/c)	$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}$ (nb GeV^{-1}c)	$\Delta\sigma_{\mathrm{stat}}$ (nb GeV^{-1}c)	$\Delta\sigma_{\mathrm{syst}}$ (nb GeV^{-1}c)
10–12	30,1	5,4	6,6
12–14	16,1	3,2	3,1
14–16	11,5	1,4	2,0
16–18	5,4	0,8	0,8
18–20	4,7	0,7	0,6
20–25	2,1	0,3	0,3
25–30	0,82	0,18	0,12
30–40	0,30	0,08	0,04
40–60	0,075	0,027	0,012

Enfin, les incertitudes déterminées à l'échelle de la section efficace montrent qu'un accroissement de la quantité de données étudiées pourra être profitable à haute impulsion transverse, où l'incertitude statistique est pour le moment dominante, tandis que la région à bas p_{T} pourra être sondée plus précisément à la faveur d'un contrôle plus fin de l'incertitude systématique, légèrement dominante dans le résultat présenté ici. On peut à cet égard citer le cas de l'incertitude associée à la quantité de matériaux traversée par les photons, estimée par ailleurs [250, 272] et appliquée aux mesures de section efficace présentées dans ce manuscrit à titre conservatif. Cette incertitude, qui nécessiterait d'effectuer la mesure dans plusieurs zones restreintes du calorimètre précédées ou non de supermodules du TRD, pourrait à l'avenir profiter d'une statistique plus fournie et également mettre à contribution l'élargissement de la zone fiduciaire, introduite dans la Section 5.3.3, pour pouvoir utiliser la technique d'isolement dans de telles conditions.

Theory guides, experiment decides.
— Nicholas Schoorl

CHAPITRE 9

Résultats en collisions pp et p–Pb : comparaisons et discussions

Sommaire

9.1 Confrontation aux prédictions théoriques 199
9.1.1 Calculs de pQCD au Next-to-Leading Order 200
9.1.2 Correction et normalisation 202
9.1.3 Résultats 203
9.2 Comparaison des mesures en collisions pp et p–Pb 207
9.2.1 Facteur de modification nucléaire 208
9.2.2 Qu'apportent ces mesures au contexte global ? 210
9.3 Perspectives. 212
9.3.1 Amélioration des méthodes d'analyse 212
9.3.2 Pistes de recherche 213

Le travail présenté dans ce manuscrit nous amène désormais à discuter des résultats obtenus sous différents angles. Nous confronterons d'abord les sections efficaces de production des photons isolés mesurées en collisions pp et p–Pb à des prédictions théoriques de chromodynamique quantique perturbative, avant de les comparer quantitativement à travers un facteur de modification nucléaire, puis de les inscrire dans le cadre plus large de résultats rapportés par ailleurs. Enfin, nous conclurons cet ultime chapitre par l'exposition de perspectives pour la mesure des photons isolés, en particulier avec l'expérience ALICE.

9.1 Confrontation aux prédictions théoriques

Comme nous l'avons introduit dans la première partie, la mesure de la production de photons isolés dans les collisions hadroniques est une bonne approximation de celle des photons prompts issus de processus partoniques $2 \to 2$, la technique d'isolement permettant de réduire considérablement la contribution des photons de fragmentation issus des partons. Nous avons également vu que les photons $\gamma_{2\to2}$ donnent accès aux fonctions de distribution des partons – en particulier à celle des gluons – dans le proton (PDF) ou les noyaux (nPDF), à travers la mesure de leur section efficace

de production. Pour estimer l'accord entre cette mesure et sa description dans le cadre de la QCD perturbative, nous avons employé des prédictions théoriques dont nous allons à présent détailler la configuration.

9.1.1 Calculs de pQCD au Next-to-Leading Order

Les calculs utilisés dans le cadre de cette thèse ont été réalisés avec le programme JETPHOX, déjà mentionné dans le Chapitre 2 [155, 273]. Basé sur un code Monte Carlo, JETPHOX permet le calcul des sections efficaces des processus suivants entre deux hadrons A et B :

$$\mathrm{A} + \mathrm{B} \to \gamma + \mathrm{jet} + \mathrm{X} \tag{9.1}$$

$$\mathrm{A} + \mathrm{B} \to \mathrm{hadron} + \mathrm{jet} + \mathrm{X}. \tag{9.2}$$

En d'autres termes, la production de photons ou de hadrons et leurs éventuelles corrélations avec un jet peuvent être étudiées, moyennant l'usage de différentes fonctions de fragmentation (parton → photon ou parton → hadron). Ces calculs sont réalisés par l'approche perturbative de la QCD au NLO [1] en considérant à la fois la production de photons dans les processus partoniques $2 \to 2$ et lors de la fragmentation de partons.

L'intérêt principal de JETPHOX dans notre contexte est la possibilité d'appliquer durant le calcul des critères cinématiques (pseudorapidité, impulsion transverse, etc.) et surtout la technique d'isolement, en choisissant notamment le rayon du cône (R_{cone}) ainsi qu'un seuil fixe ($p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$) ou variable ($\varepsilon$) comme nous les avons introduits dans la Section 2.2.2 [2]. Cela se fait cependant à l'échelle partonique, et non hadronique comme c'est le cas dans une mesure expérimentale, ce qui a nécessité l'emploi d'une correction discutée par la suite.

Enfin, JETPHOX laisse la liberté de choisir les PDF (ou nPDF) ainsi que les fonctions de fragmentation qu'il doit utiliser pour un calcul, de même que les valeurs des échelles de renormalisation (μ_{R}), de factorisation (μ_{F}) et de fragmentation (μ_{f}). En ce qui concerne les fonctions de fragmentation, nous avons choisi d'utiliser le jeu BFG II – probablement le plus répandu dans les prédictions théoriques associées aux mesures de photons isolés – qui rend compte de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon en photon [274].

Le choix des fonctions de distribution des partons et des échelles de calcul, par nature arbitraire, s'est quant à lui accompagné de la détermination d'incertitudes associées. Pour estimer une incertitude théorique relative au choix des (n)PDF, deux méthodes principales peuvent être employées :

- ▷ la première consiste à répéter le calcul désiré avec différents jeux de PDF indépendants – en général deux ou trois – de sorte que l'un d'eux contribue à la valeur centrale du résultat du calcul, tandis que l'écart maximal entre ces différentes fonctions est considéré comme l'incertitude associée à ce choix. Cette méthode est aisée à mettre en œuvre car elle ne nécessite que quelques configurations de calcul, et donc des ressources informatiques moindres ;
- ▷ la seconde méthode se base sur des jeux d'erreur fournis avec les PDF, déterminés à partir du formalisme hessien en opérant un certain nombre de modifications à l'échelle des paramètres d'ajustement des données lorsque les jeux de PDF sont créés [275]. Ces jeux contiennent ainsi généralement une valeur centrale pour la PDF considérée ainsi que plusieurs jeux d'erreur dont la dispersion autour de cette valeur centrale correspond à l'incertitude recherchée. Cette méthode nécessite beaucoup plus de temps de calcul car bien souvent le nombre de jeux d'erreur à considérer est de l'ordre de quelques dizaines.

1. Comme nous l'avons expliqué dans la Section 1.1.2 le NLO, ou "ordre consécutif à l'ordre dominant", considère les diagrammes où apparaissent des termes en α_{s}^2 dans le calcul des sections efficaces de processus partoniques.
2. Pour rappel, nous avons déterminé les critères d'isolement comme $R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$ et $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}} = 2\,\mathrm{GeV}/c$.

Puisque cela était réalisable, nous avons privilégié la seconde approche pour déterminer l'incertitude associée au choix des (n)PDF que nous avons utilisées ici [273].

L'estimation d'une incertitude sur le choix des échelles de calcul (μ_R, μ_F et μ_f) se fait dans le même esprit. Elle repose d'abord sur un calcul de référence pour lequel on fixe la valeur de ces échelles : le plus souvent il s'agit de l'échelle en énergie Q du processus partonique étudié, afin de minimiser les divergences logarithmiques pouvant apparaître dans l'expression de la constante de couplage donnée dans l'équation (1.18). Dans le cas présent – où l'on a mesuré des photons directement issus de processus partoniques – cette échelle en énergie est bien représentée par l'impulsion transverse de ces photons :

$$\mu_\mathrm{R} = \mu_\mathrm{F} = \mu_\mathrm{f} = p_\mathrm{T}. \tag{9.3}$$

Le calcul est ensuite reproduit en variant ces valeurs autour de p_T, généralement d'un facteur 2. Dans le cadre de la *méthode des sept points* adoptée ici [276], seules les échelles de renormalisation et de factorisation sont modifiées indépendamment l'une de l'autre, telles que :

$$\mu_\mathrm{A} \in \left\{\frac{p_\mathrm{T}}{2}, 2\,p_\mathrm{T}\right\} \text{ et } \mu_\mathrm{B} = p_\mathrm{T}, \text{ avec } \frac{1}{2} \leq \frac{\mu_\mathrm{A}}{\mu_\mathrm{B}} \leq 2 \text{ et } \mu_\mathrm{A} \neq \mu_\mathrm{B}, \tag{9.4}$$

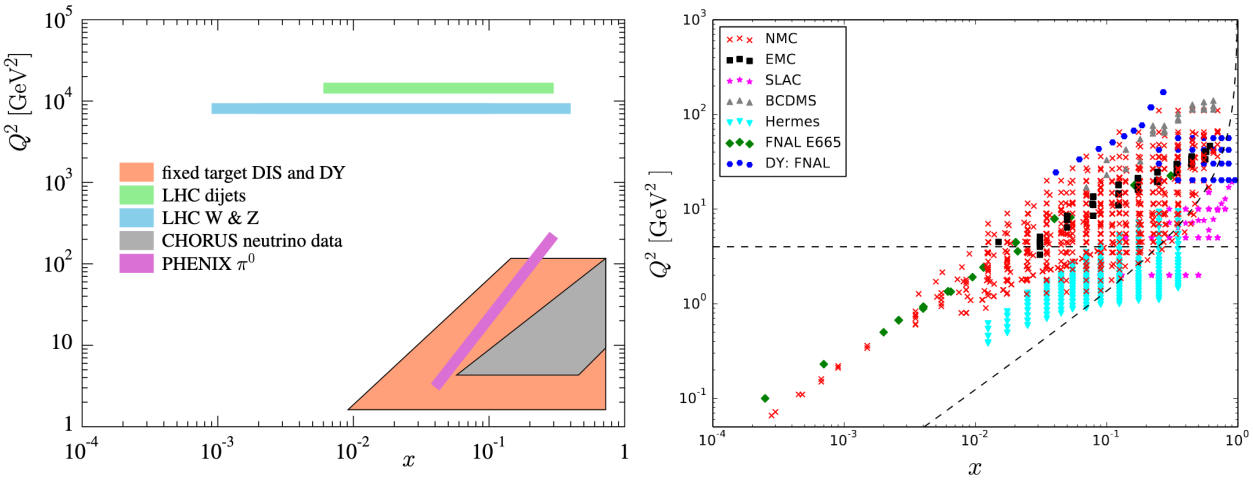
où $(\mu_\mathrm{A}, \mu_\mathrm{B}) \in \{\mu_\mathrm{R}, \mu_\mathrm{F}\}$. Les sept distributions obtenues avec ces configurations sont enfin comparées et, pour chaque intervalle en impulsion transverse, l'écart maximal entre elles est considéré comme l'incertitude associée au choix des échelles.

Pour étudier la sensibilité de la section efficace mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ – présentée dans le Chapitre 8 – nous avons choisi le jeu de PDF CT14 au NLO, assorti de 56 jeux d'erreur [277]. Cette configuration récente se base essentiellement sur des résultats relatifs aux processus à haut transfert d'impulsion Q, où la pQCD est considérée comme fiable sans avoir à recourir à l'introduction de modèles phénoménologiques pour corriger des effets non perturbatifs. Par rapport à son prédécesseur CT10 – qui était basé sur des données d'expériences sur cible fixe et des collisionneurs HERA et Tevatron [278] – le jeu CT14 inclut des données d'expériences du LHC (ATLAS, CMS et LHCb), en particulier concernant la section efficace de production de bosons $\mathrm{W}^\pm$ et Z^0 ainsi que la production inclusive de jets. Au total, 2 947 points de données provenant de 33 expériences ont été analysés pour bâtir CT14.

Dans le cas de la section efficace mesurée en collisions p–Pb à $\sqrt{s_\mathrm{NN}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ – présentée dans le Chapitre 7 – nous avons opté pour deux jeux de nPDF au NLO : EPPS16, basé sur les PDF du proton libre CT14 et accompagné de 40 jeux d'erreur [106], et nCTEQ15np, dont la paramétrisation s'inspire des PDF du proton libre CTEQ6.1M et qui est doté de 32 jeux d'erreur [105, 279]. EPPS16 et nCTEQ15np incluent tous deux des données d'expériences du Fermilab, du SLAC et du collisionneur HERA à propos de processus durs de référence (par exemple, des diffusions lepton-noyau profondément inélastiques) auxquelles s'ajoutent, pour EPPS16 uniquement, des données de diffusions neutrino-noyau, de production de mésons π^0 et des résultats du LHC en collisions p–Pb (mesures de la production de bosons $\mathrm{W}^\pm$ et Z^0 et de jets). Finalement, nCTEQ15np est basé sur 708 points expérimentaux et EPPS16 sur 1 811 points.

La Figure 9.1 présente les régimes cinématiques (Q^2, x) considérés par les jeux EPPS16 et nCTEQ15np. On note que la région sondée par la mesure en collisions p–Pb discutée dans ce manuscrit, $(Q^2, x) \in [(10^2\text{–}3{,}6 \times 10^3\,\mathrm{GeV}^2), (2{,}5 \times 10^{-3}\text{–}3{,}8 \times 10^{-2})]$ [3], n'est pas du tout représentée dans la construction de ces jeux : une comparaison à ces derniers est donc très intéressante pour

3. L'échelle en énergie Q est fixée à l'impulsion transverse des photons ($Q = p_\mathrm{T}$) et l'intervalle de fractions d'impulsion x est calculé d'après l'équation (1.33), avec $y = 0{,}5 \times \ln(A/Z) \approx 0{,}47$ la rapidité du centre de masse d'une collision p–Pb, décalé par rapport à $y = 0$ en raison de son asymétrie.



(a) (b)

Figure 9.1. Représentation de l'espace des phases cinématique (Q^2, x) et des points expérimentaux utilisés pour déterminer les PDF des jeux (a) EPPS16 [106] et (b) nCTEQ15np [105].

tester leur validité dans un régime dans lequel ils ne sont pas contraints.

Avant toute comparaison des résultats obtenus en collisions pp et p–Pb avec les calculs ainsi configurés, il nous faut appliquer une correction à ces derniers pour tenir compte du biais induit par l'isolement partonique de JETPHOX, potentiellement différent de l'isolement hadronique employé expérimentalement. Nous devons également normaliser la section efficace mesurée en collisions p–Pb à un cas équivalent-pp, pour la comparer à la fois avec les prédictions et, par la suite, avec la mesure réalisée en collisions pp.

9.1.2 Correction et normalisation

Le calcul de la section efficace d'un processus hadronique conduisant à la production d'un photon prompt avec JETPHOX (équation (9.1)) ne tient pas compte de la présence d'un événement sous-jacent [4] et ne reproduit pas la phase d'hadronisation consécutive à une collision. Cela signifie que la technique d'isolement y est implémentée à l'échelle des partons émis en voie de sortie des processus considérés, contrairement à la mesure que nous avons réalisée, basée sur les particules neutres et chargées issues de l'hadronisation du milieu.

Il est possible d'estimer le biais induit par cette différence de traitement à l'aide des jeux de simulation γ-jet utilisés au cours de l'analyse, introduits dans les Sections 5.1.2 (p–Pb) et 8.1.1 (pp), en s'inspirant d'une méthode employée par la Collaboration CMS [159, 169]. Elle consiste à calculer un facteur correctif qui correspond au facteur κ^{iso} déjà rencontré dans les Figures 7.1 (a) (p–Pb) et 8.7 (a) (pp), défini comme la fraction de photons prompts générés qui sont isolés :

$$\kappa^{\text{iso}}(p_{\text{T}}) = \frac{\mathrm{d}N^{\text{iso}}_{\gamma,\,\text{gen}}(p_{\text{T}})}{\mathrm{d}p^{\text{gen}}_{\text{T}}} \Bigg/ \frac{\mathrm{d}N_{\gamma,\,\text{gen}}(p_{\text{T}})}{\mathrm{d}p^{\text{gen}}_{\text{T}}}. \tag{9.5}$$

La Table 9.1 rassemble les valeurs obtenues pour ce facteur en collisions pp et p–Pb (les incertitudes statistiques étant négligeables, elles n'y ont pas été rapportées). Comme nous pouvions nous y attendre, la correction est plus forte en collisions p–Pb, où l'événement sous-jacent est notamment

4. C'est-à-dire la population de particules de faible impulsion transverse ne provenant pas de processus partoniques durs, telle que nous l'avons introduite dans la Section 2.2.2 et mesurée selon les méthodes présentées dans la Section 6.1.1.

Table 9.1. Facteur de correction κ^{iso} estimé en collisions pp et p–Pb, pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons isolés.

p_{T} (GeV/c)	κ^{iso}	
	pp	p–Pb
10–12	0,93	0,85
12–14	0,91	0,85
14–16	0,91	0,84
16–18	0,91	0,84
18–20	0,90	0,84
20–25	0,90	0,84
25–30	0,90	0,84
30–40	0,90	0,83
40–60	0,90	0,83

plus important qu'en collisions pp comme nous l'avons montré dans les chapitres précédents. Pour chaque système, cette correction est ainsi appliquée sur la section efficace calculée avec JETPHOX :

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\text{T}})}{\mathrm{d}p_{\text{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)^{\text{pQCD}} \mapsto \kappa^{\text{iso}}(p_{\text{T}}) \times \left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\text{T}})}{\mathrm{d}p_{\text{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)^{\text{pQCD}}. \tag{9.6}$$

Il aurait été possible de procéder inversement, en divisant la section efficace mesurée par κ^{iso} : nous avons préféré corriger les prédictions théoriques afin de préserver les distributions expérimentales les plus indépendantes possibles vis-à-vis de tout modèle.

Avant de comparer les sections efficaces mesurée et calculée en collisions p–Pb il faut, comme nous l'avons mentionné précédemment, normaliser la distribution mesurée de sorte qu'elle s'exprime en valeurs équivalent-pp. Cela est possible grâce à l'utilisation d'un facteur de recouvrement nucléaire, noté $\langle T_{\text{pA}}\rangle$, similaire à celui que nous avons introduit dans la Section 1.2.3, rendant compte du nombre de collisions inélastiques nucléon-nucléon se produisant lors d'une collision proton-noyau. Ce facteur a été mesuré par la Collaboration ALICE en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02\,\text{TeV}$ [266] :

$$\langle T_{\text{pA}}\rangle = (0{,}099\,23 \pm 0{,}001\,70)\,\text{mb}^{-1}. \tag{9.7}$$

Ce n'est alors pas, à proprement parler, la section efficace mesurée qui est normalisée, mais le spectre des photons isolés, puisque $\langle T_{\text{pA}}\rangle$ est homogène à l'inverse d'une section efficace :

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\text{T}})}{\mathrm{d}p_{\text{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)^{\text{pp-equiv}}_{\text{p–Pb}} = \frac{1}{\langle T_{\text{pA}}\rangle} \times \left(\frac{\mathrm{d}^2 N^{\text{iso}}_{\gamma}(p_{\text{T}})}{\mathrm{d}p_{\text{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)_{\text{p–Pb}} \tag{9.8}$$

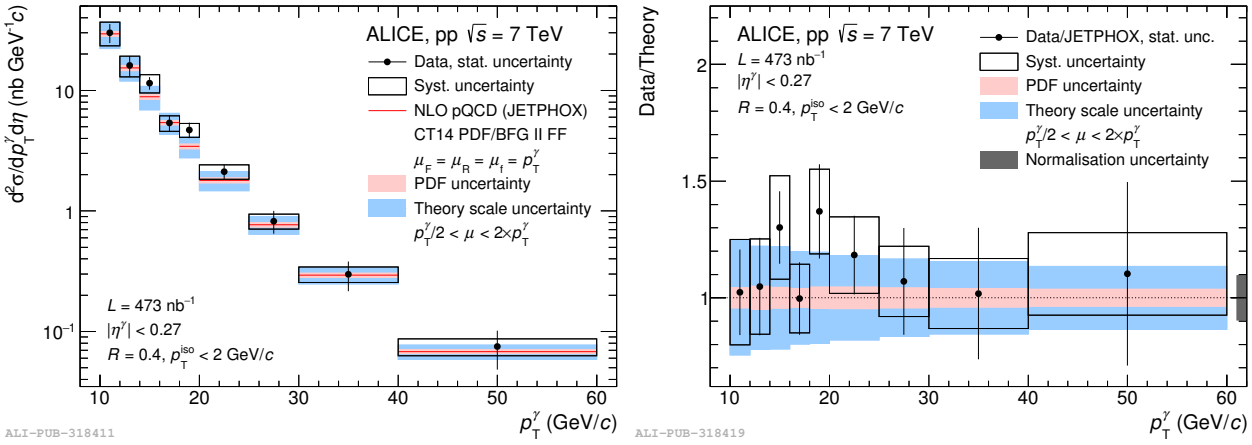
$$\equiv \frac{1}{\langle T_{\text{pA}}\rangle} \times \left(\frac{P(p_{\text{T}})}{\varepsilon^{\text{iso}}_{\gamma}(p_{\text{T}})} \times \frac{\mathrm{d}^2 N^{\text{iso}}_{\text{n}}(p_{\text{T}})}{N_{\text{ev}}\,\mathrm{d}p_{\text{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)_{\text{p–Pb}}. \tag{9.9}$$

9.1.3 Résultats

Les valeurs centrales des sections efficaces de production des photons isolés mesurées dans les collisions pp et p–Pb (équivalent-pp), et calculées dans le cadre de la pQCD au NLO (corrigées par κ^{iso}) sont présentées dans les Tables 9.2 et 9.3. On peut d'ores et déjà constater un accord globalement satisfaisant entre la mesure et les prédictions pour les deux systèmes de collision, et

Table 9.2. Valeur centrale et incertitudes statistique (Stat.) et systématique (Syst.) de la section efficace de production des photons isolés en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, mesurée et calculée avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO avec le jeu de PDF CT14 [277], pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons.

p_T (GeV/c)	$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}p_\text{T}\,\mathrm{d}\eta}\right)_\text{pp}$ (nb GeV^{-1}c)			$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}p_\text{T}\,\mathrm{d}\eta}\right)^\text{pQCD}_\text{pp}$ (nb GeV^{-1}c)
	Centrale	Stat.	Syst.	
10–12	30,1	5,4	6,5	29,4
12–14	16,1	3,2	3,0	15,4
14–16	11,5	1,4	1,9	8,8
16–18	5,4	0,8	0,8	5,4
18–20	4,7	0,7	0,6	3,4
20–25	2,1	0,3	0,3	1,8
25–30	0,82	0,18	0,12	0,77
30–40	0,30	0,08	0,04	0,29
40–60	0,075	0,027	0,012	0,068



(a) (b)

Figure 9.2. (a) Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ et calculée avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec le jeu de PDF CT14 [277] et la fonction de fragmentation BFG II [274]. (b) Rapport des distributions mesurée et théorique. La boîte grise autour de l'unité représente l'incertitude de normalisation (9,5 %) émergeant du calcul de la luminosité associée à la mesure. [173]

également entre les deux scénarios théoriques dans le cas des résultats en collisions p–Pb.

La Figure 9.2 (a) présente la distribution de la section efficace différentielle de production des photons isolés en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, en fonction de leur impulsion transverse [173]. La mesure est comparée à la prédiction de QCD perturbative au NLO élaborée précédemment, basée sur le jeu de fonctions de distribution des partons CT14 et la fonction de fragmentation BFG II. Le rapport mesure-théorie est quant à lui montré sur la Figure 9.2 (b). Les incertitudes associées au choix des PDF et des échelles de calcul sont présentées sous forme de bandes. La boîte grise adjointe au rapport, autour de l'unité, matérialise l'incertitude de normalisation émergeant du calcul de la luminosité associée à la mesure comme nous l'avons expliqué dans la Section 8.3.1 : elle s'élève à 9,5 %.

Les incertitudes théoriques sont dominées par la variation des échelles de renormalisation et de factorisation, évoluant de 25 % à 14 % à mesure que p_T croît de 10 GeV/c à 60 GeV/c. Ce

comportement est cohérent avec les propos développés dans la première partie de ce manuscrit au sujet du régime cinématique dans lequel l'approche perturbative de la QCD est raisonnablement applicable, devenant moins pertinente et moins précise lorsque p_{T} diminue. L'incertitude associée au jeu de PDF CT14 est quant à elle très stable par rapport à l'impulsion transverse et s'élève tout au plus à 5 %. En considérant ces incertitudes théoriques ainsi que les incertitudes expérimentales accompagnant notre mesure, celle-ci est jugée compatible avec la prédiction.

S'il ne semble pas possible de dégager des contraintes sur les fonctions de distribution des partons CT14 en raison des larges incertitudes associées à la mesure, on peut toutefois noter que la majorité des valeurs centrales du rapport mesure-théorie sont légèrement supérieures à l'unité, pouvant signifier que la prédiction au NLO employée ici sous-estime la section efficace de production des photons isolés. Cette observation rejoint les quelques résultats récents d'autres expériences du LHC présentés dans le Chapitre 2, dont les rapports théorie-mesure – inverses du nôtre – sont systématiquement inférieurs à l'unité [5]. Rappelons que nous avons évoqué dans ce même chapitre qu'améliorer la précision du calcul à l'ordre supérieur (NNLO) amenait à des valeurs de section efficace plus élevées qu'au NLO [178], il serait donc pertinent de comparer notre mesure à ce type de prédiction.

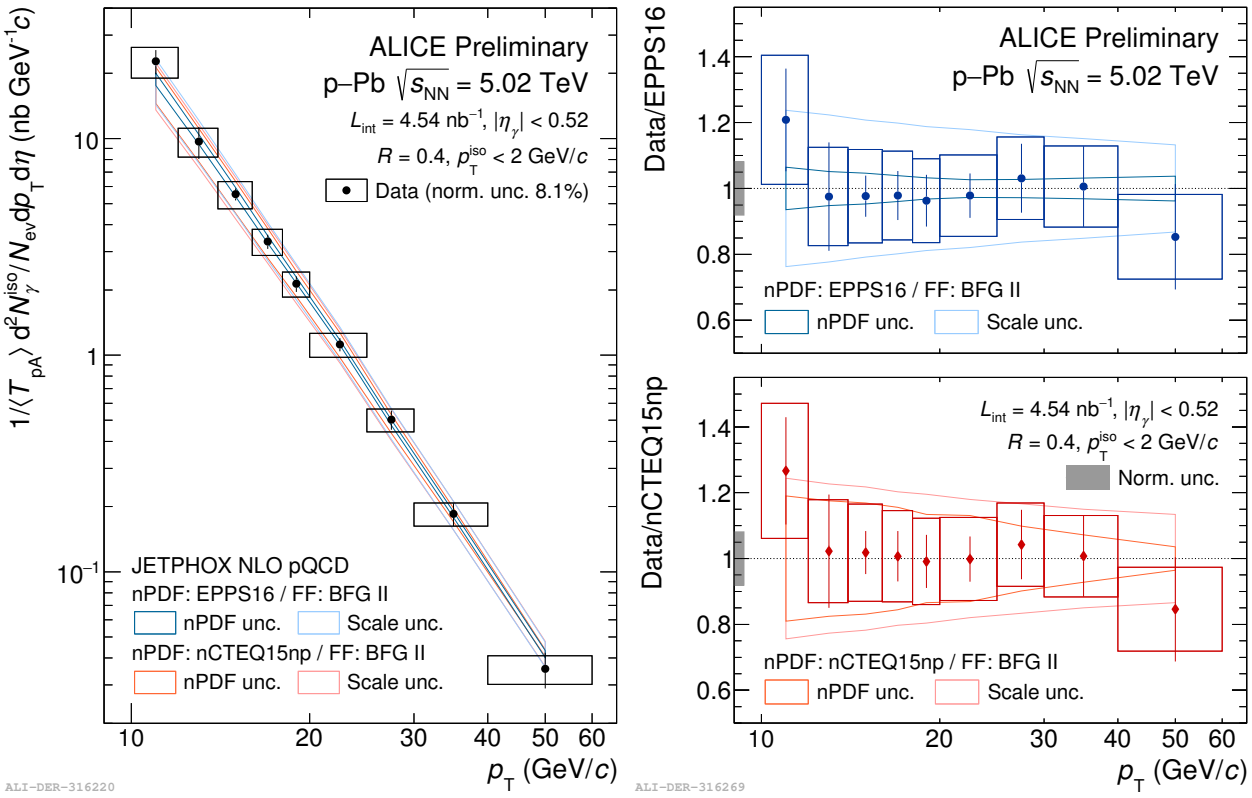
La Figure 9.3 (a) présente la distribution de la section efficace différentielle de production des photons isolés en collisions p–Pb (équivalent-pp) à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, en fonction de leur impulsion transverse. La mesure est comparée aux prédictions de QCD perturbative au NLO élaborées précédemment, basées sur les deux jeux de fonctions de distribution nucléaires des partons EPPS16 et nCTEQ15np, et sur la fonction de fragmentation BFG II. Le rapport mesure-théorie pour chaque jeu de nPDF est quant à lui montré sur la Figure 9.3 (b). Là encore, la boîte grise adjointe aux rapports, autour de l'unité, matérialise l'incertitude de normalisation émergeant du calcul de la luminosité associée à la mesure comme nous l'avons expliqué dans la Section 7.1.2 : elle s'élève ici à 8,1 %.

Dans le cas présent, les incertitudes théoriques sont également dominées par la variation des échelles de calcul, évoluant de 23 % à 13 % pour EPPS16 et de 25 % à 13 % pour nCTEQ15np à

Table 9.3. Valeur centrale équivalent-pp et incertitudes statistique (Stat.) et systématique (Syst.) de la section efficace de production des photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, mesurée et calculée avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO avec les jeux de nPDF EPPS16 et nCTEQ15np [105, 106], pour chaque intervalle en impulsion transverse des photons.

p_{T} (GeV/c)	$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)^{\text{pp-equiv}}_{\text{p–Pb}}$ (nb GeV^{-1}c)			$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)^{\text{pQCD}}_{\text{p–Pb}}$ (nb GeV^{-1}c)	
	Centrale	Stat.	Syst.	EPPS16	nCTEQ15np
10–12	22,7	2,9	3,4	18,8	17,9
12–14	9,7	1,6	1,5	9,9	9,5
14–16	5,5	0,4	0,7	5,7	5,4
16–18	3,3	0,3	0,4	3,4	3,3
18–20	2,1	0,2	0,2	2,2	2,2
20–25	1,1	0,1	0,1	1,1	1,1
25–30	0,50	0,05	0,05	0,49	0,48
30–40	0,18	0,02	0,02	0,18	0,18
40–60	0,036	0,007	0,005	0,042	0,042

5. Ces résultats ont été obtenus à des énergies dans le centre de masse plus élevées que celle que nous considérons : nous comparerons par la suite notre mesure à d'autres résultats à la même énergie ($\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$).



(a) (b)

Figure 9.3. (a) Section efficace différentielle de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurée en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV et calculée avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec les jeux de nPDF EPPS16 et nCTEQ15np [105, 106] et la fonction de fragmentation BFG II [274]. (b) Rapports des distributions mesurée et théoriques. La boîte grise autour de l'unité représente l'incertitude de normalisation (8,1 %) émergeant du calcul de la luminosité associée à la mesure.

mesure que p_T croît. Ces amplitudes sont très similaires à celles constatées précédemment concernant la prédiction en collisions pp, démontrant la cohérence du formalisme perturbatif de la QCD d'un système de collision à l'autre. Les incertitudes associées aux deux jeux de nPDF utilisés ici sont plus contrastées : dans le cas d'EPPS16 elle demeure stable autour de 4 %, avec toutefois un maximum à 7 % pour l'extrémité inférieure du régime en impulsion sondé. Dans le cas de nCTEQ15np, l'incertitude varie significativement avec p_T : elle est comparable à celle d'EPPS16 à haute impulsion transverse mais est presque trois fois plus importante à bas p_T (19 %).

Cette différence peut s'expliquer intuitivement par le plus faible nombre de points de données ajustés pour la détermination de nCTEQ15np (708, contre 1 811 pour EPPS16), de même que par la plus grande variété des processus étudiés par EPPS16. Comme nous l'avons aussi mentionné, ces deux jeux de nPDF n'ont actuellement aucune contrainte expérimentale aux faibles valeurs de x, si bien que la propagation des fonctions de distribution vers ce régime est hautement dépendante de méthodes parfois divergentes d'un jeu à l'autre (par exemple, différents nombres de paramètres d'ajustement ou valeurs de coupure sur l'impulsion transférée Q). Quoi qu'il en soit, en considérant ces incertitudes théoriques ainsi que les incertitudes expérimentales accompagnant notre mesure, celle-ci est totalement compatible avec les deux scénarios prédictifs. S'il est, là encore, impossible de tirer de véritables contraintes sur les jeux de nPDF utilisés, quelques commentaires s'imposent.

D'une part, on remarque que le rapport mesure-théorie est légèrement plus faible lorsque le calcul est basé sur EPPS16, en particulier à faible impulsion transverse (ou faible x) : ceci peut s'expliquer

par la prédiction d'un shadowing [6] des fonctions de distribution des partons – en particulier de celle du gluon – plus fort dans le cas de nCTEQ15np, conduisant à une section efficace calculée moins élevée à faible x comme le montre la courbe noire sur la Figure 9.4. Cela peut vouloir dire que les données du LHC incluses dans la construction d'EPPS16 favorisent moins l'atténuation des PDF en présence d'un milieu nucléaire [273].

D'autre part on devine, à l'échelle du rapport mesure-théorie, une tendance potentiellement décroissante à mesure que p_{T} augmente. Il est tentant d'interpréter ce comportement comme une transition douce du régime de shadowing vers celui d'antishadowing, dont les effets seraient surtout perceptibles dans les prédictions et se matérialiseraient par une augmentation des nPDF par rapport aux PDF du proton libre : la Figure 9.4 montre précisément ce comportement lorsque les nPDF sont comparées à leurs PDF de base (CT14 pour EPPS16 et nCTEQ15np_1_1 [7] pour nCTEQ15np). Si ces effets n'apparaissaient pas – ou se manifestaient moins – expérimentalement, le rapport mesure-théorie (Figure 9.3 (b)) serait ainsi caractérisé par une évolution opposée à celle des courbes de la Figure 9.4, ce qui semble être le cas pour le résultat discuté ici. Notons d'ailleurs que l'impulsion transverse maximale accessible à notre mesure ($p_{\mathrm{T}} = 60\,\mathrm{GeV}/c$) correspond à une fraction d'impulsion maximale $x \approx 3{,}8 \times 10^{-2}$, non loin de la valeur de transition entre les phénomènes de shadowing et d'antishadowing comme nous l'avons montré avec la Figure 1.18. Cependant, la relative contrainte qui s'applique aux extrémités de l'intervalle en impulsion transverse sondé ici ne pourra être confirmée ou infirmée qu'avec une diminution des incertitudes expérimentales.

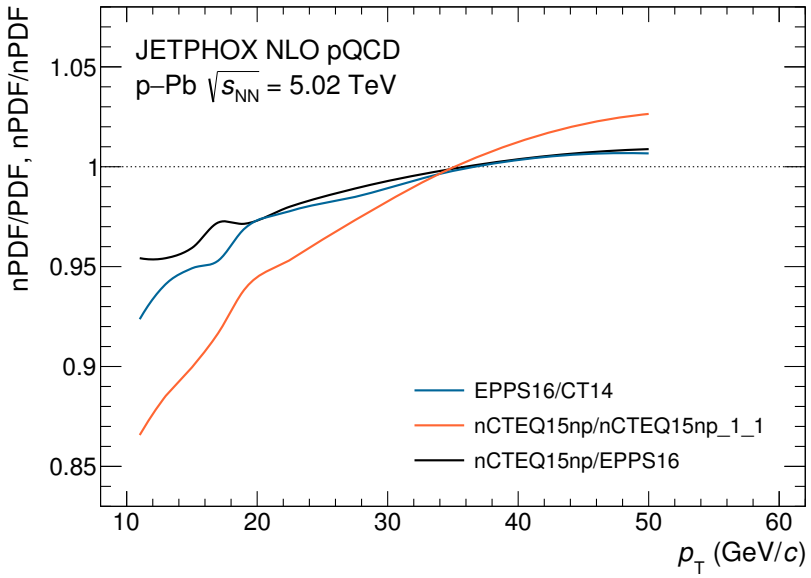


Figure 9.4. Rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, calculées avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec les jeux de (n)PDF CT14, EPPS16, nCTEQ15np_1_1 et nCTEQ15np [105, 106, 277] et la fonction de fragmentation BFG II [274].

9.2 Comparaison des mesures en collisions pp et p–Pb

Afin d'étayer notre interprétation, il est également pertinent de comparer les deux mesures présentées dans ce manuscrit, réalisées dans deux systèmes de collision différents, et d'inscrire ces résultats dans le contexte global des mesures de photons isolés réalisées par ailleurs.

6. Si cela est nécessaire le lecteur est invité à consulter la Section 1.2.4, dans laquelle la notion de shadowing est introduite comme un effet nucléaire froid affectant les partons dont $x \lesssim 4 \times 10^{-2}$.

7. L'adjonction de "_1_1" illustre le fait que le jeu de nPDF nCTEQ15np peut être employé pour n'importe quel noyau contenant A nucléons et Z protons. Ici, $A = Z = 1$ permet d'accéder aux PDF du proton libre de nCTEQ15np.

9.2.1 Facteur de modification nucléaire

Dans le Chapitre 2, nous avons présenté quelques résultats du LHC sous la forme de facteurs de modification nucléaire : R_{AA} pour comparer des mesures en collisions Pb–Pb et pp, et R_{pA} lorsque des collisions p–Pb et pp sont mises en jeu comme c'est le cas pour les résultats présentés ici. En reprenant la notation utilisée précédemment, ce facteur est défini de la manière suivante :

$$R_{\mathrm{pA}}(p_{\mathrm{T}}) = \left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\mathrm{T}})}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)^{\text{pp-equiv}}_{\text{p–Pb}} \Bigg/ \left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\mathrm{T}})}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)_{\text{pp}}, \tag{9.10}$$

où le numérateur a été défini dans l'équation (9.8) comme le spectre des photons isolés mesuré en collisions p–Pb et normalisé à l'aide du facteur de recouvrement nucléaire $\langle T_{\mathrm{pA}}\rangle$.

Cependant, nous avons ici affaire à deux mesures effectuées à différentes énergies dans le centre de masse, $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ (p–Pb) et $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ (pp), c'est pourquoi la section efficace équivalent-pp mesurée dans les collisions p–Pb est plus faible que celle obtenue dans les collisions pp, comme le montrent les valeurs rapportées dans les Tables 9.2 et 9.3. Si l'on souhaite estimer la possible modification de la production des photons isolés due à la présence de noyaux lors de la collision, il nous faut alors comparer des mesures réalisées à la même énergie dans le centre de masse. Fin 2017, l'expérience ALICE a recueilli des données en collisions pp à $\sqrt{s} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$: si elles sont actuellement analysées par une équipe de la collaboration dans le but d'étudier des corrélations photon-hadron et photon-jet [256], nous avons choisi de nous appuyer sur la mesure effectuée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, longuement mûrie, discutée dans ce manuscrit et tout juste publiée [149, 150, 159, 173, 263].

Ce choix présente l'avantage de recourir à deux résultats obtenus avec le même cadre d'analyse – développé dans les Chapitres 5 à 8 – avec la conséquence intéressante d'une annulation partielle, lors du calcul du facteur de modification nucléaire, des incertitudes systématiques associées à ces mesures. Utiliser le résultat obtenu en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ impose toutefois une extrapolation de la section efficace afin d'estimer celle que l'on pourrait mesurer à $\sqrt{s} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$. L'équation (9.10)

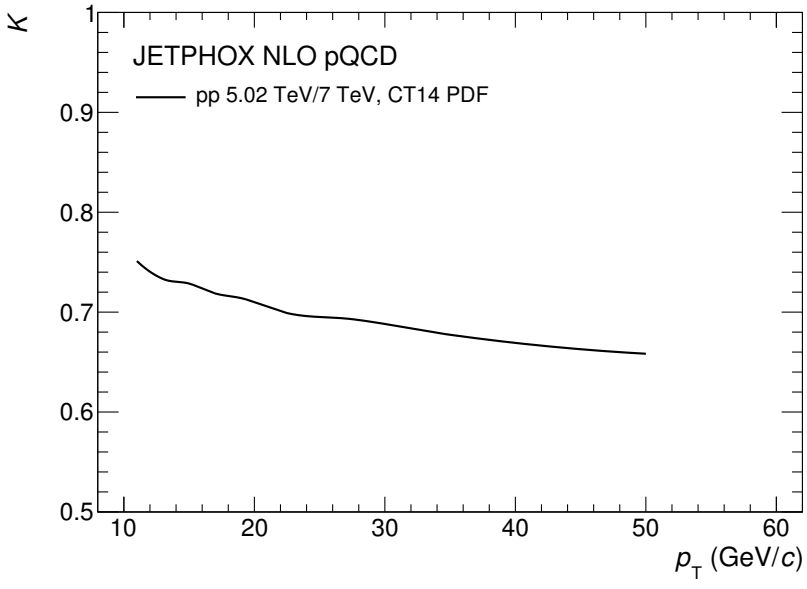


Figure 9.5. Rapport des sections efficaces différentielles de production des photons isolés en collisions pp à $\sqrt{s} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ et à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$, calculées avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec le jeu de PDF CT14 [277] et la fonction de fragmentation BFG II [274]. Cette distribution $K(p_{\mathrm{T}})$ est utilisée pour extrapoler la section efficace mesurée à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ vers une mesure artificielle à $\sqrt{s} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$.

devient donc

$$R_{\mathrm{pA}}(p_{\mathrm{T}}) = \left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\mathrm{T}})}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)^{\text{pp-equiv}}_{\text{p–Pb}} \Bigg/ \left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\mathrm{T}})}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)^{\text{extra}}_{\text{pp}}, \tag{9.11}$$

avec

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\mathrm{T}})}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)^{\text{extra}}_{\text{pp}} = K(p_{\mathrm{T}}) \times \left(\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_{\mathrm{T}})}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\eta}\right)_{\text{pp}}, \tag{9.12}$$

où le premier terme représente la section efficace en collisions pp extrapolée *via* le facteur $K(p_{\mathrm{T}})$. Ce dernier peut être déterminé en comparant les sections efficaces prédites à l'aide de la pQCD au NLO pour des collisions pp à $\sqrt{s} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ et à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$. Il est présenté sur la Figure 9.5.

Une fois l'extrapolation réalisée, le facteur de modification nucléaire peut être calculé suivant l'équation (9.11). Les mesures comparées par ce biais étant indépendantes, nous avons sommé leurs incertitudes statistiques de façon quadratique pour déterminer celle associée au R_{pA}. L'incertitude systématique de ce dernier dépend néanmoins de sources majoritairement communes aux deux systèmes de collision, dont l'effet sur la mesure de section efficace est parfois le même. En comparant les Tables 7.5 et 8.8, on voit que c'est le cas de deux sources dans ce travail : la quantité de matériaux traversée par les photons avant détection et le nombre de maxima locaux dans chaque cluster reconstruit par le calorimètre EMCal, conduisant toutes deux à une incertitude de 2 % sur les sections efficaces mesurées en collisions pp et p–Pb. Nous avons ainsi calculé l'incertitude systématique du R_{pA} en sommant quadratiquement celles associées aux deux sections efficaces, en ayant pris soin de retirer les deux sources mentionnées au préalable.

La distribution du facteur de modification nucléaire de la production de photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ est présentée sur la Figure 9.6. Elle est comparée aux deux prédictions de pQCD au NLO incluant des effets nucléaires froids (EPPS16 et nCTEQ15np). Chacune des sections efficaces calculée de la sorte est divisée par les PDF sur lesquelles se basent les nPDF utilisées : CT14 pour EPPS16 et nCTEQ15np_1_1 pour nCTEQ15np. Les incertitudes

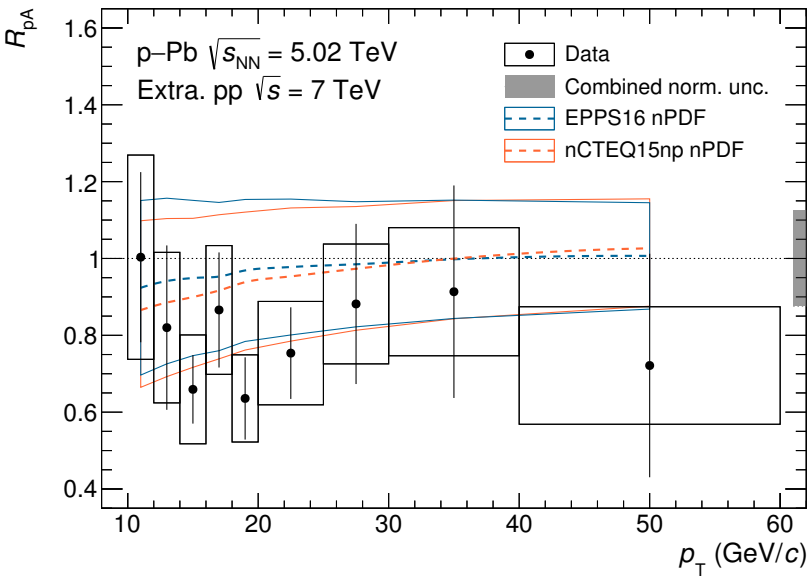


Figure 9.6. Rapport de modification nucléaire de la production de photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ en fonction de l'impulsion transverse des photons. La mesure s'accompagne de prédictions calculées avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec les jeux de (n)PDF CT14, EPPS16, nCTEQ15np_1_1 et nCTEQ15np [105, 106, 277] et la fonction de fragmentation BFG II [274]. Les incertitudes théoriques correspondent à la somme quadratique des incertitudes associées aux nPDF et aux échelles de calcul. La boîte grise autour de l'unité représente l'incertitude de normalisation combinée (12,5 %) émergeant du calcul de la luminosité associée à chaque mesure.

théoriques sont obtenues en sommant quadratiquement les incertitudes associées aux nPDF et aux échelles de calcul, visibles de façon indépendante sur la Figure 9.3. Enfin, l'incertitude de normalisation combinée émergeant du calcul de la luminosité associée à chaque mesure est obtenue par l'intermédiaire d'une somme quadratique des deux incertitudes rapportées précédemment (9,5 % en collisions pp et 8,1 % en collisions p–Pb) : elle s'élève à 12,5 % et est représentée sous la forme d'une boîte grise autour de l'unité sur la Figure 9.6.

À l'exception du premier intervalle en impulsion transverse (10–12 GeV/c), les valeurs centrales du facteur de modification sont systématiquement inférieures à l'unité : cela semble mettre en évidence la présence d'effets nucléaires froids affectant la production de photons isolés dans les collisions p–Pb. En tenant compte des incertitudes, à la fois théoriques et expérimentales, la distribution mesurée est en accord avec les calculs de pQCD prédisant une atténuation de la section efficace à bas p_{T}. Comme nous l'avions remarqué avec la Figure 9.3 (b), ce résultat semble légèrement favoriser la description basée sur le jeu de nPDF nCTEQ15np, même si les deux scénarios théoriques restent totalement compatibles en considérant leurs incertitudes. Malgré tout, les larges incertitudes expérimentales rapportées ici ne nous permettent pas d'affirmer que le facteur de modification nucléaire dévie significativement de l'unité, en particulier à faible impulsion transverse où des fluctuations ont cours entre 14 GeV/c et 20 GeV/c. Seule une diminution des incertitudes, en étudiant une plus grande quantité de données et en affinant les méthodes d'analyse, pourra permettre de statuer sur cette observation.

9.2.2 Qu'apportent ces mesures au contexte global ?

Dans les sections précédentes, nous avons parfois comparé qualitativement les résultats obtenus durant cette thèse à d'autres mesures effectuées par ailleurs, notamment au LHC dont nous avons montré l'apport à l'étude des photons isolés dans la Section 2.3.2. Nous allons ici donner quelques comparaisons plus quantitatives en ce qui concerne la mesure réalisée en collisions pp, puisque ce système de collision a été largement étudié sous le prisme des photons isolés par le passé.

La Figure 9.7 présente les rapports des sections efficaces de production des photons isolés mesurées et calculées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ par les collaborations ATLAS et CMS au LHC [167, 169], ainsi que le rapport mesure-théorie que nous avons obtenu dans le cadre de cette thèse avec l'expérience ALICE [173]. Le choix d'effectuer une comparaison à l'échelle des rapports mesure-théorie est motivé par les différents critères d'isolement employés dans les trois mesures, rendant moins évidente une comparaison directe des distributions mesurées de la section efficace. Ces critères d'isolement sont rappelés ici, et sont accompagnés des paramètres de la prédiction théorique associée à chaque résultat :

ATLAS [167] $R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 3\,\mathrm{GeV}/c$, prédiction de pQCD au NLO avec JETPHOX et le jeu de PDF CTEQ6.6 [280] ;

CMS [169] $R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 5\,\mathrm{GeV}/c$, prédiction de pQCD au NLO avec JETPHOX et le jeu de PDF CT10 [278] ;

ALICE [173] $R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 2\,\mathrm{GeV}/c$, prédiction de pQCD au NLO avec JETPHOX et le jeu de PDF CT14 [277].

Malgré des critères d'isolement différents, affectant potentiellement la proportion mesurée de photons isolés réellement issus de processus partoniques $2 \to 2$, les trois rapports mesure-théorie comparés ici sont compatibles sur l'intervalle en impulsion transverse commun (15–60 GeV/c). Chaque mesure semble également en accord avec la prédiction de pQCD à laquelle elle est comparée en considérant les incertitudes théoriques, non rapportées ici. Bien que ses incertitudes soient larges, le résultat de la Collaboration ALICE obtenu dans le cadre de cette thèse permet avant tout d'étendre l'intervalle

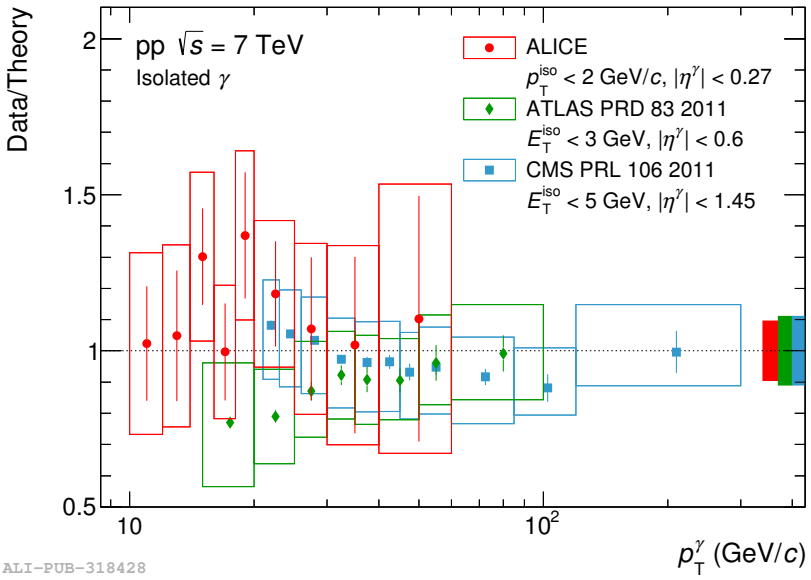


Figure 9.7. Rapports des sections efficaces différentielles de production des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, mesurées en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV et calculées avec le programme JETPHOX dans le cadre de la pQCD au NLO, avec les jeux de PDF CT14 [277] (ALICE), CTEQ6.6 [280] (ATLAS) et CT10 [278] (CMS). Les barres verticales représentent les incertitudes statistiques et les boîtes correspondent à la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques. Les boîtes de couleur autour de l'unité représentent l'incertitude de normalisation associée à chaque résultat (9,5 % pour ALICE, 11 % pour ATLAS et CMS). [173]

en impulsion transverse sondé par ce type d'observable vers un régime inexploré ($p_T < 15\,\text{GeV}/c$), démontrant ainsi la faisabilité de ce type de mesure à plus bas p_T.

Si l'on souhaite comparer notre résultat à des mesures réalisées à d'autres énergies dans le centre de masse, mais également raisonner en termes cinématiques adaptés au langage des fonctions de distribution des partons, il est plus approprié d'utiliser la fraction d'impulsion transverse x_T. Dans la Section 2.3.1, nous avons présenté le statut des mesures de la production de photons isolés en collisions pp et $p\overline{p}$ à mi-rapidité pour différentes énergies dans le centre de masse, au moment où le LHC fournissait ses premiers résultats [163]. Cette comparaison en fonction de x_T a été adaptée en tenant compte des derniers résultats d'ATLAS et de CMS – listés dans la Table 2.2 [8] – ainsi que de notre mesure. La normalisation par $(\sqrt{s})^n$ avec $n \approx 4{,}5$, mentionnée dans la Section 2.3.1, a été appliquée, résultant en la Figure 9.8.

La section efficace mesurée par l'expérience ALICE s'inscrit parfaitement dans la tendance générale après normalisation, démontrant que toutes les mesures rapportées ici sont sensibles aux mêmes mécanismes de production des photons. Surtout, les faibles impulsions transverses atteintes par notre mesure permettent, à l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$, de sonder le plus faible régime cinématique accessible aux photons isolés à mi-rapidité à l'heure actuelle. Lorsque les incertitudes expérimentales auront été améliorées, il sera ainsi possible de tester la fonction de distribution du gluon, montrée sur la Figure 1.11, voire de la contraindre autour de $x \approx 10^{-3}$.

Au sujet de notre mesure de la production de photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02\,\text{TeV}$, il s'agit du tout premier résultat en la matière au LHC. Comme nous l'avons vu, les incertitudes associées à cette mesure ne sont pas encore suffisamment faibles pour contraindre les nPDF auxquelles nous l'avons confrontée, mais nous avons montré qu'elle est compatible avec la QCD perturbative au NLO, tout en indiquant peut-être la présence d'effets nucléaires froids lorsqu'elle est comparée à la mesure réalisée en collisions pp. Il serait là aussi très intéressant de mettre en parallèle notre résultat en collisions p–Pb et d'autres mesures de photons isolés en collisions proton-noyau, notamment celle

8. À l'exception de la mesure réalisée par CMS en collisions pp à $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$, publiée très récemment [176].

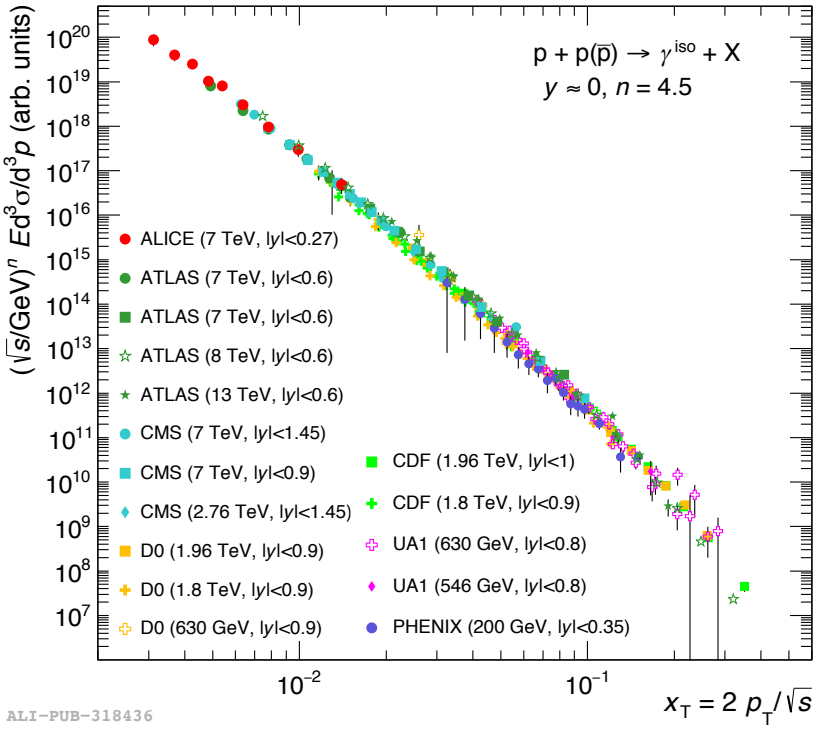


Figure 9.8. Compilation de différentes mesures de section efficace de production des photons isolés en collisions pp et $\mathrm{p\overline{p}}$ à mi-rapidité en fonction de leur fraction d'impulsion transverse x_{T}, avec une normalisation par l'énergie dans le centre de masse. La mesure d'ALICE, discutée dans ce manuscrit, est représentée par les points rouges à bas x_{T}. [163, 173]

de la Collaboration ATLAS à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 8{,}16\,\mathrm{TeV}$, montrée sur la Figure 2.12, dont l'écart avec la prédiction de pQCD employée n'est pas totalement compensé par les incertitudes rapportées [171].

9.3 Perspectives

Les résultats obtenus au cours de cette thèse et présentés dans ce manuscrit donnent accès à un régime cinématique inexploré jusqu'alors. Ils nous ont permis de tester l'approche perturbative de la chromodynamique quantique au NLO ($\propto \alpha_{\mathrm{s}}^2$) avec différentes fonctions de distribution des partons dans le proton (CT14) et dans le noyau (EPPS16, nCTEQ15np), et de dresser quelques conclusions préliminaires sur la qualité de l'accord entre ces prédictions et nos mesures. Cependant, les incertitudes associées à ces dernières nous incitent à la prudence, et nous permettent surtout de lister quelques pistes d'améliorations et perspectives pour l'étude de la production de photons isolés dans la matière hadronique, en particulier avec l'expérience ALICE.

9.3.1 Amélioration des méthodes d'analyse

L'une des premières remarques que l'on peut formuler concerne la précision des résultats présentés sur les Figures 9.2 (pp) et 9.3 (p–Pb). Dans les deux cas, l'incertitude statistique est élevée, en particulier pour la mesure en collisions pp où il s'agit de l'incertitude dominante, au-delà de l'incertitude systématique. Le constat est presque inverse pour la mesure en collisions p–Pb, où l'incertitude totale est globalement dominée par les sources systématiques. Plusieurs axes d'amélioration sont ainsi envisageables à cet égard, certains plus aisés et rapides à mettre en œuvre que d'autres.

D'une part il semble évident que, du point de vue statistique, les mesures de la production de photons isolés profiteront à l'avenir d'une quantité de données accrue. À titre d'exemple, la prise de

données durant le Run II du LHC (2015–2018) s'est concentrée en grande partie sur un système de collision (pp à $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$) : une analyse combinée de ces trois ans de données sur l'intervalle en impulsion transverse 10–200 GeV/c est en cours au sein de la Collaboration ALICE [269] et devrait permettre de mesurer des valeurs de section efficace beaucoup plus précises que celles que nous avons obtenues, tout en repoussant les frontières cinématiques jusqu'à $x \lesssim 8 \times 10^{-4}$.

D'autre part, il est possible d'imaginer une optimisation de la sélection expérimentale détaillée dans le Chapitre 5 pour identifier les photons prompts. Nous y avons énuméré un certain nombre de critères qui pourraient, par exemple, être assouplis s'ils s'avéraient trop stricts pour l'analyse de données de meilleure qualité. Un point sur lequel nous avons insisté dans la Section 5.3.3 concerne la zone fiduciaire, définie à l'intérieur de la couverture du calorimètre EMCal pour éviter de tronquer le cône d'isolement. Nous avons montré, pour notre mesure de section efficace en collisions p–Pb, que l'élargissement de cette zone permettait un accroissement substantiel du nombre de photons prompts candidats sans biaiser l'estimation de la pureté des photons isolés. On peut donc envisager la généralisation de cette méthode pour diminuer l'incertitude statistique d'une mesure ultérieure. Comme nous l'avons mentionné dans le Chapitre 4, le calorimètre EMCal a également été étendu à partir du Run II du LHC avec l'ajout de DCal [217], conduisant là aussi à un nombre de photons prompts candidats potentiellement plus élevé dans les données recueillies depuis.

Outre une amélioration de la précision statistique des sections efficaces de production des photons isolés mesurées par l'expérience ALICE, l'incertitude systématique devra elle aussi être réduite dans de futures études si l'on veut être en mesure de contraindre les (n)PDF. Comme le montrent les Figures 7.12 (b) et 8.8, cette incertitude est fortement dominée par la probabilité d'isolement. Pour rappel, cette contribution rend compte de la corrélation qui existe entre la forme des clusters candidats (σ^2_{long}) et l'impulsion transverse mesurée dans le cône d'isolement ($p_{\text{T}}^{\text{iso}}$), et ce sous différentes conditions (charge des particules dans le cône, critère d'anti-isolement $p_{\text{T, min}}^{\overline{\text{iso}}}$ et modélisation du double ratio des fractions d'isolement). Elle est principalement alimentée par la reproduction imparfaite de ces paramètres ainsi que des traces de particules chargées par simulation : même si cette dernière a été considérablement affinée ces dernières années [252], une marge de progression subsiste à l'échelle de la prise de données, en particulier du point de vue de la calibration de la TPC qui a déjà été améliorée durant le Run II du LHC.

Il nous faut aussi souligner l'importance des hypothèses posées pour estimer la pureté des photons isolés, de même que la nature des corrections qui y sont apportées. Comme nous l'avons suggéré dans la Section 6.2.2, un nombre de photons prompts candidats suffisant pourrait permettre de s'affranchir du biais dû aux photons de décroissance appariés à faible impulsion transverse : en reconstruisant par masse invariante les mésons π^0 qui en sont majoritairement à l'origine, il serait en effet possible d'exclure ces photons de l'estimation de la pureté. Couplée à une meilleure description simulée de la forme des clusters et de l'impulsion dans le cône d'isolement, cette soustraction des photons de décroissance pourrait, à terme, rendre inutiles les corrections de la pureté et ainsi diminuer grandement l'incertitude systématique associée.

9.3.2 Pistes de recherche

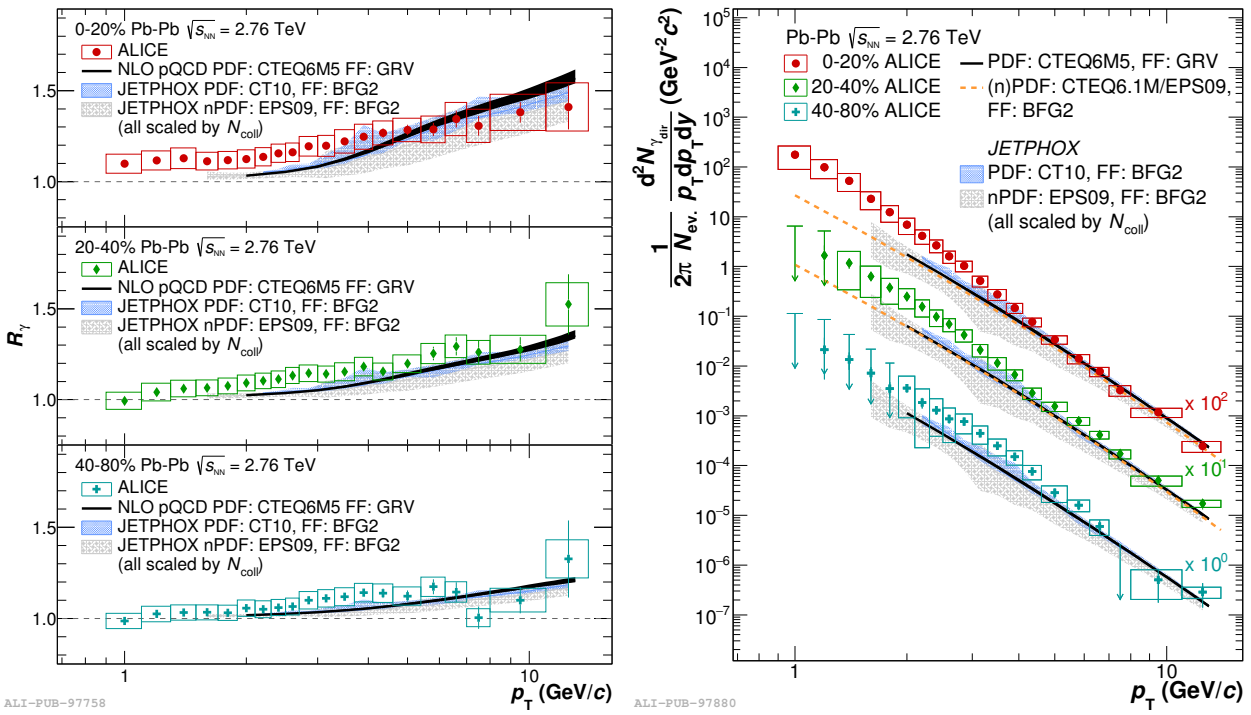
Nous avons également montré que les résultats obtenus dans le cadre de cette thèse apportaient des informations directes aux impulsions transverses intermédiaires ($\sim 10\,\text{GeV}/c$) – où les prédictions de pQCD sont plus difficiles à mettre en œuvre en raison de l'augmentation de la constante de couplage de l'interaction forte – et qu'ils permettaient, grâce aux hautes énergies dans le centre de masse étudiées ici, d'accéder à un régime de faibles fractions d'impulsion – où les fonctions de distribution des partons dans le proton ou les noyaux sont encore très peu contraintes. Désormais, plusieurs pistes s'ouvrent à la communauté.

On peut imaginer qu'il soit possible d'identifier et d'isoler les photons issus de processus partoniques $2 \to 2$ à plus bas p_{T} ($\lesssim 10\,\mathrm{GeV}/c$) afin de pousser l'approche perturbative de la QCD dans ses retranchements : ce faisant, il serait possible de tester la validité des modèles prédictifs et des (n)PDF dans un régime proche de celui dominé par les photons thermiques. Comme nous l'avons introduit dans le Chapitre 2, ces photons directs de faible impulsion transverse sont majoritairement produits lors du refroidissement du milieu chaud et dense consécutif aux collisions d'ions lourds, qu'il s'agisse d'un QGP ou du gaz hadronique qui en découle, et peuvent ainsi porter des informations particulièrement intéressantes pour déduire des propriétés hydrodynamiques de ce type de milieu.

À cet égard, une mesure de la production de photons directs à bas p_{T} a été effectuée par la Collaboration ALICE en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76\,\mathrm{TeV}$ dans différentes classes de centralité [281]. Sa motivation principale étant de mettre en lumière la présence (ou l'absence) de photons thermiques dans de telles collisions, l'approche empruntée a été celle du dénommé *double ratio* R_γ :

$$R_\gamma = \frac{\gamma_{\mathrm{inc}}}{\gamma_{\mathrm{dec}}} \;\to\; \gamma_{\mathrm{dir}} = \gamma_{\mathrm{inc}} - \gamma_{\mathrm{dec}} = \left(1 - \frac{1}{R_\gamma}\right)\gamma_{\mathrm{inc}}, \tag{9.13}$$

où, reprenant la notation introduite dans le Chapitre 2, γ_{inc} représente le spectre en impulsion transverse mesuré de l'ensemble des photons (inclusif), γ_{dec} correspond au spectre simulé des photons de décroissance, et γ_{dir} est le spectre des photons directs extrait par cette méthode. Le double ratio offre donc l'avantage d'indiquer, s'il est supérieur à l'unité, la présence d'une ou de plusieurs sources de photons en plus de ceux produits par la décroissance de hadrons. C'est précisément ce qui a été observé par ALICE dans les collisions Pb–Pb les plus centrales, comme le montre la Figure 9.9 (a) : si, dans les trois classes de centralité, R_γ est en excès compatible avec des prédictions de pQCD



(a) (b)

Figure 9.9. (a) Double ratio R_γ et (b) spectre des photons directs en fonction de leur impulsion transverse, mesurés par l'expérience ALICE dans des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76\,\mathrm{TeV}$ dans trois classes de centralité différentes. Les distributions sont comparées à des prédictions de QCD perturbative avec diverses fonctions de distribution (nucléaires) des partons. [281]

au-delà de $p_{\mathrm{T}} = 5\,\mathrm{GeV}/c$, la mesure pour les collisions les plus centrales (0–20 %) dévie de ces prédictions et de l'unité à basse impulsion transverse, avec une significativité statistique de $2{,}6\sigma$. Le spectre en impulsion transverse des photons directs, présenté sur la Figure 9.9 (b), a pu être extrait selon l'équation (9.13) et a été jugé compatible avec plusieurs modèles hydrodynamiques incluant la formation d'un plasma de quarks et de gluons, soutenant l'interprétation de l'excès observé à l'échelle du double ratio par la présence de photons thermiques [281].

On peut également apprécier, avec la Figure 9.9 (b), l'importance de tester et de contraindre les (n)PDF à bas p_{T} pour ce type de mesure. Accéder à ces fonctions, dans ce régime et en collisions d'ions lourds, à l'aide d'une observable comme la section efficace de production des photons isolés pourrait ainsi permettre de mieux comprendre les mécanismes de production des photons directs dans leur ensemble, dans le but de mieux identifier un signal thermique difficile à mettre en évidence. Cela requerrait une précision théorique suffisante pour espérer contraindre les (n)PDF à si faible impulsion transverse, ce que de récents développements de la pQCD au NNLO ($\propto \alpha_{\mathrm{s}}^3$) laissent espérer [178].

Outre la diminution de l'impulsion transverse minimale à laquelle il est possible d'accéder avec les photons isolés, il est envisageable d'étudier séparément des données issues de collisions p–Pb et Pb–p [9]. Le LHC en a produit à nouveau durant son Run II, aux énergies dans le centre de masse $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ et $8{,}16\,\mathrm{TeV}$. En considérant le décalage en rapidité de ce système de collision asymétrique ($\pm 0{,}47$ comme nous l'avons indiqué précédemment), une analyse indépendante des deux géométries pourrait donner accès à deux régimes en fraction d'impulsion très différents, notamment à partir de $x \approx 1{,}5 \times 10^{-3}$. À cet égard, une nouvelle frontière pourrait être franchie durant la prochaine décennie avec l'ajout d'un nouveau détecteur à l'expérience ALICE, actuellement en discussion. Le *Forward Calorimeter* (FoCal) [282], couvrirait la gamme en pseudorapidité $3{,}2 < \eta < 5{,}8$ et permettrait ainsi d'atteindre un régime totalement inconnu à l'heure actuelle – débutant à $x \approx 10^{-6}$ – là où le phénomène de shadowing des fonctions de distribution nucléaires des partons est le plus intense, ouvrant la voie à une caractérisation fine de cet effet nucléaire froid.

Notons enfin que les résultats présentés dans ce manuscrit augurent, avec ALICE, le développement des mesures de corrélations photon-hadron et photon-jet à faible impulsion transverse – et donc à faible fraction d'impulsion z_{T}. Deux travaux préliminaires ont été menés dans ce contexte pour étudier les fonctions de fragmentation des partons en collisions pp, p–Pb et Pb–Pb, y compris dans un régime en z_{T} jamais atteint auparavant ($z_{\mathrm{T}} \lesssim 0{,}1$), mettant en évidence une certaine modification de ces fonctions en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76\,\mathrm{TeV}$ que les incertitudes statistiques associées tendaient à nuancer [149, 150].

À l'heure actuelle, une étude avancée de corrélations photon-hadron en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ est menée au sein de la Collaboration ALICE, avec des incertitudes expérimentales améliorées grâce à l'analyse de jeux de données plus fournis et à une connaissance plus fine des détecteurs [256]. Aucune modification des fonctions de fragmentation n'y est observée, mais ce résultat démontre la faisabilité d'une telle mesure à bas z_{T}, qui sera particulièrement recherchée en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ telles qu'en offrent les données du Run II du LHC. Encore une fois, les capacités de l'expérience ALICE pour reconstruire les particules de faible impulsion transverse sauront compléter adéquatement les mesures réalisées par ailleurs, et permettront ainsi d'étudier la redistribution de l'énergie perdue par les partons dans un plasma de quarks et de gluons.

9. Cela a été réalisé de façon préliminaire dans un précédent travail de thèse à partir des données que nous avons exploitées, sans toutefois confronter séparément les deux systèmes de collision à des prédictions théoriques [160].

When I have reached a summit,
I leave it with great reluctance,
unless it is to reach for another,
higher one.

— Gustav Mahler

Conclusions

Dans ce manuscrit de thèse, nous avons rapporté les travaux de recherche menés durant ces trois dernières années avec l'expérience ALICE, autour de l'étude de la production de photons isolés dans les collisions proton-proton (pp) et proton-plomb (p–Pb) produites durant le Run I du LHC. Ces photons, sondes dures de la matière hadronique, présentent de multiples intérêts, notamment pour tester la description théorique de l'interaction forte à travers les fonctions de distribution des partons dans le proton (PDF) ou les noyaux (nPDF), mais aussi pour étudier la perte d'énergie des partons en présence d'un plasma de quarks et de gluons (QGP) grâce à la mesure de corrélations photon-hadron et photon-jet.

Nous avons d'abord brossé un tableau de l'état actuel des connaissances du Modèle Standard de la physique des particules, cadre actuel de la description des phénomènes physiques de l'Univers à son échelle élémentaire, en s'intéressant en particulier aux quarks, aux gluons, et à l'interaction forte qui régit leur comportement. Celle-ci est formalisée par la chromodynamique quantique (QCD), une théorie quantique des champs basée sur le groupe de symétrie SU(3) et dont émerge la charge de couleur que portent quarks et gluons. La QCD prédit le confinement de ces derniers à l'intérieur des hadrons dans un contexte de faible énergie, mais aussi leur liberté asymptotique à haute énergie : comme nous l'avons décrit, ce phénomène peut conduire la matière à subir une transition de phase vers un état de plasma de quarks et de gluons sous des conditions de très hautes température et/ou densité. Nous avons ainsi détaillé l'évolution de ce milieu et indiqué que les collisions d'ions lourds ultrarelativistes permettent d'atteindre les conditions de sa formation, désormais attestée par un grand nombre de mesures expérimentales dont nous avons résumé les jalons.

Les mécanismes de production de photons dans les collisions hadroniques ont ensuite été exposés. Nous avons vu en particulier que certains photons proviennent de processus partoniques $2 \to 2$ de haute énergie ayant lieu à l'instant même d'une collision, avant la formation d'une éventuelle phase de QGP. Ces photons de haute impulsion transverse ($p_{\mathrm{T}} \gtrsim 5\,\mathrm{GeV}/c$) donnent accès à l'énergie initiale du parton avec lequel il sont émis, mais également aux (n)PDF *via* la mesure de leur section efficace de production comparée à des prédictions de QCD perturbative (pQCD). Nous avons introduit la technique d'isolement comme moyen de parvenir à mesurer ces photons en rejetant une grande partie de ceux induits par la fragmentation de partons ou la décroissance de hadrons instables. Un aperçu des nombreux résultats expérimentaux en matière de photons isolés a été donné, mettant en avant l'absence de mesures de ce type dans le régime de faibles fractions d'impulsion x au sein duquel les (n)PDF sont encore peu connues, motivant l'intérêt de mesurer la production de photons isolés à de plus faibles impulsions transverses que celles atteintes jusqu'à présent.

Pour ce faire, les hautes énergies de collision atteintes au LHC ainsi que les capacités de l'expérience ALICE pour reconstruire les particules de faible impulsion transverse sont particulièrement adaptées. Nous avons présenté les infrastructures et le fonctionnement du plus grand accélérateur de particules existant actuellement, grâce auquel des collisions entre différents hadrons peuvent

être produites à des énergies dans le centre de masse dépassant le TeV, et étudiées par quatre grandes expériences. Les caractéristiques et le fonctionnement de l'expérience ALICE ont ensuite été décrits avant de s'intéresser de manière détaillée à la reconstruction des particules par le calorimètre électromagnétique EMCal, dédié à la mesure des photons et des jets de haute impulsion transverse. Sa conception et ses performances ont été passées en revue, et nous avons mis l'accent sur la façon dont ce détecteur reconstruit les particules sous forme de clusters dont l'élongation joue un rôle clé pour la mesure des photons prompts isolés. Nous avons également mentionné l'importance de la procédure d'assurance qualité des données du calorimètre à laquelle une partie de cette thèse a été dédiée et pour laquelle nous avons implémenté de nouveaux histogrammes de contrôle, utilisés avec succès depuis fin 2016.

Dans la troisième partie de ce manuscrit, nous avons présenté les mesures de la section efficace de production des photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ puis pp à $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ réalisées au cours de cette thèse. Nous avons d'abord introduit les jeux de données analysés et l'ensemble des critères de sélection nécessaires pour obtenir un échantillon de photons prompts candidats sur lesquels appliquer la technique d'isolement. Avant cela, la présence de l'événement sous-jacent – caractérisé par la production de particules de faible impulsion transverse ($p_{\mathrm{T}} \sim 1\,\mathrm{GeV}/c$) – a été estimée et, dans le cas des collisions p–Pb, soustraite de l'impulsion mesurée dans le cône d'isolement.

La contamination résiduelle des photons de décroissance, dont la production est largement dominée par les mésons π^0, a été soigneusement évaluée à l'aide de la méthode ABCD, corrélant la forme des clusters candidats et l'impulsion transverse mesurée dans le cône d'isolement qui les entoure. Cette procédure, basée sur des hypothèses fortes quant à l'origine des clusters en présence, nous a permis d'obtenir la pureté de notre échantillon, corrigée par la suite à l'aide de jeux de simulation Monte Carlo reproduisant indépendamment le signal attendu et le bruit de fond des photons de décroissance. La considération des différents scénarios cinématiques de la décroissance des mésons neutres nous a enfin amenés à étudier le bruit de fond associé dans la région d'intérêt pour la recherche de photons prompts isolés. La pureté des photons isolés estimée de cette façon est similaire dans les deux systèmes de collision étudiés dans le cadre de cette thèse, confortant la méthode d'extraction du signal employée dans les deux cas.

Afin d'extraire la section efficace de production des photons isolés, nous avons ensuite corrigé leur spectre de l'efficacité de reconstruction, d'identification et d'isolement des photons, puis normalisé cette distribution par la luminosité associée à la mesure. La sensibilité de la section efficace à l'ensemble des critères de sélection appliqués au cours de l'analyse a enfin été évaluée : cette vaste étude a conduit à la définition de la valeur centrale de la section efficace – basée sur différentes méthodes d'extraction du signal de photons prompts isolés – ainsi qu'à la détermination de l'incertitude systématique associée à la mesure. À faible impulsion transverse, celle-ci domine l'incertitude statistique en raison des corrections apportées à l'estimation de la pureté des photons isolés, ce qui nous a permis d'identifier quelques pistes d'amélioration à cet égard.

Les sections efficaces de production des photons isolés mesurées en collisions pp et p–Pb dans l'intervalle en impulsion transverse 10–60 GeV/c ont finalement été confrontées à des prédictions de pQCD au Next-to-Leading Order (NLO, $\propto \alpha_{\mathrm{s}}^2$), réalisées avec le programme JETPHOX. L'ensemble des résultats obtenus est compatible avec les scénarios considérés, en tenant compte des incertitudes expérimentales et théoriques.

Dans le cas des collisions pp, le rapport mesure-théorie très légèrement supérieur à l'unité a été interprété comme le fruit de la précision potentiellement insuffisante du calcul, de récents travaux ayant montré l'amélioration de ce type de comparaison en considérant des prédictions à l'ordre supérieur (NNLO). Le résultat rapporté pour ce système de collision a également été comparé au contexte global des mesures de photons isolés en collisions pp et $\mathrm{p\overline{p}}$, en particulier au LHC. Si elle ne permet pas de contraindre les fonctions de distribution des partons, notre mesure atteint toutefois

un régime cinématique inexploré jusqu'à présent par cette observable.

Dans le cas des collisions p–Pb, la section efficace mesurée a été comparée à deux jeux de nPDF (EPPS16 et nCTEQ15np), incluant tous deux des effets nucléaires froids mais basés sur l'ajustement de données expérimentales hétérogènes et sur des hypothèses différentes. Si notre résultat semble favoriser la description théorique proposée par nCTEQ15np, les deux prédictions sont pour le moment jugées totalement compatibles en raison des larges incertitudes qui les accompagnent.

Enfin, nous avons comparé les sections efficaces mesurées en collisions p–Pb et pp à travers un facteur de modification nucléaire (R_{pA}). Ce dernier est compatible avec l'unité en considérant les incertitudes expérimentales associées. Néanmoins sa valeur centrale est inférieure dans la plupart des intervalles en p_{T} qu'il couvre, constituant peut-être un indice de la présence d'effets nucléaires froids affectant la production de photons isolés dans les collisions p–Pb. Cette interprétation préliminaire a été étayée par une comparaison aux calculs de pQCD prédisant la présence, dans le régime cinématique exploré, du phénomène de shadowing des fonctions de distribution des partons.

Cette thèse de doctorat a conduit à la publication des résultats obtenus en collisions pp ainsi qu'à l'approbation, par la Collaboration ALICE, de ceux obtenus en collisions p–Pb. Il s'agit ainsi des premières mesures de section efficace de production des photons isolés apportées par ALICE à la communauté de la physique hadronique. Bien qu'elles ne permettent pas de contraindre les modèles théoriques décrivant la distribution des partons dans le proton ou les noyaux, nous avons mis en avant que l'analyse d'échantillons de données plus larges mais aussi une meilleure calibration des détecteurs de trajectographie de l'expérience – deux conditions déjà réunies durant le Run II du LHC qui s'est achevé en 2018 – devraient permettre de réaliser des mesures de précision de la section efficace de production des photons isolés.

Nous avons montré que cette observable est accessible aux impulsions transverses intermédiaires ($\sim 10\,\mathrm{GeV}/c$), là où l'approche perturbative de la QCD devient de plus en plus difficile à mettre en œuvre. La précision limitée des fonctions de distribution des partons à faible fraction d'impulsion motive donc l'étude de la production de photons isolés à plus faible impulsion transverse, qui plus est dans le contexte de collisions à l'énergie toujours plus élevée. Cet aspect sera d'autant plus important dans les systèmes proton-noyau, afin de mieux comprendre dans quelle mesure le phénomène de shadowing affecte la production de photons issus de processus partoniques durs.

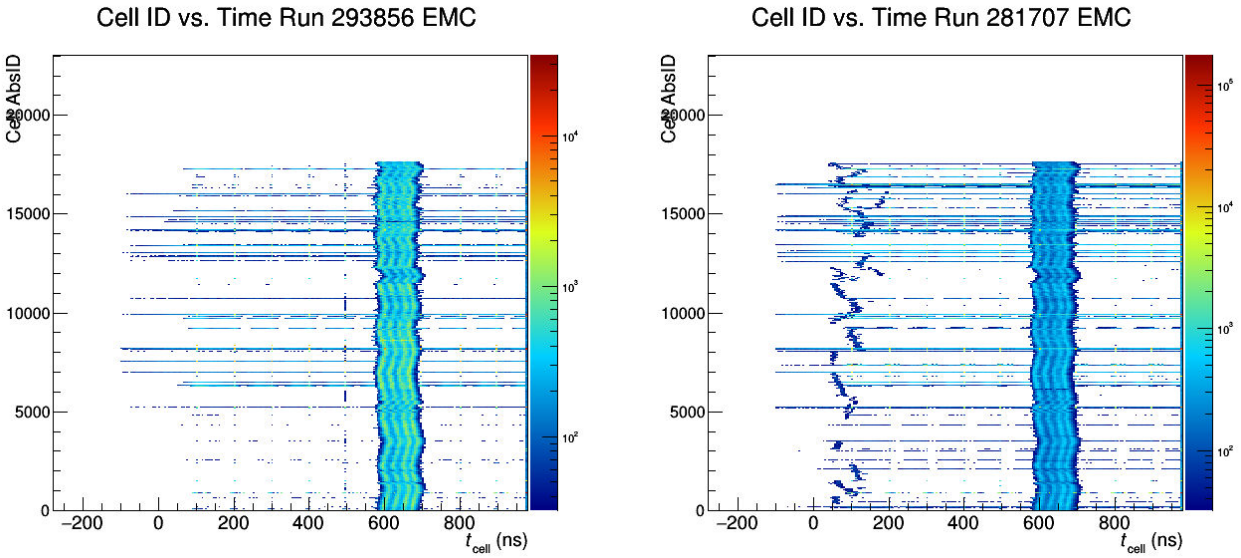
L'exploration du régime de faibles impulsions transverses sous le prisme des photons isolés participe également à une meilleure compréhension des mécanismes de production des photons directs dans cette région, proche de celle où les photons thermiques sont attendus en présence d'un QGP ou d'un gaz de hadrons. Comme nous l'avons montré, l'excès de photons directs observé à faible impulsion transverse en collisions d'ions lourds se manifeste discrètement par rapport aux prédictions de pQCD, c'est pourquoi de nouvelles contraintes posées sur les (n)PDF dans ce régime seront très recherchées à l'avenir.

Enfin, l'étude de la perte d'énergie des partons en présence d'un milieu déconfiné de quarks et de gluons dans les collisions d'ions lourds représente un prochain défi expérimental qui pourra s'appuyer sur des mesures du même type que celles que nous avons rapportées ici. L'observation du comportement des fonctions de fragmentation des partons dans ce contexte à faible fraction d'impulsion z_{T}, par l'intermédiaire de corrélations photon-hadron et photon-jet en collisions Pb–Pb notamment, sera prochainement à la portée de l'expérience ALICE et devrait conduire à une caractérisation plus fine du plasma de quarks et de gluons.

Annexes

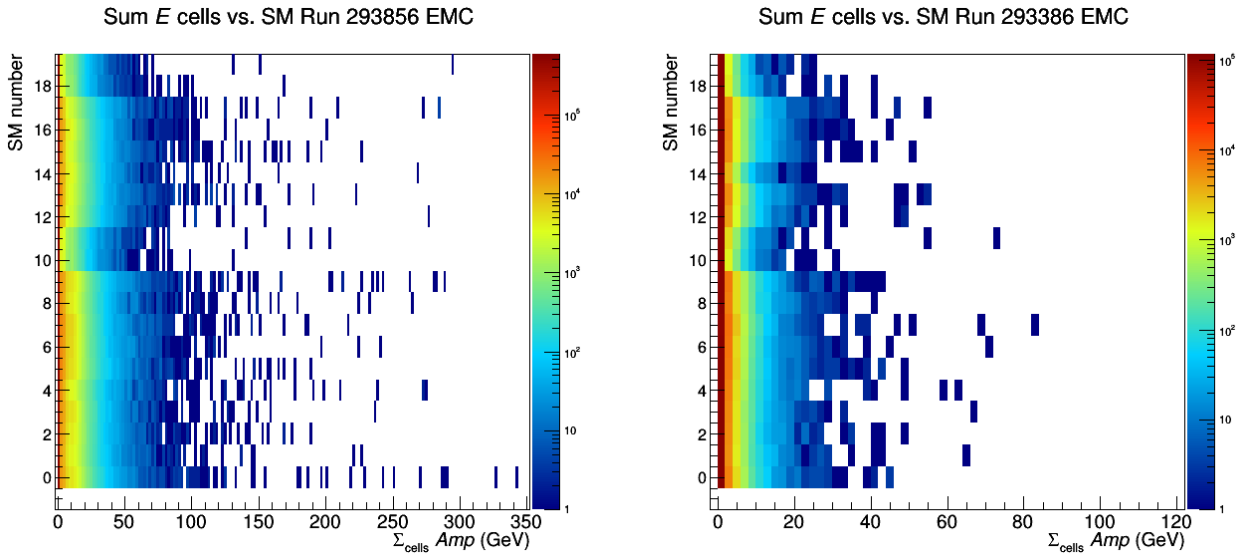
ANNEXE A

Assurance qualité des données du calorimètre EMCal



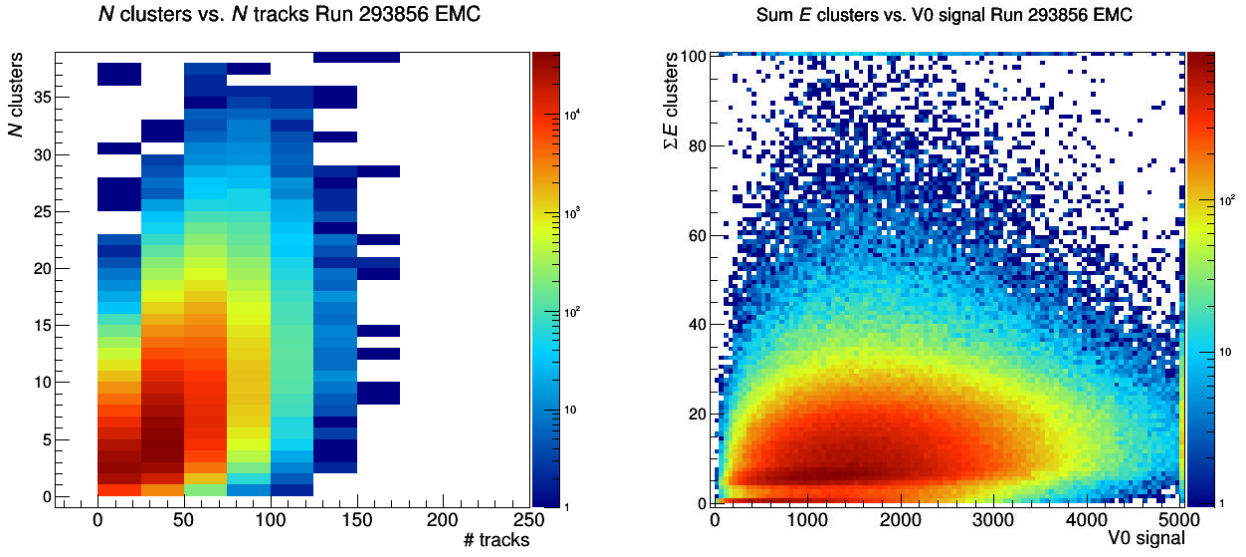
(a) (b)

Figure A.1. Distribution en temps des cellules d'EMCal, (a) optimale et (b) avec des événements indésirables autour de $t_{\text{cell}} = 100\,\text{ns}$, dus à la calibration des cellules par le système LED. [249]



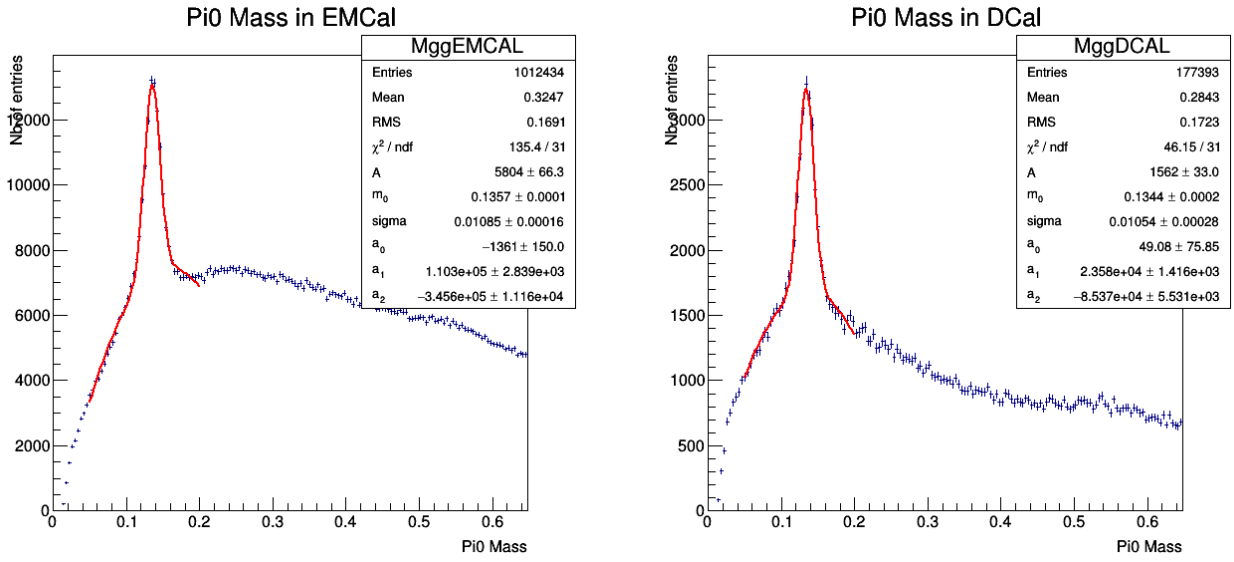
(a) (b)

Figure A.2. Distribution de la somme en énergie des cellules dans chaque supermodule d'EMCal, (a) optimale et (b) avec une valeur anormale dans le supermodule 14. Les cellules des supermodules 10 et 11 semblent aussi recueillir moins d'énergie, mais cela est ici dû au fait que ces supermodules sont réduits comme nous l'avons mentionné dans la Section 4.2. [249]



(a) (b)

Figure A.3. (a) Nombre de clusters reconstruits dans EMCal en fonction du nombre de traces de particules chargées. (b) Somme en énergie des clusters en fonction de l'amplitude des signaux mesurés par le V0. [249]



(a) (b)

Figure A.4. Distribution en masse invariante de paires de clusters reconstruits dans (a) EMCal et (b) DCal. [249]

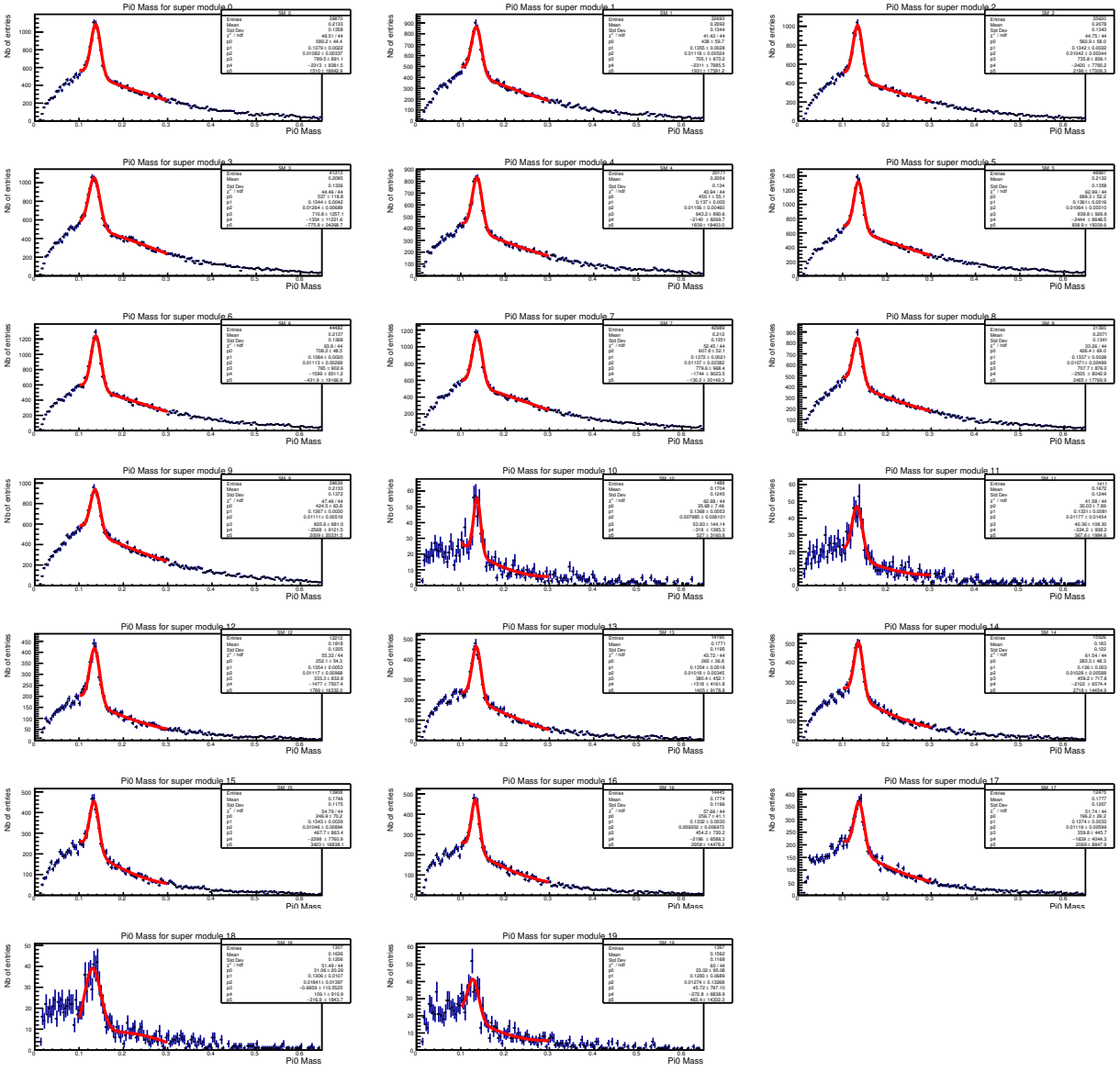


Figure A.5. Distribution en masse invariante de paires de clusters reconstruits dans chaque supermodule d'EMCal. [249]

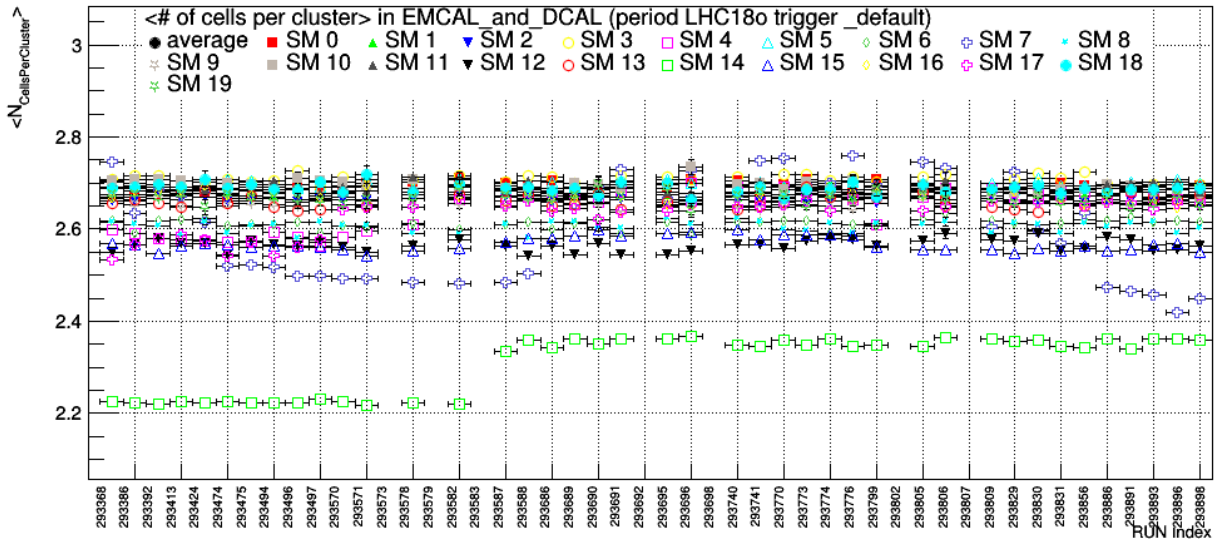
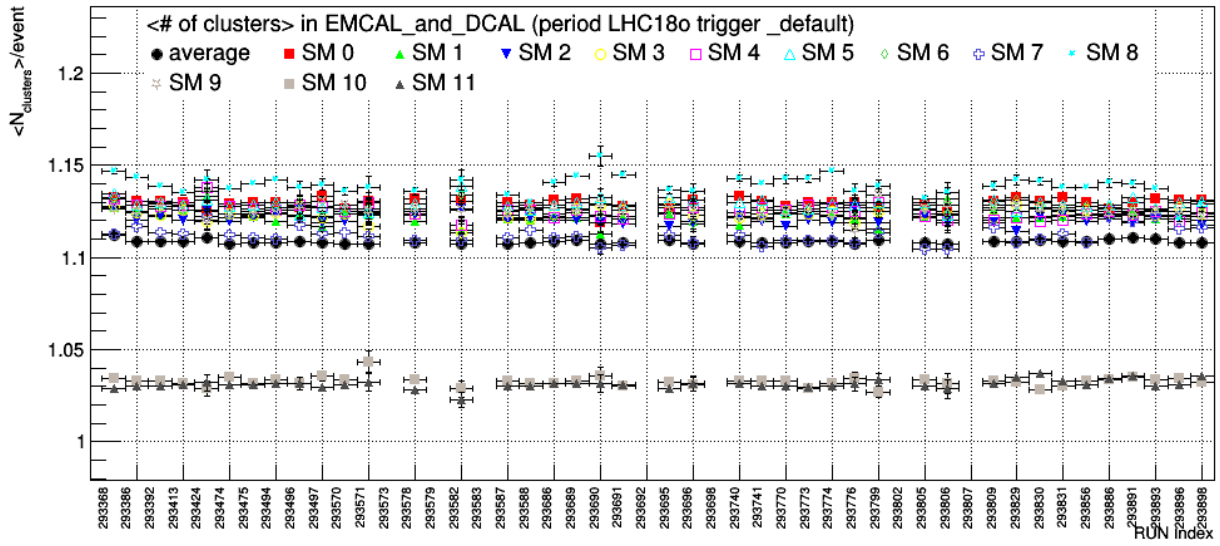
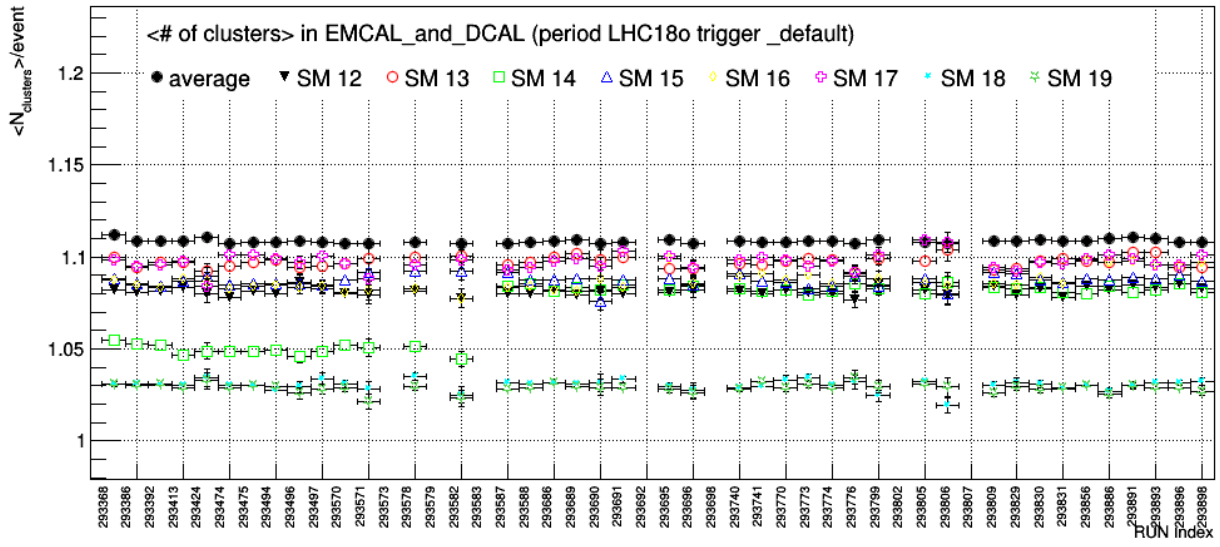


Figure A.6. Évolution du nombre moyen de cellules par cluster dans chaque supermodule d'EMCal au cours de la période de prise de données LHC18o. Ce type d'histogramme permet de repérer rapidement les runs à anomalies, comme c'est le cas ici pour les 14 premiers runs où le supermodule 14 (marqueurs carrés ouverts verts) présente un nombre moyen de cellules par cluster moindre que pour le reste de la période. Cela peut être mis en perspective avec la Figure 4.16 (b), page 110. [249]



(a)



(b)

Figure A.7. Évolution du nombre moyen de clusters par événement au cours de la période de prise de données LHC18o, reconstruits dans chaque supermodule (a) d'EMCal et (b) de DCal. [249]

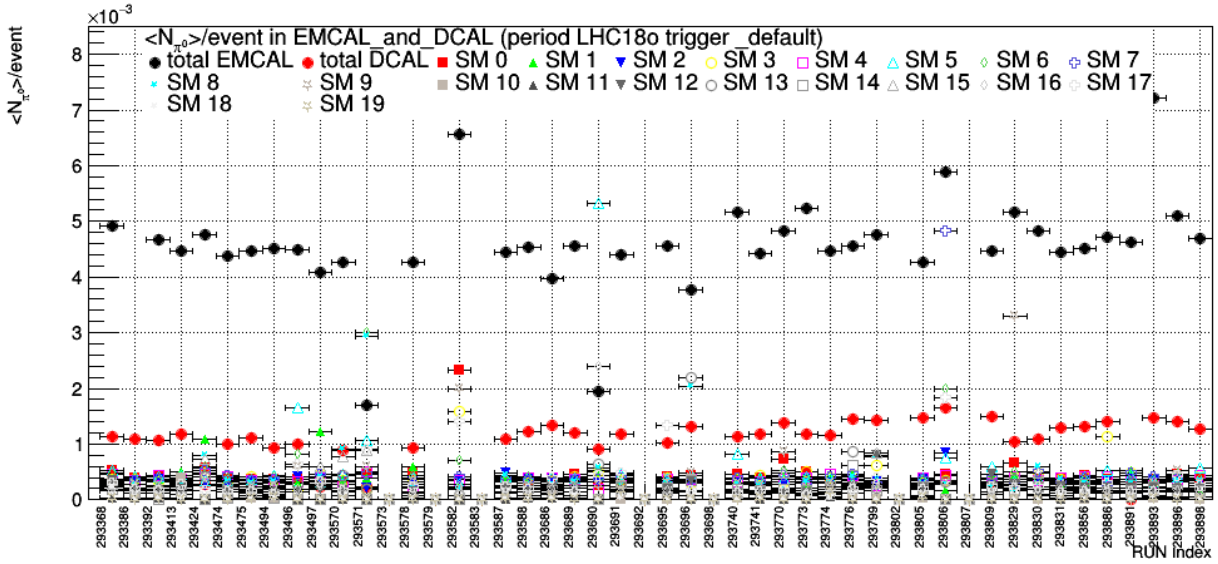


Figure A.8. Évolution du nombre moyen de mésons π^0 par événement dans chaque supermodule d'EMCal au cours de la période de prise de données LHC18o. [249]

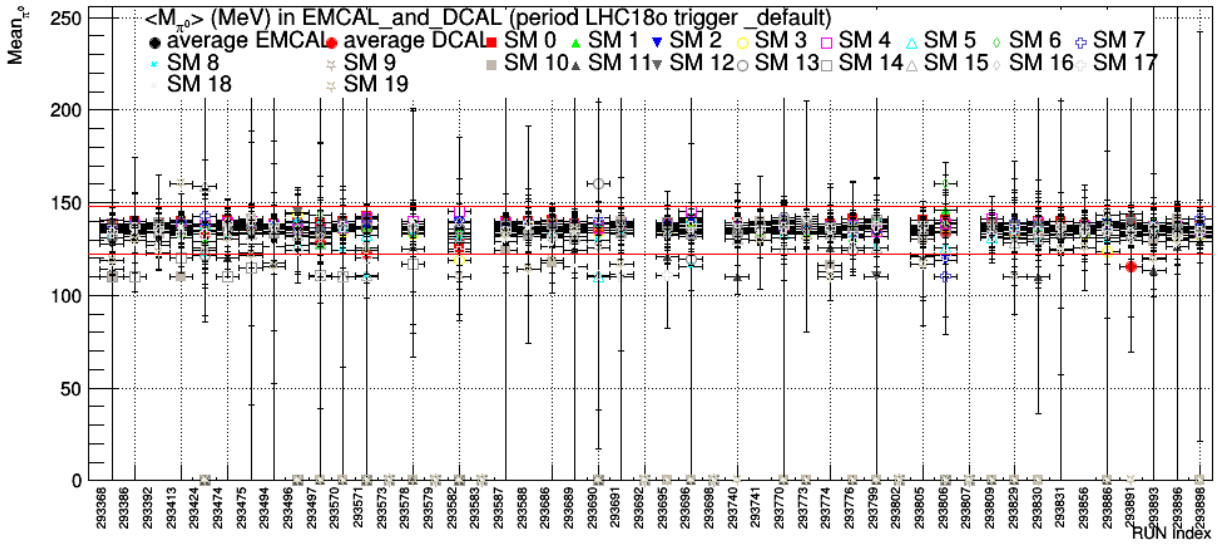


Figure A.9. Évolution de la masse estimée du méson π^0 dans chaque supermodule d'EMCal au cours de la période de prise de données LHC18o. [249]

ANNEXE B

Comparaison des systèmes p–Pb et Pb–p

Cette annexe présente quelques variables basiques mesurées dans les systèmes de collision p–Pb et Pb–p à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$, analysés conjointement en raison de l'influence négligeable de leur asymétrie à mi-rapidité ($y \approx 0$). Pour chacune, les distributions mesurées dans les collisions Pb–p (marqueurs rouges), p–Pb (marqueurs bleus) et le jeu de données total (marqueurs gris) sont comparées, et un rapport p–Pb/Pb–p est calculé.

Le rapport de certaines variables montre une tendance légèrement différente de l'unité, mais il faut préciser ici qu'il s'agit de variables brutes sur lesquelles aucun des critères de sélection détaillés dans le Chapitre 5 n'a encore été appliqué (par exemple, la coupure sur les vertex primaires d'interaction ou la restriction de la couverture en pseudorapidité). Dans l'ensemble, les distributions mesurées dans les deux systèmes de collision demeurent néanmoins compatibles.

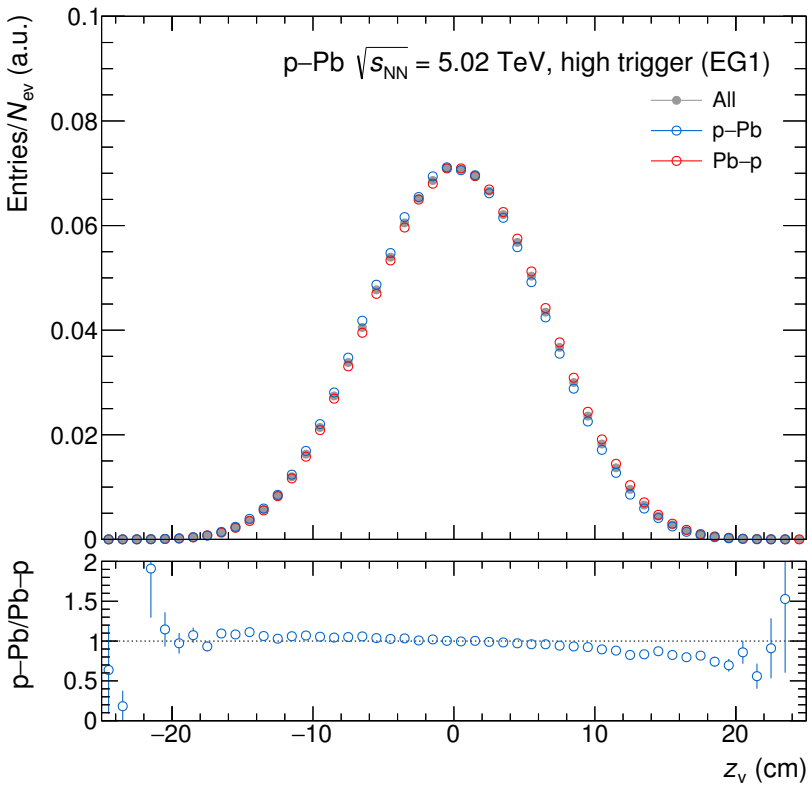


Figure B.1. Distributions de la position reconstruite des vertex primaires d'interaction suivant l'axe des faisceaux.

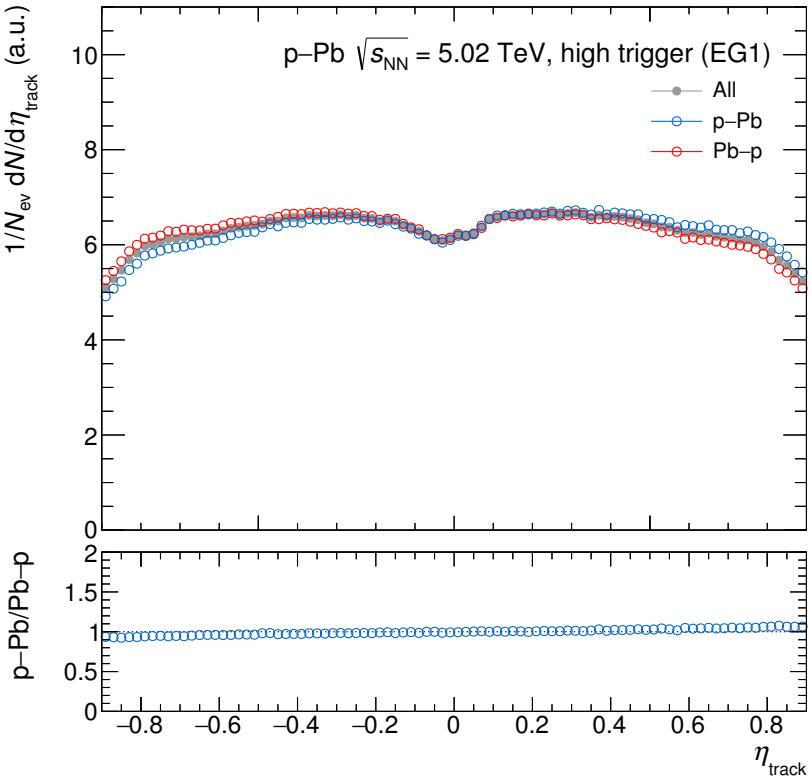


Figure B.2. Distributions en pseudorapidité des traces hybrides (ITS et TPC).

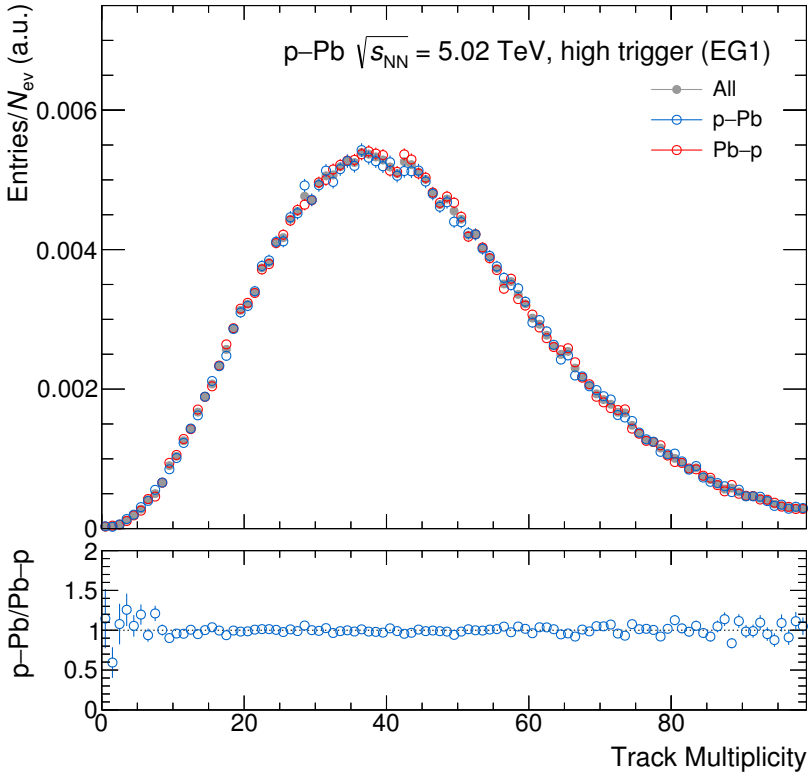


Figure B.3. Distributions de la multiplicité des traces hybrides (ITS et TPC).

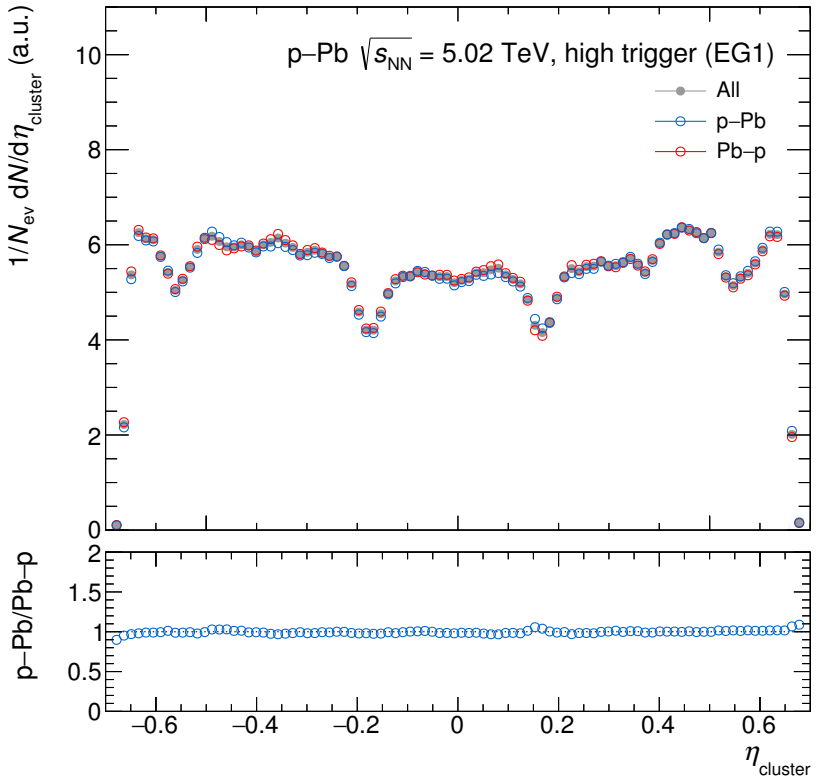


Figure B.4. Distributions en pseudorapidité des clusters (EMCal).

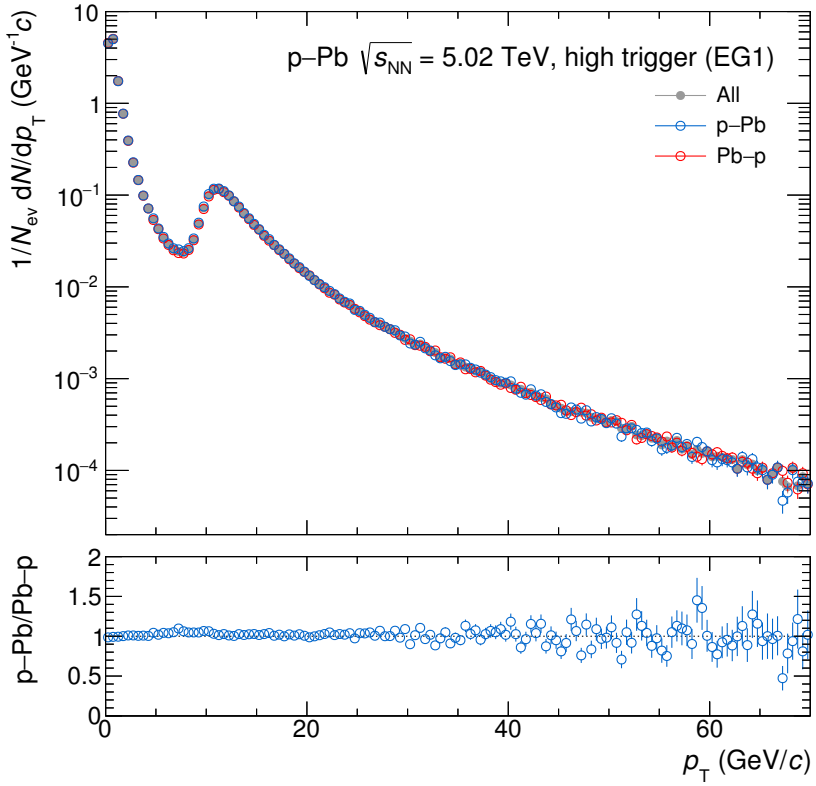


Figure B.5. Distributions en impulsion transverse des clusters (EMCal).

ANNEXE C

Assurance qualité des données de l'ITS et de la TPC

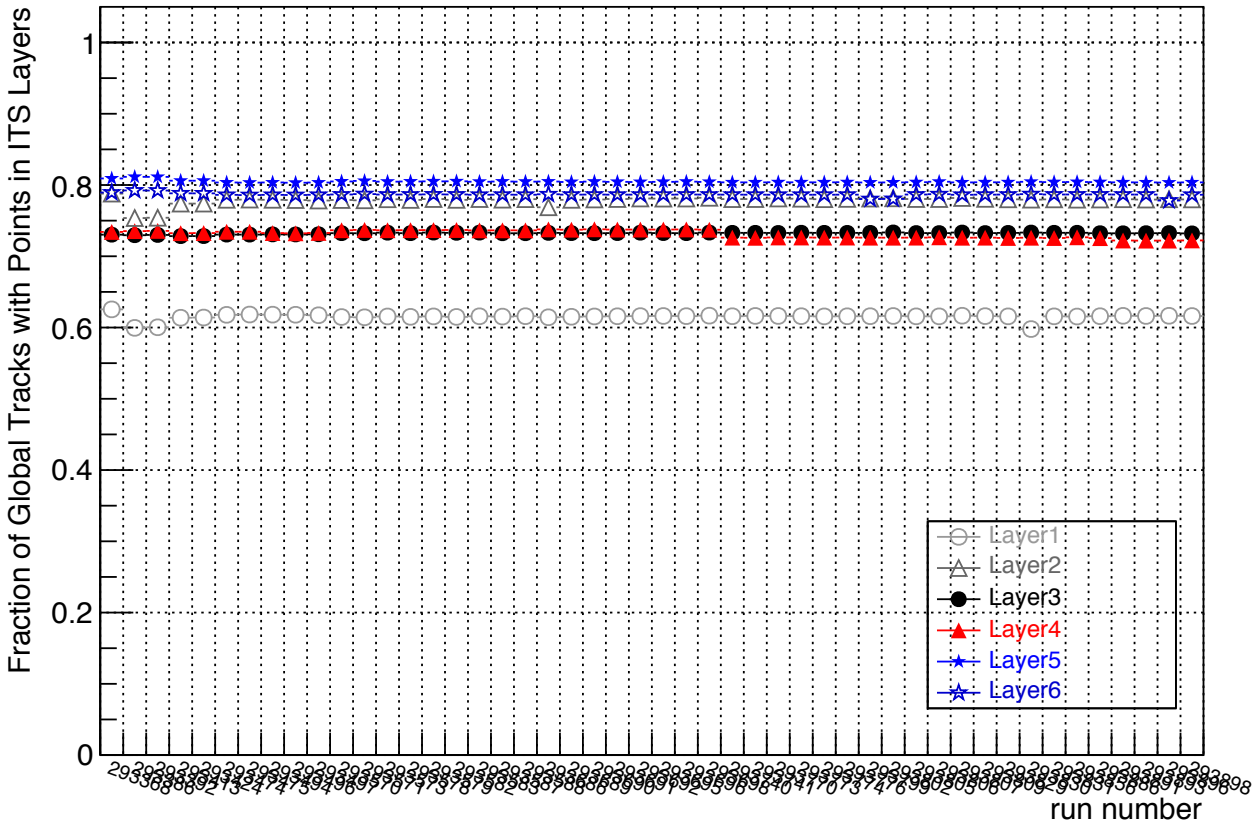


Figure C.1. Évolution de la fraction de traces de particules chargées auxquelles contribue au moins un signal dans différentes couches de l'ITS au cours de la période de prise de données LHC18o. [283]

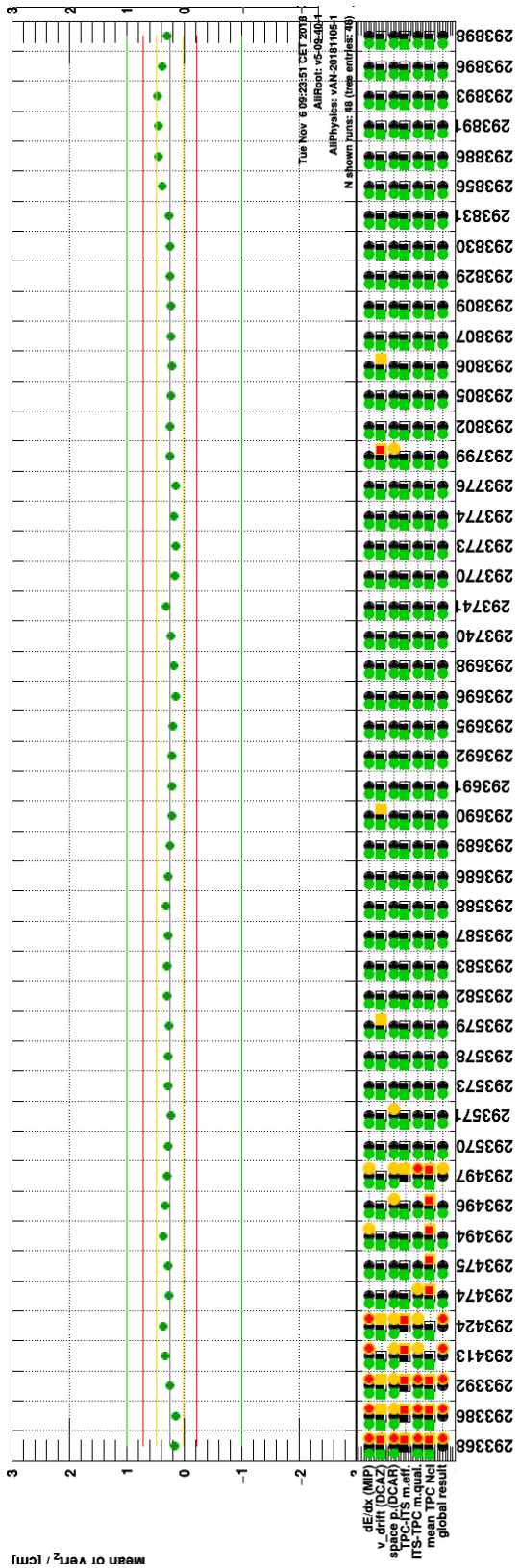


Figure C.2. Évolution de la position moyenne des vertex primaires d'interaction suivant l'axe z reconstruite par la TPC au cours de la période de prise de données LHC18o. [284]

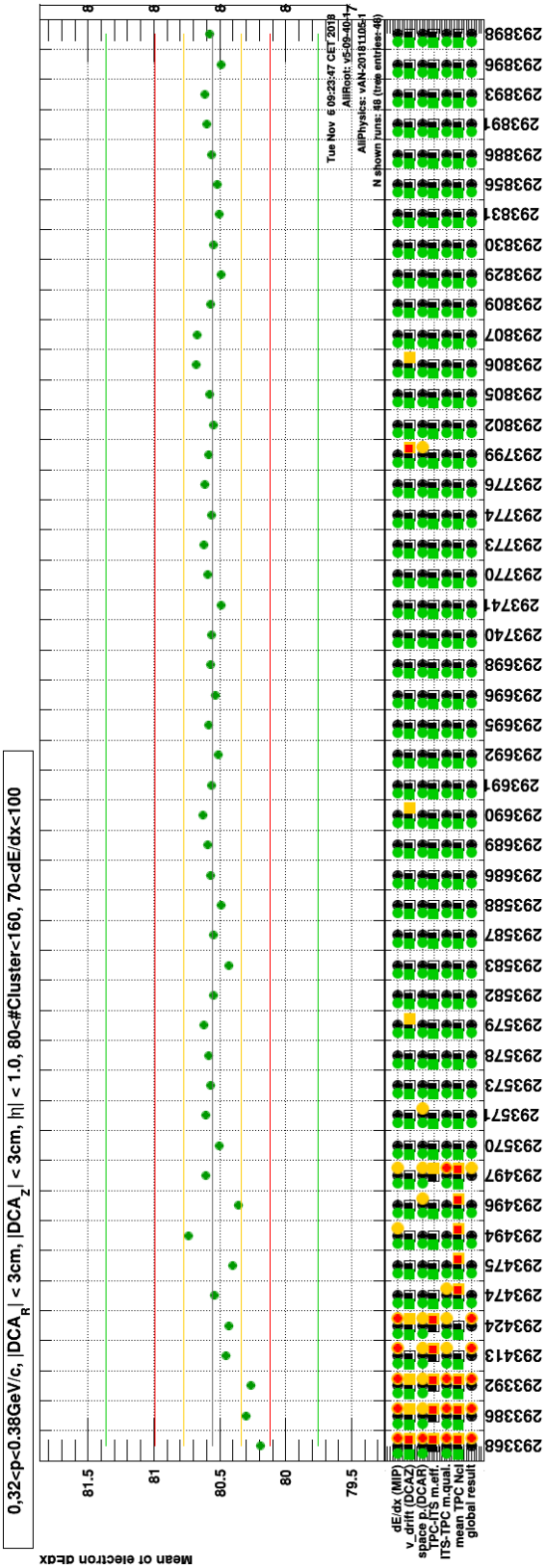


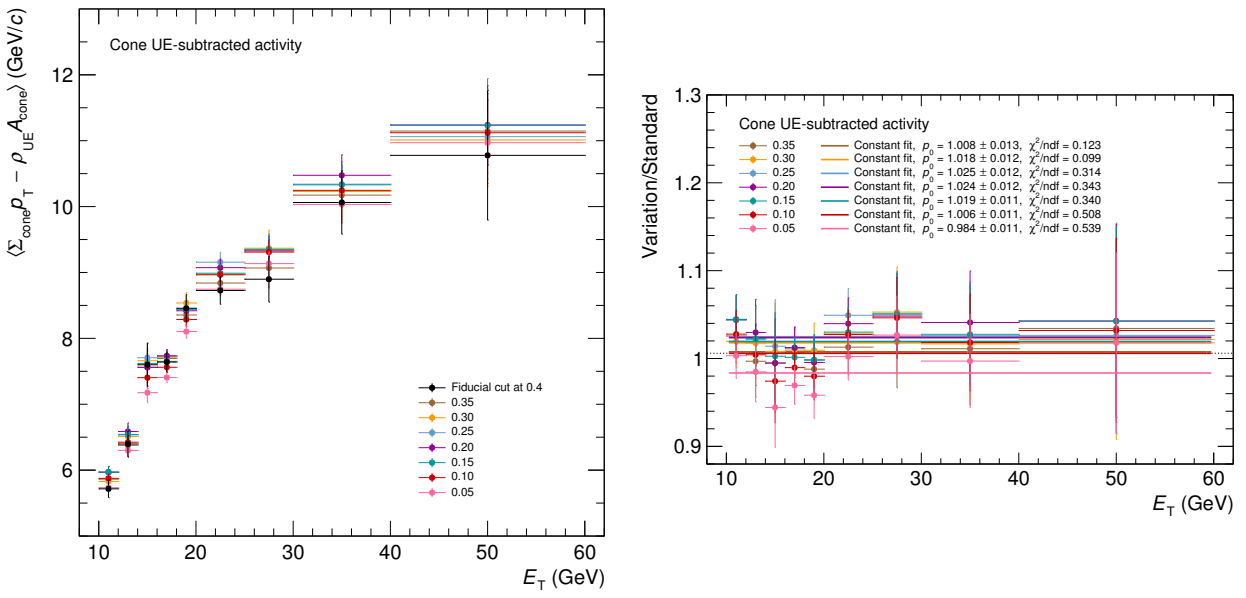
Figure C.3. Évolution de la perte d'énergie moyenne par unité de longueur des électrons dans la TPC au cours de la période de prise de données LHC18o. [284]

ANNEXE D

Optimisation de la sélection fiduciaire (p–Pb)

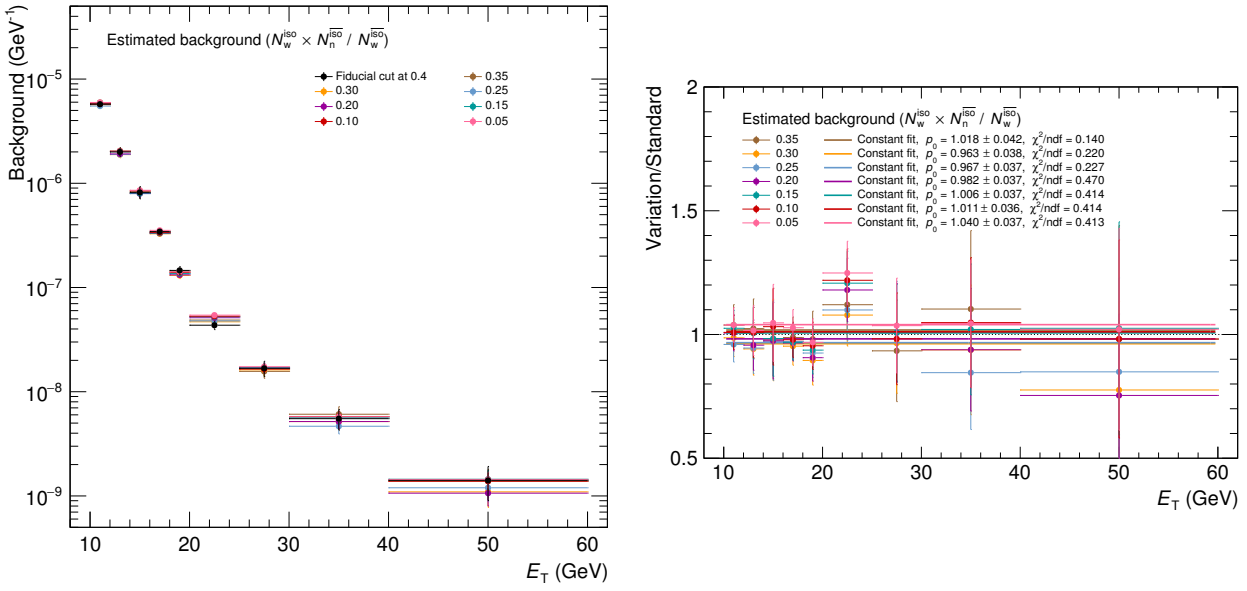
Cette annexe rassemble quelques distributions clés obtenues pour déterminer une sélection fiduciaire optimale pour l'analyse des données en collisions p–Pb. Cette étude, détaillée dans la Section 5.3.3, s'est basée uniquement sur la période de prise de données LHC13f, la plus riche en nombre d'événements comme le montre la Table 5.2.

Le meilleur compromis entre les déviations – statistiquement non significatives – observées par rapport au cas standard ($F = R_{\text{cone}}$) et la qualité des ajustements réalisés a été trouvé pour $F = 0{,}15$: la Figure D.4 montre l'impact bénéfique de ce choix sur la qualité de l'allure des distributions extraites de l'espace des phases de la méthode ABCD (présentée dans la Section 6.2.1), en particulier à l'échelle de la pureté des photons isolés dont les fluctuations statistiques sont lissées et les incertitudes amoindries lorsque la zone fiduciaire a été étendue.



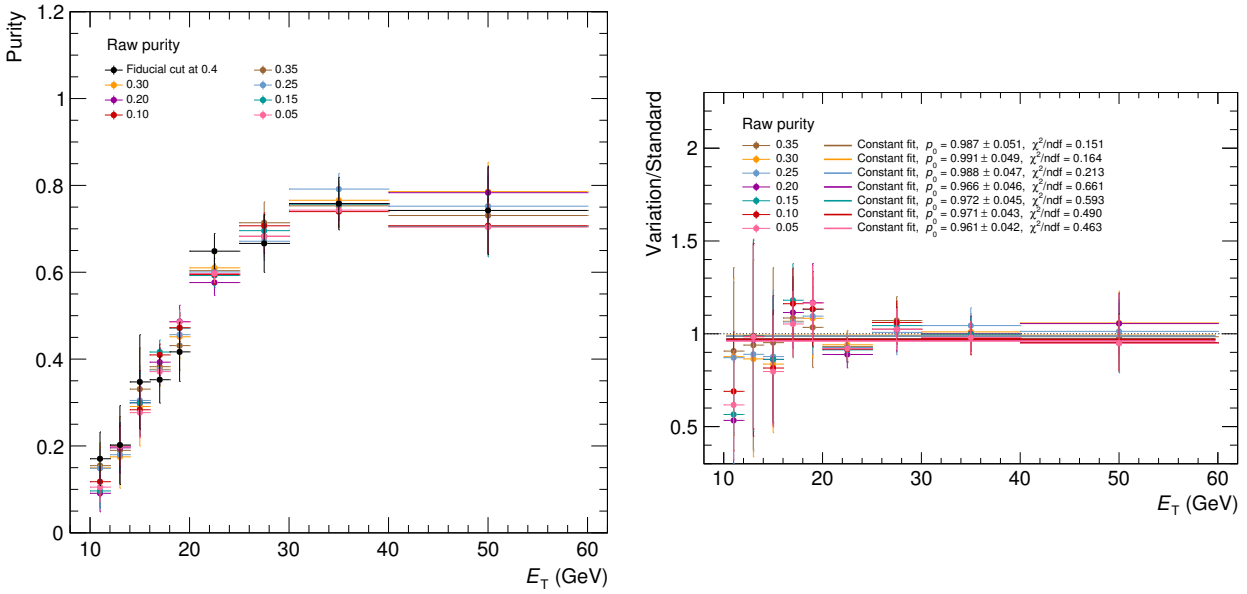
(a) (b)

Figure D.1. (a) Énergie moyenne contenue dans le cône d'isolement ($R_{\text{cone}} = 0{,}4$) après soustraction de la contribution de l'événement sous-jacent, en fonction de l'énergie transverse du photon candidat, pour différentes valeurs de la distance minimale F entre ce dernier et les bords du calorimètre EMCal. (b) Rapports des différentes distributions au cas standard ($F = R_{\text{cone}}$).



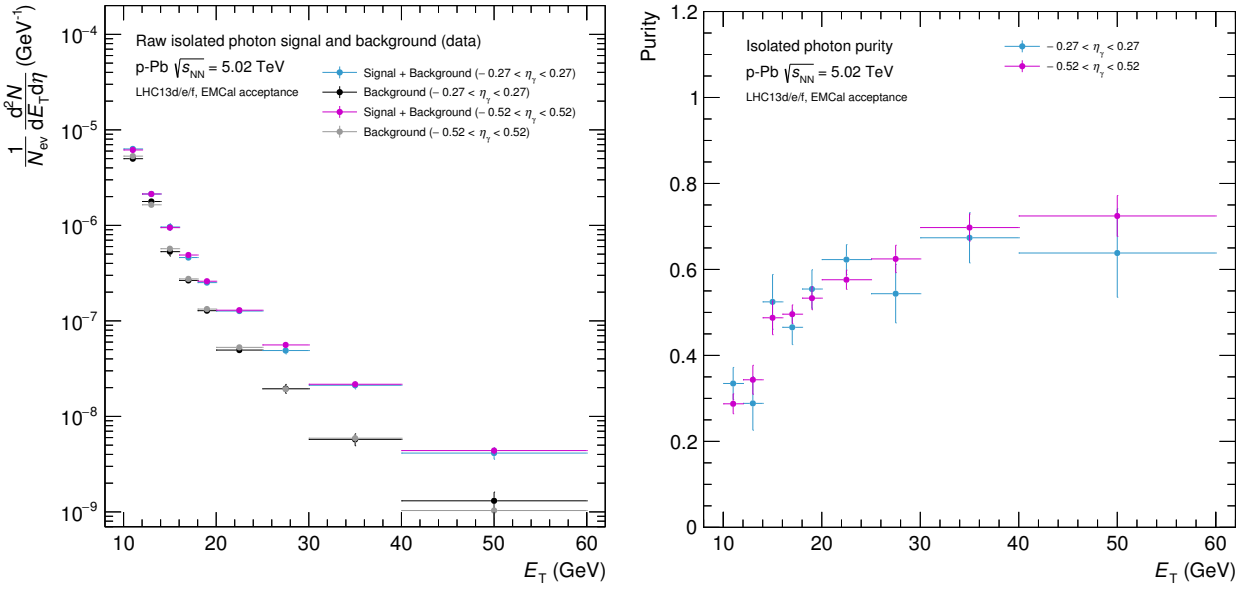
(a) (b)

Figure D.2. (a) Distribution de la composante de bruit de fond dans la région de signal $\mathbb{A}$, en fonction de l'énergie transverse du photon candidat, pour différentes valeurs de la distance minimale F entre ce dernier et les bords du calorimètre EMCal. (b) Rapports des différentes distributions au cas standard ($F = R_{\mathrm{cone}}$).



(a) (b)

Figure D.3. (a) Pureté brute de la population de clusters candidats de la région de signal $\mathbb{A}$, en fonction de leur énergie transverse, pour différentes valeurs de la distance minimale F entre ces derniers et les bords du calorimètre EMCal. (b) Rapports des différentes distributions au cas standard ($F = R_{\mathrm{cone}}$).



(a) (b)

Figure D.4. (a) Distributions de la population totale de clusters candidats dans la région de signal et de sa composante de bruit de fond, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats et (b) pureté (corrigée) de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse, pour les valeurs standard ($F = R_{\mathrm{cone}}$) et optimisée ($F = 0{,}15$) de la distance minimale entre ces derniers et les bords du calorimètre EMCal.

ANNEXE E

Traces de particules chargées partiellement non reconstruites (p–Pb)

Cette annexe rassemble quelques distributions relatives aux traces de particules chargées reconstruites par l'ITS et la TPC (traces hybrides, utilisées pour la technique d'isolement des photons) ou par la TPC seule (traces utilisées pour identifier les clusters induits par des particules chargées) pour l'analyse des données en collisions p–Pb. Comme nous l'avons indiqué dans la Section 3.2.1, $\eta < 0$ correspond au côté C de l'expérience ALICE et $\eta > 0$ correspond à son côté A (respectivement "C side" et "A side" dans les figures suivantes).

Aucun effet des distorsions dans la reconstruction des traces de particules chargées par la TPC pour $\eta < 0$ n'est visible à l'échelle des clusters appariés à une trace (Figure E.1). À l'inverse, les traces hybrides sont fortement affectées pour $p_{\mathrm{T}} \gtrsim 4\,\mathrm{GeV}/c$ – le nombre de traces du côté C est inférieur à celui du côté A – en particulier pour la période de prise de données LHC13f (Figure E.2). Néanmoins, cela ne semble pas se propager à la mesure de l'impulsion transverse dans le cône d'isolement (Figure E.3), de l'événement sous-jacent (Figure E.4), ni même à l'estimation de la pureté brute des photons isolés (Figure E.5).

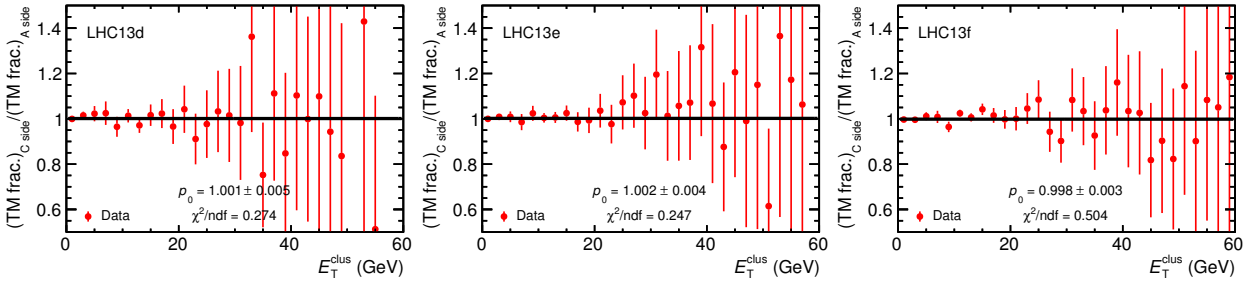


Figure E.1. Rapports C side/A side des fractions de clusters appariés à une trace (reconstruite uniquement par la TPC) en fonction de l'énergie transverse de ces clusters, pour les trois périodes de prise de données en collisions p–Pb analysées dans le cadre de cette thèse.

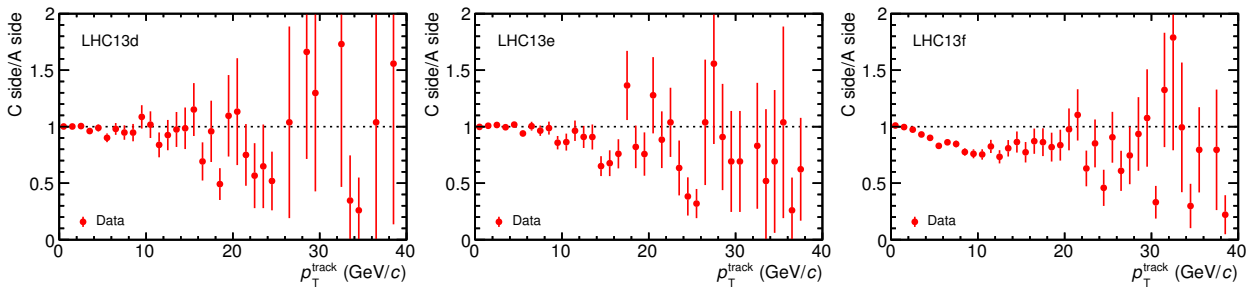


Figure E.2. Rapports C side/A side des spectres des traces hybrides en fonction de leur impulsion transverse, pour les trois périodes de prise de données en collisions p–Pb analysées dans le cadre de cette thèse.

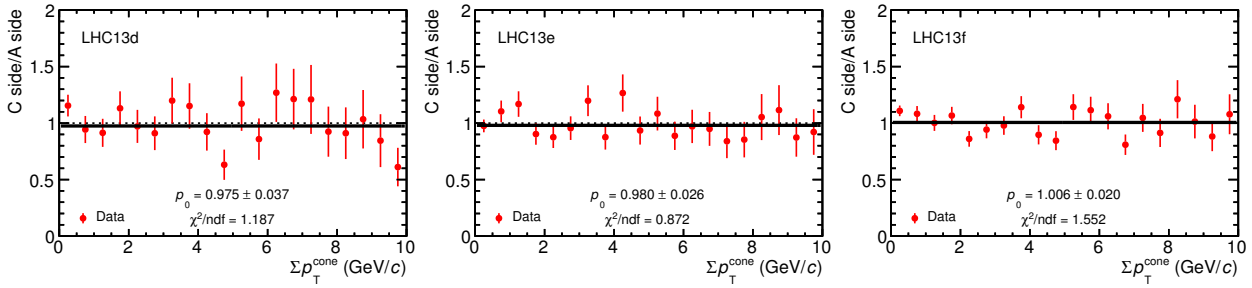


Figure E.3. Rapports C side/A side des distributions de l'impulsion transverse dans le cône d'isolement ($R_{\mathrm{cone}} = 0{,}4$) avant soustraction de la contribution de l'événement sous-jacent, pour les trois périodes de prise de données en collisions p–Pb analysées dans le cadre de cette thèse.

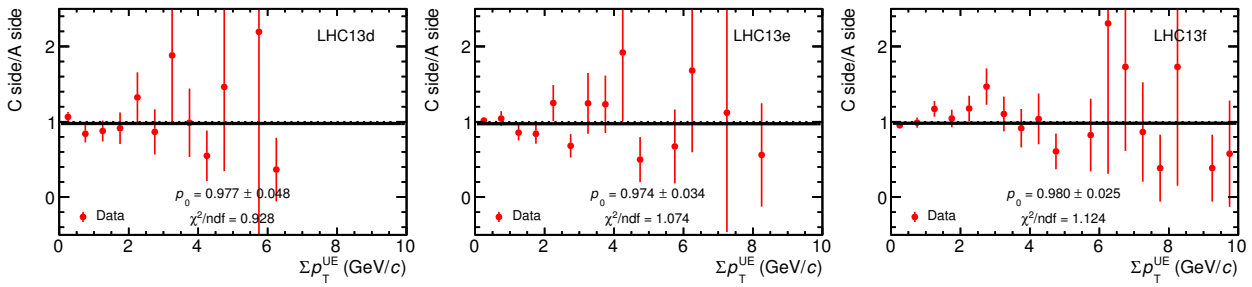


Figure E.4. Rapports C side/A side des distributions de l'événement sous-jacent, pour les trois périodes de prise de données en collisions p–Pb analysées dans le cadre de cette thèse.

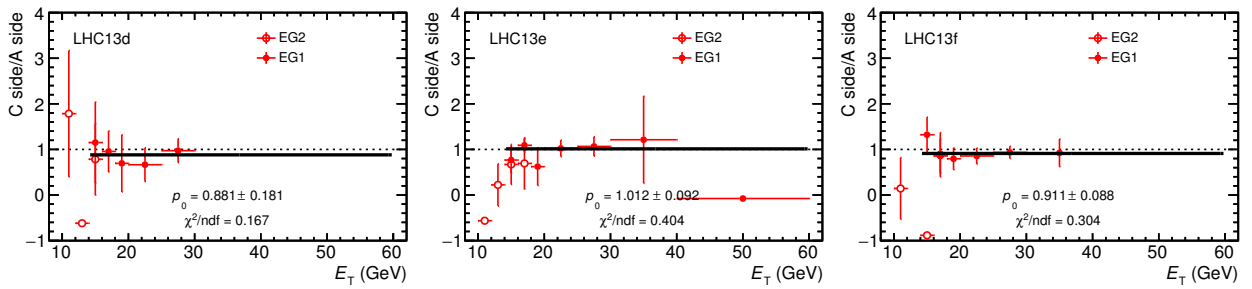


Figure E.5. Rapports C side/A side des distributions de la pureté brute des photons isolés, pour les trois périodes de prise de données en collisions p–Pb analysées dans le cadre de cette thèse.

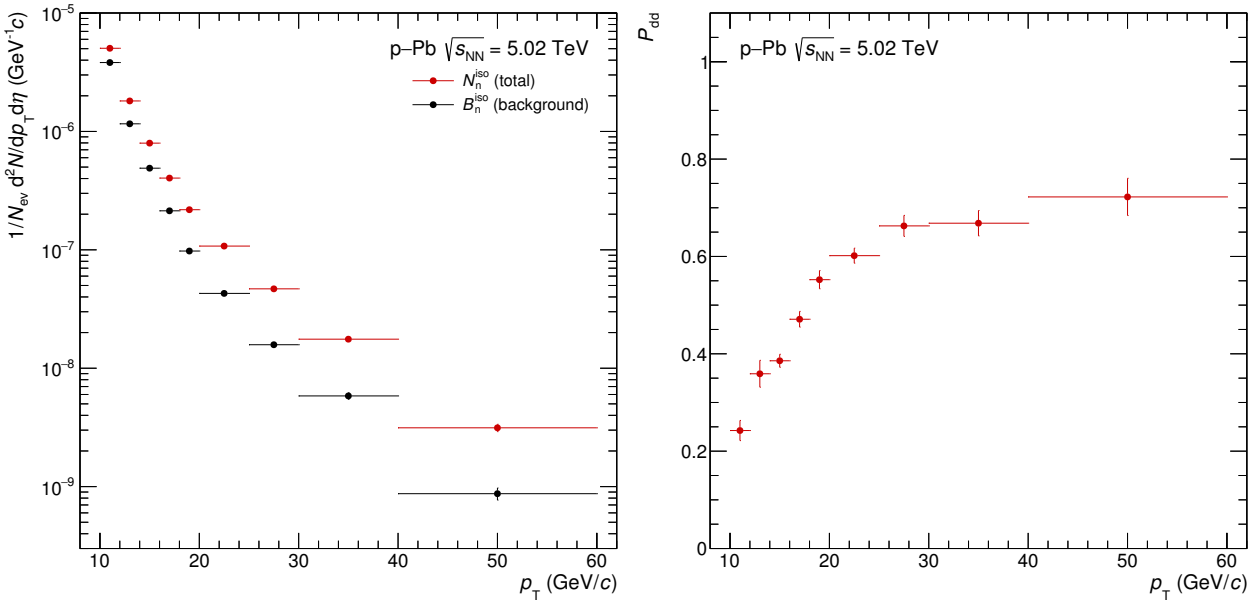
ANNEXE F

Isolement basé uniquement sur les particules chargées (p–Pb)

Comme nous l'avons expliqué dans la Section 7.2.2, la sensibilité de la section efficace de production des photons isolés mesurée dans les collisions p–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ a été testée à travers la redéfinition de l'impulsion transverse $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$ dans le cône d'isolement, en ne considérant que les particules chargées et en abaissant le critère d'isolement $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$ à $1{,}33\,\mathrm{GeV}/c$. Cette annexe présente plusieurs distributions similaires à celles présentées dans le Chapitre 6, en ne tenant compte que des particules chargées dans le cône d'isolement.

La principale différence entre les deux définitions de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$ réside dans le fait que la contamination liée aux photons de décroissance appariés – majoritairement induits par des mésons π^0 de basse énergie comme on l'a vu – est ici absente : la pureté brute estimée à l'aide de la méthode ABCD (Section 6.2.1) est ainsi meilleure comme le montre la Figure F.1 (b) et, de fait, la correction définie dans la Section 6.3 et matérialisée par le facteur α est donc moins prononcée à faible impulsion transverse (Figure F.3). Par ailleurs, la pureté corrigée (Figure F.4) est légèrement plus faible à haut p_{T} lorsque seules les particules chargées sont prises en compte dans le calcul de $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}}$: cela peut s'expliquer par la reconstruction partielle de l'impulsion transverse contenue dans le cône puisque les particules neutres en sont rejetées, peut-être dans une mesure que l'abaissement de $p_{\mathrm{T,\,max}}^{\mathrm{iso}}$ ne permet pas de compenser.

Le double ratio R_f (Figure F.5) utilisé pour déterminer le facteur d'extrapolation C_α permettant de corriger α (Section 6.3.2) présente ici une allure globalement moins dépendante de σ^2_{long}, signifiant que l'hypothèse relative à la probabilité d'isolement du bruit de fond (équation (6.23)) est mieux vérifiée en considérant uniquement les particules chargées.



(a) (b)

Figure F.1. (a) Distributions de la population totale $N_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$ de clusters candidats dans la région de signal et de sa composante de bruit de fond $B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}$, en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats. (b) Pureté de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse.

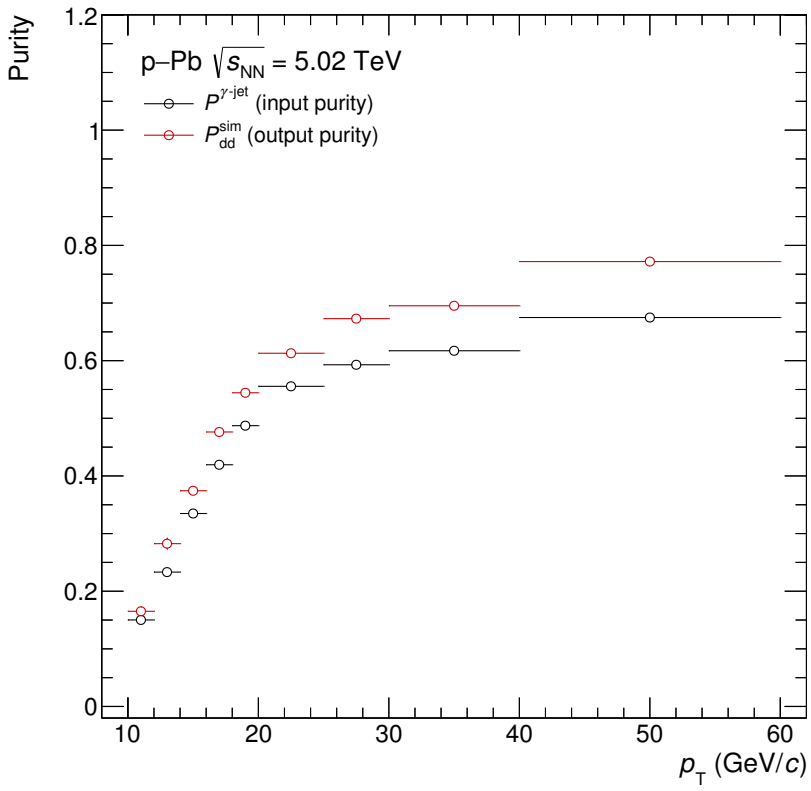


Figure F.2. Puretés d'entrée ($P^{\gamma\text{-jet}}$) et de sortie ($P_{\mathrm{dd}}^{\mathrm{sim}}$) de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse, dans les jeux de simulation γ-jet et total (γ-jet + jet-jet).

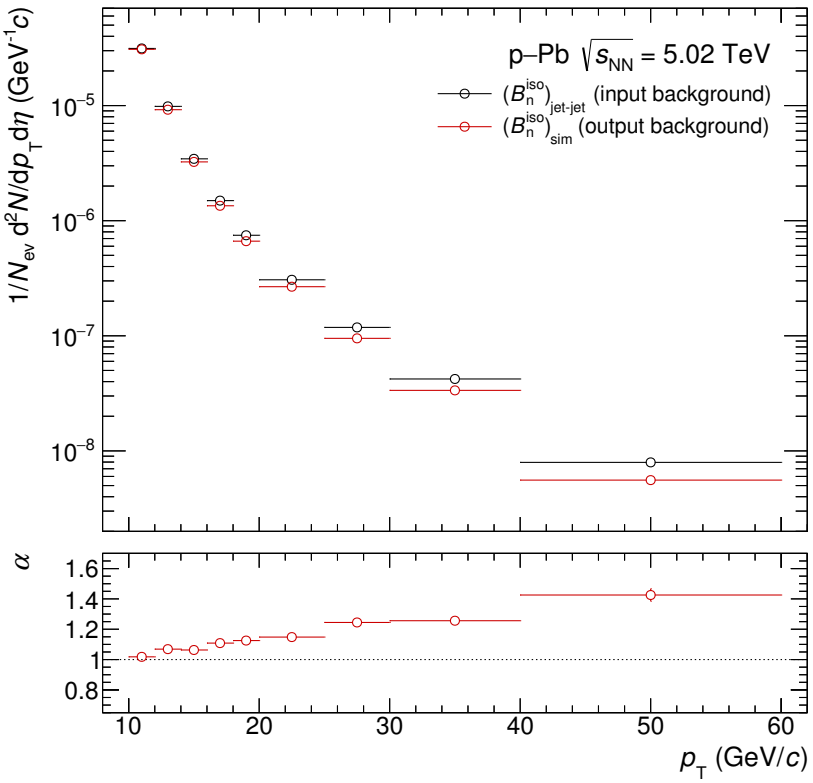


Figure F.3. Distributions des bruits de fond d'entrée ($\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\mathrm{jet\text{-}jet}}$) et de sortie ($\left(B_{\mathrm{n}}^{\mathrm{iso}}\right)_{\mathrm{sim}}$) dans la région de signal en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats, dans les jeux de simulation γ-jet et total (γ-jet + jet-jet). Le rapport de ces deux distributions (équation (6.28)) constitue le facteur de correction α.

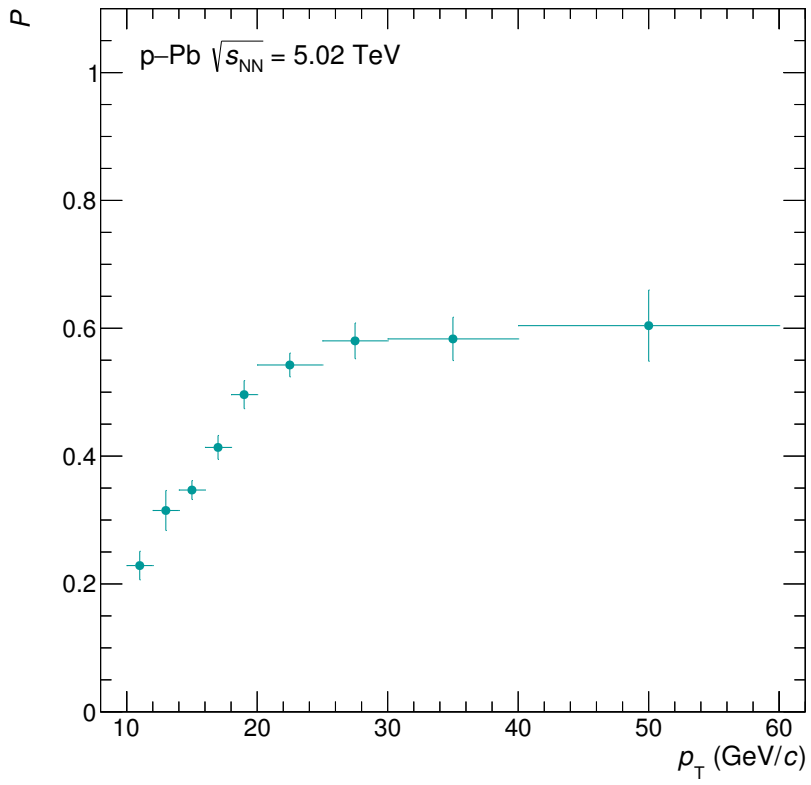


Figure F.4. Pureté (corrigée) de la population de clusters candidats de la région de signal en fonction de leur impulsion transverse.

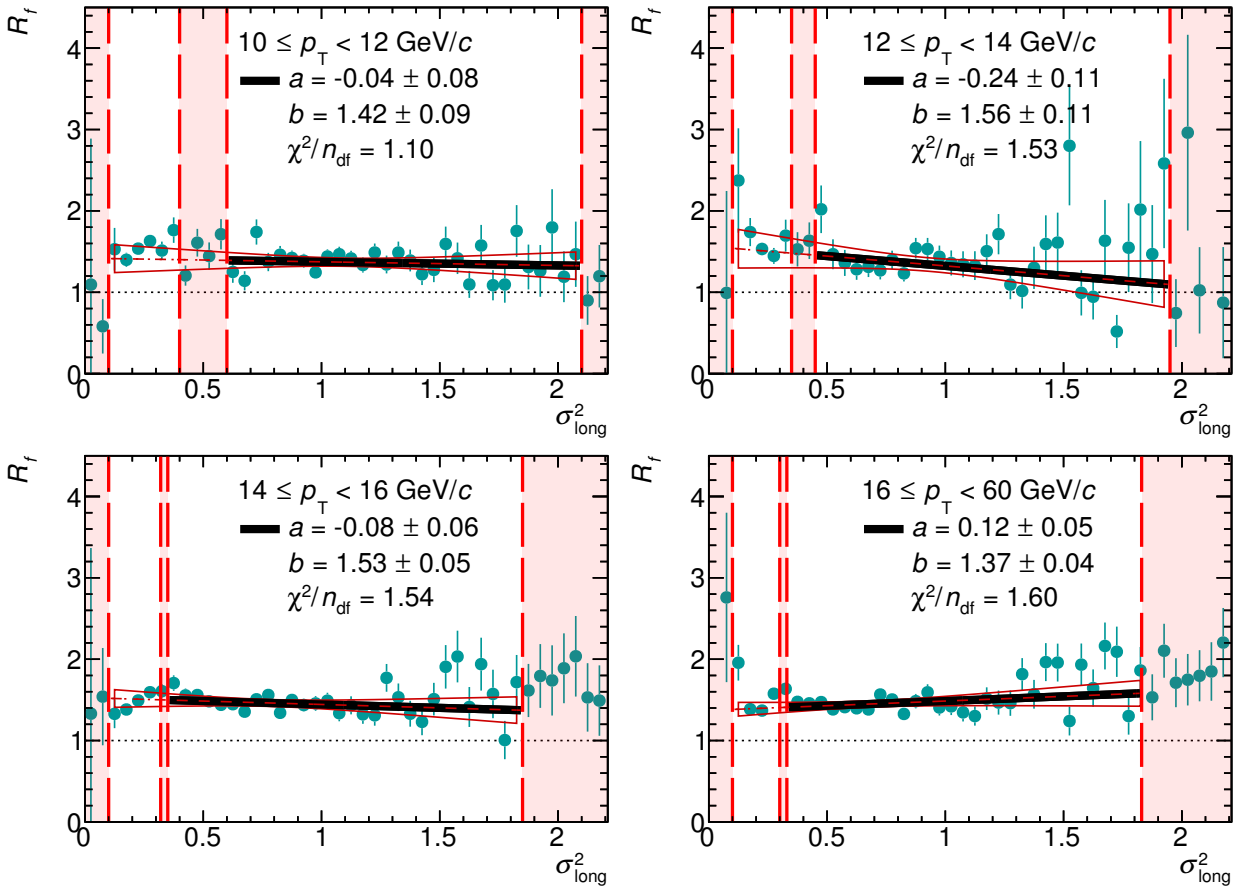
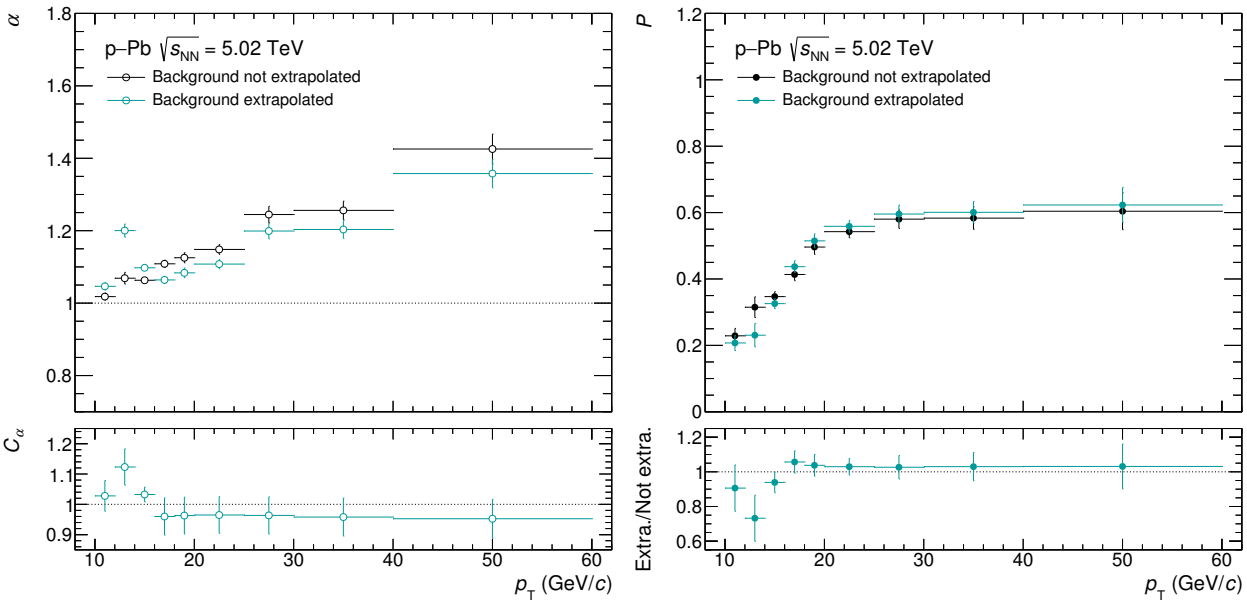


Figure F.5. Distribution du double ratio R_f en fonction de la forme σ^2_{long} des clusters candidats, pour différents intervalles en impulsion transverse, ajustée par la fonction affine $f_1\left(\sigma^2_{\text{long}}\right)$. Dans chaque intervalle en p_{T}, la ligne traitillée rouge représente une extrapolation de l'ajustement vers la région de signal et la zone délimitée par les lignes pleines rouges représente l'intervalle de confiance de 95 % sur l'ajustement. Enfin, les zones rouges représentent les limites des régions de l'espace des phases $\left(p_{\text{T}}^{\text{iso}}, \sigma^2_{\text{long}}\right)$ montré sur la Figure 6.7.



(a) (b)

Figure F.6. Distributions (a) du facteur α et (b) pureté des photons isolés en fonction de l'impulsion transverse des clusters candidats, avant et après application de la procédure d'extrapolation du bruit de fond dans la région de signal.

ANNEXE G

Détermination des incertitudes systématiques en collisions pp

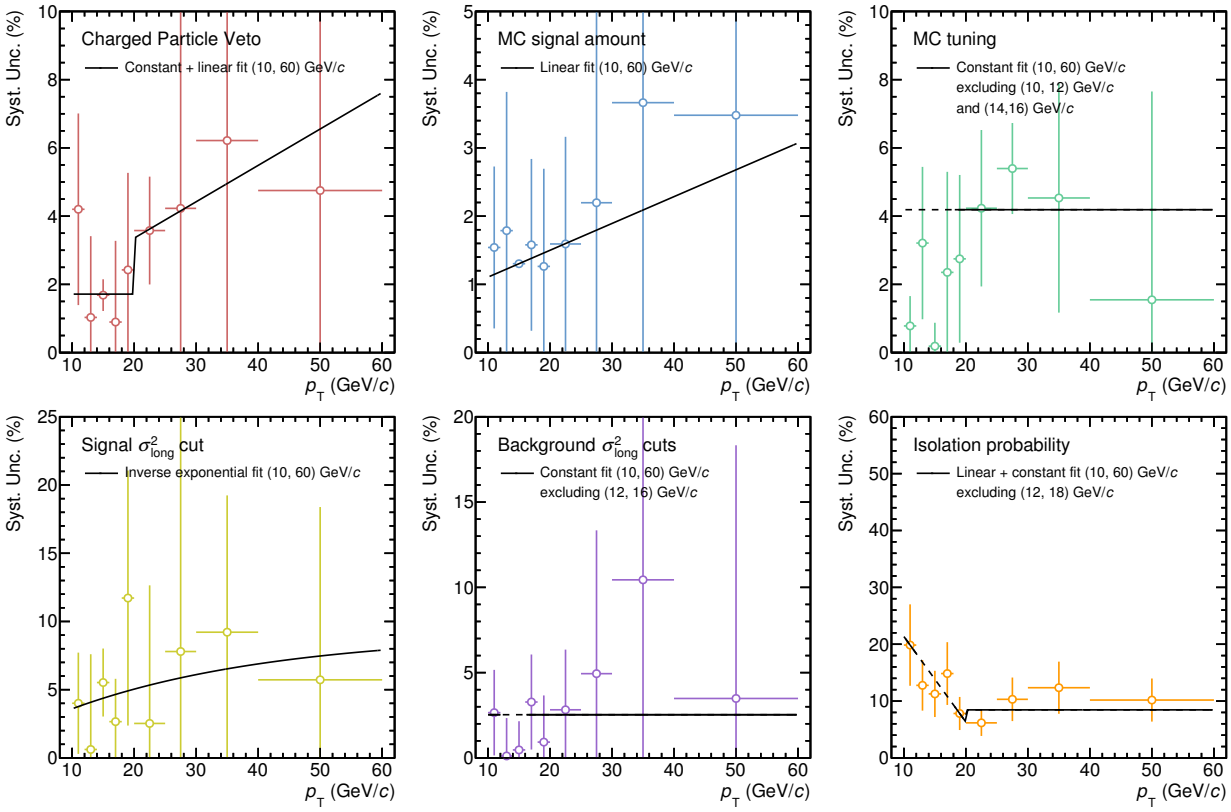


Figure G.1. Contributions à l'incertitude systématique totale de la section efficace de production des photons isolés mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ en fonction de leur impulsion transverse, ajustées par diverses fonctions pour supprimer leurs fluctuations statistiques.

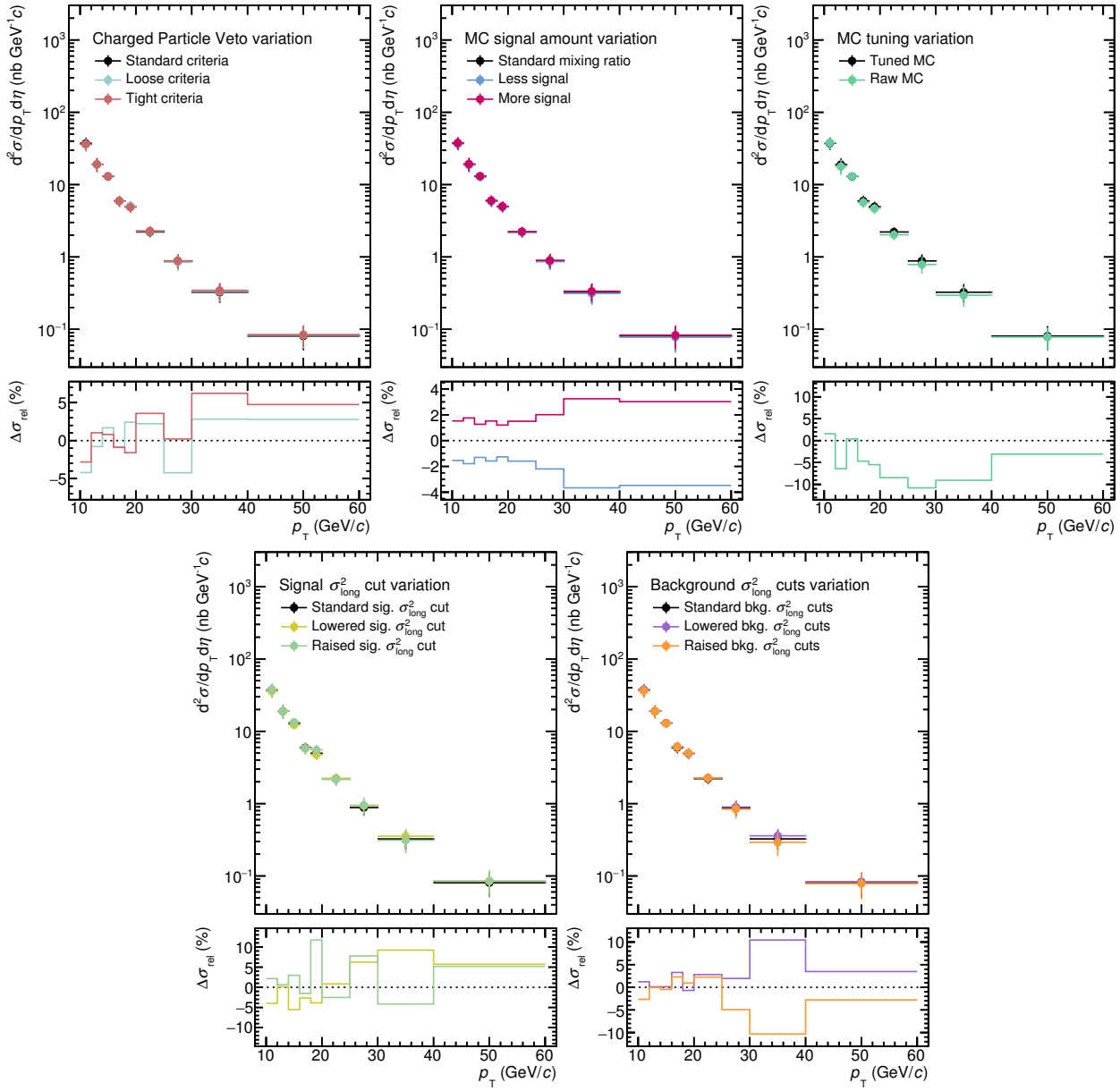


Figure G.2. Section efficace différentielle de production des photons isolés mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ en fonction de leur impulsion transverse, pour différentes variations des paramètres n'entrant pas dans la probabilité d'isolement. Les panneaux supérieurs sont basés sur l'isolement incluant toutes les particules dans le cône, tandis que les panneaux inférieurs sont basés uniquement sur les particules chargées. Les points ouverts gris représentent la distribution centrale de la section efficace $\sigma_{\text{central}}(p_{\text{T}})$, calculée comme la valeur moyenne des trois variations présentées sur les deux panneaux les plus à gauche.

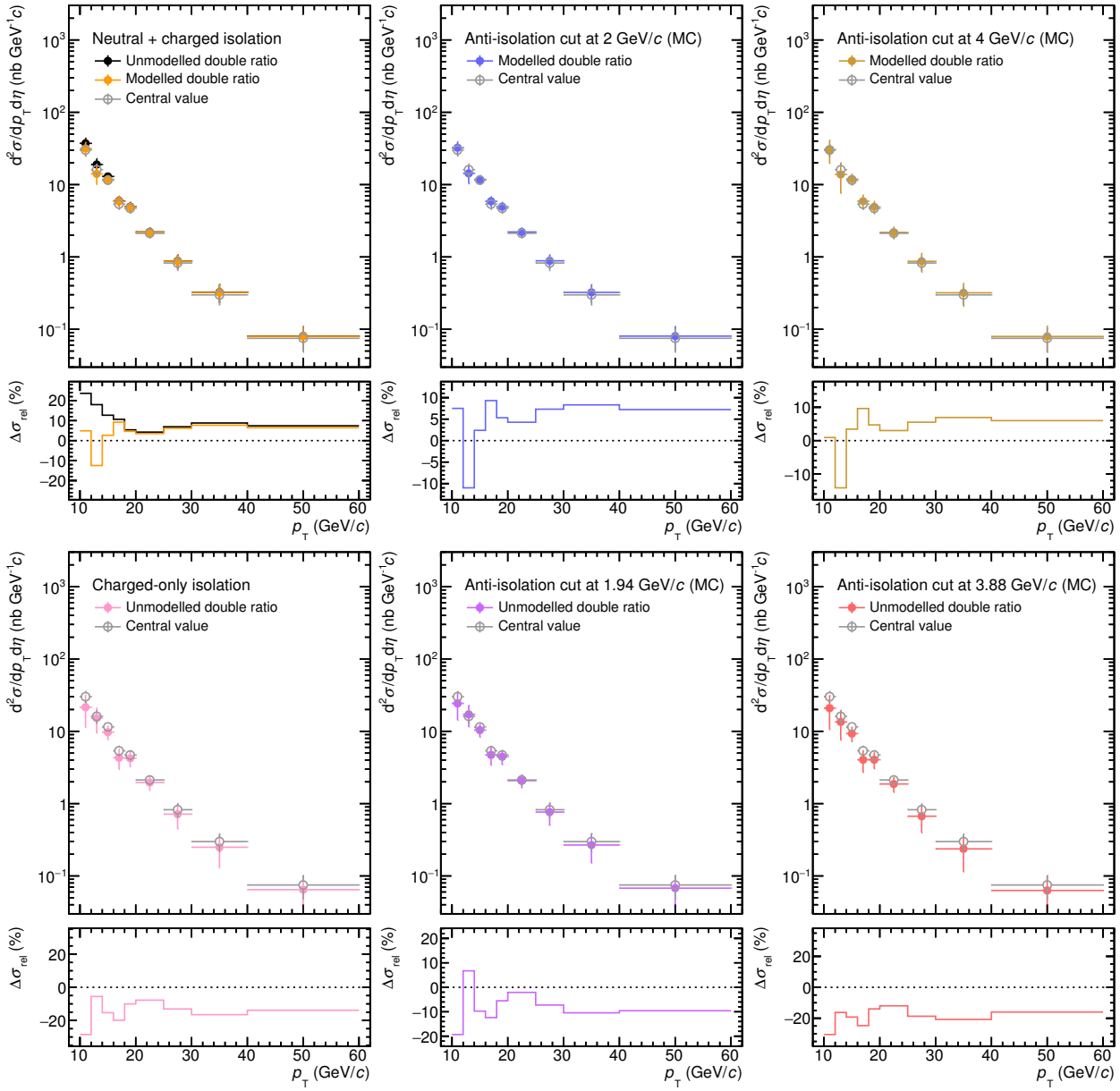


Figure G.3. Section efficace différentielle de production des photons isolés mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ en fonction de leur impulsion transverse, pour différentes variations des paramètres entrant dans la probabilité d'isolement. Les panneaux supérieurs sont basés sur l'isolement incluant toutes les particules dans le cône, tandis que les panneaux inférieurs sont basés uniquement sur les particules chargées. Les points ouverts gris représentent la distribution centrale de la section efficace $\sigma_{\text{central}}(p_{\text{T}})$, calculée comme la valeur moyenne des trois variations présentées sur les deux panneaux les plus à gauche.

Références

[1] Dumont J.-P. *et al.*, éds. *Les Présocratiques*. Bibliothèque de la Pléiade. Gallimard, 1988. Chap. Empédocle, fragment B 6 (cité p. 6).

[2] Aristote. *Du Ciel*. Trad. par P. Moraux. Collection des universités de France, série grecque – Collection Budé. Les Belles Lettres, 1965 (cité p. 6).

[3] Leucippe et Démocrite. *The Atomists: Leucippus and Democritus. Fragments. A Text and Translation with a Commentary by C. C. W. Taylor*. Trad. et comm. par C. C. W. Taylor. Phoenix Pre-Socractic Series. University of Toronto Press, 1999 (cité p. 7).

[4] Épicure. « Lettre à Hérodote ». Trad. par O. Hamelin. In : *Revue de métaphysique et de morale* (1910), p. 397–440 (cité p. 7).

[5] H. ter Brugghen. *De lachende filosoof Democritus*. Rijksmuseum, Amsterdam, 1628. URL : https://rkd.nl/explore/images/1135 (cité p. 7).

[6] S. Hutin. *L'alchimie*. 12e éd. Collection Que sais-je ?, no 506. Presses universitaires de France, 2011 (cité p. 7).

[7] A.-L. de Lavoisier. *Traité élémentaire de chimie, Présenté dans un ordre nouveau et d'après les découvertes modernes*. Cuchet, 1789 (cité p. 8).

[8] J. Dalton. « On the Absorption of Gases by Water and other Liquids ». In : *Memoirs and Proceedings of the Manchester Literary and Philosophical Society*. T. 6. 1805, p. 271–287 (cité p. 8).

[9] D. Mendeleïev. *An experiment on a system of elements, based on their atomic weights and chemical similarities*. 1869 (cité p. 8).

[10] J. J. Thomson. « Cathode Rays ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 5e sér. 44.269 (1897), p. 293–316. DOI : 10.1080/14786449708621070 (cité p. 9).

[11] J. J. Thomson. « On the structure of the atom. An investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle, with application of the results to the theory of atomic structure ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 6e sér. 7.39 (1904), p. 237–265. DOI : 10.1080/14786440409463107 (cité p. 9).

[12] E. Rutherford. « The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 6e sér. 21.125 (1911), p. 669–688. DOI : 10.1080/14786440508637080 (cité p. 10).

[13] N. Bohr. « On the Constitution of Atoms and Molecules ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 6e sér. 26.151 (1913), p. 1–25. DOI : 10.1080/14786441308634955 (cité p. 10).

[14] E. Rutherford. « Collision of α particles with light atoms ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 6e sér. 37.222 (1919), p. 562–571. DOI : 10.1080/14786440608635917 (cité p. 10).

[15] E. Schrödinger. « An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules ». In : *Phys. Rev.* 28 (1926), p. 1049–1070. DOI : 10.1103/PhysRev.28.1049 (cité p. 10).

[16] M. Born. « Zur Quantenmechanik der Stoßvorgänge [On the Quantum Mechanics of Collisions] ». In : *Z. Phys.* 37.12 (1926), p. 863–867. DOI : 10.1007/BF01397477 (cité p. 10).

[17] A. H. Compton. « A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements ». In : *Phys. Rev.* 21 (1923), p. 483–502. DOI : 10.1103/PhysRev.21.483 (cité p. 10).

[18] A. Einstein. « Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt [On a Heuristic Viewpoint Concerning the Production and Transformation of Light] ». In : *Ann. Phys.* 322.6 (1905), p. 132–148. DOI : 10.1002/andp.19053220607 (cité p. 10).

[19] G. N. Lewis. « The Conservation of Photons ». In : *Nature* 118 (1926), p. 874–875. DOI : 10.1038/118874a0 (cité p. 10).

[20] P. Villard. « Sur le rayonnement du radium ». In : *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences*. T. 130. 1900, p. 1178–1179 (cité p. 10).

[21] W. Pauli. *Liebe Radioaktive Damen und Herren [Chers Mesdames et Messieurs radioactifs]*. Lettre de W. Pauli adressée à Lise Meitner pour lecture aux participants de la conférence de Tübingen sur la radioactivité. 1930. URL : http://cds.cern.ch/record/83282 (cité p. 10).

[22] C. L. Cowan, F. Reines *et al.* « Detection of the Free Neutrino: a Confirmation ». In : *Science* 124.3212 (1956), p. 103–104. DOI : 10.1126/science.124.3212.103 (cité p. 10).

[23] J. Chadwick. « The Existence of a Neutron ». In : *Proc. Roy. Soc. Lond. A* 136.830 (1932), p. 692–708. DOI : 10.1098/rspa.1932.0112 (cité p. 10).

[24] W. Heisenberg. « Über den Bau der Atomkerne [On the Construction of Atomic Nuclei] ». In : *Z. Phys.* 77.1 (1932), p. 1–11. DOI : 10.1007/BF01342433 (cité p. 11).

[25] W. Gerlach et O. Stern. « Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld [The Experimental Proof of the Directional Quantification in the Magnetic Field] ». In : *Z. Phys.* 9.1 (1922), p. 349–352. DOI : 10.1007/BF01326983 (cité p. 11).

[26] H. Yukawa. « On the Interaction of Elementary Particles ». In : *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.* 1 (1955), p. 1–10. DOI : 10.1143/PTPS.1.1 (cité p. 11).

[27] C. M. G. Lattes *et al.* « Processes Involving Charged Mesons ». In : *Nature* 159 (1947), p. 694–697. DOI : 10.1038/159694a0 (cité p. 11).

[28] R. Bjorklund *et al.* « High Energy Photons from Proton-Nucleon Collisions ». In : *Phys. Rev.* 77 (1950), p. 213–218. DOI : 10.1103/PhysRev.77.213 (cité p. 11).

[29] E. Segrè. *Compton (left) and Simon (right) with Equipment*. AIP Emilio Segrè Visual Archives. 1923. URL : https://bit.ly/2yvbiEa (cité p. 11).

[30] E. Fermi. « Tentativo di una Teoria Dei Raggi β ». In : *Il Nuovo Cimento (1924-1942)* 11.1 (1934), p. 1. DOI : 10.1007/BF02959820 (cité p. 11).

[31] C. D. Anderson. « The Positive Electron ». In : *Phys. Rev.* 43 (1933), p. 491–494. DOI : 10.1103/PhysRev.43.491 (cité p. 11).

[32] S. H. Neddermeyer et C. D. Anderson. « Note on the Nature of Cosmic Ray Particles ». In : *Phys. Rev.* 51 (1937), p. 884–886. DOI : 10.1103/PhysRev.51.884 (cité p. 11).

[33] M. L. Perl *et al.* « Evidence for Anomalous Lepton Production in $e^+ - e^-$ Annihilation ». In : *Phys. Rev. Lett.* 35 (22 1975), p. 1489–1492. DOI : 10.1103/PhysRevLett.35.1489 (cité p. 11).

[34] S. Tomonaga. « On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields ». In : *Prog. Theor. Phys.* 1 (1946), p. 27–42. DOI : 10.1143/PTP.1.27 (cité p. 12).

[35] J. Schwinger. « On Quantum-Electrodynamics and the Magnetic Moment of the Electron ». In : *Phys. Rev.* 73 (1948), p. 416–417. DOI : 10.1103/PhysRev.73.416 (cité p. 12).

[36] R. P. Feynman. « Space-Time Approach to Quantum Electrodynamics ». In : *Phys. Rev.* 76 (1949), p. 769–789. DOI : 10.1103/PhysRev.76.769 (cité p. 12, 16).

[37] M. Gell-Mann. « A Schematic Model of Baryons and Mesons ». In : *Phys. Lett.* 8 (1964), p. 214–215. DOI : 10.1016/S0031-9163(64)92001-3 (cité p. 12).

[38] G. Zweig. « An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking ». CERN-TH-401. 1964. URL : http://cds.cern.ch/record/352337 (cité p. 12).

[39] V. E. Barnes *et al.* « Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three ». In : *Phys. Rev. Lett.* 12 (1964), p. 204–206. DOI : 10.1103/PhysRevLett.12.204 (cité p. 12).

[40] O. W. Greenberg. « Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), p. 598–602. DOI : 10.1103/PhysRevLett.13.598 (cité p. 12).

[41] M. Y. Han et Y. Nambu. « Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry ». In : *Phys. Rev.* 139 (1965), B1006–B1010. DOI : 10.1103/PhysRev.139.B1006 (cité p. 12).

[42] H. Fritzsch, M. Gell-Mann et H. Leutwyler. « Advantages of the Color Octet Gluon Picture ». In : *Phys. Lett. B* 47 (1973), p. 365–368. DOI : 10.1016/0370-2693(73)90625-4 (cité p. 12).

[43] B. J. Bjørken et S. L. Glashow. « Elementary particles and SU(4) ». In : *Physics Letters* 11.3 (1964), p. 255–257. DOI : 10.1016/0031-9163(64)90433-0 (cité p. 12).

[44] S. L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani. « Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry ». In : *Phys. Rev. D* 2 (1970), p. 1285–1292. DOI : 10.1103/PhysRevD.2.1285 (cité p. 12).

[45] E. D. Bloom *et al.* « High-Energy Inelastic e–p Scattering at 6° and 10° ». In : *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969), p. 930–934. DOI : 10.1103/PhysRevLett.23.930 (cité p. 12, 19).

[46] M. Breidenbach *et al.* « Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering ». In : *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969), p. 935–939. DOI : 10.1103/PhysRevLett.23.935 (cité p. 12, 19).

[47] R. P. Feynman. « The Behavior of Hadron Collisions at Extreme Energies ». In : *Third International Conference on High Energy Collisions, Stony Brook, N.Y., September 5–6, 1969*. 1969, p. 237–258 (cité p. 12, 19).

[48] A. Salam et J. C. Ward. « Weak and electromagnetic interactions ». In : *Il Nuovo Cimento (1955-1965)* 11.4 (1959), p. 568–577. DOI : 10.1007/BF02726525 (cité p. 12).

[49] S. L. Glashow. « Partial-symmetries of weak interactions ». In : *Nuclear Physics* 22.4 (1961), p. 579–588. DOI : 10.1016/0029-5582(61)90469-2 (cité p. 12).

[50] S. Weinberg. « A Model of Leptons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), p. 1264–1266. DOI : 10.1103/PhysRevLett.19.1264 (cité p. 12).

[51] G. Arnison *et al.*, UA1 Collaboration. « Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540\,\text{GeV}$ ». In : *Phys. Lett. B* 122.1 (1983), p. 103–116. DOI : 10.1016/0370-2693(83)91177-2 (cité p. 12).

[52] M. Banner *et al.*, UA2 Collaboration. « Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\overline{\text{p}}\text{p}$ collider ». In : *Phys. Lett. B* 122.5 (1983), p. 476–485. DOI : 10.1016/0370-2693(83)91605-2 (cité p. 12).

[53] G. Arnison *et al.*, UA1 Collaboration. « Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 $\text{GeV}c^2$ at the CERN SPS collider ». In : *Phys. Lett. B* 126.5 (1983), p. 398–410. DOI : 10.1016/0370-2693(83)90188-0 (cité p. 12).

[54] P. Bagnaia *et al.*, UA2 Collaboration. « Evidence for $\text{Z}^0 \to e^+ + e^-$ at the CERN $\overline{\text{p}}\text{p}$ collider ». In : *Phys. Lett. B* 129.1 (1983), p. 130–140. DOI : 10.1016/0370-2693(83)90744-X (cité p. 12).

[55] J. H. Christenson *et al.* « Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), p. 138–140. DOI : 10.1103/PhysRevLett.13.138 (cité p. 12).

[56] M. Kobayashi et T. Maskawa. « CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction ». In : *Prog. Theor. Phys.* 49.2 (1973), p. 652–657. DOI : 10.1143/PTP.49.652 (cité p. 12).

[57] S. W. Herb *et al.* « Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions ». In : *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977), p. 252–255. DOI : 10.1103/PhysRevLett.39.252 (cité p. 12).

[58] S. Abachi *et al.*, D0 Collaboration. « Search for High Mass Top Quark Production in $\text{p}\overline{\text{p}}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1{,}8\,\text{TeV}$ ». In : *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), p. 2422–2426. DOI : 10.1103/PhysRevLett.74.2422 (cité p. 12).

[59] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration. « Observation of Top Quark Production in $\text{p}\overline{\text{p}}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab ». In : *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), p. 2626–2631. DOI : 10.1103/PhysRevLett.74.2626 (cité p. 12).

[60] A. Pais et S. B. Treiman. « How Many Charm Quantum Numbers are There? » In : *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975), p. 1556–1559. DOI : 10.1103/PhysRevLett.35.1556 (cité p. 13).

[61] G. Aad *et al.*, ATLAS Collaboration. « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ». In : *Phys. Lett. B* 716 (2012), p. 1–29. DOI : 10.1016/j.physletb.2012.08.020. arXiv : 1207.7214 [hep-ex] (cité p. 13).

[62] S. Chatrchyan *et al.*, CMS Collaboration. « Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC ». In : *Phys. Lett. B* 716 (2012), p. 30–61. DOI : 10.1016/j.physletb.2012.08.021. arXiv : 1207.7235 [hep-ex] (cité p. 13).

[63] F. Englert et R. Brout. « Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), p. 321–323. DOI : 10.1103/PhysRevLett.13.321 (cité p. 13).

[64] P. W. Higgs. « Broken symmetries, massless particles and gauge fields ». In : *Phys. Lett.* 12 (1964), p. 132–133. DOI : 10.1016/0031-9163(64)91136-9 (cité p. 13).

[65] G. S. Guralnik, C. R. Hagen et T. W. B. Kibble. « Global Conservation Laws and Massless Particles ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), p. 585–587. DOI : 10.1103/PhysRevLett.13.585 (cité p. 13).

[66] M. Tanabashi *et al.*, Particle Data Group. « Review of Particle Physics ». In : *Phys. Rev. D* 98.3 (2018), p. 030001. DOI : 10.1103/PhysRevD.98.030001 (cité p. 13, 17, 21, 24, 89, 101, 130).

[67] R. E. Allen et S. Lidström. « Life, the Universe, and everything—42 fundamental questions ». In : *Phys. Scr.* 92.1 (2017), p. 012501. DOI : 10.1088/0031-8949/92/1/012501. arXiv : 1804.08730 [physics.pop-ph] (cité p. 13).

[68] B. C. Allanach. « Beyond the Standard Model ». In : *CERN Yellow Reports: School Proceedings* 5 (2017), p. 123–152. DOI : 10.23730/CYRSP-2017-005.123. arXiv : 1609.02015 [hep-ph] (cité p. 13).

[69] C. N. Yang et R. L. Mills. « Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance ». In : *Phys. Rev.* 96 (1 1954), p. 191–195. DOI : 10.1103/PhysRev.96.191 (cité p. 14).

[70] F. Halzen et A. D. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, 1984 (cité p. 14).

[71] S. Bethke. « The 2009 World Average of α_s ». In : *Eur. Phys. J. C* 64 (2009), p. 689–703. DOI : 10.1140/epjc/s10052-009-1173-1. arXiv : 0908.1135 [hep-ph] (cité p. 17, 18).

[72] S. Narison. « New evaluation of the QED running coupling and of the muonium hyperfine splitting ». arXiv : hep-ph/0108065 [hep-ph]. 2001 (cité p. 17).

[73] D. J. Gross et F. Wilczek. « Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories ». In : *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973), p. 1343–1346. DOI : 10.1103/PhysRevLett.30.1343 (cité p. 17).

[74] H. D. Politzer. « Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? » In : *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973), p. 1346–1349. DOI : 10.1103/PhysRevLett.30.1346 (cité p. 17).

[75] S. Bethke. « α_s 2016 ». In : *Nucl. Part. Phys. Proc.* 282-284 (2017), p. 149–152. DOI : 10.1016/j.nuclphysbps.2016.12.028 (cité p. 18).

[76] K. G. Wilson. « Confinement of quarks ». In : *Phys. Rev. D* 10 (8 1974), p. 2445–2459. DOI : 10.1103/PhysRevD.10.2445 (cité p. 19).

[77] J. C. Collins, D. E. Soper et G. F. Sterman. « Factorization of Hard Processes in QCD ». In : *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* 5 (1989), p. 1–91. DOI : 10.1142/9789814503266_0001. arXiv : hep-ph/0409313 [hep-ph] (cité p. 19).

[78] A. De Roeck et R. S. Thorne. « Structure Functions ». In : *Prog. Part. Nucl. Phys.* 66 (2011), p. 727–781. DOI : 10.1016/j.ppnp.2011.06.001. arXiv : 1103.0555 [hep-ph] (cité p. 20).

[79] V. N. Gribov et L. N. Lipatov. « Deep inelastic e p scattering in perturbation theory ». In : *Sov. J. Nucl. Phys.* 15 (1972), p. 438–450 (cité p. 21).

[80] Y. L. Dokshitzer. « Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. » In : *Sov. Phys. JETP* 46 (1977), p. 641–653. URL : http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/e/46/4/p641?a=list (cité p. 21).

[81] G. Altarelli et G. Parisi. « Asymptotic Freedom in Parton Language ». In : *Nucl. Phys. B* 126 (1977), p. 298–318. DOI : 10.1016/0550-3213(77)90384-4 (cité p. 21).

[82] L. N. Lipatov. « Reggeization of the Vector Meson and the Vacuum Singularity in Nonabelian Gauge Theories ». In : *Sov. J. Nucl. Phys.* 23 (1976), p. 338–345 (cité p. 22).

[83] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov et V. S. Fadin. « The Pomeranchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories ». In : *Sov. Phys. JETP* 45 (1977), p. 199–204. URL : http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/e/45/2/p199?a=list (cité p. 22).

[84] I. I. Balitsky et L. N. Lipatov. « The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics ». In : *Sov. J. Nucl. Phys.* 28 (1978), p. 822–829 (cité p. 22).

[85] R. D. Ball *et al.*, NNPDF Collaboration. « Parton distributions from high-precision collider data ». In : *Eur. Phys. J. C* 77.10 (2017), p. 663. DOI : 10.1140/epjc/s10052-017-5199-5. arXiv : 1706.00428 [hep-ph] (cité p. 22, 48).

[86] J. Butterworth *et al.* « PDF4LHC recommendations for LHC Run II ». In : *J. Phys. G* 43 (2016), p. 023001. DOI : 10.1088/0954-3899/43/2/023001. arXiv : 1510.03865 [hep-ph] (cité p. 22).

[87] B. Andersson *et al.* « Parton Fragmentation and String Dynamics ». In : *Phys. Rept.* 97 (1983), p. 31–145. DOI : 10.1016/0370-1573(83)90080-7 (cité p. 23).

[88] X. Artru. « Classical String Phenomenology. How Strings Work ». In : *Phys. Rept.* 97 (1983), p. 147. DOI : 10.1016/0370-1573(83)90081-9 (cité p. 23).

[89] T. D. Gottschalk. « An Improved Description of Hadronization in the QCD Cluster Model for e^+e^- Annihilation ». In : *Nucl. Phys. B* 239 (1984), p. 349–381. DOI : 10.1016/0550-3213(84)90253-0 (cité p. 23).

[90] T. Sjöstrand, S. Mrenna et P. Z. Skands. « PYTHIA 6.4 Physics and Manual ». In : *JHEP* 05 (2006), p. 026. DOI : 10.1088/1126-6708/2006/05/026. arXiv : hep-ph/0603175 [hep-ph] (cité p. 23, 84, 185).

[91] T. Sjöstrand, S. Mrenna et P. Z. Skands. « A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 ». In : *Comput. Phys. Commun.* 178 (2008), p. 852–867. DOI : 10.1016/j.cpc.2008.01.036. arXiv : 0710.3820 [hep-ph] (cité p. 23, 84, 119).

[92] J. C. Collins et M. J. Perry. « Superdense Matter: Neutrons or Asymptotically Free Quarks? » In : *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975), p. 1353–1356. DOI : 10.1103/PhysRevLett.34.1353 (cité p. 23).

[93] N. Cabibbo et G. Parisi. « Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation ». In : *Phys. Lett. B* 59 (1975), p. 67–69. DOI : 10.1016/0370-2693(75)90158-6 (cité p. 23).

[94] E. V. Shuryak. « Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter ». In : *Phys. Rept.* 61 (1980), p. 71–158. DOI : 10.1016/0370-1573(80)90105-2 (cité p. 23, 24).

[95] A. Bazavov *et al.*, HotQCD Collaboration. « Chiral crossover in QCD at zero and non-zero chemical potentials ». In : *Phys. Lett. B* 795 (2019), p. 15–21. DOI : 10.1016/j.physletb.2019.05.013. arXiv : 1812.08235 [hep-lat] (cité p. 24).

[96] D. J. Schwarz. « The first second of the Universe ». In : *Annalen Phys.* 12 (2003), p. 220–270. DOI : 10.1002/andp.200310010. arXiv : astro-ph/0303574 [astro-ph] (cité p. 24).

[97] A. Bazavov *et al.*, HotQCD Collaboration. « Equation of state in $(2+1)$-flavor QCD ». In : *Phys. Rev. D* 90 (9 2014), p. 094503. DOI : 10.1103/PhysRevD.90.094503 (cité p. 25).

[98] R. J. Glauber et G. Matthiae. « High-energy scattering of protons by nuclei ». In : *Nucl. Phys. B* 21 (1970), p. 135–157. DOI : 10.1016/0550-3213(70)90511-0 (cité p. 27).

[99] M. L. Miller *et al.* « Glauber modeling in high energy nuclear collisions ». In : *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57 (2007), p. 205–243. DOI : 10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020. arXiv : nucl-ex/0701025 [nucl-ex] (cité p. 27, 28).

[100] J. D. Bjorken. « Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: The Central Rapidity Region ». In : *Phys. Rev. D* 27 (1983), p. 140–151. DOI : 10.1103/PhysRevD.27.140 (cité p. 27).

[101] E. Iancu. « QCD in heavy ion collisions ». In : *2011 European School of High-Energy Physics, Cheile Gradistei, Romania, September 7–20 2011*. 2012, p. 197–266. DOI : 10.5170/CERN-2014-003.197. arXiv : 1205.0579 [hep-ph] (cité p. 28).

[102] C. Gale, S. Jeon et B. Schenke. « Hydrodynamic Modeling of Heavy-Ion Collisions ». In : *Int. J. Mod. Phys. A* 28 (2013), p. 1340011. DOI : 10.1142/S0217751X13400113. arXiv : 1301.5893 [nucl-th] (cité p. 28).

[103] Particles and friends. *Evolution of collisions and QGP*. 2016. URL : https://bit.ly/2ZuHFhq (cité p. 29).

[104] M. Arneodo. « Nuclear effects in structure functions ». In : *Phys. Rept.* 240 (1994), p. 301–393. DOI : 10.1016/0370-1573(94)90048-5 (cité p. 30).

[105] K. Kovarik *et al.* « nCTEQ15 – Global analysis of nuclear parton distributions with uncertainties in the CTEQ framework ». In : *Phys. Rev. D* 93.8 (2016), p. 085037. DOI : 10.1103/PhysRevD.93.085037. arXiv : 1509.00792 [hep-ph] (cité p. 30, 201, 202, 205–207, 209).

[106] K. J. Eskola *et al.* « EPPS16: nuclear parton distributions with LHC data ». In : *Eur. Phys. J. C* 77.3 (2017), p. 163. DOI : 10.1140/epjc/s10052-017-4725-9. arXiv : 1612.05741 [hep-ph] (cité p. 30, 31, 201, 202, 205–207, 209).

[107] N. Armesto. « Nuclear shadowing ». In : *J. Phys. G* 32 (2006), R367–R394. DOI : 10.1088/0954-3899/32/11/R01. arXiv : hep-ph/0604108 [hep-ph] (cité p. 30).

[108] K. Rith. « Present Status of the EMC effect ». In : *Subnucl. Ser.* 51 (2015), p. 431–449. arXiv : 1402.5000 [hep-ex] (cité p. 31).

[109] J. W. Cronin *et al.* « Production of hadrons with large transverse momentum at 200, 300, and 400 GeV ». In : *Phys. Rev. D* 11 (1975), p. 3105–3123. DOI : 10.1103/PhysRevD.11.3105 (cité p. 31).

[110] R. Pasechnik et M. Šumbera. « Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations ». In : *Universe* 3.1 (2017). DOI : 10.3390/universe3010007. arXiv : 1611.01533 [hep-ph] (cité p. 31, 32).

[111] U. W. Heinz et M. Jacob. « Evidence for a New State of Matter: An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Programme ». arXiv : nucl-th/0002042 [nucl-th]. 2000 (cité p. 32, 37).

[112] I. Arsene *et al.*, BRAHMS Collaboration. « Quark-gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment ». In : *Nucl. Phys. A* 757 (2005), p. 1–27. DOI : 10.1016/j.nuclphysa.2005.02.130. arXiv : nucl-ex/0410020 [nucl-ex] (cité p. 32, 37).

[113] B. B. Back *et al.*, PHOBOS Collaboration. « The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC ». In : *Nucl. Phys. A* 757 (2005), p. 28–101. DOI : 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.084. arXiv : nucl-ex/0410022 [nucl-ex] (cité p. 32, 37).

[114] J. Adams *et al.*, STAR Collaboration. « Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions ». In : *Nucl. Phys. A* 757 (2005), p. 102–183. DOI : 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.085. arXiv : nucl-ex/0501009 [nucl-ex] (cité p. 32, 37).

[115] K. Adcox *et al.*, PHENIX Collaboration. « Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration ». In : *Nucl. Phys. A* 757 (2005), p. 184–283. DOI : 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.086. arXiv : nucl-ex/0410003 [nucl-ex] (cité p. 32, 37).

[116] S. A. Bass *et al.* « Signatures of Quark-Gluon Plasma formation in high-energy heavy ion collisions: A critical review ». In : *J. Phys. G* 25 (1999), R1–R57. DOI : 10.1088/0954-3899/25/3/013. arXiv : hep-ph/9810281 [hep-ph] (cité p. 32).

[117] P. Jacobs et X.-N. Wang. « Matter in extremis: ultrarelativistic nuclear collisions at RHIC ». In : *Prog. Part. Nucl. Phys.* 54 (2005), p. 443–534. DOI : 10.1016/j.ppnp.2004.09.001. arXiv : hep-ph/0405125 [hep-ph] (cité p. 32).

[118] W. Busza, F. Rajagopal et W. van der Schee. « Heavy Ion Collisions: The Big Picture, and the Big Questions ». In : *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 68 (2018), p. 339–376. DOI : 10.1146/annurev-nucl-101917-020852. arXiv : 1802.04801 [hep-ph] (cité p. 32).

[119] P. Koch, B. Muller et J. Rafelski. « Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions ». In : *Phys. Rept.* 142 (1986), p. 167–262. DOI : 10.1016/0370-1573(86)90096-7 (cité p. 32).

[120] E. L. Bratkovskaya *et al.* « Signatures of chiral symmetry restoration and its survival throughout the hadronic phase interactions ». In : *EPJ Web Conf.* 171 (2018), p. 02004. DOI : 10.1051/epjconf/201817102004 (cité p. 32).

[121] P. Koch, B. Müller et J. Rafelski. « From Strangeness Enhancement to Quark-Gluon Plasma Discovery ». In : *Int. J. Mod. Phys. A* 32.31 (2017), p. 1730024. DOI : 10.1142/S0217751X17300241. arXiv : 1708.08115 [nucl-th] (cité p. 32).

[122] J. Adam *et al.*, ALICE Collaboration. « Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton-proton collisions ». In : *Nature Phys.* 13 (2017), p. 535–539. DOI : 10.1038/nphys4111. arXiv : 1606.07424 [nucl-ex] (cité p. 33).

[123] S. Porteboeuf-Houssais. « Un plasma de quarks et de gluons est-il produit dans les collisions proton-proton au LHC ? » 25e Congrès Général de la Société Française de Physique, Nantes, France, 2019. URL : https://indico.in2p3.fr/event/16792/contributions/68449/ (cité p. 33).

[124] E. Andersen *et al.*, WA97 Collaboration. « Strangeness enhancement at mid-rapidity in Pb–Pb collisions at 158 AGeV/c ». In : *Phys. Lett. B* 449 (1999), p. 401–406. DOI : 10.1016/S0370-2693(99)00140-9 (cité p. 33).

[125] E. V. Shuryak. « Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions ». In : *Phys. Lett. B* 78 (1978), p. 150. DOI : 10.1016/0370-2693(78)90370-2 (cité p. 33).

[126] G. Agakichiev *et al.*, CERES Collaboration. « Low mass e^+e^- pair production in 158 AGeV Pb–Au collisions at the CERN SPS, its dependence on multiplicity and transverse momentum ». In : *Phys. Lett. B* 422 (1998), p. 405–412. DOI : 10.1016/S0370-2693(98)00083-5. arXiv : nucl-ex/9712008 [nucl-ex] (cité p. 34).

[127] G. Agakichiev *et al.*, CERES Collaboration. « Enhanced Production of Low-Mass Electron Pairs in 200 GeV/Nucleon S–Au Collisions at the CERN Super Proton Synchrotron ». In : *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995), p. 1272–1275. DOI : 10.1103/PhysRevLett.75.1272 (cité p. 34).

[128] G. Chanfray, R. Rapp et J. Wambach. « Medium Modifications of the Rho Meson at CERN Super Proton Synchrotron Energies (200 GeV/nucleon) ». In : *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996), p. 368–371. DOI : 10.1103/PhysRevLett.76.368 (cité p. 34).

[129] B. Audurier. « Étude de la production inclusive de J/ψ dans les collisions pp et Pb–Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC ». Thèse de doctorat. Université de Nantes, 2017. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01970506 (cité p. 34).

[130] A. Francisco. « Measurement of the J/ψ elliptic flow in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 5{,}02\,\mathrm{TeV}$ with the muon spectrometer of ALICE at the LHC ». Thèse de doctorat. IMT Atlantique, 2018. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02010296 (cité p. 34).

[131] J. J. Aubert *et al.*, E598 Collaboration. « Experimental Observation of a Heavy Particle J ». In : *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974), p. 1404–1406. DOI : 10.1103/PhysRevLett.33.1404 (cité p. 34).

[132] J. E. Augustin *et al.*, SLAC-SP-017 Collaboration. « Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation ». In : *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974), p. 1406–1408. DOI : 10.1103/PhysRevLett.33.1406 (cité p. 34).

[133] T. Matsui et H. Satz. « J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation ». In : *Phys. Lett. B* 178 (1986), p. 416–422. DOI : 10.1016/0370-2693(86)91404-8 (cité p. 35).

[134] M. C. Abreu *et al.*, NA50 Collaboration. « Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/ψ suppression pattern measured in Pb–Pb collisions at the CERN-SPS ». In : *Phys. Lett. B* 477 (2000), p. 28–36. DOI : 10.1016/S0370-2693(00)00237-9 (cité p. 35).

[135] S. Digal, P. Petreczky et H. Satz. « Quarkonium Feed-Down and Sequential Suppression ». In : *Phys. Rev. D* 64 (2001), p. 094015. DOI : 10.1103/PhysRevD.64.094015. arXiv : hep-ph/0106017 [hep-ph] (cité p. 35).

[136] P. Braun-Munzinger et J. Stachel. « (Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at J/ψ suppression ». In : *Phys. Lett. B* 490 (2000), p. 196–202. DOI : 10.1016/S0370-2693(00)00991-6. arXiv : nucl-th/0007059 [nucl-th] (cité p. 35).

[137] J. D. Bjorken. « Energy Loss of Energetic Partons in Quark-Gluon Plasma: Possible Extinction of High p_{T} Jets in Hadron-Hadron Collisions ». FERMILAB-PUB-82-059-THY. 1982. URL : http://lss.fnal.gov/archive/1982/pub/Pub-82-059-T.pdf (cité p. 36).

[138] D. d'Enterria. « Indications of suppressed high p_{T} hadron production in nucleus-nucleus collisions at CERN-SPS ». In : *Phys. Lett. B* 596 (2004), p. 32–43. DOI : 10.1016/j.physletb.2004.06.071. arXiv : nucl-ex/0403055 [nucl-ex] (cité p. 36).

[139] J. Adams *et al.*, STAR Collaboration. « Evidence from $d+\mathrm{Au}$ Measurements for Final-State Suppression of High-p_{T} Hadrons in $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ Collisions at RHIC ». In : *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), p. 072304. DOI : 10.1103/PhysRevLett.91.072304. arXiv : nucl-ex/0306024 [nucl-ex] (cité p. 36).

[140] C. A. Salgado. « Hard QCD Probes to Quark-Gluon Plasma ». In : *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 168 (2007), p. 355–363. DOI : 10.1143/PTPS.168.355. arXiv : 0706.2264 [hep-ph] (cité p. 37).

[141] P. Foka et M. A. Janik. « An overview of experimental results from ultra-relativistic heavy-ion collisions at the CERN LHC: Hard probes ». In : *Rev. Phys.* 1 (2016), p. 172–194. DOI : 10.1016/j.revip.2016.11.001. arXiv : 1702.07231 [hep-ex] (cité p. 37).

[142] V. Kartvelishvili, R. Kvatadze et R. Shanidze. « On Z and Z + jet production in heavy ion collisions ». In : *Phys. Lett. B* 356 (1995), p. 589–594. DOI : 10.1016/0370-2693(95)00865-I. arXiv : hep-ph/9505418 [hep-ph] (cité p. 38).

[143] H. Paukkunen et C. A. Salgado. « Constraints for the nuclear parton distributions from Z and $W^{\pm}$ production at the LHC ». In : *JHEP* 03 (2011), p. 071. DOI : 10.1007/JHEP03(2011)071. arXiv : 1010.5392 [hep-ph] (cité p. 38).

[144] S. Acharya *et al.*, ALICE Collaboration. « Measurement of Z^0-boson production at large rapidities in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5{,}02$ TeV ». In : *Phys. Lett. B* 780 (2018), p. 372–383. DOI : 10.1016/j.physletb.2018.03.010. arXiv : 1711.10753 [nucl-ex] (cité p. 38).

[145] X.-N. Wang, Z. Huang et I. Sarcevic. « Jet Quenching in the Direction Opposite to a Tagged Photon in High-Energy Heavy-Ion Collisions ». In : *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), p. 231–234. DOI : 10.1103/PhysRevLett.77.231. arXiv : hep-ph/9605213 [hep-ph] (cité p. 39, 48).

[146] F. Arleo *et al.* « Photon tagged correlations in heavy ion collisions ». In : *JHEP* 11 (2004), p. 009. DOI : 10.1088/1126-6708/2004/11/009. arXiv : hep-ph/0410088 [hep-ph] (cité p. 39).

[147] M. Aaboud *et al.*, ATLAS Collaboration. « Measurement of photon–jet transverse momentum correlations in 5.02 TeV Pb+Pb and *pp* collisions with ATLAS ». In : *Phys. Lett. B* 789 (2019), p. 167–190. DOI : 10.1016/j.physletb.2018.12.023. arXiv : 1809.07280 [nucl-ex] (cité p. 39, 40).

[148] L. Adamczyk *et al.*, STAR Collaboration. « Jet-like correlations with direct-photon and neutral-pion triggers at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ». In : *Phys. Lett. B* 760 (2016), p. 689–696. DOI : 10.1016/j.physletb.2016.07.046. arXiv : 1604.01117 [nucl-ex] (cité p. 40).

[149] N. Arbor. « Étude de la fragmentation des partons par la mesure de corrélations photon-hadron auprès de l'expérience ALICE au LHC ». Thèse de doctorat. Université de Grenoble, 2013. URL : https://cds.cern.ch/record/1647344 (cité p. 41, 50, 146, 187, 208, 215).

[150] A. Vauthier. « Mesure des corrélations photon-hadron auprès de l'expérience ALICE au LHC pour l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons ». Thèse de doctorat. Communauté Université Grenoble Alpes, 2017. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01743801 (cité p. 41, 50, 101, 124, 152, 153, 187, 208, 215).

[151] G. David. « Direct real photons in relativistic heavy ion collisions ». In : *Rep. Prog. Phys.* (2019). arXiv : 1907.08893 [nucl-ex]. Soumis (cité p. 43).

[152] C. Gale. « Photon Production in Hot and Dense Strongly Interacting Matter ». In : *Landolt-Börnstein – Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms* 23 (2010), p. 445. DOI : 10.1007/978-3-642-01539-7_15. arXiv : 0904.2184 [hep-ph] (cité p. 44).

[153] C. Shen *et al.* « Thermal photons as a quark-gluon plasma thermometer reexamined ». In : *Phys. Rev. C* 89.4 (2014), p. 044910. DOI : 10.1103/PhysRevC.89.044910. arXiv : 1308.2440 [nucl-th] (cité p. 44).

[154] F. Arleo *et al.* « Photon Physics in Heavy Ion Collisions at the LHC ». In : *Hard Probes in Heavy Ion Collisions at the LHC*. 2004. DOI : 10.5170/CERN-2004-009.367. arXiv : hep-ph/0311131 [hep-ph] (cité p. 45, 52).

[155] P. Aurenche *et al.* « A new critical study of photon production in hadronic collisions ». In : *Phys. Rev. D* 73 (2006), p. 094007. DOI : 10.1103/PhysRevD.73.094007. arXiv : hep-ph/0602133 [hep-ph] (cité p. 46, 49, 51, 200).

[156] F. Arleo *et al.* « Inclusive prompt photon production in nuclear collisions at RHIC and LHC ». In : *JHEP* 04 (2011), p. 055. DOI : 10.1007/JHEP04(2011)055. arXiv : 1103.1471 [hep-ph] (cité p. 48).

[157] R. Ichou et D. d'Enterria. « Sensitivity of isolated photon production at TeV hadron colliders to the gluon distribution in the proton ». In : *Phys. Rev. D* 82 (2010), p. 014015. DOI : 10.1103/PhysRevD.82.014015. arXiv : 1005.4529 [hep-ph] (cité p. 48–50).

[158] H. Baer, J. Ohnemus et J. F. Owens. « A next-to-leading logarithm calculation of direct photon production ». In : *Phys. Rev. D* 42 (1990), p. 61–71. DOI : 10.1103/PhysRevD.42.61 (cité p. 49, 50).

[159] A. Mas. « Mesure de la production des photons isolés dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ avec le détecteur ALICE ». Thèse de doctorat. École des Mines de Nantes, 2013. URL : https://cds.cern.ch/record/1666709 (cité p. 50, 146, 187, 193–195, 202, 208).

[160] L. Ronflette. « Isolated photon production in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02\,\text{TeV}$ with the ALICE experiment at the LHC ». Thèse de doctorat. Université de Nantes, 2016. URL : https://cds.cern.ch/record/2242378 (cité p. 50, 51, 120, 141, 153, 215).

[161] P. Aurenche *et al.* « Next to leading order bremsstrahlung contribution to prompt-photon production ». In : *Nucl. Phys. B* 399 (1993), p. 34–62. DOI : 10.1016/0550-3213(93)90615-V (cité p. 51).

[162] M. Cacciari, G. P. Salam et S. Sapeta. « On the characterisation of the underlying event ». In : *JHEP* 04 (2010), p. 065. DOI : 10.1007/JHEP04(2010)065. arXiv : 0912.4926 [hep-ph] (cité p. 51).

[163] D. d'Enterria et J. Rojo. « Quantitative constraints on the gluon distribution function in the proton from collider isolated-photon data ». In : *Nucl. Phys. B* 860 (2012), p. 311–338. DOI : 10.1016/j.nuclphysb.2012.03.003. arXiv : 1202.1762 [hep-ph] (cité p. 52–54, 211, 212).

[164] T. Ferbel et W. R. Molzon. « Direct-photon production in high-energy collisions ». In : *Rev. Mod. Phys.* 56 (1984), p. 181–221. DOI : 10.1103/RevModPhys.56.181 (cité p. 53).

[165] F. Arleo *et al.* « Higher-Twist Dynamics in Large Transverse Momentum Hadron Production ». In : *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010), p. 062002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.105.062002. arXiv : 0911.4604 [hep-ph] (cité p. 53).

[166] S. Chatrchyan *et al.*, CMS Collaboration. « Measurement of isolated photon production in pp and PbPb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2{,}76\,\text{TeV}$ ». In : *Phys. Lett. B* 710 (2012), p. 256–277. DOI : 10.1016/j.physletb.2012.02.077. arXiv : 1201.3093 [nucl-ex] (cité p. 53–56, 58, 141).

[167] G. Aad *et al.*, ATLAS Collaboration. « Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev. D* 83 (2011), p. 052005. DOI : 10.1103/PhysRevD.83.052005. arXiv : 1012.4389 [hep-ex] (cité p. 53, 55, 142, 148, 210).

[168] G. Aad *et al.*, ATLAS Collaboration. « Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross-section in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ using $35\,\text{pb}^{-1}$ of ATLAS data ». In : *Phys. Lett. B* 706 (2011), p. 150–167. DOI : 10.1016/j.physletb.2011.11.010. arXiv : 1108.0253 [hep-ex] (cité p. 53, 55).

[169] V. Khachatryan *et al.*, CMS Collaboration. « Measurement of the Isolated Prompt Photon Production Cross Section in *pp* Collisions at $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ ». In : *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011), p. 082001. DOI : 10.1103/PhysRevLett.106.082001. arXiv : 1012.0799 [hep-ex] (cité p. 53, 55, 202, 210).

[170] S. Chatrchyan *et al.*, CMS Collaboration. « Measurement of the differential cross section for isolated prompt photon production in *pp* collisions at 7 TeV ». In : *Phys. Rev. D* 84 (2011), p. 052011. DOI : 10.1103/PhysRevD.84.052011. arXiv : 1108.2044 [hep-ex] (cité p. 53, 55).

[171] M. Aaboud *et al.*, ATLAS Collaboration. « Measurement of prompt photon production in $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 8{,}16$ TeV $p+\mathrm{Pb}$ collisions with ATLAS ». In : *Phys. Lett. B* 796 (2019), p. 230–252. DOI : 10.1016/j.physletb.2019.07.031. arXiv : 1903.02209 [nucl-ex] (cité p. 54, 55, 57, 58, 212).

[172] G. Aad *et al.*, ATLAS Collaboration. « Measurement of the inclusive isolated prompt photons cross section in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector using $4{,}6\,\mathrm{fb}^{-1}$ ». In : *Phys. Rev. D* 89.5 (2014), p. 052004. DOI : 10.1103/PhysRevD.89.052004. arXiv : 1311.1440 [hep-ex] (cité p. 55).

[173] S. Acharya *et al.*, ALICE Collaboration. « Measurement of the inclusive isolated photon production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ». In : *Eur. Phys. J. C* 79.11 (2019), p. 896. DOI : 10.1140/epjc/s10052-019-7389-9. arXiv : 1906.01371 [nucl-ex] (cité p. 55, 168, 170, 181, 193, 194, 204, 208, 210–212).

[174] G. Aad *et al.*, ATLAS Collaboration. « Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector ». In : *JHEP* 08 (2016), p. 005. DOI : 10.1007/JHEP08(2016)005. arXiv : 1605.03495 [hep-ex] (cité p. 55).

[175] M. Aaboud *et al.*, ATLAS Collaboration. « Measurement of the cross section for inclusive isolated-photon production in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector ». In : *Phys. Lett. B* 770 (2017), p. 473–493. DOI : 10.1016/j.physletb.2017.04.072. arXiv : 1701.06882 [hep-ex] (cité p. 54–56).

[176] A. M. Sirunyan *et al.*, CMS Collaboration. « Measurement of differential cross sections for inclusive isolated-photon and photon + jets production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». In : *Eur. Phys. J. C* 79.1 (2019), p. 20. DOI : 10.1140/epjc/s10052-018-6482-9. arXiv : 1807.00782 [hep-ex] (cité p. 54, 55, 57, 211).

[177] G. Aad *et al.*, ATLAS Collaboration. « Centrality, rapidity and transverse momentum dependence of isolated prompt photon production in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV measured with the ATLAS detector ». In : *Phys. Rev. C* 93.3 (2016), p. 034914. DOI : 10.1103/PhysRevC.93.034914. arXiv : 1506.08552 [hep-ex] (cité p. 55, 56, 59).

[178] X. Chen *et al.* « Isolated photon and photon + jet production at NNLO QCD accuracy ». In : *JHEP* (2019). arXiv : 1904.01044 [hep-ph]. Soumis (cité p. 56, 205, 215).

[179] Bureau d'études pour un Centre européen de la culture. *Rapport général sur la Conférence européenne de la culture (Lausanne, 8–12 décembre 1949)*. https://bit.ly/2EiMUbw. Archives historiques de l'Union européenne, 1949 (cité p. 63).

[180] T. Fazzini *et al.* « Electron Decay of the Pion ». In : *Phys. Rev. Lett.* 1 (1958), p. 247. DOI : 10.1103/PhysRevLett.1.247 (cité p. 64).

[181] E. D. Courant et H. S. Snyder. « Theory of the Alternating-Gradient Synchrotron ». In : *Ann. Phys.* 3.1 (1958), p. 1. DOI : 10.1016/0003-4916(58)90012-5 (cité p. 64).

[182] CERN PhotoLab. *Aerial view of the 28 GeV Proton Synchrotron*. CERN-PHOTO-6504023. 1965. URL : https://cds.cern.ch/record/40951 (cité p. 64).

[183] S. van der Meer. *Stochastic damping of betatron oscillations in the ISR*. Rapport technique CERN-ISR-PO-72-31. 1972. URL : https://cds.cern.ch/record/312939 (cité p. 65).

[184] M. Jacob, éd. *Proceedings, ECFA-CERN Workshop on Large Hadron Collider in the LEP tunnel*. 1984. DOI : 10.5170/CERN-1984-010-V-2 (cité p. 65, 66).

[185] « LHC Machine ». In : *JINST* 3 (2008). Sous la dir. de L. Evans et P. Bryant, S08001. DOI : 10.1088/1748-0221/3/08/S08001 (cité p. 66).

[186] E. Mobs. « The CERN accelerator complex – August 2018 ». OPEN-PHO-ACCEL-2018-005. 2018. URL : https://cds.cern.ch/record/2636343 (cité p. 67).

[187] M. Theofilatou. « LHC proton source ». 2013. URL : https://commons.wikimedia.org/wiki/File:CERN_LHC_Proton_Source.JPG (cité p. 68).

[188] CERN. « LHC lead source ». 2013. URL : https://home.cern/news/news/accelerators/preparing-lhc-lead-proton-run (cité p. 68).

[189] CERN. « Incident dans le secteur 34 du LHC ». 2008. URL : https://home.cern/fr/news/press-release/general-cern/incident-lhc-sector-3-4 (cité p. 70).

[190] CERN. « Début des travaux visant à doper la luminosité du LHC ». 2018. URL : https://home.cern/fr/news/press-release/accelerators/major-work-starts-boost-luminosity-lhc (cité p. 71).

[191] CERN. « Une collaboration internationale publie l'étude de conception d'un futur collisionneur circulaire post-LHC au CERN ». 2019. URL : https://home.cern/fr/news/press-release/accelerators/international-collaboration-publishes-concept-design-post-lhc (cité p. 71).

[192] G. Aad *et al.*, ATLAS Collaboration. « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». In : *JINST* 3 (2008), S08003. DOI : 10.1088/1748-0221/3/08/S08003 (cité p. 71).

[193] S. Chatrchyan *et al.*, CMS Collaboration. « The CMS Experiment at the CERN LHC ». In : *JINST* 3 (2008), S08004. DOI : 10.1088/1748-0221/3/08/S08004 (cité p. 71).

[194] A. Augusto Alves Jr. *et al.*, LHCb Collaboration. « The LHCb Detector at the LHC ». In : *JINST* 3 (2008), S08005. DOI : 10.1088/1748-0221/3/08/S08005 (cité p. 71).

[195] K. Aamodt *et al.*, ALICE Collaboration. « The ALICE experiment at the CERN LHC ». In : *JINST* 3 (2008), S08002. DOI : 10.1088/1748-0221/3/08/S08002 (cité p. 71, 75, 84).

[196] O. Adriani *et al.*, LHCf Collaboration. « The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider ». In : *JINST* 3 (2008), S08006. DOI : 10.1088/1748-0221/3/08/S08006 (cité p. 71).

[197] G. Anelli *et al.*, TOTEM Collaboration. « The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider ». In : *JINST* 3 (2008), S08007. DOI : 10.1088/1748-0221/3/08/S08007 (cité p. 71).

[198] J. Pinfold *et al.*, MoEDAL Collaboration. *Technical Design Report of the MoEDAL Experiment*. Rapport technique CERN-LHCC-2009-006. 2009. URL : https://cds.cern.ch/record/1181486 (cité p. 71).

[199] J. Pequenao. *Computer generated image of the whole ATLAS detector*. CERN-GE-0803012. 2008. URL : https://cds.cern.ch/record/1095924 (cité p. 72).

[200] ATLAS Collaboration. *ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-96-041. 1996. URL : https://cds.cern.ch/record/331061 (cité p. 72, 92).

[201] T. Sakuma, CMS Collaboration. *Cutaway diagrams of CMS detector*. CMS-OUTREACH-2019-001. 2019. URL : https://cds.cern.ch/record/2665537 (cité p. 73).

[202] CMS Collaboration. *The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-97-033. 1997. URL : https://cds.cern.ch/record/349375 (cité p. 73, 92).

[203] LHCb Collaboration. *LHCb calorimeters: Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-2000-0036. 2000. URL : https://cds.cern.ch/record/494264 (cité p. 74, 92).

[204] R. Lindner, LHCb Collaboration. *LHCb layout 2. LHCb schema 2*. LHCb-PHO-GENE-2008-002. 2008. URL : https://cds.cern.ch/record/1087860 (cité p. 74).

[205] F. Carminati *et al.*, ALICE Collaboration. « ALICE: Physics performance report, volume I ». In : *J. Phys. G* 30 (2004), p. 1517–1763. DOI : 10.1088/0954-3899/30/11/001 (cité p. 74).

[206] B. Alessandro *et al.*, ALICE Collaboration. « ALICE: Physics performance report, volume II ». In : *J. Phys. G* 32 (2006), p. 1295–2040. DOI : 10.1088/0954-3899/32/10/001 (cité p. 74, 106).

[207] A. Tauro, ALICE Collaboration. *ALICE Schematics*. ALICE-PHO-SKE-2017-001. 2017. URL : https://cds.cern.ch/record/2263642 (cité p. 75).

[208] L. Betev et P. Chochula. *Definition of the ALICE Coordinate System and Basic Rules for Subdetector Components Numbering*. ALICE Project Document n° ALICE-INT-2003-038. 2003. URL : https://bit.ly/2GhG73H (cité p. 75).

[209] P. G. Kuijer. « Commissioning and Prospects for Early Physics with ALICE ». In : *Proceedings, 21st International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 2009): Knoxville, USA, March 30–April 4, 2009*. T. 830. 2009, p. 81C–88C. DOI : 10.1016/j.nuclphysa.2009.10.011. arXiv : 0907.5060 [hep-ex] (cité p. 76).

[210] ALICE Collaboration. *ALICE Inner Tracking System (ITS): Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-99-012. 1999. URL : https://cds.cern.ch/record/391175 (cité p. 76).

[211] K. Aamodt *et al.*, ALICE Collaboration. « Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks ». In : *JINST* 5 (2010), P03003. DOI : 10.1088/1748-0221/5/03/P03003. arXiv : 1001.0502 [physics.ins-det] (cité p. 76, 77).

[212] ALICE Collaboration. *ALICE Time Projection Chamber (TPC): Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-2000-001. 2000. URL : https://cds.cern.ch/record/451098 (cité p. 77).

[213] J. Alme *et al.* « The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 622 (2010), p. 316–367. DOI : 10.1016/j.nima.2010.04.042. arXiv : 1001.1950 [physics.ins-det] (cité p. 77, 78).

[214] ALICE Collaboration. *ALICE Transition Radiation Detector (TRD): Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-2001-021. 2001. URL : https://cds.cern.ch/record/519145 (cité p. 78).

[215] ALICE Collaboration. *ALICE Time-Of-Flight system (TOF): Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-2000-012. 2000. URL : https://cds.cern.ch/record/430132 (cité p. 79).

[216] ALICE Collaboration. *ALICE ElectroMagnetic Calorimeter (EMCal): Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-2008-014. 2008. URL : https://cds.cern.ch/record/1121574 (cité p. 79, 93–95, 97, 100).

[217] ALICE Collaboration. *ALICE DCal: An Addendum to the EMCal Technical Design Report – Di-Jet and Hadron-Jet correlation measurements in ALICE*. Rapport technique CERN-LHCC-2010-011. 2010. URL : https://cds.cern.ch/record/1272952 (cité p. 79, 93, 213).

[218] ALICE Collaboration. *ALICE PHOton Spectrometer (PHOS): Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-99-004. 1999. URL : https://cds.cern.ch/record/381432 (cité p. 79, 92).

[219] ALICE Collaboration. *ALICE High Momentum Particle IDentification (HMPID): Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-98-019. 1998. URL : https://cds.cern.ch/record/381431 (cité p. 79).

[220] S. Acharya *et al.*, ALICE Collaboration. « The ALICE Transition Radiation Detector: construction, operation, and performance ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 881 (2018), p. 88–127. DOI : 10.1016/j.nima.2017.09.028. arXiv : 1709.02743 [physics.ins-det] (cité p. 80).

[221] A. Fernandez, S. Kartal et C. Pagliarone. « ACORDE, a Cosmic Ray Detector for ALICE ». In : *Summer School and Conference on New Trends in High-Energy Physics: Experiment, Phenomenology, Theory Yalta, Crimea, Ukraine, September 16–23, 2006*. 2006. arXiv : physics/0612051 [physics.ins-det] (cité p. 79).

[222] ALICE Collaboration. *ALICE Forward Detectors (FMD, T0 and V0): Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-2004-025. 2004. URL : https://cds.cern.ch/record/781854 (cité p. 80, 81).

[223] ALICE Collaboration. *ALICE Photon Multiplicity Detector (PMD): Technical Design Report*. Rapport technique CERN-LHCC-99-032. 1999. URL : https://cds.cern.ch/record/451099 (cité p. 81).

[224] ALICE Collaboration. *ALICE Photon Multiplicity Detector (PMD): addendum to the Technical Design Report*. Rapport technique. 2003. URL : https://cds.cern.ch/record/642177 (cité p. 81).

[225] A. Villatoro Tello. « AD, the ALICE Diffractive detector ». In : *Proceedings, 9th International Workshop on Diffraction in High Energy Physics (Diffraction 2016): Santa Tecla di Acireale, Catania, Italy, September 2–8, 2016*. T. 1819. 1. 2017, p. 040020. DOI : 10.1063/1.4977150 (cité p. 81).

[226] ALICE Collaboration. *ALICE Zero Degree Calorimeter (ZDC): Technical Design Report*. Rapport technique. 1999. URL : https://cds.cern.ch/record/381433 (cité p. 81).

[227] ALICE Collaboration. *ALICE dimuon forward spectrometer: Technical Design Report*. Rapport technique. 1999. URL : https://cds.cern.ch/record/401974 (cité p. 81).

[228] M. Krivda *et al.*, ALICE Collaboration. « The ALICE trigger system for LHC Run 3 ». In : *Proceedings, Topical Workshop on Electronics for Particle Physics (TWEPP17): Santa Cruz, CA, USA, September 11–15, 2017*. 2017, p. 149. DOI : 10.22323/1.313.0149. arXiv : 1711.01200 [physics.ins-det] (cité p. 82, 113).

[229] ALICE Collaboration. *ALICE trigger data-acquisition high-level trigger and control system: Technical Design Report*. Rapport technique. 2004. URL : http://cds.cern.ch/record/684651 (cité p. 82).

[230] F. Carena *et al.*, ALICE Collaboration. « The ALICE data acquisition system ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 741 (2014), p. 130–162. DOI : 10.1016/j.nima.2013.12.015 (cité p. 83).

[231] ALICE Collaboration. *ALICE Software Framework (AliRoot)*. Dépôt GitHub. 2019. URL : https://github.com/alisw/AliRoot (cité p. 84, 123).

[232] R. Brun et F. Rademakers. « ROOT: An object oriented data analysis framework ». In : *New computing techniques in physics research V. Proceedings, 5th International Workshop, AIHENP '96, Lausanne, Switzerland, September 2–6, 1996*. T. 389. 1997, p. 81–86. DOI : 10.1016/S0168-9002(97)00048-X (cité p. 84).

[233] R. Brun *et al. GEANT: Detector Description and Simulation Tool*. CERN Program Library. CERN, 1993. DOI : 10.17181/CERN.MUHF.DMJ1 (cité p. 84, 119, 185).

[234] ALICE Collaboration. *ALICE Analysis Repository (AliPhysics)*. Dépôt GitHub. 2019. URL : https://github.com/alisw/AliPhysics/ (cité p. 85, 108, 123).

[235] J. Shiers. « The Worldwide LHC Computing Grid (worldwide LCG) ». In : *Comput. Phys. Commun.* 177 (2007), p. 219–223. DOI : 10.1016/j.cpc.2007.02.021 (cité p. 85).

[236] M. J. Berger *et al.*, National Institute of Standards and Technology (NIST). *XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5)*. 2010. URL : http://physics.nist.gov/xcom (cité p. 88).

[237] C. W. Fabjan et F. Gianotti. « Calorimetry for particle physics ». In : *Rev. Mod. Phys.* 75 (2003), p. 1243–1286. DOI : 10.1103/RevModPhys.75.1243 (cité p. 90, 91).

[238] R. Wigmans. *Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics*. Oxford Science Publications, 2017 (cité p. 91).

[239] M. Livan. « The Art of Calorimetry ». XXVIII Seminario Nazionale di Fisica Nucleare e Subnucleare, Otranto, Italia, 2016. URL : https://bit.ly/2HAYPno (cité p. 91).

[240] J. Kral *et al.* « L0 trigger for the EMCal detector of the ALICE experiment ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 693 (2012), p. 261–267. DOI : 10.1016/j.nima.2012.06.065 (cité p. 97).

[241] O. Bourrion *et al.* « The ALICE EMCal L1 trigger first year of operation experience ». In : *JINST* 8 (2013), p. C01013. DOI : 10.1088/1748-0221/8/01/C01013. arXiv : 1210.8078 [physics.ins-det] (cité p. 98).

[242] J. Faivre, ALICE Collaboration. « Relative pre-calibration of the ALICE electromagnetic calorimeter EMCAL ». In : *Proceedings, 14th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics (CALOR 2010): Beijing, P.R. China, May 10–14, 2010*. T. 293. 2011, p. 012046. DOI : 10.1088/1742-6596/293/1/012046 (cité p. 101).

[243] G. Conesa Balbastre *et al.*, ALICE Collaboration. *π^0 identification with EMCal via shower shape and cluster splitting analysis methods in ALICE: 2011 data, pp and Pb–Pb collisions – Feasibility studies*. Note d'analyse interne ANA-145. 2016 (cité p. 102, 132).

[244] T. C. Awes *et al.* « A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 311 (1992), p. 130–138. DOI : 10.1016/0168-9002(92)90858-2 (cité p. 104, 105).

[245] G. Conesa Balbastre. « Study of the strong interaction with high-energy photons at the LHC: Experience with the ALICE-EMCal detector operation and measurements ». Habilitation à diriger des recherches. Communauté Université Grenoble Alpes, 2019. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02306044 (cité p. 106, 126).

[246] J. Allen *et al.*, ALICE EMCal Collaboration. « Performance of prototypes for the ALICE electromagnetic calorimeter ». In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 615 (2010), p. 6–13. DOI : 10.1016/j.nima.2009.12.061. arXiv : 0912.2005 [physics.ins-det] (cité p. 106, 108).

[247] T. Awes et P. Ganoti, ALICE Collaboration. *Energy resolution and linearity of the ALICE-EMCal calorimeter*. Note d'analyse interne ANA-461. 2017 (cité p. 106, 107).

[248] S. Acharya *et al.*, ALICE Collaboration. « Calibration of the photon spectrometer PHOS of the ALICE experiment ». In : *JINST* 14.05 (2019), P05025. DOI : 10.1088/1748-0221/14/05/P05025. arXiv : 1902.06145 [physics.ins-det] (cité p. 107).

[249] ALICE Collaboration. *ALICE EMCal QA Repository*. 2019. URL : http://aliqaemcafs.web.cern.ch/aliqaemcafs/ (cité p. 109, 110, 112, 223–229).

[250] F. Bock *et al.*, ALICE Collaboration. *Measurement of Direct Photons in p–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV using the PCM, EMC and PCM-EMC Reconstruction Techniques*. Note d'analyse interne ANA-813. 2018 (cité p. 118, 131, 167, 198).

[251] S. Roesler, R. Engel et J. Ranft. « The Monte Carlo event generator DPMJET-III ». In : *Advanced Monte Carlo for radiation physics, particle transport simulation and applications. Proceedings, Conference, MC2000, Lisbon, Portugal, October 23–26, 2000*. 2000, p. 1033–1038. DOI : 10.1007/978-3-642-18211-2_166. arXiv : hep-ph/0012252 [hep-ph] (cité p. 119).

[252] G. Conesa Balbastre, ALICE Collaboration. *Study and emulation of cell energy cross-talk in EMCal*. Note d'analyse interne ANA-837. 2018 (cité p. 125, 134, 168, 195, 213).

[253] W. Bialas et D. A. Petyt. « Mitigation of anomalous APD signals in the CMS ECAL ». In : *Proceedings, Topical Workshop on Electronics for Particle Physics (TWEPP12): Oxford, UK, Sep. 17–21, 2012*. 2013, p. C03020. DOI : 10.1088/1748-0221/8/03/C03020 (cité p. 126).

[254] S. Acharya *et al.*, ALICE Collaboration. « Production of π^0 and η mesons up to high transverse momentum in pp collisions at 2.76 TeV ». In : *Eur. Phys. J. C* 77.5 (2017), p. 339. DOI : 10.1140/epjc/s10052-017-4890-x. arXiv : 1702.00917 [hep-ex] (cité p. 129, 169).

[255] S. Acharya *et al.*, ALICE Collaboration. « Charged jet cross section and fragmentation in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ». In : *Phys. Rev. D* 99.1 (2019), p. 012016. DOI : 10.1103/PhysRevD.99.012016. arXiv : 1809.03232 [nucl-ex] (cité p. 141).

[256] A. Liu *et al.*, ALICE Collaboration. *Measurement of isolated photon–hadron and jet correlations in 5 TeV pp and p–Pb data*. Note d'analyse interne ANA-846. 2018 (cité p. 142, 208, 215).

[257] S. Catani *et al.* « Longitudinally-invariant k_{T}-clustering algorithms for hadron-hadron collisions ». In : *Nucl. Phys. B* 406 (1993), p. 187–224. DOI : 10.1016/0550-3213(93)90166-M (cité p. 142).

[258] M. Cacciari, G. P. Salam et G. Soyez. « FastJet User Manual ». In : *Eur. Phys. J. C* 72 (2012), p. 1896. DOI : 10.1140/epjc/s10052-012-1896-2. arXiv : 1111.6097 [hep-ph] (cité p. 142).

[259] B. Abelev *et al.*, ALICE Collaboration. « Measurement of charged jet suppression in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2{,}76$ TeV ». In : *JHEP* 03 (2014), p. 013. DOI : 10.1007/JHEP03(2014)013. arXiv : 1311.0633 [nucl-ex] (cité p. 143).

[260] ALICE Collaboration. *Problem with C-side tracks in LHC13e+f*. Demande Jira. 2017. URL : https://alice.its.cern.ch/jira/browse/PWGPP-312 (cité p. 145).

[261] E. Masson. *LHC13e/f track issue and the isolated photon analysis*. Réunion hebdomadaire dédiée aux analyses de photons et mésons neutres avec EMCal. 28 septembre 2017. URL : https://indico.cern.ch/event/669542/contributions/2738749/ (cité p. 145).

[262] E. Masson. *2013 p–Pb tracking issue and the isolated photon analysis*. Réunion hebdomadaire du groupe de travail PWG-GA. 24 octobre 2017. URL : https://indico.cern.ch/event/670032/contributions/2764988/ (cité p. 145).

[263] D. F. Lodato. « Measurement of the prompt photon production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ with ALICE ». Thèse de doctorat. Utrecht University, 2018. URL : https://cds.cern.ch/record/2304097 (cité p. 157, 187, 193, 208).

[264] W. Herr et B. Muratori. « Concept of luminosity ». In : *CAS – CERN Accelerator School: Intermediate Course on Accelerator Physics. Zeuthen, Germany, 15–26 Sep. 2003*. 2006, p. 361–378. DOI : 10.5170/CERN-2006-002.361 (cité p. 163).

[265] B. Abelev *et al.*, ALICE Collaboration. « Measurement of visible cross sections in proton-lead collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5{,}02\,\text{TeV}$ in van der Meer scans with the ALICE detector ». In : *JINST* 9.11 (2014), P11003. DOI : 10.1088/1748-0221/9/11/P11003. arXiv : 1405.1849 [nucl-ex] (cité p. 164).

[266] ALICE Collaboration. *Centrality determination in heavy ion collisions*. ALICE-PUBLIC-2018-011. 2019. URL : https://alice-notes.web.cern.ch/node/711 (cité p. 164, 203).

[267] S. van der Meer. *Calibration of the effective beam height in the ISR*. Rapport technique CERN-ISR-PO-68-31. 1968. URL : http://cds.cern.ch/record/296752 (cité p. 164, 194).

[268] E. Masson. *Isolated photon cross section in Run I p–Pb data*. Réunion hebdomadaire du groupe de travail PWG-GA. 16 octobre 2018. URL : https://indico.cern.ch/event/765284/contributions/3179278/ (cité p. 169).

[269] R. Xu *et al.*, ALICE Collaboration. *Isolated direct photon cross section measurement in pp collisions at 13 TeV with ALICE detector at LHC*. Note d'analyse interne ANA-849. 2018 (cité p. 170, 213).

[270] B. Abelev *et al.*, ALICE Collaboration. « Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton-proton collisions at the LHC with ALICE ». In : *Eur. Phys. J. C* 73.6 (2013), p. 2456. DOI : 10.1140/epjc/s10052-013-2456-0. arXiv : 1208.4968 [hep-ex] (cité p. 194).

[271] B. Abelev *et al.*, ALICE Collaboration. « Measurement of quarkonium production at forward rapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ ». In : *Eur. Phys. J. C* 74.8 (2014), p. 2974. DOI : 10.1140/epjc/s10052-014-2974-4. arXiv : 1403.3648 [nucl-ex] (cité p. 194).

[272] S. Acharya *et al.*, ALICE Collaboration. « Direct photon production at low transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ and $8\,\text{TeV}$ ». In : *Phys. Rev. C* 99.2 (2019), p. 024912. DOI : 10.1103/PhysRevC.99.024912. arXiv : 1803.09857 [nucl-ex] (cité p. 194, 198).

[273] M. Klasen, C. Klein-Bösing et H. Poppenborg. « Prompt photon production and photon-jet correlations at the LHC ». In : *JHEP* 03 (2018), p. 081. DOI : 10.1007/JHEP03(2018)081. arXiv : 1709.04154 [hep-ph] (cité p. 200, 201, 207).

[274] L. Bourhis, M. Fontannaz et J.-P. Guillet. « Quarks and gluon fragmentation functions into photons ». In : *Eur. Phys. J. C* 2 (1998), p. 529–537. DOI : 10.1007/s100520050158. arXiv : hep-ph/9704447 [hep-ph] (cité p. 200, 204, 206–209).

[275] J. Pumplin *et al.* « Uncertainties of predictions from parton distribution functions. II. The Hessian method ». In : *Phys. Rev. D* 65 (2001), p. 014013. DOI : 10.1103/PhysRevD.65.014013. arXiv : hep-ph/0101032 [hep-ph] (cité p. 200).

[276] R. L. Pearson et C. Voisey. « Towards parton distribution functions with theoretical uncertainties ». In : *Proceedings, 21st High-Energy Physics International Conference in Quantum Chromodynamics (QCD 18) : Montpellier, France, July 2-6, 2018*. T. 300-302. 2018, p. 24–29. DOI : 10.1016/j.nuclphysbps.2018.12.006. arXiv : 1810.01996 [hep-ph] (cité p. 201).

[277] S. Dulat *et al.* « New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics ». In : *Phys. Rev. D* 93.3 (2016), p. 033006. DOI : 10.1103/PhysRevD.93.033006. arXiv : 1506.07443 [hep-ph] (cité p. 201, 204, 207–211).

[278] H.-L. Lai *et al.* « New parton distributions for collider physics ». In : *Phys. Rev. D* 82 (2010), p. 074024. DOI : 10.1103/PhysRevD.82.074024. arXiv : 1007.2241 [hep-ph] (cité p. 201, 210, 211).

[279] D. Stump *et al.* « Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics ». In : *JHEP* 10 (2003), p. 046. DOI : 10.1088/1126-6708/2003/10/046. arXiv : hep-ph/0303013 [hep-ph] (cité p. 201).

[280] J. Pumplin *et al.* « New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis ». In : *JHEP* 07 (2002), p. 012. DOI : 10.1088/1126-6708/2002/07/012. arXiv : hep-ph/0201195 [hep-ph] (cité p. 210, 211).

[281] J. Adam *et al.*, ALICE Collaboration. « Direct photon production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2.76\,\mathrm{TeV}$ ». In : *Phys. Lett. B* 754 (2016), p. 235–248. DOI : 10.1016/j.physletb.2016.01.020. arXiv : 1509.07324 [nucl-ex] (cité p. 214, 215).

[282] A. P. de Haas *et al.* « The FoCal prototype — an extremely fine-grained electromagnetic calorimeter using CMOS pixel sensors ». In : *JINST* 13.01 (2018), P01014. DOI : 10.1088/1748-0221/13/01/P01014. arXiv : 1708.05164 [physics.ins-det] (cité p. 215).

[283] ALICE Collaboration. *ALICE ITS QA Repository*. 2019. URL : http://aliqaitsafs.web.cern.ch/aliqaitsafs/ (cité p. 235).

[284] ALICE Collaboration. *ALICE TPC QA Repository*. 2019. URL : http://aliqatpcafs.web.cern.ch/aliqatpcafs/ (cité p. 236, 237).

UNIVERSITE MATIERE
BRETAGNE MOLECULES
LOIRE ET MATERIAUX

IMT Atlantique
Bretagne-Pays de la Loire
École Mines-Télécom

Titre : Mesure de la production de photons isolés dans les collisions proton-proton et proton-plomb au LHC avec l'expérience ALICE

Mots clés : photons isolés, photons directs, pQCD, QGP, collisions hadroniques, LHC, ALICE

Résumé : Dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules, les constituants élémentaires de la matière identifiés à ce jour sont les quarks et les gluons, génériquement appelés *partons* et soumis à l'interaction forte, décrite par la chromodynamique quantique (QCD). Si les partons sont confinés dans les hadrons sous des conditions normales de température et de densité, l'existence d'un état déconfiné, le plasma de quarks et de gluons (QGP), a été prédite par la QCD pour des conditions thermodynamiques extrêmes. Cet état de la matière peut être atteint dans le cadre de collisions d'ions lourds ultrarelativistes telles qu'en produit le grand collisionneur de hadrons du CERN (LHC), et sondé à l'aide de multiples observables auxquelles peut accéder l'expérience ALICE en particulier. Les photons prompts, issus de processus partoniques de haute énergie, constituent à ce titre une sonde privilégiée de la matière hadronique. Insensibles à l'interaction forte, ils peuvent traverser le milieu déconfiné en conservant les informations primaires d'une collision et représentent ainsi une référence précieuse *a priori* non affectée par le QGP. Ces photons peuvent être identifiés à l'aide de techniques de calorimétrie électromagnétique et d'isolement. Dans le cadre de cette thèse de doctorat, la production de photons isolés a été mesurée dans des collisions proton-proton et proton-plomb avec l'expérience ALICE. Les résultats obtenus sont compatibles avec des prédictions de QCD, y compris dans un régime cinématique inexploré jusqu'alors par cette observable.

Title: Measurement of the isolated photon production in proton-proton and proton-lead collisions at the LHC with the ALICE experiment

Keywords: isolated photons, direct photons, pQCD, QGP, hadron collisions, LHC, ALICE

Abstract: In the Standard Model of particle physics, elementary constituents of matter identified to date are quarks and gluons, generically called *partons* and obeying the strong interaction described by quantum chromodynamics (QCD). While partons are confined in hadrons under standard temperature and density conditions, the existence of a deconfined state, quark-gluon plasma (QGP), has been predicted by QCD for extreme thermodynamic conditions. This state of matter can be reached in ultrarelativistic heavy-ion collisions such as produced at the CERN Large Hadron Collider (LHC) and can be probed with many observables accessible to the ALICE experiment in particular. Prompt photons, emitted by high-energy partonic processes, constitute a key probe of hadronic matter. Insensitive to the strong interaction they can traverse the deconfined medium preserving primary information about a collision, and thus represent a valuable reference not affected by QGP *a priori*. These photons can be identified with electromagnetic calorimetry and isolation techniques. Within this doctoral thesis, the isolated photon production has been measured in proton-proton and proton-lead collisions with the ALICE experiment. The results are in agreement with QCD predictions, including in a kinematic range unexplored by this observable thus far.